دانشگاه اراک

دانشکده علوم پایه

کارشناسی ارشد فیزیک هسته‌ای

پتانسیل‌های مختلف برهم‌کنش نوکلئون- نوکلئون

پژوهشگر

عارفه شهبازی

استاد راهنما

دکتر حسین صادقی

زمستان 1391

بسم الله الرحمن الرحیم

بسم ا... الرحمن الرحیم

پتانسیل‌های مختلف برهم‌کنش نوکلئون- نوکلئون

توسط:

عارفه شهبازی

پایان نامه

ارائه شده به مدیریت تحصیلات تکمیلی به عنوان بخشی از فعالیت های تحصیلی لازم

برای اخذ درجه کارشناسی ارشد

در رشته فیزیک هسته‌ای

از

دانشگاه اراک

اراک-ایران

ارزیابی و تصویب شده توسط کمیته پایان نامه با درجه: .....

دکتر حسین صادقی(استاد راهنما و رئیس کمیته)..... دانشیار

دکتر سعید حمیدی.....دانشیار

دکتر مهدی میرزایی.....استادیار

بهمن ماه 1391

تشکر و قدردانی:

وظیفه خود می‌دانم سپاسگزار تمام آنهایی باشم که در این دوره ارزشمند بودنشان و امیدشان راهگشای من بود؛ خانواده و همسر عزیزم که همانند تمام روزهای گذشته با صبر و حوصله در کنارم بودند.

اساتید عزیز و گرانقدر دانشکده علوم پایه و گروه فیزیک، بخصوص جناب آقای دکتر صادقی که با تلاش‌های بی‌شائبه خود نه‌تنها در انجام این پایان‌نامه بلکه در تمام دوره تحصیل مرا یاری نمودند و به هنگام نیاز برای حل مشکلات اینجانب از هیچ کمکی دریغ نورزیدند. برای ایشان آرزوی سلامتی، موفقیت و سر بلندی را دارم. کلیه همکاران و دوستان عزیزم در آموزش و پرورش که در طول مدت تحصیل مشوق من بوده و با بنده همکاری لازم را نمودند.

تشکر و قدردانی می‌نمایم از جناب آقایان دکتر حمیدی و دکتر پور ایمانی که از محضر پر فیض تدریسشان بهره برده و حال قبول زحمت داوری این پایان نامه را پذیرا شدند، همچنین از جناب آقای دکتر میرزایی که وقت گرانبهای خود را در اختیار اینجانب قرار داده و افتخار داوری این پایان نامه را بر من ارزانی داشتند، بی نهایت سپاسگزارم.

چکیده:

در دهه‌های گذشته پتانسیل‌های نوکلئون- نوکلئون مختلفی ارائه شده‌اند که هر کدام به نوبه خود بخشی از نتایج آزمایشگاهی را توجیه می‌کنند؛ اما مطالعات امروزه نشان می‌دهد، پتانسیل‌هایی که بیشتر مبتنی بر مدل‌های تبادل بوزونی و پدیده شناختی می‌باشند از توفیق چشمگیرتری در این زمینه برخوردار می‌باشند. در این پایان نامه علاوه بر توصیف و مقایسه پتانسیل‌های جدید برهم-کنش نوکلئون‌ها، به طور خاص به محاسبه و بررسی پتانسیل $\mathbf{AV_{18}}$ می‌پردازیم. این پتانسیل از حیث فرمول بندی و نیز وارد کردن نیروهای سه نوکلئونی و کاربرد آسان آن در محاسبات هسته‌ای چند جسمی حائز اهمیت است. بدین منظور و با در نظر گرفتن شکست تقارن در پتانسیل $\mathbf{AV_{18}}$، پتانسیل را برای هر یک از پاره موج‌ها به ویژه حالت‌های تکتایی از $\mathbf{J}=0$ تا $\mathbf{J}=9$ در برهم‌کنش پروتون- پروتون، نوترون- نوترون و نوترون- پروتون محاسبه می نماییم.

