



چرا پتانسیل‌های نوکلئون - نوکلئون قادر به توجیه نتایج تجربی سه نوکلئونی نمی‌باشند؟

امیر اسدالله نژاد رنجبر، محمد اسلامی کلاتری

دانشگاه یزد، دانشکده فیزیک، گروه فیزیک هسته‌ای

چکیده:

در این مقاله به بررسی چهار مدل پتانسیلی که شامل یک پتانسیل غیرموضعی *Reid* مانند *Nijmegen (NijmI)* پتانسیل موضعی *(NijmII)*، پتانسیل *ArgonneV₁₈ (AV₁₈)* و پتانسیل *CD¹-Bonn* می‌شوند، پرداخته‌ایم. پتانسیل‌های معرفی شده، دارای χ^2/datum نزدیک به هم هستند و داده‌های پراکندگی نوکلئون - نوکلئون را به خوبی توجیه می‌کنند. این مدل‌های پتانسیلی نسبت به سایر مدل‌ها قادر به رقابت بیشتری با آنالیز پاره موجی *Nijmegen (PWA93)* می‌باشند. پیش‌بینی‌های تئوری با مقادیر تجربی ناشی از واکنش انشقاق پروتون-دوترون در انرژی 135 MeV مقایسه گردیده و نشان داده شده است که در نظر گرفتن پتانسیل‌های دو نوکلئونی ناکافی می‌باشد.

مقدمه:

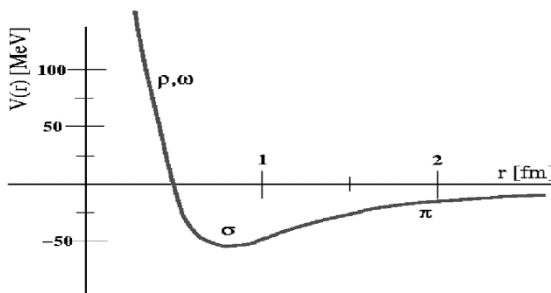
در گذشته بسیاری از پتانسیل‌های $(NN)^3$ نوکلئون - نوکلئون توسط گروه‌های مختلف معرفی شدند. که به نظر با داده‌های پراکندگی (NN) موجود در زمان خود سازگاری داشتند. مدل‌های قدیمی‌تر، یعنی مدل‌های سال‌های ۱۹۵۰ و ۱۹۶۰ دیگر برای توصیف مجموعه داده‌های کنونی مناسب نیستند. مدل‌های پتانسیل مختلفی که در سال ۱۹۷۰ معرفی شدند، مجموعه داده‌ها را با $\chi^2/N_{data} \approx 2$ توصیف می‌کنند. که N_{data} تعداد داده‌های پراکندگی NN در انرژی صفر تا 350 MeV است. پتانسیل‌هایی که در سال ۱۹۸۰ ارائه شدند، در توصیف داده‌ها نقش بهتری را ایفا کرده‌اند. اما این مدل‌ها هنوز مجموعه داده‌ها را با $\chi^2/N_{data} \approx 2$ توصیف می‌کردند. در حالی که این عدد باید با $\chi^2/N_{data} \approx 0.99$ که اخیراً از آنالیز پاره موج *Nijmegen NN (PWA93)* حاصل شده، مقایسه شود. این آنالیز از تمام داده‌های پراکندگی pp و np در انرژی کمتر از 350 MeV به دست آمده است [۱]. مدل‌های پتانسیلی که تنها با داده‌های np سازگاری دارند، حتی پس از اینکه برهم‌کنش‌های کولنی نیز اعمال شوند، قادر به توصیف دقیق داده‌های pp نیستند. این حقیقتی است که به‌طور کلی نادیده گرفته شده است [۲]. هر پتانسیل NN باید با داده‌های pp و نیز داده‌های np سازگار باشد، تا بتواند تمام داده‌های پراکندگی NN را توصیف کند. در طی دهه اخیر کیفیت داده‌های np به‌طور قابل ملاحظه‌ای افزایش پیدا کرده است. در نتیجه پتانسیل‌های قدیمی‌تر (*Paris80, Nijm78, Reid68*)، این داده‌ها را به

