<u>الفصل الثاني : القوة النووية</u>

هناك قوة تجاذب بين مكونات النواة مسؤولة بصورة أساسية في جمع وترابط مكوناتها ، وإلا ما كان هناك نواة بأكثر من نوية واحدة .

المقدار التقريبي للطاقة النووية : يمكن تقدير الطاقة الكلية لنوية مرتبطة داخل النواة وذلك باعتبار طول موجة دي بروجلي λ المصاحبة للنوية الموجودة داخل النواة والتي نصف قطرها تقريباً هو 5×10^{-15} m حيث نجد أن :

$$\lambda = \frac{h}{P} \quad => \quad P = \frac{h}{\lambda} = \frac{6.62\times10^{-34}}{5\times10^{-15}} = 1.325\times10^{-19}\ kg\ .m/s$$

الطاقة الكلية للنوية :

$$T = \frac{P^2}{2m} = \frac{(1.325\times10^{-19})^2}{2\times1.66\times10^{-27}} \cong 33\ MeV$$

هذه الطاقة أكبر بكثير من الطاقة التي يمكن أن تنتج من القوى الأخرى المعروفة مثل قوة الجذب بين الجسيمات أو القوة الكهربائية .

فمثلا قوة الجذب تعطى بالعلاقة :

$$F_g = G\frac{m_1\ m_2}{r^2}$$

ويعطى الشغل أو الطاقة في هذه الحالة بالعلاقة :

$$U_g = G\frac{m_1\ m_2}{r}$$

فإذا كان لدينا بروتونين يفصلهما مسافة (5 fm) ، فإن قيمة الطاقة هي :

$$U_g \simeq 2.3\times10^{-37}\ MeV$$

أما القوة الكهربائية بين البروتونات فهي قوة تنافر وبالتالي لن تعمل على ترابط مكونات النواة بل العكس . ويمكن حسابها من العلاقة :

$$U_e = k\frac{q_1\, q_2}{r}$$

حيث q هي شحنة البرتون ، k ثابت كولوم .

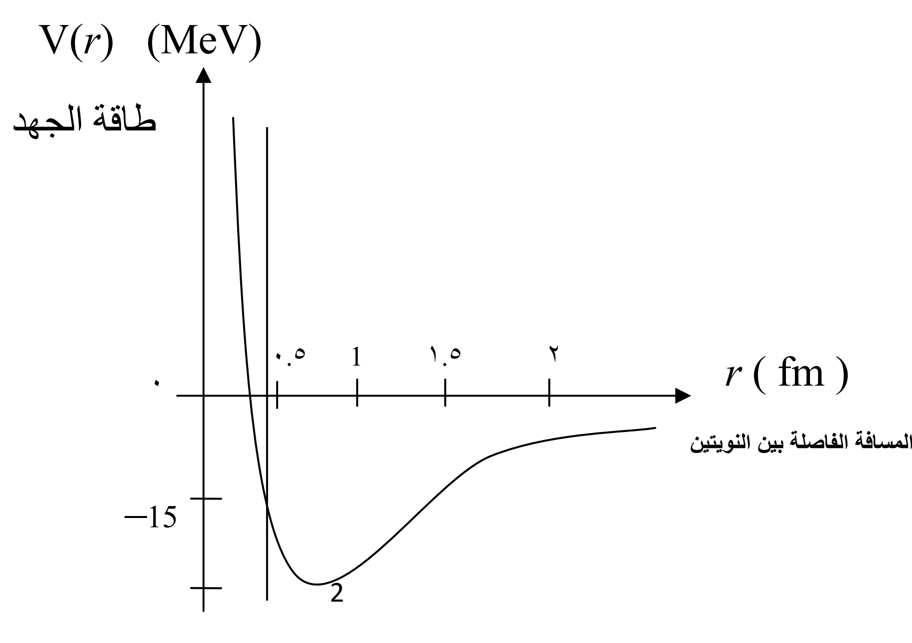
$$U_e = \frac{9\times10^{9}\times(1.6\times10^{-19})^2}{5\times10^{-15}} \cong 0.28\ \text{MeV}$$

لذا لا بد من إقتراح قوة جديدة تكون مسؤولة عن ربط النويات ببعضها داخل النواة والتي أطلق عليها اسم القوة النووية .

