

البحث في الانحراف عن النموذج المعياري من خلال دراسة التبعر المرن للنيوترينو الإلكتروني (النيوترينو الإلكتروني المضاد) الكتلي على الإلكترون

الدكتور نزيه حيدر*
الدكتور أحمد بيشاني**
راند زكريا***

(تاريخ الإيداع 26 / 3 / 2014. قُبِلَ للنشر في 9 / 6 / 2014)

□ ملخص □

تم في هذا البحث حساب المقاطع العرضية التفاضلية للتبعثر المرن للنيوترينو الإلكتروني (لنيوترينو الإلكتروني المضاد) على الإلكترون داخل إطار النموذج المعياري (القياسي) لفيزياء الجسيمات الأولية وخارجه. تم أيضاً حساب العلاقة الرياضية المستخدمة في دراسة الانحراف عن النموذج المعياري. بينت الدراسة أن هناك انحرافاً عن النموذج المعياري من المرتبة 10^{-9} لصف النيوترينو الإلكتروني. لم يتمكن المرجع [16] من إظهاره بشكل واضح و مستقل بل أظهر الانحراف بشكل وسطي لكل أصناف النيوترينو مجتمعة، ونظراً لصغر هذا الانحراف يمكن إهماله وبالتالي لا حاجة لتوسيع إطار النموذج المعياري ليشمل النيوترينو الإلكتروني الكتلي فهو في هذه الحالة يقع داخل إطاره.

الكلمات المفتاحية: نيوترينو- نموذج معياري - تبعثر مرن

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

** أستاذ - قسم الفيزياء - كلية العلوم الثانية - جامعة تشرين - طرطوس - سورية.

*** طالب دراسات عليا (ماجستير) - قسم الفيزياء - كلية العلوم - جامعة تشرين - اللاذقية - سورية.

Research about the deviation from the Standard Model by studying the elastic scattering of electron neutrino mass (anti electron neutrino mass) on the electron.

Dr. Nazih Haider*
Dr. Ahmad Beshani**
Raed Zakaraia***

(Received 26 / 3 / 2014. Accepted 9 / 6 / 2014)

□ ABSTRACT □

In this research the differential cross section for elastic scattering of electron neutrino (or anti neutrino) on the electron was calculated within and outside the frame work of the Standard Model (SM) of elementary particle physics .The mathematical relation of deviation from this model was also calculated. This study showed that there is a deviation from the standard model of the order 10^{-9} for the electron neutrino flavor. The reference [16] was not able to appear it quite clearly and independently, but It showed the deviation on average for all flavors of neutrino together. Due to this deviation is very small, one can be neglected and therefore do not need to expand the framework of the standard model to include the electron neutrino mass, because in this case, it is located inside its framework.

Key word : neutrino – Standard Model – elastic scattering

*Professor , department of physics, Faculty of science, Tishreen University, Lattakia, Syria

**Professor, department of physics, Second Faculty of science, Tishreen University, Tartous, Syria

***Postgraduate student, Department of physics, Faculty of science, Tishreen University, Lattakia, Syria

مقدمة :

تعتبر نظرية النموذج المعياري النظرية الأنجح حتى تاريخه لفيزياء الجسيمات الأولية ولكنها نظرية ليست مثالية فهناك ظواهر فيزيائية أساسية في الطبيعة لم تستطع تفسيرها فقد عجزت عن تفسير الجاذبية و أخفقت في شرح تباين المادة والمادة المضادة في الكون و تمكنت من إلقاء الضوء فقط على حوالي 4% من المادة في الكون و لم تفلح في الكشف عن البنية الأساسية الأولية للمادة المظلمة . كما أنها اعتبرت النيوتريونات جسيمات عديمة الكتلة على الرغم من أن تجارب تذبذب النيوترينو تقول غير ذلك [1-3] . وهذا يقودنا لاعتبار نظرية النموذج المعياري نظرية غير مكتملة [4] و يجب البحث عن توسيعها وهذا ما عمل عليه الباحثون في هذا المجال و أدى ذلك إلى نهضة جديدة في فيزياء النيوترينو حيث أصبحت فيزياء النيوترينو من الأهمية بمكان بحيث يتطلب الأمر إلى وضع خطط لتجارب متعددة الأغراض والأهداف و تشترك فيها دولٌ متقدمة علمياً و توضع لها ميزانيات ضخمة من أجل دراسة العالم الدقيق وصولاً إلى تطور الكون و معرفة أسراره .

أهمية البحث وأهدافه:

يهدف هذا البحث إلى دراسة تأثير كتلة النيوترينو الإلكتروني (النيوترينو الإلكتروني المضاد) والتي أصبحت حقيقة واقعة بينتها تجارب النيوترينو الحالية على المقاطع العرضية التفاضلية للبعثر المرن للنيوترينو الإلكتروني (النيوترينو الإلكتروني المضاد) على الإلكترون ضمن إطار نظرية التأثيرات الضعيفة (V, A) . وتكمن الأهمية في تبيان الانحراف المتوقع عن النموذج المعياري الذي بقي لمدة طويلة يعتبر أن جسيم النيوترينو عديم الكتلة و لا يمكن أن يُغيّر نكهته flavor خلافاً لمعطيات العديد من التجارب النيوترينوية الحديثة.

طرائق البحث ومواده:**1- النيوتريونات في النموذج المعياري :**

النموذج المعياري (SM) هو الاسم الذي أعطي لنظرية التيار للجسيمات الأولية وتفاعلاتها الكهروضعيفة. أسسه غلاشو - واينبرغ - عبد السلام [5,6] و تم تطويره بين الأعوام 1960 - 1970 حيث جسّد كل ما كان معروفاً في ذلك الوقت حول الجسيمات الأولية و صاغ بعد ذلك معظم ما تتبأت به التجارب بدقة مذهلة .على الرغم من أن النموذج المعياري نظرية موثوقة ومختبرة جيداً و تطبيقاتها واسعة في مجال الجسيمات الأولية توجد أسباب قوية لتوسيعه لأن هذا النموذج يصلح فقط لنظرية التأثيرات منخفضة الطاقة و من الواجب تطويره ليشمل التأثيرات عالية الطاقة من مرتبة الـ Tev .

