



Ref.TH.2972-CERN

A LA RECHERCHE D'UN NOUVEAU BOSON DE SPIN UN

Pierre Fayet
CERN -- Genève
et
Laboratoire de Physique Théorique
Ecole Normale Supérieure, Paris

R E S U M E

Le partenaire de spin 1 du goldstino (gravitino) par des transformations de supersymétrie pourrait être très léger et très peu couplé. Nous étudions comment le mettre en évidence dans les réactions d'annihilation e^+e^- , les désintégrations des mésons K et ψ et les expériences de collisions sur cible absorbante. Si sa masse est très petite, le nouveau boson est produit et interagit comme une particule pseudoscalaire ressemblant un peu à un axion, mais avec des modes de désintégration différents.

A B S T R A C T

The spin 1 partner of the goldstino (gravitino) under supersymmetry may be very light and very weakly coupled. We study how it could appear in e^+e^- annihilations, K and ψ decays and beam dump experiments. If its mass is very small it would be produced and interact like a pseudoscalar particle somewhat similar to an axion, but with different decay modes.

Ref.TH.2972-CERN

22 October 1980

1. - INTRODUCTION

Les théories supersymétriques des particules ¹⁾ font intervenir un nouveau boson de jauge neutre ²⁾, dont les interactions sont fixées par le spectre de masse et reliées à la gravitation ³⁾ [voir la référence 4) pour les articles originaux introduisant l'algèbre de supersymétrie, et la référence 5) pour des articles de revue]. La masse et la constante de couplage du nouveau boson ne sont pas déterminées, et toutes les deux pourraient être très petites. On peut considérer ses interactions comme étant, au choix, du type électrofaible, ou du type gravitationnel. Les deux aspects sont effectivement présents mais l'un ou l'autre peut être plus apparent, selon la valeur de la masse et de la constante de couplage.

Nous avons discuté précédemment comment le nouveau boson pourrait modifier la phénoménologie des courants neutres ^{6),7)}. Cela dépend beaucoup de la valeur de sa masse, seuls les phénomènes ayant lieu aux plus petites valeurs du moment de transfert étant affectés. En particulier, le nouveau boson pourrait modifier les effets de violation de la parité en physique atomique, tout en ayant des effets négligeables sur les autres processus faisant intervenir les courants neutres ^{7),8)}.

Nous nous proposons ici d'étudier la production du nouveau boson dans diverses réactions, telles que l'annihilation e^+e^- , la désintégration des mésons K et ψ et les collisions hadroniques à haute énergie. Nous verrons, à ce propos, qu'une particule de jauge très légère est produite et interagit comme la particule de Goldstone correspondante. Le nouveau boson, s'il a une masse très petite, interagit comme un boson pseudoscalaire ayant certaines ressemblances avec un axion ⁹⁾. Nous discuterons les contraintes sur la masse et le couplage qui résultent des expériences de collision sur cible absorbante ("beam dump"). Mais, en premier lieu, nous allons rappeler brièvement les caractères essentiels des interactions du nouveau boson.

2. - MASSE ET COUPLAGES DU NOUVEAU BOSON

Dans les théories globalement supersymétriques, la brisure spontanée de cette invariance engendre une particule de Goldstone, de spin $\frac{1}{2}$ et de masse nulle, le goldstino. Ses couplages aux paires bosons-fermions déterminent la brisure entre les carrés des masses des bosons et des fermions. Ils sont reliés par la supersymétrie aux couplages du partenaire bosonique du goldstino. Ce

dernier doit être (à un angle de mélange près) un nouveau boson de spin 1, ayant des couplages axiaux non nuls avec les leptons et les quarks ^{1),2)}.

Nous appellerons désormais U ce nouveau boson (désigné par Z'' dans les articles précédents). Les valeurs de la constante de jauge correspondante, g'', et de la masse, m_U, ne sont pas fixées. Dans le cas le plus simple ^{1),6)}, où l'on a deux doublets de champs de Higgs, elles sont reliées par la formule :

$$m_U = \frac{g'' v_0}{\sqrt{2}} = \frac{g''}{g} m_W \quad (1)$$

Mais la masse peut aussi être plus grande, par exemple si l'on a un champ de Higgs supplémentaire, singulet du groupe de jauge. Nous en tenons compte en introduisant le paramètre $r = (v_0/v) \leq 1$, et en écrivant :

$$m_U = \frac{g'' v}{\sqrt{2}} = \frac{g''}{g} \frac{m_W}{r} \quad (2)$$

Les amplitudes dues à l'échange du nouveau boson neutre U sont proportionnelles à

$$\frac{g''^2}{16(m_U^2 + q^2)} = \frac{G_F}{2\sqrt{2}} r^2 \frac{m_U^2}{m_U^2 + q^2} \quad (3)$$

Les amplitudes courants neutres sont dues aussi bien à l'échange du boson neutre habituel Z que du nouveau boson U. Les contributions de ce dernier, négligeables apparemment à grand moment de transfert ($q \gg m_U$), sont importantes à petit moment de transfert ($q \lesssim m_U$). Il peut en résulter une limite supérieure sur m_U. Par exemple, dans le cas le plus simple où le couplage de U est purement axial et où il n'y a pas de singulet de Higgs supplémentaire (i.e., $r = 1$), la masse de U doit être inférieure à 300 MeV/c², d'après les résultats des expériences de diffusion $(\bar{\nu}_\mu - e)$ ⁶⁾. Mais de manière générale on n'obtient pas de limite sur la masse de U, parce que son couplage au champ ν_μ peut être réduit, ou encore le paramètre r peut être petit.

Le couplage axial de U aux leptons et aux quarks est :

$$\frac{g''}{4} = \frac{g}{4 m_W} r m_U \simeq 2 \cdot 10^{-3} r m_U (\text{GeV}/c^2) \quad (4)$$

à comparer avec la charge électrique

$$e = (4\pi\alpha)^{1/2} \simeq 0.3 \quad (5)$$

Nous définissons une nouvelle constante analogue à la constante de structure fine :

$$\alpha'' = \frac{1}{4\pi} \frac{g''^2}{16} \simeq 4.5 \cdot 10^{-5} \alpha r^2 m_U^2 \text{ (GeV/c}^2\text{)} \quad (6)$$

Par exemple avec $r = 1$ et $m_U = 1 \text{ GeV/c}^2$ on a :

$$\alpha'' \simeq 3.3 \cdot 10^{-7} \quad (7)$$

Le nouveau courant neutre n'est pas nécessairement purement axial, il peut aussi avoir une partie vectorielle. A cause des relations avec le spectre de masse les couplages vectoriels de U aux leptons et aux quarks doivent être plus petits que les couplages axiaux correspondants, en valeur absolue. On les écrira donc de la manière suivante :

$$\frac{g''}{4} \cos \varphi \quad (8)$$

On peut avoir différents angles φ pour les leptons des différentes familles ($\varphi_e, \varphi_\mu, \varphi_\tau$), et les quarks (φ_d). Alors que la partie axiale du nouveau courant neutre est universelle si tous les leptons et les quarks acquièrent leur masse par couplage avec une seule paire de doublets de Higgs, sa partie vectorielle peut être une combinaison linéaire des différents courants, leptoniques et baryonique, conservés.

3. - RECHERCHE DU NOUVEAU BOSON DANS LES ANNIHILATIONS e^+e^-

S'il est léger, le nouveau boson peut apparaître sous la forme d'une résonance étroite dans les annihilations e^+e^- . Sa largeur partielle électronique est proportionnelle au cube de sa masse ^{*}), soit (en supposant $m_e \ll m_U$) :

$$\Gamma_{ee} = \frac{\alpha^n}{3} (1 + \cos^2 \varphi_e) = \frac{G_F}{24 \pi \sqrt{2}} (1 + \cos^2 \varphi_e) r^2 m_U^3$$

$$\simeq 1.1 \cdot 10^{-7} (1 + \cos^2 \varphi_e) r^2 m_U^3 \text{ (GeV/c}^2\text{)} \quad (9)$$

Avec $\cos \varphi_e = 0$ et $r = 1$ cette largeur partielle est d'environ 110 eV pour une masse de 1 GeV/c². (Pour $m_U = m_\psi$ ou m_T on trouverait 3.2 keV, ou 90 keV ; en comparaison les largeurs partielles du ψ et du T sont de 4.6 et 1.3 keV, respectivement.) La section efficace de production résonante s'écrit, en supposant $\Gamma \ll m_U$:

$$\sigma (e^+e^- \rightarrow U \rightarrow f) = \frac{3\pi}{E^2} \frac{\Gamma_{ee} \Gamma_f}{(E - m_U)^2 + \frac{\Gamma^2}{4}} \quad (10)$$

