

<b>Zeitschrift:</b>	Archives des sciences [1948-1980]
<b>Herausgeber:</b>	Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève
<b>Band:</b>	12 (1959)
<b>Heft:</b>	2
 <b>Artikel:</b>	L'absorption du muon dans le carbone 12 et l'interaction universelle
<b>Autor:</b>	Teja, Jayanti Dharma
<b>Kapitel:</b>	I: Introduction
<b>DOI:</b>	<a href="https://doi.org/10.5169/seals-739058">https://doi.org/10.5169/seals-739058</a>

### Nutzungsbedingungen

Die ETH-Bibliothek ist die Anbieterin der digitalisierten Zeitschriften auf E-Periodica. Sie besitzt keine Urheberrechte an den Zeitschriften und ist nicht verantwortlich für deren Inhalte. Die Rechte liegen in der Regel bei den Herausgebern beziehungsweise den externen Rechteinhabern. Das Veröffentlichen von Bildern in Print- und Online-Publikationen sowie auf Social Media-Kanälen oder Webseiten ist nur mit vorheriger Genehmigung der Rechteinhaber erlaubt. [Mehr erfahren](#)

### Conditions d'utilisation

L'ETH Library est le fournisseur des revues numérisées. Elle ne détient aucun droit d'auteur sur les revues et n'est pas responsable de leur contenu. En règle générale, les droits sont détenus par les éditeurs ou les détenteurs de droits externes. La reproduction d'images dans des publications imprimées ou en ligne ainsi que sur des canaux de médias sociaux ou des sites web n'est autorisée qu'avec l'accord préalable des détenteurs des droits. [En savoir plus](#)

### Terms of use

The ETH Library is the provider of the digitised journals. It does not own any copyrights to the journals and is not responsible for their content. The rights usually lie with the publishers or the external rights holders. Publishing images in print and online publications, as well as on social media channels or websites, is only permitted with the prior consent of the rights holders. [Find out more](#)

**Download PDF:** 29.01.2026

**ETH-Bibliothek Zürich, E-Periodica, <https://www.e-periodica.ch>**

3<sup>o</sup> la distribution de densité de charge des protons dans le noyau de C<sup>12</sup>, tenant compte en outre des corrections apportées par la conservation du courant vectoriel et par l'interaction pseudoscalaire effective.

Au cours de la discussion, notre résultat expérimental est comparé aux données expérimentales existantes et aux diverses évaluations théoriques.

En appendices sont donnés un bref résumé de la théorie de la désintégration  $\beta$ , divers calculs théoriques se rapportant aux interactions des muons négatifs avec la matière, les vitesses de capture totale, la discussion d'une activité accessoire que nous avons attribuée au Be<sup>11</sup>.

La bibliographie est réunie en fin d'ouvrage.

## I. INTRODUCTION

### 1. LES PARTICULES ÉLÉMENTAIRES ET LEURS INTERACTIONS.

Les particules élémentaires se définissent au moyen de leurs masses, spins et charges ainsi que par la nature et l'intensité de leurs interactions.

En dehors de l'interaction de gravitation, les interactions actuellement connues des particules élémentaires se classent en trois catégories:

1. Les interactions fortes qui décrivent les forces nucléaires. Elles sont caractérisées par une constante de couplage (sans dimension)

$$\frac{g^2}{4\pi\hbar c} \cong 15 .$$

Exemple: l'interaction de Yukawa: nucléon  $\rightarrow$  nucléon +  $\pi^*$  (émission d'un pion virtuel).

2. L'interaction électromagnétique, caractérisée par l'émission ou l'absorption d'un photon virtuel par une particule chargée (réelle ou virtuelle).

