

SÉMINAIRE L. DE BROGLIE. THÉORIES PHYSIQUES

M. E. NAHMIAS

État actuel des recherches sur le neutrino

Séminaire L. de Broglie. Théories physiques, tome 25 (1955-1956), exp. n° 2, p. 1-20

http://www.numdam.org/item?id=SLDB_1955-1956__25__A1_0

© Séminaire L. de Broglie. Théories physiques
(Secrétariat mathématique, Paris), 1955-1956, tous droits réservés.

L'accès aux archives de la collection « Séminaire L. de Broglie. Théories physiques » implique l'accord avec les conditions générales d'utilisation (<http://www.numdam.org/conditions>). Toute utilisation commerciale ou impression systématique est constitutive d'une infraction pénale. Toute copie ou impression de ce fichier doit contenir la présente mention de copyright.

NUMDAM

Article numérisé dans le cadre du programme
Numérisation de documents anciens mathématiques
<http://www.numdam.org/>

Faculté des Sciences de Paris

22 novembre 1955

-:-:-

Séminaire de THÉORIES PHYSIQUES
(Séminaire Louis de BROGLIE)
Année 1955/1956

Exposé n° 2

-:-:-

ÉTAT ACTUEL DES RECHERCHES SUR LE NEUTRINO

par M.E. NAHMIAS

I.- Introduction.

Les efforts conjugués des théoriciens et des physiciens depuis 25 ans n'ont pas encore apporté la preuve de l'existence du neutrino.

Il est indiscutable que l'énergie et le spin ne se conservent pas dans le processus β si on ne fait pas intervenir une particule neutre, de spin $\frac{1}{2} \hbar$ et dépourvue pratiquement de masse.

La mesure de l'énergie de recul des noyaux émetteurs β a amplement prouvé que la quantité de mouvement n'est pas transmise intégralement au noyau de recul et que celui-ci n'est pas émis à 180° de la particule β . Ce corollaire inévitable de la non-conservation de l'énergie exige, lui aussi, l'intervention d'une troisième particule neutre et dépourvue de masse. Voici un bref aperçu de ces vérifications.

I a) Reculs β . C 11 . Les premières expériences de Léipunski (1935) sur le recul lors de la désintégration du C 11, quoiqu'imprécises étaient en faveur du neutrino (ν) .

He 6 . Celles de Allen, Paneth et Morish (1948 et 1949) sur l'hélium 6, montraient que la corrélation angulaire β - ion de recul à $180^\circ \pm 15^\circ$, est conforme à l'hypothèse de l'intervention d'une troisième particule. Cette conclusion a été confirmée par d'autres chercheurs :

Rustad et Ruby (1955), Kofoed H. et Winter (1953).

Li 8 . A Pasaderra, Christy et Al (1947) examinèrent à la chambre de Wilson la désintégration du Li 8 \rightarrow Be 8 + β^- + ν ($E_{\max} = 12$ MeV)
 \downarrow
 2α (3 MeV)

mais, vu les grandes erreurs concernant le parcours des particules α à l'intérieur de la feuille de Li OH, ils ne purent aboutir à une conclusion formelle en faveur de la participation du neutrino.

Ne 19 . Maxon, Allen et Jentschke (1955) examinèrent les ions de recul du Ne 19 et trouvèrent une énergie de recul maximum de 190 eV ,

en bon accord avec celle de 200 eV , calculée à partir de l'énergie maximum des β^+ du Ne 19 . Ils confirmèrent ainsi les résultats antérieurs de Alford et Hamilton (1954) .

P 32 . Les premiers résultats de Sherwin (1949), présentaient des ions de recul du P 32 à 135° , 90° , et 45° des particules β , prouvant ainsi que la quantité de mouvement ne pouvait être conservée sans l'intervention d'un troisième corps.

Lors des expériences reprises en 1951, Sherwin analysa la corrélation angulaire β - ions de recul et arriva à la conclusion que l'opérateur, dans l'hamiltonien d'interaction entre le noyau et le champ de leptons (β et ν) , devait être tensoriel, si P 32 a un spin 1 ($\Delta J = 1$ car S 32 a un spin nul) ou pseudo-vectoriel, si le spin de P 32 est nul ($\Delta J = 0$) .

Cl 38 . Crane et Halpern (1939) étudièrent le recul lors de la désintégration de Cl 38 vers l'état fondamental de A 38 . Ils trouvèrent que les reculs associés aux particules β lentes ($E_\beta > 1,2$ MeV) présentaient autant d'énergie que ceux associés aux β rapides ($E_{\max} = 5$ MeV). Ceci est en faveur de l'émission d'un neutrino, car dans le cas inverse, on devrait observer une courbe ascendante, l'énergie de recul du noyau final étant alors proportionnelle à l'énergie du β émis.

Kr 88 et 89 . Avec le Kr 88 qui, par émission β^- devient du Rb 88 , lui même radioactif β^- , Jacobsen et Kofoed-Hansen (1945 et 1949) recueillent les ions de recul radioactifs en fonction d'un potentiel retardateur. Ils en déduisent que l'énergie de recul est de $(51,5 \pm 2)$ eV , correspondant à une énergie β de Kr 88 de $(2,43 \pm 0,06)$ MeV , en bon accord avec des mesures d'absorption qui donnent $E_m = 2,4$ MeV .

Ils agissent de même avec le Kr 89 $\xrightarrow{\beta^-}$ Rb 89 , ion radioactif de recul, et trouvent une énergie maximum de recul à (115 ± 5) eV correspondant à une énergie maximum de $(3,9 \pm 0,1)$ MeV . Celle déduite des mesures d'absorption des β du Kr 89 est 4,0 MeV .

La possibilité d'une émission du neutrino vers l'arrière du β est incompatible avec ces résultats.

Y. 90 . Sherwin (1949) ne fut pas très heureux avec le Y 90 . La perte d'énergie dans les radioéléments solides s'accompagne d'une diffusion qui fausse la direction de l'atome de recul et rend la mesure de son énergie très incertaine. Il observe, en effet que le maximum d'énergie des ions

de recul est de (28 ± 4) eV alors qu'avec $E_{\max} = 2,24$ MeV, on devait observer des reculs jusqu'à 43,6 eV

I b) Reculs et capture électronique.