إن عملية تطوير النموذج المعياري و تعديله كي يضم في إطاره النيوتريونات الكتلية لا يعني أبداً تدمير الأفكار التي يحملها و من هنا ينطلق بحثنا الذي يتناول جانباً مهماً من تفاعلات النيوترينو مع الإلكترون المستخدمة حالياً في كواشف النيوترينو حيث يعتبر تفاعل نيوترينو - إلكترون من أبسط تفاعلات النيوترينو مع مركبات المادة في عالمنا (تجربة سوبركاميوكاند ، تجربة مرصد سودبري النيوترينوي) [7] .

إن استعراض حركية التفككات الضعيفة على اختلاف أنواعها تبين انه بالنسبة لكتلة نيوترينو الإلكتروني توجد حدود علوية صارمة أعطيت لها من قبل تجارب ترويتسك ([8] Truitsk) و مينز ([9] Mainz) إذ إن كلاً منهما قدم

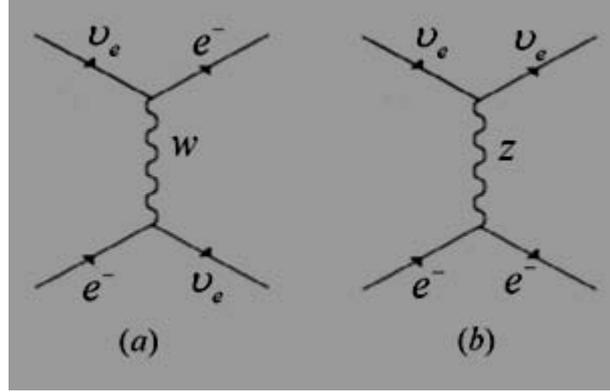
الحدود الآتية : $m_{\nu_e} \leq 2.2eV$. هذه المعطيات و غيرها كانت حافزاً جيداً للبحث عن إمكانية قبول

النيوترينو الكتلوي في النموذج المعياري عن طريق توسيع إطاره و خاصة أنه نظرية قابلة لإعادة التنظيم .

2-التبعثر المرن للنيوترينو الإلكتروني (النيوترينو الإلكتروني المضاد) على الإلكترون :

نعبر عن التبعثر المرن للنيوترينو الإلكتروني على الإلكترون من خلال العلاقة (1) والشكل (1) :

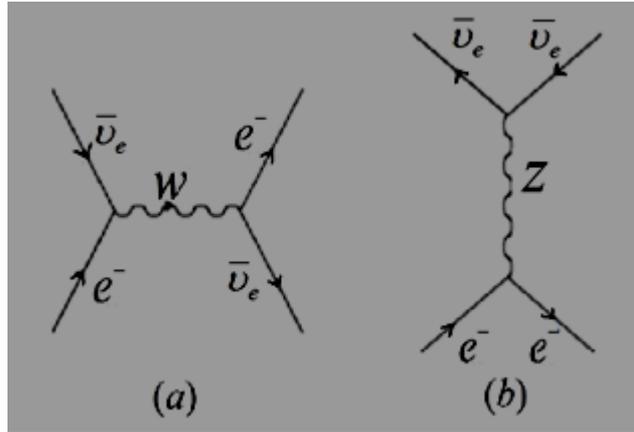
$$\nu_e + e^- \rightarrow \nu_e + e^- \quad (1)$$



شكل (1) : مخطط تبعثر النيوترينو الإلكتروني على الإلكترون
(a) : مخطط التيار المشحون ، (b) : مخطط التيار الحيادي

كما نعبر عن التبعثر المرن للنيوترينو الإلكتروني المضاد على الإلكترون من خلال العلاقة (2) والشكل (2) :

$$\bar{\nu}_e + e^- \rightarrow \bar{\nu}_e + e^- \quad (2)$$



شكل(2):مخطط تبعثر النيوترينو الإلكتروني المضاد على الإلكترون
(a) : مخطط التيار المشحون ، (b) : مخطط التيار الحيادي

يأخذ اللاغرانج الفعال (في حال الطاقة المنخفضة) للتفاعل الأول الشكل التالي [10] :

$$L_{eff} \begin{pmatrix} \nu_e e^- \\ \bar{\nu}_e e^- \end{pmatrix} = -\frac{G_F}{\sqrt{2}} \{ [\bar{\nu}_e \gamma_\mu (1 - \gamma_5) e] [\bar{e} \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \nu_e] + [\bar{\nu}_e \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \nu_e] [\bar{e} \gamma_\mu (g_V - g_A \gamma_5) e] \} \quad (3)$$

وذلك في إطار نظرية التأثيرات الضعيفة [11] (V,A)، حيث يعبر الحد الأول في الجانب الايمن من اللاغرانج عن مساهمة التيار المشحون charge current، بينما يعبر الحد الثاني عن مساهمة التيار المحايد neutral current، أما g_V, g_A فهما ثابتتا الاقتران الضعيف و تساويان :

$$\left. \begin{aligned} g_V &= +\frac{1}{2} + 2 \sin^2 \theta_W \\ g_A &= +\frac{1}{2} \end{aligned} \right\} \dots\dots\dots \text{for } \nu \equiv \nu_e \quad (4)$$

باستخدام تحويلات فيرز [12] Fierz transformations نعيد كتابة اللاغرانج الفعال بالصيغة الآتية:

$$L_{eff} \begin{pmatrix} \nu_e e^- \\ \bar{\nu}_e e^- \end{pmatrix} = -\frac{G_F}{\sqrt{2}} [\bar{\nu}_e \gamma_\mu (1 - \gamma_5) \nu_e] \{ \bar{e} \gamma_\mu [(1 + g_V) - (1 + g_A) \gamma_5] e \} \quad (5)$$