خواص القوة النووية :

تنبأ الفيزيائي الياباني يوكاوا (Yukawa) عام ١٩٣٥ م بوجود قوى الجذب النووية ، وفيما يلي بعض الخصائص الملاحظة تجريبياً لهذه القوة .

١- هي قوة تجاذب شديدة بين النويات داخل النواة ولكن ليس على طول المسافة الفاصلة بينهما ، فعندما تكون المسافة أقل من 0.4 fm تصبح القوة تنافرية وهذا يمنع إندماج النويات مع بعضها لتكوين جسيم واحد ، والشكل التالي يوضح علاقة طاقة الجهد بالمسافة الفاصلة بين النويات .



٢- القوة النووية ذات مدى قصير جداً ، ولذلك فهي تكون مؤثرة جداً عندما تكون المسافة الفاصلة أقل من 2 fm ، ولكنها تتناقص بعد زيادة المسافة عن 2 fm بسرعة وتنعدم تقريباً عند مسافة 10 fm . بينما تبقى القوة الكهربائية بين البروتونات لمسافات أطول بكثير مما يُسفر عن استقرار بعض النوى الثقيلة كاليورانيوم مثلا .

٣- القوة النووية مشبعة ، أي أن النوية داخل النواة تتفاعل مع عدد محدود فقط من النويات المحيطة بها ، وهذا يفسر وجود أنوية مستقرة مثل $^{4}_{2}He$ مع عدم وجود أنوية تحتوي على خمسة نويات (^{5}He أو ^{5}Li) .

٤- لا تعتمد القوة النووية على الشحنة الكهربائية و لا على نوع النواة .

أي أن : $F_{n\text{-}n} = F_{p\text{-}p} = F_{n\text{-}p}$

نظرية الميزون : إقترح يوكاوا عام ١٩٣٥ م أن التفاعل بين النويات يتم من خلال التبادل لجسيمات كمية سُميت بالميزونات ، وقد قدر يوكاوا كتلتها بحوالي $200\ m_e$.
وهذه الجسيمات تطلق من قبل النوية مكونة ما يسمى بالمجال أو الغيمة ، وإذا صادف إقترابها من نوية أخرى لها مجا ل ميزوني أيضاً فإنه يمكن أن ينتقل الميزون من النوية إلى الأخرى دون حدوث تغيير في كتلة النظام المكون لهما . أي أن هناك عملية تبادل مستمر للزخم من نوية لأخرى مما يعني وجود قوة متبادلة بينهما .
ويجب هنا ملاحظة أن تغير كتل (أو طاقة) النويات يحصل لفترة قصيرة جداً هي أقل مما يمكن التحسس به بحسب مبدأ اللايقين لهايزنبرج أي أن :

$$\Delta t < \frac{\hbar}{m_\pi c^2}$$

حيث Δt فترة الإنتقال ، $m_\pi c^2$ طاقة السكون للميزون .
ويمكن أيضاً بحسب مبدأ اللايقين لهايزنبرج تقدير كتلة السكون لهذه الميزونات كالتالي :

لنفرض أن نوية ما تطلق ميزوناً بكتلة سكون m_π ، فإنها سوف تفقد طاقة مقدارها ΔE ،
حيث أن : $\Delta E = m_\pi c^2$

وطبقاً لمبدأ اللايقين فإننا سوف نلاحظ هذا التغير في الطاقة إذا رجع الجسيم المنبعث إلى النوية خلال فترة قصوى مقدارها :

$$\Delta t = \frac{\hbar}{\Delta E} = \frac{\hbar}{m_\pi c^2} \qquad (*)$$

وخلال هذا الزمن ، فإن المسافة القصوى التي يقطعها الميزون هي : $\alpha = c\,\Delta t$

