

التصحیحات الإشعاعية والترابط السبيني مع معاملات الشكل الكهرطيسية للنيوترينو الكتلي المتشتت على الكترون مستقطب

الدكتور جبور جبور*

الدكتور جهاد ملحم**

خولة حسين***

تاریخ الإيداع 6 / 3 / 2018. قُبِلَ للنشر في 6 / 6 / 2018

□ ملخص □

تم في هذا البحث حساب المقاطع العرضية التفاضلية للتشتت المرن للنيوترينو (النيوترينو المضاد) بكافة أصنافه على الالكترن المستقطب بما يتفق والواقع التجريبي. أُوجدت التصحيحات الإشعاعية في المقاطع العرضية التفاضلية للتفاعل السابق الناشئة عن ادراج معاملات الشكل الكهرطيسية للنيوترينو في مطال التفاعل من خلال العروة $U(\bar{\nu})\gamma U(\bar{\nu})$. دُرس تأثير لولبية النيوترينو (النيوترينو المضاد) على هذه التصحيحات. دُرس أيضاً الترابط السبيني في حالة استقطاب كل من الكتروني الدخل والخرج من أجل ثلاث حالات هي: حالة التوازي، حالة التعاكس، حالة التعامد. أُوجدت درجة استقطاب الالكترن الهدف في الحالات الثلاث السابقة الذكر. دُرس تأثير معاملات الشكل الكهرطيسية للنيوترينو الموجودة في عبارة التصحيحات الإشعاعية في الانحراف عن النموذج القياسي. دُرس تغير درجة استقطاب الكترن الخرج بتابعية طاقته الحركية في الحالات الثلاث المذكورة أعلاه لكل أصناف النيوترينو لمعرفة ارتباط درجة الاستقطاب بنكهة النيوترينو.

الكلمات المفتاحية: الاستقطاب اللاتماثلي - التصحيحات الإشعاعية - نيوترينو

* استاذ - قسم الفيزياء - كلية العلوم - جامعة تشرين - اللاذقية - سورية

** استاذ - قسم الفيزياء - كلية العلوم - جامعة تشرين - اللاذقية - سورية

*** طالبة دكتوراه - قسم الفيزياء - كلية العلوم - جامعة تشرين - اللاذقية - سورية

Radiative corrections and Spinney correlation with electromagnetic form factors of neutrino mass scattering on polarized electrons

Dr.Jabour Jabour*
Dr.Jehad Milhim**
Khaoulla Housin***

(Received 6 / 3 / 2018. Accepted 6 / 6 / 2018)

□ ABSTRACT □

In this research, the differential cross-sections of the elastic scattering of neutrinos (anti neutrinos) In all its flavors off the polarized electron according to the experimental reality was calculated. It was found the radiative corrections in the differential cross-sections of the previous interaction arising from the inclusion of electromagnetic form factors of neutrino in the amplitude of interaction through the loop $\nu(\bar{\nu})\gamma\nu(\bar{\nu})$. The effect of helicity of neutrinos (antineutrinos) on the radiative corrections was studied. The spinney correlation in the case of polarization of both input and output electrons for three cases: Parallel state, inversion state, orthogonal state also studied. The degree of polarization of the target electron in the above three cases was calculated. The effect of electromagnetic form factors of neutrino that found in the expression of radiative corrections in deviation from the standard model was studied. The change in the degree of polarization of the output electron with its kinetic energy in the above three cases for all flavor of neutrinos to determine the relation between the polarization of output electron and the flavor of neutrino also studied.

Keywords: Asymmetric polarization, Radiative corrections, neutrino

* Professor, Department of Physics- Faculty of science – Tishreen University – Lattakia – Syria

** Professor, Department of Physics- Faculty of science – Tishreen University – Lattakia – Syria

*** PhD student, Department of Physics- Faculty of science – Tishreen University – Lattakia – Syria

مقدمة:

ما زال النيوتريانو ينتمي إلى عالم المجاهيل الهامة وخاصة ما يتعلق بطبيعته وكتلته وسلوكه أثناء انتقاله وعند تفاعلاته مع المادة وكذلك خصائصه الكهرطيسية التي تؤثر في لولبية النيوتريانو helicity of neutrino كما يظهر في أعماق النجوم النترونية حيث تخرج منها النيوتريونات يمينية الاستقطاب بعد أن كانت في داخل النجم يسارية. ان وجود العزوم الكهرطيسية غير المعدومة لدى النيوتريانو يجعل لديه امكانية المشاركة المباشرة في التفاعلات الكهرطيسية. العزوم المغناطيسية غير المعدومة للنيوتريانو يمكن أن تظهر الكثير من الظواهر، وبشكل خاص التفاعل مع الحقل المغناطيسي الخارجي ويمكن أن يؤدي الى قلب سبين النيوتريانو أي تحويل النيوتريونات يسارية الاستقطاب إلى نيوتريونات يمينية الاستقطاب. هذه الظاهرة عمليا يمكن مصادفتها في باطن النجوم النترونية أو في فضاء ما بين النجوم وهذه الظاهرة تختزل عدد النيوتريونات الواصلة إلى الكواشف التي تقوم بتسجيلها على الأرض.

النيوتريونات وفق النموذج القياسي هي فرميونات يسارية الاستقطاب عديمة الكتلة والشحنة تتفاعل بشكل ضعيف مع المادة عن طريق تبادل البوزونات Z, W^\pm . إن تطور معارفنا حول كتل النيوتريونات ومزجها وقر أساساً لاكتشاف خصائص النيوتريونات وتفاعلاتها في ما وراء النموذج القياسي (BSM). وفي هذا الصدد فإن دراسة الخصائص الكهرطيسية غير المعروفة للنيوتريونات الكتلية ذات أهمية خاصة لتثبيت نظريات ما وراء النموذج القياسي (BSM) ودعم ظهور فيزياء جديدة.

تم دراسة التشتت المرن للنيوتريانو (النيوتريانو المضاد) على الالكتران في حقل مغناطيسي ثابت ومتجانس [1]. وقد توسعت الدراسة لتشمل التأثيرات المتبادلة بين النيوتريونات والحقول الكهرطيسية الخارجية القوية [2]. نوقشت بعض خواص التشتت المرن للنيوتريانو على الالكتران بإشراك التأثيرات الكهرطيسية لعزوم النيوتريانو في [3]. تم الحصول على معلومات تفصيلية حول البناء الهيكلي للنموذج القياسي (SM) من خلال تفاعل النيوتريانو مع الالكتران في [4]. تم اقتراح الكتران مستقطب كهدف يتبعثر عليه النيوتريانو لقياس العزم المغناطيسي للنيوتريانو [5]. بقيت مثل هذه الدراسات مستمرة حتى تاريخه لأهميتها في احتمال ظهور فيزياء جديدة أي فيزياء ما وراء النموذج القياسي [6] وتطورت في وقتنا الحالي حتى شملت استكشاف المناطق الداخلية المخفية من الأرض بوساطة قياسات تعتمد على اتجاه النيوتريانو [7].