Sa valeur maximum est

$$\sigma_{Pic} (e^+e^- \rightarrow U \rightarrow f) = \frac{12\pi}{m_U^2} B(U \rightarrow e^+e^-) B(U \rightarrow f) \quad (11)$$

Dans le cas d'une résonance étroite, il est utile de calculer l'intégrale sur l'énergie de la section efficace de production résonante :

^{*}) Dans le cas particulier où $\cos \varphi_e = 0$, $r = 1$ et $\sin^2 \theta = \frac{1}{4}$ le nouveau boson U comme le boson Z sont axialement couplés à l'électron, et leurs largeurs électroniques sont données par la même formule :

$$\Gamma(U \rightarrow e^+e^-) = \frac{G_F m_U^3}{24 \pi \sqrt{2}} \quad (\simeq 110 \text{ eV pour } m_U = 1 \text{ GeV/c}^2)$$

$$\Gamma(Z \rightarrow e^+e^-) = \frac{G_F m_Z^3}{24 \pi \sqrt{2}} \quad (\simeq 70 \text{ MeV pour } m_Z \simeq 86 \text{ GeV/c}^2)$$

$$\begin{aligned}
 \int \sigma(e^+e^- \rightarrow U \rightarrow f) dE &= 6\pi^2 \frac{\Gamma_{ee}}{m_U} B(U \rightarrow f) \\
 &= \frac{\pi G_F}{4\sqrt{2}} (1 + \cos^2 \varphi_e) B(U \rightarrow f) r^2 m_U \\
 &\approx (1 + \cos^2 \varphi_e) B(U \rightarrow f) r^2 m_U \times 2.5 \text{ nb}
 \end{aligned}
 \tag{12}$$

Considérons par exemple un U de $3.1 \text{ GeV}/c^2$, avec $\cos\varphi = 0$ et $r = 1$. Il peut se désintégrer en paires $\nu\bar{\nu}$, e^+e^- , $\mu^+\mu^-$, $u\bar{u}$, $d\bar{d}$ et $s\bar{s}$, et on s'attend à un rapport de branchement hadronique d'environ 72%. Il en résulte, pour la production hadronique, une section efficace intégrée d'environ 6000 nb MeV, à comparer avec ~10 000 nb MeV dans le cas de la résonance ψ .

Chaque fois que l'on a procédé à une recherche systématique de résonances étroites, aucune nouvelle résonance pouvant correspondre à $r = 1$ n'a été trouvée. Il en est ainsi, en particulier, pour les expériences faites à VEPP-2M (1 à 1.4 GeV)¹⁰⁾, ADONE (1.42 à 3.09 GeV)¹¹⁾ et SPEAR (3.2 à 7.6 GeV)¹²⁾. Dans les deux derniers cas les limites sur la section efficace intégrée sont de l'ordre de 500 à 1000 nb MeV. On en déduit des limites sur le produit $(1 + \cos^2 \varphi_e) B(U \rightarrow \text{hadrons}) r^2$, qui varie entre 0.02 et 0.40, suivant la valeur de la masse.

4. - MODES DE DESINTEGRATION ET DUREE DE VIE

4.1. - Rapports de branchement

Le boson U peut se désintégrer en paires goldstino-antigoldstino, lepton-antilepton ou quark-antiquark, mais le premier mode est négligeable dans le cas d'un boson léger.

Désignons par f les leptons et les quarks. Les couplages de U aux champs f_L et f_R s'écrivent⁷⁾ :

$$\bar{f} \frac{g''}{4} (1 \mp \cos \varphi_f)
 \tag{13}$$

En négligeant les effets de seuil associés aux masses des leptons et des quarks, nous pouvons écrire les rapports de branchement comme suit :

$$B(U \rightarrow f_L \bar{f}_L \text{ ou } f_R \bar{f}_R) = \frac{(1 \mp \cos \varphi_f)^2}{\sum_{f'_L} (1 - \cos \varphi_{f'})^2 + \sum_{f'_R} (1 + \cos \varphi_{f'})^2} \quad (14)$$

Si U est couplé de manière purement axiale aux leptons et aux quarks (i.e., $\cos \varphi = 0$), ses probabilités de désintégration vers les différentes paires lepton-antilepton ou quark-antiquark sont égales, à l'exception d'un facteur d'espace de phase. En particulier pour une masse m_U comprise entre quelques MeV/c^2 et $2m_\mu$, on trouve :

$$B(U \rightarrow e^+e^-) \simeq 40\%$$

$$B(U \rightarrow \nu \bar{\nu}) \simeq 60\%$$

(15)

s'il n'existe pas d'autre type de neutrinos que ν_e , ν_μ et ν_τ . (Cependant, d'une manière générale, l'un ou l'autre des rapports de branchement en e^+e^- ou $\nu \bar{\nu}$ pourrait être petit, comme nous le verrons plus loin à l'occasion de l'étude de la production de bosons U dans les désintégrations des mésons K .)

4.2. - Durée de vie

Si l'on est suffisamment au dessus du seuil de production d'une paire e^+e^- on obtient, à partir de la formule (9), la durée de vie partielle :

$$\tau(U \rightarrow e^+e^-) \simeq \frac{0.6 \cdot 10^{-17} \text{ s}}{(1 + \cos^2 \varphi_e) r^2 m_U^3 (\text{GeV}/c^2)} \quad (16)$$

De la même manière, on a :

$$\tau(U \rightarrow \nu_e \bar{\nu}_e) \simeq \frac{1.2 \cdot 10^{-17} \text{ s}}{(1 - \cos \varphi_e)^2 r^2 m_U^3 (\text{GeV}/c^2)} \quad (17)$$

La durée de vie dépend surtout de la masse, comme on peut le voir facilement à la lecture du Tableau I.

Masse m_U	Rapports de branchement				Durée de vie τ
	$\nu\bar{\nu}$	e^+e^-	$\mu^+\mu^-$	hadrons	
1 eV/c ²	1	-	-	-	130 ans
1 keV/c ²	1	-	-	-	4 s
1 MeV/c ²	1	-	-	-	4 10 ⁻⁹ s
10 MeV/c ²	60 %	40 %	-	-	2.4 10 ⁻¹² s
100 MeV/c ²	60 %	40 %	-	-	2.4 10 ⁻¹⁵ s
1 GeV/c ²	16 %	10 %	10 %	63 %	0.6 10 ⁻¹⁸ s

Tableau I - Rapports de branchement et durée de vie d'un boson U en fonction de sa masse. On a supposé des couplages purement axiaux ($\cos\varphi = 0$), pas de singulet de Higgs supplémentaire ($r = 1$), et trois types de neutrinos exactement, ν_e , ν_μ et ν_τ .

5. - RECHERCHE DU NOUVEAU BOSON DANS LA DESINTEGRATION DES MESONS K

Un boson U assez léger pourrait être produit dans des désintégrations $K \rightarrow \pi U$ ou $\pi\pi U$. Ensuite, suivant la valeur de sa masse, il s'échapperait ou se désintégrerait en paires $\nu\bar{\nu}$, e^+e^- , $\mu^+\mu^-$ ou $\pi\pi$, engendrant en particulier des états finals $\pi\nu\bar{\nu}$ ou πe^+e^- .

5.1. - Limites expérimentales sur les désintégrations $K^+ \rightarrow \pi^+ +$ neutres inobservés

Les expériences se proposant de rechercher des évènements du type $K^+ \rightarrow \pi^+ \nu\bar{\nu}$ détectaient les pions chargés π^+ ayant des énergies cinétiques comprises entre 127 et 117 MeV, ou bien 105 et 60 MeV¹³⁾. En utilisant la formule

$$m_U^2 = (m_K - m_\pi)^2 - 2 m_K T_\pi = 2 m_K (T_\pi^{Max} - T_\pi) \quad (18)$$

on trouve que ces expériences peuvent être sensibles à la production de bosons U ayant une masse inférieure à 100 MeV/c², ou bien comprise entre 150 et 250 MeV/c². Dans cet intervalle de masse on a une limite supérieure, variant entre 3.10⁻⁷ et

2.10^{-6} , sur le rapport de branchement $B(K^+ \rightarrow \pi^+ + \text{Neutres inobservés})$. La sensibilité de l'expérience étant maximale pour des pions au voisinage de la limite cinématique ($120 \text{ MeV} < T_\pi < 127 \text{ MeV}$), on trouve, en particulier :

$$B(K^+ \rightarrow \pi^+ U) B(U \rightarrow \nu \bar{\nu}) < 3 \cdot 10^{-7} \quad \text{pour } m_U < 80 \text{ MeV}/c^2 \quad (19)$$

