Zeitschrift: Archives des sciences physiques et naturelles

Herausgeber: Société de Physique et d'Histoire Naturelle de Genève

Band: 18 (1936)

Artikel: Radioactivité avec un spectre continu : essai d'une nouvelle théorie unitaire du champ

Autor: Stueckelberg, Ernest C.G.

DOI: https://doi.org/10.5169/seals-743094

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: 11.07.2025

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

téristiques *indépendantes* du problème (1). Ces fonctions correspondent à $\lambda = \lambda_2 = \lambda_3 = \lambda_1^+$. On a

$$\lambda_1 < \lambda_2 = \lambda_3 < 52.26 < \lambda_4 .$$

Par conséquent l'ordre de multiplicité de λ_2 est égal à *deux*.

Pour trouver une limite inférieure pour λ_2 nous allons considérer le problème suivant: Déterminer la plus petite valeur caractéristique $\rho = \rho_1$ de l'équation

$$\Delta\Delta v - \rho v = 0 \quad \text{dans} \quad S^+ \tag{10}$$

avec les conditions

$$v = 0 \quad \text{sur} \quad C^+ , \quad \iint_{S^+} p(x, y)\, \Delta v\, dx dy = 0 \tag{11}$$

où p désigne la fonction

$$\frac{\cos h\, 2y \sin 2x}{\cos h\, \pi} + \frac{\sin h\, x \cos y}{\sin h\, \frac{\pi}{2}} .$$

On aura $\rho_1 \leqq \lambda_1^+ = \lambda_2$. La méthode que j'ai indiquée, *l. c.* [2], permet de donner une expression *explicite* pour la première fonction caractéristique v_1 de ce problème, ainsi que de calculer la valeur correspondante de ρ_1. On obtient $\rho_1 > 50$. Par conséquent on a les inégalités

$$50 < \lambda_2 < 52.26 . \tag{12}$$

Je me propose de donner prochainement les démonstrations de ces résultats et d'étendre la méthode au calcul de λ_4, λ_5, ...

Ernest C. G. Stueckelberg. — *Radioactivité γ avec un spectre continu. Essai d'une nouvelle théorie unitaire du champ.*

Le fait que des électrons positifs et négatifs peuvent se recombiner en produisant un quantum de lumière nous permet de prévoir une nouvelle espèce de radioactivité. La théorie de Dirac d'une part, de nombreuses expériences d'autre part, ont prouvé la réalité de cette « recombinaison ».

Je désigne par le symbole (Z, M) le noyau atomique de charge Z et de poids atomique M + Z (Z ayant pour unité la charge électronique e changée de signe; Z indique donc le nombre de protons contenus dans le noyau, M est le nombre de neutrons contenus dans le noyau).

On sait que la collision d'un neutron (0,1) et d'un noyau atomique (Z, M′) donne naissance à un noyau de symbole (Z, M′ + 1). La plupart des expériences ont été faites avec des atomes légers. Fermi, Joliot et d'autres [1] ont observé que beaucoup de noyaux ainsi produits sont instables. Désignant par (Z, M) le noyau instable (précédemment appelé (Z, M′ + 1)), on peut en représenter la décomposition par l'équation « chimique »

$$(Z, M) \rightarrow (Z - 1, M + 1) + e^{+} + n \qquad (1)$$

où e^{+} symbolise l'électron positif et n une particule appelée neutrino, dont la masse au repos est petite comparée à celle de l'électron, et dont la charge électrique est nulle [2]. Le neutrino n'est pas inobservable, mais les effets qu'il produit sont trop petits pour être décelés par la technique expérimentale actuelle.

On appelle radioactivité β^{+} la décomposition d'un noyau selon le schéma (1).

Soient:

E_σ l'énergie du noyau (Z, M) (noyau non décomposé);

E_τ l'énergie du noyau (Z — 1, M + 1);

W_{e^+} l'énergie de l'électron positif produit (énergie au repos mc^2 + énergie cinétique à grande distance du noyau);

W_n l'énergie du neutrino (l'énergie au repos est négligeable vu la petite masse du neutrino, ainsi toute l'énergie est cinétique).

Avec ces notations, le bilan d'énergie de la décomposition (1) est

$$E_\sigma = E_\tau + W_{e^+} + W_n \ . \qquad (2)$$

Pour deux énergies données E_σ et E_τ, ce n'est que la somme $W_{e^+} + W_n$ qui est déterminée, cette énergie se répartit statistiquement entre les deux particules, la loi exacte de cette

répartition étant donnée par la théorie de ce processus [3]. On observe donc une radioactivité de rayon β^+ dont l'énergie forme un spectre continu entre les limites $W_{e^+} = mc^2$ et $W_{e^+} = E_\sigma - E_\tau$. (m = masse de l'électron).