يأتي هذا البحث في سياق الأعمال التي تم فيها حساب المقاطع العرضية للتفاعلات $\bar{\nu}_l e^- , \nu_l e^-$ ($l = e, \mu, \tau$) ضمن اطار النموذج القياسي [8] مقترزين أنه الى جانب التأثيرات الضعيفة للنموذج القياسي (SM) تشارك التأثيرات الكهرطيسية الناشئة عن العزوم الكهرطيسية للنيوتريانو الديراكي الكتلتي للبحث عن التصحيحات الاشعاعية المحتملة المترتبة عن تلك المشاركة ومن ثم دراسة الترابط السبيني مع هذه العزوم وعلاقتها بدرجة استقطاب الالكتران الهدف بإهمال احتمال تفاعل النيوتريونات مع بعضها البعض أثناء تفاعلها مع الالكترونات حيث تدرس حالياً باهتمام كمحاكات للكون المبكر [9].

أهمية البحث وأهدافه:

تشمل الخصائص الكهرطيسية للنيوتريونات الكتلية كل من: الشحنة الكهرائية (millicharge) ، نصف القطر الشحني (the charge radius) ،ثنائي القطب المغناطيسي the magnetic dipole moment ، ثنائي القطب الكهرائي the electric dipole moment ، العزم الأنابولي (the anapole moment) [10]. ويمكن البحث عن

أثارها في البيئات الفلكية حيث تنتشر النيوترينوات في المجالات المغنطيسية القوية والمواد المكثفة وكذلك من خلال القياسات التجريبية للنيوترينوات من مصادر مختلفة. بالاعتماد على طريقة حساسة جداً وتستخدم على نطاق واسع وقياسات مباشرة في مجال الطاقات المنخفضة تتمثل في دراسة تبعثر النيوترينو (النيوترينو المضاد) المرن على الالكترونات [11].

تقوم الاستراتيجية العامة لهذه التجارب على أساس تحديد الانحرافات عن النموذج القياسي من خلال حساب المقاطع العرضية التفاضلية للتبعثر المرن للنيوترينو على الالكترونات. وحتى الآن لم تثبت الملاحظات الفلكية ولا القياسات المخبرية خصائص كهربية غير متجانسة للنيوترينوات ولم يتم الحصول إلا على بعض القيود على قيمتها [12]. على سبيل المثال القيد على شحنة النيوترينو (mill charge) التي تم الحصول عليه في تجارب التبعثر هو $|e_{\nu_e}| \leq 1.5 \times 10^{-12} e$ [13] وكان نتيجة تحليل بيانات المفاعل باستخدام تقريب الالكترونات الحر [14]. إذا تجاوزنا تقريب الالكترونات الحر وأخذنا بعين الاعتبار ارتباط الالكترونات في الذرات عندئذ تصل قيمة الشحنة إلى $|e_{\nu_e}| < (1.1 \times 10^{-12} e)$ [15]، وهذه القيمة أقل من تلك التي تؤخذ من الفيزياء الفلكية [16، 17]. في الوقت الذي يعتقد فيه أن النيوترينوات جسيمات محايدة كهربائياً فلا يزال الكثيرون يتوقعون أن يكون لها نصف قطر شحني غير معدوم من مرتبة $10^{-31} - 10^{-33} \text{ cm}^2$ [13]، وتمتلك عزم أنابولي من مرتبة 10^{-34} [18].

يهدف هذا البحث إلى تحديد التصحيحات الإشعاعية المحتملة الظهور في المقاطع العرضية التفاضلية لتشتت النيوترينو (النيوترينو المضاد) على الالكترونات المستقطب الناشئة عن ادراج التأثيرات الكهرومغنطيسية لعزوم النيوترينو (النيوترينو المضاد) الديراكي الكتلي في مطال التشتت المدروس ثم بحث عملية الترابط السبيني مع هذه العزوم والقاء الضوء على درجة استقطاب الالكترونات الهدف وعلاقته بنكهة النيوترينو. وتتمثل الأهمية في كون هذا البحث المتواضع يمثل حلقة من حلقات البحث في ما وراء النموذج القياسي والذي بدوره يدعم فكرة امكانية ظهور فيزياء جديدة خارج اطار النموذج القياسي الذي وضعت لبناته الأساسية ما بين ستينات وسبعينات القرن التاسع عشر.

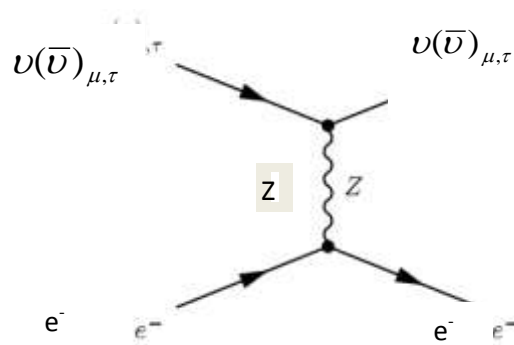
طرائق البحث ومواده:

أولاً: أساسيات البحث وأدواته

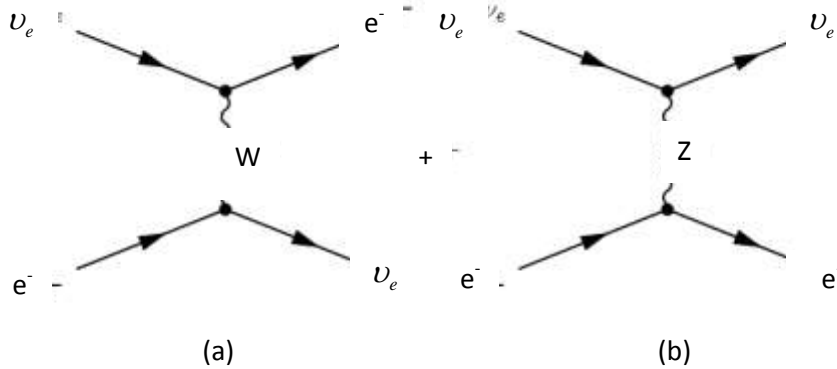
1- الصيغة الرياضية للتفاعلات المدروسة:

$$\nu_l(\bar{\nu}_l) + e^- \rightarrow \nu_l(\bar{\nu}_l) + e^- ; l = e, \mu, \tau \quad (1)$$

2-مخططات فاينمان للتفاعلات المدروسة:

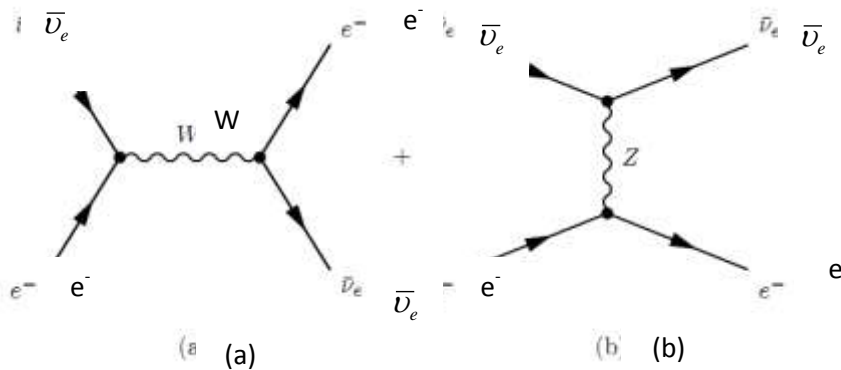


مخطط-1: يمثل التيار المحايد للتفاعل $\nu(\bar{\nu})_{\mu,\tau} + e^- \rightarrow \nu(\bar{\nu})_{\mu,\tau} + e^-$