Les transitions à capture électronique (C.E.) offrent un problème de deux corps où l'énergie disponible, par suite de la différence de masse ΔM des isobares A_z et A_{z-2} , est pratiquement emportée par le neutrino. L'énergie de recul du noyau M restant, s'il n'y a pas d'émission γ , sera :

$E_r = \frac{1}{2} Mv^2 = p^2/2M$, où p est la quantité de mouvement du noyau de recul, égale à celle du neutrino. Si E_ν représente l'énergie emportée par le neutrino, de masse négligeable, on a : $E_r = \frac{(E_\nu/c)^2}{2M} = \frac{(\Delta M \cdot c^2)^2}{2Mc^2}$

Be 7. La désintégration de Be 7 par capture électronique s'opère dans 89 % des cas vers l'état fondamental du Li 7, d'où, avec $\Delta M = 0,86$ MeV, un recul : $E_r = 57$ eV. Dans les autres cas (11 %), la transition a lieu vers un état excité de Li 7 avec émission d'un γ de 0,48 MeV. Le neutrino emporte alors 0,38 MeV, et imprime un recul de 10 eV au Li 7 excité qui reçoit en outre un recul de 17 eV, dû au départ du quantum γ . On voit de ce fait qu'il ne faut pas s'attendre à observer des ions monocinétiques, surtout si le quantum γ subit une conversion interne appréciable.

Davis (1952) tenta tout de même l'expérience. Il trouva un spectre des reculs avec un maximum à 45 eV. Après certaines corrections, ce chiffre est porté à (56 ± 1) eV, en bon accord avec la valeur théorique de 57 eV, donnée plus haut.

Cd 107. Le Cd 107 se désintègre par C.E. en argent 107 métastable, qui, avec une période de 44 sec., tombe à l'état fondamental par émission d'un quantum de 93 keV. fortement converti. On s'attend à un recul de 7,9 eV de l'atome d'argent, dû à l'émission d'un neutrino de 1,25 MeV.

Wright (1947) se heurte à tant de difficultés avec ce radioélément, qu'il peut tout juste prouver que les atomes de recul d'argent sont expulsés par le phénomène de recul de la surface de tungstène sur laquelle il déposait le Cd 107.

Cl 37. Avec l'argon 37 les résultats sont heureusement plus encourageants. Le neutrino est censé emporter (812 ± 8) keV., d'où un recul prévu de 9,66 eV pour l'atome de Cl 37 et une vitesse de 0,71 cm. par seconde.

Rodeback et Allen (1951) mesurent le temps de vol de Cl 37 et trouvent la vitesse calculée. Kofoed-Hansen (1954) mesure les charges de ions de Cl 37 apportées sur l'électrode d'un condensateur placé dans un champ magnétique.

L'atome de chlore 37, résultant de la capture d'un électron par l'argon 37, est neutre, mais le réarrangement électronique et l'émission d'électrons Auger ont vite fait de lui arracher des électrons. Kofoed-Hansen trouve une charge moyenne de + 2,64 et une ^{cinétique} énergie moyenne de recul de 10 ± 1 eV.

Snell et Pleasonton (1955) confirment ces résultats.

II.- Interaction du Neutrino avec les Electrons.

1°) Le moment magnétique du neutrino et son pouvoir ionisant.

Bethe (1935) a calculé le nombre de collisions élastiques avec les électrons, d'un neutrino, de moment magnétique η .

Pour l'air N T P on aurait ; $I = 103 \eta^2$ ions par km.

Nahmias (1935) utilisant une source de 5 g de radium, protégée par 91 cm de Pb et mesurant l'ionisation résiduelle dans un compteur de Geiger, porte la limite à moins d'une paire d'ions sur un trajet de 300 000 kms d'air N.T.P., ce qui donne :

$$103 \eta^2 < \frac{1}{3 \cdot 10^5} \quad \text{et} \quad \eta < 1/5600$$

d'un magnéton de Bohr et $\sigma < 10^{-30}$ cm² par atome d'air ou $\sigma < 10^{-31}$ cm² par électron.

Wollan (1947), sur une suggestion de Wigner, cherche à mettre en évidence l'ionisation produite par un atome d'hydrogène sous l'impact d'un neutrino. Il employa dès 1943 le flux de neutrinos de la pile de Clinton et deux chambres d'ionisation en opposition, l'une remplie de CH₄ à une pression de 11 atm. et l'autre avec de l'argon à une pression telle que son courant en χ soit égal à celui de la chambre à méthane, de façon à annuler le bruit de fond. Ayant observé moins de $5 \cdot 10^4$ ions par sec, ce qui représentait la limite de détection, il en déduisit que la section efficace de diffusion neutrino-hydrogène est inférieure à $2 \cdot 10^{-30}$ cm².

Barrett (1950) reprenant l'expérience de Nahmias utilisa une source de 5 curies de tritium et un compteur Geiger rempli de Néon à 10 cm Hg de pression. Sans la source il observe $23,63 \pm 0,11$ c/m et avec la source de H 3 : $23,45 \pm 0,10$ c/m d'où un $d_i = (-0,18 \pm 0,21)$ c/m et un $\sigma < 6 \cdot 10^{-33}$

cm^2 par atome de néon (à 8 électrons) ou 6.10^{-33} cm^2 par électron. Avec un compteur rempli sous 20 atm. d'hélium, il a :

$d_i = -0,17 \pm 0,65 \text{ c/m}$. En prenant $0,65 \text{ c/m}$ comme limite de détection, il trouve $\sigma < 7.10^{-34} \text{ cm}^2$ par atome d'hélium ou 4.10^{-34} cm^2 par électron.

En 1954 les flux énormes de neutrinos des piles permirent à Cowan, Reines et Harrison, d'augmenter encore d'un facteur cent la limite de détection du moment magnétique du neutrino. Les neutrinos d'une des piles de Savannah River tombaient sur scintillateur liquide, "vu" par plusieurs photomultiplicateurs Du Mont de 11 cm de diamètre. Dans la bande comprise entre 0,44 et 2 MeV, le nombre de coups, au-dessus du mouvement propre, avec pile en marche était de 30 ± 4 par minute. Le rendement de détection d'électrons dans cette bande est voisin de l'unité et on admet que les neutrinos de fission ont une énergie moyenne de 2 MeV. On a, d'après Bethe (1935),

$$\sigma = A \eta^2 \text{ Log } \left[\frac{E}{W_0} \left\{ \frac{1 + W_0}{1 + E} \right\}^{1 + \frac{1}{E}} \right]$$

avec $E = 2 \text{ MeV} = 4$ et $W_0 = 0,44 \text{ MeV} = 0,86$, on a :

$$\sigma = 7,5.10^{-26} \eta^2 \text{ cm}^2.$$

Avec le flux de neutrinos et le nombre d'électrons contenus dans le scintillateur liquide, que les auteurs ne dévoilent pas, ils arrivent à un $\eta < 10^{-7}$ magn. de Bohr, d'où

$$\sigma \leq 7,5.10^{-40} \text{ cm}^2 \text{ par électron.}$$

Les auteurs pensent perfectionner leur technique et atteindre le moment magnétique théorique évalué par Houtermans et Thirring (1954) à env. 10^{-10} mB , sur la base d'une dissociation virtuelle du neutrino en proton, anti-neutron et électron. Dans cette théorie le moment magnétique du neutrino serait nul si le neutrino était identique à l'anti-neutrino, car on aurait le processus conjugué : $\nu = \text{anti-proton} + \text{neutron} + e^+$.