أولاً: نفرض أن $E_\nu \gg m_e$ لتسهيل إجراء الحسابات في إطار الجملة المخبرية $(L.S)$ حيث اندفاع الهدف $\vec{P}_e = 0$. المقاطع العرضية التفاضلية والكاملة للتبعثر المرن للنيوترينو الإلكتروني (النيوترينو الإلكتروني المضاد) على الالكترونات المتحصل عليها تتوافق مع مثيلاتها في العمل [13] ونعبر عنها بالشكل الآتي :

$$\frac{d\sigma}{dy}(\nu_e e^-) = \sigma_0 [(g_V + g_A + 2)^2 + (g_V - g_A)^2 (1 - y)^2] \quad (6)$$

$$\sigma(\nu_e e^-) = \sigma_0 [(g_V + g_A + 2)^2 + \frac{(g_V - g_A)^2}{3}] \quad (7)$$

$$\frac{d\sigma}{dy}(\bar{\nu}_e e^-) = \sigma_0 [(g_V - g_A + 2)^2 + (g_V + g_A)^2 (1 - y)^2] \quad (8)$$

$$y = E_e / E_\nu \quad \sigma_0 = (G_F^2 / 2\pi) m_e E_\nu \quad \text{حيث:}$$

E_e : تمثل الطاقة الحركية لإلكترون الخرج، وتمثل E_ν طاقة نيوترينو الدخل.

ثانياً: نخرج من الافتراض $E_\nu \gg m_e$ ونحسب المقاطع العرضية التفاضلية للتفاعلات المدروسة دون إهمال أية حدود فنجد في هذه الحالة:

$$\frac{d\sigma^{SM}}{dy}(\nu_e e^-) = \sigma_0 \left[(g_V + g_A)^2 + (g_V - g_A)^2 (1-y)^2 - (g_V^2 - g_A^2) \frac{m_e y}{E_\nu} \right] \quad (9)$$

$$\frac{d\sigma^{SM}}{dy}(\bar{\nu}_e e^-) = \sigma_0 \left[(g_V - g_A)^2 + (g_V + g_A)^2 (1-y)^2 - (g_V^2 - g_A^2) \frac{m_e y}{E_\nu} \right] \quad (10)$$

3- دراسة تأثير كتلة النيوترينو الإلكتروني (النيوترينو الإلكتروني المضاد) على المقاطع العرضية للتفاعل

المدرّوس :

نعود إلى التفاعلين (1) و (2) ونكتبهما بالشكل العام الآتي :

$$\nu_e (\bar{\nu}_e) + e^- \rightarrow \nu'_e (\bar{\nu}'_e) + e^{-'} \quad (11)$$

يعطى مطال التبعثر المرن للنيوترينو الإلكتروني (النيوترينو الإلكتروني المضاد) ذي الكتلة غير المعدومة على الإلكترون بالعلاقة الآتية [4]:

$$M = \frac{G_F}{\sqrt{2}} \sum_{i=V,A} g_i [\bar{U}_{e'} \hat{O}_i U_e] [\bar{U}_{\nu'} \hat{O}_i (1 + \gamma_5) U_\nu] \quad (12)$$

$$\hat{O}_V = \gamma_\mu ; \quad \hat{O}_A = \gamma_\mu \gamma_5 \quad \text{حيث:}$$

بحساب المقطع العرضي التفاضلي للتبعثر المرن للنيوترينو الإلكتروني (النيوترينو الإلكتروني المضاد) الكتلي على الإلكترون (انظر الملحق) نجد :

$$\frac{d\sigma^{V,A}}{dy} \left(\nu_e e^- \right)_{m_\nu \neq 0} = \left| \frac{\sigma_0}{1 - \delta^2} \right| \times \times [(g_V \pm g_A)^2 + (g_V \mp g_A)^2 (1-y)^2 + (g_A^2 - g_V^2) \left(\frac{y}{\omega} - \delta^2 \right)] \quad (13)$$

$$\omega = E_\nu / m_e, \delta = m_\nu / E_\nu \quad \text{حيث فرضنا أن :}$$

نلاحظ من العلاقة (13) أن اختفاء كتلة النيوترينو يحولنا مباشرة إلى العلاقاتين : (9) , (10) أي إلى إطار النموذج المعياري (SM) وهذا يدل على دقة حساباتنا.

نعرف الآن عبارة الانحراف عن النموذج المعياري بالعلاقة الآتية :

$$D = \left[\frac{d\sigma^{V,A}}{dy} - \frac{d\sigma^{SM}}{dy} \right] / \left[\frac{d\sigma^{SM}}{dy} \right] \quad (14)$$

بفرض ان $\omega \cong 1$ تصبح علاقة الانحراف بتابعة y كالآتي :

$$D = \left| \frac{\delta^2}{1-\delta^2} \right| \left[1 - \frac{g_A^2 - g_V^2}{(g_V \pm g_A)^2 + (g_V \mp g_A)^2 (1-y)^2 + (g_A^2 - g_V^2)y} \right] \quad (15)$$

للقيام بالحسابات العددية نأخذ بالحُساب المعطيات التجريبية الآتية [14] :

$$E_{\nu_e} = \frac{m_e}{4 \sin^2 \theta} ; \sin^2 \theta = 0.22 \quad , \quad m_{\nu_e} = m_{\bar{\nu}_e} = 2.2 eV$$

$$G_F = 1.66 \times 10^{-5} GeV^{-2}$$

نقوم بدراسة تحولات المقطع العرضي التفاضلي المعياري $\frac{d\sigma^{SM}}{dy} \left(\nu_e e^- \right)$ بتابعة المتحول y .

