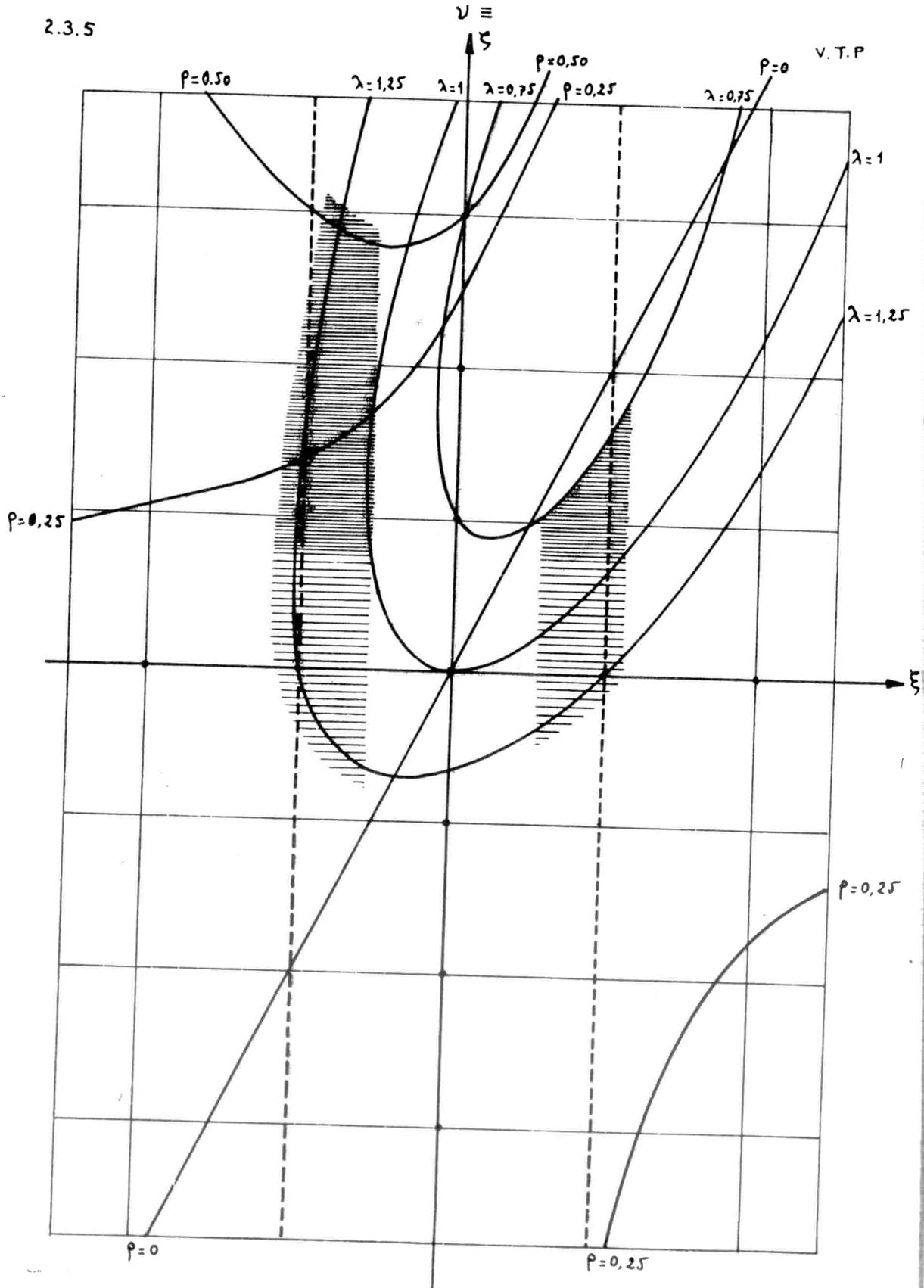


2.3.5



2.4.5



FIG. 4c

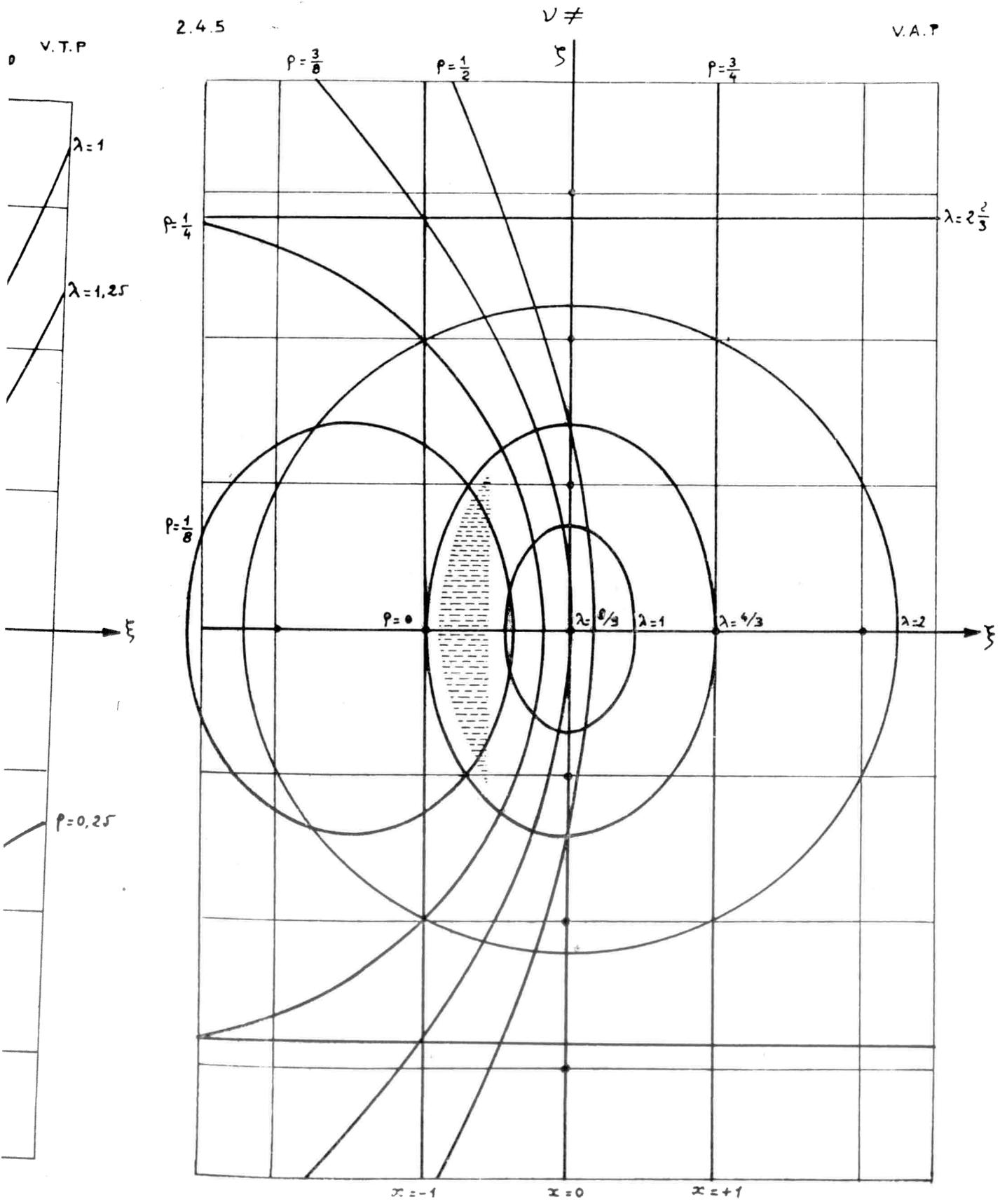


FIG. 4d

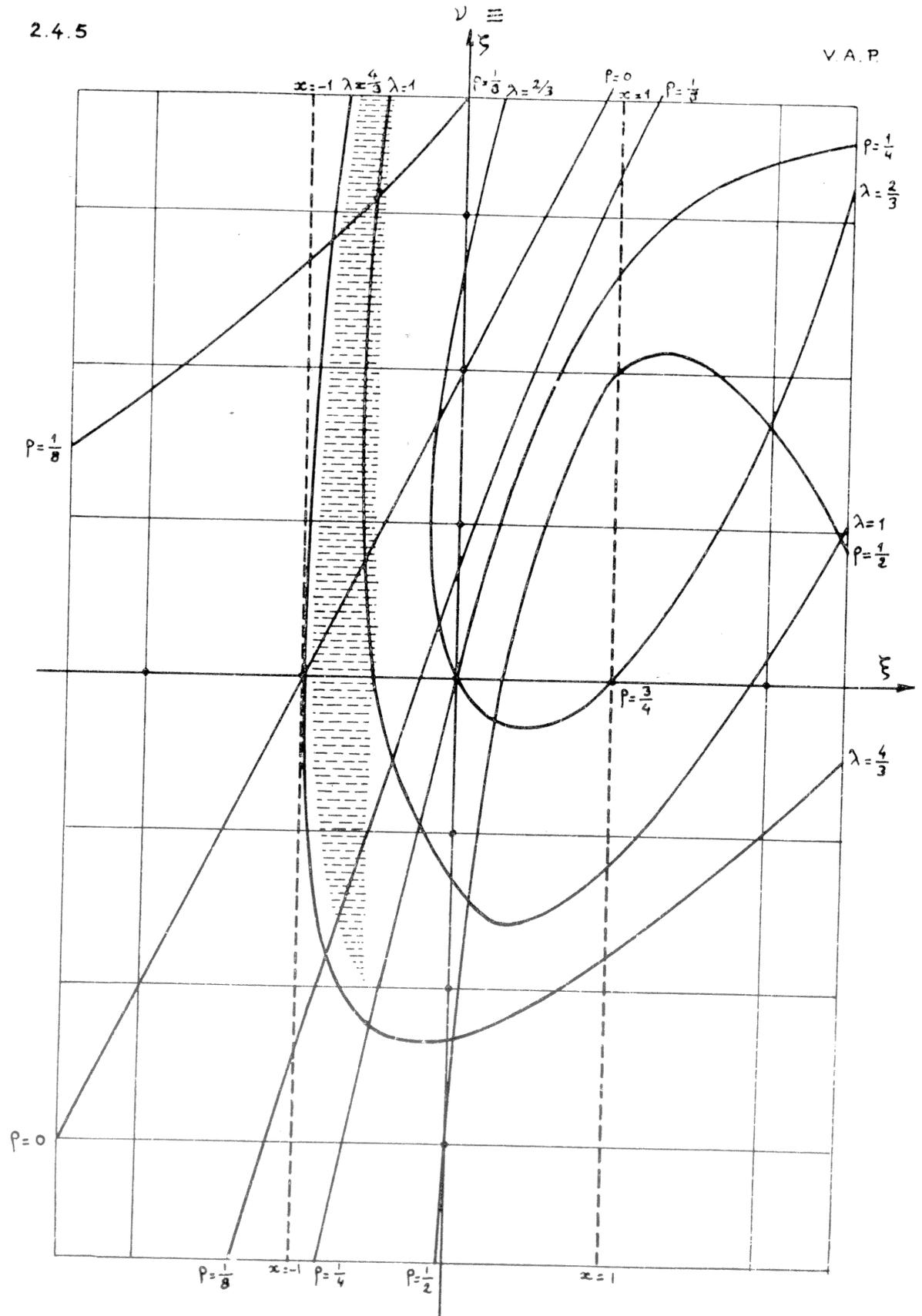


Fig. 4c

I
par
à jo
dro
seri
les
I
30
L
asse
spec
L
sont

Les fig. 4 représentent ces fonctions $\rho(\xi, \zeta)$, $\lambda(\xi, \zeta)$ et chaque lecteur peut, par simple inspection de ces figures, poursuivre lui-même la discussion et la tenir à jour au fur et à mesure que les déterminations expérimentales de ρ , λ , ξ , ζ deviendront plus précises. Pour aider le lecteur, des domaines ont été hachurés (hachures serrées) lorsque les conditions trouvées précédemment sont satisfaites. Rappelons-les ici :

D' : $g_3 \neq 0$; G : $g_5 \neq 0$ et appelons G' la condition $g_5 > 0,75$.

(30) : $0,29 < \xi^2 < 1,22$; (48) : $0,74 < \lambda < 1,30$; (43) : $0 \leq \rho < 0,54$.