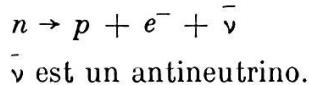
La constante de couplage est la constante de structure fine (sans dimension)

$$\frac{e^2}{4\pi\hbar c} \cong \frac{1}{137} .$$

3. Les interactions faibles, par exemple la désintégration  $\beta$  caractérisée par une constante de couplage (sans dimension)

$$C^2 \cong 10^{-14} \quad \begin{aligned} &(\text{on prend comme unités } h = c = 1, \\ &\frac{\hbar}{m_\pi c} = \text{la longueur d'onde de Compton} \\ &\text{du pion chargé).} \end{aligned}$$

Exemple:



## 2. INTERACTIONS FAIBLES ET INTERACTION UNIVERSELLE DE FERMI RESTREINTE.

La valeur du couplage donnée ci-dessus est valable pour l'ensemble des interactions faibles connues, y compris la désintégration du muon. Ce fait remarquable a conduit à l'idée de « l'interaction universelle de Fermi » [1-10]. Si nous excluons les particules étranges de cette discussion, l'interaction universelle de Fermi implique un même couplage entre quatre fermions quelconques.

A part:

a) l'universalité du couplage de l'interaction, les interactions faibles présentent deux autres caractéristiques:

b) Elles ne conservent pas l'étrangeté S, ni la parité P, ni la conjugaison de charge C, mais conservent l'invariance par rapport au renversement du temps et aussi CP.

c) Elles concernent principalement la désintégration de systèmes stables vis-à-vis des interactions fortes et électromagnétiques.

L'interaction universelle de Fermi est responsable des processus élémentaires suivants:

- 1)  $n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}$
- 2)  $p + e^- \rightarrow n + \nu$  (pour un proton dans un noyau)
- 3)  $\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu + \bar{\nu}$
- 4)  $p + \mu^- \rightarrow n + \nu$ .

L'ensemble des réactions 1) à 4) peut être schématisé par le triangle de Puppi (fig. 1). Les antiparticules sont indiquées

par une barre. Le côté A du triangle représente la désintégration  $\beta$ , le côté B, la désintégration du muon et le côté C, la capture du muon.

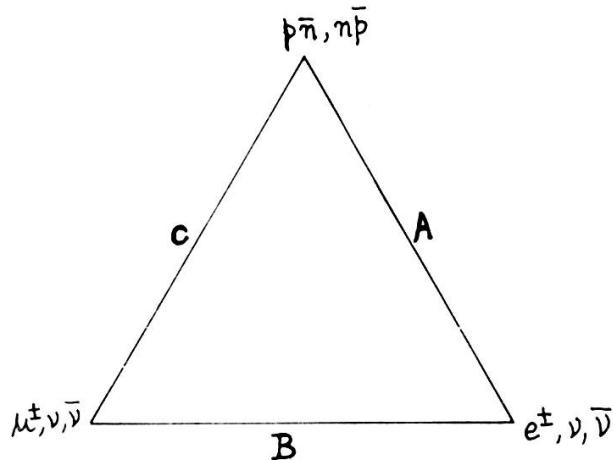


FIG. 1.

Le côté A du triangle de Puppi représente également :

- 5)  $p \rightarrow n + e^+ + \nu$  (la désintégration  $\beta$  d'un proton lié)
- 6)  $\bar{\nu} + p \rightarrow n + e^+$  (capture d'un antineutrino).

Les réactions 1), 2), 5) et 6) peuvent être déduites l'une de l'autre *a*) en renversant le sens de la réaction, *b*) en amenant d'un côté à l'autre de la flèche une particule remplacée par son antiparticule.

Par convention, un antineutrino est la particule émise avec un électron dans une désintégration  $\beta^-$ .

Il existe de nombreuses réactions permises par l'interaction universelle de Fermi autres que celles indiquées précédemment. Plusieurs de ces réactions énergétiquement possibles ne se produisent pas ou extrêmement rarement pour des raisons non encore complètement connues. Par exemple les réactions :

- 7)  $n + \mu^- \rightarrow n + e^-$
- 8)  $p + \mu^- \rightarrow p + e^-$
- 9)  $\mu^\pm \rightarrow e^\pm + \nu$ .

La grande similitude entre l'interaction faible électron-nucléon (côté A, fig. 1) et l'interaction électron-muon (côté B, fig. 1) est bien établie [6, 11, 12].