فهرست مطالب

فصل اول:تاریخچه مدل های مختلف پتانسیل نوکلئون - نوکلئون.....1

1-1- مقدمه.....2

1-2-نیروی هسته‌ای.....2

1-2-1- خواص نیروی هسته‌ای.....3

1-3- نیروی دو جسمی و چند جسمی.....4

1-4- خصوصیات دوترون.....5

1-5- برهم‌کنش نوکلئون- نوکلئون.....7

1- 5-1- قسمت های مختلف برهم‌کنشی در سیستم دو نوکلئونی.....8

1- 5-2- خواص تقارنی هامیلتونی سیستم دو نوکلئونی.....10

1- 5-3 - حالت‌های سیستم دو نوکلئونی.....13

1- 5-4- مدل‌های مختلف برهم‌کنش نوکلئون- نوکلئون.....14

1-6- شکل کلی برهم‌کنش دو نوکلئونی.....17

1-6-1- پتانسیل برهم‌کنش نوکلئون- نوکلئون.....21

1-7- پیشینه مدل‌های مختلف پتانسیل بر پایه برهم‌کنش نوکلئون- نوکلئون.....23

1-8- انواع مختلف پتانسیل‌های برهم‌کنش نوکلئون- نوکلئون.....25

فصل دوم: مطالعه و مقایسه پتانسیل‌های جدید برهم‌کنش نوکلئون‌ها.....27

2-1- مقدمه.....28
2-2- انواع مختلف پتانسیل نوکلئون- نوکلئون.....28
2-2-1- پتانسیل همدا- جانستون.....28
2-2-2- پتانسیل گروه ییل(برایت و همکاران).....30
2-2-3- پتانسیل گروه رید(Reid 93،Reid 68-Day.).....31
2-2-3-1-تحلیلی از نتایج.....36
2-2-3-2- بسط دی از پتانسیل Reid 68.....38
2-2-4- پتانسیل گروه نیمیگن.....40
2-2-4-1- پتانسیل‌های مغز سخت (HC).....40
2-2-4-2- پتانسیل‌های مغز نرم (SC).....41
2-2-4-3- مدل مغزی نرم توسعه یافته (ESC).....41
2-2-4-4- تحلیل‌های پاره موجی نیمیگن(PWA).....41
2-2-4-5-پتانسیل های با کیفیت بالاتر(HQ).....44
2-2-4-6- پتانسیل‌های اپتیکی.....52
2-2-5- پتانسیل گروه پاریس.....54
2-2-6 پتانسیل گروه بُن.....54
2-2-7 - پتانسیل اربانا.....56
2-3- مقایسه پتانسیل‌های جدید نوکلئون- نوکلئون.....60
2-3-1 مقایسه شکل‌های مختلف پتانسیل دو نوکلئونی.....61
2-3-2- مقایسه ساختاری چند مدل پتانسیلی تقلیل یافته به پتانسیل رید 65

فصل سوم : پتانسیل جدید بین نوکلئون‌ها (AV_{18}).....71

3-1 – مقدمه.....72

3-2- پتانسیل Argonne V_{14}.....72

3-3- پتانسیل Argonne V_{18}.....73

3-3-1- شکل پتانسیل Argonne V_{18} در حالت های S، T و T_Z.....73

فصل چهارم: بررسی نتـــــایج.....80

4-1- مقدمه.....81

4-2- نتایج.....81

4-3- پیشنهادات.....88

پیوست.....89

مراجع.....98

فهرست اشکال

شکل(1-1):نمودار فاینمن یک برهم‌کنش قوی میان نوترون و پروتون.....3
شکل(1-2): نمودار پتانسیل برهم‌کنش نوکلئون- نوکلئون و تبادلات مزونی.....10
شکل(2-1):جابجایی‌های فاز برای پتانسیل NijmI اپتیکی و نسخه اصلاح شده آن.....53
شکل(2-2):مقایسه پتانسیل‌های مرکزی، تانسوری و اسپین مدار Reid68 و Reid93 70
شکل(2-3):مقایسه پتانسیل‌های مرکزی، تانسوری و اسپین مدار NijmI، NijmII وNijm93.....70
شکل(3-1):عامل‌های شکل در برهم‌کنش الکترومغناطیسی پتانسیل AV_{18}.....76
شکل(4-1):مقایسه پتانسیل AV_{18} در برهم‌کنش‌های نوترون- نوترون و پروتون- پروتون برای حالت $^1S_0$.....83
شکل(4-2):مقایسه پتانسیل AV_{18} در برهم‌کنش پروتون- نوترون برای حالت‌های $^1P_1$، $^1F_3$ و $^1H_5$ 84
شکل(4-3):مقایسه پتانسیل AV_{18} در برهم‌کنش‌های نوکلئون- نوکلئون و پروتون- پروتون برای حالت $^3P_0$.....86
شکل(4-4): مقایسه پتانسیل AV_{18} در برهم‌کنش پروتون- نوترون برای حالت‌های $^3G_4$ و $^3I_6$.....87

