

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ



دانشکده : فیزیک

گروه : گروه فیزیک

تبادل مزونی و گلوئونی و طیف جرمی هادرون ها

دانشجو : زهرا قلعه نوی

استاد راهنما :

علی اکبر رجبی

رساله دکتری جهت اخذ درجه دکتری

ماه و سال انتشار :

شهریور ۱۳۹۲

تقدیم به

همسر عزیزم

که در طول تحصیل همواره مشوق و همراه من بود و سختی راه را برایم آسان نمود،

پدر مهربانم

آموزگاری که در طول حیاتش انسان بودن را برایم معنا ساخت،

و مادر عزیزم

مظهر صبر و مهربانی که هرچه دارم از اوست.

تقدیر و تشکر

سپاس بی کران پروردگار یکتا را که ما را به مسیر علم و دانش هدایت فرمود و به همنشینی رهروان دانش مفتخرمان نمود که اگر هدایت او نبود ما هرگز در این مسیر نبودیم.

وظیفه خود می دانم از استاد راهنمای بزرگوار و گرانقدر خود جناب آقای پروفیسور علی اکبر رجبی که بدون راهنمایی های ایشان هرگز دستیابی به این امر مهم میسر نبود، تشکر و قدردانی نمایم.

همچنین از جناب آقای دکتر حسن آبادی که در مواقع لزوم وقت خود را در اختیار من قرار دادند و نیز هیئت محترم داوران که بررسی و داوری این پایان نامه را بر عهده گرفتند کمال تشکر را دارم.

بعلاوه از همسر عزیزم جناب آقای اسداله توکلی نژاد که در مراحل مختلف همراه و مشوق من بودند و دوستان ارجمندم جناب آقای دکتر زرین کمر و دکتر حمزوی و تمامی عزیزانی که به نحوی در انجام این پروژه مرا یاری رساندند تشکر و قدردانی می نمایم.

دانشجو تأیید می نماید که مطالب مندرج در این رساله نتیجه تحقیقات خودش می باشد و در صورت استفاده از نتایج دیگران مرجع آن را ذکر نموده است.

کلیه حقوق مادی مترتب از نتایج مطالعات، آزمایشات و نوآوری ناشی از تحقیق موضوع این رساله متعلق به دانشگاه صنعتی شاهرود می باشد .

شهریور ۱۳۹۲

چکیده

تا کنون ارائه مدلی کامل برای بررسی نظری جرم هادرون ها، چه در محدوده نسبیتی و چه در محدوده غیر نسبیتی همواره از اهمیت خاصی برخوردار بوده است و اخیراً مدل های مختلفی در این زمینه پیشنهاد شده اند. در این رساله هادرون ها به صورت سیستم هایی متشکل از کوارک های سازنده تحت یک برهمکنش محدود کننده مؤثر، برهمکنش تبادل گلوئونی و برهمکنش کایرال که توسط بوزون گلدستون مبادله می شود، در نظر گرفته می شوند. سپس با محاسبه انرژی برهمکنش های تبدالی، به بررسی خواص هادرون ها از جمله جرم و گشتاور مغناطیسی و همچنین برهمکنش های نوکلئونی درون هسته ای می پردازیم. نشان می دهیم که چگونه ساختار اسپین- طعمی (اسپین-رنگ) ناشی از برهمکنش تبادل بوزون گلدستون (تبادل گلوئونی) بین کوارک ها، باعث شکافتگی فوق ریز در طیف جرمی هادرون ها می شود.

کلمات کلیدی: کرومودینامیک کوانتومی، مدل کوارکی، تقارن کایرال، تبادل بوزون گلدستون، تبادل

گلوئون، طیف جرمی هادرون ها .