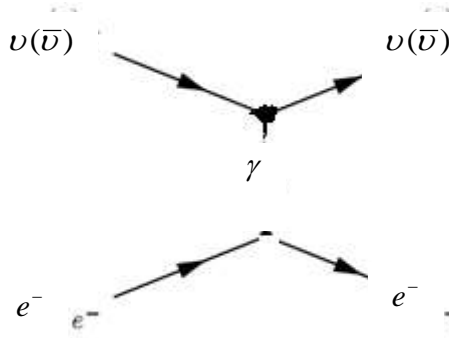
مخطط - 2 : يمثل التيار المحايد والمشحون للتفاعل $\nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^-$

(a) تمثل التيار المشحون و (b) تمثل التيار المحايد



مخطط-3 يمثل التيار المشحون والمحايد للتفاعل $\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow \bar{\nu}_e + e^-$

(a) تمثل التيار المشحون و (b) تمثل التيار المحايد



مخطط 4- يمثل العروة الكهرطيسية $(\nu\gamma\nu)$ للتفاعل $\nu(\bar{\nu})e^- \rightarrow \nu(\bar{\nu})e^-$

3-مطال التأثيرات الضعيفة للتفاعلات (1):

باستخدام قوانين فاينمان ومخططاته أعلاه نعبّر عن مطال التأثيرات الضعيفة بالعلاقة:

$$M^W = \frac{G_F}{\sqrt{2}} [\bar{u}_{e'}(p')\gamma_\mu(g_{Ve} + g_{Ae}\gamma^5)u_e(p)] [\bar{u}_{\nu'}(k',\varepsilon')\gamma^\mu(1 + \gamma^5)u_\nu(k,\varepsilon)] \quad (2)$$

4-مطال التأثيرات الكهرطيسية الناشئة عن معاملات الشكل الكهرطيسية للنيوترينو

يكتب مطال التأثيرات الكهرطيسية للنيوترينو على الشكل الآتي [19]:

$$M^{em} = \frac{4\pi\alpha}{q^2} [\bar{u}_{e'}(p')\gamma_\mu u_e(p)] \bar{u}_{\nu'}(k',\varepsilon') \left[\gamma^\mu \left(f_{1\nu} + \frac{m_\nu}{m_e} f_{2\nu} + g_{1\nu}\gamma^5 \right) - (f_{2\nu} + ig_{2\nu}\gamma^5) \frac{k_\mu + k'_\mu}{2m_e} \right] u_\nu(k,\varepsilon) \quad (3)$$

حيث: يمثل المقدار $q = k - k'$ الاندفاع المنقول ، ويمثل المقدار $\alpha = \frac{e^2}{4\pi}$ ثابت البنية الناعمة. وتمثل الكميات $f_{2\nu}, g_{2\nu}, g_{1\nu}, f_{1\nu}$ معاملات الشكل الكهرطيسية للنيوترينو الكتلي وهي على الترتيب: العزم الأناولي، العزم الديراكي (الشحني)، العزم المغنطيسي، العزم الكهرائي، وهذه البارامترات تتحول الى مقادير فيزيائية محسوبة عندما $q^2 = 0$ حيث تعكس القيم السكونية لعزمي ثنائي القطب المغنطيسي $(0)g_{2\nu}$ وثنائي القطب الكهرائي $(0)f_{2\nu}$ للنيوترينو محسوبة بوحدة العزم المغنطيسي μ_b (مغنيتون بور) ، أما شروط الحياد الكهرائي فتقتضي تحقق العلاقة: $f_{1\nu}(0) = g_{1\nu}(0) = 0$

k', k تمثلان الاندفاع الرباعي لكل من النيوترينو (النيوترينو المضاد) الداخل والخارج على الترتيب.

p', p تمثلان الاندفاع الرباعي لكل من الالكترن الداخل (الهدف) والخارج على الترتيب.

$\varepsilon', \varepsilon$ تمثلان لولبية النيوترينو (النيوترينو المضاد) الداخل والخارج على الترتيب.

G_F ثابت فيرمي (ثابت التأثيرات الضعيفة). أما ثوابت الاقتران الضعيف فيعبر عنها كما يلي:

$$g_{Ve} = -\frac{1}{2} + 2\sin^2\theta_W, \quad g_{Ae} = -\frac{1}{2} \dots \text{for } \nu \equiv \nu_\mu, \nu_\tau$$

$$g_{Ve} = \frac{1}{2} + 2\sin^2\theta_W, \quad g_{ae} = \frac{1}{2} \dots \text{for } \nu \equiv \nu_e$$

حيث يسمى المقدار $\sin^2\theta_W$ بثابت المزج (الخلط) ، وأما $g_{\mu\nu}$ فيشير الى المصفوفة القياسية.

γ_μ : تشير الى مصفوفة ديراك قياس 4×4 حيث μ تنتمي الى المجال $\{0,1,2,3\}$. γ_5 . تعرف بالعلاقة $\gamma_5 = i\gamma_0\gamma_1\gamma_2\gamma_3$. نشير إلى أن جملة الواحدات المستخدمة في الدراسة هي: $c = \hbar = 1$.

ثانيا: حساب المقاطع العرضية التفاضلية:

لحساب المقاطع العرضية نقوم بالخطوات التالية:

1- حساب المطال الكلي للتفاعل (مطال التأثيرات الضعيفة والكهرطيسية) بتطبيق العلاقة:

$$M^{Total} = M^{Weak} + M^{EM} \quad (4)$$

2- حساب العنصر المصفوفي بتطبيق العلاقة:

$$|M^{Total}|^2 = (M^W + M^{EM})(M^W + M^{EM})^* \quad (5)$$

3- استخدام عبارة المقطع العرضي التفاضلي في الجملة المخبرية:

$$\left(\frac{d\sigma}{dE_K}\right)_{LS} = \frac{|M|^2}{32\pi m_e E_\nu^2} \quad (6)$$

حيث تشير E_k الى الطاقة الحركية لإلكترون الخرج وتتغير في المجال $(1 + \frac{m_e}{2E_\nu})$ $0 \leq E_k \leq E_\nu$

4- كتابة عبارة المقطع العرضي التفاضلي الكلي بالشكل:

$$\left(\frac{d\sigma}{dE_k}\right)^{Total} = \left(\frac{1 + \varepsilon\varepsilon'}{2}\right)\left(\frac{d\sigma^+}{dE_k}\right) + \left(\frac{1 - \varepsilon\varepsilon'}{2}\right)\left(\frac{d\sigma^-}{dE_k}\right) \quad (7)$$

$$\frac{d\sigma^+}{dE_k} = \left(\frac{d\sigma^{SM}}{dE_k}\right) + \left(\frac{d\sigma^+}{dE_k}\right)^{EM} + \left(\frac{d\sigma^{int}}{dE_k}\right) \quad (8)$$

حيث توافق العبارة: حالة عدم تغير لولبية النيوتريينو (النيوتريينو المضاد).

$$\frac{d\sigma^-}{dE_k} = \left(\frac{d\sigma^-}{dE_k}\right)^{EM} \quad (9)$$

وأما العبارة:

فتوافق حالة تغير لولبية النيوتريينو (النيوتريينو المضاد)

5- ندرس الآن حالة عدم استقطاب الكروني الدخل والخرج في التفاعلات (1)