فهرست جداول

جدول(1-1):خصوصیات حالت پایه دوترون 6
جدول(1-2):طول پراکندگی در برهم‌کنش نوکلئون- نوکلئون.....11
جدول(2-1):پارامترهای پتانسیل همدا- جانستون تعریف شده با رابطه (2-3) 30
جدول(2-2):پارامترهای a_n برای پتانسیل ییل تعریف شده با رابطه (2-5) 31
جدول(2-3):پارامترهای مدل برهم‌کنشی دو نوکلئونی UV_{14} 59
جدول (4-1):مولفه $V(1,1)$ پتانسیل AV_{18} در برهم‌کنش پروتون- پروتون (S=0).....82
جدول (4-2): مولفه $V(1,1)$ پتانسیل AV_{18} در برهم‌کنش نوترون- نوترون (S=0).....82
جدول (4-3):مولفه $V(1,1)$ پتانسیل AV_{18} در برهم‌کنش پروتون- نوترون (S=0).....84
جدول (4-4):مولفه $V(1,1)$ پتانسیل AV_{18} در برهم‌کنش پروتون- پروتون (S=1).....84
جدول (4-5): مولفه $V(1,1)$ پتانسیل AV_{18} در برهم‌کنش نوترون- نوترون (S=1).....85
جدول (4-6):مولفه $V(1,1)$ پتانسیل AV_{18} در برهم‌کنش نوترون- پروتون (S=1) 85

فصل 1

تاریخچه مدل‌های مختلف پتانسیل

نوکلئون - نوکلئون

1-1- مقدمه

با کشف نوترون توسط چادویک[1] در سال 1932، نیروی هسته‌ای متولد شد و در قلب فیزیک هسته‌ای قرار گرفت. در حقیقت، در طی چند دهه‌ی اول از فیزیک هسته‌ای، عبارت نیروی هسته-ای مترادف با تمام فیزیک هسته‌ای به کار برده شده است. دلایل خوبی وجود دارد که نشان می-دهد چرا نیروی هسته‌ای چنین نقش برجسته‌ای را ایفا می‌کند.

یکی از اهداف بزرگ در فیزیک هسته‌ای درک و شناخت هسته‌ها بر اساس برهم‌کنش‌هایی است که هسته‌ها در آن شرکت می‌کنند. در واقع خواص کلی یک هسته را به کمک پتانسیل‌هایی که فقط برهم‌کنش‌های دوتایی میان نوکلئون‌ها[2] را در نظر می‌گیرند، می‌توان توضیح داد[1]. به همین دلیل، برهم‌کنش بین دو نوکلئون برای تمام فیزیک هسته‌ای اساسی است.

برهم‌کنش نوکلئون- نوکلئون، توسط تعداد زیادی از فیزیکدانان در سرتاسر جهان در طی70 سال گذشته مورد بحث و بررسی قرار گرفته است. این برهم‌کنش‌ها از نظر تجربی، بهترین قسمت شناخته شده‌ی نیروی قوی هسته‌ای هستند. در حقیقت برای هیچ قسمت دیگر از نیروی قوی هسته‌ای، به این اندازه داده‌های تجربی بدست نیامده است.

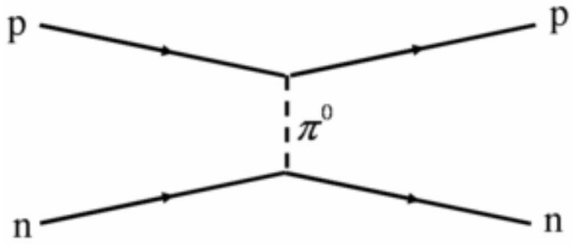
1-2- نیروی هسته‌ای

هسته از نوترون‌ها و پروتون‌های با بار مثبت تشکیل شده است، به همین دلیل محیط هسته با نیروی دافعه کولنی احاطه شده است. بنابراین باید نیرویی قوی، جاذب و تعاملی وجود داشته باشد که بتواند بر نیروی دافعه کولنی غلبه کرده و نوکلئون‌ها(پروتون‌ها و نوترون‌ها) را به یکدیگر پیوند دهد. این نیرو در واقع همان نیروی هسته‌ای است[2].