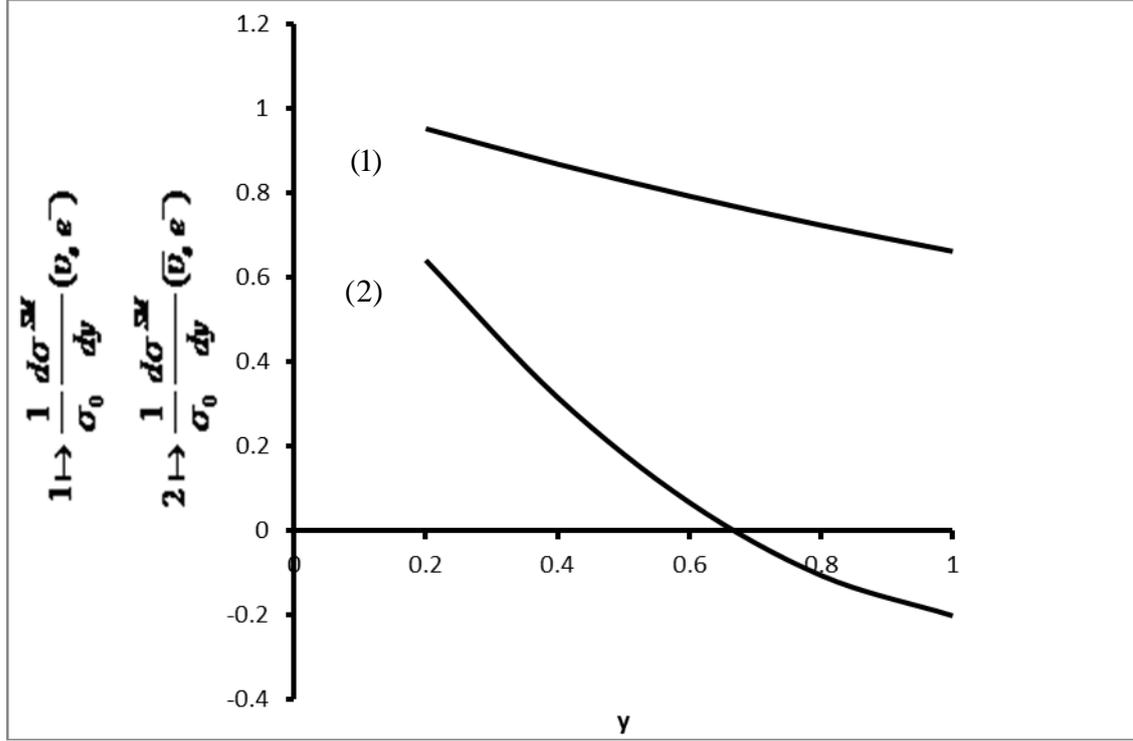
نظم الجدول (1) الذي يبين قيم المقطع العرضي التفاضلي المعياري للتبعثر المرن $\nu_e (\bar{\nu}_e) e^-$ المقابلة لـ y

جدول (1): قيم المقطع العرضي التفاضلي المعياري للتبعثر المرن $\nu_e (\bar{\nu}_e) e^-$ المقابلة لقيم المتحول y

y	0.2	0.4	0.6	0.8	1.0
$\frac{1}{\sigma_0} \frac{d\sigma^{SM}}{dy} (\nu_e e^-)$	0.953	0.869	0.793	0.724	0.662
$\frac{1}{\sigma_0} \frac{d\sigma^{SM}}{dy} (\bar{\nu}_e e^-)$	0.641	0.316	0.067	-0.106	-0.202

يبين الشكل (3) التمثيل البياني للمقطع العرضيين التفاضليين المعياري للتبعثر المرن للنيوترينو الإلكتروني

وللنيوترينو الإلكتروني المضاد على الإلكترون بدلالة المتحول y .



شكل (3): تحولات المقطعين العرضيين التفاضليين المعياريين للتفاعلين $v_e(\bar{v}_e)e^-$ بتابعية المتحول y

4- دراسة تحولات المقطع العرضي التفاضلي اللامعياري $\frac{d\sigma^{V,A}}{dy}$ للتفاعلين $v_e(\bar{v}_e)e^-$ بتابعية

المتحول y .

بنشر المقدار $1/(1-\delta_e^2)$ حيث يمكننا ذلك لان $-1 < \delta_e^2 < 1$ فنجد:

$$1/(1-\delta_e^2) \cong 1 + \delta_e^2 + \delta_e^4 + \delta_e^6 + \dots \quad (16)$$

نقرب هذه السلسلة إلى حدين:

$$1/(1-\delta_e^2) \cong 1 + \delta_e^2 \quad (17)$$

بتعويض (17) في (13) نجد:

$$\frac{d\sigma^{V,A}}{dy} \left(\begin{matrix} \nu_e e^- \\ \bar{\nu}_e e^- \end{matrix} \right)_{m_\nu \neq 0} = \sigma_0 [(g_V \pm g_A)^2 + (g_V \mp g_A)^2 (1-y)^2 + (g_A^2 - g_V^2)y] + \delta_e^2 \sigma_0 [(g_V \pm g_A)^2 + (g_V \mp g_A)^2 (1-y)^2 - (g_A^2 - g_V^2)(1-y)] - \delta_e^4 \sigma_0 (g_A^2 - g_V^2) \dots \dots \dots (18)$$

نلاحظ ظهور ثلاثة حدود في الجهة اليمنى من عبارة المقطع العرضي التفاضلي؛ الحد الأول يوافق المقطع العرضي التفاضلي المعياري لكل من تبعثر النيوتريينو الإلكتروني (الإشارة العليا) أو النيوتريينو الإلكتروني المضاد (الإشارة السفلى) على الإلكترون باعتبار $\omega \cong 1$. الحد الثاني هو ناتج التقريب الأول وهو من المرتبة 10^{-10} وأما الحد الثالث فهو ناتج التقريب الثاني وهو من المرتبة 10^{-20} . بالعودة إلى علاقة الانحراف (15) نكتب:

$$D \left(\begin{matrix} \nu_e e^- \\ \bar{\nu}_e e^- \end{matrix} \right) = \left| \frac{\delta_e^2}{1 - \delta_e^2} \right| \times \left\{ 1 - (g_A^2 - g_V^2) / [(g_V \pm g_A)^2 + (g_V \mp g_A)^2 (1-y)^2 + (g_A^2 - g_V^2)y] \right\} \quad (19)$$

ننظم جدولين لتحويلات $D \left(\begin{matrix} \nu_e e^- \\ \bar{\nu}_e e^- \end{matrix} \right)$ في المجال $0 \leq y \leq 1$ كما يأتي:

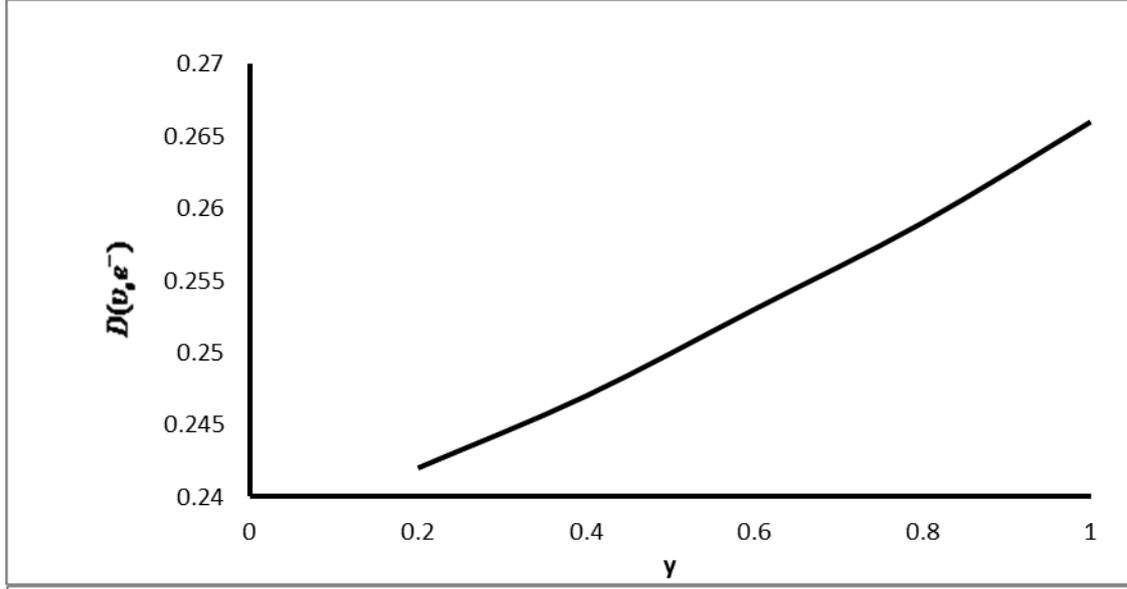
جدول(2): تحويلات الانحراف D بتابعة y للتبعثر المرن $\nu_e e^-$

y	0.2	0.4	0.6	0.8	1.0
$D(\nu_e e^-)$	0.242	0.247	0.253	0.259	0.266

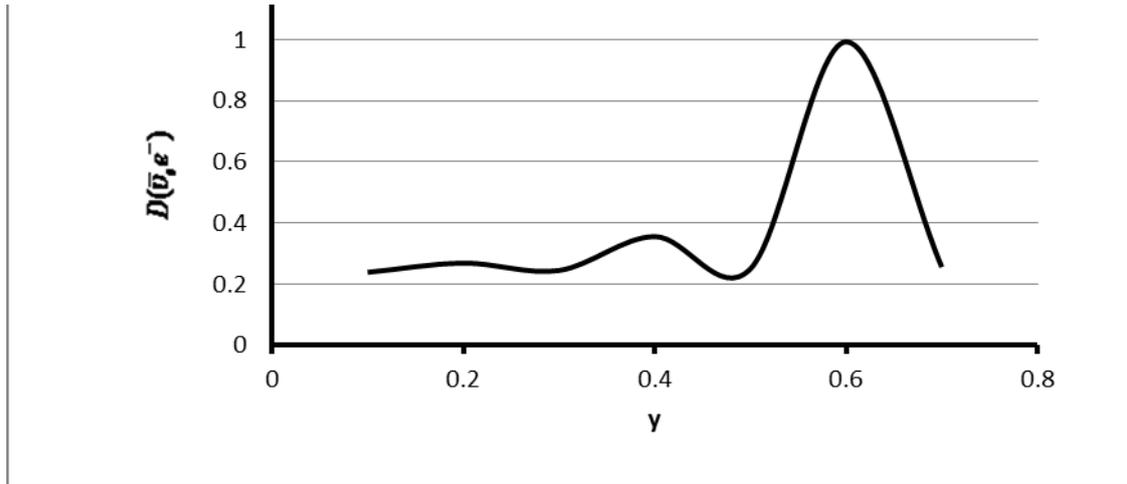
جدول(3): تحويلات الانحراف D بتابعة y للتبعثر المرن $\bar{\nu}_e e^-$

y	0.1	0.3	0.4	0.5	0.6	0.7
$D(\bar{\nu}_e e^-)$	0.239	0.245	0.356	0.250	0.993	0.256

يبين الشكل (4) التمثيل البياني للانحراف $D(\nu_e e^-)$ بالنسبة للمتحول y كما يبين الشكل (5) التمثيل البياني للانحراف $D(\bar{\nu}_e e^-)$ بالنسبة للمتحول y . يتضح من الشكل (4) أن سلوك الانحراف خطي على عكس ما هو ظاهر في الشكل (5).



شكل (4): التمثيل البياني للانحراف عن النموذج المعياري في حالة التبعر $(\nu_e e^-)$ بتابعة γ



شكل (5): التمثيل البياني للانحراف $D(\bar{\nu}_e e^-)$ بتابعة γ لمتحول

النتائج والمناقشة :

- 1- تبين هذه الدراسة انه عندما $E_{\nu_e} \gg m_{\nu_e}$ نجد أن الانحراف عن النموذج المعياري لصنف النيوترينو الإلكتروني (بشكل مستقل) من المرتبة 10^{-9} وهذا يعادل $10^{-7}\%$ وهو صغير جدا ويمكن إهماله مقارنة مع ماجاء في المرجع [15] الذي بحسب وسطي الانحراف الاجمالي لكل أصناف النيوترينو مجتمعة كان يساوي حوالي 35% ، ولم يتطرق إلى إنحراف كل صنف من أصناف النيوترينو بشكل مستقل.
- 2- إن الانحراف في حالة النيوترينو الإلكتروني أكبر منه في حالة النيوترينو الإلكتروني المضاد وهذا يشير لدور ثابتتي الاقتران g_V و g_A في الانحراف إلى جانب تأثير كتلة النيوترينو.

