

دراسة تأثير تيارات النوع الثاني على درجة استقطاب الفوتون المرافق لتفكك β -للترون الحر

د. محمد موسى*

د. تيسير معلا**

ماوية ديب***

(تاريخ الإيداع 25 / 11 / 2019. قُبِلَ للنشر في 14 / 6 / 2020)

□ ملخص □

ركزنا في هذا البحث على إظهار تأثير تيارات النوع الثاني (المركبة التتسورية F_T) على أهم مقدار فيزيائي يصف الفوتونات المرافقة لتفكك β -للترون الحر، وهو درجة استقطابه P_γ . لذلك تم استخراج العلاقة الرياضية التي تعطي احتمال التفكك dW_β ، مع إطلاق الالكترن لفوتون أشعة سينية $E_\gamma \sim KeV$ (ظاهرة الفرملة)، أخذين بعين الاعتبار تيارات النوع الثاني (المركبة التتسورية F_T)، ثم استخرجنا العلاقة الرياضية التي تحدد درجة استقطاب الفوتون المنطلق P_γ ، والتي سمحت لنا بإظهار دور نوع استقطاب الفوتون (يميني $S_\gamma = +1$ ، يساري $S_\gamma = -1$) على سوية درجة الاستقطاب بالنسبة لطاقة الفوتون ω ، حيث بيننا ذلك بالخطوط البيانية. كما تم تقدير قيمة تأثير المركبة F_T على P_γ ، حيث وجد أنه من مرتبة 10^{-4} في حالة $S_\gamma = +1$ ، أما في حالة $S_\gamma = -1$ فمن مرتبة $10^{-7} - 10^{-5}$ في مجال الطاقة $E_\gamma \in [0.1, 0.4] MeV$.

الكلمات المفتاحية: تفكك β -النووي، تيارات النوع الثاني، درجة الاستقطاب.

* أستاذ - قسم الفيزياء - كلية العلوم - جامعة تشرين - اللاذقية - سورية.

** أستاذ - قسم الفيزياء - كلية العلوم - جامعة تشرين - اللاذقية - سورية.

*** طالبة دراسات عليا (ماجستير) - اختصاص فيزياء إشعاعية - قسم الفيزياء - كلية العلوم - جامعة تشرين - اللاذقية - سورية.

Studying the effect of second-class current on polarization degree of photon in free neutron β decay

Dr. Mouhammad moussa^{*}
Dr. Taisir moualla^{**}
Mawya Dieb^{***}

(Received 25 / 11 / 2019. Accepted 14 / 6 / 2020)

□ ABSTRACT □

We concentrated our attention in this research on the effect of the second class currents (tensoric component F_T) on the most important physical parameter that describes the photons associated β -decay of the free neutron, which is the degree of its polarization P_γ . Therefore a mathematical equation was extracted for the probability of the decay dW_β , with the release of the electron an X-ray photon $E_\gamma \sim KeV$ (Bremsstrahlung), taking into account the second class currents (tensoric component F_T). Then We extracted the mathematical equation that determines the degree of polarization of the released photon P_γ , which allowed us to show the role of the type of the photon polarization (right $S_\gamma = +1$, left $S_\gamma = -1$) on the polarization degree connected to the photon's energy ω , as we showed in Graphs. The effect of the component F_T on P_γ was estimated, it was found to be 10^{-4} in the case $S_\gamma = +1$, and $10^{-7} - 10^{-5}$ in the case $S_\gamma = -1$ in the energy range $E_\gamma \in [0.1, 0.4] MeV$.

Keywords: nuclear β - decay- second class currents- degree of polarization.

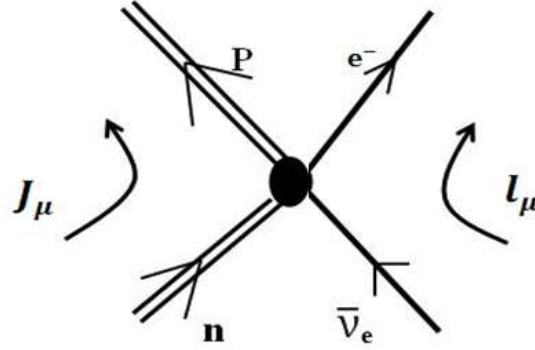
^{*}Professor, Physics Department, Faculty of Science, Tishreen University, Lattakia, Syria.

^{**}Professor, Physics Department, Faculty of Science, Tishreen University, Lattakia, Syria.

^{***}Postgraduate Student, Theory Physics, Department of Physics, Faculty of Science, Tishreen University, Lattakia, Syria.