حيث c هي سرعة الميزون وتساوي سرعة الضوء في الفراغ (3×10^8 m/s) .

$$\Delta t = \frac{\alpha}{c}$$

وعند التعويض عن α بالمدى للقوة النووية أي أن : $\alpha = 1.4\times10^{-15}$ m ، ثم التعويض بذلك في المعادلة (*) نحصل على :

$$m_\pi = \frac{\hbar}{\alpha\, c}$$

هذا وقد بينت التجارب بأن الجسيمات الكمية المقترحة هي على ثلاثة أنواع :

متعادلة وسالبة الشحنة وموجبة الشحنة ، وتسمى بالبايونات (pions) .

١- البايون المتعادل π^0 : طاقة السكون له 135 MeV ، وليس له شحنة .

٢- البايون السالب π^- : طاقة السكون له 139 MeV ، شحنتة $-e$.

٣- البايون الموجب π^+ : طاقة السكون له 139 MeV ، شحنتة $+e$.

ويمكن كتابة بعض معادلات التفاعل الخاصة بتبادل البايونات كالآتي :

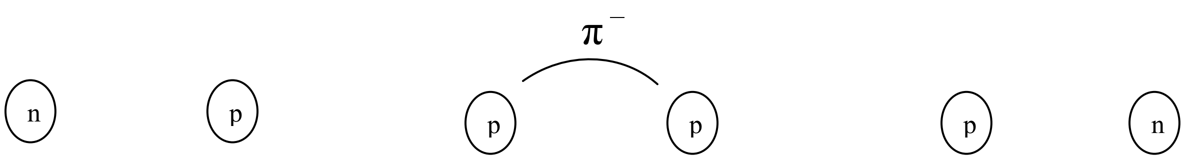
$$n \longrightarrow n + \pi^0$$

$$p \longrightarrow p + \pi^0$$

كما تتفاعل النويات المختلفة (البروتونات والنيوترونات) بتبادل البايونات المشحونة :

$$p \longrightarrow n + \pi^{+} \quad \text{أو} \quad n + \pi^{+} \longrightarrow p$$

$$n \longrightarrow p + \pi^{-} \quad \text{أو} \quad \pi^{-} + p \longrightarrow n$$



البداية الإنتقال النهاية

لقد استطاع يوكاوا أن يضع معادلة لنظرية المجال الميزوني بالمقارنة مع نظرية المجال الكهرومغناطيسي :

$$\nabla^2 \varphi - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 \varphi}{\partial t^2} = 0$$

حيث φ يمثل الجهد .

$$\nabla^2 \mathrm{V} - \frac{1}{c^2}\frac{\partial^2 \mathrm{V}}{\partial t^2} - \eta^2 \mathrm{V} = 0$$

حيث : $r = \frac{\hbar}{m_\pi c} = \frac{1}{\eta}$ مدى القوة النووية .

$$\eta = 0.3 \ \ to \ \ 0.5 \times 10^{13} \ /cm$$

حل معادلة الجهد هو :

$$V(r) = -f^2 \frac{e^{-\eta r}}{r}$$

حيث f مقدار ثابت .

الحالة الأرضية لنواة الديوترون (*Ground State of The Deuteron*) :

يمثل الديوترون ($^{2}_{1}H$) الحالة المقيدة الوحيدة المعروفة في الطبيعة لنويتين حيث يوجد في النواة بروتون ونيوترون . وبينت التجارب أن نواة الديوترون توجد فقط في الحالة الأرضية . وفي هذاه الدراسة سوف نفترض الآتي :

١- نواة الديوترون تحتوي على بروتون ونيوترون متساويين تقريباً بالكتلة ، أي أن :