3- سلوك الانحراف الناشئ عن تبعثر النيوتريـنو الـإلـكتروني على الـإلـكترون يـخـتـلـف عن سلوك الانحراف الناشئ عن تبعثر النيوتريـنو الـإلـكتروني المـضاد على الـإلـكترون والسبب قد يتعدى تأثير الكتلة و ثابتي الاقتران مجتمعة.

الاستنتاجات والتوصيات:

نستنتج من هذه الدراسة أن النموذج المعياري لفيزياء الجسيمات الأولية يشمل في إطاره النيوتريـنو الـإلـكتروني الكتلوي ولا حاجة لتوسيعه. كما نوصي بتوسيع هذه الدراسة لتشمل الصنفين المتبقين للنيوتريـنو لمعرفة مقدار الانحراف الناشئ لكلٍ منهما عن النموذج المعياري.

ملحق

$$: \frac{d\sigma^{V,A}}{dy} \begin{pmatrix} \nu_e e^- \\ \bar{\nu}_e e^- \end{pmatrix} \text{ حساب المقطع العرضي التفاضلي}$$

$$\begin{aligned} M^{V,A} &= \frac{G_F}{\sqrt{2}} \{ [g_V (\bar{U}_{e'} \hat{O}_V U_e) \bar{U}_{\nu'} \hat{O}_V (1 + \gamma_5) U_\nu] + \\ &+ [g_A (\bar{U}_{e'} \hat{O}_A U_e) \bar{U}_{\nu'} \hat{O}_A (1 + \gamma_5) U_\nu] \} = \\ &= \frac{G_F}{\sqrt{2}} \{ [g_V (\bar{U}_{e'} \gamma_\mu U_e) \bar{U}_{\nu'} \gamma_\mu (1 + \gamma_5) U_\nu] + \\ &+ [g_A (\bar{U}_{e'} \gamma_5 \gamma_\mu U_e) \bar{U}_{\nu'} \gamma_\mu \gamma_5 (1 + \gamma_5) U_\nu] \} \\ &= \frac{G_F}{\sqrt{2}} [g_V (\bar{U}_{e'} \gamma_\mu U_e) + g_A (\bar{U}_{e'} \gamma_5 \gamma_\mu U_e)] [\bar{U}_{\nu'} \gamma_\mu (1 + \gamma_5) U_\nu] \\ &= \frac{G_F}{\sqrt{2}} [\bar{U}_{e'} \cdot (g_V \gamma_\mu + g_A \gamma_5 \gamma_\mu) U_e] [\bar{U}_{\nu'} \gamma_\mu (1 + \gamma_5) U_\nu] \Rightarrow \end{aligned}$$

$$M^{V,A} = \frac{G_F}{\sqrt{2}} [\bar{U}_{e'} \gamma_\mu \cdot (g_V + g_A \gamma_5) U_e] [\bar{U}_{\nu'} \gamma_\mu (1 + \gamma_5) U_\nu]$$

$$|M^{V,A}|^2 = (M^{V,A}) \cdot (M^{V,A})^*$$

$$\begin{aligned} |M^{V,A}|^2 &= \frac{G_F^2}{2} \cdot [\bar{U}_{e'} \gamma_\mu \cdot (g_V + g_A \gamma_5) U_e] [\bar{U}_{\nu'} \gamma_\mu (1 + \gamma_5) U_\nu] \times \\ &\times [\bar{U}_{e'} \gamma_\mu \cdot (g_V + g_A \gamma_5) U_e]^* \cdot [\bar{U}_{\nu'} \gamma_\mu (1 + \gamma_5) U_\nu]^* \\ &= \frac{G_F^2}{2} \cdot [\bar{U}_{e'} \gamma_\mu \cdot (g_V + g_A \gamma_5) U_e \cdot \bar{U}_{e'} \gamma_\alpha \cdot (g_V + g_A \gamma_5) U_{e'}] \times \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 & \times [\bar{U}_{\nu'} \cdot \gamma_{\mu} (1 + \gamma_5) U_{\nu} \cdot \bar{U}_{\nu} \gamma_{\alpha} (1 + \gamma_5) U_{\nu'}] \\
 & = \frac{G_F^2}{2} \text{Tr}[\hat{O}(P'_e) \cdot \gamma_{\mu} \cdot (g_V + g_A \cdot \gamma_5) \cdot \hat{O}(P_e) \cdot \gamma_{\alpha} (g_V + g_A \cdot \gamma_5)] \times \\
 & \quad \times \text{Tr}[\hat{O}(K'_\nu) \cdot \gamma_{\mu} \cdot (1 + \gamma_5) \cdot \hat{O}(K_\nu) \cdot \gamma_{\alpha} (1 + \gamma_5)] \Rightarrow \\
 & \quad \left| M^{V,A} \right|^2 = \frac{G_F^2}{2} N_1 \cdot N_2
 \end{aligned}$$

$$N_1 = \text{Tr}[\hat{O}(P'_e) \cdot \gamma_{\mu} \cdot (g_V + g_A \cdot \gamma_5) \cdot \hat{O}(P_e) \cdot \gamma_{\alpha} (g_V + g_A \cdot \gamma_5)] \quad \text{حيث :}$$

$$N_2 = \text{Tr}[\hat{O}(K'_\nu) \cdot \gamma_{\mu} \cdot (1 + \gamma_5) \cdot \hat{O}(K_\nu) \cdot \gamma_{\alpha} (1 + \gamma_5)]$$