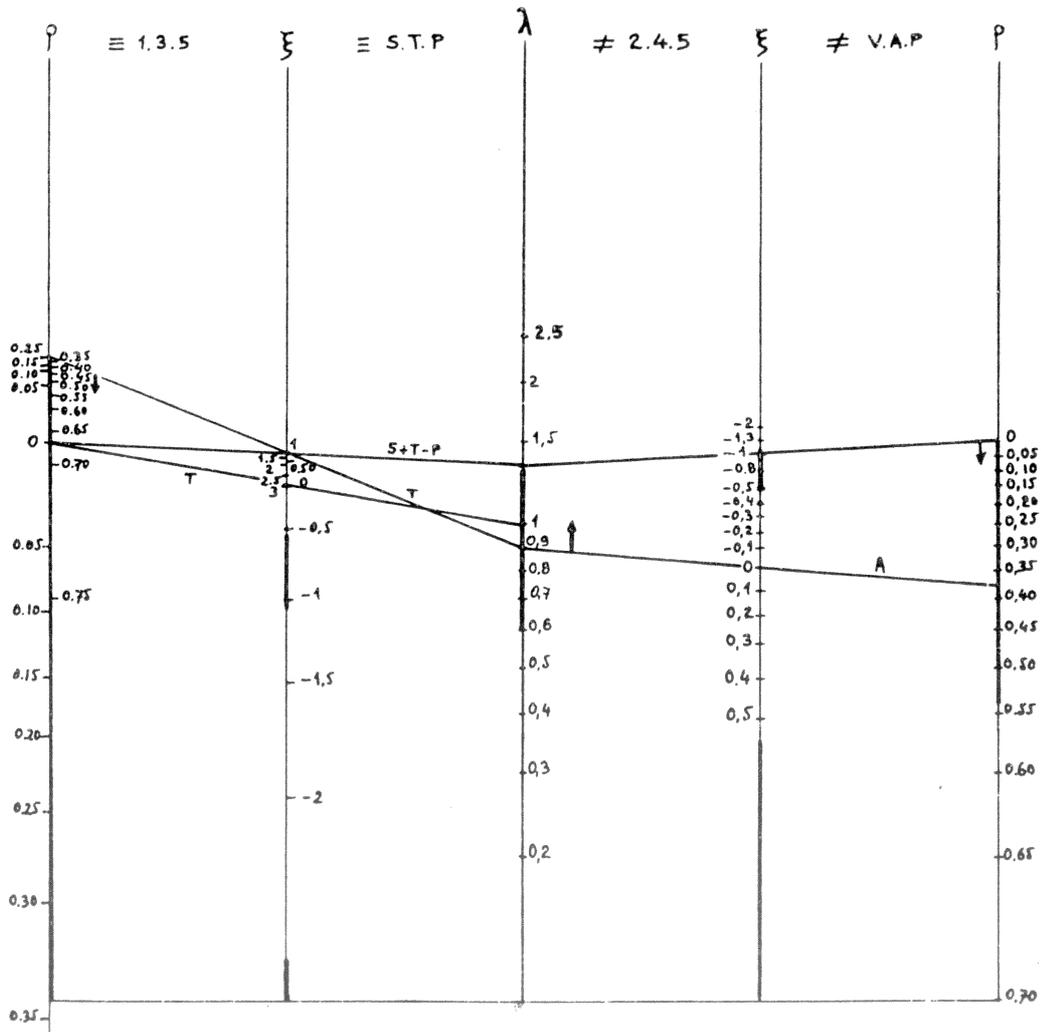
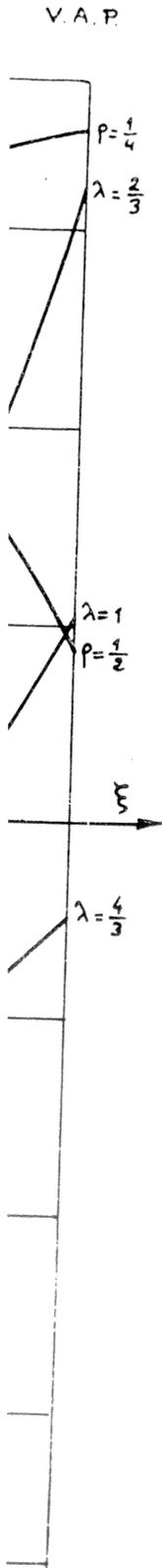


FIG. 5

Deux monogrammes à alignement en λ, ξ, ρ

- 1.3.5 " \equiv STP
- 2.4.5 " \neq VAP

Les conditions G et G' (cette dernière assez arbitraire, mais certainement pas assez sévère) sont basées sur l'interprétation de PETSCHER et MARSHAK 1952 du spectre de RaE. Nous avons vu comment elle était un peu fragile.

Les domaines où les autres conditions sont remplies, celles-là ne l'étant pas, sont aussi hachurés, mais avec des hachures plus espacées. On a même hachuré

(en pointillées) les domaines où seulement (30), (48) et (43) sont remplies (cela revient à rejeter l'interprétation du RaE et des expériences de recul de He⁶). Les cinq fig. 4 ont été tracées pour les seules combinaisons des g_i donnant au moins un domaine hachuré.

La discussion ci-dessus est aussi valable pour les correspondances 3, 4, 5; les figures ont été tracées pour les correspondances appartenant au signe supérieur des formules de la table 3. Pour passer à celles du signe inférieur, changer g_2 et g_3 en $-g_2$ et $-g_3$.

La même discussion peut être faite encore plus simplement pour les correspondances 2 et 6. Les seuls cas où les conditions (30), (48) et (43) peuvent être remplies, [avec l'hypothèse (27)], sont ceux où les deux neutrinos de la désintégration du méson μ sont identiques (cas II) et où la combinaison linéaire des g_i est

$$(52) \quad g_1, g_3, g_5 \text{ (STP)}; \text{ on a alors : } 0 \leq \zeta^2 \leq 0,95 \xi^2 + 0,15 < 1,31 \quad , \quad \rho = 0$$

$$(52') \quad g_2, g_3, g_5 \text{ (VTP)}; \text{ on a alors : } 3,65 < 1,11 \xi^2 + 2,7 \leq \zeta^2 \leq 1,95 \xi^2 + 5,85 < 8,23 \quad , \quad \rho = 0$$

$$(52'') \quad g_2, g_4, g_5 \text{ (VAP)}; \text{ on a alors } \begin{cases} 0,54 > \rho = 3/(4 + \zeta^2) > 0,36 \\ 1,55 < \zeta^2 = \frac{3}{2} \lambda (\xi^2 + 3) - 4 < 4,23 \\ 3,71 < \lambda (\xi^2 + 3) < 5,49 \end{cases}$$

3.3. Les questions de signes.

Dans 3.2, nous venons de voir que, aux signes près, la correspondance biunivoque entre les deux ensembles de quatre champs (distincts ou non) de fermions peut être remplacée par une correspondance entre paires de champs, sans préciser la correspondance à l'intérieur des paires. Évidemment, il n'y a par contre aucune ambiguïté de signes dans cet article, si on précise entièrement la correspondance biunivoque.

Mais lorsque l'on veut comparer des travaux différents, l'étude des signes est assez délicate. Jusqu'à présent, elle n'avait aucune utilité en radio-activité β et les auteurs n'avaient donc pas à se soucier de cette question. Pour faire une telle étude, il faut considérer :

3.31. La définition de $H = \vec{g} \cdot (\vec{J} + \vec{J}')$. Nous avons déjà vu en 1.1 que les g_i doivent être réels ⁽¹⁹⁾ et que tous les physiciens s'occupant de radio-activité β utilisent pour H des expressions telles que, dans la définition des constantes de couplage qui en résulte (implicitement), celles-ci ont toutes la même grandeur en valeur absolue. Par contre ces définitions varient en signe. Certains auteurs utilisent les mêmes g_i que dans cet article (Caianiello par exemple) ⁽²⁰⁾, mais la plupart des auteurs de la radio-activité β utilisent les mêmes définitions que KONOPINSKI 1943. Pour passer des définitions adoptées ici à celles adoptées dans KONOPINSKI 1943

⁽¹⁹⁾ Plus précisément, ils doivent avoir la même phase dans le plan complexe, et tous les résultats physiques sont invariants lorsqu'on change les cinq g_i en $-g_i$.

⁽²⁰⁾ C'est aussi le cas de BLATT et WEISSKOPF (1952), mais leur g appartenant aux «pseudo» couplages tels qu'ils sont définis ici (en A2).

(ou BETHE et BACHER 1936) ⁽²¹⁾, il faut changer g_1, g_2, g_3, g_4, g_5 en $g_1, -g_2, g_3, g_4, -g_5$.

3.32. Il faut aussi considérer l'ordre des ψ^k dans l'hamiltonien sans oublier que la définition de cet ordre, qui est indiqué par la manière d'écrire l'hamiltonien, peut encore dépendre de la façon de faire les calculs ⁽²²⁾. Alors qu'ici nous utilisons la seconde quantification (ce qui est d'ailleurs indispensable pour les particules de Majorana) dans la majorité des travaux sur la radio-activité β depuis KONOPINSKI et ULHENBECK (1935), on considère la désintégration β^- comme la transition d'un neutron en proton accompagnée par la transition d'un neutrino d'énergie négative en électron; d'où l'ordre :

p final, n initial, ε final, ν initial.

Cette façon de voir est bien équivalente à la définition de l'ordre p, n, ε, ν , adopté ici, mais elle n'est pas du tout commode quand on veut considérer toutes les permutations possibles et toutes les correspondances possibles entre les particules. Avec cette façon de voir, c'est évidemment un ordre différent qui est adopté pour la capture K ou l'émission β^+ : n, p, ν, ε , c'est-à-dire : n final, p initial, ν final, ε initial (d'énergie positive pour la capture K, d'énergie négative pour l'émission β^+). *Il n'y a pas de différence* entre les deux ordres p, n, ε, ν et n, p, ν, ε , comme on le voit dans A2 (voir cependant, pour les « pseudo-couplages »).

3.33. Actuellement, le seul phénomène de la radio-activité β , où l'introduction d'un terme rectangle a été trouvée essentielle, est la désintégration du RaE; celle-ci doit donc donner le signe du rapport g_5/g_3 en même temps que sa valeur absolue. Excepté le récent article de RUDERMAN 1953, aucun détail de calcul n'a été donné par les auteurs ayant travaillé sur cette question. *Il me semble* que RUDERMAN trouve (avec les notations de cet article) : $g_5 \approx 1,4 g_3$ mais n'ayant pas de certitude absolue sur ce sujet, je n'en tiens pas compte dans la discussion.

Il ne nous reste plus pour terminer ce paragraphe sur les questions de signe, qu'à répondre à la question suivante : Quelles conclusions pourrions-nous tirer, pour notre discussion, de la détermination expérimentale du signe du rapport de deux constantes de couplage dans la radio-activité β ?

Pour les correspondances des classes 2 et 6, on voit immédiatement sur la table 3 que le signe des g_i n'a pas à être précisé (ni d'ailleurs la correspondance à l'intérieur de la classe).

Pour les correspondances des classes 1, 3, 4, 5, les signes relatifs des constantes de couplages de la radio-activité β se classent en deux catégories : on pose $r = 1, 4, 5, s = 2, 3$.

a. La connaissance du signe relatif de deux g_i ou de deux g_j ne permet pas de choisir entre les deux correspondances de chaque classe, mais peut diminuer le domaine des \vec{g} compatibles avec les résultats expérimentaux;

b. La connaissance du signe relatif d'un g_i par rapport à un g_j , avant de restreindre le domaine des \vec{g} compatibles avec l'expérience pourra, plus probablement, permettre de choisir une des deux déterminations de signe de la table 3, en d'autres

⁽²¹⁾ Dans l'article cité, FIERZ (1937), les g sont juste de signe opposé à ceux de KONOPINSKI (1943), ce qui revient au même (voir note 1).

⁽²²⁾ L'ambiguïté, s'il y en a dans certains articles sur la radioactivité β , peut simplement se manifester par le signe relatif de g_i et g_j par rapport à g_1, g_4, g_5 .

termes, permettra de choisir (si cela n'a pas encore été fait) une des deux correspondances de la classe.

Nous reviendrons dans le cinquième chapitre sur cette question de correspondance entre particules. Alors qu'il est fort naturel que l'électron et le neutrino de p, n, ε, ν , et $\mu, \varepsilon, \nu, \nu$, se correspondent à eux-mêmes, on ne voit pas bien comment choisir à priori entre les correspondances : $p \longleftrightarrow \mu, n \longleftrightarrow \nu$ et $p \longleftrightarrow \nu, n, \longleftrightarrow \mu$. Évidemment, rien dans l'état actuel de la théorie quantique des champs ne permet un tel choix. Il nous faudra donc réfléchir sur cette étrange coïncidence de la possibilité d'une « même » interaction pour la radio-activité β et la désintégration du méson μ . Et pour être complet, il nous faut ajouter les deux remarques suivantes (3,41 à 3,42) en guise de conclusion de ce chapitre :

3.4. Conclusions.

3.41. Puisque, pour comparer la radio-activité β et la désintégration du méson μ , il nous faut définir une correspondance entre les particules intéressées, il est naturel d'essayer d'abord l'hypothèse exigeant le minimum d'arbitraire, c'est-à-dire : la paire $\varepsilon\nu$ se correspond à elle-même et par conséquent les paires n, p , et μ, ν , se correspondent.

Pour qu'il n'y ait pas d'ambiguïté dans les conséquences de cette hypothèse il faut donc que l'on ait soit $g_2 = g_3 = 0$, soit $g_1 = g_4 = g_5 = 0$ ⁽²³⁾. Nous avons vu (condition F) que la première alternative était exclue. Quant à la seconde, elle n'est acceptable que si on n'accepte pas l'évidence du radium E ⁽²⁴⁾ (voir 1,32). De 3,2 on déduit alors que le cas I (ν_{γ}) est exclu, ainsi que (voir 52) les correspondances des classes 2 et 6. La discussion se trouve donc limitée au domaine de l'axe des ξ de la fig. 4c ce qui donne pour ρ une valeur voisine de zéro (ν 0,10). Il est vraisemblable que $g_1 = g_4 = g_5 = 0$ soit exclu.

3.42 Rien n'exclut qu'au lieu d'une correspondance entre les particules n, p, ε, ν , et $\mu, \varepsilon, \nu, \nu$, on n'ait pas à faire à une somme de correspondance et je le signale ici pour être complet. Cela nous donne encore plus de liberté pour satisfaire aux évidences expérimentales. Il semble inutile ici d'étendre systématiquement la discussion dans cette voie : c'est d'ailleurs très facile et souvent banal en utilisant la table 3. J'indique seulement quelques traits de cette extension à une somme de correspondance :

a. Cela peut multiplier ou diviser la valeur de λ (voir 5.3 pour un exemple) par le nombre de correspondances.

⁽²³⁾ En faisant l'hypothèse *a priori* que (en négligeant les effets coulombiens) les spectres β^+ et β^- devaient être identiques, De GROOT et TOLOHEK sont arrivés aux mêmes conditions. Ces conditions apparaissent naturellement dans toutes ces hypothèses car elles correspondent au caractère de symétrie ou d'antisymétrie (voir A1) pour les invariants formés de deux spineurs de Dirac.