### 3. NATURE DE L'INTERACTION UNIVERSELLE DE FERMI.

L'interaction universelle de Fermi, telle qu'elle est proposée par différents auteurs [7-10], est une combinaison d'interactions vectorielle V et pseudo-vectorielle A, qui ne conserve pas la parité et obéit à la loi de conservation des leptons. Elle n'est contredite actuellement par aucun fait expérimental.

La partie vectorielle rend compte des transitions permises de Fermi ( $\Delta J = 0$ , parité inchangée) et la partie pseudo-vectorielle rend compte des transitions permises de Gamow-Teller ( $\Delta J = 0$  ou  $\pm 1$ , à l'exclusion de  $0 \rightarrow 0$ , parité inchangée).

Les constantes de couplage sont de signes contraires.

La loi de conservation des leptons affirme que le nombre de leptons moins celui d'antileptons reste constant au cours de n'importe quelle réaction. Les leptons sont  $e^-$ ,  $\mu^-$  et  $\nu$ . Les antileptons sont  $e^+$ ,  $\mu^+$  et  $\bar{\nu}$ . En vertu de cette loi, la particule associée à la capture d'un muon négatif est un neutrino  $\nu$ .

Les leptons relativistes possèdent une hélicité négative, les antileptons relativistes possèdent une hélicité positive. La mesure de la nature de l'hélicité des muons provenant de la désintégration des pions permettrait de vérifier expérimentalement la validité de la loi de conservation des leptons.

Tenant compte de la non conservation de la parité, la densité lagrangienne de l'interaction V — A s'écrit pour la désintégration  $\beta$ :

$$\begin{aligned} \mathcal{L} = & C_V (\bar{p} \gamma_\alpha n) (\bar{e} \gamma_\alpha \nu) + C'_V (\bar{p} \gamma_\alpha n) (\bar{e} \gamma_\alpha \gamma_5 \nu) \\ & - C_A (\bar{p} \gamma_\alpha \gamma_5 n) (\bar{e} \gamma_\alpha \gamma_5 \nu) - C'_A (\bar{p} \gamma_\alpha \gamma_5 n) (\bar{e} \gamma_5 \nu) . \end{aligned}$$

### 4. INTENSITÉ DE COUPLAGE DES INTERACTIONS FAIBLES.

Les données expérimentales existantes concernant les vitesses de désintégration, les masses et les transferts de quantité de mouvement de la désintégration du neutron, de celle du muon et de l'absorption nucléaire du muon donnent les valeurs suivantes d'intensité de couplage des interactions faibles (cf. appendice II):

a) désintégration  $\beta$

$$C_\beta^2 = 10,4 (\times 10^{-49} \text{ erg cm}^3)^2$$

b) désintégration du muon

$$C_\mu^2 (\text{désintégration}) = 16,1 (\times 10^{-49} \text{ erg cm}^3)^2$$

c) absorption d'un muon de l'orbite atomique 1S d'un proton libre

$$C_\mu^2 (\text{absorption}) = 22,54 (\times 10^{-49} \text{ erg cm}^3)^2 .$$

Sur la base de l'interaction universelle V — A, a), b) et c) donnent les constantes de couplage suivantes:

TABLEAU 1

Désintégration du $\mu$	Désintégration $\beta$
$C_V^\mu = (1,410 \pm 0,009) \times 10^{-49} \text{ erg cm}^3$	
$C_V^\beta = (1,410 \pm 0,009) \times 10^{-49} \text{ erg cm}^3$	
$C_A^\mu = -(1,410 \pm 0,009) \times 10^{-49} \text{ erg cm}^3$	
$C_A^\beta = -(1,25 \pm 0,04) \times C_V^\beta$	

On voit que  $|C_V^\mu| = |C_A^\mu| = |C_V^\beta|$ , mais que  $|C_A^\beta| > |C_V^\beta|$ .