Dans le cas d'un boson U très léger, qui aurait une durée de vie suffisamment longue pour s'échapper avant de se désintégrer, on obtient une contrainte plus forte (cf. la recherche de la production d'axions dans la désintégration des mésons K ¹⁴⁾). Un U de $5 \text{ MeV}/c^2$ aurait une durée de vie $\approx 2.10^{-11} \text{ s}$, ce qui donne, avec $\gamma \approx 45$, une longueur de désintégration d'environ 30 cm , justement la distance typique entre la région de désintégration des K et les compteurs détectant les rayons γ et les particules chargées. La plupart des U ne donnent donc pas lieu à interactions, ce qui nous mène à la limite :

$$B(K^+ \rightarrow \pi^+ U) < 3 \cdot 10^{-7} \quad \text{pour } m_U < 5 \text{ MeV}/c^2 \quad (20)$$

5.2. - Limites expérimentales sur la désintégration $K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-$

Les expériences ayant recherché les événements $K^+ \rightarrow \pi^+ e^+ e^-$ peuvent être sensibles à la désintégration $K^+ \rightarrow \pi^+ U (\rightarrow e^+ e^-)$. Les désintégrations de Dalitz des π^0 ($\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$) sont aussi une source de paires $e^+ e^-$, que l'on peut éliminer par une coupure à $140 \text{ MeV}/c^2$ sur la masse invariante de la paire. L'expérience de la référence 15) entraîne ¹⁶⁾ :

$$B(K^+ \rightarrow \pi^+ U) B(U \rightarrow e^+ e^-) < 4 \cdot 10^{-8} \quad \text{pour } 140 \text{ MeV}/c^2 < m_U < 340 \text{ MeV}/c^2 \quad (21)$$

Si la masse du U est voisine de celle du π^0 la désintégration $K^+ \rightarrow \pi^+ U (\rightarrow e^+ e^-)$ ne peut être distinguée de la désintégration $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 (\rightarrow e^+ e^-)$. De tels événements ont été observés ¹⁷⁾, et on peut en déduire :

$$B(K^+ \rightarrow \pi^+ U) B(U \rightarrow e^+ e^-) < 10^{-7} \quad \text{pour } m_U \approx m_{\pi^0} \quad (22)$$

Pour les valeurs plus basses de m_U il y a un bruit de fond provenant de désintégrations $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0 (\rightarrow e^+ e^- \gamma)$. Le lecteur intéressé pourra consulter directement les références 15), 17) et 18).

5.3. - Limites expérimentales sur $B(K^+ \rightarrow \pi^+U)$

Si aucun des rapports de branchement en $\nu\bar{\nu}$ et e^+e^- n'est petit, on obtient de fortes contraintes sur $B(K^+ \rightarrow \pi^+U)$ pour la plus grande partie de l'intervalle de masse (voir Tableau II).

m_U en MeV/c^2	Limites supérieures sur :		
	$B(K^+ \rightarrow \pi^+U).$ $B(U \rightarrow \nu\bar{\nu})$	$B(K^+ \rightarrow \pi^+U).$ $B(U \rightarrow e^+e^-)$	$B(K^+ \rightarrow \pi^+U)$
0 à 5	$3 \cdot 10^{-7}$		$3 \cdot 10^{-7}$
5 à 80	$3 \cdot 10^{-7}$		$5 \cdot 10^{-7}$
80 à 100	$2 \cdot 10^{-6}$		$4 \cdot 10^{-6}$
$\approx m_{\pi^0}$		10^{-7}	$3 \cdot 10^{-7}$
140 à 340 (150 à 250)	$(2 \cdot 10^{-6})$	$4 \cdot 10^{-8}$	10^{-7}

Tableau II - Limites supérieures sur les rapports de branchement.

Cependant, étant donné que les masses des leptons de spin 0 doivent être plus grandes que $15 \text{ GeV}/c^2$ (2), (19), $\cos\varphi$ peut être aussi grand que 0.86 (7) ; le rapport de branchement $B(U \rightarrow \nu\bar{\nu})$ est alors très petit, de l'ordre de 2%. D'un autre côté il est concevable que le U soit couplé à un grand nombre de particules de type neutrino ; le rapport de branchement $B(U \rightarrow e^+e^-)$ serait alors beaucoup plus petit. Dans l'un ou l'autre cas, $B(K^+ \rightarrow \pi^+U)$ pourrait être nettement plus grand que ce qu'indique la dernière colonne du Tableau II.

Les nombres de cette colonne ont été obtenus en faisant l'hypothèse simplificatrice qu'un boson U ayant une masse supérieure à quelques MeV/c^2 a pour rapports de branchement $B(U \rightarrow \nu\bar{\nu}) \approx 60\%$, $B(U \rightarrow e^+e^-) \approx 40\%$. On a négligé de tenir compte du fait que pour $m_U > 2m_\mu$ ce dernier rapport devient inférieur à 40%. On notera l'absence de limite contraignante pour $m_U \sim 110 \text{ MeV}/c^2$.

5.4. - Estimation théorique du rapport de branchement $B(K^+ \rightarrow \pi^+U)$

Le boson U se couple aux lignes de quarks de manière conservant l'étrangeté. La constante de couplage axiale est $g''/4$, la constante de couplage vectorielle $(g''/4) \cos\phi_d$, et on a défini antérieurement la quantité :

$$\alpha'' = \frac{1}{4\pi} \left(\frac{g''}{4} \right)^2 \simeq 3 \cdot 10^{-8} r^2 \left(\frac{m_U}{300 \text{ MeV}/c^2} \right)^2 \quad (23)$$

On s'attend donc naïvement à un rapport de branchement $B(K^+ \rightarrow \pi^+U)$ très petit si U est très léger, mais nous allons voir qu'une analyse plus détaillée est nécessaire. Malheureusement, à cause de notre connaissance imparfaite de la dynamique des interactions responsables de la désintégration non-leptonique des mésons K , il est difficile de faire une estimation précise.

Contrairement à ce que la formule (23) semble indiquer, l'amplitude de désintégration ne s'annule pas avec la masse de U . Pour de petites valeurs de m_U la polarisation longitudinale de celui-ci s'écrit $\epsilon^\mu \simeq (k^\mu/m_U)$. Si U est attaché à un quark étrange s , k^μ nous conduit à un facteur $2m_s$, si bien que la quantité qui interviendra dans l'expression du taux de désintégration partiel est en fait

$$\alpha'' \left(\frac{2m_s}{m_U} \right)^2 \simeq 3 \cdot 10^{-8} r^2 \quad (24)$$

qui ne dépend pas de m_U .

Plus précisément nous montrerons dans la partie suivante que, dans la limite de petite masse et de petit couplage, le boson de jauge U se comporte comme un boson de Goldstone pseudoscalaire, \tilde{u} . Le couplage de ce dernier au quark étrange, s , s'écrit :

$$\begin{aligned} \frac{g''}{4} \frac{2m_s}{m_U} &= 2^{1/4} G_F^{1/2} r m_s \\ &\simeq 0.6 \cdot 10^{-3} r \quad \text{pour } m_s = 150 \text{ MeV}/c^2 \end{aligned} \quad (25)$$

La grandeur du taux de désintégration partiel est fixée par

$$\frac{1}{4\pi} \left(\frac{g''}{4} \frac{2m_s}{m_U} \right)^2 = \frac{G_F \sqrt{2}}{4\pi} r^2 m_s^2 \simeq 3 \cdot 10^{-8} r^2 \quad (26)$$

comme nous l'avons indiqué plus haut.

Comparons maintenant les désintégrations $K^+ \rightarrow \pi^+ \pi^0$ et $K^+ \rightarrow \pi^+ U$. La première ayant un rapport de branchement d'environ 20%, on s'attendrait à ce que celui-ci soit d'environ $10^{-8} r^2$ pour la seconde. Mais on doit aussi tenir compte du fait que pour la première amplitude on a $|\Delta \vec{I}| = \frac{3}{2}$, et pour la seconde $|\Delta \vec{I}| = \frac{1}{2}$, d'où la possibilité d'un important facteur de renforcement de cette dernière. Finalement, étant donné les imprécisions inhérentes à ce type d'estimation, nous pouvons seulement conclure :

$$B(K^+ \rightarrow \pi^+ U) \sim (10^{-8} \text{ à } 10^{-5}) r^2, \quad (27)$$

résultat compatible avec les limites expérimentales données dans le Tableau II.

Des estimations semblables aux nôtres ont déjà été faites pour les désintégrations $K^+ \rightarrow \pi^+ + \text{axion}$ et $K^+ \rightarrow \pi^+ + \text{boson de Higgs scalaire}$. Les rapports de branchement ont été évalués à $(10^{-8} - 10^{-5})$ dans le premier cas ^{14),20)}, et à $\sim 10^{-7}$ dans le second ¹⁶⁾. Notre boson de Goldstone \tilde{u} se comporte comme un axion mais uniquement au niveau classique (couplages aux leptons et quarks nus). Ses couplages pseudoscalaires aux quarks sont semblables aux couplages scalaires d'un boson de Higgs ordinaire, mais il ne se couple pas directement au boson intermédiaire chargé W . Les résultats des diverses estimations faites sont donc en accord, étant donné la grande marge d'incertitude existante.

