

LA PHYSIQUE DES LEPTONS

R. L. GARWIN

IBM Watson Laboratory, Columbia University, New York 27

INTRODUCTION -

Quand j'ai été invité à cette conférence, ce n'était que pour parler de l'expérience "g-2" du CERN. Selon le programme, je dois traiter maintenant de tous les résultats expérimentaux concernant les leptons. On ne s'improvise pas facilement expert dans ce domaine, j'espère toutefois que cet exposé pourra être profitable à quelques uns. Je vais parler d'abord des muons, puis des électrons. Il est dommage que nous n'ayons pas encore les résultats des expériences entreprises avec les neutrinos de grandes énergies. Je ne dirai mot des désintégrations leptoniques des particules étranges et si quelqu'un ici peut dire quelque chose à ce sujet à ma place, il sera le bienvenu. Enfin, je me limiterai aux résultats apparus depuis la conférence de 1960 à Rochester.

LES MUONS -

Propriétés intrinsèques.

Rien ne suggère qu'il existe plus d'un type de meson mu et son antiparticule, liés par les conséquences de l'invariance par rapport à la transformation CP (changement de signe de la charge et du moment magnétique, inversion des directions relatives du spin et de l'émission de l'électron). C'est-à-dire que les faits expérimentaux peuvent être résumés par les lois d'invariance dont on se sert alors pour calculer des effets bien loin de l'expérience.

Le méson mu possède une charge électrique, une masse, un spin, un moment magnétique dipolaire M_1 . Il pourrait avoir de plus un moment dipolaire électrique s'il était dans un état non-invariant dans l'inversion de l'axe du temps. Le spin $\frac{1}{2}$ lui interdit les moments d'ordres plus élevés.

La valeur $\frac{1}{2}$ du spin est directement établie par les mesures des spectres des atomes mu-mésiques, par le facteur gyromagnétique, et surtout par la fréquence de précession dans un champ magnétique de l'atome mésique constitué par un mu négatif lié à un noyau de spin $\frac{1}{2}$ (Ag ou P^{31}). De toutes ces propriétés intrinsèques, il n'y en a qu'une seule qui peut se calculer à partir de la théorie. La charge et le spin sont d'une nature discrète. La masse ne peut être déduite d'aucune théorie permettant même d'affirmer que le méson mu est environ deux cents fois plus lourd que l'électron. Je pourrais sans doute inclure parmi les propriétés intrinsèques la "charge faible" qui est la mesure de la force de couplage du méson mu dans les interactions faibles. Mais comme il n'existe pas de champ statique d'interaction faible, je n'ai pas considéré la "charge faible" comme une propriété statique.

Finalement, seul le facteur gyromagnétique nous permet de contrôler nos idées sur le méson mu et sur son interaction avec le champ électromagnétique et c'est pourquoi depuis 1957 un grand intérêt était attaché à l'expérience appelée "g-2" parce qu'elle permettait d'atteindre le facteur gyromagnétique avec une précision assez considérable. Cet intérêt s'accrut dès qu'on eut trouvé que le moment magnétique était voisin de 2, l'unité prise étant le demi magnéton. La théorie de Dirac nous permet depuis 30 ans de calculer le moment magnétique d'une particule de spin $\frac{1}{2}$, de charge électrique unité et sans structure en négligeant l'interaction avec le champ électromagnétique. Ce dernier effet introduit une faible correction dont le calcul exact a été considéré comme un des grands triomphes de l'électromagnétique quantique. Le moment magnétique ainsi calculé peut s'écrire :

$$\mu = g \left(\frac{e}{2 m c} \right) \left(\frac{\hbar}{2} \right) g \equiv 2 (1 + a) \quad (1)$$

$$a = \frac{\alpha}{2\pi} - 0.33 \frac{\alpha^2}{\pi^2} + 0 (\alpha^3) + \dots \quad (2)$$

Le premier terme du développement de a se calcule à partir du diagramme suivant :

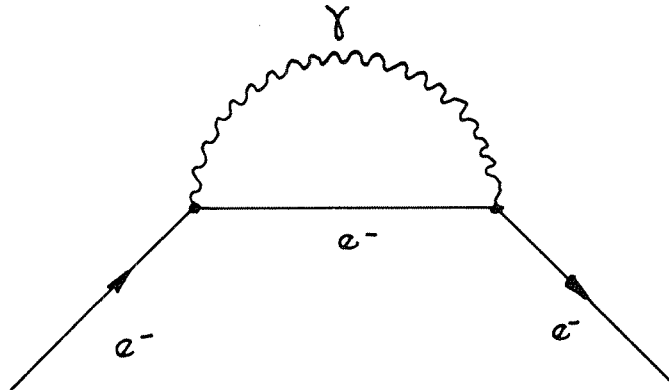


Figure 1

et provient uniquement de la présence du champ électromagnétique et du fait qu'il s'agit d'une particule de Dirac. Le deuxième terme vient des processus répétés et, en particulier, pour une petite partie, d'un diagramme :