قدیمی‌ترین تلاش برای شرح طبیعت نیروی هسته‌ای توسط یوکاوا[3] در سال 1934 و با فاصله زمانی خیلی کوتاه از کشف نوترون(سال 1932) انجام شد. براساس این نظریه، مزون‌ها[4] واسطه‌ی انتقال نیروی هسته‌ای و برهم‌کنش میان نوکلئون‌ها بودند، هر چند که پیش از این وجود مزون‌ها به طور تئوری پیش بینی شده بود، ولی این ذرات در سال 1947 کشف شدند. در سال1970،

1 -J. Chadwick
2 -Nucleon
3 -H. Yukawa
4 -Meson

یافته‌های بیشتر این حقیقت را آشکار نمود که مزون‌ها خود ترکیبی از کوارک‌ها و گلوئون‌ها[1] بوده و میان نوکلئون‌ها انتقال می‌یابند. این مدل جدید سبب شد که نیروی قوی هسته‌ای که نوکلئون‌ها را به یکدیگر پیوند می‌داد، بیش از پیش در نزدیکی نوکلئون‌ها قابل لمس باشد.



شکل(1-1):نمودار فاینمن یک برهم‌کنش قوی میان نوترون و پروتون را نشان می‌دهد که ذره واسطه پایون خنثی خواهد بود.

در حقیقت، طبیعت واقعی این نیرو، هنوز تا حد زیادی ناشناخته است. اما، با این وجود با کمک حقایق تجربی اندکی که در دست داریم می‌توانیم به مفاهیم قابل توجهی پیرامون آن دست یابیم. آن سوی این تجارب، می‌توان به دو حقیقت اساسی اشاره نمود:

1- هسته بسیار کوچک بوده و قطر آن در حدود 10^{-12} تا 10^{-13} سانتی متر است.

2- هنگامی که پدیده‌های اتمی و مولکولی را در نظر می‌گیریم، بایستی از نیروی هسته‌ای چشم پوشی کرد.

از این دو حقیقت می‌توان نتیجه گیری نمود که نیروی هسته‌ای باید کوتاه برد باشد[2].

البته نیروی هسته‌ای در فاصله‌های خیلی کوتاه‌تر از 0,7 فرمی دافعه خواهد شد و در فاصله‌ی حدود 1 فرمی میان مرکز نوکلئون‌ها به شدت جاذبه بوده، اما در فاصله‌ی حدود 2,5 فرمی به سرعت به مقداری ناچیز کاهش می‌یابد.

1-2-1- خواص نیروی هسته‌ای

بر اساس خواص هسته‌ها در انرژی‌های پایین و نتایج آزمایش‌های بدست آمده در انرژی‌های بالا، ویژگی‌های اصلی نیروی میان نوکلئون‌ها به طور خلاصه به شرح زیر است:

1 -Geluon

1- برهم‌کنش بین دو نوکلئون، از پایین‌ترین مرتبه‌ی پتانسیل مرکزی جاذبه‌ای حاصل می‌شود.
2- برهم‌کنش نوکلئون- نوکلئون به طور شدیدی وابسته به اسپین است.
3- پتانسیل میان نوکلئون‌ها شامل یک جمله‌ی غیر مرکزی، به نام پتانسیل تانسوری است.
4- نیروی نوکلئون- نوکلئون نسبت به بار نوکلئون تقارن دارد.
5- نیروی نوکلئون- نوکلئون تقریباً مستقل از بار الکتریکی است.
6- برهم‌کنش نوکلئون- نوکلئون در فواصل خیلی کوتاه دافعه می‌شود.
7- برهم‌کنش نوکلئون- نوکلئون می‌تواند به تکانه یا سرعت نسبی نوکلئون‌ها هم بستگی داشته باشد[3].