¹ Charge Dependent
² Partial-wave analysis
³ nucleon - nucleon

خوبی توصیف نمی کنند. و همچنین، بیشتر پتانسیل های جدیدتر نیز نیاز به تجدیدنظر و به روز شدن دارند. [۳، ۴] حال این سوال مطرح می شود که، آیا می توان یک مجموعه جدید از مدل های پتانسیلی را معرفی کرد که داده های NN را با $\chi^2/N_{data} \approx 1$ توصیف کند؟ جواب این سوال مثبت است و این را می توان از $PWA93$ Nijmegen حدس زد. زیرا این آنالیز پاره موجی در اصل یک پتانسیل وابسته به انرژی می باشد که با داده های پراکندگی مقایسه شده است. در آنالیز پاره موجی با ۳۹ پارامتر، کیفیتی در حد $\chi^2/N_{data} \approx 0.99$ را خواهیم داشت. در حالیکه یک مدل پتانسیل قراردادی تنها دارای ۱۰ تا ۱۵ پارامتر آزاد می باشد. به عنوان مثال پتانسیل به روز شده ۱۵ پارامتری $Nijm93$ که از پتانسیل $Nijm78$ بدست آمده است، داده های NN را با $\chi^2/N_{data} \approx 1.87$ توصیف می کند. که در توصیف داده ها با $PWA93$ Nijmegen قابل رقابت نمی باشد. پتانسیل $Nijm I$ شامل روابط وابسته به تکانه می باشد (همانند پتانسیل های $Nijm78$ و $Nijm93$) که باعث افزایش یک ساختار غیر موضعی $[\nabla^2 \phi(r) + \phi(r) \nabla^2]$ در فضای پیکربندی می شود. همچنین ما یک پتانسیل موضعی $Nijm II$ را در اختیار داریم که حتی اگر روابط وابسته به تکانه حذف شده باشند، پتانسیل موضعی $Nijm II$ همانند پتانسیل غیر موضعی $Nijm I$ سازگاری مطلوبی را با داده ها ایجاد کرده است. اخیراً گروه Bonn به تاثیر بار غیر مستقل (CD) در پتانسیل Bonn پی برده و پتانسیلی به نام CD-Bonn را جانشین پتانسیل اصلی Bonn کرده اند [۵]. نوع دیگری از پتانسیل های NN، پتانسیل $ArgonneV_{18}$ (AV_{18}) است [۶] که پتانسیل به روز شده $ArgonneV_{14}$ می باشد

نمای کلی :

یوکاوا در سال ۱۹۳۵ نظریه تبادل ذره ای بین نوکلئون ها (اندرکنش نوکلئون - نوکلئون) را ارائه کرد و بعدها که این ذره (پایون) با الهام از نیروی الکترومغناطیسی و تبادل فوتون مجازی کشف گردید، [۷، ۸] مشخص شد، که جرم پیش بینی شده آن توسط یوکاوا، نزدیک به جرم واقعی آن می باشد مولفه ی مرکزی پتانسیل نوکلئون - نوکلئون (شکل ۱) به سه ناحیه تقسیم می شود: الف) ناحیه بلند برد، که بردش (فاصله بین دو نوکلئون) و در حدود $2 fm$ می باشد. ب) ناحیه برد میانی، که در حدود $2 fm - 0.7 fm$ می باشد. ج) ناحیه کوتاه برد، که کمتر از $0.7 fm$ می باشد.