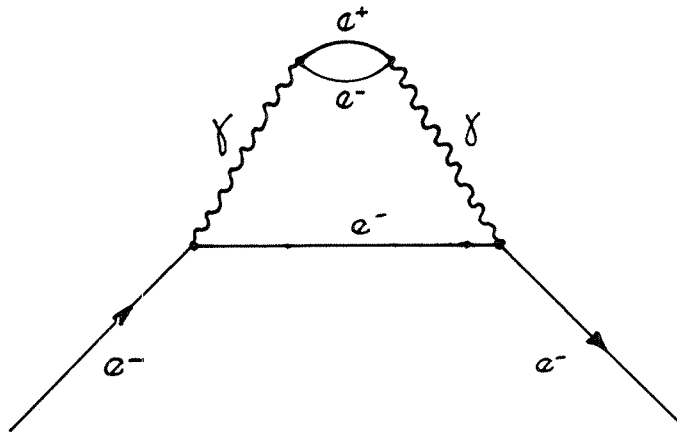


Figure 2

qui est responsable d'une certaine différence entre le méson mu et l'électron. Quand on veut connaître $(g-2)$ pour une particule de Dirac de masse M au lieu de m, il faut ajouter au diagramme précédent qui comporte une paire de particules de masse M un autre diagramme similaire avec une paire d'électrons. Le résultat s'écrit :

$$a_{\text{théorique}} = \left(\frac{\alpha}{2\pi} \right) + 0,75 \frac{\alpha^2}{\pi^2} + \dots \approx 0,001165 \quad (3)$$

Si on admet que l'électrodynamique quantique ne "fonctionne pas" pour des énergies supérieures à $\Lambda m c^2$ la valeur prédite est modifiée de la façon suivante :

$$\frac{\alpha}{2\pi} \rightsquigarrow \frac{\alpha}{2\pi} \left(1 - \frac{2}{3} \Lambda^{-2}\right) \quad (4)$$

Notre connaissance de la valeur de "g" pour l'électron, conforme aux prédictions théoriques avec une précision de $2 \cdot 10^{-6}$ (c'est-à-dire une précision sur (g-2) expérimental de $2 \cdot 10^{-3}$), nous apprend ainsi que l'électrodynamique quantique est valable jusqu'à 10 MeV ce qui, dans le cas du méson mu introduirait une incertitude sur g-2 d'un facteur 2 à 10. A vrai dire on sait, grâce aux résultats des expériences sur la diffusion e⁻p, grâce aux mesures de sections efficaces des créations de paires e⁺ et e⁻ à grand angle, etc. que rien ne change fondamentalement jusqu'à $q \sim 2 \text{ f}^{-1}$, c'est-à-dire 400 MeV ; mais on n'a aucune information sur la structure du muon à cette échelle. Un résultat sur (g-2) du muon en accord à 0,5 % près avec la théorie signifierait que l'électrodynamique quantique est valable jusqu'à 1,5 GeV et que le rayon quadratique moyen du muon est inférieur à 0,2 f.

Il faut se rappeler que l'on contrôle d'abord que le muon est une particule de Dirac, puis la validité de l'électrodynamique quantique et la structure du muon, et enfin le couplage éventuel du muon à des champs hypothétiques inconnus jusqu'à présent, qui contribueraient eux-mêmes au moment magnétique suivant le premier diagramme. Rappelons aussi que la série (2) ne converge point, quoique l'on a affirmé (je ne sais trop bien pourquoi) que les termes lointains ne contribuent pas trop. On peut mesurer (g-2) de plusieurs façons. Je ne vais décrire que la méthode et les résultats de l'expérience "g-2" du CERN, publiée au terme de sa première étape dans Phys. Rev. Letters du 1er février 1961 [1] avec une précision de 2 %. La précision définitive sera de 0,5 % environ. Il faut dire ici qu'une mesure de "g-2" pour l'électron a été obtenue par Schupp, Pidd et Crane [2] avec une précision de 0,2 %. C'est une belle expérience qui vérifie les mesures faites sur les électrons liés dans l'hydrogène.

Une expérience du type "g-2" est possible grâce un peu à un coup de chance : les équations relativistes purement classiques du mouvement du vecteur polarisation (lié au spin) sont telles que pour $g = 2$, les directions relatives de la polarisation et de la quantité de mouvement restent inchangées dans n'importe quel champ magnétique statique aussi compliqué soit-il dans l'espace. La valeur de g prédite dans la théorie étant très voisine de 2, on peut utiliser ce fait pour mesurer directement (g-2) jusqu'à une précision de 0,5 % qui mène immédiatement à une précision de $5 \cdot 10^{-6}$ dans notre connaissance de g.

Notons que l'étude du mouvement du spin avec $g=2$, même dans le cas d'un champ magnétique uniforme comporte nombre de chausse-trappes et qu'il est bon de se fier au papier de Bargmann Michel et Telegdi [3] qui s'appuie sur les propriétés classiques de la valeur moyenne temporelle du spin. Il suffit de dire que l'angle entre les vecteurs vitesse et spin d'une particule passant un temps t dans un champ toujours normal au plan de l'orbite s'écrit :

$$\vartheta_{lab.} = a \frac{e \bar{B}}{m_0 c} t$$

On essaie de travailler avec l'angle ϑ aussi grand que possible, qui implique le choix d'un champ magnétique aussi élevé que possible car le temps t est borné par la vie moyenne du muon.