⁽²⁴⁾ En admettant que l'interaction est purement en g_2 et g_3 (VT), ce que nous avons dit en 1.32 contre les conclusions de MAHMOUD et KONOPINSKI (1952), ne s'applique plus, le seul terme rectangle étant en g_2, g_3 et son effet ne peut être masqué par un autre. Cependant, on a $|A/A_1| \sim 1 - A^2 / (g_2/g_3) (g_2^0 + g_3^0)$ avec une assez bonne approximation, et A dépendant des éléments de matrice nucléaire. L'évaluation de A paraît incertaine, MAHMOUD et KONOPINSKI rejettent celle de AURENS et FEENBERG (1952) ($\lambda \approx 1$) pour adopter celle de PURSEY (1951) ($\lambda \approx 2$). Notons que la valeur $A = 1,7$ donne pour la valeur limite de g_2/g_3 ici $\approx \xi$, que nous avons adoptée en (30), $A/A_1 = 0,20$ ce qui n'est que deux fois l'erreur probable d'après le travail de MAHMOUD et KONOPINSKI (1952).

b.
men
pou
forn
celle
c.
sym
de C
3.
une
faits
exch
voqt
tout
être
d'au
g₁, &
3.5.
To
les t
spec
Dan
au r
p & i
notr
53
lla é
sont
L
n'es
par
Rub
nucl
encc
dant
biur
54
et le
forn
men
55

b. Dans le cas où les deux neutrinos de $\mu, \varepsilon, \nu, \nu$, correspondraient successivement aux mêmes particules de n, p, ε, ν , ceci ne peut avoir que l'effet signalé en a. pour le cas II ($\nu \neq \bar{\nu}$) mais dans l'autre cas, cela *en plus* transformerait toutes les formules du cas I de la table 3, les formules transformées devenant identiques à celles du cas II; d'où l'impossibilité de distinguer entre les 2 cas.

c. La somme de toutes les correspondances possibles donne une interaction symétrique par rapport aux quatre particules, qui n'est donc autre que l'interaction de CRITCHFIELD et WIGNER 1941.

3.43. Pour conclure notons que (si l'on accepte le calcul de RUDERMAN 1953) une interaction en g_1, g_3, g_5 (STP) permet d'expliquer, à l'heure actuelle, tous les faits expérimentaux que nous avons passé en revue jusqu'à maintenant et semble exclure le cas I (afin que $|g_5/g_3| \geq 1,4$) quelle que soit la correspondance biunivoque entre les particules des deux ensembles n, p, ε, ν , et $\mu, \varepsilon, \nu, \nu$ (avec la réserve toutefois de 3.42b). Mais l'interprétation de certains faits expérimentaux peut être erronée (celle du spectre de RaE par exemple). Il faut donc, à mon avis, attendre d'autres confirmations pour pouvoir dire que l'interaction est certainement en g_1, g_3, g_5 principalement.

3.5. Cas d'une interaction pseudoscalaire importante.

Toujours en se référant, pour l'espace des g à l'ordre des particules choisi dans les travaux sur la radioactivité β , nous avons réservé le cas où $g_5^2 > 100 \kappa$. Le spectre du neutron exige d'ailleurs une limite supérieure (> 100) au rapport g_5^2/κ . Dans ce qui précède, en admettant $g_5^2 \ll 100$ on trouve que dans tous les cas (tout au moins avec *une* correspondance biunivoque entre les ensemble $\mu \varepsilon \nu \nu$ et $n p \varepsilon \nu$ de particules) en acceptant les conditions (30), (48) et (43) trouvées dans notre discussion.

$$(53) \quad \frac{g_5^2}{g_3^2} = \zeta^2 < 8,23 < 2,5 (3 + \xi^2) < 2,5 \kappa.$$

[la définition de ξ^2 dans le cas général est donnée en (28') et les conditions ci-dessus sont valables pour n'importe quel \vec{g} , même si l'on n'accepte pas (27)].

La condition (53) est basée entre autre sur (6). Mais cette dernière équation n'est plus une assez bonne approximation si $g_5^2 > 100 \kappa$; et elle doit être remplacée par (2). Nous avons déjà vu que, par exemple AHRENS et al. 1952 d'une part, et RUDERMAN 1953 diffèrent énormément pour l'évaluation des éléments de matrice nucléaires dus à g_5 et que si on accepte les résultats des premiers $g_5^2 = 100 \kappa$ est encore trop petit pour expliquer le spectre de RaE de la radio-activité β . Cependant, cela donne une valeur trop grande pour λ , quelle que soit la correspondance biunivoque choisie. On a en effet :

$$(54) \quad \lambda \sim \frac{2}{3} \cdot \frac{3}{8} \frac{g_5^2}{\kappa} = 25 \quad \text{pour } g_5^2 = 100 \kappa$$

et lorsqu'on prend $g_5^2 > 100 \kappa$ on voit que λ est encore plus grand, bien que la formule (2) soit à substituer à (6). Pour une interaction purement g_5 on voit facilement avec (2) que (quelle que soit la correspondance biunivoque) :

$$(55) \quad \lambda > \frac{2}{3} \cdot \frac{3}{8} \cdot \frac{12M^2}{10\Delta^2 - 3 - 8\Delta} = 250\ 000$$

Le cas $g_3^2 \approx 1000$, que nous avons à traiter, pour être complet, est donc complètement exclu de notre discussion, car il donne des valeurs bien trop grandes à λ , qui expérimentalement est voisin de 1.

4. AUTRES PHÉNOMÈNES EXPLIQUÉS PAR UNE INTERACTION DIRECTE ENTRE QUATRE FERMIONS

4.1. Résultats expérimentaux sur la capture des mésons μ^- par les noyaux.

Il est clair que les mésons μ^- lents, par une action purement électromagnétique, tombent très rapidement sur une des orbites de Bohr du noyau d'un atome voisin. (Voir par exemple WHEELER 1947.) Lorsqu'on croyait que le méson μ était le méson nucléaire prédit par YUAKAWA, on s'attendait (TOMONAGA et ARAKI 1940) à ce que les mésons μ^- soient capturés par les noyaux avec une probabilité plus grande que celle de leur désintégration spontanée) et cela avait d'ailleurs été confirmé par des expériences avec du fer ou du plomb pour stopper les mésons μ^- . Mais CONVERSI et al. 1945, 1947 ont montré qu'il n'en était plus ainsi avec le carbone. De nombreuses expériences étaient alors entreprises avec divers matériaux de Z allant de 4 à 16.

SIGURGEIRSSON et YAMAKAWA (1947, 1949), VALLEY 1947, TICHO (1947, 1948 a, b), NERESON 1948, KISSINGER et COOPER (1948), TICHO et SCHEIN 1947, 1948, VALLEY et ROSSI (1948). La découverte du méson π (LATTES et al. 1947) montrait que le méson μ n'était pas fortement couplé au nucléon, ce qui permettait de mieux comprendre la faible probabilité de capture trouvée par les divers expérimentateurs que nous venons de citer. Les quatre derniers auteurs, plus spécialement, montraient que, tandis que la vie moyenne des mésons μ^+ était indépendante de la matière où ils étaient stoppés, la vie moyenne pour l'émission d'un électron par un méson μ^- au repos, dépendait de Z. Soit τ_μ la vie moyenne de désintégration spontanée τ_c celle de capture. Un calcul élémentaire (WHEELER 1947) donne aisément la loi approchée $\tau_c \propto Z^{-1}$. On peut donc poser :

$$(56) \quad \tau_c = \tau_\mu \left(\frac{Z_0}{Z} \right)^4$$

et les expériences citées ont donné $Z_0 \approx 11$. En admettant que les mésons μ^- ne sont capturés que par les protons du noyau et en étudiant en détail l'interaction électromagnétique du méson μ^+ avec le noyau dont le rayon n'est pas négligeable, WHEELER a obtenu une formule plus précise. Gardant la même forme, il pose :

$$(56') \quad \tau_c = \tau_\mu \left(\frac{Z_{eff}}{Z_0} \right)^4$$

où Z_{eff} est beaucoup plus petit que Z pour les noyaux lourds : par exemple pour C : $Z = 6$, $Z_{eff} = 5,78$; Pb : $Z = 82$, $Z_{eff} = 31,5$.

Les expériences précises de HARRISON et al. 1951 ont bien vérifié cette loi pour les éléments pas trop lourds, mais KEUFFEL et al. 1952 ont récemment montré que Z_{eff} est plus petit que la valeur prévue par WHEELER 1949 pour les éléments très lourds et varie irrégulièrement avec Z (il est par exemple anormalement bas pour Pb). Nous reviendrons sur ce point au paragraphe suivant.

Que devient le noyau après la capture du méson μ^- ? L'étude par les plaques photographiques, et aussi par des méthodes de coïncidence avec des compteurs à neutrons, a montré que le noyau ne recevait qu'une faible partie de l'énergie que le méson μ aurait pu lui céder, en admettant que toute son énergie de masse soit communiquée au noyau.

TIOMNO et WHEELER (1949) ainsi que ROSENBLUTH 1949 ont montré que l'excitation laissée au noyau correspond bien à celle résultant de la capture de μ^- accompagnée de l'émission d'une particule légère qui emporterait la plus grande partie de l'énergie. Cette particule est neutre, et PICCIONI (1938) avait vérifié que ce n'était pas un photon. Il était donc naturel d'accuser encore le neutrino pour ce déficit dans le bilan énergétique de la capture des μ^- par les noyaux. C'est ce qu'avait fait déjà PONTECORVO 1947, en proposant la réaction $\mu^- + p^+ \rightarrow n + \nu$, très analogue à la capture K.

4.2. Le triangle d'interaction.

Connaissant la vie moyenne de la désintégration $\pi \rightarrow \mu + \nu$ LODGE 1948, PUPPI 1948, 1949, LEE et al. 1949, TAKETANI et al. 1949 etc., ont montré que l'ordre de grandeur de la vie moyenne de capture $\mu^- + p^+ \rightarrow n + \nu$ pouvait être expliqué par l'intermédiaire d'un méson π virtuel. Mais cela est hors du sujet de ce travail. Par contre PUPPI 1948, 1949 LEE et al. 1949, ainsi que TIOMNO et WHEELER 1949, dans un travail plus détaillé, ont montré qu'un couplage de Fermi, avec des constantes de couplage du même ordre de grandeur que celles de la radio-activité β , expliquait bien la valeur de τ_c pour les éléments pas trop lourds. Les écarts avec la loi en $(Z_{eff})^{-1}$ trouvés dans les expériences de KEUFFEL et al. 1952 ont été expliqués par KENNEDY 1952 en utilisant le modèle nucléaire des couches, et diverses approximations très raisonnables pour le calcul de l'élément de matrice nucléaire. Cela lui donne (en admettant comme correspondance biunivoque entre n, p, ν, ε , et n, p, ν, μ , celle où n, p, ν , se correspondent à eux-mêmes) $\sqrt{\mathfrak{G}} \approx 3 \cdot 10^{-49}$ erg. cm³. Des éléments de matrices nucléaires peuvent être estimés plus exactement pour des noyaux simples. C'est ce qu'ont fait PRESTON et DURET 1952 pour le Carbone et les résultats récents de BELL et HINCKS 1952 leur donnent :

$$(57) \quad \sqrt{\mathfrak{G}} = \left(3,2 \begin{matrix} + 1,8 \\ - 0,7 \end{matrix} \right) \cdot 10^{-49} \text{ ergs. cm}^3$$

En comparant avec (14) et (48) nous sommes donc conduits à dire, comme l'ont en premier affirmé PUPPI 1948, 1949, LEE et al. 1949, TIOMNO et WHEELER 1949, que la « même » interaction de Fermi entre deux quelconques des trois paires de particules : $n, p, \varepsilon, \nu, \mu, \nu$, peut expliquer les phénomènes de la radio-activité β , la désintégration des mésons μ et la capture des mésons μ^- par les noyaux lourds. La correspondance biunivoque la plus naturelle entre les particules de chaque catégorie de phénomènes est $p \leftrightarrow \mu \leftrightarrow \varepsilon$ et $n \leftrightarrow \nu \leftrightarrow \nu$: c'est la correspondance classe 1, signe inférieur, de la table 3.

Nous avons déjà fait remarquer (note 18) que la correspondance entre particules n'avait pas à être précisée pour leurs états conjugués de charge. Ce serait d'ailleurs impossible pour le triangle d'interactions $n, p, \varepsilon, \nu, \mu, \nu$.

En effet, en notant par un indice supérieur la charge électrique des particules

et en distinguant par un indice inférieur les deux états des particules neutres (— correspondant à l'« antiparticule »), les trois interactions s'écrivent :

radio-activité : $n_{\pm} p^{\pm} \varepsilon^{\mp} \nu_{\mp}$ (l'antineutrino ν_{-} est émis dans la désintégration de n_{+})

désintégration de μ : $\varepsilon^{\mp} \nu_{\pm} \mu^{\pm} \nu'_{\pm}$

capture des μ^{-} : $n_{\pm} p^{\mp} \mu^{\pm} \nu'_{\pm}$

On voit que, suivant que le neutrino émis dans la capture des μ^{-} est ν_{+} ou ν_{-} , les deux neutrinos émis dans la désintégration $\mu \rightarrow \varepsilon + 2\nu$ sont identiques ou discernables. Mais on constate aussi que, bien qu'on puisse faire correspondre chaque particule $n, p, \varepsilon, \nu, \mu, \nu$, à elle-même, on ne peut faire correspondre leurs états conjugués de charge que pour deux des trois paires de particules.

Donc, bien que nous ayons expliqué une nouvelle catégorie de phénomènes (la capture des mésons μ^{-} par les noyaux lourds) au moyen de la « même » interaction de Fermi, nous ne comprenons pas mieux qu'en 3.3 la nature de la correspondance requise entre fermions.

4.3. La désintégration du méson κ (kappa).

Si l'on trouve dans la nature des particules de spin $\frac{1}{2}$ autres que $n, p, \varepsilon, \mu, \nu$ nous aurons à chercher les conséquences de l'hypothèse de l'IUF pour les propriétés de cette particule. C'est ce que nous allons faire ici pour les mésons κ .

Les mésons κ ont été découverts par O'CEALLAIGH 1951 qui a observé leur désintégration au repos, dans les émulsions photographiques pour la recherche nucléaire, en un méson μ . L'énergie des mésons μ observés est variable. Il est donc naturel d'admettre qu'il y a au moins deux particules neutres produites dans la désintégration. Des événements semblables ont été observés par CRUSSARD et al. 1952, 1953, LEVI-SETTI et TOMASINI 1952, MENON 1952, IZACKSEN et al. 1953, et d'autres cas, plus nombreux et non encore publiés.

