Scanned with permission from the publisher:

Interactions faibles directes bosons-leptons et désintégrations des
mésons K / d'Espagnat, B; Prentki, Jacques

CERN-57-06

Published in: Nuovo Cimento: 4 (1956) pp.1572-1574

From: Carmen Vasini <vasini@sif.it>

To: Jens Vigen <Jens.Vigen@cern.ch>

Subject: Re: Request for permission to reproduce published material

Dear Jens Vigen,

we are glad to grant you permission to reproduce the material requested provided full
credit is given to the source.

Kindest regards.

Carmen Vasini

B. D'ESPAGNAT et J. PRENTKI
 1956, Dicembre
Il Nuovo Cimento
 Serie X, Vol. 4, pag. 1572-1574

Interactions faibles directes bosons-leptons et désintégrations des mésons K.

B. D'ESPAGNAT et J. PRENTKI

CERN - Genève

(ricevuto il 13 Agosto 1956)

Il est bien connu que la complexité de phénomènes de désintégration des hyperons et des mésons lourds rend très délicat le choix entre les divers types d'interactions faibles élémentaires. Différentes possibilités ont été envisagées telles que: interaction universelle de Fermi, interaction universelle de Yukawa (interaction fermions-bosons du type $\bar{\psi}\psi\varphi$) ou encore un mélange des deux; chacun de ces types d'interaction est d'ailleurs susceptible *a priori* de prendre différentes formes. Dans ces conditions il semble indiqué de procéder par élimination c'est-à-dire de trouver des arguments qui par comparaison avec l'expérience, permettent de rejeter certains couplages.

La présente lettre a pour but de présenter un argument de cette sorte, applicable aux interactions du type de Yukawa. Cet argument est basé d'une part sur les abondance relatives des $K_{\mu 2}$, $K_{\pi 2}$, $K_{\pi 3}$, $K_{\mu 3}$ et $K_{e 3}$ qui expérimentalement sont de l'ordre 60:25:7,5:3:5 respectivement ⁽¹⁾ et d'autre part sur la remarque suivante: les graphes représentant les désintégrations $K_{\mu 3}$ et $K_{e 3}$ sont, dans l'hypothèse considérée, néces-

sairement représentés par la Fig. 1, dont la caractéristique essentielle est que le méson K virtuel qui y figure est de

Fig. 1

parité opposée à celle du méson initial. [On peut en effet montrer que les graphes pour lesquels ces parités seraient les mêmes donnent une contribution nulle]. En liaison avec ceci il convient d'observer que l'effet bien connu des couplages du type gradient, consistant à défavoriser la production d'électrons par rapport à celle de muons dans le rapport du carré des masses, subsiste intégralement lorsque le méson lourd qui se désintègre en leptons est non pas réel mais virtuel.

Comme exemple d'application de ces remarques, considérons les hypothèses selon lesquelles 1) θ et τ appartiennent aux classes (0^+) et (0^-) respectivement,

⁽¹⁾ S. GOLDBABER: *Conférence de Rochester* (1956), sous presse.

2) μ et e interagissent de la même manière avec les mésons K , 3) μ , e , ν ont la même parité intrinsèque ⁽²⁾.

Bien entendu la proportion des θ et des τ à la production est à priori inconnue: toutefois on ne saurait évidemment avoir $Nb. \theta \ll Nb. \tau$ vue l'abondance des $K_{\pi 2}$. Restent les cas $Nb. \theta \approx Nb. \tau$ et $Nb. \theta \gg Nb. \tau$.

1. - $Nb. \theta \approx Nb. \tau$.

Cette hypothèse implique nécessairement que les τ créés doivent se désintégrer de préférence en $K_{\mu 2}$ et contribuent appréciablement à ce mode. L'absence de $K_{e 2}$ observés implique alors un couplage τ -leptons du type $\gamma_5 \gamma_\mu$. Trois cas sont alors à considérer:

- a) θ non couplé aux leptons;
- b) couplage θ -leptons du type γ_μ (vectoriel).

Ces deux hypothèses sont s'après les remarques du début incompatibles avec l'expérience car, ce qui est facile à voir, elles entraînent $Nb. K_{e 3} \ll Nb. K_{\mu 3}$:

- c) Couplage θ -leptons du type 1 (scalaire).

Pour que néanmoins $Nb. K_{\mu 2} \gg Nb. K_{e 2}$, il faut que θ^+ se désintègre beaucoup plus souvent en $K_{\pi 2}$ qu'en $K_{\mu 2}$: mais alors la réaction

$$(1) \quad \tau \rightarrow \pi + \theta \rightarrow \pi + \mu(e) + \nu$$

serait beaucoup moins fréquente que

$$(2) \quad \tau \rightarrow \pi + \theta \rightarrow \pi + \pi + \pi.$$

Ceci est d'autant plus vrai que la réaction (2) peut s'effectuer aussi par l'in-

termédiaire d'un θ^0 dont l'élément de matrice de désintégration en 2π est plus grand que celui du θ^+ qui seul figure dans (1). De cette manière apparaît au moins un facteur 10^{-3} . Les $K_{\mu 3}$ et $K_{e 3}$ seraient donc dus essentiellement à $\theta \rightarrow \pi + \tau \rightarrow K_{\mu 3}$, $K_{e 3}$ et d'après la remarque du début $K_{\mu 3}$ serait beaucoup plus fréquent que $K_{e 3}$.