Comme tous les noyaux sont entourés d'électrons négatifs liés (e^-), il est possible que l'électron positif e^+ produit dans la réaction (1) se recombine avec un de ces électrons. On peut écrire (1) sous la forme

$$(Z, M) + e^- \rightarrow (Z - 1, M + 1) + e^+ + e^- + n . \quad (3)$$

La réaction de recombinaison est exprimée par $e^+ + e^- = \gamma + \gamma'$ (γ et γ' symbolisant des photons de fréquences ν et ν' et d'énergie $h\nu + h\nu'$, h étant la constante de Planck, ou encore par

$$(Z - 1, M + 1) + e^+ + e^- + n \rightarrow$$
$$\rightarrow (Z - 1, M + 1) + \gamma + \gamma' + n . \quad (4)$$

Deux quanta de rayonnement γ apparaissent donc au cours de cette réaction.

Le bilan énergétique est

$$W_{e^+} + W_{e^-} = h(\nu + \nu') . \quad (5)$$

Si l'on considère l'enchaînement des deux réactions (3) et (4) [4], on peut formuler le passage de l'état initial de la réaction (3) à l'état final de la réaction (4)

$$(Z, M) + e^- \rightarrow (Z - 1, M + 1) + \gamma + \gamma' + n . \quad (6)$$

L'énergie W_{e^-} d'un électron lié est mc^2 (à 10% près). Le bilan d'énergie de l'équation (6) est donc sensiblement

$$E_\sigma + mc^2 = E_\tau + h(\nu + \nu') + W_n . \quad (7)$$

On discute cette équation comme on a discuté l'équation (2), la discussion montre que (6) représente une radioactivité de rayons γ dont l'énergie forme un spectre continu entre les limites $W = h(\nu + \nu') = 0$ et $W = h(\nu + \nu') = E_\sigma - E_\tau$. La force qui provoque la réunion des deux électrons dépend

de la charge électronique e. Dans la réaction envisagée (4) elle est proportionnelle à e^2. En plus de cette réaction (4) la recombinaison $e^+ + e^- = \gamma$, ne donnant qu'un seul quantum γ. Cette réaction de deuxième espèce n'est possible qu'en présence de particules chargées. La force qui la provoque est proportionnelle à Ze^3. La probabilité de recombinaison de première espèce est donc proportionnelle à e^4, celle de la recombinaison de deuxième espèce à $Z^2 e^6$.

D'après la théorie quantique de la dispersion la réaction combinée (6) peut se produire même si le bilan d'énergie (2) de la réaction (1) n'est pas satisfait, pourvu que le bilan (7) le soit. Tenant compte du fait que le bilan d'énergie des réactions intermédiaires (réactions (1) et réactions (3)) ne doit pas être satisfait une recombinaison de troisième espèce est possible: $e^+ + e^- = \gamma$, donnant (comme la réaction de deuxième espèce) un seul quantum γ. La force provoquante est proportionnelle à e. La probabilité de leur recombinaison doit donc être proportionnelle à e^2. Comme $e^2/hc = 1/137$ est le seul nombre pur qu'on peut former à partir des grandeurs élémentaires e, h et c, il est évident que la probabilité de la réaction combinée (6) est, en ordre de grandeur $(137)^2$, $Z^2(137)^3$ ou 137 (considérant une recombinaison de 1re, 2me ou 3me espèce) fois plus petit que la probabilité de la réaction (1). Pour que les réactions (1) ou (6) soient possibles, il faut que $W_n \geqq 0$. Pour que (1) prenne place, il faut aussi que $W_{e^+} \geqq mc^2$. Si $E_\sigma - E_\tau \geqq mc^2$, on observe un rayonnement β^+ accompagné d'un faible rayonnement γ.

Si $mc^2 > E_\sigma - E_\tau > -mc^2$, le rayonnement γ s'effectuera sans émission de rayons β^+.

A défaut de données plus précises, on peut admettre que les niveaux d'énergie sont distribués statistiquement dans l'ensemble des transmutations possibles donnant des noyaux (Z, M); on sait d'autre part que la limite supérieure de l'énergie des rayons β^+ est de l'ordre mc^2; la probabilité d'obtenir, par les méthodes de Fermi et de Joliot, un noyau possédant la radioactivité continue γ est donc du même ordre de grandeur que celle d'obtenir un noyau émettant des rayons β^+. Le calcul exact montre que la vie moyenne de ces noyaux γ-actifs

est environ mille fois plus longue que celle des noyaux β^+-actifs. En plus, le calcul des probabilités (effectué ci-dessus) montre que dans un cas seulement sur 137 un quantum γ de ce spectre continu peut être observé. Dans tous les autres cas un électron négatif disparaît et un rayonnement monochromatique de neutrinos est émis (voir M. Fierz, *loc. cit.* [5]).