En tenant compte des résultats les plus récents on a observé en tout 34 désintégrations : 17 à Bristol, 6 à Paris, 4 à Milan, 1 à Oslo, 1 à Copenhague et 5 à Cornell ⁽²⁵⁾. Toutes ces observations ne sont pas d'égale valeur. Dans 27 cas la masse de la particule primaire a été donnée, avec des limites d'erreur probable, par les observateurs. La moyenne pondérée de ces masses est 1 050. Dans 17 cas la valeur du $p\beta c$ du secondaire (où βc est la vitesse) a été donnée par les observateurs (déterminée par la méthode de « scattering ») et ainsi que l'ionisation; on en déduit que ces mesures sont compatibles avec des μ ou des π comme particules secondaires ou même, dans bien des cas, compatibles aussi avec des électrons. Cependant dans un cas, la particule secondaire se désintègre elle-même en un électron et le phénomène est interprété ainsi $\kappa \rightarrow \mu \rightarrow \varepsilon$ (ce méson κ est désigné par K2, l'énergie du secondaire est de 11,8 Mev). Parmi les autres secondaires, les plus longs peuvent être mesurés avec plus de précision. Certains semblent être plus probablement des μ (et le primaire est alors appelé $\kappa = \text{kappa}$) trois autres semblent plus probablement être des π (et leur primaire est appelé $\chi = \text{Khi}$) POWELL 1952, MENON

⁽²⁵⁾ Je ne peux évidemment parler que des résultats dont j'ai eu connaissance, la plupart n'étant pas publiés. C'est seulement pour le groupe de BRISTOL que mes résultats datent un peu (mars, colloque de HOOPER, au Groupe d'études théoriques du Cern à Copenhague). Il est probable que quelques nouveaux mésons K ont été observés depuis à Bristol.

Nous appelons mésons K tous ces phénomènes. Comme on le verra, ils peuvent peut-être être attribués à deux particules κ et χ (kappa et khi).

1952. Il se trouve que ces trois mésons π secondaires ont même énergie et POWELL propose donc le schéma :

$$(58) \quad \chi^\pm \longrightarrow \pi^\pm + \gamma^0 \quad , \quad \chi^\pm \longrightarrow \mu^\pm + \gamma^0 + \gamma^0$$

Cinq secondaires mesurés semblent alors devoir être attribués aux mésons π

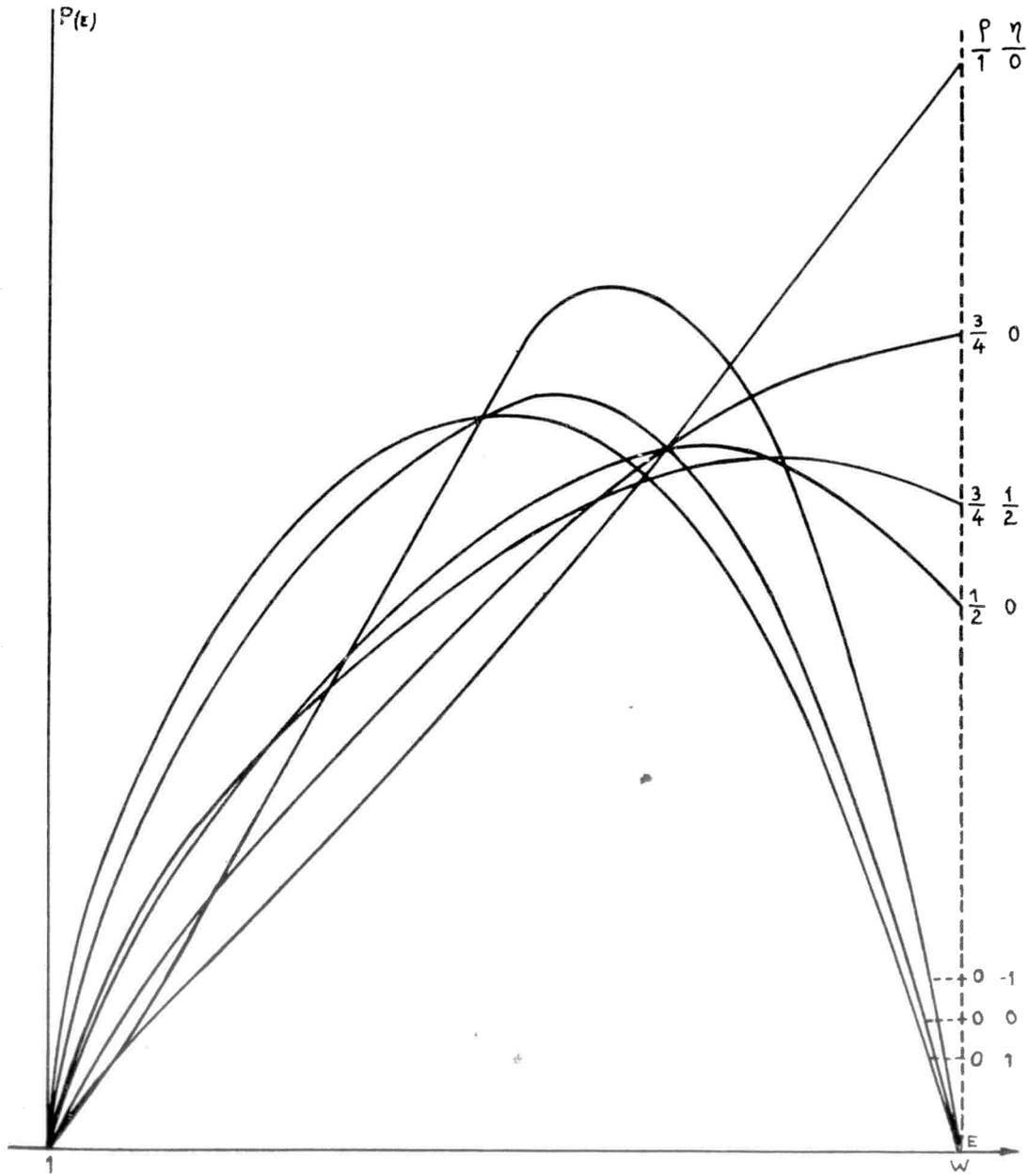


Fig. 6

Spectres d'énergie des μ secondaires de $\chi^\pm \longrightarrow \mu^\pm + 2 \nu$ pour quelques valeurs de ρ et η

émis par les χ et les douze autres au mésons μ émis, avec une énergie variant de 0 à 180 $M_c V$ par les mésons χ . Vu les mesures de masses obtenues et le maximum d'énergie des secondaires, on est conduit à admettre que les deux particules neutres émises dans la désintégration du méson χ sont de masse nulle. *L'étude qui va*

suivre est faite dans le cas où ces deux particules de masse nulle sont deux neutrinos. La désintégration :

$$(58') \quad \chi^\pm \longrightarrow \mu^\pm + 2\nu$$

est alors très analogue à celle du méson μ . MICHEL et STORA 1952⁽²⁶⁾ ont calculé la vie moyenne $\tau_{\kappa\mu}$ dans l'hypothèse d'une « même » interaction de Fermi responsable de $\kappa \rightarrow \mu + 2\nu$ et de $\mu \rightarrow \varepsilon + 2\nu$. Cette vie moyenne, est déterminée par des équations analogues à (37) et (35); elle ne dépend pas de ρ , mais de η et de la valeur de κ (masse de κ). On obtient :

masse de κ		960	1080	1200	
(59) $\eta = 1$	$\tau_{\kappa\mu}$	0,52	0,46	0,30	en unités 10^{-9} sec.
$\eta = 0$	$\tau_{\kappa\mu}$	0,98	0,72	0,46,	
$\eta = -1$	$\tau_{\kappa\mu}$	2,75	1,68	1,00.	

$\tau_{\kappa\mu}$ est donc déterminée à un facteur 10 près et les valeurs obtenues sont très acceptables, expérimentalement.

Quant aux spectres possibles des mésons μ secondaires des mésons χ au repos, ils sont donnés par la formule (35) mais où E et W sont alors l'énergie réduite de μ et son maximum; (36) doit être remplacée par

$$(60) \quad 1 \leq E \leq W = (\kappa^2 + \mu^2) / 2\kappa\mu$$

Le paramètre η n'est plus négligeable et la fig. 6 donne des exemples de spectres possibles. Avec la correspondance naturelle $(\chi, \nu) \leftrightarrow (\mu, \nu) \leftrightarrow (\varepsilon, \nu)$ le paramètre ρ a la même valeur pour les deux désintégrations $\kappa \rightarrow \nu + 2\nu$ et $\mu \rightarrow \varepsilon + 2\nu$. La fig. 7 donne les spectres possibles de $\kappa \rightarrow \mu + 2\nu$ pour la valeur de $\rho = 0,20$. Il y a évidemment lieu de distinguer les cas I (les deux neutrinos émis dans la désintégration de κ sont discernables) où les spectres possibles, dépendant seulement de η couvrent l'aire A + B, et le cas II (les deux neutrinos émis sont identiques) où l'aire B seulement est couverte.

4.4. Le tétraèdre d'interaction.

Nous venons de voir qu'une interaction de Fermi entre les particules $\chi\mu\nu\nu$ donnait une vie moyenne acceptable (environ 10^{-9} sec) pour la désintégration des mésons κ . Nous commençons à être habitués à de telles coïncidences. Nous voici donc amenés à pousser nos investigations plus loin, en étudiant les interactions qui ne l'ont pas encore été, entre les paires $n\rho, \varepsilon\nu, \mu\nu, \kappa\nu$, de particules.

L'interaction $(\kappa, \nu), (\varepsilon, \nu)$ sera cause de la désintégration $\kappa \rightarrow \varepsilon + 2\nu$. Le spectre des électrons secondaires sera identique à celui de la désintégration $\mu \rightarrow \varepsilon + 2\nu$ (même ρ, η négligeable). Par une heureuse coïncidence, la vie moyenne $\tau_{\kappa\varepsilon}$ est du même ordre de grandeur que $\tau_{\kappa\mu}$. On trouve en effet :

(61)	κ	960	1080	1200	
	$\tau_{\kappa\varepsilon}$	1,12	0,63	0,37	en unités 10^{-9} sec.

⁽²⁶⁾ Et, indépendamment, A. M. L. MESSIAH, non publié.

Ces résultats ne sont pas incompatibles avec les résultats expérimentaux. En effet, le spectre d'électrons ainsi prédit ne contiendrait pratiquement pas d'électrons de $p\beta c$ (= énergie pour les électrons) < 100 MeV et pour les énergies supérieures, dans la plupart des cas on ne peut distinguer entre les électrons et les mésons μ ou π .

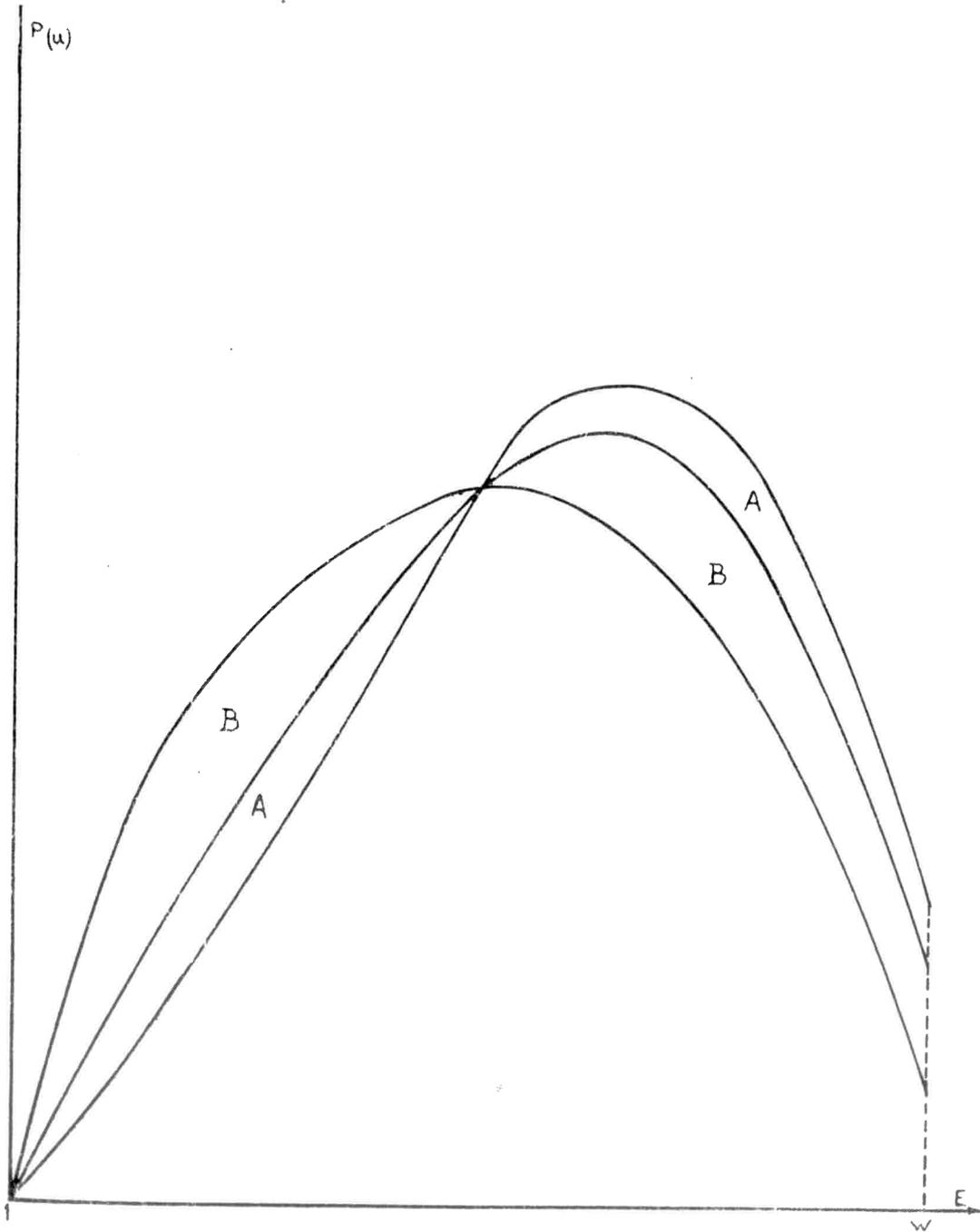


Fig. 7
Spectres d'énergie, pour $\rho = 0,2$, des μ secondaires de $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm + 2\nu$