La question de l'intensité est toujours importante ; elle est en partie conditionnée par les conséquences du théorème de Liouville appliqué ici à la conservation de l'espace de phase d'un faisceau de muons. Ce théorème nous apprend que l'intensité est plus élevée si on emploie une région plus étendue du champ magnétique. Tout cela nous conduit à utiliser un entrefer de 600 cm × 52 cm × 12 cm, avec 16 kilogauss. L'ordre de grandeur de l'angle spin-quantité de mouvement est :

$$\vartheta \sim 10^{-3} \times (8 \cdot 10^4) \times (1,6 \cdot 10^4) \times (5 \cdot 10^{-6}) = 360^\circ \quad (8)$$

La mesure de (g-2) à 1 % requiert une précision de 3° dans la mesure de ϑ et M. Liouville nous suggère d'accepter une grosse dispersion de la durée du stockage des muons dans l'aimant. On a fait cette expérience avec un champ purement statique de la manière illustrée dans la figure 3.

Les muons positifs injectés sont pour la plupart longitudinaux car ils proviennent de la désintégration en vol de pions près de la cible du cyclotron. Tout ce que je vous dis est assez approximatif, mais je vais décrire maintenant les éléments les plus importants de l'expérience. Les muons de 150 MeV/c entrent à gauche dans le gros aimant dont le cliché vous montre le plan médian. Leur quantité de mouvement est réduite par le ralentissement "M" en béryllium jusqu'à 90 MeV/c et les muons ne peuvent plus s'évader de l'aimant. Mais ils pourraient bien rencontrer "M" encore

