مجلة جامعة طرطوس للبحوث والدراسات العلمية _ سلسلة العلوم الأساسية المجلد (5) العدد (4) 2021

Tartous University Journal for Research and Scientific Studies –Basic Sciences Series Vol. (5) No. (4) 2021

دراسة تأثير القوى المركزية واللامركزية على طيف طاقة النواة O_8^{17}

أ.د. أحمد بيشاني*

د. اسماعيل شعبان**

ايناس احمد***

هبة معنا****

(تاريخ الإيداع 20/6/ 2021– تاريخ النشر 6/ 9/ 2021)

□ ملخّص □

تم إيجاد حل تقريبي لمعادلة ديراك Dirac Equation من أجل كمون نووي لامتغاير يحوي تأثيرات مركزية ولامركزية Central and non-Central Effects وتم حل المسألة في حالتين:

الحالة الأولى الكمون النووي يحوي تأثيرات مركزية ولامركزية.

الحالة الثانية الكمون النووي يحوي تأثيرات لامركزية أو تنسورية. وأجريت الدراسة على نواة الأوكسجين O_8^{17}، وتم حساب طاقة سويات طيف الطاقة للنواة المذكورة في الحالتين المشار إليهما سابقاً،وتم مقارنة النتائج مع النتائج المرجعية، وقد وُجِدَ تطابق جيد فيما بينها. وهذا يسمح لنا بحساب مساهمة القوى التنسورية النووية في طاقة السويات الفرعية لطيف طاقة النواة ل O_8^{17}.

الكلمات المفتاحية:معادلة ديراك، كمون نووي مركزي، كمون نووي تنسوري، الإزاحة الطاقية.

*أستاذ–قسم الفيزياء –كلية العلوم–جامعة طرطوس–طرطوس–سوريا.

**مدرس–قسم الفيزياء–كلية العلوم–جامعة طرطوس–طرطوس–سوريا.

***ماجستير في الفيزياء– قسم الفيزياء–كلية العلوم–جامعة طرطوس–طرطوس–سوريا.

****طالبة دراسات عليا(ماجستير)– قسم الفيزياء–كلية العلوم–جامعة طرطوس–طرطوس–سوريا.

مجلة جامعة طرطوس للبحوث والدراسات العلمية _ سلسلة العلوم الأساسية المجلد (5) العدد (4) 2021

Tartous University Journal for Research and Scientific Studies –Basic Sciences Series Vol. (5) No. (4) 2021

Study of the Central and non-Central Forces Effects on the O_8^{17}-nucleous Energetic spectrum.

Dr. Ahmed Bishani *
Dr.IsmailShaban**
Enass Ahmed***
Hiba Manna****

(Received 20/6/2021.Accepted 6/9/2021)

□ABSTRACT □

The Dirac Equation (DE) was found for a non-various nuclear potential which includes the central and non-central effects. The DE was solved in the two cases.
1-Nuclear potential includes the central and non-central effects.
2-Nuclear potential includes the non-central or tensorial effects.
This study applied to theO_8^{17}nucleous.
The obtained results were compared with reference results and the good agreement was found between these results. This allows to calculate a participation of the nucleartensorial forces in the Energetic levels of the O_8^{17} nucles spectrum.

Key Words: Dirac equation- Central nuclear- potential- Tensorial nuclear potential- Energetic displacement.

*Professor, Department of Physic, Fuclty of Science, Tartous University, Tartous, Syria.
**Teacher, Department of Physic, Fuclty of Science, Tartous University, Tartous, Syria.
***Master of Physic, Department of Physic, Fuclty of Science, Tartous University, Tartous, Syria.
****Postgraduate Student , Department of Physic, Fuclty of Science, Tartous University, Tartous, Syria.

مقدمة:

يعتبر النموذج الطبقي النووي من أهم النماذج النووية والأكثر استخداماً في أبحاث الفيزياء النووية حيث كان له الدور الأكبر في تفسير العديد من الظواهر النووية خاصة في تفسير البنية الداخلية للنواة .حيث تجدر الإشارة إلى أن نموذج الجسيم الواحدي single partical أو مايسمى بنموذج النيكلون المفرد يعتبر أحد أهم تطبيقات النموذج الطبقي والذي يعتمد على حقيقيتين أساسيتين:

الحقيقة الأولى: أن كل نيكلون يتحرك في الحقل الوسطي للنيكلونات الأخرى.