L'interaction (π, ν) , (n, p) sera cause de l'absorption des mésons π par les noyaux. Le calcul exact de la vie moyenne d'une telle absorption exige un très gros travail. Pratiquement le méson est lié au noyau uniquement par attraction coulombienne. Mais le rayon du noyau n'est pas négligeable (sauf pour les Z de quelques

deux neu
nt calculé
ni respon-
sinée par
 η et de la

sont très
au repos,
uite de μ

spectres
amètre ρ
 $+ 2\nu$. La
 $\rho = 0,20$. Il
la désin-
ment de
ques) où

s $\chi_{\mu\nu\nu}$
tion des
ous voici
ractions

spectre
 $\varepsilon + 2\nu$
 ε est du

unités) par rapport au rayon de l'orbite de Bohr du méson. Le potentiel n'est donc pas en $1/r$, mais se rapproche de plus en plus du potentiel de l'oscillateur harmonique lorsque Z croît. La fonction d'onde du méson κ avant sa capture ne peut donc être calculée que par des méthodes numériques. C'est ce qu'avait fait WHEELER 1949 pour plusieurs valeurs de Z pour la capture du méson μ . Ici nous pouvons limiter aux deux cas extrêmes : capture par l'hydrogène (le potentiel de liaison électromagnétique est pratiquement en $1/r$) et capture par l'uranium (le méson est entièrement à l'intérieur du noyau et le potentiel électromagnétique est pratiquement un potentiel harmonique). Puis nous avons tracé les deux courbes obtenues si l'on faisait varier Z dans ces deux cas. Cela n'a pas de sens : comme on l'a vu, le potentiel est en réalité intermédiaire entre ces deux cas, pour les valeurs de Z intermédiaires. Nous pouvons donc penser que la courbe physique τ capture en fonction de Z sera intermédiaire entre les deux courbes tracées. Une telle courbe est esquissée en trait plein sur la fig. 8, ainsi que la courbe correspondante pour la capture des mésons μ d'après le travail de WHEELER 1949.

Notons que la quantité de mouvement communiquée au proton capturant le méson κ^- est suffisante pour le faire sortir dans tous les cas de la sphère des moments des états occupés (modèle du gaz de Fermi). Que fera ce neutron final ? Il aura une énergie de l'ordre de 100 à 120 Mev et aura à traverser une épaisseur plus ou moins grande de noyau.

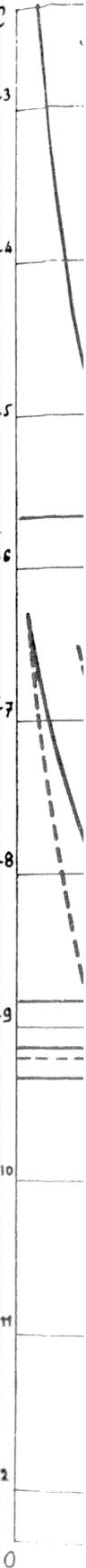
La fig. 8 nous montre que la capture des mésons κ^- sera moins importante que la désintégration spontanée pour des $Z \leq 15$. Dans les plaques photographiques, seulement la moitié des noyaux sont lourds (Br ou Ag). Donc sur N mésons κ stoppés dans une émulsion photographique on peut admettre qu'environ $N/2$ sont négatifs et $N/4$ seulement seront capturés. Qu'arrivera-t-il à ces mésons capturés ? Le travail de FERNBACH et al. 1949 basé sur le modèle optique du noyau nous permet de répondre que la section efficace de diffusion élastique est à peu près deux fois plus petite que la section efficace d'absorption pour les neutrons d'énergie de l'ordre de 100 Mev et pour des $Z \gg 15$. Donc c'est seulement pour $N/12$ mésons κ stoppés que le noyau recevra de l'énergie (dans les autres cas de capture il lui manquera simplement un neutron). Deux observations ont été signalées (LEPRINCE-RINGUET au Congrès de Copenhague 1952, FRIEDLANDER au Congrès de Londres, 1953) qui peuvent être rapportés à la capture d'un κ^- stoppé et émission d'un proton qui aurait reçu la plus grande partie de l'énergie du neutron secondaire.

Il faut bien reconnaître que la masse de résultats expérimentaux n'est pas assez grande pour pouvoir confirmer ou infirmer les résultats que nous venons de prédire par l'hypothèse de l'IUF appliquée aux mésons κ . Il sera certainement possible bientôt de faire une confrontation plus sévère avec l'expérience. *Actuellement on peut seulement dire qu'il n'y a pas de conflit.*

Pour terminer ce paragraphe je voudrais simplement faire les remarques suivantes à propos des observations sur les mésons K ⁽²⁷⁾.

On sait que les mésons τ^\pm se désintègrent en trois mésons (très probablement) π , chargés. Personne n'a pu jusqu'ici trouver un argument pour empêcher la désintégration $\tau \longrightarrow \pi^+ + 2\pi^0$, avec une probabilité du même ordre de grandeur.

⁽²⁷⁾ Rossi a proposé de réserver les lettres latines (ici K) pour décrire phénoménologiquement les nouvelles particules observées et les lettres grecques (κ et χ ici) pour nommer les particules correspondant aux schémas théoriques proposés (ici $\kappa^+ \longrightarrow \mu^+ + 2\pi^0$ et $\chi^+ \longrightarrow \pi^+ + ?^0$). Nous avons suivi cette convention.



iel n'est
 cillateur
 oture ne
 vait fait
 Ici nous
 entiel de
 nium (le
 ique est
 courbes
 mme on
 s valeurs
 capture
 e courbe
 pour la
 urant le
 des mo-
 final ? Il
 eur plus
 ante que
 phiques,
 résons κ
 ron $N/2$
 ons cap-
 yau nous
 peu près
 s d'éner-
 ur $N/12$
 s cas de
 té signa-
 DER au
 d'un κ^-
 l'énergie
 pas assez
 s de pré-
 ent pos-
 ellement
 ques sui-
 blement)
 écher la
 ranceur.
 uement les
 les corres-
 nous avons

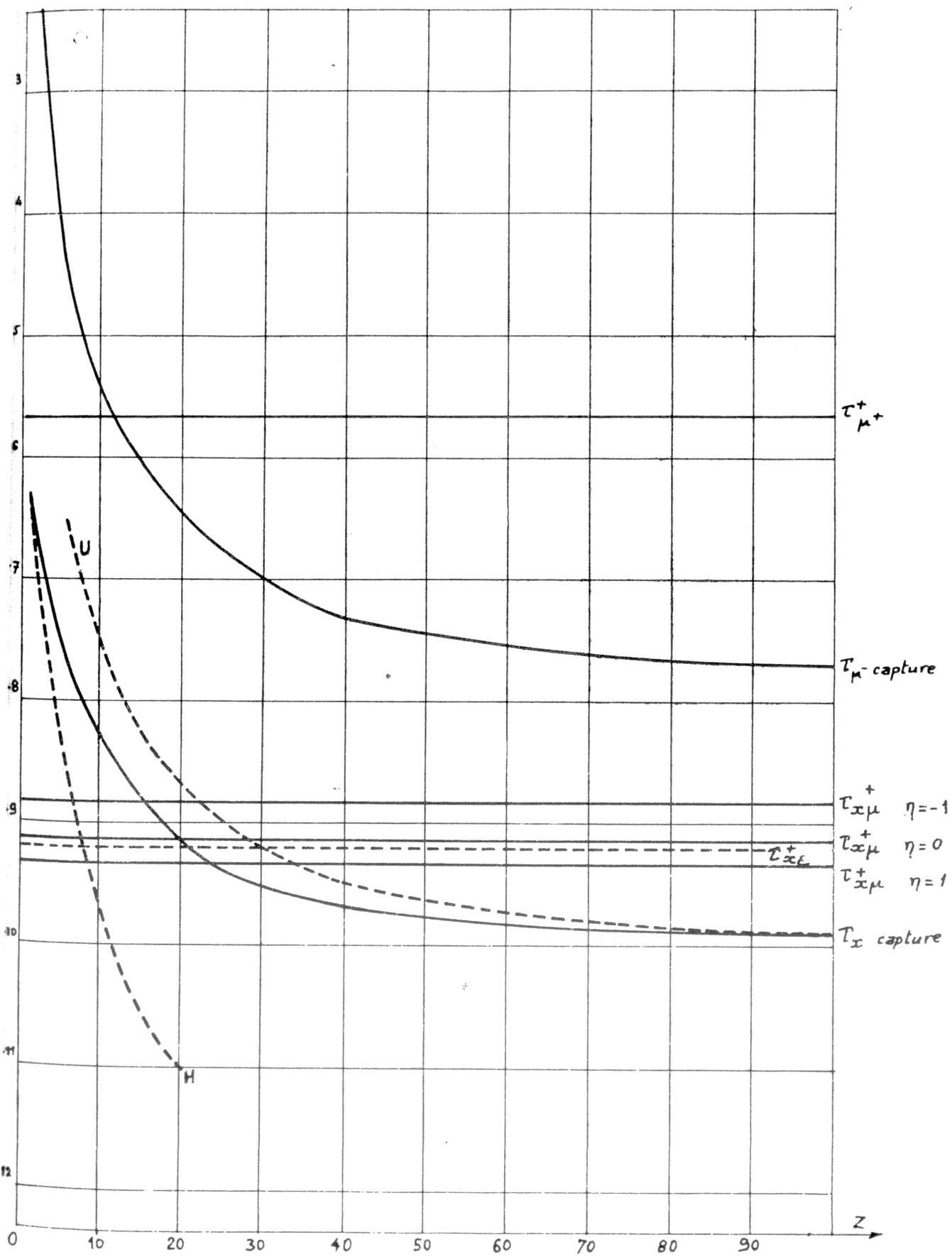


FIG. 8

Vies moyennes des mésons μ et κ en fonction de Z .

On peut donc raisonnablement s'attendre à ce que certains des événements appelés $K^{(27)}$ soient en réalité $\tau^\pm \longrightarrow \pi^\pm + 2\pi^0$: dans le cas de K5 de BRISTOL et d'une douzaine d'autres mésons K dont le secondaire est mal connu ⁽²⁸⁾ on ne peut exclure l'explication $\tau^\pm \longrightarrow \pi^\pm + 2\pi^0$ pour le phénomène observé; or, dix désintégrations $\tau^\pm \longrightarrow 2\pi^\pm + \pi^\mp$ ont été observées dans les plaques photographiques. Ceci réduit donc le nombre de mésons κ observés. Par contre on doit s'attendre à ce que des mésons κ se trouvent (et très probablement en majorité) dans les particules S observées à la chambre de Wilson, ainsi que dans quelques particules V chargées. Cela ne fait que préciser que la vie moyenne de κ est bien de l'ordre de 10^{-9} sec. Beaucoup de secondaires ont une même valeur de l'impulsion p (correspondant à 65 g/cm² de Pb) soit 120 Mev d'énergie cinétique pour des mésons π ou μ ; or c'est aussi ce que l'on observe pour les mésons K des plaques photographiques; voir fig. 9. A l'heure actuelle il ne me semble donc pas encore définitivement prouvé que le secondaire des mésons K ou S ne soit pas monocinétique ⁽²⁹⁾.

En résumé, il est encore trop tôt pour confronter en détail des schémas théoriques avec les observations sur les mésons chargés K ou S. Il était bon cependant de présenter ici les prévisions de l'IUF pour le cas où ces mésons aient un spin 1/2. Le lecteur pourra donc au fur et à mesure qu'augmenteront les connaissances expérimentales sur ces mésons juger de la valeur de l'hypothèse de l'IUF. C'est le but que nous nous sommes proposé dans toutes les parties de ce travail. Mais il est bien entendu qu'il n'y aura aucune contradiction entre l'hypothèse de l'IUF et les observations expérimentales sur les mésons K et S si ces dernières peuvent être expliquées au moyen de particules de spin $\neq 1/2$ ⁽³⁰⁾.

⁽²⁸⁾ Les désintégrations de mésons K sont repérées dans les plaques photographiques soit par leur primaire de masse « anormale », soit par leur secondaire d'énergie « anormale ». Rares sont les cas où primaires et secondaires sont à la fois bien mesurables. Il est donc difficile de distinguer entre les masses du κ et du χ (distinguables seulement par d'excellentes mesures sur le secondaire), si on suppose qu'il existe vraiment deux sortes de particules (POWELL, 1952). Le fait de trouver pour des mésons K des masses voisines de celle du τ (nous avons dit qu'il fallait s'attendre à observer $\tau^\pm \longrightarrow \pi^\pm + 2\pi^0$) pour des mésons K à secondaires de $p\beta c$ non connu (ou faible et attribuable à un c), ne prouve pas que les mésons ayant un secondaire de $p\beta c$ voisin de 180 Mev aient la même masse!

⁽²⁹⁾ Il ne s'agit évidemment que des secondaires qui ne peuvent pas être attribuables à $\tau^\pm \longrightarrow \pi^\pm + 2\pi^0$; ceux qui peuvent être un π et dont l'impulsion p est < 130 Mev/c (ce qui correspond à $Q = 85$ Mev pour $\tau^\pm \longrightarrow \pi^\pm + 2\pi^0$ et 75 Mev pour $\tau^\pm \longrightarrow 2\pi^\pm + \pi^\mp$) sont attribuables à $\tau^\pm \longrightarrow \pi^\pm + 2\pi^0$. Il faut alors exclure de toutes ces considérations l'unique cas « aberrant » du K2 ($\kappa \longrightarrow \mu \longrightarrow e$ avec un μ de 11,8 Mev d'énergie, cas dont on ne connaît pas d'analogue). Le méson de BRIDGE et ANNIS (1951) indiquerait alors que ce secondaire est un π . Les premiers problèmes à résoudre dans le cas où tous les K, S et quelques V^\pm seraient soit des τ , soit une particule se désintégrant en deux seulement, sont : 1° étudier la nature du secondaire par sa section efficace d'interaction; 2° suivre la trajectoire de la particule neutre pour essayer « de voir ce qu'elle est »; un tel travail est en cours dans les divers laboratoires, mais ne semble pas avoir encore donné de résultats définitifs.