بفرض أن $\langle m_\nu, E_\nu \rangle \langle m_e \rangle$ وبتطبيق خطوات العمل السابقة نجد الآتي:

$$\frac{d\sigma^{SM}}{dE_k} = \left(\frac{1 \mp \varepsilon}{2}\right) \left(\frac{G_F^2 m_e}{2\pi}\right) \left[(g_{Ve} \pm g_{Ae})^2 + (g_{Ve} \mp g_{Ae})^2 \left(1 - \frac{E_k}{E_\nu}\right)^2 - (g_{Ve}^2 - g_{Ae}^2) \frac{m_e E_k}{E_\nu^2} \right] \quad (10)$$

$$\left(\frac{d\sigma^+}{dE_k}\right)^{EM} = \frac{\pi\alpha^2}{m_e} \frac{(f_{1\nu} \mp \varepsilon g_{1\nu})^2}{E_k^2} \left[1 + \left(1 - \frac{E_k}{E_\nu}\right)^2 - \frac{m_e E_k}{E_\nu^2} \right] \quad (11)$$

$$\left(\frac{d\sigma^-}{dE_k}\right)^{EM} = \frac{\pi\alpha^2}{m_e^2} (f_{2\nu}^2 + g_{2\nu}^2) \left(\frac{1}{E_k} - \frac{1}{E_\nu}\right) \quad (12)$$

$$\frac{d\sigma^{\text{int}}}{dE_k} = \frac{(1 \mp \varepsilon) \alpha G_F}{\sqrt{2}} \left(\frac{f_{1\nu} \mp \varepsilon g_{1\nu}}{E_k} \right) \left[g_{Ve} \frac{m_e E_k}{E_\nu^2} - (g_{Ve} \pm g_{Ae}) - (g_{Ve} \mp g_{Ae}) \left(1 - \frac{E_k}{E_\nu}\right)^2 \right] \quad (13)$$

حيث الإشارة العليا تعود لتبعثر النيوترينو على الالكترن وأما الإشارة السفلى فتعود لتبعثر النيوترينو المضاد على الالكترن. تمثل ε لولبية النيوترينو (الإشارة العليا) وتمثل لولبية النيوترينو المضاد (الإشارة السفلى).
تعبير العلاقات (11)، (12)، (13) عن التصحيحات التي طرأت على النموذج القياسي تحت تأثير معاملات الشكل الكهرطيسية للنيوترينو الكتلي بتابعية لولبية النيوترينو.

6- تأثير لولبية النيوترينو (النيوترينو المضاد) على التصحيحات الإشعاعية

لدينا نيوترينو يساري الاستقطاب ونيوترينو مضاد يميني الاستقطاب وفق المنطق التجريبي. في هذه الحالة العلاقة (7) تخسر الحد الثاني منها أي أن العلاقة (9) تختفي وهي توافق حالة تغير لولبية النيوترينو. بالعودة الى العلاقة (8) نجد أن العلاقة (10) التي تعتبر أول مكون لها تصبح كما يلي:

$$\frac{d\sigma^{SM}}{dE_k} = \left(\frac{G_F^2 m_e}{2\pi} \right) \left[(g_{Ve} \pm g_{Ae})^2 + (g_{Ve} \mp g_{Ae})^2 \left(1 - \frac{E_k}{E_\nu}\right)^2 - (g_{Ve}^2 - g_{Ae}^2) \frac{m_e E_k}{E_\nu^2} \right] \quad (14)$$

وأما العلاقة (11) التي تعتبر ثاني مكون لها تصبح كما يلي:

$$\left(\frac{d\sigma^+}{dE_k} \right)_{EM} = \frac{\pi \alpha^2}{m_e} \frac{(f_{1\nu} \pm g_{1\nu})^2}{E_k^2} \left[1 + \left(1 - \frac{E_k}{E_\nu}\right)^2 - \frac{m_e E_k}{E_\nu^2} \right] \quad (15)$$

وأما العلاقة (12) فلا تتأثر بتغير اللولبية أي يمكن للنيوترينو بوجود العزم الكهربي والعزم المغناطيسي أن يغير اللولبية في حادثة التبعثر المرن وقد يكون ذلك أحد الأسباب في نقص تدفق النيوترينوات الشمسية يسارية الاستقطاب حيث يتحول قسم منهم الى نيوترينوات يمينية الاستقطاب يصعب تسجيلهم بالطرق المعروفة بالوقت الحاضر وهذه المسألة اطلق عليها معضلة النيوترينو الشمسي ومؤخراً تبين أن النيوترينوات الشمسية تخضع لظاهرة التذبذب أي تغيير نكهتها أثناء ترحالها من الشمس باتجاه الأرض وهذا أيضا يؤدي إلى عدم تطابق عدد النيوترينوات المسجلة بواسطة الكواشف على الأرض مع العدد الأصلي المتدفق من المصدر.

أما العلاقة (13) التي تعتبر ثالث مكون لها تصبح كالتالي:

$$\frac{d\sigma^{\text{int}}}{dE_k} = \frac{(1 \pm \alpha G_F)}{\sqrt{2}} \left(\frac{f_{1\nu} \pm g_{1\nu}}{E_k} \right) \left[g_{Ve} \frac{m_e E_k}{E_\nu^2} - (g_{Ve} \pm g_{Ae}) - (g_{Ve} \mp g_{Ae}) \left(1 - \frac{E_k}{E_\nu}\right)^2 \right] \quad (16)$$

7- الترابط السبيني في حالة استقطاب كل من الكروني الدخل والخرج في التفاعلات (1)

باتباع نفس خطوات الفقرة السابقة لاستخراج المقاطع العرضية التفاضلية بإعتبار النيوترينو يساري الاستقطاب (ν_L) والنيوترينو يميني الاستقطاب ($\bar{\nu}_R$) بما يتفق والوقع التجريبي نجد أنه:

1- في حالة عدم تغير لولبية النيوترينو ν_L (النيوترينو المضاد $\bar{\nu}_R$) يصبح المقطع العرضي كالتالي:

$$\frac{d\sigma^+}{dE_k}(\nu_L, \bar{\nu}_R, S'_e, \bar{S}_e) = \frac{G_F^2 m_e^2}{16\pi E_\nu} \left\{ \begin{aligned} & (C_V \pm C_A)^2 \left[1 \pm (\bar{S}_e \bar{P}_\nu^0) \right] \left[1 \mp S'_e \left(1 + \frac{m_e}{E_\nu} \right) \eta_e \right] + \\ & (C_V \mp C_A)^2 \left[1 - \frac{E_k}{E_\nu} \pm (\bar{S}_e \bar{P}_\nu^0) \left(1 - \frac{E_k}{E_\nu} - \frac{m_e E_k}{E_\nu^2} \right) \right] \left[1 - \frac{E_k}{E_\nu} \pm S'_e \left(1 - \frac{m_e + E_k}{E_\nu} \right) \eta_e \right] - \\ & (C_V^2 - C_A^2) \left[1 \pm (\bar{S}_e \bar{P}_\nu^0) \right] \left[\frac{m_e E_k}{E_\nu^2} \mp S'_e \frac{m_e}{E_\nu} \left(2 - \frac{E_k}{E_\nu} \right) \eta_e \right] \end{aligned} \right\} \quad (17)$$

2- في حالة تغير لولبية النيوتريينو ν_L - (النيوتريينو المضاد $\bar{\nu}_R$) نجد المقطع العرضي التالي:

$$\frac{d\sigma^-}{dE_k}(S'_e, \bar{S}_e) = \frac{\pi\alpha^2}{2m_e E_k E_\nu} (f_{2\nu}^2 + g_{2\nu}^2) \left[1 - \frac{E_k}{E_\nu} - S'_e (\bar{S}_e \bar{P}_\nu^0) \left(1 - \frac{m_e + E_k}{E_\nu} \right) \eta_e \right] \quad (18)$$

$$; C_V = (1 \mp \varepsilon) g_{\nu e} - \left(\frac{f_{1\nu} \mp \varepsilon g_{1\nu}}{1} \right) \frac{2\pi\alpha\sqrt{2}}{m_e E_k G_F} \quad \text{حيث:}$$

$$\eta_e = \sqrt{\frac{E_k}{2m_e + E_k}}, \quad C_A = (1 \mp \varepsilon) g_{Ae}$$

الإشارة العليا عائدة للنيوتريينو وأما السفلى للنيوتريينو المضاد.