مقدمة:

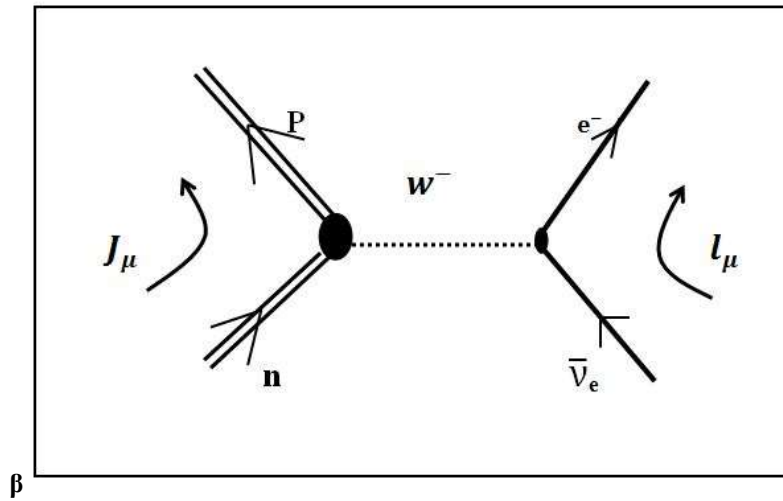
صاغ فيرمي عام 1934 نظرية التأثيرات المتبادلة الضعيفة (تفكك- β النووي) اعتماداً على فرضية باولي (1930) بحتمية انطلاق جسيم (النتريون) مرافقاً للإلكترون، وفق الصيغة التالية: [1، 2]:

$$n \rightarrow p + (e^- + \bar{\nu}_e) \quad (1)$$
شكل (1): مخطط يوضح آلية تفكك- β النووي.

لاحقاً ظهرت نظرية (V-A) للتأثيرات المتبادلة الضعيفة (1958)، حيث ثبت تجريبياً مساهمة مركبتين فقط من مركبات التيار النووي العام في تفكك- β النووي، وهما التيار المتجهي V والتيار المحوري A [2]. عمق عبد السلام (1961) تصور فيرمي لآلية حدوث تفكك- β النووي، حيث افترض حدوثه على مرحلتين [2]:



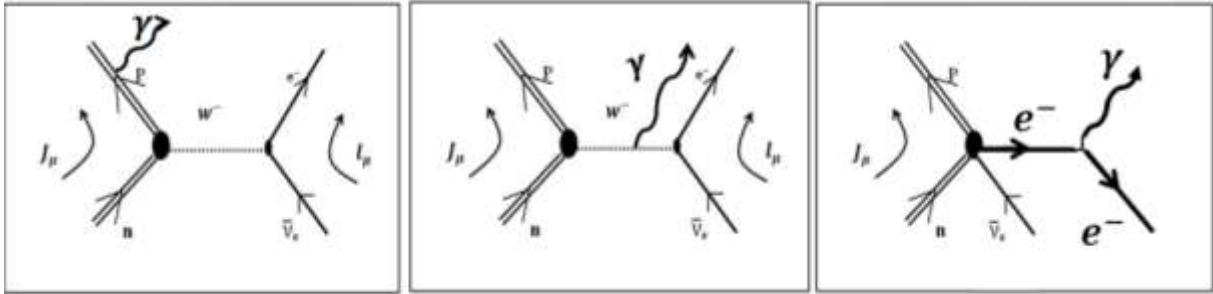
وذلك خلال $10^{-24} s$ ، وفق المخطط التالي:

شكل (2): مخطط يوضح آلية تفكك- β النووي.

ظهرت 1936 فرضية انطلاق الفوتون مرافقاً لتفكك- β النووي بصورة عامة أو تفكك- β للنترون الحر، وفق الصيغة التالية: [3، 4]:



وفق مخططات فاينمن التالية (أدخلنا تعديل عبد السلام على المخططات):



شكل (3): مخطط يوضح انطلاق الفوتون مرافقاً لتفكك- β النووي.

أثبتت الدراسات النظرية السابقة أن احتمال التفكك يتناسب مع:

$$\frac{1}{M_i^2} \quad (i = p, e^{-}, W^{-})$$

وبالتالي الاحتمال الأكبر للإصدار من الالكترون (ظاهرة الفرملة)، وبالتالي ينتج فوتون أشعة سينية ($E_\gamma \sim keV$). تمكن (Barnes, 1978) وآخرون [5] من قياس درجة استقطاب الفوتون المنطلق (Polarization Degree) من تفكك ^{18}F [$P_\gamma = (-0,7 \pm 2) \cdot 10^{-3}$]، نجح (Eorle F. D, 1983) وآخرون [6] بقياس درجة استقطاب الفوتون المنطلق من تفكك ^{21}Ne [$P_\gamma = (-0,8 \pm 1,4) \cdot 10^{-3}$].