⁽³⁰⁾ Il faut évidemment tenir compte aussi de la fréquence de production des mésons K dans les collisions nucléaires, plusieurs cas d'émissions de mésons K ont été observés. Elle serait assez grande aux hautes énergies (POWELL, 1952). S'il en est bien ainsi l'hypothèse la plus simple dans le cas $\kappa \longrightarrow \mu + 2$ particules neutres légères, est bien d'admettre $\kappa \longrightarrow \mu + 2\nu$, les κ étant les secondaires d'un méson nucléaire à vie moyenne très courte ($\leq 10^{-15}$ sec). Les vies moyennes de l'ordre de 10^{-10} sec ne s'expliquent en effet facilement que par des couplages faibles (c'est le cas de l'IUF) et sont difficilement conciliables avec une production directe et singulière (c'est-à-dire non par paires). FRETTER (1952) citant LEE avait noté que l'IUF appliqué à $V_2^0 \longrightarrow \rho^+ + \mu^- + \nu$ donnait une vie moyenne de l'ordre de 10^{-10} sec que MARSHAK (1952) a rectifié p 10^{-7} sec. Cependant, le schéma actuellement admis pour V_2^0 est $V_2^0 \longrightarrow \rho^+ + \pi^-$, qui n'a donc rien à voir avec l'IUF.

ts appelés
L et d'une
ne peut
dix désin-
aphiques.
it s'atten-
rité) dans
quelques
est bien
e l'impul-
pour des
s plaques
as encore
s monoci-

nas théo-
ependant
spin 1/2.
aïssances
. C'est le
l. Mais il
l'IUF et
vent être

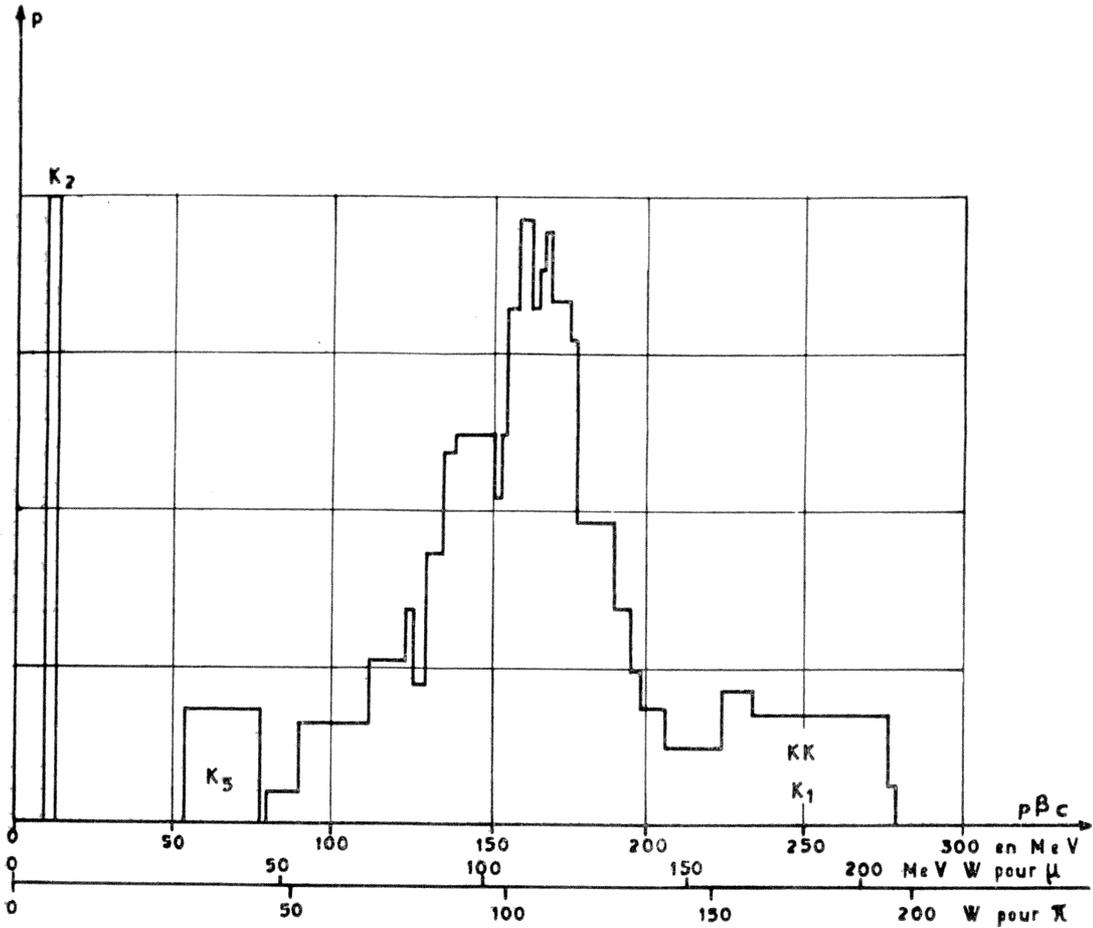


FIG. 9

Spectre des secondaires des mésons K

Ce spectre est basé sur les 17 cas connus. Il est obtenu en sommant la superficie de 17 rectangles de surface égale et dont la base est proportionnelle à l'erreur estimée pour chaque cas.

oit par leur
ont les cas
r entre les
si on sup-
les mésons
($\pi^\pm + 2\pi^0$)
ve pas que

5. L'INTERACTION UNIVERSELLE DE FERMI

5.1. *L'essai de Yang et Tiomno.* — Nous avons trouvé que l'hypothèse de l'existence d'une « même » interaction de Fermi entre les ensembles de particules $n p e \nu$, $n p \mu \nu$, $\mu \nu e \nu$ et peut-être aussi $\kappa \nu \mu \nu$, $\kappa \nu e \nu$, $n p \kappa \nu$, était très satisfaisant, en égard à l'état actuel des connaissances expérimentales. Mais la définition de « même » exige les postulats d'une correspondance entre différentes particules de spin 1/2. En son état actuel, la théorie quantique des champs ne requiert pas une telle correspondance. Mais permettrait-elle de la deviner ? Ce sont YANG et TIOMNO 1950 qui ont essayé la première tentative en ce sens. Il fallait résoudre deux questions : trouver la nature de l'interaction, et sélectionner les seuls ensembles de quatre particules de spin 1/2 pour lesquels il existe une interaction directe.

On a déjà vu qu'il n'existait qu'une seule interaction remarquable correspondant à g invariant par toute permutation des 4 particules. Celle de CRITCHFIELD et WIGNER (1941). Grâce au choix de cette interaction on n'est évidemment plus obligé de postuler des correspondances entre les différents fermions. Malheureusement, cette interaction est rejetée par la condition F que nous avons déduite

$\pi^\pm \rightarrow \pi^\pm$
nd à $Q =$
 $\pi^\pm \rightarrow \pi^\pm$
 $\rightarrow \mu \rightarrow e$
e BRIDGE
résoudre
s'intégrant
interaction ;
travail est
définitifs.
ζ dans les
ez grande
ns le cas
es secon-
le l'ordre
de l'IUF)
r paires).
une vie
schéma

de l'évidence expérimentale en 1.32. Il fallait aussi permettre les interactions dont les conséquences sont observées et exclure celles dont les conséquences sont à rejeter (telle que la désintégration $\mu^\pm \rightarrow 2\varepsilon^\pm + \varepsilon^\mp$, ou encore la non-conservation du « nombre des nucléons, moins le nombre des antinucléons » : cette conservation des nucléons est en effet essentielle pour expliquer l'existence des noyaux); pour arriver à ce but, YANG et TOMNIO ont considéré les réflexions d'espace (par exemple R qui change x, y, z, t en $-x, -y, -z, t$) et ont admis qu'il y avait quatre possibilités pour les fermions. En effet, ils se sont servis du fait que les représentations spinorielles des groupes sont bivalentes (1 et Ω = rotation de 360° autour d'un axe et représenté par -1 pour les représentations spinorielles, correspondent tous deux à l'identité). On peut donc avoir $R^2 = 1$ ou $R^2 = -1$ (voir A1,24 et A2). Soit ω la valeur propre de R, $\omega^4 = 1$; ω correspond ainsi à une parité intrinsèque des particules. Grâce à cette distinction, on peut alors énoncer arbitrairement un postulat fondamental sélectionnant de façon satisfaisante les ensembles de quatre particules de spin 1/2 entre lesquelles existe une interaction de Fermi. « Entre les éléments de tout ensemble de quatre fermions, non tous de la même sorte, il existe un couplage direct de Fermi, si le produit de leur parité ω_i (quatre valeurs possibles pour chacune : 1, $-1, i, -i$) est $+1$ et si deux ψ^k décrivant le même champ, ont même K » (voir A2 : 11 pour la notation ψ^k).

Deux objections sérieuses existent contre cette façon de voir :

1° En considérant en plus les renversements du sens du temps, WICK et al. 1952 ont montré ⁽³¹⁾ que lorsqu'elles pouvaient être définies, les parités des particules de spin 1/2 devaient être soit toutes réelles (± 1), soit toutes imaginaires ($\pm i$).

2° On ne peut attribuer de parité intrinsèque aux particules de masse nulle (comme l'a montré WIGNER 1939).

5.2. Les « pseudo-couplages ».

Après l'échec de la tentative de YANG et TIOMNO; GAMBA 1950, CAIANIELLO (1951 a, b, 1952 a) ont repris l'étude des réflexions en y adjoignant celles du temps : T transforme x, y, z, t en $x, y, z, -t$. Cela permet d'augmenter le nombre de « types » de particules de spin 1/2. Les recherches les plus systématiques sur ce sujet sont dues à CAIANIELLO, qui échappe d'ailleurs à l'objection de WICK et al. 1952, car il est amené à postuler que les parités des particules de spin 1/2 sont réelles (cela a aussi pour effet d'éliminer l'existence de particules de Majorana; voir A1.24).

D'autre part, la condition $\omega_1\omega_2\omega_3\omega_4 = 1$ permet d'utiliser des invariants d'une forme différente : alors que dans les J_i de (29) les deux matrices reliant ψ_1^{K1} et ψ_2^{K2} d'une part, ψ_3^{K3} et ψ_4^{K4} d'autre part, sont identiques pour chaque composante dans les nouveaux invariants J'_i ; les matrices correspondantes ne sont plus identiques (voir A1.26 et A2.3 pour le détail). Lorsque les J_i sont des invariants, les J'_i sont des pseudoscalaires (représentations $\mathbb{D}_{0,0}$ de A1). Dans les « pseudocouplages » les J'_i sont des scalaires et les J_i des pseudoscalaires.

⁽³¹⁾ Ces auteurs ont aussi montré de façon très intéressante comment devait être limité le concept de parité. Pour cela, ils montrent l'existence de règles de supersélection; en effet, bien que tout système physique puisse être représenté par un vecteur d'un espace d'Hilbert, réciproquement tout vecteur de cet espace ne représente pas toujours un système physique. C'est le cas par exemple pour les vecteurs ayant des composantes correspondant à des états de moment angulaire entier et d'autres à des états de moment angulaire demi-entier. La parité est une notion relative (parité d'un état par rapport à un autre état, le vide par exemple), qui n'a donc plus de sens entre états séparés par une règle de supersélection.

Les particules de masse zéro n'ayant pas de parité intrinsèque (WIGNER 1939), les pseudocouplages et les couplages donneront *les mêmes résultats physiques* pour les interactions entre quatre particules dont au moins l'une d'entre elles est un neutrino (voir A1,34 et, pour une preuve plus explicite, A2,4). Vu l'ordre généralement adopté pour les particules dans l'hamiltonien d'interaction de la radioactivité, les conventions sur l'écriture des pseudocouplages sont faites de telle manière en A2.3 que toutes les formules du texte (excepté à l'endroit indiqué, table 3), établies pour les couplages ordinaires, sont aussi valables pour les pseudocouplages. En effet, cela est non seulement vrai pour l'interaction de la radioactivité β , mais aussi pour toutes les autres interactions qui lui sont comparées, à condition que dans la correspondance entre particules, qui est nécessaire pour la comparaison de couplages différents, le *neutrino correspond à lui-même*. Si donc on admet cette dernière hypothèse bien naturelle, il n'y a pas lieu de distinguer entre couplages et pseudocouplages du point de vue physique (voir aussi FERRONI 1951).

Cependant, comme nous allons le voir au paragraphe suivant, couplages et pseudocouplages n'ont pas les mêmes propriétés de symétrie.

5.3. Les propriétés de symétrie de l'IUF. — Les choix proposés.

Dans le problème de l'IUF il y a lieu de distinguer nettement deux sujets :

- a. La nature de l'interaction;
- b. La détermination des règles de sélections;

qui indiquent entre quels ensembles de 4 particules de spin 1/2 l'interaction existe effectivement.

Nous nous occuperons de *b* au paragraphe suivant et reprenons ici la question *a*. Le choix le plus évident *a priori* était bien celui qu'avait fait YANG et TIOMNO : choisir l'interaction de CRITCHFIELD et WIGNER 1941, la seule complètement antisymétrique par rapport aux quatre particules (et elle ne nécessite donc aucune hypothèse de correspondance entre les particules). Nous avons déjà vu que les résultats expérimentaux écartaient un tel choix. Mais nous pouvons admettre que l'interaction jouit cependant de certaines propriétés de symétrie par rapport aux particules qu'elle fait intervenir, et essayer ainsi de deviner sa nature. C'est à ce problème que se sont attachés Mc CALLUM et WIGHTMAN 1951, CAIANIELLO 1951 *b*, 1952 *b*, 1953, PURSEY 1952, PRYCE 1952. Seuls les deux premiers auteurs ont fait un choix explicite et en ont étudié quelques conséquences : nature de l'interaction β , valeur de ρ pour la désintégration du méson.