شکل ۱: پتانسیل برهم کنشی دو نوکلئونی



همان طور که در شکل ۱ نشان داده شده است، در ناحیه بلندبرد (Long range) مبادله پایون π و در نواحی که برد کوتاه تری دارند مبادله مزون σ و مزونهای سنگین تر ρ, ω صورت می گیرد. [۱، ۹] پتانسیل های بین نوکلئون - نوکلئون (NNP s) در فضای اندازه حرکت و در فضای پیکربندی توصیف می شوند [۱۰]. پتانسیل هایی که در فضای پیکربندی توصیف می شوند، در معادله غیرنسبیتی شرودینگر به کار می روند. پتانسیل باید تحت دوران، بازتاب و بازگشت زمانی، ناوردا باشد. همان طور که در زیر نشان داده شده است، پتانسیل مدل مستقلی که در فضای پیکربندی بیان می شود مجموع ۶ جمله می باشد:

$$V = \sum_{i=1}^6 V_i P_i$$

P_i یک گستره کلی از ۶ عملگر می باشد به طوری که

$$P_1 = 1, P_2 = \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2, P_3 = S_{12} = 3(\vec{\sigma}_1 \cdot \hat{r})(\vec{\sigma}_2 \cdot \hat{r}) - \vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2, P_4 = \vec{L} \cdot \vec{S}$$

$$, P_5 = Q_{12} = \frac{1}{4} [(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{L})(\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{L}) + (\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{L})(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{L})], P_6 = (\vec{\sigma}_1 - \vec{\sigma}_2) \cdot \vec{L}$$

P_1 : عملگر مرکزی، P_2 : عملگر اسپین - اسپین، P_3 : عملگر تانسوری، P_4 : عملگر اسپین - مدار، P_5 : عملگر اثر مربعی اسپین - مدار و P_6 : عملگر عدم تقارن اسپین - مدار می باشند. به طور کلی V_i در فضای پیکربندی تابعی از r^2 (فاصله بین دو نوکلئون) و نیز تابعی از عملگرهای خطی و اندازه حرکت های زاویه ای P^2 و L^2 می باشد. همچنین V_i تابعی از عملگرهای S^2 و J^2 است که در حقیقت از هر پاره موجی که به طور جداگانه پارامتری شده ناشی می شود [۹].

ساختار پتانسیل ها:

۱) ساختار پتانسیل Nijmegen:

پتانسیل های مبادله یک بوزون $(OBE)^4$ ، تابع هایی از اندازه حرکت وابسته به جملات مرکزی و عامل شکل هایی بصورت نمایی می باشند. مزون هایی که در اثر این پتانسیل مبادله می شوند، شامل مزون های شبه اسکالری (π, η, η') ، مزون های برداری (ρ, ω, ϕ) و مزون های اسکالری (a, f, ε) می باشند. مزون هایی که در گذرگاه های Regge این پتانسیل [۱۰] مبادله می شوند، شامل مزون های $\pi, \eta, \eta', \rho, \omega, \phi, \delta, S^*, \varepsilon$ می باشند. از این گذشته قسمت $J = 0$ به نحوی معرفی می شود که شامل بخش های Pomeron و گذرگاه های مزون-تانسوری f_2, f_2', a_2 می باشد که ناشی از پتانسیل های گاوسی هستند. انتشار دهنده مزونی دارای عامل شکلی به صورت نمایی می باشد.

$$\nabla^2(k^2, m^2, \Lambda^2) = (\sqrt{k^2 + m^2}) \exp(-k^2/\Lambda^2)$$

و برای نوع مبادله Pomeron عامل شکلی به صورت زیر دارد:

$$\nabla^2(k^2, m_p^2) = (\sqrt{M_p^2}) \exp(-k^2/4m_p^2)$$

⁴ One Boson Exchange

در اینجا m_p بعد جرم و به عنوان جرم Pomeron شناخته می شود و M_p جرم اسکالری است که به عنوان جرم پروتون انتخاب شده است. حال به بررسی دو پتانسیل $Nijm I$ و $Nijm II$ و سازگاری آنها با داده های NN می پردازیم. برای اینکه یک مدل پتانسیلی را که تقریباً همان کیفیت $Nijmegen PWA93$ ($\chi^2/N_{data} \approx 1$) را داشته باشد، معرفی کنیم. روش متفاوتی را دنبال کرده و از موفقیت پتانسیل Reid $_{68}$ استفاده می کنیم. انتظار داشتیم که وقتی با پتانسیل Nijmegen (که χ^2 قابل ملاحظه ای در داده های pp دارد) شروع می کنیم، پتانسیل Reid مانندی را داشته باشیم که در آن برای هر پاره موج تنها باید پارامترهای کمی را تنظیم نماییم تا به $\chi^2/N_{data} \approx 1$ دست پیدا کنیم. این نوع پتانسیل توسط مجموعه ای از پتانسیل های تنظیم شده Nijmegen که هر کدام یک پاره موج را نشان می دهد، ارائه شده است. پارامترهای پتانسیل Reid مانند به طور مستقیم با داده ها متناسب شده اند. در این صورت این پتانسیل به طور هم زمان در تمام پاره موج های تا $J=6$ به کار برده می شود. این مدل پتانسیلی را به عنوان $Nijm I$ معرفی می کنیم که دارای $\chi^2/N_{data} \approx 1.03$ و $\chi^2(pp) = 1795.8$ و $\chi^2(np) = 2627.3$ می باشد و داده های پراکندگی pp و np را با $\chi^2/N_{data} \approx 1.03$ توصیف می کند. همچنین یک پتانسیل Reid Nijmegen مانند را در اختیار داریم که در آن روابط صریح وابسته به تکانه را که باعث افزایش ترکیب بندی غیر موضعی برای این پتانسیل در فضای پیکربندی می شود را نادیده گرفته ایم. همین روش را برای پتانسیل غیر موضعی $Nijm I$ نیز لحاظ کرده ایم. در ابتدا این پارامترها متناسب با χ^2 تنظیم شده اند و سپس در یک ارتباط مستقیم با داده ها بهبود یافته اند. برای پتانسیل موضعی $Nijm II$ از مجموع ۷ پارامتر استفاده کرده ایم که دارای $\chi^2(pp) = 1795.8$ و $\chi^2(np) = 2625.7$ می باشد و داده های پراکندگی pp و np را با $\chi^2/N_{data} \approx 1.03$ توصیف می کند. این مدل ها اولین پتانسیل هایی هستند که سازگاری مطلوبی را با داده های پراکندگی NN ایجاد کردند.

۲) ساختار پتانسیل Argonne $V_{18}(AV_{18})$:

پتانسیل Argonne $V_{14}(AV_{14})$ ، از مجموع ۱۴ عملگر تشکیل شده است:

$$V_{14,ij} = \sum_{P=1,14} [V_{\pi}^P(r_{ij}) + V_F^P(r_{ij}) + V_S^P(r_{ij})] O_{ij}^P$$

عملگرها عبارتند از:

$$O_{ij}^{P=1,14} = 1, \vec{\tau}_i \cdot \vec{\tau}_j, \vec{\sigma}_i \cdot \vec{\sigma}_j, (\vec{\sigma}_i \cdot \vec{\sigma}_j)(\vec{\tau}_i \cdot \vec{\tau}_j), S_{ij}, S_{ij}(\tau_i \cdot \tau_j), (\vec{L} \cdot \vec{S}), (\vec{L} \cdot \vec{S})(\vec{\tau}_i \cdot \vec{\tau}_j), \vec{L}, \vec{L}(\vec{\tau}_i \cdot \vec{\tau}_j), \vec{L}(\vec{\sigma}_i \cdot \vec{\sigma}_j), \vec{L}(\vec{\sigma}_i \cdot \vec{\sigma}_j)(\vec{\tau}_i \cdot \vec{\tau}_j), (\vec{L} \cdot \vec{S})^2, (\vec{L} \cdot \vec{S})^2(\vec{\tau}_i \cdot \vec{\tau}_j)$$

که در اینجا $S_{ij} = 3(\vec{\sigma}_{ij} \cdot \hat{r}_{ij})(\vec{\sigma}_{ij} \cdot \hat{r}_{ij}) - \vec{\sigma}_i \cdot \vec{\sigma}_j$ و \vec{L} اندازه حرکت زاویه ای-مداری نسبی و \vec{S} اسپین کل است. سه مولفه شعاعی قسمت بلند برد و میانی و کوتاه برد پتانسیل OPE° ، که به ترتیب با $V_{\pi}^P(r)$ و $V_{\rho}^P(r)$ و $V_{\omega}^P(r)$ نشان داده شده اند. پتانسیل به روز شده Argonne $V_{18}(AV_{18})$ شامل ۱۸ عملگر