نجح باحثون تجريبيون عام 2006 [7]، من قياس ما يُسمى $BR = (3.13 \mp Reat$ Bransh $10^{-3} \cdot 0.34)$ (تحدد نسبة احتمال اصدار البروتون للفوتون بالنسبة لأحتمال اصداره من الألكترون) وقياس طيف طاقة الفوتون المنطلق من تفكك- β للنترون الحر ($E_\gamma \in (15 \div 340)keV$)، كررت نفس المجموعة القياسات عامي 2012 [8] و 2016 [9] بتقنيات جديدة وكانت النتائج متقاربة:

$$\begin{cases} BR = (3,09 \pm 0,32) \cdot 10^{-3} \\ E_\gamma \in (5 \div 1000)keV \end{cases}$$

$$\begin{cases} BR = (3,31 \pm 0,05) \cdot 10^{-3} \\ E_\gamma \in (14,1 \div 782)keV \end{cases}$$

كما تمكن (Cooper R. L, 2009) ومجموعته [10] من قياس المقدارين السابقين:

$$\begin{cases} BR = (3,09 \pm 0,32) \cdot 10^{-3} \\ E_\gamma \in (19 \div 313)keV \end{cases}$$

أهمية البحث وأهدافه:

يهدف البحث الى دراسة الدور الذي تلعبه تيارات النوع الثاني Second-class current من التيارات النووية في ظاهرة الفرملة المرافقة لتفكك- β للنترون الحر، وذلك من خلال اظهار تأثيرها على درجة استقطاب الفوتون المنطلق P_γ .

طرائق البحث ومواده:

نستخدم النظرية الكوانتية الكهروضعيفة، ونظرية فيرمي الكوانتية، ومخططات فاينمن وقواعد حساب الأثر لإنجاز هذا البحث.

أولاً: تيارات النوع الثاني:

أثبت (Weinberg, 1956) [3] أن تطبيق عملية نقل الشحنة إلى مرافقها (جسيم إلى مضاد الجسيم) والتي يرمز لها اختصاراً (C) مع تغير النوعية (P) تجعل تابع هاملتون متغيراً بالنسبة لتحويلات لورانتز، لذلك اقترح تقسيم التيار إلى جزأين، الأول سماه تيارات النوع الأول ومركباته هي:

$$\begin{aligned} V_{\mu}^I &= \bar{U}_p [(F_1(q^2)\gamma^{\mu} + F_2(q^2)\sigma^{\mu\sigma}q_{\sigma})]U_n \\ A_{\mu}^I &= \bar{U}_p [(F_A(q^2)\gamma^{\mu} + i F_p(q^2)q_{\mu})] \gamma_5 U_n \end{aligned} \quad (3.1)$$

$$\mu, \sigma = 1, 2, 3, 4$$

والتي يبقى معها تابع هاملتون لا متغيراً مع عملية التحويل $G = cp$ وتيارات النوع الثاني الذي مركباته هي:

$$\begin{aligned} V_{\mu}^{II} &= \bar{U}_p [iF_S(q^2)q_{\mu}]U_n \\ A_{\mu}^{II} &= \bar{U}_p [F_T(q^2)\sigma^{\mu\sigma}q_{\nu}] \gamma_5 U_n \end{aligned} \quad (3.2)$$

والتي معها يصبح تابع هاملتون متغيراً من أجل عملية التحويل (G)، لذلك تم استبعاد مساهمة هذه المركبات من التأثيرات المتبادلة الضعيفة من قبل الباحثين.

تمثل $F_1(q^2)$ ، $F_2(q^2)$ ، $F_S(q^2)$ ، $F_A(q^2)$ ، $F_T(q^2)$ ، $F_p(q^2)$ في العلاقتين (3.1) و (3.2) ما يسمى معاملات البنية النووية {متجهي، تنسوري (مغناطيسي ضعيف- μ)، سلمي، محوري، محوري تنسوري (ثنائي قطب كهربائي ضعيف وشبه سلمي):

نشير إلى أنه في جميع الدراسات النظرية السابقة، كانت حول التيار النووي ولا تحوي مركبات ما يسمى تيارات النوع الثاني، والتي أثبتت القياسات التجريبية الحديثة وجود بعض منها والمبينة في الجدول التالي:

جدول (3.1): القيم التجريبية لمعاملات البنية التنسورية F_T والسلمية F_S .