A. Papineau (1955) a tenté de mettre en évidence l'ionisation due aux neutrinos du soleil. A cet effet, un compteur G-M, protégé par divers écrans, est mis en coïncidences et en anti-coïncidences avec un grand nombre de compteurs identiques. Aucune direction privilégiée, avec la direction du soleil n'a pu être observée.

III.- La masse du neutrino.

L'examen de la valeur exacte de l'énergie maximum et de l'allure du

spectre β du tritium permet (K-Hansen 1947 et 1951, Tolhoek 1949 ; Curran et Al 1949 ; Hamilton et Al 1951) de déduire une limite supérieure, soit $m_0/100$, de l'ordre de 5 KeV pour la masse du neutrino.

Les expériences du recul lors de la désintégration du Be 7, permettent également d'évaluer la masse du ν . Ainsi en négligeant l'énergie de liaison du Li 7 sur la surface d'une source de Be 7, et en prenant pour l'énergie maximum du recul la valeur expérimentale de Davis (1952) $E_r = 56$ cv, on tire μ de la relation $E_r = E^2 - \mu^2 c^4 / 2 M c^2$. On trouve $\mu < 0,27 m_0$.

En 1940, Haxby, Shoupp, Stephens et Wells étudient les seuils des réactions (p, n) et trouvent que celui de C 13 (p, n) N 13, multiplié par 13/14 pour ramener aux coordonnées du centre de masse, est de 2,98 MeV, d'où :

C 13 + H 1 + 2,98 = N 13 + n. La différence des masses des atomes N 13 et C 13 peut être calculée mais à condition de prendre pour la différence de masse (n - p) la valeur 0,79 MeV qui admet implicitement que la masse du neutrino est nulle ! Voyons tout de même ce que cela donne :

$$(N\ 13 - C\ 13) = 2,98 - 0,79 = 2,19\ \text{MeV}.$$

L'énergie cinétique disponible pour les β^+ de N 13 serait :

$$E_{\beta^+ \text{ max}} = 2,19 - 1,02 = 1,17\ \text{MeV},$$

tandis que la valeur expérimentale est : $1,25 \pm 0,05$ MeV, ce qui ne laisse aucune masse pour le neutrino.

Par analogie avec la théorie de l'origine de la masse de l'électron, due à la polarisation du vide, Houtermans et Thirring (1954) déduisent pour le neutrino une masse de l'ordre de $10^{-6} m_0$.

IV.- Interaction du neutrino avec les noyaux.

IV. A) Neutrino et anti-neutrino. Désintégrations β doubles.

Heisenberg faisait remarquer dès 1932 que l'existence dans la nature d'isobares de charges atomiques paires pouvait laisser supposer que la transition double $\beta^- \beta^-$ de Z à (Z + 2) devait être très rare et certainement avec une période supérieure aux temps géologiques, c'est-à-dire $\gg 10^{12}$ années.

Mr Goeppert-Nayer (1935) calcule cette probabilité en considérant que chacune des 2 transitions β simultanées ne satisfait pas séparément au principe de conservation de l'énergie, et qu'il y a émission simultanée de 2 $\beta + 2 \nu$. Elle arrive à l'expression suivante :

$$P = \frac{(4\pi)^6 \pi^2 \gamma^2}{630 |\Gamma(Z S + 3)|^4} \frac{m^{11} c^{10}}{h^{13}} \left(\frac{2mc R}{h}\right)^{4S} (A_1 + A_2) F(\xi - 2)$$

où $\gamma = Z/137$; $S = (1 - \gamma^2)^{\frac{1}{2}} - 1$; R : rayon du noyau
 ξ : différence d'énergie entre l'état initial et l'état final en unités mc^2 ,
 A_1 et A_2 dépendent des niveaux d'énergie du noyau intermédiaire et peut
être mise sous la forme : $A_1 + A_2 \simeq g^4/m^2 c^4$ avec $g = 4.10^{-50}$ ergs.cm³ .
 $F(\xi - 2)$ est donnée par le tableau suivant :

$\xi =$	4	6	8	10	12	20
$F(\xi - 2) =$	37	92.10^3	34.10^5	42.10^6	33.10^7	1.10^{11}

Ainsi pour $Z = 31$ et $\xi = 10$, soit 5 MeV , on a :

$$P = 15.10^{-21} \text{ année}^{-1}$$

Furry (1939) a montré qu'en se servant de la théorie du neutrino retouchée par Majorana (1937) cette probabilité de désintégration double pouvait être substantiellement augmentée.

La théorie de Dirac admet deux états, pour une certaine énergie, suivant les deux possibilités d'orientation du spin du neutrino par rapport à son moment magnétique. Si un anti-neutrino ν^x existe et accompagne l'émission β^+ par exemple, alors qu'un neutrino accompagne les β^- , on devrait avoir équivalence entre l'émission d'un neutrino ν et l'absorption d'un anti-neutrino ν^x ou vice-versa. Mais l'émission d'un ν (ou d'un ν^x) ne pourrait pas être équivalente à l'absorption d'un ν (ou d'un ν^*). Ainsi lors d'une transition double $\beta^- \beta^-$ il y aurait forcément émission de 2 ν , d'où au total 4 particules.

Dans la théorie de Majorana les ν et ν^x sont identiques et on peut avoir équivalence entre l'émission d'un ν (ou d'un ν^x) et l'absorption d'un ν (ou d'un ν^x). Ceci permet de réduire à 2 particules β^\pm la transition double, car le ν (ou ν^x) émis lors du premier stade est absorbé lors du second. Le neutrino jouerait ici un rôle transitoire et virtuel comme celui des paires virtuelles électrons-positons dans certains processus radioactifs hypothétiques (Kemmer 1937).

En partant d'une interaction scalaire, et $d_i = 0$ Furry trouve une probabilité P pour $Z = 31$: $P = 3,4.10^{-21} \varphi(\xi - 2) \text{ année}^{-1}$, et varie comme $Z^{4/3}$ avec $\varphi(\xi - 2)$ donné par la table suivante :

$\xi =$	3	4	8	10	12
$\varphi(\xi - 2) =$	0.77	22	7700	41.000	154.000

Avec $\xi = 5$ MeV on a $P = 14 \cdot 10^{-17}$ année⁻¹, soit 10^4 fois plus grande que celle calculée par M. G-Mayer, mais pour de faibles valeurs de ξ , ce qui est plus conforme à la réalité, l'écart entre les deux évaluations de cette probabilité est encore plus grand et atteint un facteur 10^6 .

Ces calculs ont été faits pour l'émission de deux β^- . Dans le cas d'une émission positonique double la probabilité serait moindre (facteur de Coulomb) d'un facteur $e^{-2\pi\chi}$, pour $\xi - 2 > 2$, c'est-à-dire pour $\xi > 2$ MeV et pour les transitions permises $d_i = 0$. Ainsi pour $Z = 31$ on a $e^{-2\pi\chi} = e^{-1,45} = 0,23$.