On ne peut actuellement tirer aucune conclusion sur la masse de U , ou la force effective de son interaction, des expériences de désintégration des K . Mais, dans le futur, des expériences plus sensibles pourraient être capables de détecter un tel boson dans cet intervalle de masse.

6. - LA LIMITE DE PETITE MASSE ET DE PETIT COUPLAGE

On pourrait s'attendre à ce que les interactions du boson U , proportionnelles à la nouvelle constante de couplage g'' , soient arbitrairement petites si g'' est assez petit. Nous avons déjà vu que ce n'est, en fait, pas le cas, car la masse de U s'annule aussi avec g'' . Dans la limite $g'' \rightarrow 0$, $m_U \rightarrow 0$, les états de polarisation ± 1 d'un U ultrarelativiste se découplent, mais l'état de polarisation 0 reste couplé, en raison de l'existence de masses pour les quarks et les leptons : il interagit exactement comme le boson de Goldstone \tilde{u} qui existerait si la symétrie était seulement globale.

Nous connaissons déjà un tel phénomène. Dans une théorie localement supersymétrique ²¹⁾, spontanément brisée, il n'y a pas de goldstino, mais un gravitino de spin $\frac{3}{2}$. Sa masse, $m_{\frac{3}{2}} = (\kappa d/\sqrt{6})$, est proportionnelle à la constante de couplage gravitationnelle $\kappa^2 = (8\pi G_{\text{Newton}})^{\frac{1}{2}}$, et peut être très petite. Dans la limite $\kappa \rightarrow 0$, $m_{\frac{3}{2}} \rightarrow 0$, seuls les états de polarisation $\pm\frac{3}{2}$ du gravitino massif se découplent. Les états de polarisation $\pm\frac{1}{2}$ interagissent comme le goldstino de spin $\frac{1}{2}$ et de masse nulle qui existe dans les théories globalement supersymétriques spontanément brisées ³⁾.

6.1. - Couplage du boson de Goldstone \tilde{u} aux leptons et aux quarks

Décrivons maintenant comment opère ce mécanisme dans le cas d'un groupe de symétrie $U(1)$ spontanément brisé (qui peut, par ailleurs, être un sous-groupe d'un groupe non-Abélien). Si cette symétrie est seulement globale il y a un boson de Goldstone de masse nulle, \tilde{u} , et le courant de $U(1)$ s'écrit

$$J^{\mu} = v\sqrt{2} \partial^{\mu} \tilde{u} + J^{\mu}(\text{leptons} + \text{quarks}) + \dots \quad (28)$$

L'équation de conservation du courant n'est autre que l'équation du mouvement du boson de Goldstone \tilde{u} :

$$\square \tilde{u} = -\frac{1}{v\sqrt{2}} \partial_{\mu} J^{\mu}(\text{leptons} + \text{quarks}) + \dots \quad (29)$$

Ceci nous donne les couplages de Yukawa de \tilde{u} aux leptons et aux quarks, qui sont du type

$$\sim i \frac{m_i - m_j}{v\sqrt{2}} \tilde{u} \bar{q}_i q_j, \text{ et } \sim i \frac{m_i + m_j}{v\sqrt{2}} \tilde{u} \bar{q}_i \gamma_5 q_j \quad (30)$$

Dans le cas qui nous intéresse plus particulièrement ici, le courant J^{μ} , diagonal dans les champs de leptons et quarks, f , s'écrit ⁷⁾ :

$$J^{\mu}(\text{leptons} + \text{quarks}) = \sum_f \bar{f} \left(\frac{\gamma^{\mu}}{2} \cos \varphi_f + \frac{i\gamma^{\mu}\gamma_5}{2} \right) f \quad (31)$$

Par conséquent, on a :

$$\partial_\mu J^{\mu} (\text{leptons} + \text{quarks}) = i \sum_f m_f \bar{f} \gamma_5 f + \dots \quad (32)$$

et donc :

$$\begin{aligned} \square \tilde{u} &= -i \sum_f \frac{m_f}{v \sqrt{2}} \bar{f} \gamma_5 f + \dots \\ &= -i 2^{1/4} G_F^{1/2} r \sum_f m_f \bar{f} \gamma_5 f + \dots \end{aligned} \quad (33)$$

D'où le couplage pseudoscalaire de \tilde{u} aux leptons et aux quarks

$$\frac{m_f}{v \sqrt{2}} = 2^{1/4} G_F^{1/2} r m_f \approx 4 \cdot 10^{-6} r m_f (\text{MeV}/c^2) \quad (34)$$

qui s'annule avec r .

6.2. - Relations entre le graviton, les bosons de jauge et les bosons de Higgs

Le cas le plus simple, avec seulement deux doublets de Higgs prenant des valeurs moyennes dans le vide égales, correspond à $r = 1$ ¹⁾. Les couplages de \tilde{u} écrits plus haut sont identiques à ceux d'un axion, au niveau classique⁹⁾. Le transformé du boson de Goldstone \tilde{u} par les transformations de $U(1)$ est le boson de Higgs scalaire usuel u , qui se trouve dans le même multiplet de supersymétrie que le boson de jauge U . Le boson de Goldstone \tilde{u} , le boson de Higgs u et les autres bosons de Higgs chargés ou neutres (w^\pm et z) qui leur sont associés par les transformations de jauge se couplent aux fermions (leptons et quarks) proportionnellement à leur masse. Le caractère de pseudo-dilaton du boson de Higgs u se trouve ici relié à l'universalité du couplage axial du boson U , à l'existence de relations linéaires entre les carrés des masses des bosons et ceux des fermions et, de manière plus profonde, à la gravitation elle-même, par l'intermédiaire du gravitino ayant éliminé le goldstino, partenaire du boson U . Finalement il en résulte un lien entre d'une part le graviton, d'autre part le photon γ et les bosons W^\pm et Z responsables des interactions électrofaibles, par l'intermédiaire du gravitino, du boson U et des bosons de Higgs. Ces relations seront examinées en détail par ailleurs.

6.3. - Un boson de jauge très léger interagit comme un boson de Goldstone

Nous supposons maintenant que la symétrie $U(1)$ est réalisée de manière locale, avec une constante de couplage très petite, g'' . Le boson de Goldstone \tilde{u} est éliminé tandis que le boson de jauge U acquiert une très petite masse :

$$m_U = \frac{g''}{2} v \sqrt{2} = \frac{g'' v}{\sqrt{2}} \quad (35)$$

Ses couplages aux leptons et aux quarks sont fixés par le terme suivant de la densité de lagrangien :

$$\mathcal{L} = \frac{g''}{2} U_\mu J''^\mu (\text{leptons} + \text{quarks}) + \dots \quad (36)$$

Etudions maintenant l'amplitude d'émission d'un boson U ultrarelativiste dans la réaction $A \rightarrow B + U$, où A et B font intervenir des leptons et/ou des hadrons. Dans la limite $g'' \rightarrow 0$, $m_U \rightarrow 0$, l'amplitude s'annule seulement pour les polarisations transverses. Pour la polarisation longitudinale $\epsilon^\mu \approx (k^\mu/m_U)$, elle s'écrit ^{*)} :

$$\begin{aligned} \mathcal{A}(A \rightarrow B + U) &= \frac{g''}{2} \epsilon^\mu \int \langle B | J''_\mu (\text{leptons} + \text{quarks}) | A \rangle e^{-ikx} d^4x \\ &\rightarrow \frac{g''}{2 m_U} \int \langle B | \partial^\mu J''_\mu (\text{leptons} + \text{quarks}) | A \rangle e^{-ikx} d^4x \end{aligned} \quad (37)$$

En utilisant les formules (29), (35) on retrouve l'amplitude d'émission du boson de Goldstone \tilde{u} de la théorie où $U(1)$ est seulement réalisé de manière globale. Celle-ci est donnée par la formule de réduction :

$$\mathcal{A}(A \rightarrow B + \tilde{u}) = \int \langle B | \square \tilde{u} | A \rangle e^{-ikx} d^4x \quad (38)$$

*) Nous omettons les facteurs $(\pm i)$ éventuels dans les expressions (37), (38) des amplitudes.

Donc l'amplitude d'émission ou d'absorption d'un boson de jauge polarisé longitudinalement ne s'annule pas avec sa masse et sa constante de couplage, mais a une limite finie donnée par l'amplitude d'émission ou d'absorption du boson de Goldstone correspondant dans la théorie globalement invariante.