F_T	F_S	المرجع
$(1 - 2) \cdot 10^{-5} MeV^{-1}$	-	[11]
$1,4 \cdot 10^{-3} MeV^{-1}$	$1 \cdot 10^{-3} MeV^{-1}$	[12]
$5 \cdot 10^{-3} MeV^{-1}$	-	[13]
$-4,55 \cdot 10^{-3} MeV^{-1}$	-	[14]
-	$(1,3 \pm 3,5) \cdot 10^{-3} MeV^{-1}$	[15]
$(1,7 \pm 0.00340) \cdot 10^{-5} MeV^{-1}$	-	[16]

ثانياً: احتمال التفكك dW_{β^-} :

يعطى احتمال التفكك للتفاعل (1) بالعلاقة التالية [2]:

$$dW_{\beta^-} = 2\pi d\Omega_\nu d\Omega_e |M|^2 \frac{dN_f}{dE_o} \quad (3.3)$$

حيث: $|M|^2$ مربع العناصر المصفوفية للتفاعل،

كثافة السويات (الجسيمات) النهائية في وحدة الطاقة الكلية (E_o) ، وتحسب من العلاقة التالية:

$$dN_\ell = dN_\ell \cdot dN_\ell, \quad \ell = e, \nu \quad (3.4)$$

هنا dN_e و dN_ν كثافة سويات الإلكترون ومضاد النترينو. وتحدد بفراغ الاندفاع بالعلاقة التالية:

$$dN_e = \frac{K_e^2 dK_e}{(2\pi)^3} \quad (3.5)$$

وبالتالي:

$$\frac{dN_f}{dE_o} = \frac{K_e^2 dK_e}{(2\pi)^3} \cdot \frac{K_\nu^2 dK_\nu}{(2\pi)^3} \cdot \frac{1}{dE_e} \quad (3.6)$$

نهمل في هذا البحث كتلة النترينو $m_{\nu_e} = 0$ ، وبالتالي:

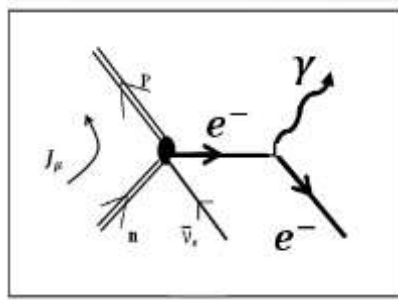
$$E_\nu = K_\nu = E_o - E_e$$

وبما أن $dE_\nu = dK_\nu = dE_o$ نجد:

$$\frac{dN_f}{dE_o} = (2\pi)^{-6} K_e E_e (E_o - E_e)^2 \cdot dE_e \quad (3.7)$$

مربع العناصر المصفوفية $|M|^2$:

تعطى سعة التفاعل (3) الموضح بمخطط فاينمن التالي:



شكل (3.1): مخطط يوضح انطلاق الفوتون مرافقاً لتفكك β^- النووي.

وفق نظرية الاضطراب من المرتبة الأولى بالعلاقة التالية [2]:

$$M_{fi} = \frac{eG_F}{\sqrt{2}} \ell_\mu \cdot J_\mu + h.c \quad (3.8)$$

حيث: $h.c$ المرافق الهرميتي، $G_F \sim 10^{-5}/M_p^2$ ثابت فيرمي للتأثيرات المتبادلة الضعيفة، e شحنة الإلكترون،

ℓ_μ التيار اللبتوني، ويعطى وفق مخطط فاينمن المبين أعلاه بالعلاقة التالية:

$$\ell_\mu = \bar{U}_e \hat{\varepsilon} \left[\frac{i(\hat{K} + \hat{\chi}) - m_e}{(K + \chi)^2 + m_e^2} \cdot \gamma_\mu (a_V + \gamma_5 a_A) \right] U_\nu \quad (3.9)$$

هنا: ε و χ المتجهات الرباعية لاستقطاب واندفاع الفوتون، K و m_e متجهه اندفاع الإلكترون الرباعي وكتلة الإلكترون، a_V ، a_A ثابتا ارتباط التيار اللبتوني الشعاعي والمحوري، $J_\mu(q^2)$ التيار الهدروني المعروف بالعلاقين (3.1) و (3.2).