3-1- نیروی دو جسمی و چند جسمی

تا اینجا به طور ضمنی فرض کرده‌ایم که نیروی هسته‌ای نیروی دوجسمی است. در صورتی که اگر نوکلئون‌های **A**، **B** و **C** نزدیک یکدیگر باشند، نیروهای اعمال شده بر **A**، $\mathbf{F_{AB}+F_{AC}}$ هستند. این مسلماً نحوه‌ی رفتار نیروهای الکترومغناطیسی و گرانشی است. از دیدی که از نیروهای حاصل از تبادل مزونی داریم چنین برمی‌آید که تبادل‌های مزونی فقط میان جفت‌ها عمل می‌کنند. ولی به سرعت مشاهده می‌کنیم که تبادل‌های دیگری نیز حضور دارند. برای مثال، هنگامی که دو نوکلئون حضور دارند و یکی از نوکلئون‌ها دو مزون گسیل می‌کند، هر دو مزون باید جذب نوکلئون دیگر شوند، ولی هرگاه دو نوکلئون دیگر علاوه بر نوکلئون اول حضور داشته باشند دو مزون گسیل شده می‌توانند جداگانه جذب هر یک از دو نوکلئون شوند. این امر منجر به نیروی سه جسمی می‌شود، نیرویی که در آن دیگر تعریف بالا از نیروی دوجسمی برقرار نیست. به سادگی می‌بینیم که طرح تبادل مزونی، نیروهای چهارجسمی و پنج جسمی و غیره را پیش بینی می‌کند که به طور کلی نیروی چند جسمی نامیده می‌شوند.

از آنجا که باید مزون‌های زیادی به طور هم‌زمان در این فرایندها ایجاد شوند، رابطه عدم قطعیت انرژی- زمان

$$r = c\Delta t = \frac{\hbar}{m_\pi c^2} c = \frac{1}{\mu} \qquad (1\text{-}1)$$

ایجاب می‌کند که برد نیروها با افزایش تعداد جسم‌ها کاهش یابد، به طور تقریبی برد نیروی **n** جسمی، 1 /(**n** -1) برابر برد نیروی دوجسمی می‌شود. اگر برد را برابر **?**/1در نظر بگیریم، این مقدار برای نیروهای دو، سه، چهار و پنج جسمی به ترتیب حدود 1,4، 0,7، 0,47 و 0,35 فرمی است. حال برای تخمین فاصله بین نوکلئون‌ها در هسته، چون حجم به ازای هر نوکلئون برابر با **A**/1حجم هسته‌ای($\approx 4/3\pi(1{,}07\mathbf{fm})^3$) است، پس به طور متوسط هر نوکلئون کره‌ای به شعاع 1,07 فرمی را اشغال می کند، بنابراین متوسط فاصله‌ی نوکلئون‌ها در هسته حدود 2,1 فرمی می‌شود. از طرفی با توجه به اینکه به علت نیروی دافعه قوی هیچگاه نوکلئون‌ها از حدود 0,5 فرمی به همدیگر نزدیک نمی‌شوند، بنابراین می‌توان انتظار داشت که نیروی دو جسمی در تعیین ساختار هسته اهمیت زیادی دارد و نیروهای چهارجسمی و بیشتر بی اهمیت خواهند بود و بنابراین مهم‌ترین نیروی چند جسمی که باید به آن اهمیت داده شود، نیروی سه جسمی است که به راحتی در سیستم‌هایی که شامل سه نوکلئون هستند مطالعه می‌شود[4].

اطلاعات بیشتر در مورد نیروی بین دو نوکلئون و برهم‌کنش دو جسمی هسته‌ای را می‌توان از دو روش بدست آورد:

1- مطالعه ساده‌ترین سیستم دو نوکلئونی، یعنی دوترون[1]

2- بررسی و مطالعه پراکندگی نوکلئون- نوکلئون[5].

1-4- خصوصیات دوترون

دوترون (هسته‌ی H^2)، از کنار هم قرار گرفتن یک نوترون و یک پروتون تشکیل می‌شود(اتم خنثای H^2 را دوترویم می‌نامند). این هسته ساده‌ترین حالت مقید نوکلئون‌هاست و به همین دلیل سیستمی ایده‌آل برای مطالعه‌ی برهم‌کنش نوکلئون- نوکلئون به شمار می‌رود. دوترون برای متخصصان فیزیک هسته‌ای همان نقشی را دارد که اتم هیدروژن برای متخصصان فیزیک اتمی داشته است. همان طور که گذار الکترومغناطیسی بین حالت‌های برانگیخته‌ی اتم هیدروژن در

1 -Deuteron

سری تجربی بالمر[1] به درک ساختار هیدروژن کمک کرده است، گذار الکترومغناطیسی بین حالت-های برانگیخته‌ی دوترون نیز باید به درکی از ساختار هسته‌ی دوترون بینجامد. اما متأسفانه در این هسته، هیچ نوع حالت برانگیخته‌ای سراغ نداریم. بستگی این سیستم آن‌چنان ضعیف است که «حالت‌های برانگیخته‌ی» آن فقط به صورت پروتون و نوترون آزاد در سیستم نامقید ظاهر می‌شود. جدول(1-1) خصوصیات حالت پایه‌ی هسته‌ی دوترون را نشان می‌دهد.