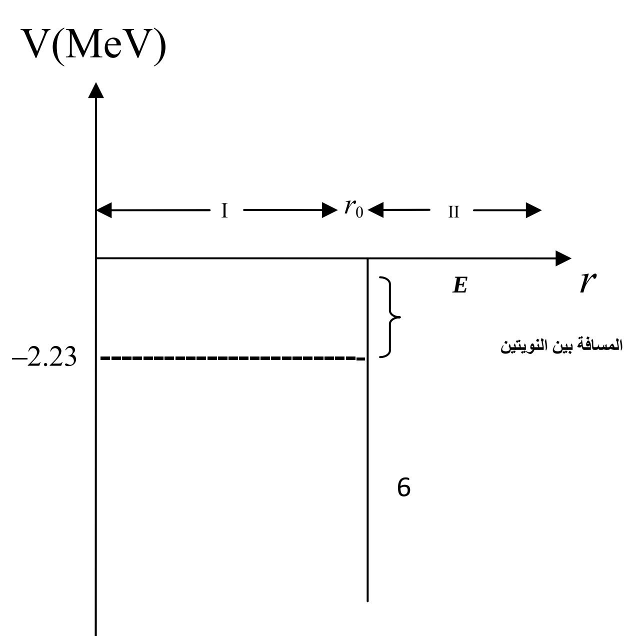
$m = m_n = m_p$ ، وبالتالي تكون الكتلة المختزلة لهما : $m' = \frac{m_n m_p}{m_n + m_p} = \frac{m}{2}$.

٢- القوة بين الجسيمين مداها قصير وهي تجاذبية و تعمل على الخط الواصل بينهما .

٣- يمكن اشتقاق القوة من الجهد . ولأن القوة تجاذبية في كل مكان ، فإن الجهد سالب ويتناقص مع نقصان المسافة بين الجسيمين .

٤- عند الطاقات المنخفضة (أقل من 100 MeV) ، فإن النتائج لا تعتمد على شكل الجهد وذلك لأن طول الموجة المصاحبة للجسيم الساقط هو أطول بكثير من المدى للقوة النووية . وبالتالي نعتبر الجهد للبئر المربع بعمق V_0 و مدى r_0 .

$$V(r) = \begin{cases} -V_0 & ; \; r \le r_0 \\ 0 & ; \; r > r_0 \end{cases}$$



$-V_0$ ———————

إن الطاقة الرابطة للحالة الأرضية لنواة الديوترون يمكن حسابها بسهولة لنجدها تساوي تقريباً $BE \cong 2.23\ MeV$ ، والطاقة الكلية للنظام : $E = -BE$ ، لذا فالطاقة الكلية للنيوترون كمية سالبة وتساوي $E = -2.23\ MeV$.

بما أن القوة مركزية ، لذا من المناسب استخدام معادلة شرودنجر بالإحداثيات الكروية :

$$\frac{1}{r^2}\frac{\partial}{\partial r}\left(r^2\frac{\partial\psi}{\partial r}\right)+\frac{1}{r^2 sin\theta}\frac{\partial}{\partial\theta}\left(sin\theta\frac{\partial\psi}{\partial\theta}\right)+\frac{1}{r^2 sin^2\theta}\frac{\partial^2\psi}{\partial\phi^2}+\frac{2m}{\hbar^2}(E-V)\psi=0 \qquad (*)$$

حيث m كتلة الجسيم ، $\hbar = \frac{h}{2\pi}$. وسوف ندرس حركة النيوترون تحت تأثير مجال قوة البروتون ، ونحصل على نفس النتيجة عند دراسة حركة البروتون تحت تأثير مجال قوة النيوترون ، وباعتبار الكتلة المختزلة للجسيمين : $m' = \frac{m_n m_p}{m_n+m_p} \cong \frac{m}{2}$.

نفترض حل المعادلة (*) على الصورة :

$$\psi(r,\theta,\phi) = R(r)\Theta(\theta)\Phi(\phi) \qquad (1)$$

سوف نركز على الدالة القطرية $R(r)$ ، أي على تذبذب النيوترون والبروتون حول مركز الكتلة ، حيث نعتبر الجهد $V(r)$ بتماثل كروي .