Pour les transitions interdites β^\pm et pour $\xi < 2$ MeV la décroissance de P est plus importante et la période radioactive β^+/β^- d'autant plus longue.

Pour trancher entre les neutrinos de Dirac et ceux de Majorana, on doit rechercher non seulement la période radioactive des transitions doubles, mais encore et surtout vérifier s'il y a constance de la somme des énergies des paires d'électrons émises par les noyaux d'une substance à double décroissance β . Cette énergie "double" constante des 2β est égale à ξ et c'est là une caractéristique de la théorie de Majorana. Il est en effet évident que si la transition double se fait avec 4 particules la somme des E_{cin} des 2β ne sera pas constante.

Primakoff (1952) étendit l'étude de Furry aux transitions doubles une fois interdites et étudia la corrélation angulaire des électrons émis et leur spectre d'énergies⁽¹⁾. Il trouve ainsi pour $Z = 50$ et $\xi = 1,5$ MeV

(1) Dans la radioactivité $\beta\beta$, sans neutrinos, la forme du spectre d'énergie de l'une des particules dépend fortement du type d'interaction. Si l'émission des 2β a lieu dans l'état singulet du spin, le spectre présente un minimum pour l'énergie moyenne $E_{\text{max}}/2$ (tandis que si l'émission a lieu dans l'état triplet avec les spins des 2β anti-parallèles, le spectre présente un maximum pour cette valeur). Dans la théorie de G-Mayer (4 particules) le spectre présente un maximum aux basses énergies et décroît brusquement vers zéro pour $E = E_{\text{max}}/2$. Malheureusement la forme du spectre $\beta\beta$ dans une transition double n'est pas encore accessible à l'expérience et n'offre donc pas un autre moyen de trancher entre les neutrinos de Dirac et ceux de Majorana.

$T = 10^{12}$ années pour les transitions permises et $T = 10^{16}$ années pour les interdites. Ces valeurs des périodes radioactives sont inférieures à celles que l'on tire des probabilités calculées par Furry à cause de l'emploi pour G d'une valeur plus grande que celle employée par Furry. Primakoff prend, en effet, $G = 4 \cdot 10^{-12}$, sur la base d'une période de 12,8 min. pour la désintégration du neutron (Robsen 1951).

Le tableau suivant donne les 79 couples d'isobares Z et $Z + 2$ et leurs différences de masses atomiques dM ⁽²⁾. Aux dM négatifs correspondent des possibilités de transitions doubles $\beta^+ \beta^+$ et $\beta^+ + C.E.$, si $dM > 4 m_0 c^2$, ou exclusivement $\beta^+ + C.E.$ si dM est compris entre $2 m_0 c^2$ et $4 m_0 c^2$. Il ne peut y avoir double C.E. sans émission de neutrinos, lorsque $dM < 2 m_0 c^2$. En effet, le noyau final devrait, dans ce cas, posséder un état excité correspondant à $dM - 2 W_k$, ce qui est excessivement improbable. (Winter 1955).

⁽²⁾ calculées à partir des excès de masse données dans les tables de Wapstra et Huizenga - Physica 21 - 367, (1955)

A	Z	Z + 2	dM(mUMA)	A	Z	Z + 2	dM
36	S16	A	-0,48	132	Xe54	Ba	-2,00
40	A18	Ca	-0,18	134	Xe54	Ba	0,86
46	Ca20	Ti	>2,52	136	Xe54	Ba	
48	Ca20	Ti	4,58	136	Ba56	Ce	
48	Ti22	Cr	-6,5				
50	Ti22	Cr	-1,06	138	Ba56	Ce	-0,33
54	Cr24	Fe	-0,62	142	Ce58	Nd	-1,51
58	Fe26	Ni	-2,30				
64	Ni28	Zn	-1,19				
70	Zn30	Ge	1,06	144	Nd60	Sm	-1,07
72	32	Se	-6	148	Nd60	Sm	2,7
74	Ge32	Se	-1,30	150	Nd60	Sm	4,50
76	Ge32	Se	1,99	152	Sm62	Gd	?
78	Se34	Kr	-2,80	154	Sm62	Gd	0,8
80	Se34	Kr	0,12	156	Gd64	Dy	?
82	Se34	Kr	3,21	158	Gd64	Dy	?
84	Kr36	Sr	-1,80	160	Gd64	Dy	2
86	Kr36	Sr	1,59	162	Dy66	Er	?
92	Zr40	Mo	-1,39	164	Dy66	Er	-1,30
94	Zr40	Mo	1,47	168	Er68	Yb	?
96	Zr40	Mo	3,63	170	Er68	Yb	?
96	Mo42	Ru	-3,02	174	Yb70	Hf	?
98	Mo42	Ru	-0,57	176	Yb70	Hf	1,07
100	Mo42	Ru		178	Hf72	W	?
102	Ru44	Pd	-1,12	180	Hf72	W	-3,45
104	Ru44	Pd	0,93	184	W74	Os	?
106	Pd46	Cd	-2,90	186	W74	Os	0,85
108	Pd46	Cd	-2,37	190	Os76	Pt	?
110	Pd46	Cd	1,21	192	Os76	Pt	-0,60
112	Cd48	Sn	-1,89	196	Pt78	Hg	-0,47
114	Cd48	Sn	0,08	198	Pt78	Hg	0
116	Cd48	Sn	2,88	204	Hg80	Pb	0,46
120	Sn50	Te	-2,46	208	Pb82	Po	-4,69
122	Sn50	Te	0,54	212	Po84	Em	-1,93
124	Sn50	Te	2,43	220	Em86	Ra	0,43
124	Te52	Xe	-3,28	222	Em86	Ra	2,06
126	Te52	Xe	-0,90	224	Ra88	Th	-1,15
128	Te52	Xe	1,60	226	Ra88	Th	0,36
130	Te52	Xe	3,18	230	Th90	U	-0,96
130	Xe54	Ba	-2,73	232	Th90	U	1,00
				236	U92	Pu	-0,36
				238	U92	Pu	1,27

Résumons et comparons les évaluations de G-Mayer et de Furry concernant les probabilités et les périodes T pour les transitions β/β permises, et pour $Z = 31$.

On a d'après :

$$\text{G.Mayer (int. V)} : 1/T_1 = 3,6 \cdot 10^{-28} F$$

$$\text{Furry (int. sc.)} : 1/T_2 = 3,4 \cdot 10^{-21} \varphi \text{ (ce type d'interaction est très improbable).}$$

$$\text{Furry (int. T)} : 1/T_3 = 4,6 \cdot 10^{-17} X$$

où F , φ et X sont des fonctions de l'énergie disponible x .