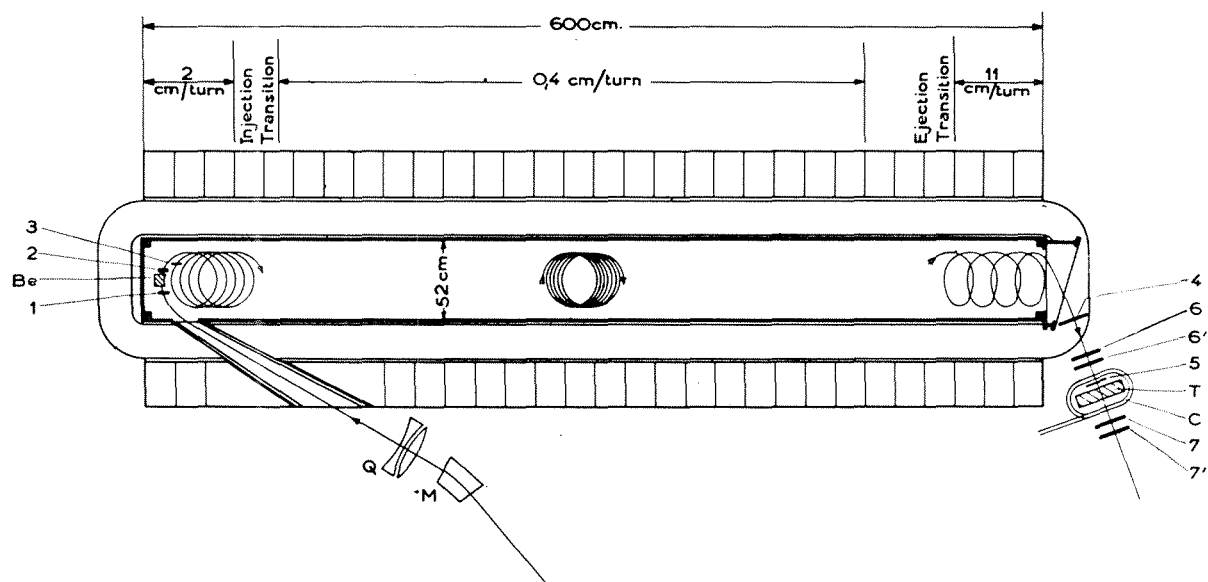


Figure 3

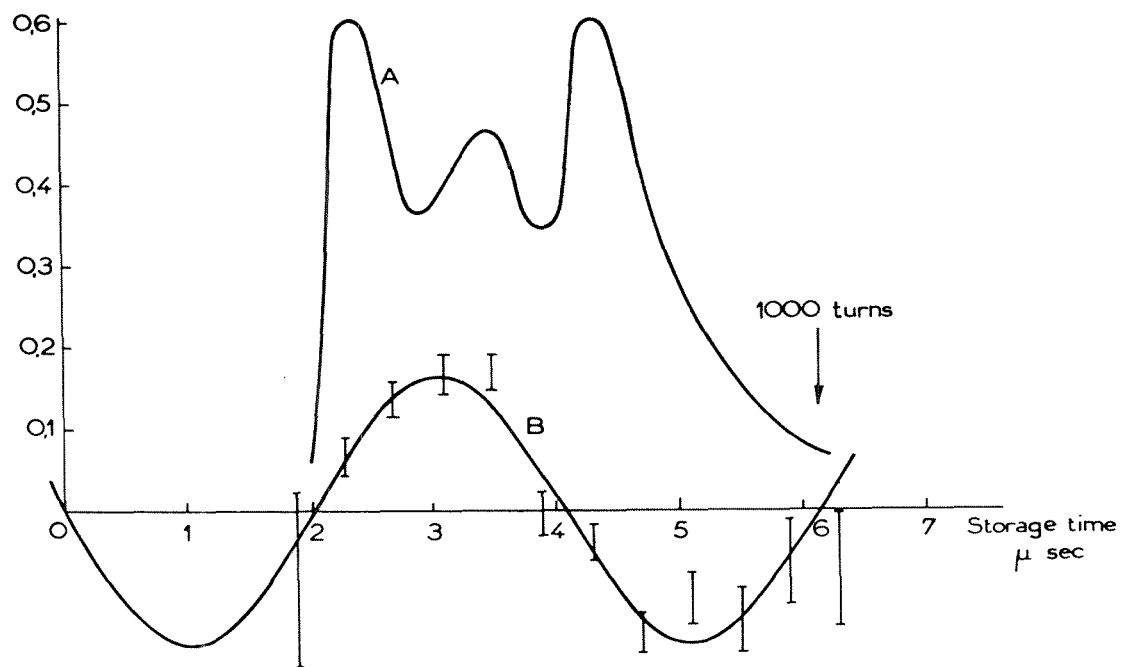


Figure 4

une fois et on se sert d'un gradient de champ pour persuader les orbites de longer l'aimant. La variation du champ magnétique a été soigneusement étudiée afin de donner au champ des propriétés focalisantes par rapport au plan médian. Mais la région d'opération est limitée par des bornes variées : "Stop-bands", etc., et les choses se compliquent un peu. Il faut, pour avoir une durée de stockage longue, maintenir une marche lente des orbites dans la majeure partie du trajet, sacrifiant ainsi de l'intensité à Monsieur Liouville, puis accélérer la marche afin que les muons puissent sortir de l'aimant et entrer dans l'analyseur de polarisation. Les scintillateurs 1, 2, 3, 4, 5, 6, 6', 7, nous donnent les signaux qui nous permettent de suivre la valeur de la polarisation en fonction du temps de stockage. Les circuits d'un "digitron" mesurent la durée du temps passé dans l'aimant et assurent la protection contre les erreurs fortuites (faux muon à l'entrée profitant de l'ouverture des circuits produite par un muon sorti de l'aimant, etc.). La composante transverse du spin est mesurée dans l'analyseur par une méthode de rotation alternée du spin de $\pm 90^\circ$ à l'aide d'impulsions magnétiques. On obtient finalement une distribution de l'intensité en fonction du temps des muons qui s'arrêtent dans l'analyseur et dont on détecte l'électron.

Actuellement un muon par seconde entre dans l'analyseur dont un toutes les 4 secondes donne un électron détecté. A l'entrée du gros aimant on a 400 muons par seconde environ.

Sur la même figure on voit la composante transverse du spin en fonction du temps de stockage, obtenu par de nombreux "runs" à $+ 90^\circ$ et $- 90^\circ$ alternés. L'évaluation du résultat apparaît maintenant simple : on détermine la meilleure valeur de la période de la sinusoïde, on évalue la polarisation initiale transverse des mésons mu acceptés dans le champ de stockage et qui entrent dans l'analyseur, on détermine la direction moyenne, en fonction du temps, des mésons injectés dans l'analyseur, on fait toutes ces intégrales et moyennes dont on doit réduire l'incertitude au-dessous de 2° , et on trouve comme ça une valeur pour "g-2" : On a fait ainsi pour arriver à une précision de 2 % et on fait de même actuellement pour essayer d'amener la précision à 0,5 % avec une intensité cinq fois plus grande et un solénoïde agissant sur le faisceau à l'entrée, afin de réduire d'un facteur 5 environ la composante horizontale transverse de la polarisation. Pour réduire la corrélation entre la polarisation transverse et la polarisation dans le faisceau et économiser le temps de mesure nécessaire à mesurer cette corrélation, on place une feuille de plomb mince à l'entrée de ce solénoïde. Le dernier chiffre publié a été :

$$a = a_{\text{théorique}} (0,983 \pm 0,019) = 0,001145 \pm 0,000022$$

Ce résultat confirme la validité de l'électrodynamique quantique (vertex - charge - photon) jusqu'à 300 MeV, il établit que le rayon moyen d'une structure éventuelle du muon doit être inférieure à 0,4 fermi, et enfin qu'il n'y a pas de couplage direct avec des champs autres que le champ électromagnétique avec une constante de couplage supérieure à $3 \cdot 10^{-3}$ (pour un champ de même masse que le proton). Car le muon ne montre pas de structure jusqu'à telle énergie, on s'attend que le facteur de forme pour l'interaction faible sera constant jusqu'à une telle énergie, ce qui n'est pas tout à fait clair pour les nucléons. Il faut, bien entendu, tenir compte du fait que la croissance des sections efficaces peut toujours être limitée aux énergies élevées par l'existence d'un méson intermédiaire, le "boson vectoriel".

Maintenant, après avoir fait souffrir les anglais, aussi bien que les français sans doute, je vais continuer en anglais.