في حالة عدم وجود حركة دورانية فإن كلا من Θ و Φ تبقى ثابتة ومشتقاتها تساوي صفر . وعليه فإن : $\frac{\partial\psi}{\partial\theta} = \frac{\partial^2\psi}{\partial\phi^2} = 0$ ، فتصبح المعادلة (*) :

$$\frac{1}{r^2}\frac{d}{dr}\left(r^2\frac{dR}{dr}\right)+\frac{2m}{\hbar^2}(E-V)R=0 \qquad (2)$$

ويمكن تبسيط المعادلة (٢) بوضع $u(r) = r\,R(r)$ ، حيث نحصل على :

$$\frac{d^2u}{dr^2}+\frac{2m'}{\hbar^2}(E-V)u=0 \qquad (3)$$

والجهد V يأخذ قيمتين متميزتين : $V = -V_0$ داخل منخفض الجهد و $V = 0$ في الخارج . لذلك فالمعادلة (٣) لها حلان مختلفان u_I عندما $r \le r_0$ و u_{II} عندما $r \ge r_0$.

الدالة u_I داخل منطقة الجهد المنخفض تحقق المعادلة التالية :

$$\frac{d^2u_I}{dr^2}+\frac{2m'}{\hbar^2}(E-V_0)u_I=0 \qquad (4)$$

وعندما نضع :

$$a^2=\frac{2m'}{\hbar^2}(E-V_0) \qquad (5)$$

فإننا نحصل على :

$$\frac{d^2u_I}{dr^2}+a^2u_I=0 \qquad (6)$$

ومن الشكل نلاحظ أن : $|V_0| > |E|$ ، لذلك فإن $E + V_0$ كمية موجبة وكذلك a^2 كمية موجبة . والمعادلة (٦) تشبه المعادلة الموجية لجسيم محصور في صندوق ، وتأخذ الحل التالي :

$$u_I = A\cos ar + B\sin ar \qquad (7)$$

ولما كانت الدالة القطرية R تساوي $\frac{u}{r}$ ، لذلك لجعل R محددة نضع :

$A = 0$ عندما $r = 0$ ، وبالتالي تكون u_I داخل منخفض الجهد .

$$u_I = B\sin ar \qquad (I)$$

وخارج منخفض الجهد يكون $V = 0$ ، وعليه تأخذ المعادلة (٣) الصيغة التالية :

$$\frac{d^2u_{II}}{dr^2} + \frac{2m'}{\hbar^2}Eu_{II} = 0 \qquad (8)$$

إن الطاقة الكلية E للنيوترون داخل الديوترون هي كمية سالبة ، لذلك تكون الكمية التالية موجبة : $b^2 = \frac{2m'}{\hbar^2}(-E)$ ، وبالتعويض عن b^2 في المعادلة (٣) نحصل على :

$$\frac{d^2u_{II}}{dr^2} + b^2u_{II} = 0 \qquad (9)$$

وحل المعادلة (٩) يأخذ الصيغة :

$$u_{II} = Ce^{-br} + De^{br} \qquad (10)$$

حيث أن u يجب أن تقترب من الصفر عندما $r \longrightarrow \infty$ ، فنستنتج أن D يجب أن تساوي صفر . وعليه فدالة الموجة خارج منخفض الجهد تكون :

$$u_{II} = Ce^{-br} \qquad (II)$$

المعادلتان (I) و (II) تعطياننا على التوالي الدالة u (وبالتالي ψ) داخل و خارج منخفض الجهد . وعلينا الآن أن نصل هاتين الدالتين عبر السطح الفاصل للمنخفض . وبما أنه يجب أن يكون لدينا :

$$u_{\mathrm{I}} = u_{\mathrm{II}}$$

$$B \sin a r_0 = C e^{-b r_0} \qquad (11A)$$

وكذلك :

$$\frac{du_{\mathrm{I}}}{dr} = \frac{du_{\mathrm{II}}}{dr}$$

$$a\,B \cos a r_0 = -b\,C e^{-b r_0} \qquad (11B)$$

ونستطيع حذف المعاملين B و C بقسمة المعادلة (11A) على (11B) ، فنحصل على :

$$\tan a r_0 = -\frac{a}{b} \qquad (12)$$

و لا يمكن حل المعادلة الأخيرة جبرياً ، لكن يمكن حلها وبأي درجة من الدقة المطلوبة باستخدام الرسوم البيانية ، أو حلها عددياً . ولكي نحصل على حل تقريبي لهذه المعادلة نلاحظ أولا :

$$\frac{a}{b} = \frac{\sqrt{\frac{2m'}{\hbar^2}(E+V_0)}}{\sqrt{\frac{2m'}{\hbar^2}(-E)}} = \sqrt{\frac{E+V_0}{-E}} \qquad (12)$$