نقوم بحساب كل من N_1, N_2 :

$$\begin{aligned}
 N_1 & = \frac{1}{2} \text{Tr}[(P'_e + mc) \cdot \gamma_{\mu} \cdot (g_V + g_A \cdot \gamma_5) \cdot (P_e + m_e) \cdot \gamma_{\alpha} (g_V + g_A \cdot \gamma_5)] \\
 & = \frac{1}{2} \text{Tr}\{[P'_e \cdot \gamma_{\mu} \cdot (g_V + g_A \cdot \gamma_5) + m_e \cdot \gamma_{\mu} (g_V + g_A \cdot \gamma_5)] \times \\
 & \quad \times [P_e \cdot \gamma_{\alpha} (g_V + g_A \cdot \gamma_5) + m_e \cdot \gamma_{\alpha} (g_V + g_A \cdot \gamma_5)]\} \\
 N_1 & = \frac{1}{2} \text{Tr}\{P'_e \cdot \gamma_{\mu} \cdot (g_V + g_A \cdot \gamma_5) [P_e \cdot \gamma_{\alpha} (g_V + g_A \cdot \gamma_5) + m_e \cdot \gamma_{\alpha} (g_V + g_A \cdot \gamma_5)] \\
 & \quad + m_e \cdot \gamma_{\mu} (g_V + g_A \cdot \gamma_5) [P_e \cdot \gamma_{\alpha} (g_V + g_A \cdot \gamma_5) + m_e \cdot \gamma_{\alpha} (g_V + g_A \cdot \gamma_5)]\} \\
 & = \frac{1}{2} \text{Tr}\{P'_e \cdot \gamma_{\mu} \cdot (g_V + g_A \cdot \gamma_5) \cdot P_e \cdot \gamma_{\alpha} (g_V + g_A \cdot \gamma_5) + \\
 & \quad + m_e \cdot P'_e \cdot \gamma_{\mu} (g_V + g_A \cdot \gamma_5) \cdot \gamma_{\alpha} (g_V + g_A \cdot \gamma_5) + \\
 & \quad + m_e \cdot \gamma_{\mu} (g_V + g_A \cdot \gamma_5) \cdot P_e \cdot \gamma_{\alpha} (g_V + g_A \cdot \gamma_5) + \\
 & \quad + m_e^2 \cdot \gamma_{\mu} (g_V + g_A \cdot \gamma_5) \cdot \gamma_{\alpha} \cdot (g_V + g_A \cdot \gamma_5)\} \\
 & = \frac{1}{2} \text{Tr}\{P'_e \cdot \gamma_{\mu} \cdot P_e \cdot \gamma_{\alpha} + m_e \cdot \gamma_{\mu} P_e \cdot \gamma_{\alpha}\} (g_V + g_A \cdot \gamma_5)^2 + \\
 & \quad + \frac{1}{2} \text{Tr}[(m_e \cdot P'_e \cdot \gamma_{\mu} \cdot \gamma_{\alpha} + m_e^2 \cdot \gamma_{\mu} \cdot \gamma_{\alpha}) (g_V - g_A \cdot \gamma_5) (g_V + g_A \cdot \gamma_5)] \Rightarrow
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 N_1 &= 2(g_V^2 + g_A^2)(P'_\mu P_\alpha + P'_\alpha P_\mu - P'.P.g^{\mu\alpha}) + \\
 &+ 4g_V.g_A.(-iP'_\nu.P_\beta.\varepsilon^{\nu\mu\beta\alpha}) + 2m_e^2.(g_V^2 - g_A^2)g^{\mu\alpha} \\
 N_2 &= Tr[\hat{O}(K'_\nu).\gamma_\mu.(1 + \gamma_5).\hat{O}(K_\nu).\gamma_\alpha(1 + \gamma_5)] \\
 &= Tr[(K'_\nu + m_\nu).\gamma_\mu.(1 + \gamma_5).(K_\nu + m_\nu).\gamma_\alpha(1 + \gamma_5)] \\
 &= Tr[K'_\nu.\gamma_\mu.(1 + \gamma_5)(K_\nu + m_\nu).\gamma_\mu(1 + \gamma_5)] + \\
 &\quad + \frac{1}{2}Tr[m_\nu.\gamma_\mu(1 + \gamma_5)(K_\nu + m_\nu).\gamma_\alpha(1 + \gamma_5)] \\
 &= Tr[K'_\nu.\gamma_\mu.(1 + \gamma_5)K_\nu.\gamma_\alpha(1 + \gamma_5) + m_\nu.K'_\nu.\gamma_\mu(1 + \gamma_5)\gamma_\alpha(1 + \gamma_5)] + \\
 &\quad + Tr[m_\nu.\gamma_\mu.(1 + \gamma_5)K_\nu.\gamma_\alpha(1 + \gamma_5) + m_\nu^2.\gamma_\mu(1 + \gamma_5).\gamma_\alpha.(1 + \gamma_5)] \\
 &= Tr[K'_\nu.\gamma_\mu.K_\nu.\gamma_\alpha(1 + \gamma_5)^2 + m_\nu.K'_\nu.\gamma_\mu.\gamma_\alpha(1 - \gamma_5)(1 + \gamma_5)] + \\
 &\quad + Tr[m_\nu.\gamma_\mu.K_\nu.\gamma_\alpha(1 + \gamma_5)^2 + m_\nu^2.\gamma_\mu.\gamma_\alpha.(1 - \gamma_5)(1 + \gamma_5)] \\
 &= 2.Tr[K'_\nu.\gamma_\mu.K_\nu.\gamma_\alpha(1 + \gamma_5)] + Tr[m_\nu.\gamma_\mu.K_\nu.\gamma_\alpha(1 + \gamma_5)] \Rightarrow \\
 N_2 &= 8(K'_\mu.K_\alpha + K'_\alpha.K_\mu - K'.K.g^{\mu\alpha}) - 8iK'_\sigma.K_\rho.\varepsilon^{\sigma\mu\rho\alpha}
 \end{aligned}$$

مما سبق نجد :

$$\begin{aligned}
 |M^{V,A}|^2 &= \frac{G_F^2}{2} N_1.N_2 = [2.(g_V^2 + g_A^2).(P'_\mu.P_\alpha + P'_\alpha.P_\mu - P'.P.g^{\mu\alpha}) + \\
 &\quad + 4g_V.g_A.(-iP'_\nu.P_\beta.\varepsilon^{\nu\mu\beta\alpha}) + 2m_e^2.(g_V^2 - g_A^2)g^{\mu\alpha}] \times \\
 &\quad \times [8(K'_\mu.K_\alpha + K'_\alpha.K_\mu - K'.K.g^{\mu\alpha}) - 8iK'_\sigma.K_\rho.\varepsilon^{\sigma\mu\rho\alpha}] \\
 |M^{V,A}|^2 &= 16.G_F^2 \{ (g_V^2 + g_A^2)(K'.P')(K.P) + \\
 &\quad + (g_V - g_A)^2.(K'.P)(K.P') + m_e^2(g_A^2 - g_V^2)(K'.K) \}
 \end{aligned}$$