\bar{S}_e - متجه الواحدة على اتجاه سبين الكترون الدخل (الهدف). \bar{P}_ν^0 - متجه الواحدة على اتجاه اندفاع نيوتريينو الدخل. S'_e - لولبية الكترون الخرج. ε - لولبية النيوتريينو (النيوتريينو المضاد).

8- دراسة بعض الحالات السبينية: بفرض أن النيوتريينو يساري الاستقطاب والنيوتريينو المضاد يميني الاستقطاب (كما ذكرنا أعلاه) نركز على ثلاث حالات هي:

1- حالة التوازي $(\bar{S}_e \parallel \bar{P}_\nu^0)$: في هذه الحالة نجد المقاطع العرضية التفاضلية التالية:

$$\frac{d\sigma^+}{dE_k}(\bar{S}_e \parallel \bar{P}_\nu^0) = \frac{G_F^2 m_e^2}{8\pi E_\nu} \left\{ \begin{aligned} & (C_V + C_A)^2 \left[1 - S'_e \left(1 + \frac{m_e}{E_\nu} \right) \eta_e \right] + (C_V - C_A)^2 \left[1 - \left(1 + \frac{m_e}{2E_\nu} \right) \frac{E_k}{E_\nu} \right] \times \\ & \left[1 - \frac{E_k}{E_\nu} + S'_e \left(1 - \frac{E_k}{E_\nu} - \frac{m_e}{E_\nu} \right) \eta_e \right] - (C_V^2 - C_A^2) \left[\frac{m_e E_k}{E_\nu^2} - S'_e \frac{m_e}{E_\nu} \left(2 - \frac{E_k}{E_\nu} \right) \eta_e \right] \end{aligned} \right\} \quad (19)$$

$$\frac{d\sigma^-}{dE_k}(\bar{S}_e \parallel \bar{P}_\nu^0) = \frac{\pi\alpha^2}{2m_e E_\nu} \left(\frac{f_{2\nu}^2 + g_{2\nu}^2}{E_k} \right) \left[1 - \frac{E_k}{E_\nu} - S'_e \left(1 - \frac{m_e + E_k}{E_\nu} \right) \eta_e \right] \quad (20)$$

2- حالة التعاكس $(\bar{S}_e \uparrow \downarrow \bar{P}_\nu^0)$: في هذه الحالة نجد الآتي:

$$\frac{d\sigma^+}{dE_k}(\bar{S}_e \uparrow \downarrow \bar{P}_\nu^0) = \frac{G_F^2 m_e^3 E_k}{16\pi E_\nu^3} (C_V - C_A)^2 \left[1 - \frac{E_k}{E_\nu} + S'_e \left(1 - \frac{m_e + E_k}{E_\nu} \right) \eta_e \right] \quad (21)$$

$$\frac{d\sigma^-}{dE_k}(\vec{S}_e \uparrow \downarrow \vec{p}_\nu^0) = \frac{\pi \alpha^2}{2m_e} \left(\frac{f_{2\nu}^2 + g_{2\nu}^2}{E_\nu E_k} \right) \left[1 - \frac{E_k}{E_\nu} + S'_e \left(1 - \frac{m_e + E_k}{E_\nu} \right) \eta_e \right] \quad (22)$$

3- حالة التعامد $(\vec{S}_e \perp \vec{p}_\nu^0)$: في حالة التعامد هذه نجد:

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma^+}{dE_k}(\vec{S}_e \perp \vec{p}_\nu^0) = & \frac{G_F m_e^2}{16\pi E_\nu} \left\{ (C_V + C_A)^2 \left[1 - S'_e \left(\frac{m_e + E_\nu}{E_\nu} \right) \eta_e \right] + (C_V - C_A)^2 \left(1 - \frac{E_k}{E_\nu} \right) \left[1 - \frac{E_k}{E_\nu} + S'_e \left(1 - \frac{m_e + E_k}{E_\nu} \right) \eta_e \right] - \right. \\ & \left. (C_V^2 - C_A^2) \left[\frac{m_e E_k}{E_\nu^2} - S'_e \frac{m_e}{E_\nu} \left(2 - \frac{E_k}{E_\nu} \right) \eta_e \right] \right\} \quad (23) \end{aligned}$$

$$\frac{d\sigma^-}{dE_k}(\vec{S}_e \perp \vec{p}_\nu^0) = \frac{\pi \alpha^2 E_k}{2m_e^3 E_\nu} (f_{2\nu}^2 + g_{2\nu}^2) \left(1 - \frac{E_k}{E_\nu} \right) \quad (24)$$

9- درجة استقطاب الإلكترون الهدف

إن الاستقطاب اللاتمالي في هذا التفاعل معروف منذ زمن وذلك لاختبار التنبؤات حول نماذج مختلفة من نظريات التوحيد بين التفاعلات الكهرطيسية والتفاعلات الضعيفة إضافة إلى أنه يوفر أداة حساسة للتحقق من نكهة النيوترينو الداخل في التفاعل.

تعطى العلاقة العامة التي تعبر عن الاستقطاب اللاتمالي بالصيغة التالية [20]:

$$P_{e'} = \frac{d\sigma^T(S'_{e'} = 1) - d\sigma^T(S'_{e'} = -1)}{d\sigma^T(S'_{e'} = 1) + d\sigma^T(S'_{e'} = -1)} \quad (25)$$

1- درجة الاستقطاب في حالة التوازي:

$$\begin{aligned} P_{e'}(\vec{S}'_{e'} \parallel \vec{p}_\nu^0) = & -\eta_e \left[\frac{(C_V + C_A)^2 \left(1 + \frac{m_e}{E_\nu} \right) - (C_V - C_A)^2 \left(1 - \frac{E_k}{E_\nu} - \frac{m_e E_k}{2E_\nu^2} \right) \left(1 - \frac{E_k}{E_\nu} - \frac{m_e}{E_\nu} \right) -}{-(C_V^2 - C_A^2) \left(2 - \frac{E_k}{E_\nu} \right) \frac{m_e}{E_\nu} + \left(1 - \frac{E_k}{E_\nu} \right) \frac{m_e}{E_\nu} \left(\frac{f_{2\nu}^2 + g_{2\nu}^2}{\rho_e^2} \right)} \right] \times \\ & \left[\frac{(C_V + C_A)^2 + (C_V - C_A)^2 \left(1 - \frac{E_k}{E_\nu} \right) \left(1 - \frac{E_k}{E_\nu} - \frac{m_e E_k}{E_\nu^2} \right) -}{-(C_V^2 - C_A^2) \frac{m_e E_k}{E_\nu^2} + \left(1 - \frac{E_k}{E_\nu} \right) \frac{m_e}{2E_k} \left(\frac{f_{2\nu}^2 + g_{2\nu}^2}{\rho_e^2} \right)} \right]^{-1} \quad (26) \end{aligned}$$