ELECTRIC DIPOLE MOMENT OF THE MUON -

The same apparatus has been used by the CERN group which at present consists of Charpak, Farley, Muller, Sens and Zichichi to improve upon previous upper limits to the magnitude of the electric dipole moment [4] of the μ^+ . Aside from some intrinsic interest in indicating non-invariance under time reversal (an interest somewhat weakened because no EDM has been found), an EDM would change the anomalous precession frequency of the muon because of the interaction of the EDM ($\frac{f e \hbar}{m c}$) with the motional electric field directed toward the orbit center ($E = \gamma \beta \times B \sim 3 \times 10^6$ V/cm in the rest system). The effect can be summarized in a vector diagram in the rotating frame (it helps to be also a nuclear resonance practitioner, to whom all properties are obvious in a suitable triply rotating frame).

For small f , the precession rate is affected quadratically but the spin moves in a plane inclined at angle $\theta = \frac{f \beta}{2 a}$ to the horizontal. Thus to measure the EDM one needs only to look for a sinusoidal variation of vertical muon polarization with time.

The results obtained by rotating the pulsed flipping field in the polarization analyzer in order to detect vertical component of polarization are shown on figure 5. The amplitude of the asymmetry sets :

$$f = 3 \pm 6 \times 10^{-5} \quad (10)$$

small enough so as not to contribute to the error of a 0.5 % g-2 experiment.

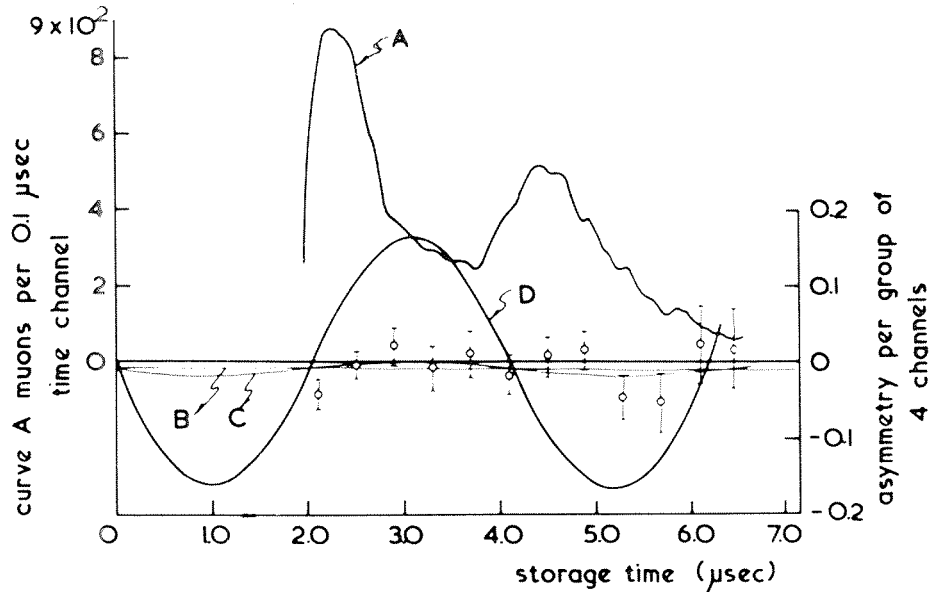


Figure 5

MAGNETIC DIPOLE MOMENT -

A direct comparison with a reference oscillator of the precession rate of stationary μ^+ in a 12 kGauss very homogeneous, perfectly stationary field has been performed by a group at Columbia [5]. The method used in this experiment is an extremely good one, but suffers from the disadvantage of being almost unexplainable. In fact what is measured is the "quasi-stationary" phase of the rotating decay-electron distribution, with respect to the reference frequency, for two groups of electrons—those from early decays and those from late. The phase difference thus obtained is plotted as a function of slight variation of magnetic field - the magnetic field for which this phase difference is zero being that field in which the muon precession rate is the same as the frequency of the reference oscillator. The proton spin precession rate in the same field (which is used to stabilize the field) is then a direct measure of the ratio of proton to muon moment.

The recent improvements in this experiment consisted of a much more uniform and homogeneous field (10^{-5} static and 10^{-6} time-dependent variations), a higher frequency (12 kGauss $\approx$ 170 Mc) for more place shift during the muon lifetime, and more stable circuits (all transistorized). With these innovations they have found :

$$\frac{\mu_{\mu^+}}{\mu_p} = 3.18334 \pm 5 \quad (11)$$

a result which together with the g-2 experiment determines very accurately the muon mass :

$$m_{\mu} = 206.763 \pm 5 \quad (12)$$

in agreement with the four times less precise direct mass measurements of Chicago and Columbia ,

reported at Rochester. We now leave the question of muon static properties and go on to the muon production in pion decay.

MUON HELICITY -

Two good measurements of the helicity of the muons from pion decay have been made during the last year. As it happens the sign found is consistent with the V-A interaction - the opposite handedness would have required an interaction S, T, P [6]. At CERN, Backenstoss, Hyams, Knop, Marin and Stierlin [7] made use of a beam of ~ 8 Gev muons to produce knock-on electrons (Möller scattering) in iron magnetized at 30° to the beam direction. Reversal of the magnetization then gives a change in the intensity of scattering on the two magnetic electrons of the 26 in iron.