والحقيقة الثانية هي وجود مكان لتأثير (سبين–مدار) متبادل قوي وذو طبيعة نسبية[1,2,3].

ويعتبر هذا النموذج الإطار الذي يشمل أغلب الأبحاث الحديثة.كما لابد من الإشارة إلى أن أغلب الأعمال المنجزة في هذا المجال تعتبر استخدام معادلة ديراك من البديهيات لوصف حركة النيكلونات تحت تأثير الحقل الخارجي[2,4]، خصوصاً عند الاختيار الصحيح لكل من هاملتون المسألة والكمون الذي يحويه[4].

كما ويعبّر عن الكمون النووي العام الذي يحوي كل أشكال التأثيرات المتبادلة بالمصفوفة المعبر عنها بالمعادلة الآتية:[4,5]

$$V(r) = \begin{pmatrix} V_{11}(r) & i(\vec{\sigma},\vec{n})U(r) \\ -i(\vec{\sigma},\vec{n})U(r) & V_{22}(r) \end{pmatrix} \quad (1)$$

حيث$\vec{n} = \frac{\bar{r}}{r}$ متجه الواحدة و$V_{11}(r), V_{22}(r)$ مركبات القطر الرئيسي المعبرة عن الجزء المركزي للكمون النووي، أما المركبات$-i(\vec{\sigma},\vec{n})U(r), i(\vec{\sigma},\vec{n})U(r)$ فهي تمثل الجزء التنسوري في الكمون النووي العام،

و يعبر عن الحد$U(r)$ بالعلاقة $U(r) = \frac{V_0}{r_0} r$حيث تمثل V_0عمق الكمون التنسوري، و r_0 نصف قطر التأثير التنسوري، تمثلσ مصفوفات باولي المعروفة[6,7].

هدف البحث وأهميته:

يهدف هذا البحث إلى دراسة معادلة ديراك وحلها ثمتحويلها إلى معادلة شبيهة بمعادلة شرودنغر. يعبر عن معادلة ديراك بالمعادلة الآتية:

$$[c\overrightarrow{(\alpha,\vec{p})}+\beta mc^2 + V(\vec{\boldsymbol{r}})]\boldsymbol{\Psi}(\vec{\boldsymbol{r}}) = E\boldsymbol{\Psi}(\vec{\boldsymbol{r}})] \quad \mathbf{(2)}$$

حيث تمثل الكميات c,α, β,m كتلة الجسيم وومصفوفة واحدية أحد أشكال معادلة ديراك و مصفوفة ديراك الرباعية وسرعة الضوء على الترتيب.

وستتم الدراسة من أجل حالتين :

الحالة الأولى : عبر عن الكمون النووي العام بالشكل $V(r) = \begin{pmatrix} V_{11} & V_{12} \\ V_{21} & 0 \end{pmatrix}$، ومن ثم تحويل معادلة ديراك إلى معادلة شبيهة بمعادلة شرودنغر النسبية، وحلها بشكل تقريبي من أجل حساب طاقة سويات طيف طاقة نواة الأوكسجين $\boldsymbol{O_8^{17}}$.

الحالة الثانية: عبر عن الكمون النووي بالشكل $V(r)=\begin{pmatrix}0 & i(\vec{\sigma},\vec{n})U(r)\\ -i(\vec{\sigma},\vec{n})U(r) & 0\end{pmatrix}$ أي غياب التأثيرات المركزية وبقاء تأثير القوى التنسورية أو الكمون التنسوري، وكذلك حساب طاقة سويات طيف طاقة النواة، والمقارنة لمعرفة مساهمة القوى التنسورية أو الكمون التنسوري في الكمون النووي العام.

كما يهدف هذا البحث إلى حساب طاقة السويات النووية الفرعية $\mathrm{E}_{\mathrm{n},l,l-\frac{1}{2}}$ وكذلك $\mathrm{E}_{\mathrm{n},l,l+\frac{1}{2}}$ في حالة الكمون المعبر عنهبالمعادلة (١) تمهيداً لحساب طاقة الانشطار السبين لبعض النوى ومقارنتها مع القيم التجريبية.