من جهة أخرى لدينا :

$$\begin{aligned}
 (K.P) &= (K'.P') = m_e.E_\nu ; \\
 (K'.P) &= (K.P') = m_e.(E_\nu - T) ; \\
 (K.K') &= m_e.T + m_\nu^2
 \end{aligned}$$

و بالتعويض في العلاقة الأخيرة نجد :

$$|M^{V,A}|^2 \begin{pmatrix} \nu_e e^- \\ \bar{\nu}_e e^- \end{pmatrix} = 16.m_e^2 . E_\nu^2 . G_F^2 [(g_V \pm g_A)^2$$

نعوّ

$$+ (g_V \mp g_A)^2 . (1-y)^2 + (g_A^2 - g_V^2) \left(\frac{m_e}{E_\nu} y - \frac{m_\nu^2}{E_\nu^2} \right)]$$

ض العلاقة الأخيرة في العبارة العامة للمقطع العرضي التفاضلي في الجملة المخبرية (LS):

$$\left(\frac{d\sigma}{dy} \right)_{L.S} = \frac{1}{32\pi} \cdot \frac{|M|^2}{m_e . E_\nu} \quad \Rightarrow$$

فنجد :

$$\frac{d\sigma^{V,A}}{dy} \begin{pmatrix} \nu_e e^- \\ \bar{\nu}_e e^- \end{pmatrix}_{m_\nu \neq 0} = \left| \frac{\sigma_0}{1-\delta^2} \right| \times$$

$$[(g_V \pm g_A)^2 + (g_V \mp g_A)^2 . (1-y)^2 + (g_A^2 - g_V^2) \left(\frac{y}{\omega} - \delta^2 \right)]$$

$$\omega = \frac{E_\nu}{m_e} , \delta = \frac{m_\nu}{E_\nu}$$

حيث فرضنا أن :

المراجع:

- [1] WEINHEIMER, CH. *Direct Neutrino Mass Experiments: Present and Future*, XXth International Conference on Neutrino Physics and Astrophysics, 2002, Munich, Germany: <http://neutrino2002.ph.tum.de/Germany>.
- [2] KRAUS, CH. *et al.*, *Final Results from phase II of the Mainz Neutrino Mass Search in Tritium β Decay*, Eur. Phys. J. C40, 2005, pp. 447-468, rXiv:he-pex/ 0412056v2.
- [3] DATAR, V.M., *Direct Neutrino Mass Measurements*, Nuclear Physics Division Bhabha Atomic Research Centre, Trombay, Mumbai 400 085,(India), Proc Indian Natn Sci Acad, 70, A, No.1, January 2004, pp. 89-94.
- [4] NAZIH HAIDER. *et al.*, *Neutrino Mass and the Need to Expand the Standard Model of Elementary Particle Physics (SM)*, International Journal of Physics and Applications. ISSN 0974-3103 Volume 3, Number 3 (2011), pp. 279-282
- [5] GLASHOW, S.L, nucl.Phys.22(1961)579; SALAR, A. and WARD, c.,Phys. Left. (1964)168; WEINBERG, S., Phys.Rev.lett.19(1967)1264.
- [6] GLASHOW , S.L, Li OPOULOS, . J . I, and Maian, L . I, Phys, Rev , D2 (1970) 1285 ; GROSSAND,D.J,Phys.Rev.Lett.30(1973)1343; POLITZER, H.D., Phys. lett. 30 (1973) 1346.
- [7] ROGER WENDELL, *Latest Super-K Atmospheric Neutrino Oscillation Analysis*, ICRR 2012.09.12 Now 2012, Conca Specchiulla (Otranto Italy).

- [8] AS E E V V, N., et al, *An upper limit on electron antineutrino mass from Troitsk experiment*, Institute for Nuclear Research of Russian Academy of Sciences, Moscow, Russia, (Dated : December 14, 2011).
- [9] BACKE,H., et al., *A New upper limit of the electron anti-neutrino rest mass from tritium beta decay*, Nucl. Phys. A553 (1993) 313c-316c.
- [10] SEHGAL, L. M., *PHENOMENOLOGY OF NEUTRINO REACTIONS III*. Physikalisches Institute Technische Hochschule Aachen Aachen, W. Germany, Lectures at Argonne National Laboratory, August 1975.
- [11] WILLIAM J. MARCIANO and ZOHREH PARSA, *Neutrino-Electron Scattering Theory*, Brookhaven National Laboratory, Upton, New York 11973, (Submitted on 15 Mar 2004).
- [12] DE VRIES, E. and VAN ZANTE, A. J.,*The Dirac Matrix Group and Fierz Transformations* , Institute for Theoretical Physics, University of Groningen, The Netherlands, Received November 26, 1969; in revised form March 11, 1970
- [13] NAZIH HAIDER, et al., *Scattering cross section dependence on neutrino's mass in the neutrino-electron interaction*. Sudan University Of Science &Technology, Journal of Science &Technology, Khartoum , Sudan, 2004, Vol. 5, No.1,p.25.
- [14] EGURA, J. S, BERN, J. ab'eu , BOTELLA, F .J. and NARROCHA, P.E , *Dynamical zeros in neutrino- electron elastic scatterig at leading order*, Departament de Física Te'orica, Universitat de Valencia and I F I C , Centre Mixte Univ . Va l e n c i a - C S I C E- 4 6 1 0 0 B urj assot,Spa in. rXiv:hep-ph/9307278v1 16 Jul 1993.
- [15] NAZIH HAIDAR, RIZEK KARFOUL, *Effect of Neutrino Mass on the Cross Section of Elastic Neutrino-Electron Scattering, and Its Role in the Deviation from the Standard Model of Elementary Particles in Low and High Energy Ranges*, Tishreen University, Journal for Studies and Scientific Research-Basic Science Series, Vol. (28), No (1), 2006.