Their result is :

$$\mathcal{H}(\mu^-) = 1.17 \pm 0.32 \quad (13)$$

A beam of transversely polarized μ^- of low energy was used by Bardon, Franzini and Lee [8] at Columbia to determine by Coulomb scattering (spin-orbit interaction, Mott scattering) the helicity of the μ^- in the pion rest frame. Their apparatus is shown in figure 6. Intensity is a real problem in this experiment, and the experimental apparatus was replicated ten times about the pion-beam. A long pulse of mesons from the cyclotron (vibrating target in a coasting beam) minimized accidental background and enabled them to obtain a result :

$$A = -0.090 \pm 0.031 \text{ as compared with} \quad (14)$$

$$A_{th} = -0.080 \text{ predicted for positive muon- helicity.}$$

These two experiments prove that in :

$$\pi^- \longrightarrow \mu^- + \bar{\nu}_\mu \quad (15)$$

the μ^- and therefore the $\bar{\nu}_\mu$ is right-handed just as is the $\bar{\nu}_e$, giving no indication that $\bar{\nu}_\mu \equiv \bar{\nu}_e$.

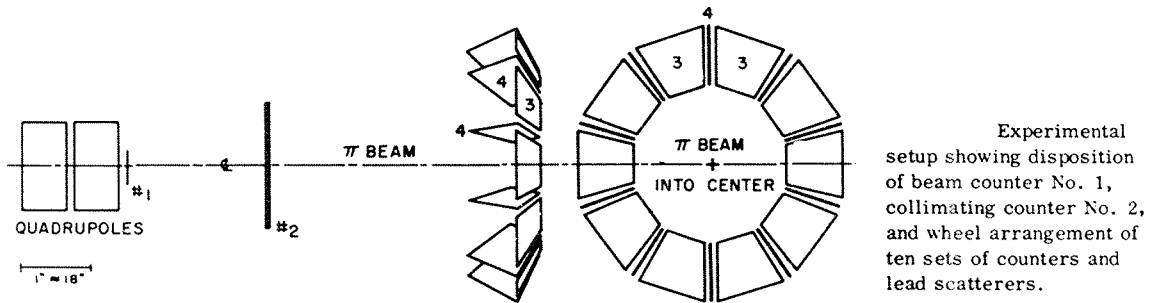


Figure 6

MUON DECAY -

A new measurement of the total decay rate of the positive muon :

$$(\mu^+ \longrightarrow e^+ + \nu + \bar{\nu}) \quad (16)$$

has been made by Lundy [9]. The result is :

$$\tau = (2.204 \pm 0.004) \times 10^{-6} \text{ sec} \quad (17)$$

and is an exercise in the use of the digitron and in the study of backgrounds. This result is in agreement with previous work, and does nothing to explain the 2-4 % difference in muon-decay and beta-decay coupling constants.

RARE MODES OF μ DECAY -

$\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma$. The weakness of this decay mode (previously known to be $< 10^{-6}$) is one of the principal arguments against the identity of μ and e (or against that of ν_μ and ν_e). The decay through an intermediate scalar boson is expected to give a branching ratio $\frac{\alpha}{24\pi} \sim 10^{-4}$ while that through a charged vector boson should give $R \sim 8 \times 10^{-4}$ for reasonable values of the mass and magnetic moment of the boson. On the other hand, it is claimed by Ebel and Ernst that an anomalous moment of 0.7 for the intermediate boson would reduce $R < 10^{-6}$. It is difficult to see why the intermediate boson, if it exists, should have as its primary aim in life to bring its anomalous moment within $\sim 2\%$ of this particular critical value, and it is more reasonable to believe that we are seeing the effect of a new selection rule. I am told that a spark-chamber result is now available from Berkeley (Pennsylvania group and Chamberlain group) with $R < 3 \times 10^{-8}$. The increased sensitivity is directly attributable to the improved discrimination as to collinearity, etc., available with spark chambers.

CATALYTIC DECAY - $A + \mu^- \rightarrow A + e^-$ with $A = \text{Cu}$.

This coherent process has been sought again by Conversi, di Lella, Penso, Toller and Rubbia at C.E.R.N. [10]. Improved sensitivity was obtained by the use of a multiplate spark chamber, allowing a thick target for the stopping of a large fraction of muons, while retaining the electron energy resolution of a thin target (since the number of plates traversed by the electron is observed). Their result in searching for these 103 Mev e^- is $R < 1.6 \times 10^{-7}$ relative to capture.

This number is based on four events, all of which may be due to accidentals. Had the result of Sard et al. been correct, 100 real events should have been seen. This limit restricts the possible parameters of the intermediate boson in a different way than does the absence of $\mu^+ \rightarrow e^+ + \gamma$, but in fact the extreme rarity of this latter indicates either two types of neutrinos or a selection rule of different type.