Ceci s'applique aussi à l'échange de particules virtuelles. Vérifions-le pour l'échange d'un boson U entre deux lignes externes de leptons, ou de quarks. Pour simplifier, nous supposons le courant diagonal, et nous procédons comme nous l'avons fait dans la référence 3) pour l'échange d'un gravitino. A l'aide des formules (2), (32), (34), (36), nous écrivons l'amplitude comme suit :

$$\begin{aligned} \mathcal{A} &\simeq \left(\frac{g''}{2} \frac{h^\mu}{m_U} J_{\mu 1}'' \right) \left(\frac{g''}{2} \frac{h^\mu}{m_U} J_{\mu 2}'' \right) \frac{1}{q^2} \\ &\simeq \frac{m_1 m_2}{2 v^2} \frac{P_1 P_2}{q^2} \simeq G_F \sqrt{2} v^2 m_1 m_2 \frac{P_1 P_2}{q^2} \end{aligned} \quad (39)$$

On a désigné par P_1 et P_2 les facteurs pseudoscalaires associés aux lignes de leptons ou de quarks. Ils sont reliés aux courants $J_{\mu 1}''$ et $J_{\mu 2}''$ par

$$h^\mu J_{\mu i}'' = m_i P_i \quad (40)$$

[formule (32)]. On a bien égalité entre l'amplitude d'échange de U et celle de \tilde{u} .

6.4. - Production du boson U dans les désintégrations de résonances telles que ψ ou T.

Le boson U pourrait être produit dans des désintégrations $V \rightarrow \gamma U$, où V représente une résonance quark-antiquark telle que $\psi = c\bar{c}$ ou $T = b\bar{b}$. D'après l'étude générale précédente [formules (37) et (38)], l'amplitude d'émission de U est identique à celle du boson pseudoscalaire \tilde{u} , dans la limite de petite masse et de petit couplage. Nous allons le vérifier explicitement.

Deux diagrammes sont responsables de la désintégration (voir Fig. 1). Ecrivons l'amplitude correspondante, à un facteur de phase près, en utilisant les notations de Bjorken-Drell, avec $g''/4$ et $(g''/4)\cos\varphi$ comme constantes de couplage axiale et vectorielle :

$$\begin{aligned} \mathcal{A}(V \rightarrow \gamma U) &= Q e \frac{g''}{4} \bar{v}_2 \left[\gamma^\mu \frac{1}{p_2 - k_1 - m_q} \gamma^\nu \gamma_5 + \gamma^\nu \gamma_5 \frac{1}{p_2 - k_2 - m_q} \gamma^\mu \right] u_1 \varepsilon_\nu \\ &+ Q e \frac{g''}{4} \cos \varphi \bar{v}_2 \left[\gamma^\mu \frac{1}{p_1 - k_1 - m_q} \gamma^\nu + \gamma^\nu \frac{1}{p_1 - k_2 - m_q} \gamma^\mu \right] u_1 \varepsilon_\nu \end{aligned} \quad (41)$$

Dans la limite de petite masse on a $\varepsilon_\nu \approx (k_{1\nu}/m_U)$, et il est facile de récrire l'amplitude sous la forme suivante :

$$\begin{aligned} \mathcal{A}(V \rightarrow \gamma U) &\simeq Q e \frac{g''}{4 m_U} \bar{v}_2 \left[\gamma^\mu \frac{1}{p_1 - k_1 - m_q} (p_1 - m_q) \gamma_5 + (p_2 - m_q) \gamma_5 \frac{1}{p_1 - k_2 - m_q} \gamma^\mu \right] u_1 \\ &+ Q e \frac{g''}{4 m_U} \cos \varphi \bar{v}_2 \left[\gamma^\mu \frac{1}{p_1 - k_1 - m_q} (p_1 - m_q) + (p_2 + m_q) \frac{1}{p_1 - k_2 - m_q} \gamma^\mu \right] u_1 \end{aligned} \quad (42)$$

Seuls les couplages axiaux donnent une contribution non nulle :

$$\mathcal{A}(V \rightarrow \gamma U) \simeq - Q e \frac{g'' m_q}{2 m_U} \bar{v}_2 \left[\gamma^\mu \frac{1}{p_1 - k_1 - m_q} \gamma_5 + \gamma_5 \frac{1}{p_1 - k_2 - m_q} \gamma^\mu \right] u_1 \quad (43)$$

Comme

$$\frac{g'' m_q}{2 m_U} = 2^{1/4} G_F^{1/2} \approx m_q \quad (44)$$

est justement la constante de couplage de Yukawa du boson pseudoscalaire \tilde{u} , on trouve bien :

$$\mathcal{A}(V \rightarrow \gamma U) \xrightarrow[m_U \rightarrow 0]{g'' \rightarrow 0} \mathcal{A}(V \rightarrow \gamma \tilde{u}) \quad (45)$$

à un facteur de phase près, éventuellement.

L'amplitude d'émission d'un boson pseudoscalaire dans la désintégration d'une résonance V a déjà été considérée à propos de l'axion : voir le dernier article de la référence 9). En utilisant ces résultats, on obtient :

$$\frac{\Gamma(\Psi \rightarrow \gamma U)}{\Gamma(\Psi \rightarrow e^+e^-)} \simeq \frac{G_F}{\sqrt{2} \pi \alpha} m_c^2 r^2 \simeq 8 \cdot 10^{-4} r^2 \quad (46)$$

$$\frac{\Gamma(\Upsilon \rightarrow \gamma U)}{\Gamma(\Upsilon \rightarrow e^+e^-)} \simeq \frac{G_F}{\sqrt{2} \pi \alpha} m_b^2 r^2 \simeq 8 \cdot 10^{-3} r^2 \quad (47)$$

De là, on tire :

$$\begin{aligned} B(\Psi \rightarrow \gamma U) &\simeq 6 \cdot 10^{-5} r^2 \\ B(\Upsilon \rightarrow \gamma U) &\sim 2 \cdot 10^{-4} r^2 \end{aligned} \quad (48)$$

Même dans le cas où la particule U n'est pas ultrarelativiste, on s'attend à ce que l'ordre de grandeur des rapports de branchement soit toujours donné par la formule (48). Ces rapports de branchement sont faibles, mais sans doute pas hors d'atteinte, particulièrement si l'on découvre de nouvelles résonances plus lourdes, telles que le toponium $t\bar{t}$. On doit, de plus, se souvenir que, si un U très léger s'échappe sans interagir, un U plus lourd se désintègre, comme indiqué dans le Tableau I. On aura donc des états finals $\gamma + \text{"rien"}$, mais aussi γe^+e^- , $\gamma \mu^+\mu^-$, ..., et γ hadrons. Par exemple, pour un U se désintégrant en e^+e^- avec un taux de branchement de l'ordre de 40%, on attend :

$$\begin{aligned} B(\Psi \rightarrow \gamma U \rightarrow \gamma e^+e^-) &\sim 2 \cdot 10^{-5} r^2 \\ B(\Upsilon \rightarrow \gamma U \rightarrow \gamma e^+e^-) &\sim 8 \cdot 10^{-5} r^2 \end{aligned} \quad (49)$$

6.5. - Contribution du boson U au moment magnétique anormal du muon

La contribution au moment magnétique anormal du muon due à l'échange d'un U est représentée sur la Figure 2a. Les couplages axiaux et vectoriels sont $g''/4$ et $(g''/4)\cos\varphi_\mu$, et la masse de U est donnée par la formule (2). Seuls les couplages axiaux contribuent dans la limite de petite masse et de petit couplage. En utilisant les résultats de la Ref. 22), nous trouvons la contribution suivante à l'anomalie du muon $a_\mu = \frac{1}{2}(g_\mu - 2)$:

$$a_\mu^U = - \frac{1}{4\pi^2} \left(\frac{g''}{4} \right)^2 \frac{m_\mu^2}{m_U^2} = - \frac{G_F m_\mu^2}{8\pi^2 \sqrt{2}} r^2 \simeq - 1.2 \cdot 10^{-9} r^2 \quad (50)$$

Calculons maintenant, dans la théorie limite où la masse de U et sa constante de couplage sont nulles, la contribution à l'anomalie due à l'échange du boson de Goldstone pseudoscalaire \tilde{u} (voir Fig. 2b). La constante de couplage pseudoscalaire est

$$\frac{m_\mu}{v\sqrt{2}} = 2^{1/4} G_F^{1/2} \approx m_\mu \quad (51)$$

La contribution de \tilde{u} à l'anomalie s'écrit

$$a_\mu^{\tilde{u}} = - \frac{1}{16\pi^2} \left(\frac{m_\mu}{v\sqrt{2}} \right)^2 = - \frac{G_F m_\mu^2}{8\pi^2\sqrt{2}} \approx 2 \quad (52)$$

Elle est bien identique à la contribution de U donnée par la formule (50).