نعيد كتابة العلاقة (3.9) باستخدام معادلة ديراك $\bar{U}_e(i\hat{K} + m) = 0$ بالصيغة التالية:

$$\ell_\mu = i\bar{U}_e \left[\frac{2(K\varepsilon) + \hat{\varepsilon}\hat{\chi}}{2(K\varepsilon)} \cdot \gamma_\mu (a_V + \gamma_5 a_A) \right] U_\nu \quad (3.10)$$

أو بالصيغة التالية:

$$\ell_\mu = \frac{i}{(K\varepsilon)} \left(L_{\mu\alpha}^0 + \frac{1}{2} L_{\mu\alpha}^1 \right) \varepsilon_\alpha$$

حيث:

$$\begin{aligned} L_{\mu\alpha}^0 &= \bar{U}_e \gamma_\mu (a_V + \gamma_5 a_A) U_\nu \cdot K_\alpha \\ L_{\mu\alpha}^1 &= \bar{U}_e \gamma_\mu \hat{\chi} \gamma_\mu (a_V + \gamma_5 a_A) U_\nu \end{aligned} \quad (3.11)$$

نحصل باستخدام العلاقات (3.10) و (3.11) على التتسور اللبتوني بالصيغة العامة التالية:

$$T_{\mu\nu} = \ell_\mu \ell_\nu^* = \rho_{\alpha\beta} \left[L_{\mu\alpha}^0 \cdot L_{\nu\beta}^0 + R_e L_{\mu\alpha}^0 \cdot L_{\nu\beta}^1 + \frac{1}{4} L_{\mu\alpha}^1 \cdot L_{\nu\beta}^1 \right] \quad (3.12)$$

حيث: $\delta_\nu = -1$ عندما $\nu = 4$ و $\delta_\nu = +1$ عند $\nu = 1, 2, 3$

$\rho_{\alpha\beta}$ مصفوفة كثافة استقطاب الفوتون [17].

$$\begin{aligned} \rho_{\alpha\beta} &= \varepsilon_\alpha \varepsilon_\beta^* = \frac{1}{2} \delta_{\alpha\beta} \\ &+ \frac{S_\gamma}{2(\chi\eta)} [(\gamma_\alpha \gamma_\beta - \delta_{\alpha\beta})(\hat{\chi}\hat{\eta} - \chi\eta) + \eta_\beta \gamma_\alpha \hat{\chi} - \eta_\alpha \gamma_\beta \hat{\chi} + \chi_\alpha \gamma_\beta \hat{\eta} \\ &- \chi_\beta \gamma_\alpha \hat{\eta} + \chi_\beta \eta_\alpha - \chi_\alpha \eta_\beta] \gamma_5 \end{aligned} \quad (3.13)$$

هنا $\eta = (0, 0, 0, i)$ و $S_\gamma = \pm 1$ استقطاب الفوتون المنطلق، في حالة الفوتون ذو استقطاب يميني $S_\gamma = +1$ ، وذو استقطاب يساري $S_\gamma = -1$.

ونشير إلى أن هذا المفهوم للاستقطاب يستخدم حصراً في الفيزياء النووية. كذلك نستخدم صيغة مكافئة للتيار النووي وتعطى بالعلاقة التالية:

$$J_\mu = \bar{U}_p \left[\gamma_\mu (F_1 + \lambda G_1 \gamma_5) + \frac{\mu}{2M_p} \sigma_{\mu\sigma} q_\sigma (F_2 + \lambda G_2 \gamma_5) + i q_\mu (F_3 + \lambda G_3 \gamma_5) \right] U_n. \quad (3.14)$$

وبمساعدة معادلة ديراك تصبح:

$$J_\mu = \bar{U}_p \left[\gamma_\mu (y_1 + g_1 \gamma_5) + \frac{i}{M_p} P_\mu (y_2 + g_2 \gamma_5) + \frac{i}{M_p} P'_\mu (y_3 + g_3 \gamma_5) \right] U_n. \quad (3.15)$$

حيث:

$$\begin{aligned} y_1 &= F_1 + \mu \frac{M_n + M_p}{2M_p} F_2, \quad g_1 = \left(G_1 - \mu \frac{M_n - M_p}{2M_p} G_2 \right) \lambda \\ y_2 &= \frac{1}{2} \mu F_2 - M_p F_3, \quad g_2 = \left(-\frac{1}{2} \mu G_2 + M_p G_3 \right) \\ y_3 &= \frac{1}{2} \mu F_2 + M_p F_3, \quad g_3 = \left(\frac{1}{2} \mu G_2 + M_p G_3 \right) \lambda \end{aligned} \quad (3.16)$$

حيث استخدمنا التمثيل التالي لمعاملات البنية النووية في العلاقة (18):

$$\begin{aligned} F_2 &= \frac{\mu}{2M_p} F_2, \quad F_S = F_3, \quad F_A = \lambda G_1 \\ F_T &= \frac{\lambda \mu}{2M_p} G_2, \quad F_p = \lambda G_3 \end{aligned} \quad (3.17)$$