Prenons un exemple pour faire comprendre ce que sont ces tentatives; puisque l'interaction ne peut pas être complètement antisymétrique ⁽³²⁾ par rapport aux 4 particules, peut-être peut-elle l'être par rapport à trois d'entre elles. Physiquement, les 4 particules ne jouent pas le même rôle, en effet : spontanément, la plus lourde se désintègre en les trois autres. On peut donc imposer à l'interaction d'être antisymétrique ⁽³²⁾ seulement par rapport aux trois particules les plus légères, les particules les plus lourdes dans chaque interaction se correspondant à elles-mêmes (et il n'y a pas de correspondance biunivoque à préciser entre les particules plus

⁽³²⁾ Il s'agit d'antisymétrie du point de vue de l'hamiltonien puisque ces particules suivent la statistique de Fermi. Mais cela donne, puisque les champs de fermions anticommulent, une symétrie dans les résultats physiques.

légères). Nous donnons dans A1.25, table 4C, le nombre d'interactions qui satisfont à cette symétrie (notée $\equiv 3$) : on en trouve deux seulement : d'abord on retrouve l'interaction de Critchfield et Wigner (qui peut le plus peut le moins!), mais l'expérience la rejette, avons-nous vu; il y a aussi un pseudocouplage : ce dernier cas a été étudié explicitement par CAIANIELLO 1953 : il est défini ainsi pour la radioactivité β .

$$(62) \quad g_1 = g_2 = g_5, \quad g_3 = g_4 = 0$$

et l'expérience le rejette aussi, puisqu'il ne contient pas de termes de couplage Gamov et Teller (condition B).

Cet exemple, bien que rejeté par l'expérience, est très instructif. Il est exact, comme nous l'avons affirmé en 5.2, que couplages et pseudocouplages (appliqués à différents ensembles de 4 particules de spin 1/2) donnent les mêmes résultats physiques (parce que le neutrino est de masse nulle, et à condition qu'il se corresponde à lui-même, comme c'est le cas dans notre exemple), mais cependant, la caractérisation de la nature de l'IUF par ses propriétés de *symétrie* nous amènent à *distinguer* entre couplages et pseudocouplages.

Puisque les interactions antisymétriques⁽³²⁾ par rapport à quatre et même à trois particules sont rejetées par l'expérience, il faut poursuivre systématiquement cette étude pour des symétries moins importantes. Cela a été fait par CAIANIELLO 1953, pour les pseudocouplages. Voici ses résultats⁽³³⁻³¹⁾. Il étudie les symétries $\equiv 2, \equiv 2$ (c'est-à-dire antisymétrique par rapport à deux particules et aussi par rapport aux deux autres).

La table 4C dans A1.25 nous montre qu'il n'y a que deux interactions pour une symétrie $\equiv 2, \equiv 2$ donnée, une interaction appartenant à la représentation $\begin{bmatrix} \square & \square \\ \square & \square \end{bmatrix}$ de ζ_1 , l'autre à $\begin{bmatrix} \square & \square \\ \square & \square \end{bmatrix}$.

Cela donne pour la radio-activité β :

SYMÉTRIE	INTERACTION	INTERACTION
	APPARTENANT À $\begin{bmatrix} \square & \square \\ \square & \square \end{bmatrix}$	APPARTENANT À $\begin{bmatrix} \square & \square \\ \square & \square \end{bmatrix}$
$a \equiv n p, \equiv \varepsilon \nu$	$g_a (J'_1 - J'_3)$	$g'_a (J'_1 + J'_5)$
$b \equiv n \nu, \equiv p \varepsilon$	$g_b (J'_1 - J'_3 - J'_5)$	$g'_b (J'_2 + J'_4)$
$c \equiv n \nu, \equiv p \nu$	$g_c (J'_1 + J'_3 - J'_5)$	$g'_c (J'_2 - J'_4)$

L'expérience élimine la symétrie *a* (pas d'interaction de Gamow et Teller). Les cas *b* et *c* satisfont au contraire très bien à toutes les conditions de notre chapitre I^{er}, à condition que $g/g' < 0,03$ (condition D'). Aussi, avec CAIANIELLO

⁽³²⁾ Je ne peux discuter les résultats de Mc CALLUM et WIGHTMAN (1951) car je n'ai pas cette publication à ma disposition; je la cite de mémoire et ne me souviens plus de leur critère de symétrie. Je me souviens cependant partiellement de leurs résultats : l'interaction de la radioactivité β est en g_1, g_2, g_3 et $\rho = 0$ pour la désintégration du méson μ .

⁽³¹⁾ Je tiens à remercier chaleureusement CAIANIELLO pour les nombreuses discussions que nous avons eues ensemble sur l'IUF.

1953, nous poserons $g' = 0$, remarquant d'ailleurs que cette condition peut être présentée comme une condition de symétrie *a priori* (en éliminant les invariants de $\begin{bmatrix} 1 & 1 \\ 1 & 1 \end{bmatrix}$).

Qu'en déduire pour la désintégration du méson μ ?

On peut exprimer la condition b ainsi :

« L'interaction doit être antisymétrique par rapport aux 2 particules chargées et aussi par rapport aux 2 particules neutres ». Cela donne donc la correspondance (en faisant correspondre le neutrino à lui-même) : $(\nu\nu) \longleftrightarrow (\nu\nu)$ et $(p\varepsilon) \longleftrightarrow (\mu\varepsilon)$. C'est la correspondance classe 1 ou 3, signe inférieur, de la table 3, *cas II* ($\nu \equiv$) et elle est évidemment valable pour les pseudocouplages. Regardons ce que la table 3 donne pour cette interaction $g_1 = -g_3 = -g_5$, c'est-à-dire $\xi = +1, \zeta = -1$ dans la fig. 4 b (car il faut changer les signes de ξ et ζ pour les correspondances classe 1,3 signe inférieur). On trouve $\rho = 0$ ce qui est en accord avec CAIANIELLO 1953 et $\lambda = \frac{4}{3}$ (CAIANIELLO n'étudie pas la valeur de λ). On est dans la zone hachurée de la fig. 4 b. Cependant, il semble bien qu'avec les postulats de CAIANIELLO, il faille compter deux fois l'interaction $\mu \varepsilon \nu \nu$; ces deux interactions donnent le même ρ puisqu'elles ne diffèrent que par les deux neutrinos qui sont identiques, mais par contre elles multiplient λ par 2 (voir 3.42a). On aurait alors $\lambda = \frac{8}{3}$, ce qui est en dehors des limites expérimentales : voir (48).

Nous avons ainsi illustré par un exemple l'usage de la table 3 et des fig. 4.

Nous donnons simplement les résultats pour la condition de symétrie c.

Le postulat correspondant, proposé par CAIANIELLO, est « l'interaction a la symétrie $\equiv 2, \equiv 2$, chaque paire contenant une particule neutre et une chargée, et pas plus d'un nucléon ». Ceci donne les correspondances $(p\nu) \longleftrightarrow (\mu\nu)$, $(n\varepsilon) \longleftrightarrow (\varepsilon\nu)$ ou même $(n\varepsilon) \longleftrightarrow (\mu\nu)$ et $(p\nu) \longleftrightarrow (\varepsilon\nu)$. (Il n'y a pas à préciser à l'intérieur des paires, à cause de la symétrie $\equiv 2, \equiv 2$.) En notation de la table 3 cela donne les correspondances : classe 2 ou classe 1 et 3 signe inférieur. Mais à cause de sa symétrie l'interaction $g_1 = g_3 = -g_5$ doit donner les mêmes valeurs de ρ et λ . C'est ce que l'on trouve :

$$\text{Cas I : } (\nu \neq), \quad \rho = \frac{3}{4}, \quad \lambda = \frac{4}{3} \text{ (Fig. 4 a, } \xi = -1, \zeta = 1).$$

$$\text{Cas II : } (\nu \equiv) \quad \rho = 0, \quad \lambda = \frac{1}{3} \text{ (Fig. 4 b, } \xi = -1, \zeta = 1), \text{ ou } \lambda = \frac{2}{3}$$

après multiplication par deux (voir 3.42 a).

Pour le cas 1, si on ajoute les deux correspondances qui ne diffèrent que par l'échange de 2 neutrinos de $\mu \varepsilon \nu \nu$, on est alors dans le cas 3,42 b et on obtiendrait les mêmes résultats que le cas II, $\nu \equiv$, soit $\rho = 0, \lambda = \frac{2}{3}$.

Dans son travail, CAIANIELLO 1953, pour des raisons de sélection d'ensembles permis, impose aux deux ν de $\mu\varepsilon\nu\nu$ d'être identiques. Il traite donc le cas II et donne cependant $\rho = \frac{3}{4}$. Nous sommes donc en désaccord avec lui.

De toute façon, cette condition de symétrie semble exclue par l'expérience. Il faut attendre d'autres résultats expérimentaux pour savoir si la condition de symétrie b est acceptable :

$$g_1 = -g_3 = -g_5, \quad \xi = 1, \quad \zeta = -1 \text{ dans la figure 4a, } \rho = 0, \quad \lambda = \frac{4}{3}.$$

Nous pourrions étudier les mêmes symétries pour les couplages ordinaires. Nous avons déterminé en A2.32 quelle était la nature de l'interaction correspondante pour l'interaction B.

La symétrie $a \equiv np, \equiv \varepsilon\nu$ impose $g_2 = g_3 = 0$ et est donc exclue par la condition F.

Les symétries b et c n'imposent aussi que deux conditions et laissent donc l'interaction dépendre encore de 3 paramètres. Admettons de plus les conditions (27) et D' : $g_1 g_2 = 0, g_3 \neq 0, g_4 = 0$ dont la validité est du moins assez approchée (voir 1.4). Nous sommes alors conduits à des interactions bien déterminées et nous procédons comme auparavant pour la discussion.

$$(64) \quad \left. \begin{array}{l} \text{Symétrie } b \left\{ \begin{array}{l} \text{Soit } g_3 = g_5 = -g_1 \quad \text{Fig. 4 b, } \xi = 1, \zeta = -1 \quad \rho = 0 \\ \lambda = \frac{4}{3} \quad (\nu \equiv) \\ \text{Soit } g_2 = g_3 = \frac{1}{2}g_5 \quad \text{Fig. 4 c, } \xi = 1, \zeta = -2 \quad \rho = \frac{3}{14} \\ \lambda = \frac{7}{3} \quad (\nu \equiv) \end{array} \right. \\ \\ \text{Symétrie } c \left\{ \begin{array}{l} \text{Soit } g_3 = -g_5 = g_1 \quad \left\{ \begin{array}{l} \text{Fig. 4 b, } \xi = -1, \zeta = 1 \quad \rho = 0 \\ \lambda = \frac{1}{3} \quad (\nu \equiv) \\ \text{Fig. 4 a, } \xi = -1, \zeta = 1 \quad \rho = \frac{3}{4} \\ \lambda = \frac{4}{3} \quad (\nu \neq) \end{array} \right. \\ \text{Soit } g_2 = g_3 = \frac{1}{2}g_5 \quad \left\{ \begin{array}{l} \text{Fig. 4 c, } \xi = -1, \zeta = -2 \quad \rho = 0 \\ \lambda = \frac{2}{3} \quad (\nu \equiv) \\ \dots\dots\dots \quad \rho = \frac{9}{14} \\ \lambda = \frac{7}{3} \quad (\nu \neq) \end{array} \right. \end{array} \right.$$

Nous avons déjà cherché pour les pseudocouplages la nature des correspondances de la table 3 donnant les symétries $\equiv 1, \equiv 2$. Nous n'avons donc besoin que de consulter les fig. 4, sans même chercher les valeurs de ρ et λ . En effet, seul le point $\xi\zeta$ de la première ligne de (64) tombe sur une surface hachurée et correspond à un cas acceptable.

Notons que la première alternative choisie pour les symétries b et c donne le couplage équivalent aux pseudocouplages des mêmes symétries de (63). Cependant nous n'avons pas procédé comme CAIANIELLO 1953, puisque nous avons ajouté les conditions (27) et D', qui sont extérieures aux considérations de symétrie. En procédant comme CAIANIELLO 1953 nous obtiendrions soit le couplage de

CR
soi
No
sen

I
l'U
une
là
l'av
ent

mo
no
I
cor
été
I
tio
leu

I
tio
effi
(
tég
I
de
dar
195
des
sèg
ten
int
à la
No
cul
elle
siq
poi
fl e
là
I
ten
ave
cito

CRITCHFIELD et WIGNER 1941 ($g_1 = -g_4 = g_5$) qui est rejeté par l'expérience, soit le mélange $g_2 = g_4 = 0$, $-g_1 = g_3 = g_5$ et $g_3 = 0$, $g_1 = g_2 = \frac{1}{2}g_4 = g_5$. Nous sommes bien laissé avec deux constantes arbitraires car nous avons 2 représentations équivalentes ($2 \begin{bmatrix} \oplus \\ \oplus \end{bmatrix}$) dans le cas des couplages.

5.4. Règles de sélection des ensembles de 4 particules soumis à l'IUF.

Pour être complet, il nous reste encore un problème à considérer au sujet de l'IUF; celui de déterminer entre quels ensembles de 4 particules de spin $\frac{1}{2}$ s'exerce une interaction de (l'IUF) et entre quels ensembles il ne s'en exerce pas. Il s'agit là d'un problème assez peu lié à tout ce qui précède. Expérimentalement (nous l'avons déjà dit en 5.1), on constate qu'il n'existe pas d'interaction de l'IUF entre certains ensembles de particules. Par exemple, n'existent pas :

Toutes les interactions qui ne conserveraient pas « le nombre des nucléons moins le nombre des antinucléons » car une telle interaction rendrait tous les noyaux instables, avec des vies moyennes relativement courtes;

L'interaction entre $\mu e e e$ qui produirait $\mu^\pm \rightarrow 2e^\pm + e^\mp$ avec une vie moyenne comparable à $\mu \rightarrow e + 2\nu$, alors que cette première désintégration n'a jamais été observée;

L'interaction produisant $\mu^- + p^+ \rightarrow p^+ + e^-$ ou $\mu^- + n \rightarrow n + e^-$ ces réactions ont été cherchées en vain par LAGARRIGUE et PEYROU 1952, si elles existaient leur probabilité seraient comparables à $\mu^- + p^+ \rightarrow n + \nu$.