7. - RECHERCHE DU BOSON U DANS LES REACTIONS HADRONIQUES A HAUTE ENERGIE

7.1. - Comparaison du boson U avec un axion

Si le boson de jauge U est très léger il doit être produit et interagir comme le boson de Goldstone pseudoscalaire \tilde{u} . Ce dernier nous rappelle l'axion associé à la brisure d'un groupe de symétrie globale $U(1)_{PQ}$, qui pourrait expliquer pourquoi les interactions fortes conservent CP⁹⁾. En fait, on pourrait identifier \tilde{u} avec un axion et $U(1)$ avec $U(1)_{PQ}$, mais cela au niveau classique seulement.

En effet le courant de $U(1)_{PQ}$ n'est pas conservé lorsque l'on inclut les corrections quantiques : il contient un terme dit "anormal", proportionnel à $G^{\mu\nu}\tilde{G}_{\mu\nu}$, où $G^{\mu\nu}$ représente le gluon, et $\tilde{G}_{\mu\nu}$ est son dual. Ceci permet d'éliminer le paramètre θ de la chromodynamique quantique. Au contraire le courant de $U(1)$ doit, en principe, être libre d'anomalies, si cette symétrie est locale. Nous ne discuterons pas si ceci peut être effectivement réalisé, et dans quelles conditions. Indiquons seulement que par l'introduction de quarks lourds il est facile d'éliminer dans le courant J^{μ} les anomalies associées aux interactions fortes.

La production d'un axion est habituellement estimée par comparaison avec la production du π^0 . On modifie le courant $U(1)_{PQ}$ de manière à obtenir un nouveau courant, qui n'a pas d'anomalie associée aux interactions fortes, et est conservé dans la limite de symétrie chirale où les quarks u et d sont de masse nulle ²³⁾. Le pseudo boson de Goldstone associé à ce courant presque conservé est l'axion, qui se mélange avec le π^0 (ainsi d'ailleurs qu'avec le η^0), proportionnellement à f_π/v_0 . Ceci a conduit à estimer le rapport de la production d'axions à celle de pions neutres π^0 comme étant de l'ordre de 10^{-8} à 10^{-7} . L'existence d'un tel axion est interdite par les expériences, s'il a une durée de vie longue.

7.2. - Sections efficaces de production et d'interaction de U

Revenons maintenant à la situation qui nous intéresse. Le courant de $U(1)$ est déjà libre d'anomalies (au moins en ce qui concerne les interactions fortes). Les couplages de la particule de Goldstone correspondante, \tilde{u} , aux quarks, sont donnés par $(m_q/v\sqrt{2}) = 2^{\frac{1}{4}} G_F^{\frac{1}{2}} r m_q \approx 4 \cdot 10^{-6} r m_q$ (MeV/c^2). Les analyses usuelles d'algèbre des courants conduisent à $m_u \approx 4 \text{ MeV}/c^2$, $m_d \approx 7 \text{ MeV}/c^2$, $m_s \approx 150 \text{ MeV}/c^2$ ²⁴⁾ (toutefois une analyse plus récente suggère des valeurs supérieures ²⁵⁾). La constante de couplage correspondante est [voir formule (24)] :

$$\alpha'' \left(\frac{2 m_q}{m_u} \right)^2 = \frac{1}{4\pi} \left(G_F \sqrt{2} r^2 m_q^2 \right) \approx \begin{cases} 0.6 \cdot 10^{-10} r^2 & \text{pour } m_d \approx 7 \text{ MeV}/c^2 \\ 3 \cdot 10^{-8} r^2 & \text{pour } m_d \approx 150 \text{ MeV}/c^2 \end{cases} \quad (53)$$

A cause de la faible valeur du couplage de \tilde{u} aux quarks u et d on s'attend à ce que les quarks étranges jouent un rôle important, au moins à haute énergie ^{*}). Pour donner une idée de la valeur de ces sections efficaces, nous utiliserons l'estimation très naïve suivante :

^{*}) Remarquons aussi que la particule de Goldstone \tilde{u} fait intervenir un mélange d'un champ de Higgs élémentaire avec des états composés du type $u\bar{u}$, $d\bar{d}$, $s\bar{s}$, etc. Si nous supposons $\langle u\bar{u} \rangle = \langle d\bar{d} \rangle \approx \langle s\bar{s} \rangle$, comme on le fait habituellement, il s'agit d'un mélange avec un pseudoscalaire qui est, approximativement, un singulet de $SU(3)$. Il peut en résulter une petite contamination de \tilde{u} par le méson η^0 , et une contribution supplémentaire (probablement relativement faible mais délicate à estimer) aux sections efficaces.

$$R_{\delta} = \frac{\sigma(p+p \rightarrow U+X)}{\sigma(p+p \rightarrow \text{Particules étranges} + X)} \sim \frac{\sigma(U+p \rightarrow X)}{\sigma(\pi+p \rightarrow \text{Particules étranges} + X)} \\ \sim 3 \cdot 10^{-8} \text{ cm}^2 \quad (54)$$

7.3. - Contraintes sur l'existence d'un U à durée de vie relativement longue

Indiquons quelques nombres utiles à l'évaluation des sections efficaces ²⁶⁾ :

$$\begin{aligned} \sigma(p+p \rightarrow X) &\simeq 40 \text{ mb} \\ \sigma(\pi^{\pm}+p \rightarrow X) &\simeq 25 \text{ mb} \\ \sigma(p+p \rightarrow \text{Particules étranges} + X) &\simeq 4 \text{ mb} \quad \text{à } 24 \text{ GeV/c} \\ \sigma(p+p \rightarrow K_s^0 + X) &\simeq 7 \text{ mb} \quad \text{à } 300 \text{ GeV/c} \\ \sigma(\pi^-+p \rightarrow \text{Particules étranges} + X) &\simeq 2 \text{ mb} \quad \text{à } 4 \text{ GeV/c} \\ \sigma(\pi^-+p \rightarrow \text{Particules étranges} + X) &\simeq 4 \text{ mb} \quad \text{à } 25 \text{ GeV/c} \end{aligned} \quad (55)$$

Les expériences de diffusion sur cible absorbante, dites de "beam dump", contraignent fortement le produit $\sigma_p \sigma_i$ des sections efficaces de production et de réinteraction de particules neutres à durée de vie longue ²⁷⁾⁻³⁰⁾. Pour les expériences faites à BNL avec des protons de 28 GeV/c, on s'attend à avoir [d'après les formules (54) et (55)] :

$$(\sigma_p \sigma_i)^{1/2} \sim (10^{-8} \text{ cm}^2) \quad 10 \text{ mb} \quad (56)$$

à comparer avec la limite expérimentale ^{28),29)} :

$$(\sigma_p \sigma_i)^{1/2} < 10^{-8} \times 25 \text{ mb} \quad (57)$$

Pour les expériences faites au CERN avec des protons de 400 GeV/c, on attendrait

$$(\sigma_p \sigma_i)^{1/2} \sim (10^{-8} \text{ cm}^2) \quad 30 \text{ mb} \quad (58)$$

à comparer avec la limite expérimentale ²⁷⁾ :

$$(\sigma_p \sigma_i)^{1/2} < 10^{-8} \times 30 \text{ mb} \quad (59)$$

On rappelle que $r \leq 1$, et que les évaluations (54), (56), (58) ne doivent être considérées que comme des estimations très grossières d'ordre de grandeur. On ne peut actuellement exclure l'existence d'un boson U à durée de vie relativement longue, même si $r = 1$. Dans ce cas les évaluations théoriques, très imprécises, sont voisines des limites expérimentales. Il se peut qu'une analyse plus détaillée, ou bien de nouveaux résultats expérimentaux, conduisent à choisir $r < 1$, contraignant ainsi la force effective des interactions d'un U, dans le cas où celui-ci a une durée de vie suffisamment longue.

7.4. - Contraintes sur l'existence d'un U à durée de vie courte

Un U à durée de vie courte peut se désintégrer en $\nu\bar{\nu}$ ou e^+e^- (Cf. Tableau I). Aucune désintégration $U \rightarrow e^+e^-$ n'a été observée ^{28),29)}. Il en résulte que la masse de U doit être, soit inférieure à $\approx 2m_e$, soit assez large pour que la plupart se désintègrent avant d'atteindre la région de détection. En supposant $B(U \rightarrow \nu\bar{\nu}) \approx 60\%$ et $B(U \rightarrow e^+e^-) \approx 40\%$, on trouve (suffisamment au dessus du seuil de production d'une paire e^+e^-), la durée de vie et la longueur de désintégration suivantes :

$$\tau \approx \frac{2.4 \cdot 10^{-9} \text{ s}}{r^2 m_U^3 (\text{MeV}/c^2)} \quad (60)$$

$$l = \beta \gamma c \tau \approx \frac{E (\text{MeV}/c^2)}{r^2 m_U^4 (\text{MeV}/c^2)} \times 0.72 \text{ m} \quad (61)$$

La longueur de désintégration est à comparer avec la distance L entre la cible et la région de détection, soit 43 m ²⁸⁾, ou bien 65 m environ ²⁹⁾. Ces deux expériences contraignent le rapport R_π des sections efficaces du U et du π^0 . Nous interprétons leurs résultats comme suit :

$$R_\pi < \frac{1}{l} \exp\left(-\frac{L}{l}\right) > B(U \rightarrow e^+e^-) < 2 \cdot 10^{-17} \text{ m}^{-1} \quad (62)$$

pour la Réf. 28), et

$$R_{\pi} < \frac{1}{\ell} \exp\left(-\frac{L}{\ell}\right) > B(U \rightarrow e^+e^-) < 3 \cdot 10^{-17} m^{-1} \quad (63)$$

pour la Réf. 29). La première inégalité est la plus contraignante.