الدراسة النظرية:

تكتب معادلة ديراك من أجل الكمون النووي المشار إليه في الحالة الأولى بالشكل الآتي[5]:

$$\begin{pmatrix}E-mc^2 & -c(\vec{\sigma},\vec{p})\\ -c(\vec{\sigma},\vec{p}) & E+mc^2\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\varphi(\vec{r})\\ \chi(\vec{r})\end{pmatrix}=\begin{pmatrix}V_{11}(r) & i(\bar{\sigma},\bar{n})U(r)\\ -i(\bar{\sigma},\bar{n})U(r) & 0\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\varphi(\vec{r})\\ \chi(\vec{r})\end{pmatrix}\quad(3)$$

حيث$\Psi(\bar{r})=\begin{pmatrix}\varphi(\vec{r})\\ \chi(\vec{r})\end{pmatrix}$وبحساب المركبة الصغرى$\chi(\vec{r})$ بدلالة $\varphi(\vec{r})$ وتعويضها في المعادلة (٣) نحصل على المعادلةالآتية:

$$\{-c^2p^2+[E-mc^2-V_{11}(r)](E+mc^2)\}\varphi(\vec{r})=U^2(r)\varphi(\vec{r})-c\frac{2U(r)}{r}[\hbar+\vec{\sigma}\vec{p}]\varphi(\vec{r})-\hbar c\frac{dU(r)}{dr}\varphi(\vec{r})\quad(4)$$

بعد الأخذ بعين الاعتبار أن $\vec{\sigma}.\vec{l}=-\hbar(\chi+1)$

وكذلك$\chi(\chi+1)=l(l+1)$و $\chi=l$من أجل j$=l-\frac{1}{2}$ومن أجل j$=l+\frac{1}{2}$[6,7] حيث تمثل الكميات $\chi,l,j,$العزم الزاوي الكلي، العزم المداري، مؤثر متعلق بالعزم المداري .اعتماداً على ما أشرنا إليه فإن المعادلة القطرية (بدلالة التابع الموجي القطري (Radial wave *function*) للمعادلة (٤) تكتب بالشكل:[4,8]

$$[\frac{d^2}{dr^2}-\frac{\chi(\chi+1)}{r^2}+\frac{2m}{h^2}\left[\frac{E^2-m^2c^4}{2mc^2}-\frac{\hbar}{mc}(2\chi-1)\frac{V_0}{r_0}\right]-\left[\frac{E+mc^2}{2mc^2}\frac{m\omega^2}{2}+\frac{1}{2mc^2}\frac{{V_0}^2}{{r_0}^2}\right]r^2]F_{jl}(r)=0\quad(5)$$

ويمكن إعادة كتابة المعادلة (٥) بالشكل التالي:

$$\frac{d^2}{dr^2}F_{jl}(r)-\frac{\chi(\chi+1)}{r^2}F_{jl}(r)+\frac{2m}{\hbar^2}\left[\frac{E^2-m^2c^4}{2mc^2}-\frac{\hbar}{mc}(2(\chi-1)\frac{V_0}{r_0}-\frac{1}{2}kr^2\right]F_{jl}(r)=0\quad(6)$$

حيث يعبر عن k وفق العلاقة التالية $\mathrm{k}=\frac{1}{\mathrm{mc}^2}[(\mathrm{E}+\mathrm{mc}^2)\frac{\mathrm{m}\omega^2}{2}+\frac{{\mathrm{V}_0}^2}{{\mathrm{r}_0}^2}]$

وكما هو واضح فإن المعادلة (٦) هي معادلة شبيهة بمعادلة شرودنغر النسبية لمعاملات قوى المرونة[9] حيثمعاملقوة المرونة يعطى وفق العلاقة:$k=m\omega^2$وبالتالي حل المعادلة (6) يعطي القيم الخاصة للطاقة وفق الأشكال التالية:$E_n=\left(2n_r+l+\frac{3}{2}\right)\hbar\,\omega$ أو بالشكل $E_n=N\hbar\,\omega$ حيث يعبر عنالعدد الكوانتي الرئيسيN وفق العلاقة $N=2n_r+l+\frac{3}{2}$وتأخذ N القيم التالية: (N= 1,2,….)