2- درجة الاستقطاب في حالة التعاكس:

$$P_{e'}(\uparrow \downarrow) = \eta_e \left(1 - \frac{m_e}{E_\nu - E_k} \right) \quad (27)$$

3-درجة الاستقطاب في حالة التعامد:

$$P_{e'}(\vec{S}_{e'} \perp \vec{P}_{e'}) = -\eta_e \left[(C_V + C_A)^2 \left(1 + \frac{m_e}{E_\nu}\right) - (C_V - C_A)^2 \left(1 - \frac{E_k}{E_\nu}\right) \left(1 - \frac{E_k}{E_\nu} - \frac{m_e}{E_\nu}\right) - (C_V^2 - C_A^2) \left(2 - \frac{E_k}{E_\nu}\right) \frac{m_e}{E_\nu} - \frac{m_e}{2E_k} \left(1 - \frac{E_k}{E_\nu}\right) \frac{f_{2\nu}^2 + g_{2\nu}^2}{\rho_e^2} \right] \times \left[(C_V + C_A)^2 + (C_V - C_A)^2 \left(1 - \frac{E_k}{E_\nu}\right)^2 - (C_V^2 - C_A^2) \frac{m_e E_k}{E_\nu^2} - \frac{m_e}{2E_k} \left(1 - \frac{E_k}{E_\nu}\right) \frac{f_{2\nu}^2 + g_{2\nu}^2}{\rho_e^2} \right]^{-1} \quad (28)$$

$$C_V = 2g_{V_e} - \left(\frac{f_{1\nu} + g_{1\nu}}{\rho_\alpha}\right) \frac{m_e}{E_k}, \quad C_A = 2g_{A_e}, \quad \rho_\alpha = \frac{G_F m_e^2}{2\pi\sqrt{2}\alpha} \quad \text{حيث:}$$

نيسط العلاقات السابقة لتقييم دور العزوم الكهروطيسية للنيوترينو في التفاعل المدروس فنركز على مجال الطاقات المنخفضة وذلك بإعطاء طاقة النيوترينو القيمة $\langle E_\nu \rangle > 5 \text{ MeV}$ ، وفي هذه الحالة نجد العلاقات التالية:

$$P_{e'}(\uparrow\downarrow) = \sqrt{\frac{E_k}{2m_e + E_k}} = \eta_e \quad (29)$$

$$P_{e'}(\vec{S}_{e'} \parallel \vec{p}_\nu^0) = -\eta_e \left[(C_V + C_A)^2 - (C_V - C_A)^2 \left(1 - \frac{E_k}{E_\nu}\right)^2 + \frac{m_e}{E_k} \left(1 - \frac{E_k}{E_\nu}\right) \frac{f_{2\nu}^2 + g_{2\nu}^2}{\rho_e^2} \right] \times \left[(C_V + C_A)^2 + (C_V - C_A)^2 \left(1 - \frac{E_k}{E_\nu}\right)^2 - \frac{m_e}{E_k} \left(1 - \frac{E_k}{E_\nu}\right) \frac{f_{2\nu}^2 + g_{2\nu}^2}{\rho_e^2} \right]^{-1} \quad (30)$$

$$P_{e'}(\vec{S}_{e'} \perp \vec{P}_{e'}) = -\eta_e \left[(C_V + C_A)^2 - (C_V - C_A)^2 \left(1 - \frac{E_k}{E_\nu}\right)^2 - \frac{m_e}{2E_k} \left(1 - \frac{E_k}{E_\nu}\right) \frac{f_{2\nu}^2 + g_{2\nu}^2}{\rho_e^2} \right] \times \left[(C_V + C_A)^2 + (C_V - C_A)^2 \left(1 - \frac{E_k}{E_\nu}\right)^2 + \frac{m_e}{2E_k} \left(1 - \frac{E_k}{E_\nu}\right) \frac{f_{2\nu}^2 + g_{2\nu}^2}{\rho_e^2} \right]^{-1} \quad (31)$$

يجب الإشارة إلى أن العلاقة (29) تعكس الاستقطاب اللاتماثلي في حالة النيوترينو يساري الاستقطاب أو في حالة النيوترينو المضاد يميني الاستقطاب ونلاحظ عدم احتوائها على ثوابت الاقتران الضعيف الداخلة في تركيب C_V, C_A والتي بدورها لا تظهر في هذه العلاقة وبالتالي الاستقطاب مستقل عن صنف النيوترينو (النيوترينو المضاد).

النتائج والمناقشة:

أولاً: لمعرفة دور المعاملات الكهروطيسية للنيوترينو الداخلة في التصحيحات الإشعاعية في الانحراف عن النموذج القياسي نعرف الانحراف كما يلي:

$$\Delta = \frac{d\sigma^{Total} - d\sigma^{SM}}{d\sigma^{SM}}$$

في حالة عدم تغيّر لولبية النيوترينو يصبح التعريف السابق بالشكل التالي:

$$\Delta_1 = \frac{d\sigma^+ - d\sigma^{SM}}{d\sigma^{SM}} = \frac{(d\sigma^+)^{em} + d\sigma^{int}}{d\sigma^{SM}}$$

وفي حالة تغيّر لولبية النيوترينو يأخذ التعريف الشكل التالي:

$$\Delta_2 = \frac{d\sigma^- - d\sigma^{SM}}{d\sigma^{SM}} = \frac{(d\sigma^-)^{em} - d\sigma^{SM}}{d\sigma^{SM}}$$

الكميات الفيزيائية الداخلة في المقاطع العرضية التفاضلية المطلوب حسابها تأخذ القيم التالية:

$$G_F = 1.66 \times 10^{-5} GeV^{-2}, \alpha = \frac{1}{137}, m_e = 0.511 MeV$$

$$f_{1\nu} = 1.1 \times 10^{-32} cm^2 [18], g_{1\nu} = 1.5 \times 10^{-12} e [13], f_{2\nu} = 2 \times 10^{-11} [21], g_{2\nu} = 1.3 \times 10^{-11} [22]$$

$$E_\nu = \frac{m_e}{4 \sin^2 \theta_W} ; \sin^2 \theta_W = 0.22 [23]$$

تبيّن الحسابات على التصحيحات الإشعاعية أن الانحراف في حالة تغيّر لولبية النيوترينو (النيوترينو المضاد) صغير جداً حيث $\Delta_1 \approx 0$ وهذا يعود إلى كون البارامترات $g_{1\nu}, f_{1\nu}$ تدخل في التراكيب المتعلقة بالثابت الضعيف g_{ve} العائد للتيار المحايد وفق النموذج المعياري وهي صغيرة جداً. وبالتالي تأثيرهم في المقاطع العرضية التفاضلية مقارنة بالعزم المغنطيسي والكهربائي $f_{2\nu}, g_{2\nu}$ مهملاً. بينما $\Delta_2 \approx 10^2$ وهذا ناتج عن تأثير العزمين المغنطيسي والكهربائي للنيوترينو حيث المعاملات $f_{2\nu}(0), g_{2\nu}^2(0)$ تدخل في مقطع التشتت فقط في حالة تغيّر لولبية النيوترينو حيث قيمها في الوقت الحاضر حسب المعطيات المخبرية والأبحاث الكونية تساوي:

$$f_{2\nu_e}(0) \langle 2 \times 10^{-11} [21], g_{2\nu_e}(0) \langle 1.3 \times 10^{-11} [22], f_{2\nu_e}(0) \langle 1.4 \times 10^{-9} [23],$$