$x =$	1	2	4	6	8	10	$18 (m_0 c^2)$
$F =$	1,6	$3,3 \cdot 10^2$	$9,2 \cdot 10^4$	$3,1 \cdot 10^6$	$4,2 \cdot 10^7$	$3,3 \cdot 10^8$	$1,0 \cdot 10^{11}$
$\varphi =$	0,77	22	$8,1 \cdot 10^2$	$7,7 \cdot 10^3$	$4,1 \cdot 10^4$	$1,5 \cdot 10^5$	$5,9 \cdot 10^6$
$X =$	2,5	19,7	$2,1 \cdot 10^2$	$9,8 \cdot 10^2$	$3,1 \cdot 10^3$	$7,9 \cdot 10^3$	$1,05 \cdot 10^5$

D'où les expressions :

$$T_1 = \frac{1,86 \cdot 10^{30}}{Z^2 F} \text{ (années)} \quad \text{(Interaction type Fermi V transition } \beta \text{ permise et émission de } Z\beta + Z\nu)$$

$$T_2 = \frac{1,15 \cdot 10^{22} \cdot A^{2/3}}{Z^2 \varphi} \quad \text{(interaction scalaire improbable)}$$

$$T_3 = \frac{5 \cdot 10^{16} A^{4/3}}{Z^2 X} \quad \text{(interaction tensorielle et transitions permises, émission de } 2\beta)$$

Si p est le pourcentage, de 0 à 100, de l'isotope, de poids atomique A , et T la période β/β prévue, en années, on aura par gramme de cet isotope, un nombre de coups "doubles" par heure :

$$N = 48 \cdot 10^{16} p/AT$$

Pd 110. Ainsi, par exemple, pour le $^{46}\text{Pd 110}$, $p = 13,5$, avec $x = 6(m_0 c^2)$, on a :

$$\left\{ \begin{array}{l} T_1 = \frac{1,86 \cdot 10^{30}}{(46)^2 \times 3,1 \times 10^6} = 3 \cdot 10^{20} \text{ années} \\ N_1 = 48 \cdot 10^{16} \times 13,5 / (110 \times 3 \cdot 10^{20}) = 2 \cdot 10^{-4} \text{ c.p.h.p.g. de Pd.} \end{array} \right.$$

$$\left\{ \begin{array}{l} T_3 = \frac{5 \cdot 10^{16} (110)^{4/3}}{(46)^2 \times 9,8 \times 10^2} = 1,3 \cdot 10^{13} \text{ années} \\ N_3 = 48 \times 10^{16} \times 13,5 / (110 \times 1,3 \cdot 10^{13}) = 4,5 \cdot 10^3 \text{ c.p.h.p.g. de Pd} \end{array} \right.$$

Winter (1952) a utilisé 248 g de Pd et un temps d'observation "intégré", à la chambre de Wilson, de 1413 sec. Il aurait dû observer :

$$\frac{4,5 \cdot 10^3 \times 1413 \times 248}{3.600} = 4 \cdot 10^5 \text{ trajectoires}$$

"doubles". Comme il n'en observe qu'une seule et douteuse, on déduit une période $T > 10^{18}$ années, très supérieure à celle prévue par la théorie de Majorana-Furry.

Sn 124 . Fireman (1949) trouva d'abord une période de 10^{16} a. pour Sn 124 \rightarrow Te 124, mais avec Schwartz (1952) il reprend cette étude et trouve $T > 10^{17}$ a. McCarthy (1953) trouve $T = 1,5 \cdot 10^{17}$ a. ce qui serait conforme avec la théorie de l'émission double sans neutrinos avec une interaction T et $dJ = 0$, non.

Pourtant Kalstein et Libby (1952) ont cherché en vain cette transition double.

Te 130 . Inghram et Reynolds (1949 et 1950) ont analysé en spectrographie de masse le xénon occlus dans un minerai de tellure âgé de plus de 10^9 années. En admettant que le minerai n'ait pas été altéré au cours de son histoire, ils en déduisent une vie moyenne du Te 130 de plus de 10^{21} années, ce qui est nettement en faveur des neutrinos de Dirac.

U 238 . Utilisant une méthode analogue à la précédente, Lévine, Ghiorso et Seaborg (1950) attribuent aux noyaux U-238 une période de transition double $\beta^- \beta^-$ supérieure à $6 \cdot 10^{18}$ années.

Cd 106 et Cd 116 . Detoeuf (1955) utilisant 80 g de Cd 116 enrichi à 81 % n'a pas observé de radioactivité. En admettant une corrélation angulaire entre les 2 β^- de la forme $(1 + \cos \theta)$ il fixe une limite inférieure de $6 \cdot 10^{16}$ a. à la transition Cd 116 \rightarrow Sn 116. L'hypothèse de l'identité du neutrino et de l'anti-neutrino prévoit une période de $2 \cdot 10^{16}$ années.

Winter (1955) s'attaque au même nucléide et donne

$$T_{116} > 1 \cdot 10^{17} \text{ a} \text{ et } T_{106} > 6 \cdot 10^{18} \text{ a.}$$

Mo 92 et Mo 100 . Winter (1955) confirmant les résultats de Kohman (1954) attribue à Mo 100 une période $\beta^- \beta^-$ supérieure à 3.10^{17} a. Par contre, Fremlin et Walters (1952) lui assignent une période de $1,4 \cdot 10^{16}$ a. (voir plus loin). Winter ne trouve aucun effet attribuable à Mo 92 \rightarrow Zr 92 , d'où $T > 10^{18}$ a .

Zn 64 . A. Berthelot et Al (1953) ont recherché le rayonnement X caractéristique du Ni (8 kev) avec le Zn 64 (source non enrichie). Aucun effet attribuable à Zn 64 \rightarrow Ni 64 n'a été observé.

Zr 96 . Mc Carthy (1953) a étudié la transition Zr 96 \rightarrow Mo 96 avec deux scintillateurs à 180° et un échantillon enrichi. Il trouve un effet et une raie de coïncidence des $2\beta^-$ d'où il déduit une période de $6,2 \cdot 10^{16}$ a en accord avec Furry. Malheureusement Awschalom (1955) ne trouve aucun effet avec la même technique.

Ca 48 . Même désaccord entre Mc Carthy (1955) et Awschalom (1955) au sujet de Ca 48 . Le premier trouve un effet et fixe T à $5 \cdot 10^{16}$ a , en bon accord avec la théorie de l'identité des neutrinos et anti-neutrinos qui prévoit $T = 5,8 \cdot 10^{15}$ a , tandis que la théorie de la non identité prévoit $T = 6,4 \cdot 10^{19}$ années. Awschalom a pris la précaution de travailler à plus de 900 m équivalent d'eau sous terre et d'éliminer ainsi tout effet parasite, d'où ses résultats négatifs avec Ca 48 et Zr 96 .

Recherche des désintégrations β doubles au moyen d'émulsions nucléaires.

Fremlin et Walters (1952) utilisèrent des émulsions nucléaires sensibles aux électrons. Protégées contre le rayonnement cosmique par des écrans d'acier et de plomb et par environ 600 m de terre, il a été possible d'amener le "fond" des émulsions, de 200μ d'épaisseur, de 200 à 2,5 trajectoires par mm^2 par jour.