لیست مقالات مستخرج از رساله

- [1] Z. Ghalenovi and A. A. Rajabi, "Single Charm and beauty baryon masses in the hypercentral approach", *Eur. Phys. J. Plus* **127** 141 (2012).
- [2] Z. Ghalenovi and A. A. Rajabi, A. Tavakolinezhad, "Masses of Charm and Beauty Baryons in the Constituent Quark Model", *Int. J. Mod. Phys. E*, **21** 6 (2012) 1250057.
- [3] Z. Ghalenovi, A.A. Rajabi and A. Tavakolinezhad, "The Heavy baryon masses and Spin-Isospin Dependence", *J. Phys. Conf. Ser.* **347** 012015 (2012).
- [4] Z. Ghalenovi et al., "The Ground state heavy meson masses in Cornell potential", *Int. J. Phys. Sci.*, **7** 10 (2012).
- [5]. Z. Ghalenovi, A. A. Rajabi and N. Salehi, "Charmed and bottom baryon masses and chiral dynamics", *Int. J. Pur. Appl. Phys.* **9** 1 (2013).
- [6] Z. Ghalenovi et al, "Study of Charmed and Bottom Baryons in Variational Approach and Chiral Interactions", *Accepted by Chin. J. Phys.* (2013).
- [7] Z. Ghalenovi, A. A. Rajabi and A. Tavakolinezhad, "Study of two-body systems in the Yukawa potential", *15th Physical Chemistry Conference, Iran, July 2012.*

8- زهرا قلعه نوی و علی اکبر رجیبی، "محاسبه جرم و گشتاور مغناطیسی دوترون بر اساس مدل کوارکی"، هجدهمین کنفرانس هسته ای ایران، یزد، اسفند ماه ۹۰.

9- زهرا قلعه نوی و علی اکبر رجیبی، "برهمکنش های تبادل مزونی و گلوئونی و طیف جرمی باریون ها"، کنفرانس فیزیک ایران، یزد، شهریور ماه ۹۱.

فهرست

۱	فصل اول. مقدمه
۴	فصل دوم. کرومودینامیک کوانتومی
۵	۱-۲ کرومودینامیک کوانتومی
۶	۲-۲ کوارک
۸	۳-۲ گلوئون
۱۲	۴-۲ ایزواسپین
۱۶	۵-۲ ابربار
۱۷	۶-۲ ثابت جفت شدگی
۱۹	۷-۲ هادرون ها
۲۰	۱-۷-۲ مزون
۲۲	۲-۷-۲ باریون
۲۳	۳-۷-۲ ذرات نامتعارف
۲۶	فصل سوم. تقارن ها
۲۸	۱-۳ نظریه کوانتومی میدان

۳۲ ۲-۳ تقارن ها

۳۷ ۳-۳ تقارن کایرال

۳۹ ۱-۳-۳ اسپینورهای کایرال

۴۱ ۲-۳-۳ شکست خودبخودی تقارن کایرال

۴۶ ۳-۳-۳ جرم بوزون گلدستون

۵۱ فصل چهارم. برهمکنش های تبادلی

۵۲ ۱-۴ برهمکنش محدود کننده

۵۳ ۲-۴ برهمکنش تبادل گلوئونی

۵۴ ۳-۴ چرا تبادل گلوئونی به تنهایی نمی تواند طیف جرمی هادرون ها را توصیف کند؟

۵۵ ۴-۴ برهمکنش کایرال و تبادل مزونی

۶۲ ۵-۴ برهمکنش 't Hooft

۶۳ ۶-۴ برهمکنش نوکلئون-نوکلئون

۶۸ فصل پنجم. محاسبه طیف جرمی هادرون ها بر اساس برهمکنش های تبادلی

۶۹ ۱-۵ هامیلتونی سیستم هادرونی

۷۱ ۲-۵ ساده سازی برهمکنش تبادلی

۷۳ ۳-۵ معادله شرودینگر در مختصات فوق کروی

۷۷ ۴-۵ محاسبه طیف جرمی هادرون ها

۷۹ ۱-۴-۵ مدل پیشنهادی اول (محاسبه طیف جرمی باریون های سنگین)