می باشد، که ۱۴ تای آن عملگرهای تشکیل دهنده AV_{14} [۱۱] و ۴ عملگر دیگر از ۳ عملگر وابسته بار (CD) و یک عملگر غیرمقارن بار^۱ (CA) تشکیل شده است. پتانسیل AV_{18} ، ۴۰ پارامتر دارد که با ۴۳۰۱ نقطه داده در محدوده انرژی $0-350 MeV$ داده های پراکندگی pp و np را با $\chi^2/N_{data} \approx 1.09$ توصیف می کند.

۳) ساختار پتانسیل CD-Bonn:

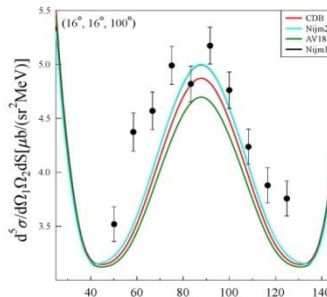
پتانسیل Bonn [۱۲]، در اصل یک نوع پتانسیل مبادله یک بوزون (OBE) می باشد. این پتانسیل اساساً شامل مبادله مزون های ω, ρ, π و یک شبه مزون (σ) است. اخیراً گروه Bonn اهمیت سهم مبادله دو پایون^۲ (TPE) را تشخیص داده است و در جدیدترین نسخه این پتانسیل [۸]، این سهم به اصل پتانسیل OBE اضافه شده است. و نیز گروه Bonn محاسباتی را برای اثرهای شکستن بار مستقل^۳ (CIB) انجام داده اند که دلیل اصلی آن چند دسته شدن جرم پایون است. و همچنین محاسباتی برای شکستن بار مقارن^۴ (CSB) برهم کنش نوکلئون - نوکلئون که ناشی از چند دسته شدن جرم نوکلئون است، انجام داده اند. (زیرا برهم کنشهای pp و np مختلف اند حتی پس از اینکه برهم کنشهای الکترومغناطیسی (CSB) حذف شوند). اخیراً گروه Bonn به تاثیر بار غیر مستقل (CD) در پتانسیل Bonn پی برده است و پتانسیل CD-Bonn را جانشین پتانسیل اصلی Bonn کرده اند [۵]. این پتانسیل متناسب با ۲۹۳۲ نقطه داده برای پراکندگی pp با $\chi^2/N_{data} \approx 1.01$ و ۳۰۵۸ نقطه داده برای پراکندگی np با $\chi^2/N_{data} \approx 1.02$ است.

مقایسه بین پتانسیل ها و توصیف داده های تجربی:

در کانال انشقاق هر پیکربندی توسط زوایای گسیل دو پروتون خروجی (زوایای پراکندگی قطبی θ_1 و θ_2 و زاویه سمتی نسبی $\varphi_{12} = \varphi_1 - \varphi_2$) تعریف می شود. در واکنش $\bar{p} + d \rightarrow p + p + n$ سه ذره خروجی دو پروتون و یک نوترون وجود دارد. که هر ذره دارای سه متغیر، انرژی، E ، زاویه پراکندگی قطبی، θ ، و زاویه پراکندگی سمتی، φ ، دارد در مجموع برای این سه ذره، $\theta_1, \theta_2, \theta_3, \varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$ متغیر، $\theta_1, \theta_2, \theta_3, \varphi_1, \varphi_2, \varphi_3$ را خواهیم داشت. با توجه روابط پایستگی تکانه و انرژی چهار تا از این θ متغیر قابل تعیین شدن می باشند. بنابراین چنانچه پنج متغیر از θ متغیر، در حین آزمایش اندازه گیری شوند با استفاده از قوانین پایستگی فوق الذکر می توان چهار متغیر دیگر را بدون هیچ ابهامی تعیین کرد. معمولاً چهار متغیر از این پنج متغیر را بصورت $(\theta_1, \theta_2, \varphi_1, \varphi_2)$ انتخاب می کنند و پنجمین متغیر را همبستگی انرژی دو پروتون خروجی، S ، در نظر می گیرند. که توسط یک منحنی سینماتیکی به نام منحنی S نمایش داده می شود [۱۳]. شکل ۲ سطح مقطع پراکندگی انشقاقی پروتون - دوترون برای پیکربندی $(\theta_1, \theta_2, \varphi_{12}) = (16^\circ, 16^\circ, 100^\circ)$ نشان می دهد. پتانسیل های بیان شده و داده های تجربی را بر اساس این پتانسیل ها در این شکل مقایسه و مورد بررسی قرار داده ایم. خط قرمز نماینده پتانسیل CDB و خط آبی نماینده پتانسیل NijmIII و خط سبز نماینده پتانسیل AV_{18} و خط مشکی