Les échantillons à étudier étaient placés tout près de l'émulsion et l'ensemble était soumis à une atmosphère d'azote sec. Ils purent ainsi irradier de 15 à 56 jours sans préjudice pour l'image latente ou pour la sensibilité photographique.

Seize éléments stables de masses et de charges paires, et possédant un isobare stable, différent en charge de 2 unités, furent ainsi examinés.

Les périodes minima trouvées par ces auteurs étant supérieures à 10^{14} années, ils en arrivent à pencher en faveur de la théorie de Fermi. Toutefois,

si on fait le calcul exact de la période "double" sans ν , en utilisant les énergies disponibles on a le tableau suivant pour les cas les plus intéressants (Detoef 1955) :

Elément	abondance %	dN(mUMA)	limite inf. \exp_{β}^{le}	(Majorana) pér."d". calc.
Ca 48	0,19	5,5	$1,4 \cdot 10^{14} \text{a.}$	$2,5 \cdot 10^{16} \text{a.}$
Ge 76	6,5	3	$1,8 \cdot 10^{16}$	$2,5 \cdot 10^{17}$
Mo 100	9,25	3,1	$1,4 \cdot 10^{16}$	$2,5 \cdot 10^{17}$
Cd 116	7,3	3,9	$7,3 \cdot 10^{15}$	$2,1 \cdot 10^{16}$
Te 128	31,9	5,5 (?)	$5,1 \cdot 10^{15}$	$5,1 \cdot 10^{17}$

On voit que les périodes calculées, avec la théorie de Majorana, sont encore compatibles avec ces résultats expérimentaux.

Transitions β^+ + C.E. et raie β^+ .

Dandel et Jean (1949) ont suggéré de chercher des transitions doubles β^+ + C.E. au moyen desquelles on devrait pouvoir distinguer entre les neutrinos de Majorana et ceux de Dirac. En effet, dans le cas seulement de l'identité du neutrino et de l'anti-neutrino, on devrait observer l'émission d'une raie monocinétique de positions d'énergie égale à la différence de masse entre Z et $Z - 2$ diminuée de W_k .

Dans le cas de la non identité de ν et $\bar{\nu}$, l'anti-neutrino émis lors de la C.E. ne pourrait pas être absorbé dans le second processus β^+ . On aurait alors émission de $2 \nu^+ + 1 \beta^+$ et, par conséquent, pas de raie β^+ mais un spectre β .

La probabilité de ce phénomène est donnée par la théorie des perturbations et on trouve qu'elle croit comme Z^3 et W_{β}^4 .

En prenant $g = 2,5 \cdot 10^{-49}$ c.g.s. et $Z = 30$, on trouve des périodes de l'ordre de 10^{17} ans à 10^{13} ans pour des énergies cinétiques du β^+ émis comprises entre 0,5 et 10 Mev. Lorsque la filiation $(A, Z) \rightarrow (A, Z - 1)$ est possible par C.E., elle est généralement plus probable que la transition double, car elle ne fait intervenir que la seconde puissance de g .

Winter (1955) arrive à des résultats analogues.

Se 72. Ainsi par exemple, on pourrait former Se 72 par irradiation de As 75 avec des protons de plus de 50 MeV, suivant :
As 75 (p, 4n) Se 72.

On connaît les transitions $\text{Se} \xrightarrow{\text{C.E.}} \text{As } 72$ (période 9 jours)

$\lambda_K = 1.10 \cdot 10^{-6} \text{ sec}^{-1}$, E_1 disponible 160 KeV si la transition est permise, ou 400 KeV si elle est interdite (Major et Biedenharm 1954) et $\text{As } 72 \xrightarrow{\beta^+} \text{Ge } 72$ (période 26 h, $E_2 = 4,36 \text{ MeV}$, $\lambda_{\beta} = 8.10^{-6} \text{ sec}^{-1}$). La probabilité de la transition double serait, d'après Daudel et Jean, de l'ordre de $2.10^{-24} \text{ sec}^{-1}$. On aurait donc pour le rapport des deux modes de transitions :

$$\rho = \lambda_K \cdot \lambda_{\beta^+} / \lambda_{\text{double}} = 4.10^{12}$$

La radioactivité de $\text{As } 72$, qui s'accumulerait à mesure que disparaîtrait $\text{Se } 72$, donnerait un spectre β^+ très intense au scintillateur et qui par "piling-up" s'étendrait bien au-delà de $E_{\text{max}} = 4,36 \text{ MeV}$. Ceci masquerait la raie prévue vers $4,36 + 0,16 = 4,52 \text{ MeV}$ (ou vers $4,36 + 0,4 = 4,76 \text{ MeV}$). Il faudrait donc extraire l'arsenic 72 assez souvent et absorber par un écran les β^+ de moins de 4 MeV, au risque bien entendu d'étaler la raie "attendue". Si la source de $\text{Se } 72$ était très importante on pourrait utiliser un spectromètre β avec scintillateur-discriminateur, ce qui éliminerait, par double discrimination, le "piling-up" des β^+ de $\text{As } 72$.

Transitions $dJ = 0$, oui, et neutrinos de Majorana.

Nous avons vu que la mise en évidence d'un moment magnétique du neutrino serait un argument contre les neutrinos de Majorana. Il existe une autre façon d'atteindre le même but. En effet, la théorie de Furry-Primakoff prévoit des périodes "doubles" de l'ordre de 10^{13} années pour les transitions $dJ = 0$, oui. S'il était prouvé qu'un noyau final pair-pair possède un état faiblement excité de parité impaire, cette règle de sélection serait justifiée et par là même on déduirait, de l'inobservation de ces vies relativement courtes, que la théorie de Furry n'est pas acceptable.

IV.B) Le processus β -inverse et le neutrino.

a) Processus β -inverse $Z \longrightarrow (Z + 1) + \beta^-$

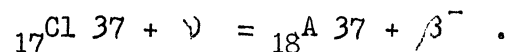
La mise en évidence du processus β -inverse prouverait l'existence du neutrino. En effet, considérons la réaction $n \longrightarrow H + \beta^- + \nu$, qui peut s'écrire : $n - \nu = H + \beta^-$, ou encore (I) $n + \nu^x = H + \beta^-$, en admettant que l'émission d'un ν soit équivalente à l'absorption d'un ν^x (cas des neutrinos de Dirac). Si on irradiait donc un élément de charge Z avec un flux important d'anti-neutrinos ν^x (que nous avons conventionnellement attachés aux émissions positoniques ou aux captures électroniques) on devrait observer

la formation, par accumulation, d'un élément de charge $(Z + 1)$. La mise en évidence des β^- serait très difficile sinon impossible car le nombre de β^- par heure serait bien au-dessous du fond continu des détecteurs. La section efficace d'une telle réaction a été évaluée par Bethe et Peierls (1934) qui en donnent l'expression suivante :

$$\sigma^- = 1,7 \cdot 10^{-45} W (W^2 - 1)^{1/2} \text{ cm}^2 \quad \text{où } W \text{ est l'énergie disponible en unités } mc^2 .$$

Malheureusement nous ne disposons pas de flux importants de ν^x . Par contre les piles atomiques sont le siège d'une radioactivité β^- très importante et le flux de neutrinos est suffisant pour pouvoir espérer mettre en évidence une réaction du type (I) à condition que le neutrino soit identique à l'anti-neutrino (Majorana) et que (I) puisse aussi bien se produire suivant : (II) $n + \nu = H + \beta^-$. Un résultat négatif dans une expérience de ce genre ne prouverait pas que le neutrino n'existe pas, car elle pourrait aussi bien impliquer que le neutrino obéit à la théorie de Dirac et que la réaction $Z \longrightarrow Z + 1$ ne peut être obtenue qu'avec des anti-neutrinos ν^x .