MUON CAPTURE -

In investigating the universality of the weak interactions one wants to observe also the process :

$$\mu^- + p \rightarrow N + \nu \quad (17')$$

and to measure its rate. This is a very complicated business, because the accuracy desired is $\sim 10\%$. What is worse is that the liquid hydrogen which for all other processes of high-energy physics is a source of free protons, is for this experiment a source in addition of great complication. For one has the rapid (μ^-p) formation by initial Auger transition and by radiation :

$$\mu^- + (e^-p) \rightarrow (\mu^-p) + e^- \quad (18)$$

Of course the mesic atom can be singlet or triplet, with a few tenths ev difference in binding energy. ($kT = 2 \times 10^{-3}$ ev) so that at equilibrium one has only the singlet state. The cross section for proton exchange by the neutral (μ^-p) is large ($\sim 10^{-8}$ sec.). The singlet (μ^-p) then form $(p\mu^-p)$ molecules almost entirely in the $S_p = 1$ ortho state $E = -2623$ ev (since the Auger process is electric dipole for this P state, while it is monopole for the para-formation $E = -2771$ ev. These things have been calculated by Weinberg [11] and by Cohen, Judd and Riddell. We have only time here to remark that even the ortho $(p\mu p)$ are in various states $|J, S\rangle$ separated by a few tenths of a volt.

$$(1/2, 1/2), (1/2, 3/2), (3/2, 1/2), (3/2, 3/2), (5/2, 3/2)$$

the rate from the $S = 1/2$ state is :

$$W_{1/2} = 2\gamma_0 (3/4 W_0 + 1/4 W_1) \quad (19)$$

$$W_{3/2} = 2\gamma_0 (W_1)$$

where W_0 and W_1 are the (μ^-p) atom absorption rates in the $S = 0$ and $S = 1$ states. The fraction of $S = 1/2$ molecules formed is in principle calculable, but is denoted as $\frac{1}{2} < \xi < 1$.

What is new is that the elementary capture ($17'$) has now been observed by Hildebrand in a bubble chamber. He finds :

$$W = (490 \pm 170) \text{ sec}^{-1}$$

as compared with $300 < W_{\text{th}} < 565 \text{ sec}^{-1}$ predicted by V-A with $\xi = 1/2$ and 1 respectively. The experimental result already shows that the interaction is not V + A, for instance, and can probably be carried to the precision required to determine accurately the coefficient of A. The capture is seen of course by the recoil protons from those product neutrons which scatter in the hydrogen of the bubble chamber. The range of the proton is given by the angle with the line joining the μ -stop and the recoil proton. The spectrum of the 12 recoil protons is clearly different from the calibration taken with π^- , and the apparatus is obviously a very good neutron spectrometer.

At Columbia, Lederman et al. have counted capture neutrons from μ^- stopped in a pure H_2 target, but no capture rate is as yet available to me.

μ^- CAPTURE IN COMPLEX NUCLEI -

Both the moderate hyperfine conversion rates and their confirmation in the negative curvatures in the decay curve versus time, which were discussed at Rochester 1960 have now disappeared [12]. The rate of Auger radiation of the hyperfine energy is larger than had been calculated, because of the previous neglect of the lowest electrons state which can be ionized, which has a large density at the nucleus. The experimental evidence for conversion was removed by a better experimental technique, including the elimination of all carbon (as in scotch tape) and with improvements in the "digitron" used for timing the events and for the resolution of background. The higher expected conversion rates produce very small effects in the electron decay time-spectra, but a time-spectrum of the capture neutrons is sensitive to the capture rate in upper ($F = 1$) and lower ($F = 0$ for P^{31}) hyperfine states and should show the hyperfine transition time as well as the capture rates in the two states. Unfortunately no data is yet available for this experiment.

An interesting logical problem is posed by the following set of experiments :

In stopping polarized μ^- in P^{31} (red allotropic form) Ignatenko et al. [13] have observed precession of the electron distribution at half the free muon frequency and with about half the asymmetry observed in spin 0 nuclei. This is proof that the muon has spin 1/2 and shows that the population of the $F = 1$ state seen in precession is $\sim 50\%$. It shows also that the conversion rate is much less than predicted by Winston and Telegdi [14], in direct contradiction to a precession measurement at Chicago, which shows zero asymmetry. The group of Ignatenko et al. has recently shown that the precession is absent in black phosphorous (a conductor) and have jumped to the conclusion that the hyperfine transitions are catalyzed by the presence of conduction electrons. Since $\sim 120 \text{ eV}$ of hyperfine energy must be transferred to the Auger electron it seems completely unreasonable to expect any large difference in hyperfine conversion rates in red and black phosphorous. I believe that black phosphorous depolarizes the $F = 1$ states not by transition to the $F = 0$ hyperfine state, but just by re-orientation among the various m_F values, because of the presence of free electron spins and paramagnetic centers, and therefore it seem probable to me that all the conclusions of reference [13] are in error, as no conclusions can be drawn. Granting this, there remains the direct experimental contradiction of the two experiments on red phosphorous, about which I don't have any good idea.

"Fe - ANOMALY" -

The $\sim 20\%$ peak in decay rate for a μ^- bound to Fe, which had been exhibited by Yovanovitch, has been contradicted by a group at CERN [15], by whom the decay rate is shown by an absolute experiment and by comparison with positive muons to be within $\sim 2\%$ of the free μ rate. No convincing explanation has been given for the source of an error of the magnitude corresponding to the difference between these two rates.