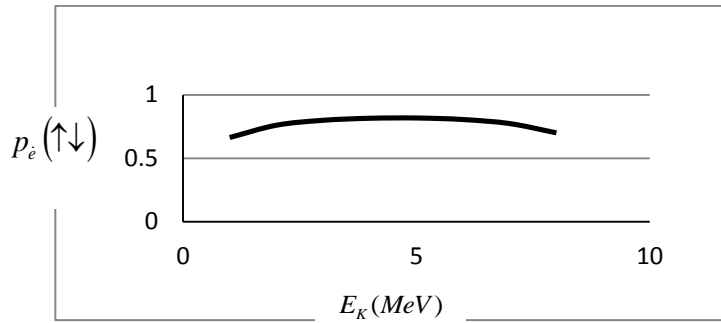
$$f_{2\nu_\mu}(0) \langle 1.5 \times 10^{-8} [24], f_{2\nu_\tau}(0) \langle 9.5 \times 10^{-10} [25]$$

بالنظر إلى هذه القيم من خلال حدودها العليا نجد أن تأثيرها على مقاطع التفاعلات المدروسة يخرجنا قليلاً خارج إطار النموذج المعياري وهذا التأثير يتناقص بتناقص قيم المقادير $f_{2\nu}(0), g_{2\nu}(0)$ مع زيادة الطاقة E_ν حيث يقل تأثير العزمين: المغنطيسي والكهربائي.

ثانياً: لدراسة الترابط السبيني مع الاستقطاب نعتبر طاقة النيوترينو في حدودها العليا تساوي $E_\nu \leq 10 MeV$ [23] وفي هذه الحالة يكون لدينا في حالة التعاكس الجدول التالي:

$E_K (MeV)$	1	2	3	4	5	6	7	8
$p_e (\uparrow\downarrow)$	0.664	0.761	0.8	0.816	0.818	0.806	0.774	0.701

يبين الشكل (1) المنحني البياني للإستقطاب اللاتماثل $p_e (\uparrow\downarrow)$ بتابعية الطاقة الحركية لإلكترون الخرج E_K :



الشكل (1): تغير درجة استقطاب الكترن الخرج بتابعة طاقته الحركية في حالة التعاكس $p_e(\uparrow\downarrow)$

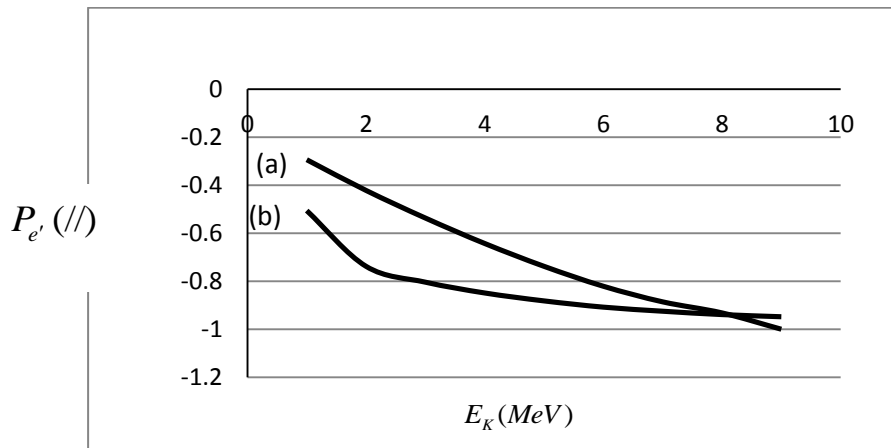
نلاحظ هنا أن درجة الاستقطاب لاتفيد في معرفة نكهة النيوتريينو الداخل في التفاعل.

أما في حالة التوازي فنجد من أجل النيوتريينو(النيوتريينو المضاد): الميوني و التاوي $(\nu_L, \bar{\nu}_R)_{\mu, \tau}$ أو

الالكتروني $(\nu_L, \bar{\nu}_R)_e$ الجدول التالي:

$E_K (MeV)$	1	2	3	4	5	6	7	8	9
$P_e^{\nu_{\mu, \tau}} (//)$	0.294	0.422	0.537	0.643	0.738	0.821	0.886	0.932	1
-									
$-P_e^{\nu_e} (//)$	0.506	0.738	0.804	0.849	0.882	0.908	0.925	0.939	0.948

نمثل بيانياً تغير درجة استقطاب الكترن الخرج بتابعة طاقته الحركية في حالة التوازي من أجل النيوتريينو(النيوتريينو المضاد) بأصنافه الثلاثة بما يتفق والواقع التجريبي فنحصل على الشكل (2). يبين هذا الشكل البياني أنه من خلال درجة الاستقطاب يمكن معرفة نكهة النيوتريينو (النيوتريينو المضاد) الداخل في التفاعل إلا في نقطة التقاطع فيصعب التمييز بين نكهات النيوتريينو على خلاف النقاط الأخرى من المنحنيين المتمايزين بوضوح.



الشكل (2): تغير درجة استقطاب الكترن الخرج بتابعة طاقته الحركية في حالة التوازي من أجل النيوتريينو(النيوتريينو المضاد). (a) تمثل

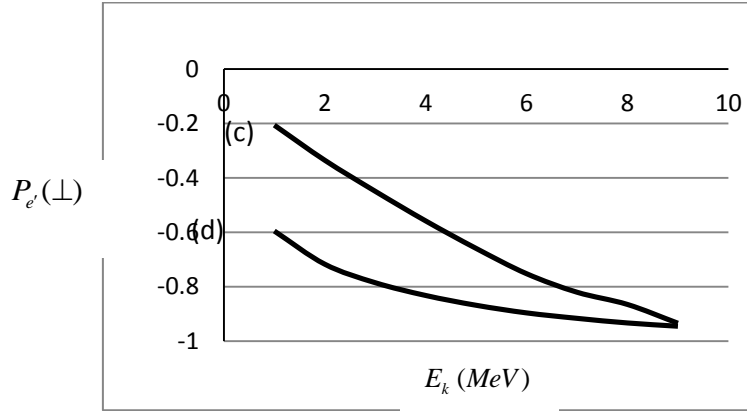
حالة النيوتريينو(النيوتريينو المضاد) الميوني أو التاوي. (b) تمثل حالة النيوتريينو(النيوتريينو المضاد) الالكتروني

أما في حالة التعامد فنجد من أجل النيوتريينو(النيوتريينو المضاد): الميوني و التاوي $(\nu_L, \bar{\nu}_R)_{\mu, \tau}$ أو

الالكتروني $(\nu_L, \bar{\nu}_R)_e$ الجدول التالي:

$E_K (MeV)$	1	2	3	4	5	6	7	8	9
$-P_{e'}^{\nu_{\mu,\tau}} (\perp)$	0.206	0.335	0.449	0.558	0.659	0.752	0.820	0.896	0.934
$-P_{e'}^{\nu_e} (\perp)$	0.595	0.717	0.785	0.832	0.868	0.896	0.916	0.933	0.945

تمثل بيانياً تغير درجة استقطاب الكترون الخرج بتابعة طاقته الحركية في حالة التعامد من أجل النيوترينو (النيوترينو المضاد) بأصنافه الثلاثة بما يتفق والواقع التجريبي فنحصل على الشكل (3). يبين هذا الشكل البياني أنه من خلال درجة الاستقطاب يمكن معرفة نكهة النيوترينو (النيوترينو المضاد) الداخل في التفاعل إلا في نقطة كما هو الحال في حالة التوازي.