Davis (1955) reprenant une suggestion de Pontecorvo (1948), mise au point par Alvarez (1949), a tenté de mettre en évidence avec les neutrinos de la pile de Brookhaven la formation d'Argon 37, à partir de la réaction :



Expériences préliminaires.

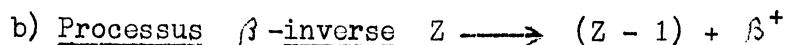
L'argon 37 est radioactif par C.E. avec une période de 34 jours. On pouvait par conséquent espérer pouvoir l'accumuler dans une grande masse de chlore irradiée pendant une centaine de jours par le flux de neutrinos d'une pile atomique, l'extraire ensuite de cette masse et l'introduire dans un compteur de Geiger, convenablement protégé par des compteurs en anti-coïncidences.

Un récipient contenant 200 litres, (puis 3900 litres de CCl_4) a été irradié à l'extérieur de l'enceinte de protection de la pile de Brookhaven. L'argon a été entraîné par un courant d'hélium et compté. La limite de détection de l'expérience était de $2 \cdot 10^{-42} \text{ cm}^2$ par atome, c'est-à-dire bien au-dessus de la section efficace prévue théoriquement. Le fond continu, dû à la production d'argon 37 dans le récipient par le rayonnement cosmique, rend en effet cette expérience très délicate et inconclusive. Il serait nécessaire d'opérer à un régime de pile 100 fois, au moins, plus élevé pour atteindre 10^{-44} à 10^{-45} cm^2 . Le réacteur de Brookhaven fonctionnait au niveau de 20 - 25 mégawatts produisant environ $4 \cdot 10^{18} \nu$ par seconde. Le réservoir de

CCl_4 était placé à environ 10 m du centre du réacteur et recevait un flux de 3 à $4 \cdot 10^{11}$ ν par cm^2 par seconde. Alors qu'il a été possible de protéger les 200 litres contre le rayonnement cosmique, le réservoir contenant les 3900 litres était trop volumineux pour pouvoir être protégé. Par contre le mouvement propre du compteur de détection de A 37 a pu être réduit à $0,20 \pm 0,05$ c/m, par une protection convenable et en l'entourant de plusieurs compteurs en anti-coïncidence.

Avec les 200 litres irradiés pendant 75 jours près de la pile, ou à 40 m de la pile, aucune activité de A 37 n'a pu être mise en évidence. Une limite supérieure de $2 \cdot 10^{-42}$ cm^2 peut ainsi être attribuée à la réaction Cl 37 (ν, β^-) A 37 pour les neutrinos accompagnant les radioéléments β^- de fission. Le flux des neutrinos a été déduit de l'analyse faite par Way et Wigner (1948) des produits de fission, en prenant un nombre moyen de 6 désintégrations β^- par fission.

Le même réservoir contenant 200 litres de CCl_4 fut exposé pendant 62 jours au mont Evans, dans le Colorado, à 4700 m d'altitude. Renvoyé à Brookhaven, l'argon extrait donna une activité de $3,5 \pm 0,5$ désintégrations par minute et elle décroît avec la période de 34 jours de l'argon 37. Cette activité a été produite par la réaction Cl 37 (p, n) A 37 dont le seuil est à 1,6 MeV. Or on sait que le rayonnement cosmique produit des protons jusqu'à 10 MeV d'énergie dans les substances denses et à la cadence de 2 par gramme et par jour au niveau de la mer⁽³⁾.



En attendant que des expériences sur les désintégrations β^- doubles prouvent l'identité de ν et ν^+ et partant que des processus β^- inverses du type $Z \longrightarrow Z + 1$ sont possibles avec les ν des piles, on peut essayer un autre type de processus β^- inverse $Z \longrightarrow (Z - 1) + \beta^+$

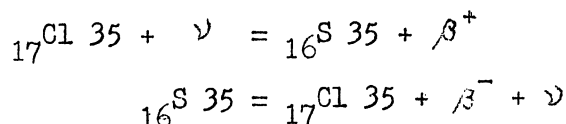
On a en effet : $H = n + \beta^+ + \nu^+$, qui peut s'écrire $H - \nu^+ = n + \beta^+$, ou en admettant même que les neutrinos soient du type de Dirac, et que par conséquent l'émission d'un ν^+ soit équivalente à l'absorption d'un ν :

$$H + \nu = n + \beta^+$$

Le premier à essayer une telle réaction β^- -inverse fut Crane (1939).

⁽³⁾ Près des piles on peut avoir aussi des réactions (p, n) sur le Cl 37 dues aux protons projetés par les neutrons rapides qui existent, malgré les ralentisseurs et les absorbants, autour des piles.

Ses moyens étaient toutefois très modestes. Il irradia 1,5 kg de Na Cl avec les neutrinos d'une source de 1 mc de mésothorium pendant 90 jours, dans l'espoir de mettre en évidence la formation de S 35 de 88 j. de période par la réaction :



Il montra toutefois, par son résultat négatif, que la section efficace de cette réaction était inférieure à 10^{-30} cm^2 .

Dans le cas de l'hydrogène, bombardé avec des ν , il faut une énergie seuil de : $E_{\nu} > 0,78 + 2 \text{ mc}^2 = 1,8 \text{ MeV}$, à cause de la différence de masse du neutron sur le proton et de l'énergie nécessaire pour extraire le β^+ du continuum des états d'énergies négatives.

Reines et Cowan (1953) avec des moyens considérables se sont attachés à l'étude de l'action des neutrinos sur l'hydrogène.

Ils bombardèrent, avec le flux de neutrinos de la pile de Hanford, 300 litres d'un mélange "fluorescent" ^(contenant) des atomes d'hydrogène de Cadmium ou de bore

Ces auteurs opèrent ainsi : 90 photomultiplicateurs reçoivent des éclairs de fluorescence A et B provoqués dans la solution par les processus suivants :

Eclairs A : par les rayons γ de l'annihilation des β^+
de la réaction $\text{H} + \nu = \text{n} + \beta^+$

Eclairs B : par les rayons γ de capture des neutrons, de cette même réaction, à la suite de leur absorption par le cadmium (ou des particules α émises lors de leur absorption par le bore suivant la réaction $\text{B } 10 + \text{n} = \text{Li } 7 + \alpha$)

Les 90 photomultiplicateurs sont groupés en deux bancs I et II de 45 photomultiplicateurs couplés en parallèle dans chaque banc.