ويمثلlالعزم المداري (l=0,1,2,…)و n_r العدد الكوانتي القطري ($n_r=0,1,2,....$)[7,8,9].

يعطى حل المعادلة (٦)بالشكل الآتي:

$$\frac{E^2 - m^2c^4}{2mc^2} - \frac{\hbar}{mc}(2\chi - 1)\frac{V_0}{r_0} = \hbar\,\omega_1 N \qquad (7)$$

و بإدخال بعض الرموزالمعرفة بالعلاقات التالية:

$\varepsilon_{nlj} = E - mc^2$طاقة السويات الفرعية للنوى المدروسة ، $\alpha = \frac{\varepsilon_{nlj}}{2mc^2}$، $\delta = \frac{4\hbar^2 c^2}{(2mc^2)^4} N^2 \frac{V_{ot}^2}{r_{ot}^2}$،

$\beta = \frac{1}{c}\frac{\hbar^2}{(2mc)^2}(2\chi - 1)\frac{V_0}{r_0}$، $\gamma = \frac{4\hbar^2 c^2}{(2mc^2)^2}\frac{m\omega^2}{2}N^2$، في المعادلة (٧) فإن حلها يعطى بالشكلالآتي:

$$\alpha = \beta + \sqrt{\gamma + \delta} \qquad (8)$$

أو بالشكل:

$$\varepsilon_{nlj} = \frac{hc}{2mc^2}\left[(2\chi - 1)\frac{V_0}{r_0}\right] + \frac{2\hbar cN}{(2mc^2)^{1/2}}\left[\frac{mc^2\hbar^2\omega^2}{2c^2\hbar^2} + \frac{1}{2mc^2}\frac{V_{ot}^2}{r_{ot}^2}\right]^{1/2} \qquad (9)$$

ولكن $\chi=l$ من أجل $j = l - \frac{1}{2}$، وكذلكχ1$-l$ $-$=من أجل $j = l + \frac{1}{2}$

إذن المعادلة (٩) تعبّر ضمناً عن معادلتين الأولى من أجل $j = l + \frac{1}{2}$، والثانية $j = l - \frac{1}{2}$، وهذا يسمح بحساب طاقة السويات الفرعية للنوى المدروسة ε_{nlj}.

أما طاقة السوية قبل الانقسام أي ε_{nl} أو E_{nl}فيعبر عنها بالعلاقة الآتية (١٠):

$$E_{nl} = \left(2n_r + l + \frac{3}{2}\right)\hbar\omega \qquad (10)$$

ولابد من الإشارة هنا إلى عناصر هذه المعادلة:

حيث تمثل V_0 عمق حفرة الكمون الهزاز التوافقي، وتمثل r_0 نصف قطر التأثير، أما V_{0t}فتعبر عن عمق الكمون التنسوري، و تمثل r_{0t} نصف قطر تأثيره وكذلك $\hbar\omega$ مع العلم أن القيم الحسابية لتلك العناصر أخذت من دراسات مرجعية سابقة [10,11].

النتائج الحسابية والعددية:

تمت الدراسة في هذا البحثعلى نواة الأوكسجين O_8^{17} حيث يعبر عن سويات طيف الطاقة لهذه النواة بالشكل: $0s_{\frac{1}{2}}0p_{\frac{3}{2}}0p_{\frac{1}{2}}0d_{\frac{5}{2}}$, علماً أن السوية$0d_{\frac{5}{2}}$ تحوي نيكلون واحد ويسمى بالنيكلون المفرد.

كما وتحسب طاقة السويات الفرعية اعتماداً على المعادلة (٩) أما طاقة السويات الأساسية 0s,0p,0d فتحسب من المعادلة (١٠).