بررسی دوترون اگر چه شواهدی از برهم‌کنش نوکلئون- نوکلئون به دست می‌دهد، ولی مقدار اطلاعات آن محدود است. چون دوترون هیچ حالت برانگیخته‌ای نداشته، تنها می‌توان دینامیک برهم‌کنش نوکلئون- نوکلئون را در پیکربندی$l=0$، اسپین‌های موازی و فاصله‌ی2 فرمی مورد مطالعه قرار داد (اگر حالت‌های برانگیخته در اختیار باشد، می‌توانیم مقادیر مختلف l یا سمت-گیری‌های متفاوت اسپین را هم بررسی نمود)[3].

جدول(1-1):خصوصیات حالت پایه دوترون[6]

خاصیت حالت پایه	مقدار
انرژی بستگی، $\mathbf{E_B}$	2,22457312 **MeV**
اسپین و پاریته، $\mathbf{J^{\pi}}$	1^+
ایزواسپین،**T**	0
گشتاور مغناطیسی دو قطبی، $?_d$	$0,857438230?_N$
گشتاور چهارقطبی الکتریکی، $\mathbf{Q_d}$	0,28590(30) $\mathbf{efm^2}$
شعاع، τ_d	1,963 (4) **fm**

بنابراین، چون دوترون سیستمی بسیار محدود است که فقط یک حالت مقید دارد، تحقیق جامع ایجاب می‌کند که سیستم کلی‌تری از دو نوکلئون بنا شود و این با پراکندگی یک نوکلئون از دیگری ایجاد می‌شود.

1 -Balmer

1-5-برهم‌کنش نوکلئون- نوکلئون

در فیزیک کوانتومی مفهوم **برهم‌کنش** معادل مفهوم **نیرو** در فیزیک نیوتنی می‌باشد. برهم‌کنش سبب می‌شود که انرژی، اندازه حرکت یا نوع ذرات خواه به تنهایی و خود به خود و خواه زمانی که تعدادی از آنها با هم هستند، تغییر کند. با تحلیل این برهم‌کنش‌ها محققین امر به سه دسته عام از آنها دست یافته‌اند که عبارتند از: **قوی، الکترومغناطیس و ضعیف**.

یکی از اساسی‌ترین مسائل در فیزیک هسته‌ای، فهم نیروی قوی است که میان نوکلئون‌ها عمل می‌کند. نظریه‌ی اساسی این نیرو به وجود کرومودینامیک کوانتومی معتقد است. بنابراین، در عمل، برهم‌کنش نوکلئون- نوکلئون می‌تواند از این نظریه استخراج شده باشد.

در چارچوب کرومودینامیک کوانتومی، یک نوکلئون، یک سیستم محدود با سه کوارک است. پیش از این، توصیف این سیستم سه جسمی در نوع خودش کاری عجیب و شگرف بود. استخراج برهم‌کنش نوکلئون- نوکلئون از کرومودینامیک کوانتومی، مسئله شش جسمی، این مقوله را تا حدی پیچیده می‌کند که تا این تاریخ، حصول به آن دور از دسترس است. بنابراین، بایستی برهم-کنش مؤثر میان نوکلئون‌های نقطه‌ای طبقه بندی شوند. برهم‌کنش‌های مؤثری که امروزه ارائه شده‌اند، پتانسیل‌های تبادل تک پایون یا بر پایه مدل‌های جدیدتر پتانسیل تبادل مزونی هستند. مدل‌های اخیر مجموعه‌ی داده‌های پراکندگی نوکلئون- نوکلئون را با متغیر χ^2 نزدیک به یک توصیف می‌کنند.

اگر چه، با شروع کرومودینامیک کوانتومی(QCD) معلوم شد که برهم‌کنش نوکلئون- نوکلئون بنیادی نیست، ولی با وجود این حتی امروزه در هر دیدگاه اولیه به مسئله ساختار هسته‌ای، فرض می‌شود که نوکلئون‌ها ذرات بنیادی می‌باشند.