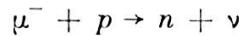
La raison de cette inégalité provient de ce que les renormalisations dues à la nature du champ de force nucléaire accroissent la constante de couplage  $C_A^\beta$  dans le cas de l'interaction pseudovectorielle, mais sont sans influence sur  $C_V^\beta$  grâce à la conservation du « courant vectoriel » [7, 12].

## 5. DÉTERMINATION EXPÉRIMENTALE DE L'INTENSITÉ DE L'INTERACTION MUON-NUCLÉON.

L'équivalence entre l'interaction muon-nucléon (côté C, fig. 1) et les interactions électron-nucléon (côté A) et électron-muon (côté B) n'est pas aussi bien établie,

Cette équivalence peut être mise en évidence par deux méthodes:

a) en mesurant la vitesse du processus de capture

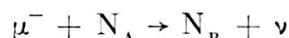


dans divers noyaux complexes et en étudiant la dépendance de cette vitesse vis-à-vis de la charge nucléaire, il est possible de déduire l'intensité du couplage ainsi que le type d'interaction [14-40].

Sens et collaborateurs [37, 38, 40] et Astbury et collaborateurs [39] ont effectué les mesures de vitesse de capture de muon dans les noyaux complexes les plus précises à ce jour. Cependant, l'interprétation en termes d'intensité du couplage des vitesses de capture totales de muons dépend jusqu'à un certain point des prédictions théoriques, basées elles-mêmes sur un modèle nucléaire (modèle en couche ou statistique par exemple) [18, 19], et des approximations utilisées (par exemple l'approximation de fermeture) [16, 20].

Dans les limites exposées, l'équivalence approximative des couplages muon-nucléon et électron-nucléon est établie.

b) en mesurant la vitesse de capture du processus



pour une transition état fondamental à état fondamental des noyaux  $N_A$  et  $N_B$  et en la comparant avec la vitesse de désintégration  $\beta$  de  $N_B$  (supposant celui-ci radio-actif  $\beta$ ), on trouve les relations suivantes:

$$\frac{P_\mu}{P_\beta} = k \left| \frac{C_F^\mu}{C_F^\beta} \right|^2 \quad \text{ou} \quad k \left| \frac{C_{G.T}^\mu}{C_{G.T}^\beta} \right|^2$$

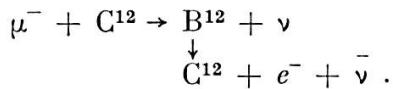
selon que la transition  $N_A \leftrightarrow N_B$  obéit aux règles de sélection de Fermi ou de Gamow-Teller.

$P_\mu$  est la vitesse de capture de  $\mu^-$  pour la transition  $N_A \rightarrow N_B$   
 $P_\beta$  est la vitesse de désintégration  $\beta$  pour la transition  $N_B \rightarrow N_A$   
 $k$  est une constante qui peut être calculée.

Cette mesure est un moyen possible de détermination quantitative du rapport des constantes de couplage.

6. LA TRANSITION  $C^{12} \xrightarrow[e^-]{\mu^-} B^{12}$ .

La méthode indiquée ci-dessus a été suggérée par Tiomno [41] pour la réaction



La transition s'effectue de l'état fondamental du  $C^{12}$  à l'état fondamental du  $B^{12}$ . Les spins et parités sont  $C^{12}$  ( $0^+$ ) et  $B^{12}$  ( $1^+$ ) [42-48].