أولاً: طاقة الحالة $0s_{\frac{1}{2}}$, في هذه الحالة يعبر عن العدد الكوانتي القطري والعزم المداري وفق القيم $n_r = 0$ و$l = 0$على الترتيب وبالتالي $j = \frac{1}{2}$ إذن $2\chi$$-$1=$-$3 وكذلك نأخذ قيم الثوابت وفق القيم التالية:

$$r_0 = 2.45\ Fer V_0 = 14 MeV \hbar\omega = 15.95\ MeV V_{0t} = 13 Mev r_{0t} = 2.5\ \text{Fer}$$

وبتعويض هذه القيم السابقة في المعادلة (٩) في حالة $j = l + \frac{1}{2}$ نجد قيمة الطاقة الموافقة للحالة $0s_{\frac{1}{2}}$,تساوي [10,11]:

$$E\left(0s_{\frac{1}{2}}\right)=\mathrm{E}_{\frac{001}{2}}$$
$$=\frac{197.32}{2(939.6)}\left[(-3)\frac{14}{2.45}\right]+\frac{2(197.32(1.5)}{(2*939.6)^{1/2}}\left[\frac{(939.6)(15.95)^2}{2(197.32)^2}+\frac{1}{2*939.6}\frac{13^2}{2.5^2}\right]^{1/2}=22.18MeV$$

أما طاقة $E_{00}(0s)$ فتحسب بالشكل:

$$E_{nl}=E_{00}(0s)=\hbar\,\omega\left(2n+l+\frac{3}{2}\right)=23.925MeV$$

وسوف نحسب طاقة السوية $0p_{1/2}$ بنفس التفصيل:

$$E\left(0p_{\frac{1}{2}}\right)=E_{0\,0\frac{1}{2}}$$
$$=\frac{197.32}{2(939.6)}\left[(1)\frac{14}{2.45}\right]+\frac{2(197.32(2.5)}{(2*939.6)^{1/2}}\left[\frac{(939.6)(15.95)^2}{2(197.32)^2}+\frac{1}{2*939.6}\frac{13^2}{2.5^2}\right]^{1/2}=41.069\,MeV$$

وكذلك $E_{nl}(0p)=E_{01}=\hbar\,\omega\left(0+1+\frac{3}{2}\right)=\frac{5}{2}\hbar\,\omega=\frac{5}{2}(15.95)=39.875\,MeV$

نلاحظ أن الفرق بين سويتي الطاقة يتم وفق العلاقة التالية:

$$E_{nl}(0p)-E_{nl}(0s)=\hbar\,\omega=39.875-23.925=15.95MeV$$

وهي نفس القيمة المستخدمة أثناء التطبيق وهذا يؤكد على صحة النموذج التحليلي المستخدم.

أما طاقة السوية $0p_{\frac{3}{2}}$ فتحسب بعد التعويض في المعادلة (٩) من أجل $j=l+\frac{1}{2}$ في هذه الحالة نجد: $\chi=-l-1$

$$E\left(0p_{\frac{3}{2}}\right)=36.96\,MeV$$

وباتباع نفس الطريقة نجد طاقة السوية $0d_{\frac{5}{2}}$

$$E\left(0d_{\frac{5}{2}}\right)=57.15\,MeV$$

<u>الحالة الثانية:</u>

في هذهالحالة ندخل في معادلة ديراك فقط كمون أو جهد القوى التنسوريةوفق الآتي:

$$V(r)=\begin{pmatrix}0 & i(\bar{\sigma},\bar{n})U(r)\\ -i(\bar{\sigma},\bar{n})U(r) & 0\end{pmatrix}\qquad(11)$$

وبالتالي نكتب معادلة ديراك بالشكلالآتي:

$$\begin{pmatrix}E-mc^2 & -c(\vec{\sigma},\vec{p})\\ -c(\vec{\sigma},\vec{p}) & E+mc^2\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\varphi(\vec{r})\\ \chi(\vec{r})\end{pmatrix}=\begin{pmatrix}0 & i(\bar{\sigma},\bar{n})U(r)\\ -i(\bar{\sigma},\bar{n})U(r) & 0\end{pmatrix}\begin{pmatrix}\varphi(\vec{r})\\ \chi(\vec{r})\end{pmatrix}\qquad(12)$$

بحساب المركبة الثانية للتابع الموجي و بدلالة الأولى $\varphi(\overrightarrow{r})$ والتعويض وبعد عدة خطوات تحليلية يمكن الوصول بالمعادلة (١٠) إلى المعادلة الآتية:

$$[\frac{d^2}{dr^2}-\frac{(\chi+1)}{r^2}+\frac{2m}{\hbar^2}\left[\frac{E^2-m^2c^4}{2mc^2}-\frac{\hbar}{mc}(2\chi-1)\frac{V_0}{r_0}\right]-\left[\frac{E+mc^2}{2mc^2}\frac{m\omega^2}{2}+\frac{1}{2mc^2}\frac{{V_0}^2}{{r_0}^2}\right]r^2]F_{jl}(r)=0 \qquad (13)$$