Je voudrais signaler ici qu'une théorie unitaire du champ analogue à celle de Born [6], mais utilisant des spineurs à la place des vecteurs, permet de retrouver la théorie de Fermi appliquée ci-dessus, et d'expliquer en même temps les forces d'échange entre protons et neutrons, introduites par Heisenberg et Majorana [7] pour rendre compte de la structure des noyaux atomiques.

Dans cette nouvelle théorie, l'électron, le neutrino, le proton et le neutron doivent être considérés comme des états quantiques différents d'une seule particule élémentaire.

On interprète la création d'une paire d'électrons comme le saut d'une particule élémentaire d'un état chargé, de masse petite et d'énergie négative à un état chargé, de masse petite et d'énergie positive (créant ainsi un « électron » et un « trou » [1]). D'une façon analogue, la réaction (1) s'explique maintenant comme une transition de la particule élémentaire d'un état chargé, de masse petite et d'énergie négative à un état non chargé, de masse petite et d'énergie positive (créant ainsi un « neutrino » et un « trou » [1]). En même temps une autre particule a passé d'un état chargé, de masse grande et d'énergie $\left\{\frac{\text{positive}}{\text{négative}}\right\}$ [2] (« proton ») à un état non chargé, de masse grande et d'énergie $\left\{\frac{\text{positive}}{\text{négative}}\right\}$ [2] (« neutron »).

En outre, la théorie permet d'introduire des forces non encore découvertes produisant des transitions proton $\rightarrow$ neutrino et neutron $\rightarrow$ électron positif.

Si on réussit à expliquer le photon comme l'ensemble de deux neutrinos, selon une idée de L. de Broglie [8], la théorie

[1] Le « trou » dans les états chargés, de masse petite et d'énergie négative a les mêmes propriétés qu'un « anti-électron » ou « électron positif ».

[2] Dans le sens de la théorie des trous.

est vraiment unitaire parce qu'elle ne contient que le champ d'un seul spineur ψ à 16 composantes.

Un exposé détaillé de cette théorie paraîtra dans les *Helvetica Physica Acta.*

L'auteur désire exprimer ses remerciements à M. le professeur Weigle, à Genève, et à MM. les professeurs Pauli et Wentzel, à Zurich, de s'être intéressés à ce sujet.

Institut de Physique. Université de Genève.

BIBLIOGRAPHIE

[1] Pour la bibliographie voir: R. Fleischmann et W. Bothe, Erg. d. exakten Naturwissenschaften, *13*, 1 (1934).
[2] D'après une idée de W. Pauli. E. Fermi, Zeits. f. Phys., *88*, 161, 1934.
[3] E. Fermi, Zeitschr. f. Phys., *88*, 161, 1934.
Konopinski et Uhlenbeck, Phys. Rev., *48*, 7 et 107, 1935.
[4] G. Wentzel, Natw., *23*, 35 (1935).
[5] Bloch et Moller, Nature, *136*, 911, 1936 et M. Fierz, *9*, 245 (1936).
[6] M. Born et L. Infeld, Proc. Roy. Soc. 1934.
M. Born, Proc. Ind. Acad. of Science, *3*, 8 et 85, 1936.
[7] Majorana, Zs. F. Phys., *82*, 1933, 137.
[8] L. de Broglie, *Une nouvelle conception de la lumière.* Actualités scient. et industrielles, Hermann, Paris, 1934.

B. Susz et S. Fried. — *Spectre Raman de l'acide gallique, de quelques-uns de ses dérivés et du tanin.*

Dans une note précédente [1] nous avons montré que le pyrogallol, l'acide gallique et le gallo-tanin chinois, malgré d'assez grandes difficultés expérimentales, peuvent donner en solution des spectres Raman intéressants.

Notre spectre Raman du pyrogallol dissous dans l'alcool absolu ne présente que peu de différences avec celui de la substance fondue obtenu par Kohlrausch et Pongratz[2]. Nous avons perfectionné notre dispositif expérimental et nous

[1] E. Briner, S. Fried et B. Susz, Compt. Rend. Soc. Phys. Genève, *52*, 178, 1935.

[2] K. W. F. Kohlrausch et A. Pongratz, Monatshefte, *65*, 6, 1934.