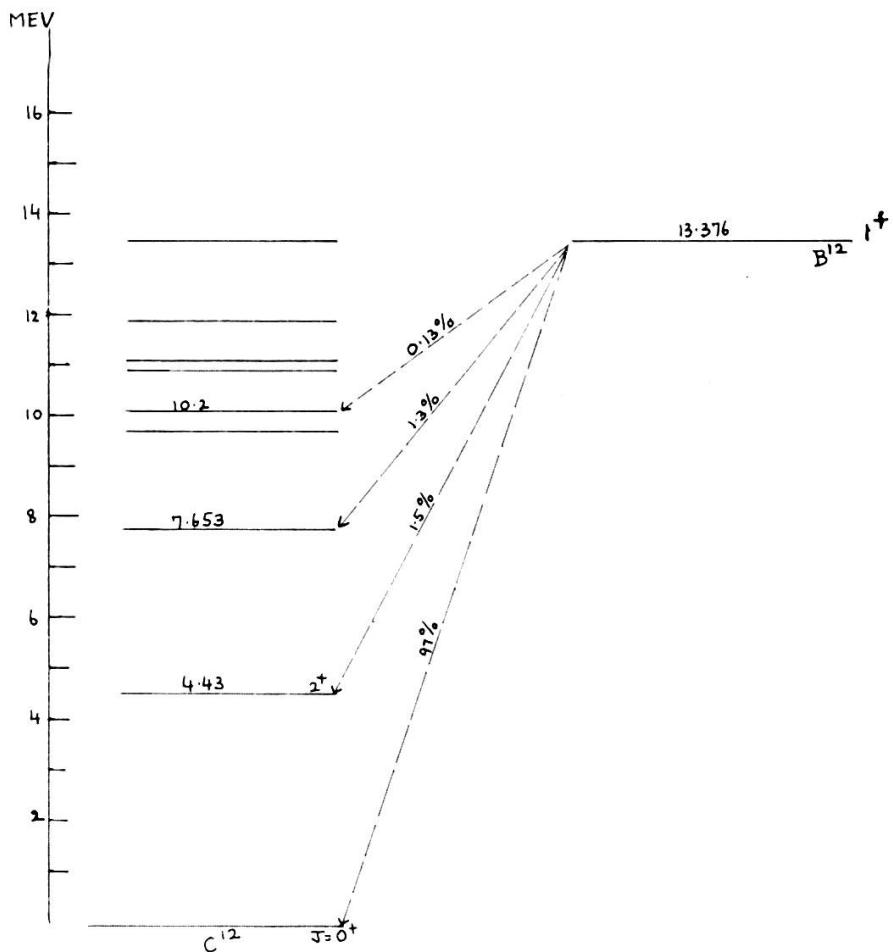


FIG. 2.

Il s'agit donc d'une transition de Gamow-Teller. Le schéma de désintégration  $\beta$  du  $B^{12}$  est représenté par la fig. 2 et celui des niveaux d'énergie de  $B^{12}$  par la fig. 3.

Vedder [49] donne une valeur précise de la durée de vie, de l'énergie maximum du spectre de désintégration  $\beta$  et de la valeur de  $\log -ft$  de la transition considérée:

Période  $(20,6 \pm 0,2)$  ms. (vie moyenne calculée: 29,7 ms).

Energie maximum  $(13,4 \pm 0,05)$  MeV.