حيث تمثل E طاقة ترابط الديوترون و V_0 عمق منخفض الجهد .

ولما كانت $|V_0| > |E|$ ، فإننا نجد كتقريب أولي أن :

$$\tan ar_0 \simeq \infty$$

ولكن $\tan ar_0 \simeq \infty$ عندما : $\theta = \frac{\pi}{2}, \frac{3\pi}{2}, \frac{5\pi}{2}, \ldots\ldots\ldots, \frac{(2n+1)\pi}{2}$

حيث $n = 1, 2, 3, \ldots\ldots$. وعليه فإن الحالة الأرضية للديوترون ضمن هذا التقريب تتصف بـ : $ar_0 = \frac{\pi}{2}$. والحقيقة أن هذه هي الحالة الوحيدة التي يكون فيها النيوترون والبروتون مرتبطين لتكوين الديوترون . وبالتعويض عن قيمة a نجد :

$$\frac{\sqrt{2m'(E + V_0)}}{\hbar}\, r_0 \simeq \frac{\sqrt{2m'V_0}}{\hbar}\, r_0 \simeq \frac{\pi}{2}$$

حيث هنا قد أهملنا E باعتبارها صغيرة بالنسبة لـ V_0 ، لذلك :

$$V_0 \simeq \frac{\pi^2 \hbar^2}{8m' r_0^2} \qquad (14)$$

أن التقريب السابق أعلاه يكافئ الإفتراض بأن الدالة u_I داخل منخفض الجهد تأخذ قيمة عظمى (حيث $a\, r = 90^o$) عند جدران المنخفض . والحق هو أننا لكي نحصل على اتصال مستمر بين u_I و u_{II} و مشتقتيهما عبر السطح الفاصل لمنخفض الجهد ، فإن القيمة العظمى لـ u_I يجب أن تكون نوعاً ما بعيدة عن السطح الفاصل (لاحظ الشكل ١). فتبين حسابات أكثر دقة أن $ar \simeq 116^0$ عند $r = r_0$. والفرق بين هاتين النتيجتين هو نتيجة إهمال طاقة الترابط E بالنسبة لـ V_0 ، وعندما نأخذ بعين الاعتبار هذه الطاقة نجد أن :

$$V_0 \simeq \frac{\pi^2 \hbar^2}{8m' r_0^2} + \frac{2\hbar}{r_0}\sqrt{\frac{E}{2m'}} \qquad (15)$$

تمثل المعادلة (١٥) العلاقة بين نصف قطر منخفض الجهد r_0 ، وعمق منخفض الجهد V_0 وطاقة ترابط الديوترون $E-$ ، حيث تمثل r_0 بعد تأثير القوة النووية و V_0 شدة تأثير هذه القوة . وبالتعويض عن القيم المعلومة في المعادلة (١٥) واستخدام الوحدة MeV نحصل على :

$$V_0 \simeq \frac{1.0 \times 10^{-28}\ (MEV\ m^2)}{r_0^2} + \frac{1.9 \times 10^{-14}\ (MEV\ m)}{r_0}$$

و على اعتبار أن $r_0 = 2 \times 10^{-15}\ m$ ، نجد أن $V_0 \simeq 35\ \text{MeV}$.

وهذه قيمة معقولة لـ V_0 ، حيث نستنتج منها أن نموذجنا للنواة الذي تحتفظ فيه النويات بكيان مستقل من دون أن تندمج بعضها مع بعض بتأثير القوى النووية هو صحيح .