هنا μ الفرق بين العزمين المغناطيسين الشاذين للنترون والبروتون $\lambda = \frac{C_A}{C_V} \cong +1,27$ [2]، ومنه يعطى مربع العناصر المصفوفية بالعلاقة التالية:

$$|M_{fi}|^2 = \frac{e^2 G_F^2}{2} T_{\mu\nu} \cdot J_\mu J_\nu^* \quad (3.18)$$

باستخدام قواعد حساب الأثر T_r ، في ميكانيك الكم [18] نجد:

$$\begin{aligned} T_{\mu\nu} &= \frac{\delta_\nu}{(\chi K)^2} \left\{ M_e^2 [K_\mu K'_\nu + K_\nu K'_\mu - (KK')] g_{\mu\nu} + i(K_\alpha K'_\beta) e^{\alpha\mu\beta\nu} \right\} + M_e^2 [\chi_\mu K'_\nu + \\ &\chi_\nu K'_\mu - (\chi K') g_{\mu\nu}] - \frac{2(\chi K)}{(\chi\mu)} S_\nu [(\chi\eta)(\chi_\mu K'_\nu + \chi_\nu K'_\mu - (\chi K') g_{\mu\nu}) + (\chi\eta)(\chi_\mu K'_\nu + \\ &\chi_\nu K'_\mu - (\chi K') g_{\mu\nu}) - (\chi K)(K'_\mu \eta_\nu + K'_\nu \eta_\mu - (\chi K') g_{\mu\nu}) + (K'\eta)(\chi_\mu K'_\nu - \\ &\chi_\nu K'_\mu) + (KK')(\chi_\mu \eta_\nu - \chi_\nu \eta_\mu) + (\chi K') (K_\mu \eta_\nu - K_\nu \eta_\mu)] \}. \end{aligned} \quad (3.19)$$

هنا K' متجه اندفاع مضاد لنترينو الرباعي، ω طاقة الفوتون المنطلق و $a_\nu = a_A = 1$ و:

$$\begin{aligned} J_\mu J_\nu^* &= [M_n M_p (F_1^2 - \lambda^2 G_1^2) + (M_n M_p + pp') q_\mu q_\nu \lambda^2 G_2^2 \\ &- M_n M_p (2q_\mu q_\nu - q^2 g_{\mu\nu}) (F_2^2 + \lambda^2 G_2^2) \\ &+ 2M_p (p'_\mu q_\nu - (p'q) g_{\mu\nu}) F_1 F_2 - M_n (p_\nu q_\mu + (p_\mu q_\nu) \lambda^2 G_1 G_3) \\ &- (p_\mu p'_\nu + p_\nu p'_\mu - (pp') g_{\mu\nu}) \cdot (F_1^2 + \lambda^2 G_1^2 - q^2 F_2^2) \\ &- 2M_n (p_\nu q_\mu + p_\mu q_\nu - (pq) g_{\mu\nu}) \cdot \lambda^2 G_1 G_2 \\ &+ 2(p_\mu p'_\nu + p_\nu p'_\mu - (pp') g_{\mu\nu}) \lambda^2 G_2 G_3]. \end{aligned} \quad (3.20)$$

هنا أهملنا الحدود المتناسبة مع $F_3 = F_S$ (أحادي القطب)، لأن القياسات التجريبية تبين أن قيمة الخطأ المرتكب في تحديد قيمته أكبر من القيمة المقاسة [15]، كما أهملنا الحد $q^2 F_T^2 = q^2 G_2^2$ ، لأن $\frac{q^2}{M_p^2} \ll 1$.

ثالثاً: دراسة تأثير تيارات النوع الثاني على درجة استقطاب الفوتونات:

تحدد العلاقة التالية درجة استقطاب الفوتونات بصورة عامة [18]:

$$P_\gamma = \frac{dW(S_\gamma = +1) - dW(S_\gamma = -1)}{dW(S_\gamma = +1) + dW(S_\gamma = -1)}$$

نفترض في دراستنا هذه بأن الفوتونات تنطلق باتجاه اندفاع الإلكترون ($\vec{\chi} \uparrow \uparrow \vec{K}$) أو عكسه ($\vec{\chi} \uparrow \downarrow \vec{K}$)، كما أن البروتون والنترون ساكنان ($\vec{P}_n = \vec{P}_p = 0$).

استناداً إلى العلاقات (3.3) و (3.18) وبمساعدة العلاقات (3.19) و (3.20) بعد الانتقال للفراغ الثلاثي

نجد:

$$P_\gamma = \frac{B}{A} \quad (3.21)$$

حيث:

$$B = -2\alpha_1 \frac{E_e}{\omega} (1 \pm \beta)^2 + 2 \left[\alpha_1 \left(1 + \frac{m_e^2}{\omega E_e} \pm \beta \right) + \frac{1}{2} (\alpha_2 - \alpha_1) \frac{E_e}{\omega} (1 \pm \beta)^2 \right] \quad (3.22)$$

$$A = -2 \left[\alpha_2 (1 \pm \beta) + \alpha_1 \left(\frac{m_e^2}{\omega E_e} + 2 \frac{m_e^2}{\omega^2} \right) \right]$$

حيث: m_e كتلة الإلكترون (مضاد النترينو)،

E_e طاقة الإلكترون (مضاد النترينو)،

ω طاقة الفوتون، و $\beta_e = \frac{K}{E}$.