Il n'y a par contre aucun indice expérimental pour ou contre l'existence de réactions telles que $p + \nu \rightarrow p + \nu$ ou $\mu^+ + e^- \rightarrow \mu^\pm + e^\mp$, etc. Les sections efficaces de telles collisions dues à une interaction de l'IUF sont en effet très faibles ($< 10^{-40}$ cm²) et d'autre part ces interactions ne peuvent provoquer aucune désintégration spontanée.

En l'état actuel de la théorie des particules élémentaires nous sommes incapables de prévoir l'existence de couplages donnés entre des particules spécifiées. Cependant des physiciens ont eu cette ambition à propos de l'IUF! Après, YANG et TIOMNO 1950, GAMBA 1950 et surtout CAIANIELLO 1951 a, 1952 a ont obtenu la sélection des ensembles permis en attribuant aux particules de spin 1/2 deux parités intrinsèques (« type »), une pour les réflexions d'espace et une pour les réflexions de temps. Seuls sont permis les ensembles de 4 particules dont le produit des 4 parités intrinsèques de chaque nature, est = 1. Le travail de CAIANIELLO n'est pas soumis à la première des deux critiques adressées à la fin de 5.1 à l'essai de YANG et TOMNIO. Nous avons discuté en détail en plusieurs endroits (A.1.34, A2.4) le cas des particules de masse nulles. Peut-être la notion de type peut-elle être maintenue pour elles bien que des types opposés ne donnent probablement pas de résultats physiques différents, mais correspondent à des propriétés de symétrie différentes pour des relations entre particules de spin 1/2 qui sont bien loin d'être claires. Il est vrai que la masse du neutrino n'est peut-être pas nulle et ne s'agit-il peut-être là que d'une bonne approximation.

En tout cas, ce problème de type des fermions peut pratiquement être complètement disjoint du sujet de ce travail : la confrontation de l'hypothèse de l'IUF avec l'expérience. Aussi le lecteur est-il renvoyé aux travaux que nous venons de citer pour étudier les considérations des physiciens sur les types des particules.

5.5. *Préférences personnelles pour choisir la nature de l'IUF.*

Nous avons sagement choisi d'étudier l'IUF qu'en vue de sa confrontation avec l'expérience. Mais pour renseigner complètement le lecteur sur le problème de l'IUF il nous fallait bien aussi parler des choix qui avaient été faits *a priori* sur la nature de l'interaction. Comment, après une telle revue, ne pas être tenté nous-mêmes par ce jeu de prophétie et essayer nous aussi de deviner *a priori* quelle est la nature de l'interaction.

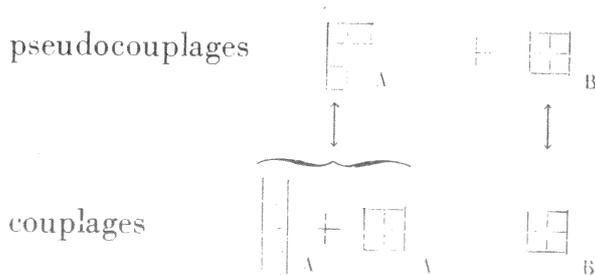
Nous admettons que le neutrino a une masse nulle; donc il n'a pas de parité intrinsèque. Aussi nous ne comprenons pas comment il est possible de lui attacher un « type » bien défini. Dans tous les ensembles de 4 particules de spin 1/2 contenant au moins un ν et soumis à l'IUF, nous avons vu (A1,34 et A2,4) que nous ne devons avoir aucune différence entre couplage et pseudocouplage correspondant (ce dernier étant obtenu en changeant ψ des neutrinos en $\gamma^5\psi$).

Cependant, en général, couplages et pseudocouplages correspondants n'ont pas les mêmes propriétés vis-à-vis de ζ_1 . Mais il existe cependant des couplages (formant un espace à deux dimensions), qui ne peuvent être distingués de leur pseudocouplage correspondant, même vis-à-vis des représentations de ζ_1 . On a vu (table 4C, A1,25) que :

L'espace des pseudocouplages se décompose en $\begin{matrix} \square & \square \\ \square & \square \end{matrix} + \begin{matrix} \square & \square \\ \square & \square \end{matrix}$

L'espace des couplages se décompose en $\begin{matrix} | & | \\ | & | \end{matrix} + \begin{matrix} \square & \square \\ \square & \square \end{matrix} + \begin{matrix} \square & \square \\ \square & \square \end{matrix}$

Parce que les représentations de ζ_1 formées par les couplages et par les pseudocouplages ne diffèrent pas sur $(1 + P_3)(1 + P_3 P_1 + P_1 P_3)$ isomorphe à $\zeta_1/\mathbb{C} = \zeta_3$ (voir A2,12), on peut facilement montrer que la correspondance couplages \leftrightarrow pseudocouplages (due à $\psi_\nu \rightarrow \gamma^5\psi_\nu$) fait correspondre ainsi les représentations de ζ_1 :



Dans nos notations, l'espace $\begin{matrix} | & | \\ | & | \end{matrix}$ est celui des vecteurs

$$65 \quad g_2 = g_1 = 0 \quad g_1 + g_3 = 0$$

Donc, si l'interaction de l'IUF est de la forme $g_2 = g_1 = 0, g_1 + g_3 = 0$ il est impossible de distinguer entre couplages et pseudocouplages.

Une telle interaction sera donc notre préférée !

Entre quels ensembles de particules a lieu l'IUF? Comme je l'ai dit en 5.4, ce problème est extérieur aux possibilités des théories actuelles. Mais il semble bien que si l'IUF existe, c'est entre 2 quelconques des paires suivantes qu'elle se manifeste : $(n, p), (\varepsilon, \nu), (\mu, \nu), (\alpha, \nu), \dots$ (la conservation des charges électriques et nucléoniques étant assurée).

Pour discuter les conséquences de ce choix, il suffit de considérer les lignes $\xi + \zeta = 0$ des fig. 4a et 4b. Ces figures nous apprennent que :

Cas I ($\nu \neq \bar{\nu}$) : $\lambda = 4/3$ et comme $\xi^2 \approx 1$, on a $\rho < 0,05$, $\xi > 0$

Cas II ($\nu = \bar{\nu}$) : $\rho = 0$ et comme $\xi^2 \approx 1$, on a $\frac{5}{4} < \lambda < \frac{4}{3}$, $\xi > 0$

CONCLUSION

L'interaction responsable des phénomènes de la radio-activité β est très faible. La généralisation évidente de la théorie proposée par FERMI (couplage de Fermi direct, entre les quatre champs de fermions intéressés) explique avec un très grand succès non seulement les phénomènes de la radio-activité β , mais aussi, transposée à d'autres ensembles de quatre particules de spin 1/2 elle explique parfaitement la désintégration du méson μ , la capture des mésons μ par les noyaux, et peut-être même les phénomènes où disparaît le méson κ . Coïncidence curieuse, ces constantes d'interaction ont toutes le même ordre de grandeur ($\approx 10^{-49}$ erg. cm³). D'où l'idée naturelle d'admettre qu'il s'agit de la « même » interaction. Pour préciser le mot « même » il faut postuler une correspondance biunivoque entre les particules de chaque ensemble de quatre fermions en interaction. Malgré une certaine liberté pour faire ces postulats, les résultats expérimentaux sont déjà assez importants pour permettre d'éliminer un assez grand nombre des \vec{g} (c'est-à-dire, des ensembles des cinq constantes de couplages définissant l'interaction de Fermi la plus générale). Cette élimination est faite systématiquement par la discussion contenue dans les chapitres I, II, III. Des tables et des figures permettent au lecteur de poursuivre assez facilement cette discussion au fur et à mesure qu'apparaîtront de nouveaux faits expérimentaux. La restriction du choix des \vec{g} permet de plus de répondre à des questions assez subtiles comme : les deux neutrinos émis dans la désintégration du méson sont-ils indiscernables? (déjà la réponse semble affirmative).

Qu'une telle coïncidence entre les forces de couplages de plusieurs interactions entre quatre particules, découverte il y a presque cinq ans, soit toujours réelle, malgré l'augmentation impressionnante de nos connaissances expérimentales sur les conséquences de ces interactions, voilà qui ne manque pas de frapper les physiciens. Ils n'ont pu expliquer jusqu'à présent pourquoi toutes les particules chargées avaient la même quantité de charge électrique; les voilà maintenant confrontés avec une nouvelle charge universelle, qui ne se laisse que beaucoup plus difficilement déterminer (l'espace à cinq dimensions des \vec{g} semble jusqu'à maintenant la représentation la plus adéquate). Aussi les hypothèses qui ont été proposées par certains physiciens sur la nature de cette interaction universelle de Fermi sont-elles très élaborées. Nous ne croyons guère à la notion de « type » qui a été utilisée, si le neutrino est de masse nulle. De toute façon il semble bien qu'il faille admettre de subtiles (pour la théorie actuelle) correspondances entre les particules.

Notre travail a été plus modeste : partant des faits expérimentaux, il essaye de préciser le \vec{g} de l'IUF et donne les moyens de poursuivre cette étude au fur

et à mesure que progresseront nos connaissances. Nous croyons qu'il est en effet préférable de partir de l'expérience⁽³⁵⁾.

Les résultats actuellement obtenus nous permettent vraiment d'espérer que cette confrontation de l'expérience avec l'hypothèse de l'IUF sera féconde.

De nombreux et importants résultats expérimentaux ont été établis très récemment :

Les expériences de P. ALFORD et D. R. HAMILTON sur le recul des noyaux en radio-activité donnent la condition $|g_1| > |g_2|$ et l'interaction serait principalement en S. T. P.

Une mesure plus exacte de la masse du méson μ a été faite à Berkeley et donne : $\mu = 207$. Cela a pour conséquences d'augmenter la valeur de ρ dans (48) et (49) de 7,5 % et d'augmenter aussi les valeurs déjà établies pour ρ (voir 41); la valeur la plus probable de λ semble donc maintenant être 0,50; c'est ce que viennent de confirmer J. VILAIN et R. W. WILLIAMS qui obtiennent par une expérience plus précise que les précédentes $\rho = 0,50 \pm 0,12$.

Il faudrait donc modifier les surfaces hachurées dans les figures 4.

En tenant compte de ces nouvelles valeurs expérimentales, la discussion générale de cette thèse montre que tous les choix particuliers d'I. U. F. publiés (y compris ceux de PEASLEE, KONOPINSKI et MAHMOUD, FINKELSTEIN et KAUS, tous à paraître dans *Phys. Rev.*) sont exclus par l'expérience. Mais il est toujours possible, comme le lecteur le trouvera aisément, d'expliquer tous ces résultats expérimentaux par une même interaction de FERMI. (Voir lettre au *Phys. Rev.*, sous presse, de MICHEL et WIGHTMAN.)

GODFREY est en train de terminer une expérience cruciale : la comparaison directe des taux des réactions $\mu^- + C^{12} \rightarrow B^{12} + \nu$ et $B^{12} \rightarrow C^{12} + e^- + \nu$, tandis que REINES et COWAN sont en train d'observer la capture des neutrinos (réaction inverse de celle de la radio-activité β^-).

De nombreux résultats récents concernent aussi les mésons χ (ou S des chambres de WILSON). Il est certain que leur secondaire chargé est un méson μ , mais on ne sait encore rien sur la nature des secondaires neutres. La masse du méson χ est plutôt voisine de 970 (congrès de Bagnères-de-Bigorre). Il est encore trop tôt pour inclure les phénomènes où disparaissent les mésons χ dans le cadre de l'I. U. F.; mais si l'expérience confirme que le méson χ (ou toute autre nouvelle particule de spin 1/2) est soumis à l'I. U. F., le lecteur aura (avec 4.3 et 4.4) la possibilité d'étendre lui-même aisément la discussion à ces phénomènes.

REMERCIEMENTS

Je remercie vivement le *Service des Poudres*, et spécialement MM. les Ingénieurs généraux de G. FLEURY et J. FAUVEAU pour m'avoir donné la possibilité de faire des recherches en physique théorique et prodigué leurs encouragements.

C'est successivement dans les laboratoires de MM. les professeurs L. LEPRINCE-RINGUET, S. GORODETSKY et P. M. S. BLACKETT et au séminaire de M. A. PROCA que je me suis initié à la recherche. Je leur en suis très reconnaissant.

Mes premières recherches sur le sujet de ce travail ont été entreprises à l'Université de Manchester (1948-1950) sous la direction de M. le professeur L. ROSENFELD. Ses conseils ont eu une grande influence sur mon activité scientifique. J'ai poursuivi ces mêmes recherches à l'Institut de Physique théorique de Copenhague puis au Groupe d'Études théoriques CERN (Centre européen de Recherches nucléaires) à Copenhague, grâce à l'accueil bienveillant de M. le professeur N. BOHR. A tous deux, j'exprime ma grande reconnaissance.

Je remercie cordialement MM. les professeurs F. PERRIN et A. LICHNEROWICZ pour l'intérêt qu'ils m'ont témoigné au cours de mes recherches.

⁽³⁵⁾ Les travaux confrontant les faits expérimentaux avec des choix *a priori* d'interaction, risquent de perdre presque entièrement leur utilité lorsque le choix s'avère faux.

M. le professeur L. DE BROGLIE s'est particulièrement intéressé à ce travail. Qu'il veuille bien trouver ici l'expression de ma profonde gratitude.

Je veux aussi remercier ici tous les physiciens avec qui j'ai eu le plaisir et l'avantage de discuter et d'échanger des idées, quelquefois ou fréquemment, oralement ou par correspondance et plus spécialement ceux de Manchester, Copenhague, du Laboratoire de l'École Polytechnique et des divers centres de recherches physiques de Paris.

effet
que
nent
Cela
si les
,50;
ence

hèse
NSKI
nce.
ltats
de

des
rain

ON).
des
tre).
e de
1/2)
it la

urs
üre

CE-
OCA

er-
LD.
ur-
gue
ies
IR.

ICZ

ent