Ainsi l'hypothèse $Nb. \theta \approx Nb. \tau$ n'est pas compatible avec le schéma d'interactions étudié ici.

2. - $Nb. \theta \gg Nb. \tau$.

Dans cette hypothèse les $K_{\mu 2}$ proviennent nécessairement en majeure partie des θ . L'absence de $K_{e 2}$ implique dès lors un couplage θ -leptons du type γ_μ . Trois cas sont de nouveau à considérer:

- a) τ non couplé aux leptons;
- b) couplage τ -leptons du type $\gamma_5 \gamma_\mu$.

Ces hypothèses sont à rejeter pour la même raison que les hypothèses 1 a, b: elles conduisent nécessairement à

$$Nb. K_{\mu 3} \gg Nb. K_{e 3};$$

- c) couplage τ -leptons du type γ_5 .

Cette hypothèse est la plus favorable: en fait elle n'implique pas de contradiction rédhibitoire avec les résultats expérimentaux concernant les mésons K chargés pourvu bien entendu que soit convenablement choisi le rapport des constantes de couplage. Notons seulement, pour la suite, que tous les $K_{\mu 3}$ et $K_{e 3}$ proviennent des θ : en effet la probabilité de $\tau \rightarrow K_{\pi 3}$ est beaucoup plus grande que celles de $\tau \rightarrow K_{\mu 3}$, $K_{e 3}$ pour les mêmes raisons que dans le cas 1c, alors que déjà les τ sont rares par hypothèse. Une difficulté cependant se présente qui concerne l'explication des θ^0 anormaux non interprétable en terme de $K_{\pi 3}^0$ (partie supérieure du spectre pour laquelle l'interprétation $\pi^\pm + \mu^\mp(e) + \nu$ semble la plus vraisemblable).

⁽²⁾ On pourrait, moyennant des modifications convenables, s'affranchir de l'hypothèse 3) qui est introduite ici pour des raisons de simplicité. Les résultats essentiels n'en seraient pas changés.

En effet

$$(4) \quad \theta^+ \rightarrow \tau^+ + \pi^0 \rightarrow K_{\mu 3}, K_{e 3}$$

et

$$(5) \quad \theta^0 \rightarrow \tau^+ + \pi^- \rightarrow \begin{cases} \mu^+ + \nu + \pi^- \\ e^+ + \nu + \pi^- \end{cases}$$

ont certainement ici des probabilités de transition du même ordre de grandeur: or la première peut être estimée: elle est approximativement 1/10 de l'inverse de la vie moyenne du θ^+ soit environ 10^7 , c'est-à-dire 10^{-3} fois la probabilité de la transition $\theta^0 \rightarrow 2\pi$. Ainsi le nombre des V^0 anormaux provenant des θ^0 serait très faible. De même $\tau^0 \rightarrow \pi^- + \theta^+ \rightarrow \pi^- + \mu^+ + \nu$ est nécessairement plus rare que

$$(6) \quad \begin{array}{ccc} \tau^0 & \xrightarrow{\quad} & \pi^- + \theta^+ \\ & \searrow & \nearrow \\ & \pi^0 + \theta^0 & \rightarrow 3\pi \end{array}$$

par un facteur d'environ 100 (même argument que dans 1c) ce qui, vu la rareté supposée des τ , conduit également à une proportion très faible ($\approx 10^{-3}$) des phénomènes $\tau^0 \rightarrow K_{\mu 3}^0; K_{e 3}^0$ par rapport aux θ^0 normaux. Cette hypothèse conduit donc à un nombre de V^0 anormaux non interprétable en terme de $K_{\pi 3}^0$ nettement trop faible par rapport au nombre des

θ^0 normaux ou autrement dit à un rapport $\text{Nb. } (K_{\mu 3}^0 + K_{e 3}^0) / \text{Nb. } K_{\pi 3}^0$ dont la valeur est incompatible avec ce que l'on peut déduire du spectre observé ⁽³⁾.

On ne peut naturellement exclure la possibilité qu'une autre explication se fasse jour ⁽⁴⁾ pour la majorité des V^0 anormaux qui ne peuvent être des τ^0 . Dans ce cas les couplages γ_5 (pour τ) et γ_μ (pour θ) seraient les seuls acceptables et la théorie aurait les conséquences suivantes: la grande majorité des $\tau^\pm$ donnent 3π ; le méson θ serait responsable des modes de désintégration $K_{\pi 2}; K_{\mu 2}; K_{\mu 3}$ et $K_{e 3}$; évidemment aucune raison n'existerait pour l'égalité des vies moyennes des θ et τ chargés; concernant les V^0 anormaux on devrait observer des $K_{\pi 3}^0$ de vie moyenne $\approx 10^{-8}$ s, un $K_{e 3}^0$ et un $K_{\mu 3}$ fréquents de $\sim 10^{-8}$ s et des $K_{e 3}$ et $K_{\mu 3}$ rares de 10^{-10} s.

Néanmoins de la discussion précédente résulte qu'à l'heure actuelle il semble très difficile d'interpréter toutes les désintégrations des mésons K à l'aide d'interactions de Yukawa si du moins on suppose que les électrons et les muons subissent les mêmes interactions.

⁽³⁾ J. BALLAM, M. GRISARU et S. B. TREIMAN: *Phys. Rev.*, **101**, 1438 (1956).

⁽⁴⁾ Cfr. M. GELL-MANN and A. PAIS: *Phys. Rev.* **97**, 1387 (1955).