أو بالشكل

$$\left\{\frac{d^2}{dr^2}F_{jl}(r)-\frac{\chi(\chi+1)}{r^2}F_{jl}(r)+\frac{2m}{\hbar^2}\left[\frac{E^2-m^2c^4}{2mc^2}-\frac{\hbar}{mc}(2\chi-1)\frac{V_0}{r_0}-\frac{1}{2}Kr^2\right]F_{jl}(r)=0\right\} \qquad (13)$$

حيث يعبر عن معامل قوى المرونة وفق العلاقة $K=\frac{1}{mc^2}\frac{{V_0}^2}{{r_0}^2}$ وبالتالي $\omega=\sqrt{\frac{k}{m}}=\frac{1}{mc}\frac{V_0}{r_0}$

أما الطاقة E فتعطى بالعلاقة (١٤) وفق الشكل:

$$E=\frac{E^2-m^2c^4}{2mc^2}-\frac{\hbar}{mc}(2\chi-1)\frac{V_0}{r_0} \qquad (14)$$

وكما هو واضح تشبه المعادلة (١٣) معادلة شرودنغر للهزاز التوافقي وبالتالي نكتب علاقة الطاقة وفق الآتي:

$$E=\hbar\,\omega N=\hbar\,\omega\left(2n+l+\frac{3}{2}\right) \qquad (15)$$

في المعادلة (١٤) ندخل رمزاً جديداً $\varepsilon_{nlj}=E-mc^2$ أو $E=\varepsilon_{nlj}+mc^2$ وبالتالي تكتب هذه المعادلة وفق الشكل الموضح في المعادلة (١٦):

$$\frac{\varepsilon_{nlj}(\varepsilon_{nlj}+2mc^2)}{2mc^2}-\frac{\hbar}{2mc}(2\chi-1)\frac{V_0}{r_0}=\frac{\hbar}{mc}\frac{V_0}{r_0}N(16)$$

وبإهمال الحد $\frac{E^2}{2mc^2}$ أمام بقية الحدود وبالتالي تكتب المعادلة (١٥) بالشكل كما هو موضح في المعادلة الآتية:

$$\varepsilon_{nlj}=\frac{\hbar}{mc}\frac{V_0}{r_0}\left[\left(\chi-\frac{1}{2}\right)+N\right] \qquad (17)$$

تسمح المعادلة (١٧) بحساب طاقة السويات الفرعية المنقسمة عن السوية الأساسية أي $E_{nll-\frac{1}{2}}$ وكذلك $E_{nll+\frac{1}{2}}$

على اعتبار أن $j=l\pm s$ وكذلك $\chi=-l-1$ من أجل $j=l+\frac{1}{2}$ ويمكن حساب طاقة السوية قبل الانقسام (الهزاز التوافقي) E_{nl} حيث $E=\hbar\,\omega(2n_r+l+3/2)$ إذن يمكن كتابة المعادلة (١٦) وفق الآتي:

$$\varepsilon_{nlj}\left(j=l-\frac{1}{2}\right)=\frac{\hbar}{mc}\frac{V_0}{r_0}\left[\left(l-\frac{1}{2}\right)+2n_r+l+\frac{3}{2}\right] \qquad (18)$$

$$\varepsilon_{nlj}\left(j=l+\frac{1}{2}\right)=\frac{\hbar}{mc}\frac{V_0}{r_0}\left[\left(-l-\frac{3}{2}\right)+2n_r+l+\frac{3}{2}\right] \qquad (19)$$

تكتب المعادلة (١٨) بعد افتراض أن $\omega_0=\frac{\hbar}{mc}\frac{V_0}{r_0}$ بالشكل الآتي:

$$\varepsilon_{nlj}\left(j = l - \frac{1}{2}\right) = \hbar\,\omega_0[2n_r + 2l + 1] \qquad (20)$$