^۱ Charge Asymmetry
^۲ Two Pion Exchange
^۳ Charge Independent Breaking
^۴ Charge Symmetric Breaking

نماینده پتانسیل *NijmI* می‌باشند. همانطور که در شکل دیده می‌شود نزدیک بودن بسیار زیاد خطوط آبی، مشکی و قرمز بیانگر این موضوع است که، پتانسیل‌های *NijmI* و *NijmII* و *CDB* تفاوت بسیار ناچیزی دارند، که حاکی از شبیه بودن دیدگاه‌های آنها می‌باشد. پتانسیل AV_{18} که با خط سبز نشان داده شده، تا حد قابل ملاحظه‌ای از سه پتانسیل دیگر فاصله گرفته است و مبین این موضوع است که، ساختار عملگری و دیدگاه این پتانسیل با سه پتانسیل دیگر متفاوت است. همانطور که در شکل زیر دیده می‌شود هر چند پتانسیل‌های *NijmI* و *NijmII* داده‌های تجربی را به نسبت پتانسیل‌های دیگر بهتر توصیف می‌کند اما همچنان ناکافی می‌باشند.



شکل ۲: سطح مقطع دیفرانسیلی واکنشی انشعافی پروتون-دوترون برای پیکربندی $(16^\circ, 16^\circ, 100^\circ)$

مراجع :

- [۱] V.G.J. Stoks, R.A.M. Klomp, M.C.M. Rentmeester, and J.J. de Swart, Phys. Rev. C ۴۸, ۷۹۲ (۱۹۹۳).
- [۲] V. Stoks and J.J. de Swart, Phys. Rev. C ۴۷, ۷۶۱ (۱۹۹۳).
- [۳] J. Haidenbauer and K. Holinde, Phys. Rev. C ۴۰, ۲۴۶۵ (۱۹۸۹).
- [۴] R. Machleidt, Adv. Nucl. Phys. ۱۹, ۱۸۹ (۱۹۸۹).
- [۵] R. Machleidt, Phys. Rev. C ۶۳, ۰۲۴۰۰۱ (۲۰۰۱).
- [۶] R.B. Wiringa, V.G.J. Stoks, and R. Schiavilla, Phys. Rev. C ۵۱, ۳۸ (۱۹۹۵).
- [۷] H. Yukawa, Proc. Phys. Math. Soc. Jap. ۱۷, ۴۸ (۱۹۳۵).
- [۸] R. Machleidt, K. Holinde, and Ch. Elster: Phys. Rep. ۱۴۹۱ (۱۹۸۷).
- [۹] V.G.J. Stoks, R.A.M. Klomp, C.P.F. Terheggen, and J.J. de Swart, Phys. Rev. C ۴۹, ۲۹۵۰ (۱۹۹۴).
- [۱۰] M.M. Nagels, T.A. Rijken and J.J. de Swart: Phys. Rev. D ۱۷, ۷۶۸ (۱۹۷۸)
- [۱۱] R.B. Wiringa, R.A. Smith, and T.L. Ainsworth, Phys. Rev. C ۲۹, ۱۲۰۷ (۱۹۸۴).
- [۱۲] K. Holinde: Phys. Rep. ۶۸, no۳ (۱۹۸۱)
- [۱۳] M. Eslami-Kalantari, Ph.D. thesis, KVI, University of Groningen, ۲۰۰۹.