۲-۴-۵ مدل پیشنهادی دوم (محاسبه طیف جرمی باریون های سنگین) ۸۶

۳-۴-۵ مدل پیشنهادی سوم (محاسبه طیف جرمی باریون های سنگین) ۹۵

۴-۴-۵ مدل پیشنهادی چهارم (محاسبه طیف جرمی باریون های سبک Δ ، N و Λ) ۱۰۱

۵-۴-۵ مدل پیشنهادی پنجم (محاسبه طیف جرمی باریون های سنگین) ۱۰۶

۶-۴-۵ مدل پیشنهادی ششم (محاسبه طیف جرمی باریون های سنگین) ۱۰۹

۱۱۳ فصل ششم. نتیجه گیری و پیشنهادات

۱۱۷ پیوست ۱

۱۲۳ مراجع

فهرست اشکال

- شکل (۱-۲): تبدیل یک کوارک به یک کوارک و یک گلوئون
۹
- شکل (۲-۲): برهم کنش کوارک-کوارک بوسیله تبادل یک گلوئون
۱۰
- شکل (۳-۲): نمایش پایستگی بار رنگ توسط گلوئون
۱۰
- شکل ۴-۲: رأس های سه گلوئونی و چهار گلوئونی
۱۲
- شکل (۵-۲): نه تایی مزونی
۲۱
- شکل (۶-۲): گروه هشت تایی باریونی
۲۲
- شکل (۷-۲): گروه ده تایی باریونی
۲۲
- شکل (۱-۳): نمایش اسپینورهای راستگرد و چپگرد کایرال
۳۹
- شکل (۲-۳): پتانسیل کلاه مکزیکی
۴۲
- شکل (۳-۳): مغناطش خالص در یک سیستم فرومغناطیس
۴۳
- شکل (۴-۳): پتانسیل های مؤثر
۴۵
- شکل (۱-۴): تأثیر ثابت جفت شدگی تبادل مزونی بر طیف جرمی باریونی
۵۹
- شکل (۱-۵): نمایش مختصات سه ذره در فضا
۷۴
- شکل (۴-۵): تابع موج باریون Σ_c^{++}
۱۱۱

فهرست جداول

۷	جدول ۱-۲: اعداد کوانتومی مربوط به کوآرک ها
83	جدول ۴-۵: جرم کوآرک استفاده شده مدل I
84	جدول ۶-۵ و ۷-۵ طیف جرمی محاسبه شده باریون های سنگین شامل کوآرک c
85	جدول ۸-۵ و ۹-۵ طیف جرمی محاسبه شده باریون های سنگین شامل کوآرک b
۹۱	جدول ۱۱-۵: جرم کوآرک استفاده شده مدل II
91	جدول ۱۲-۵ طیف جرمی محاسبه شده باریون های سنگین شامل کوآرک c
92	جدول ۱۳-۵ طیف جرمی محاسبه شده باریون های سنگین شامل کوآرک b
92	جدول ۱۴-۵: گشتاور مغناطیسی باریون های سنگین شامل یک کوآرک سنگین
۹۴	جدول ۱۵-۵: پارامترهای استفاده شده مدل II برای مزون ها
۹۵	جدول ۱۶-۵: طیف جرمی محاسبه شده برای مزون های سنگین دارای کوآرک c ($J = 1^+$)
۹۵	جدول ۱۷-۵: طیف جرمی محاسبه شده برای مزون های سنگین دارای کوآرک b ($J = 1^+$)
۹۹	جدول ۱۸-۵ و ۱۹-۵: پارامترهای استفاده شده در مدل III
۹۹	جدول ۲۰-۵: طیف جرمی محاسبه شده باریون های سنگین شامل یک کوآرک c
۱۰۰	جدول ۲۱-۵: طیف جرمی محاسبه شده باریون های سنگین شامل یک کوآرک b
۱۰۰	جدول ۲۲-۵: طیف جرمی محاسبه شده باریون های سنگین شامل دو و سه کوآرک c
۱۰۱	جدول ۲۳-۵: طیف جرمی محاسبه شده باریون های سنگین شامل دو و سه کوآرک b
۱۰۱	جدول ۲۴-۵: طیف جرمی محاسبه شده باریون های سنگین شامل کوآرک های c و b
۱۰۴	جدول ۲۵-۵: پارامترهای مدل کوآرکی VI
۱۰۵	جدول ۲۶-۵: طیف جرمی باریون های سبک Λ ، Δ و N