وتكتب المعادلة (19) بالشكل الآتي:

$$\varepsilon_{nlj}\left(j = l + \frac{1}{2}\right) = \hbar\,\omega_0\,2n_r \qquad (21)$$

نلاحظ من المعادلة (٢١) أن السويات الطاقية المرتبطة بالعزم الكلي $j = l + \frac{1}{2}$ تتوضع فوق بعضها البعض في مجال طاقي واحد عندما توصف تلك السويات الطاقية بنفس العدد الكوانتي القطري وهذا ما نسميه بالتراكب أو الانطباق وسبب ذلك غياب تأثير العزم المداري ويمكن تمثيل طيف طاقة نواة الأوكسجين في الحالة $j = l + \frac{1}{2}$.[6,12]

أشرنا سابقاً إلى أن طيف الطاقة لنواة الأوكسجين يكتب بالشكل $0s_{1/2}0p_{3/2}0p_{1/2}0d_{5/2}$, ولذلك سنقوم بحساب طاقة السويات السابقة وفقاً للمعطيات التي أشرنا إليها سابقاً واعتماداً على المعادلتين (١٩) و(٢٠) يمكن أن نكتب:

$$\varepsilon_{nlj}\left(0s_{\frac{1}{2}}\right) = E_{00\,1/2} = \frac{\hbar\,c}{mc^2}\frac{V_0}{r_0}(2n_r) = \frac{197.32}{939.6}\frac{14}{2.45}(0) = 0MeV$$

نلاحظ أن الانزياح مساوٍ للصفر.

$$\varepsilon_{nlj}\left(0p_{\frac{3}{2}}\right) = 0$$

$$\varepsilon_{nlj}\left(0p_{\frac{1}{2}}\right) = \frac{\hbar\,c}{mc^2}\frac{V_0}{r_0}(2n_r + 2l + 1) = 3.6\ MeV$$

أما طاقة السوية E_{nl} وهي قبل الانقسام تعطى بالعلاقة:

$$\varepsilon_{nlj}(0p) = \hbar\,\omega_0\left[2n + l + \frac{3}{2}\right] = 1.21\left(\frac{5}{2}\right) = 3.025MeV$$

وبالتالي قيمة الانزياح نحو الأعلى:

$$\varepsilon_{nlj_{n\,l\,l-\frac{1}{2}}} - \varepsilon_{nlj_{n\,l}} = \varepsilon_{nlj_{0\,1\,-\frac{1}{2}}} - \varepsilon_{nlj_{0\,1}} = 3.6 - 3.025 = 0.575MeV$$

وكذلك الأمر:

$$\varepsilon_{nlj}\left(0p_{\frac{3}{2}}\right) = 1.21(0) = 0MeV$$

وطاقة السوية $E_{0\,2}$ *فتحسب*

$$E_{0\,2} = 1.21\left(0 + 2 + \frac{3}{2}\right) = 4.235MeV$$

$$\hbar\omega_0 = 4.235 - 3.025 = 1.21MeV$$

وهي قيمة الإزاحة الطاقية بين سويتين متتاليتين لهما نفس العدد الكوانتي القطري.

النتائج والمناقشة:

أظهرت الدراسات المرجعية والتجريبية أن مساهمة الكمون اللامركزي (التنسوري) في الكمون النووي العام هي بحدود [10,11]%(8−7)وفي بحثنا هذا الذي تضمن الحالة الأولى (الكمون النووي يحتوي التأثير المركزي واللامركزي) وكذلك الحالة الثانية التي درست تأثير الكمون اللامركزي فقط.

لنقارن النتائج في الحالتين لبعض القيم من خلال نسبة قيم الطاقة الناتجة عن المون التنسوري إلى قيم الطاقة للكمون المركزي.

$$\frac{E(0P_{\frac{1}{2}})_{ten}}{E(0P_{\frac{1}{2}})_{cen}} = \frac{3.6}{41.069} = 0.087 = 8.7\%$$

وكذلك

$$\frac{E(0p)_{ten}}{E(0p)_{cen}} = \frac{3.025}{39.069} = 0.077 = 7.7\%$$

وكذلك الأمر يمكن مقارنة $\hbar\,\omega_t$ إلى$\hbar\,\omega_{cen}$ نجد:

$$\frac{\hbar\,\omega_t}{\hbar\,\omega_{cen}} = \frac{1.21}{15.95} = 0.076 = 7.6\%$$

إن قيم المقارنة بين نتائج الحالة الأولى والثانية أظهرت إلى أن مساهمة الكمون النووي التنسوريفي الكمون النووي العام هي بحدود %(8−7)وهذا يتوافق مع الدراسات والقيمالتجريبية المعروفة.