هنا:

$$\alpha_1 = \alpha_0 + 3d_1^2, \quad \alpha_2 = \alpha_0 - 3d_1^2 \quad (3.23)$$

$$\alpha_0 = y_1^2 - y_2^2 - y_3^2 + 2y_1y_2 + 2y_1y_3 - y_2y_3 - d_1d_3 - d_1d_2 + d_2d_3$$

$$d_{1,2} = \frac{\pm \lambda^2 G_1 G_3}{F_1^2 - \lambda^2 G_1^2}, \quad d_3 = \frac{\lambda F_1 G_3}{F_1^2 - \lambda^2 G_1^2} \quad (3.24)$$

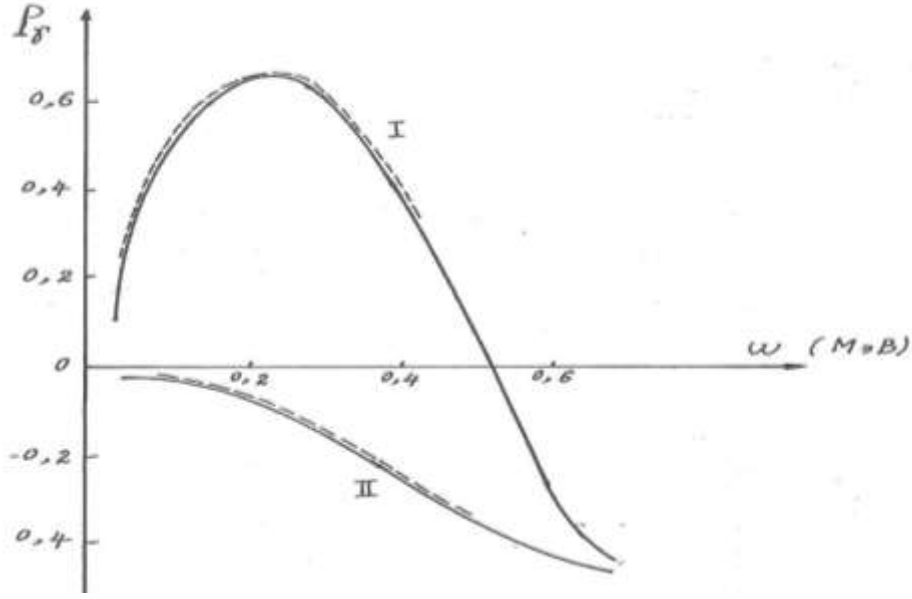
حيث الإشارة (+) توافق d_1 و الإشارة (-) توافق d_2 .

ندرس باستخدام العلاقات (3.22-3.24) علاقة درجة الاستقطاب P_γ بطاقة الفوتون المنطلق (ω)، في نهاية

طيف طاقة تفكك- β للنترون الحر، حيث يظهر تأثير كتلة مضاد النترينو أي $m_\nu \sim E_\nu$ ، آخذين بعين الاعتبار

قيم G_2 (تيارات النوع الثاني) التجريبية.

نعرض النتائج في الشكل التالي حيث نلاحظ وجود خطين بيانيين:



شكل (3.1): تابعة درجة استقطاب الفوتون لطاقته.

- I - يوافق حالة انطلاق الفوتون باتجاه اندفاع الإلكترون ($\vec{\chi} \uparrow \uparrow \vec{K}$) (الخط العلوي) .
 II - يوافق حالة انطلاق الفوتون باتجاه معاكس لاندفاع الإلكترون ($\vec{\chi} \uparrow \downarrow \vec{K}$) (الخط السفلي).
 علماً أن: $\Delta E = 1.29 MeV$ [2] طاقة التفكك

$$\begin{aligned} F_1(0) &= 1(MeV)^{-1} \\ F_2(0) &= 1.98 \times 10^{-3}(MeV)^{-1} \\ F_A(0) &= 1.26(MeV)^{-1} \\ F_p(0) &= 0.123(MeV)^{-1} \\ F_T(0) &= 1.7 \times 10^{-5}(MeV)^{-1} [16] \\ \lambda &= 1.269 \end{aligned}$$

النتائج والمناقشة:

تظهر تأثيرات تيارات النوع الثاني على قيم P_p ، بالخط المنقط الذي يعلو الخط المستمر (الموافق لحالة $G_2 = 0$).