- جدول ۵-۲۷: پارامترهای مدل کوآرکی V ۱۰۷
- جدول ۵-۲۸: طیف جرمی محاسبه شده باریون های سنگین شامل یک کوآرک c ۱۰۷
- جدول ۵-۲۹: طیف جرمی محاسبه شده باریون های سنگین شامل یک کوآرک b ۱۰۸
- جدول ۵-۳۰: گشتاور مغناطیسی باریون های سنگین شامل یک کوآرک سنگین با $J = 3/2^+$ ۱۰۸
- جدول ۵-۳۱: پارامترهای مربوط به برهمکنش تبدیلی مدل IV ۱۱۰
- جدول ۵-۳۲: طیف جرمی محاسبه شده باریون های شامل یک کوآرک سنگین ۱۱۱
- جدول ۵-۳۳: طیف جرمی محاسبه شده باریون های سنگین شامل دو و سه کوآرک سنگین ۱۱۲

فصل اول

مقدمه

بررسی برهمکنش های قوی بین دو نوکلئون محتوای اساسی فیزیک هسته ای می باشد. تقریباً از سال ۱۹۸۰ تا کنون تلاش های زیادی برای توصیف نیروهای هسته ای بر اساس نظریه برهمکنش های قوی یعنی کرومودینامیک کوانتومی صورت گرفته است و مدل های مختلفی به منظور محاسبه جرم هادرون ها و همچنین بررسی برهمکنش های درون هسته ای پیشنهاد شده اند [۱-۱۶]. در این میان مدل کایرال از اهمیت بالایی برخوردار است و اهمیت این مدل روز به روز در فیزیک هسته ای بیشتر می شود. در این مدل هادرون ها به صورت سیستم هایی متشکل از کوارک ها با برهمکنش های محدود کننده، تبادل تک گلوئونی و یک برهمکنش کایرال که توسط بوزون های گلدستون بین کوارک ها مبادله می شود، بررسی می شوند.

از آنجا که هنوز شواهد تجربی قانع کننده ای مبنی بر کوارک های آزاد مشاهده نشده، ارائه مدلی کامل برای بررسی نظری جرم کوارک ها و برهمکنش های آنها از جذابیت بالایی برخوردار است. اگر جرم کوارک های سازنده هادرون ها بطور قابل ملاحظه ای بیشتر از جرم کوارک های جاری سازنده در نظر گرفته شوند، این بدان معنی است که تقارن کایرال بطور خودبخود شکسته شده است. به دنبال شکست خود به خودی تقارن کایرال، بوزون های گلدستون در همان زمان آشکار می شوند که به طور مستقیم با کوارک های سازنده کوپل می شوند. بنابراین هادرون به صورت سیستمی متشکل از کوارک های سازنده تحت یک برهمکنش محدود کننده مؤثر و یک برهمکنش کایرال که توسط بوزون گلدستون مبادله می شود، در نظر گرفته می شود. از آنجا که برهمکنش کایرال یک برهمکنش اسپین- طعمی (اسپین-ایزواسپین) است در طیف جرمی هادرون ها نقش بسیار مهمی دارد.

برهمکنش های تبدالی در برهمکنش های درون هسته ای نیز حائز اهمیت هستند. در برهمکنش نوکلئون-نوکلئون (درون هسته)، برهمکنش های دور برد، میان برد و کوتاه برد به ترتیب می توانند از

طریق تبادل مزون پایون، مزون سیگما و تبادل گلوئون توصیف شوند. بنابراین بررسی برهمکنش های تبدالی در مطالعه جامع برهمکنش های نوکلئون-نوکلئون ضروری می باشند.

تا کنون مدل های مختلفی به منظور بررسی و مطالعه سیستم های چند ذره ای (چند کوارکی) ارائه شده اند [۱۷-۲۳]. در این رساله از مدل فوق کروی که مطالعه سیستم های سه ذره ای را ساده تر می سازد، استفاده شده است [۲۴-۳۰].