الشكل (3): تغير درجة استقطاب الكترون الخرج بتابعة طاقته الحركية في حالة التعامد من أجل النيوترينو (النيوترينو المضاد): (c) تمثل حالة النيوترينو (النيوترينو المضاد) الميوني أو التوازي. (d) تمثل حالة النيوترينو (النيوترينو المضاد) الإلكتروني.

الاستنتاجات والتوصيات:

1- يسبب العزمان الأتابولي والديراكي (الشحني) للنيوترينو الديراكي الكتلي انحرافاً طفيفاً عن النموذج القياسي يمكن اهماله ويعود إلى تغير طفيف قد يطرأ على ثابت الاقتران الضعيف g_V في الحد التداخلي $d\sigma^{int}$ للمقطع العرضي التفاضلي الكلي للتفاعل المدروس وخاصة أنه مرتبط بثابت الخلط $\sin^2 \theta_W$. بينما يسبب العزمان المغناطيسي والكهرائي للنيوترينو انحرافاً عن النموذج القياسي لا يمكن اهماله وهذا يدعم احتمال ظهور فيزياء ما وراء النموذج المعياري.

2- بالرغم من أن الاعتقاد العام السائد حالياً أن النيوترينو محايد كهربائياً إلا أن الكثيرين مازالوا يعتقدون بأن له شحنة millicharge ونأمل أن يدفع هذا الاعتقاد أنصار النموذج القياسي إلى اجراء المزيد من التجارب لاستيضاح هذا الأمر والتأكد من ذلك بالمستقبل القريب.

3- لقد اجريت هذه الدراسة ضمن اطار الطاقات المنخفضة ويمكن تطوير البحث ليشمل مجالات أخرى أوسع من الطاقة.

المراجع:

- [1] KAUSHIK BHATTACHARYA and PALASH, B. Pal, *Neutrinos and magnetic fields* : a short review, Saha Institute of Nuclear Physics, 1/AF Bidhan-Nagar, Calcutta 700064, India, November 2002.
- [2] STUDENIKIN, A. I. *Neutrinos in electromagnetic fields and moving media*, Physics of Atomic Nuclei, Volume 67, Issue, 5 May 2004, p. 993 –1002.
- [3] JOSE, F. N.; SARIRA SAHU. *Electromagnetic properties of neutrinos in a two-stream electron background*. High Energy Physics – Phenomenology. Submitted on 28 Jun 2017.
- [4] MARY, K. GAILLARD; PAUI, D. GRANNIS; Frank Sciulli, J. *The Standard Model of Particle Physics*. arXiv:hep-ph/9812285v1 8 Dec 1998.
- [5] MINKOWSK, P. ; PASSERA, M. *Elastic scattering of neutrinos off polarized electrons*. Physics Letters B, Volume 541, Issues 1–2, 8 August 2002, Pages 151-154.
- [6] CIECHANOWICZ, S. ; MISIAS ZEK, M. ; SOBKOW, W. *Scattering of neutrinos on a polarized electron target as a test for new physics beyond the Standard Model*. Poland, Dated : January 3, 2018.
- [7] MICHAEL LEYTON; STEPHEN Dye & JOCELYN Monroe. *Exploring the hidden interior of the Earth with directional neutrino measurements*. Nature Communications , Received 28 Oct 2016 | Accepted 16 May 2017 | Published 10 Jul 2017.
- [8] BARRANCO, J. ; ELEPINE, D . D; GONZA, V.; LEZ MACIA ; LUJAN, S. C. PESCHARD, and PSUCIA, M. NA LE, *Scattering processes could distinguish Majorana from Dirac neutrinos*. arXiv:1408.3219v1 [hep-ph] 14 Aug 2014.
- [9] MATSINOS, E . *Interactions relevant to the decoupling of the neutrinos / antineutrinos in the early Universe*, arXiv:1702.02872v1 [hep-ph] 9 Feb 2017.
- [10] KONSTANTIN, A. KOUZAKOV. *Electromagnetic properties of massive neutrinos in low-energy elastic neutrino-electron scattering*. Department of Nuclear Physics and Quantum Theory of Collisions, Faculty of Physics, Lomonosov Moscow State University, Moscow 119991, Russia. arXiv:1703.00401v2 [hep-ph] 20 Oct 2017.
- [11] MINKOWSKI, P. and PASSERA, M. *Elastic Scattering of Neutrinos off Polarized Electrons*. BUTP 2002/01 January 2002, arXiv:hep-ph/0201239v1 25 Jan 2002.
- [12] GIUNTI, C . and STUDENIKIN, A. Rev. Mod. Phys. 87, 2015, 531 arXiv:1403.6344 [hep-ph].
- [13] STUDENIKIN, A. Europhys. Lett. 107, 21001(2014), arXiv :1302.1168 [hep-ph].
- [14] BEDA, A. G. et al. (GEMMA Collaboration), Adv. High Energy Phys . 2012, 350150 (2012).
- [15] CHEN, J . W. ; CHI, H. C . ; LI, H. B. ; LIU, C. P. ; SINGH, WONG, L. H. T; WU , C . L . and WU, C . P. Phys . Rev . D 90, 011301 (2014) , arXiv :1405.7168 [hep-ph].
- [16] STUDENIKIN, A. and TOKAREV, I. Nucl. Phys . B884, 396 (2014), arXiv :1209.3245 [hep-ph].
- [17] RAFFELT, G. G. Phys . Rev . 320, 319 (1999) .
- [18] CABRAL-ROSETTIA, L. G. ; MORENOB, M. and ROSADO, A. *Dirac Neutrino Anapole Moment*. arXiv:hep-ph/0206083v1 8 Jun 2002.
- [19] DVORNIKOV, M. S. and STUDENIKIN, A. I. *Electromagnetic Form Factors of a Massive Neutrino*. Moscow State University, Vorob'evy Gory, Moscow, 119992 Russia, Received April 14, 2004.
- [20] BINOS, D. I; BERNABEU, J . and PAPA VASSILIOU, J . Nucl. Phys . B716, 352 (2005)•(ar Xiv:hep-ph /0405288).

- [21] MORGAN J. A. *Cosmological upper limit to neutrino magnetic moments*. Phys. Lett. V. 102b., 1981., p. 207-250.
- [22] MORGAN J. A., and FARRANT, D. B. *An upper limit on neutrino electric dipole moments*. Phys. LettV.128B., No.6. ,1983. p.431-432.
- [23] COWAN, C. L. ; REINES, F. *Neutrino magnetic moment upper limit*. Phys. Rev.-1957.-V. 107. -P. 528-530.
- [24] WINTER, K. *Neutrino properties*. Preprint CERN- EP\ 86-61, CEREN, 1986. , 41P.
- [25] ABE, K., AHRENS, L.A., AMANO, K. et al. *Measurement of the weak-neutral-current coupling constants of the electron and limit on the electromagnetic properties of the muon neutrino*. Phys. Rev. Lett.-V.58. No. 7. 1987,p.636-639.