Supposons maintenant $r = 1$ et $m_U = 7 \text{ MeV}/c^2$. Les U les plus énergiques, ayant les longueurs de désintégration les plus longues, sont les plus susceptibles de se désintégrer en e^+e^- dans la chambre à bulles. Un U de 20 GeV aurait une longueur de désintégration $\ell \approx 6 \text{ m}$ et une probabilité $\exp(-\ell/L) \approx 0.8 \cdot 10^{-3}$ d'atteindre la chambre. Compte tenu de la valeur attendue du taux de production R_{π} (très grossièrement de l'ordre de $2 \cdot 10^{-9} r^2$ à 28 GeV/c), on devrait observer des désintégrations $U \rightarrow e^+e^-$, ce qui n'est pas le cas.

Il en résulte qu'un boson U de masse supérieure à $\approx 2m_e$ *) et inférieure à $7 \text{ MeV}/c^2$ ne peut exister, dans le cas le plus simple. [Sinon on peut toujours satisfaire aux inégalités (62) et (63) en supposant que r , donc R_{π} , est très petit ; ou bien encore qu'il y a un grand nombre de particules neutres couplées à U , de manière à ce que $B(U \rightarrow e^+e^-)$ soit très petit.]

8. - SPECULATIONS SUR LA CONSERVATION DE CP DANS LES INTERACTIONS FORTES

La ressemblance du nouveau boson de jauge avec un axion nous amène naturellement à la question de la conservation de CP dans les interactions fortes. Nous aimerions mentionner quelques idées à ce sujet.

Le boson de Goldstone \tilde{u} , éliminé par le mécanisme de Higgs, ne peut être identifié à un axion, si bien que de grandes violations des invariances P et CP sont à craindre. Mais, comme la compensation des anomalies dans le courant de $U(1)$ requiert l'existence de quarks lourds, il est concevable que les violations de P et CP fassent intervenir ces derniers et soient naturellement très petites.

*) Pour un U de masse à peine supérieure à $2m_e$, se désintégrant essentiellement en paires $\nu\bar{\nu}$ on trouve, avec $r = 1$, $\tau \approx 4 \cdot 10^{-9} \text{ s}$ et $\ell \approx 1.1 \text{ km} \times E(\text{GeV})$. Avec $R_{\pi} \sim 2 \cdot 10^{-9}$ la formule (62) implique que $B(U \rightarrow e^+e^-)$ soit inférieur à 10^{-4} environ, d'où une limite sur m_U très proche de $2m_e$.

Une autre possibilité intéressante est reliée à l'existence du courant associé à l'invariance R des théories supersymétriques. Une transformation R agit comme une transformation γ_5 sur l'octet de couleur des gluinos, si bien que la divergence du courant d' R contient, habituellement, un terme "anormal" proportionnel à $G^{\mu\nu} \tilde{G}_{\mu\nu}$. Par une telle transformation on peut éliminer le paramètre θ de la CDQ. Ceci est satisfaisant, mais on doit encore se poser la question masse des gluinos et des R hadrons. Il se pourrait que les gluinos soient sans masse, bien que les R hadrons qu'ils formeraient en se combinant aux quarks doivent être relativement lourds, soit $\sim 2 \text{ GeV}/c^2$ au moins ³¹). (Remarquons aussi que la valeur de l'énergie à laquelle la constante de couplage de la CDQ est assez grande pour donner une force entre fermions fortement attractive pourrait être beaucoup plus grande pour des octets que pour des triplets. Ceci rendrait les R hadrons naturellement plus lourds que les hadrons ordinaires.)

Une possibilité attirante est que les interactions fortes des gluinos mènent par elle-mêmes à une brisure dynamique de l'invariance R , comme on pense que cela se passe pour la symétrie chirale de la CDQ. L'échelle de masse associée pourrait être beaucoup plus grande que dans le cas de la symétrie chirale. Le pseudo-boson de Goldstone correspondant à cette invariance serait un axion engendré dynamiquement. Essentiellement, ce serait un état lié formé d'une paire de gluinos, et acquérant une masse par l'effet des instantons, à cause de la présence d'une anomalie dans le courant d' R . Cet objet, qui induirait des transitions $\Delta R = \pm 2$, serait fortement couplé aux R hadrons. (Toutefois il pourrait aussi se mélanger à des états $u\bar{u}$ et $d\bar{d}$, ce qui conduirait à des contraintes expérimentales sur son existence.)

9. - CONCLUSIONS

Nous ignorons la masse du nouveau boson de jauge qui est associé par la supersymétrie au goldstino (gravitino), aussi doit-on le rechercher dans un intervalle de masse extrêmement large.

Sa constante de couplage est proportionnelle à sa masse, le coefficient de proportionnalité faisant intervenir un paramètre r dépendant du modèle, égal à 1 dans le cas le plus simple. On peut rechercher ce boson comme une résonance étroite dans l'annihilation e^+e^- . Sa largeur partielle électronique est proportionnelle au cube de sa masse, et est $\leq 100 \text{ eV}$ pour une masse de $1 \text{ GeV}/c^2$.

Une particule de jauge ne se découple pas dans la limite de petite masse et de petit couplage, mais interagit comme une particule de Goldstone ; ainsi un gravitino très léger est produit et interagit de la même manière qu'un goldstino. Le nouveau boson de jauge, s'il est très léger, doit être produit et interagir comme un boson de Goldstone pseudoscalaire couplé aux leptons et aux quarks proportionnellement à leurs masses. Comme un axion, il pourrait se manifester dans les expériences à cible absorbante, mais il aurait des sections efficaces de production et d'interaction plus faibles, et se désintégrerait en $\nu\bar{\nu}$, e^+e^- , etc. Si sa masse est comprise entre ≈ 1 et $7 \text{ MeV}/c^2$, ces expériences contraignent fortement la force effective de son interaction, excluant $r = 1$.

Dans le modèle le plus simple, avec un nouveau courant neutre purement axial, et sans singulet de Higgs supplémentaire, la masse du nouveau boson doit être inférieure à $1 \text{ MeV}/c^2$ ou comprise entre 7 et $300 \text{ MeV}/c^2$ environ. Il pourrait alors être détecté dans des expériences futures de désintégration des mésons K , ou de résonances vectorielles comme le ψ , le T ou le toponium.

D'une manière générale on est conduit à rechercher les effets du nouveau boson, suivant la valeur de sa masse, dans des phénomènes très variés de physique des particules, de physique nucléaire, de physique atomique, ou encore de gravitation. En particulier, dans le cas où cette masse est quasiment nulle, on pourrait obtenir des effets d'antigravitation.

REMERCIEMENTS

J'ai plaisir à remercier tous les membres de la Division des Etudes Théoriques pour leur accueil au CERN, et plus spécialement John Ellis pour des discussions fructueuses.