به طور خلاصه مطالبی که در این رساله جمع آوری و محاسبه شده اند به شرح زیر می باشند:

فصل دوم مروری کوتاه بر کرومودینامیک کوانتومی (QCD) و برهمکنش های قوی دارد. در این فصل به معرفی کوارک، گلوئون، ایزواسپین و هادرون ها خواهیم پرداخت. در فصل سوم با تقارن های سیستم های کوارکی آشنا خواهیم شد و تقارن کایرال و دلایل شکست خودبخودی آن را شرح خواهیم داد. در فصل چهارم برهمکنش های تبادل گلوئونی بین کوارکی و پتانسیل محدود کننده را توصیف و با ذکر دلیل نشان می دهیم که تبادل گلوئونی به تنهایی نمی تواند طیف جرمی هادرون ها را توصیف نماید. در این فصل به بررسی برهمکنش های تبدالی در برهمکنش های بین نوکلئونی نیز خواهیم پرداخت. در فصل پنجم روش های مختلفی را برای حل معادله شرودینگر در سیستم های چند کوارکی در فضای فوق کروی ارائه خواهیم داد و با ساده سازی برهمکنش های تبدالی، طیف جرمی و گشتاور مغناطیسی هادرون ها را محاسبه نموده و نتایج محاسباتی خود ارائه خواهیم کرد. در پایان فصل نیز پیشنهادات خود را برای ادامه کار بیان خواهیم نمود.

فصل دوم

کرومودینامیک کوانتومی

فیزیک ذرات بنیادی به بررسی این پرسش می پردازد که در بنیادی ترین سطح، ماده از چه ساخته شده است. چون ذرات بنیادی بسیار کوچک اند مجبوریم برای بررسی اندرکنش های بین آنها از روشهای غیر مستقیم، به طور مثال پدیده های پراش و واپاشی، استفاده کنیم. برای مطالعه ذراتی که هم کوچک اند و هم سریع حرکت می کنند، به نظریه ای نیاز داریم که اصول نسبیت و کوانتوم را در بر دارد، یعنی نظریه کوانتومی میدان. از آنجایی که ذرات بنیادی هم بسیار کوچک اند و هم به طور معمول بسیار سریع حرکت می کنند، فیزیک ذرات بنیادی طبیعتاً در قلمرو نظریه کوانتومی میدان قرار می گیرد.

در چند سال گذشته نظریه ای مطرح شد که تمام اندرکنش های شناخته شده ی ذرات بنیادی بجز جاذبه را توصیف می کند. این نظریه یا به طور دقیق تر، مجموعه نظریه های مرتبط با هم که شامل الکتروودینامیک کوانتومی، نظریه فرآیند های الکتروضعیف گلاشو-واینبرگ-سلام و کرومودینامیک کوانتومی است، مدل استاندارد نامیده شده است.

۱-۲ کرومودینامیک کوانتومی (QCD)

در طبیعت چهار نوع برهمکنش وجود دارد؛ برهم کنش گرانشی، برهم کنش الکترومغناطیسی، برهم کنش ضعیف و برهم کنش قوی. منشأ برهمکنش های گرانشی جرم ذرات هستند و ذرات واسطه گراویتون نامیده می شود. نیروی الکترومغناطیسی توسط بار الکتریکی و با واسطه فوتون ایجاد می شود. در الکتروودینامیک کوانتومی (QED) در مورد عامل ایجاد نیروی ضعیف نام خاصی وجود ندارد. برخی به آن بار ضعیف می گویند. در هر صورت تمامی کوارک ها و لپتون ها دارای این بار هستند. دو نوع برهمکنش ضعیف وجود دارد: دارای بار (به واسطه W ها) و خنثی (با واسطه Z).

نیروی قوی نیز توسط رنگ و با واسطه گلوئون ایجاد می شود. تئوری فیزیکی که نیروهای قوی را توصیف می کند، کرومودینامیک نامیده می شود. در این فصل به مطالعه کرومودینامیک کوانتومی (QCD) و برهمکنش ذرات رنگین (کوارک ها) می پردازیم.