الاستنتاجات والتوصيات:

١−إن التطابق الحاصل بين القيم التي حصلنا عليها مع القيم التجريبية لمساهمة تأثير القوى التنسورية وهي بحدود %(8−7)يؤكد على صحة النموذج النووي المدروس من الناحية التحليلية وكذلك من ناحية التطبيق.

٢−تجلى لنا حالة الانطباق والتراكب لسويات الطاقة في الحالة$j = l + \frac{1}{2}$ أو$E_{n,l,l+\frac{1}{2}}$وهذا يؤكد على عدم مصونية العزم المداري.

التوصيات:

١−إن دراسة التأثيرات المركزية واللامركزية للكمون النووي العام على طيف طاقة النواة في إطار معادلة ديراك في نموذج النيكلون المفرد يعتبر مجال واسع لاهتمامات الباحثين في الحقل النووي وبنية النواة.

٢−على الرغم من الاستخدام الواسع لمعادلة ديراك وكذلك النموذج الطبقي النووي في دراسة البنية الداخلية للنواة إلا أنه يوجد الكثير من الظواهر النووية التي مازالت بحاجة إلى تفسير .

المراجع:

1-Vashakidaze.I.S *Relativistic theory of single particle state and spin- orbit Interaction*. Tbilisi state Repores T. 285,59(1990).

2-Miller. L.D. *Relativistic- single- particle potentials for nuclei*. Annals of physics 91,40-57(1975).

3- M.Hmzavi, A.Arajabi, H.Hassanabadi (*Exact Pseudospin Symmetry Solution of the Dirac Equation) – physics letters A,Volume 374*,Issue 42,pages 4303-4307,2010

4-Vashakidaze. I.S. *Relativistic tensor effects in nuclear single particle states.* Tbilisi state University Reports T.296.171(1991).

5-.بيشاني. أحمد. *حساب طاقة الانقسام (سبين-مدار) لبعض نوى النيكلون المفرد* – مجلة جامعة تشرين للدراسات والبحوث العلمية، سلسلة العلوم الأساسية المجلد ٢٩(العدد١) ٢٠٠٧-ص١١-٢١.

6-د.بيشاني.أحمد-د.نظام. محي الدين-د.موسى.محمد. *دراسة تأثير القوى النووية التنسورية على خارطة طيف الطاقة لبعض النيوكليونات المفردة باستخدام نموذج الجسيم الواحد*-سلسلة العلوم الأساسية المجلد ٣٠(العدد٢) ٢٠٠٩.

7- Krutov.VA, Savushkin LN*, (Relativity and Spin-Orbit I nteraction in Nucle*i)- Physics letters Nucl.Gen., Vol 6, 21 F (2016).

8-KRUTOV, V.A*., Relativity and Spin-Orbite Interaction of Nuclei*.-J.Phys. V.6.,1988,93-105.

9- Akcay,H,Tezcan,C -*(Exact Solutions of the Dirac equation with Harmonic oscillator Ptentialunludingaeoulomb-like tensor potenti*al) intemtionlJoumal of Modm Physics C, Volume 20, Issue, pp.931-940(2016)..

10- د.سلمان.حسن- د.معلا،تيسير ، *ميكانيك الكم (٢)*، مديرية الكتب والمطبوعات، جامعة تشرين،٢٠٠٥، ٢٠٣-٢٠٥.

11-SHIOZ,M. *Super-Kamiokanda Collaboration*, Presented at the Neutrino 2002 Conference, Munich, Germany, May 2002.

١٢- د.بيشاني. أحمد. *دراسة تحليلية لمعادلة ديراك مع كمون تنسوري*- مجلة جامعة تشرين للدراسات والبحوث العلمية، سلسلة العلوم الأساسية المجلد ٢٠(العدد٧) ١٩٩٨-ص٧٣-٨٣.