1-5-1-قسمت های مختلف برهم‌کنشی در سیستم دو نوکلئونی

الف)قسمت بلند برد($r \geq 2 \ \ fm$):

انرژی پتانسیل برهم‌کنش دو نوکلئون، از نظریه میدان مزونی به صورت زیر بدست می‌آید:

$$\phi(\vec{r}) = \frac{g}{4\pi r} e^{\frac{-mc}{\hbar} r} \quad (2\text{-}1)$$

$$r_0 = \frac{\hbar}{m_\pi c} = 1.4\, fm \quad (3\text{-}1)$$

اما هنگامی که ایده یوکاوا از پتانسیل تبادل تک پایون ساده(OPE) برای نیروی هسته‌ای بکار برده شد، مشخص شد که داده‌های آزمایشگاهی تنها برای فاصله‌ی بین نوکلئونی بزرگتر از 2 فرمی، برازش می‌شوند و البته این مسئله عجیب نیست، زیرا جرم پایون حول و حوش $140\ \mathrm{MeV/c^2}$ مطابق با برد تقریبی 1,4 فرمی است. در بردهای بزرگتر از 2 فرمی، پتانسیل برهم‌کنش دو جسمی را می‌توان از نظریه مزونی یا از تغییر ساده‌ای که در فواصل بزرگ، برهم‌کنش را مشابه با دو قطبی نقطه‌ای در نظر می‌گیرند، بدست آورد. در نهایت بدست می‌آید:

$$V_{OPEP}(r) = \frac{g^2}{\mu^2}(\vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2)(\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\nabla})(\vec{\sigma}_2 \cdot \vec{\nabla})\frac{e^{-\mu r}}{r} \quad (4\text{-}1)$$

$$\mu = \frac{1}{r_0} \qquad r_0 = \frac{\hbar c}{mc^2}$$

$$V_{OPEP}(r) = g^2 \mu(\vec{\tau}_1 \cdot \vec{\tau}_2)[S_{12}[\frac{1}{(\mu r)^3} + \frac{1}{(\mu r)^2} + \frac{1}{3\mu r}]e^{-\mu r} \quad (5\text{-}1)$$

$$+ (\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2)\frac{1}{3}[\frac{e^{-\mu r}}{r} - \frac{4\pi}{\mu^3}\delta(r)]]$$

$$S_{12} = 3(\vec{\sigma}_1 \cdot \hat{r})(\vec{\sigma}_2 \cdot \hat{r}) - (\vec{\sigma}_1 \cdot \vec{\sigma}_2) \quad (6\text{-}1)$$

مقدار ثابت جفت شدگی g، از آزمایش‌هایی با مزون‌ها (پراکندگی مزون- نوکلئون) بدست می‌آید.

این پتانسیل، در اغلب مدل‌های پتانسیل به صورت یک دنباله برای قسمت بلندبرد برهم‌کنش به بخش‌های دیگر پتانسیل اضافه می‌شود.

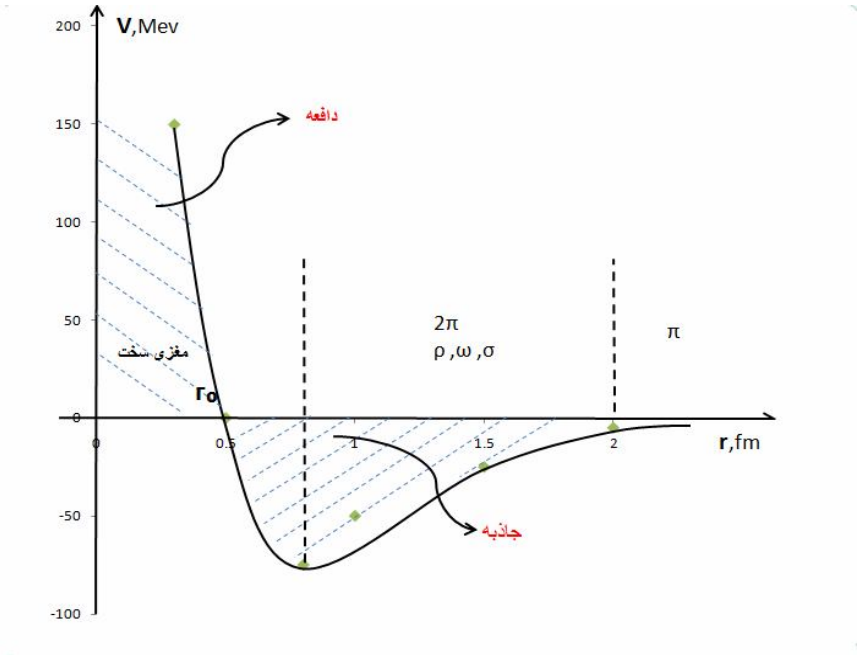
ب)قسمت میان برد($1\,fm \le r \le 2\,fm$)