REFERENCES

- 1) P. Fayet - Phys.Letters 69B (1977) 489.
- 2) P. Fayet - Phys.Letters 84B (1979) 416.
- 3) P. Fayet - Phys.Letters 70B (1977) 461 ; 84B (1979) 421.
- 4) Yu.A. Gol'fand et E.P. Likhtman - JETP Letters 13 (1971) 323 ;
D.V. Volkov et V.P. Akulov - Phys.Letters 46B (1973) 109 ;
J. Wess et B. Zumino - Nuclear Phys. B70 (1974) 39.
- 5) P. Fayet - Comptes Rendus Orbis Scientiae (Coral Gables, Florida, U.S.A.,
1978), New Frontiers in High Energy Physics (Plenum, New York)
p. 413 ;
G.R. Farrar - Comptes Rendus "International School of Subnuclear Physics"
(Erice, Italie, 1978) ;
P. Fayet - Exposé donné à : "Europhysics Study Conference : 'Unification
of the Fundamental Interactions'" (Erice, Italie, 1980) ; Prétirage
CERN TH.2864 (1980).
- 6) P. Fayet - Phys.Letters 95B (1980) 285.
- 7) P. Fayet - Prétirage CERN TH.2907 (1980), à paraître dans Phys.Letters B.
- 8) C. Bouchiat - Comptes Rendus "Workshop on Neutral Current Interactions in
Atoms" (Cargèse, France, 1979), University of Michigan Press.
- 9) R.D. Peccei et H.R. Quinn - Phys.Rev.Letters 38 (1977) 1440 ; Phys.Rev. D16
(1977) 1791 ;
S. Weinberg - Phys.Rev.Letters 40 (1978) 223 ;
F. Wilczek - Phys.Rev.Letters 40 (1978) 279.
- 10) V. Sidorov - Comptes Rendus "Symposium on Lepton and Photon Interactions at
High Energies" (Fermilab, U.S.A., 1979) p. 490.
- 11) B. Esposito et al. - Phys.Letters 58B (1975) 478 ; 64B (1976) 362 ;
C. Bacci et al. - Phys.Letters 58B (1975) 481 ; 64B (1976) 356 ;
G. Barbiellini et al. - Phys.Letters 64B (1976) 359 ;
G.P. Murtas - Comptes Rendus "19th International Conference on High Energy
Physics" (Tokyo, 1978) p. 269.
- 12) A.M. Boyarski et al. - Phys.Rev.Letters 34 (1975) 762 ;
M. Breidenbach - Comptes Rendus "International School of Subnuclear Physics"
(Erice, Italie, 1975), p. 609.
- 13) J.H. Klems, R.H. Hildebrand et R. Stiening - Phys.Rev. D4 (1971) 66 ;
G.D. Cable et al. - Phys.Rev. D8 (1973) 3807.
- 14) T. Goldman et C. Hoffman - Phys.Rev.Letters 40 (1978) 220.
- 15) P. Bloch et al. - Phys.Letters 56B (1975) 201 ;
A.M. Diamant-Berger et R. Turlay - Communication privée citée dans la
référence 16).
- 16) J. Ellis, M.K. Gaillard et D.V. Nanopoulos - Nuclear Phys. B106 (1976) 292.

- 17) J. Fischer et al. - Phys.Letters 73B (1978) 359 ; 73B (1978) 364.
- 18) R.J. Cence et al. - Phys.Rev. D10 (1974) 776.
- 19) H. Spitzer - Comptes Rendus de la 15me Rencontre de Moriond (Les Arcs, France, 1980), DESY Report 80/43.
D.P. Barber et al. - MIT Technical Report 113 (1980)
- 20) J. Ellis - Comptes Rendus "Summer Institute of Particle Physics" (SLAC U.S.A., 1978) 69 ;
R.D. Peccei - Comptes Rendus "19th International Conference on High Energy Physics" (Tokyo, 1978) p. 385, et les références s'y trouvant.
- 21) S. Ferrara, D.Z. Freedman et P. van Nieuwenhuizen - Phys.Rev. D13 (1976) 3214 ;
S. Deser et B. Zumino - Phys.Letters 62B (1976) 335.
- 22) B.E. Lautrup, A. Peterman et E. de Rafael - Physics Reports 3C (1972) 193 ;
J.P. Leveille - Nuclear Phys. B137 (1978) 63.
- 23) W.A. Bardeen and S.H.H. Tye - Phys.Letters 74B (1978) 229.
- 24) S. Weinberg - "A Festschrift for I.I. Rabi", Transactions of the New York Academy of Sciences, Series II, 38 (1977) 185.
- 25) C. Becchi, S. Narison, E. de Rafael et F.J. Yndurain - Prétirage CERN-TH. 2920 (1980), à paraître dans Z.Phys.
- 26) J. Benecke et al. - Nuclear Phys. B76 (1974) 29 ;
A. Sheng et al. - Phys.Rev. D11 (1975) 1733 ;
J.W. Waters et al. - Nuclear Phys. B17 (1970) 445.
- 27) P. Alibrán et al. - Phys.Letters 74B (1978) 134 ;
T. Hansl et al. - Phys.Letters 74B (1978) 139 ;
P.C. Bosetti et al. - Phys.Letters 74B (1978) 143.
- 28) P.F. Jacques et al. - Phys.Rev. D21 (1980) 1206.
- 29) P. Coteus et al. - Phys.Rev.Letters 42 (1979) 1438.
- 30) A. Soukas et al. - Phys.Rev.Letters 44 (1980) 564.
- 31) G.R. Farrar et P. Fayet - Phys.Letters 76B (1978) 575 ; 79B (1978) 442.

LEGENDE DES FIGURES

Figure 1 Diagrammes responsables de la désintégration $V \rightarrow \gamma U$.

Figure 2 Contributions au moment magnétique anormal du muon dues :
a) à l'échange du boson de jauge U dans la théorie où $U(1)$ est
une invariance locale ;
b) à l'échange du boson de Goldstone \tilde{u} dans la théorie limite où
 $U(1)$ est seulement une invariance globale.

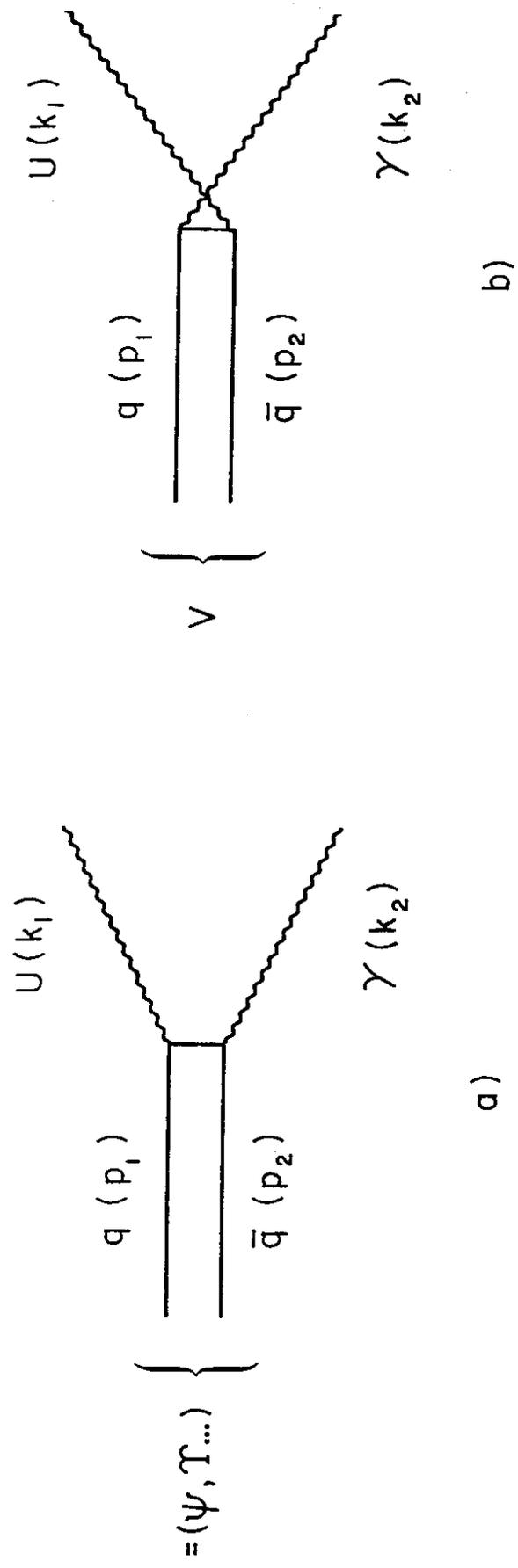
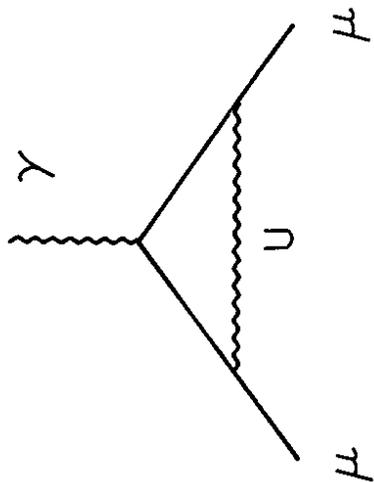
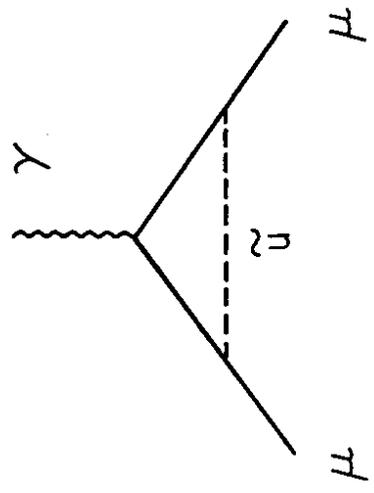


Fig. 1



a)

$$\frac{g'' \rightarrow 0}{m_U \rightarrow 0} \rightarrow$$



b)

Fig.2