تُظهر الحسابات العددية أن تأثير إضافة الحد G_2 على قيم P_p للحالة (I) في مجال الطاقة ($\omega \sim 0,1 - 0,4 MeV$) من مرتبة 10^{-4} ، أما تأثيره في الحالة (II) فهو من مرتبة $(10^{-7} - 10^{-5})$.
 تقدم هذه الدراسة فائدة واضحة للتجريبين حيث:

- 1- توجيههم لاعتماد الحالة (I)، لإظهار تأثير تيارات النوع الثاني على درجة سوية P_p ، وبالتالي إثبات وجود هذه التيارات في الطبيعة.
- 2- تبين ان استقطاب الفوتون المنطلق وفق الحالة (II) يساري، أي اتجاه دوران سبينه عكس عقارب الساعة في جميع نقاط طيف الطاقة.

3- تبين ان استقطاب الفوتون المنطلق وفق الحالة (I) يميني في الجزء الاول من الطيف (بدايته)، أي اتجاه دوران سبينه وفق عقارب الساعة، ويتحول الى يساري في الجزء الثاني منه (نهايته) .

Reference:

- [1] LEE, T,D and WU, C,S. *Weak Interactions. Columbia university, New York, 1966.*
- [2] COMMINS, E,D and BUCKSBAUM, P,H. *Weak Interactions of Leptons and Quarks. Columbia University Press, New York, 1983.*
- [3] KNIPP J.K. Unlenbeck J.E. , *Emission Gamma Radiation the Beta Decay of Nucler.phiscs , Vol.3,1936,-P. 425-439.*
- [4] BLOCH F. on the *Cortinuous – Radiation Accompanying the β -Decay . Phys. Rev,Vol.50,N^o. 4,1936,P. 272.*
- [5] BARNES C. A. et al. *Searsh for Neutral-Weak-Current Effects in the Nucleus¹⁸F.. Phys. Rev. Letle, Vol.40, N.13,1978,P.840.*
- [6] EORLE E. D. et al. *Parity Mixing in²¹Ne: Eudence for Weak Neutral Current in Nuclei . Nucl. Phys, Vol.A 396,1983.*
- [7] JEFFER S. NICO, et al. *Observation of the Radiative Decay Mode of the Free Neutron. Nature, Vol. 444, 2006.*
- [8] *A Gamma and X-Ray Detector for Cryogenic, High –Magnetial Field Application, Nuclear Instruments, Method A, Vol. 6,2012.*
- [9] JEFFFER S. NICO, et al. *Precision measurement of Radiative Beta Decay Of The Free Neutron,Phy.Rev.Lett,Vol.116,2016.*
- [10] COOPER. L., et al. *Radiative beta decay of the free neutron. Phys. Rev. C., 2009.*
- [11] WILKISON, D.H. *Limits to Second-Class Nucleonic Currents. Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 455, 2000, p 656-659.*
- [12] KATHAT, C.L. *Second-Class Currents and Muon-Neutrino Rest Mass in The Muon Capture by ⁶Li and ³He. North-Holland, Nuclear Physics A500 (1989) 669-680.*
- [13] ADAMO, O, M and ALMOUSTAFA, A. *Study of Second-Class Currents Effects on Polarization Characteristics in Quasi-Elastic Neutrino (Anti-Neutrino) Scattering By Nuclei. Turk J. Phys 33, 2009, 225 – 234.*
- [14] SHIOMI, H. *Second Class Current in QCD Sum Rules. University of Tsukuba, Tsukuba, Ibaraki 305, Japan. Nuclear Physics, A 603, 1996, 281-302.*
- [15]-HARDY, J and TOWNER, I. *Super Allowed $O^+ \rightarrow O^+$ Nuclear β Decays: A New Survey With Precision Tests of The Conserved Vector Current Hypothesis and The Standard Model. Cyclotron Institute, Texas A&M University, College Station, Texas 77843, 2008*
- [16] PATTIE, W R. 2012- *A Precision Measurement of the Neutron β , Asymmetry Using Ultracold Neutrons. A Dissertation Submitted to The Graduate Faculty of North Carolina State University in Partial Fulfillment of The Requirements for The Degree of Doctor of Philosophy (PHD), Raleigh, North Carolina, USA, p216.*
- [17] КЕРИМОВ Б. К. И ДРУ. *Циркулярния Поляризация - γ Квантов В Проц. $\nu(\nu^-)+e$. Я.Ф. Т.33,1981,766.*
- [18] АХИЕЗР, А. И. Берестецкий, В. Б. *Квантовая Электродинамика Москва (Наука), 1981, 165.*