در تبادل تک پایون هیچ دلیلی برای مستثنی کردن تبادلات 2 یا بیشتر پایون ($\mu_s \ge 2\mu_\pi$) با مزون‌های سنگین‌تر وجود ندارد. قسمت میان برد از تبادل مزون‌های اسکالر بوجود می‌آید و می‌تواند به صورت بر هم نهی از پتانسیل‌های یوکاوای ساده باشد. مزون‌های اسکالر واقعی سیستمی از دو پایون با J=0 هستند.

ج)قسمت کوتاه برد($r \leq 1fm$):

منفی شدن داده‌های پراکندگی نوکلئون- نوکلئون برای مثال جابجایی‌های فاز موج S در انرژی های بالا(بزرگتر از 300 MeV)، نشانگر دافعه بودن نیرو و دلیلی بر وجود مغزی سخت است. از تصویر کوارکی نیز چنین دافعه قوی مورد انتظار است، چون وقتی که دو نوکلئون بهم نزدیک می-شوند کسر بزرگی از حجم‌های آن ها همدیگر را می‌پوشانند و در نتیجه شش کوارک در سیستم دو نوکلئونی دیگر نمی‌توانند به صورت دو گروه مجزا، هر یک مرکب از سه کوارک در نظر گرفته شوند و اصل طرد پائولی بین کوارک‌ها ایجاب می‌کند که سه کوارک از شش کوارک بایستی به حالت‌های بالای پایین‌ترین سه حالت اشغال شده توسط سه کوارک دیگر بروند، مقدار زیادی انرژی برای انجام این انتقال لازم است. از دیدگاه پراکندگی نوکلئون- نوکلئون، این انرژی اضافی مقاومت بزرگی برای دو نوکلئون هنگامی که می‌خواهند بسیار به یکدیگر نزدیک شوند ایجاد می‌کند. تقریباً به صورتی که چند نوع سد غیر قابل نفوذ بین آن‌ها موجود باشد. هر چند تایید وجود مغزی سخت بر حسب کوارک‌ها ساده است اما بدست آوردن پیش بینی کمی برای آن، به علت کمبود دانش‌های حاضر از کرومودینامیک کوانتومی در انرژی 300 MeV داستان کاملاً متفاوتی است. قسمت کوتاه برد با تبادل مزون‌های برداری(مزون‌های سنگین‌تر، تبادلات چند پایونی و اثرات کرومودینامیک کوانتومی) بوجود می‌آید[7].

بنابراین، به طور خلاصه از نظریه مزون و بحث‌های فیزیکی تعیین می‌شود که برهم‌کنش نوکلئون-نوکلئون نمایشی به صورت زیر دارد:



شکل(1-2): نمودار پتانسیل برهم‌کنش نوکلئون- نوکلئون و تبادلات مزونی[8]

قابل ذکر است که شکل پتانسیل نوکلئون- نوکلئون به طور نسبی مشابه با پتانسیل واندروالس بین مولکول‌هاست. اما در عمل تفاوت‌های مهمی وجود دارد چون پتانسیل نوکلئون- نوکلئون بستگی به اسپین و تکانه زاویه‌ای ذرات دارد، به طوری که آن برای هر حالت از جفت شدگی ذرات متفاوت است؛ در صورتی که برهم‌کنش واندروالس تنها به مختصه شعاعی r بستگی دارد.

1-2-5- خواص تقارنی هامیلتونی سیستم دو نوکلئونی

1- برهم‌کنش به انتخاب محورهای مختصات بستگی ندارد، به عبارتی تحت دوران دستگاه ناورداست و به عبارت دیگر برهم‌کنش باید اسکالر باشد و ویژه توابع سیستم دو نوکلئونی باید متناظر با مقادیر معین عدد کوانتومی اندازه حرکت مداری j باشند.

2- برهم‌کنش مستقل از بار است، یعنی جدا از برهم‌کنش کولنی بین جفت پروتون‌ها، برهم-کنش در سیستم‌های نوترون- پروتون، پروترون- پروتون و پروترون- پروتون یکسان است. هر چند اختلاف کوچک بین جرم‌های پایون‌های باردار و خنثی به تنهایی می‌تواند دلالت بر نقض استقلال