Les impulsions A_I du banc I sont mises en coïncidence ($0,3 \mu \text{ sec}$) avec les impulsions A_{II} du banc II, et actionnent à chaque coïncidence A_C un analyseur de retards à 18 canaux (à time-delay) avec $0,5 \mu \text{ sec}$ de largeur par canal, soit $9 \mu \text{ sec}$ de retard sur toute la gamme. Les impulsions B_I et B_{II} sont également mises en coïncidences ($0,3 \mu \text{ sec}$) et donnent B_C . Lorsque B_C est en coïncidence avec A_C , dans un laps de temps inférieur à $9 \mu \text{ sec}$, une impulsion est enregistrée dans le canal de retard correspondant.

Ils observent ainsi :

$$d i = 0,40 \pm 0,20 \text{ impulsions par minute.}$$

En prenant une énergie des neutrinos de la pile de l'ordre de 3 MeV on trouve : $\sigma_{\text{cal}}^- = 6.10^{-44} \text{ cm}^2$.

On peut évaluer à 2.10^{27} le nombre de protons contenus dans la solution et à 6.10^{14} neutrinos par seconde le flux de ν traversant cette solution, placée à 10 m environ du centre de la pile de Hanford. Nous supposons, puisque Reines et Cowan n'en soufflent mot, que cette pile fonctionne au régime de 10^5 kwh .

On trouve, en supposant en outre un rendement de détection de l'ordre de 1 % , que l'on devrait s'attendre à 0,2 impulsions par minute. Ce nombre concorde avec le Δi observé par Reines et Cowan. Malheureusement il semble que leur calcul d'erreurs soit très optimiste. Une expérience aussi importante mérite d'être reprise en poussant la précision par des statistiques beaucoup plus fournies, s'étendant sur des expériences de plusieurs jours et non de quelques heures comme c'était le cas ici.

TABLE DES MATIÈRES

	pages
I. Introduction	1
I.a. Reculs β	1
I.b. Reculs et Capture électronique	3
II. Interaction des neutrinos avec les électrons	
Le moment magnétique du neutrino et son pouvoir ionisant . .	
III. La masse du neutrino	5
IV. Interaction du neutrino avec les noyaux	
IV.A. Neutrinos et anti-neutrinos. Désintégrations β doubles .	6
IV.B. Le processus β inverse et le neutrino :	
a) Processus β inverse : $Z + \nu = (Z + I) + \beta^-$	15
b) Processus β inverse : $Z + \nu = (Z - I) + \beta^+$	17
Bibliographie	20

BIBLIOGRAPHIE

- [1]. ALLEN J.S., PANETH H.R. et MORRISH A.M. -Phys. Rev., 74 (1948) p.1229 et 75 (1949) p.570.
- [2]. ALLEN J.S. et JENTSCHKE W.K. -Phys. Rev., 89 (1953) p.902.
- [3]. ALFORD W.P. et HAMILTON D.R. -Phys. Rev., 99 (1954) p.772.
- [4]. ALVAREZ L.W. -Univ. of Calif. Rad. Lab. Rep - U.C.R.L. 328 (1949) non publié.
- [5]. BETHE H.A. -Proc. Cambr. Phil. Soc., 31 (1935) p.108.
- [6]. BETHE -Phys. Rev., 55 (1939) p. 434.
- [7]. CORMACK A.M. -Phys. Rev., 97 (1955) p.137.
- [8]. COWAN C.L., REINES F. et HARRISON F.B. -Phys. Rev., 96 (1954) p.1294.
- [9]. CRANE H.R. -Phys. Rev., 55 (1939) p.501.
- [10]. CRANE H.R. -Article récapitulatif -Rev. Mod. Phys., 20 (1948) p.278.
- [11]. DAUDEL R. et JEAN - C.R. Acad. Sc. Paris, 228 (1949) p.662.
- [12]. DAVIS R. Jr. -Phys. Rev., 86 (1952) p.976 et 97 (1955) p.766.
- [13]. DETOEUF J.F., MOCH R. et SALMON J. -Journal de Phys., 13 (1952) p.618 et Thèse Detoef Paris 1955.
- [14]. FIREMAN E.L. -Phys. Rev., 75 (1949) p.323.
- [15]. FREMLIN et WALTERS -Proc. Phys. Soc., 65 (1952) p.911.
- [16]. FURRY W.H. -Phys. Rev., 56 (1939) p.1184.
- [17]. HOUTERMANS F.G. et THIRRING W. -Helv. Phys. Acta, 27 (1954) p.81.
- [18]. JACOBSEN J.C. et KOFOED-HANSEN O. -Phys. Rev., 70 (1948) p.789 et 73 (1948) p.675.
- [19]. KALSTEIN M.I. et LIBBY W.F. -Phys. Rev., 85 (1952) p.368.
- [20]. KOFOED-HANSEN -Article récapitulatif - Physica, 18 (1952) p.1287.
- [21]. KOFOED-HANSEN O. -Phys. Rev., 96 (1954) p.1045.
- [22]. LEIPUNSKI A.I. -Proc. Cambr. ph. Soc., 32 (1936) p.301.
- [23]. MAJORANA E. -Nuovo cimento, 14 (1937) p.171.
- [24]. Mc CARTHY J.A. -Phys. Rev., 90 (1953) p.853 et 97 (1955) p.1234.
- [25]. NAHMIA M.E. -Quelques recherches sur les rayons β et sur le neutrino, Actualités sc., n° 770, Herman, PARIS (1939).
- [26]. PAPINEAU A.J. -J. de Phys., 16 (1955) p.468.
- [27]. PRIMAKOFF H. -Phys. Rev., 85 (1952) p.888.
- [28]. REINES F. et COWAN C.L. Jr -Phys. Rev., 90 (1953) p.492 et 493 ; 92 (1953) p.830 et 1088, G 5 à G 9 .
- [29]. RUSTAD B.M. et RUBY S.L. -Phys. Rev., 97 (1955) p.991.
- [30]. SHERWIN C.W. -pour P 32 : Phys. Rev. 73 (1948) p.216 et 1219 ; 75 (1949) p.1799 et 82 (1951) p.52.
pour Y 90 : Phys. Rev., 73 (1948) p.1173 et 76 (1949) p.183.
- [31]. SNELL Arthur et PLEASANTON FRANCES -Phys. Rev., 97 (1955) p.246.
- [32]. WINTER R.G. -Phys. Rev., 83 (1951) p.1070 ; 85 (1952) p.687 et 100 (1955) p.142.