MESIC X-RAYS -

The Stearns and Stearns anomaly has been removed by a careful repetition of the experiment at Chicago [16]. Rather than a linear yield of mesic x-rays, rising from 0 at 0 energy to ~ 1 at

100 kev and remaining ~ 1 above that energy, the yield remains ~ 1 down to 30 kev. Again, no convincing explanation is given as to the source of this error in the original experiment, and this unknown source of error may still affect the Chicago measurements in some measure.

WEAK MAGNETISM -

The conserved vector current (C.V.C.) hypothesis of Feynmann and Gell-Mann was used by Gell-Mann to propose a sensitive experiment as to the existence of the "weak magnetism", a striking consequence of the C.V.C. In the comparison of the $B^{12} \rightarrow C^{12}$ and the $N^{12} \rightarrow C^{12}$ β -decay there should be corrections to the shape of the transition to the ground state, of the form :

$$\frac{S(E, B^{12})}{S(E, N^{12})} = \text{const.} [1 + (A + \delta A) E] f(E)$$

$f(E)$ is the form of the correction for internal bremsstrahlung. The value of A was given by Gell-Mann from the rate of a γ -decay in C^{12} as $(1.33 \pm 0.15) \times 10^{-2} \text{ Mev}^{-1}$; while $\delta A = -(0.25 \pm 0.15) \times 10^{-2}$ is the magnitude of the shape - dependent correction in the absence of weak magnetism. Note that the difference in the shape of two beta-spectra is used in this experiment, which eliminates many systematic errors. A very careful experiment has now been done by Mayer-Kuckuck and Michel [17] with the result that $(A + \delta A) = (1.13 \pm 0.25) \times 10^{-2} / \text{Mev}$, in agreement with the C.V.C. prediction of (1.08 ± 0.22) .

This is certainly a very significant experiment, and I don't want to imply by my brief treatment of it, that it lacks importance. The authors note that a branching ratio of 3.5 % was assumed for the decay of N^{12} to the 7.6 Mev state in C^{12} . Should this be 3.2 %, $(A + \delta A) \rightarrow (1.25 \times 10^{-2})$, etc. Obviously this branching ratio must be determined more accurately.

ACKNOWLEDGMENTS -

I should like to thank my colleagues for their help in the preparation of this talk, in particular Drs. V.L. Telegdi and G. Charpak.

REFERENCES

- [1] G. CHARPAK, F.J.M. FARLEY, R.L. GARWIN, T. MULLER, J.C. SENS, V.L. TELEGDI and A. ZICHICHI - Phys. Rev. Letters, 6, 128, (1961).
- [2] A.A. SCHUPP, R.W. PIDD and H.R. CRANE - Phys. Rev., 121, 1, (1961).
- [3] V. BARGMANN, L. MICHEL and V.L. TELEGDI - Phys. Rev. Letters, 2, 435, (1959).
- [4] G. CHARPAK, F.J.M. FARLEY, R.L. GARWIN, T. MULLER, J.C. SENS and A. ZICHICHI - Nuovo Cimento, (to be published).
- [5] D.P. HUTCHINSON, J. MENES, G. SHAPIRO, A.M. PATLACH and S. PENMAN - Phys. Rev. Letters, 7, 129, (1961).
- [6] S.P. ROSEN - Phys. Rev. Letters, 4, 613, (1960).
- [7] G. BACKENSTOSS, B.D. HYAMS, G. KNOP, P.C. MARIN and U. STIERLIN - Phys. Rev. Letters, 6, 415, (1961).
- [8] M. BARDON, P. FRANZINI and J. LEE - Phys. Rev. Letters, 7, 23, (1961).
- [9] R.A. LUNDY - University of Chicago, Thesis 1961.
- [10] M. CONVERSI, L. di LELLA, G. PENSO, M. TOLLER and G. RUBBIA - (to be published).
- [11] S. WEINBERG - Phys. Rev. Letters, 4, 575, (1960).
- [12] J.L. LATHROP, R.A. LUNDY, V.L. TELEGDI, R. WINSTON and D.D. YOVANOVITCH - Phys. Rev. Lett., 7, 107, (1961).

- [13] L.V. EGOROV, A.E. IGNATENKO and D. CHULTEM - J. Exptl. Theoret. Phys. (U.S.S.R.) 37, 1517 (1959) - Soviet Phys. JEPT 378, 1077 (1960) - Also preprint April 1, 1961.
- [14] R. WINSTON and V.L. TELEGDI - Phys. Rev. Lett. 7, 104, (1961).
- [15] G. CULLIGAN, D. HARTING, N.H. LIPMAN and G. TIBELL - This conference, Session C, Vol.1, p.143.
- [16] J.L. LATHROP, R.A. LUNDY, V.L. TELEGDI and R. WINSTON - Phys. Rev. Lett. 7, 147, (1961).
- [17] T. MAYER-KUCKUK and F.C. MICHEL - Phys. Rev. Letters, 7, 167, (1961).