$\log ft: 4,11.$

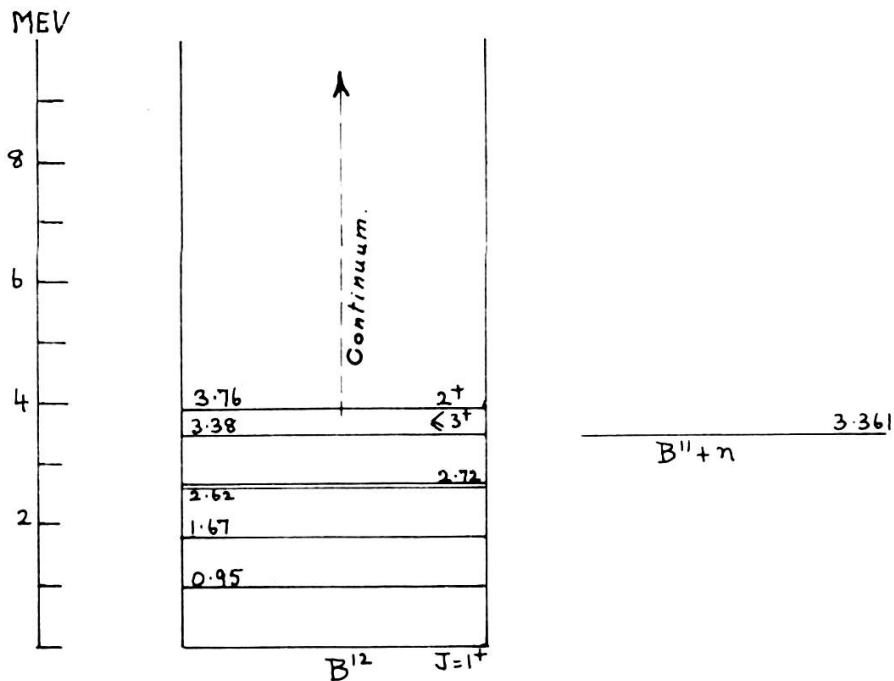


FIG. 3.

Les états liés de  $B^{12}$  sont limités à ceux dont l'énergie d'excitation est plus petite que 3,361 MeV. Ces états liés se désintègrent avec des durées de vie très courtes ( $> 10^{-9}$  s) vers l'état fondamental de  $B^{12}$  seulement par émission  $\gamma$ .

Les états au-dessus du niveau de 3,361 MeV ne sont pas liés et se désintègrent principalement par émission de neutrons; si l'énergie d'excitation est suffisamment élevée, ils se désintègrent également par émission de protons ou de particules alpha.

On peut montrer qualitativement que la transition  $C^{12} \rightarrow B^{12}$  conduit principalement à l'état fondamental de  $B^{12}$  [41, 50]. L'argument se base sur l'idée qu'une telle transition se passe entre configurations nucléaires voisines. Comme  $\log ft$  est égal

à 4,11, ce qui est peu pour une transition permise non favorisée, l'état fondamental du  $B^{12}$  ( $1^+$ ) s'accorde bien à l'état fondamental du  $C^{12}$  ( $0^+$ ).

Un bon accord peut être obtenu également pour un état excité de  $B^{12}$  avec ( $0^+$ ), mais non ( $2^+$ ) par exemple. Comme les états excités connus de  $B^{12}$  ne comportent pas de niveau ( $0^+$ ), on peut en conclure que la transition  $C^{12} \xrightarrow{\mu^-} B^{12}$  se fait presque exclusivement vers l'état fondamental du  $B^{12}$ .

En tout cas, la détermination expérimentale de l'intensité des rayons  $\gamma$  des niveaux excités de  $B^{12}$  doit confirmer les considérations théoriques.

La mesure de  $\frac{P_\mu}{P_\beta}$  au cours de la réaction  $C^{12} \xrightarrow[e^-]{\mu^-} B^{12}$  présente un intérêt expérimental et théorique évident [21, 41, 51-57]. Elle est le but de notre travail.

## II. MÉTHODES EXPÉRIMENTALES

### 1. OBJET DE LA MESURE.

La probabilité de capture de  $\mu^-$  par unité de temps  $P_\mu$  pour la réaction  $\mu^- + C^{12} \rightarrow B^{12} + \nu$  est donnée par

$$P_\mu = \left( \frac{N_{B^{12}}}{N_\mu} \right) \left( \frac{1}{\tau_{\mu C^{12}}} \right)$$

où  $N_{B^{12}}$  est le nombre de noyaux de  $B^{12}$  formés par unité de temps,

$N_\mu$  est le nombre de muons négatifs qui s'arrêtent dans le  $C^{12}$  par unité de temps,

$\tau_{\mu C^{12}}$  est la vie moyenne des muons négatifs dans  $C^{12}$  exprimée en secondes,

$P_\mu$  est obtenu en  $s^{-1}$ .

La probabilité par unité de temps de la désintégration  $\beta$  de  $B^{12} \rightarrow C^{12} + e^- + \bar{\nu}$  est donnée par  $P_\beta = \frac{x}{\tau_{B^{12}}}$  où  $x$  est la fraction des transitions de  $B^{12}$  vers l'état fondamental de  $C^{12}$  parmi l'ensemble des transitions vers  $C^{12}$  (c'est-à-dire, y compris celles vers les états excités de  $C^{12}$ ).  $\tau_{B^{12}}$ : vie moyenne de  $B^{12}$ .