۲-۲ کوارک

در سال ۱۹۶۹ در شتاب دهنده بزرگ دانشگاه استانسفورد در کالیفرنیا از بمباران پروتون توسط الکترون، شواهدی در مورد وجود کوارک ها بدست آمده است. دانشمندان وقتی دریافتند که پروتون ها بسیار بزرگتر از الکترون ها هستند، بر آن شدند آنها را با الکترون بمباران کنند این قدام به نوعی شبیه به آزمایش معروف ارنست رادرفورد بود. در آزمایشات استانسفورد نیز زاویه پراکندگی مانند آزمایش رادرفورد، بسیار بزرگ و غیر منتظره مشاهده شد. این به آن معنی بود که در درون پروتون نیز باید ذرات نقطه مانند کوچکی وجود داشته باشد. اما ماری گلمان و جورج زوئیک مستقلاً و پیش از او اظهار نظر کرده بودند که پروتون ها از ذرات بنیادی تری تشکیل شده اند. در واقع این گلمان بود که به این ذرات نام کوارک داد. این امر با وجود سه کوارک در داخل پروتون و نوترون سازگاری داشت. بر حسب تصادف در طرح پیشنهادی گلمان نیز سه کوارک وجود داشت که همان سه طعم کوارک یعنی بالا (u)، پائین (d)، و شگفت (s) نام دارند. کوارک u (برای "up") دارای بار $2/3 e$ و شگفتی صفر است، کوارک d (برای "down") دارای بار $-1/3 e$ و شگفتی صفر و کوارک s دارای بار $-1/3 e$ و $s=-1$ (برای "strange") است. به ازای هر کوارک (q) یک پاد کوارک (\bar{q}) با بار مخالف و شگفتی مخالف وجود دارد.

اندکی بعد کشفیات دیگری صورت گرفت و معلوم شد که سه کوارک کافی نیست. در ابتدا ذره چارمونیم (c) و پس از آن دو کوارک دیگر، b و t کشف شد و تعداد کوارک ها به شش رسید. علاوه بر کوارک ها، خانواده پاد کوارک ها نیز وجود دارد. جدول (۲-۱) مشخصات مربوط به شش کوارک را نشان می دهد.

همانطور که در ادامه خواهیم گفت باریون ها از سه کوارک تشکیل می شوند، بنابراین برای تمامی کوارک ها عدد باریونی برابر $1/3$ می باشد. بار الکتریکی و اعداد کوانتومی مربوط به طعم آنتی کوارک ها (S, C, B و T) مختلف علامت با موارد مربوط به کوارک ها هستند. کوارک ها دارای اسپین $1/2$ و بنابراین جزء دسته فرمیون-ها هستند. طبق رابطه گلמן-نیشیجیما بین اعداد کوانتومی و بار کوارک ها رابطه زیر برقرار است:

$$Q = I_z + \frac{\hat{B}+S+C+B+T}{2} \quad (1-2)$$

که I_z مؤلفه سوم ایزواسپین و \hat{B} عدد باریونی مربوط به کوارک می باشند.

جدول (1-2): اعداد کوانتومی مربوط به کوارک ها

Quark	Q	I	I_z	S	C	B	T	\hat{B}
d	-1/3	1/2	-1/2	0	0	0	0	1/3
u	+2/3	1/2	+1/2	0	0	0	0	1/3
s	-1/3	0	0	-1	0	0	0	1/3
c	+2/3	0	0	0	+1	0	0	1/3
b	-1/3	0	0	0	0	-1	0	1/3
t	+2/3	0	0	0	0	0	+1	1/3

مدل کوارکی بسیاری از مشکلات علم فیزیک ذرات بنیادی را حل کرد. با آنکه کاوش های زیادی برای یافتن کوارک ها بصورت منفرد صورت گرفته است ولی کوارکی پیدا نشده است. همانگونه که گللمان

پیشنهاد کرده است، آن‌ها برای همیشه در درون هادرون‌ها محبوس‌اند. پیش‌بینی‌های این نظریه بطور شگفت‌انگیزی دقیق‌اند. با این وجود مشکلاتی در میان بود، شاخص‌ترین این مسائل مربوط به اسپین ذرات بود. این مشکل ناشی از اصلی است که پائولی در سال ۱۹۲۵ مطرح ساخت. پائولی نشان داد هنگامی که فرمیون‌ها در سیستمی بصورت گروه در می‌آیند، هر کدام از آن‌ها باید با سایر فرمیون‌های موجود در سیستم فرق داشته باشند. از لحاظ علمی، می‌گوئیم که این ذرات باید دارای اعداد کوانتومی متفاوتی باشند. و چون می‌دانیم کوارک‌ها فرمیون‌اند اصل طرد پائولی در مورد آن‌ها باید صادق باشد. اما این طور به نظر نمی‌رسید، زیرا ذره Ω در درون خود سه کوارک شگفت داشت که هر سه دارای اسپین کاملاً مشابهی بودند. به طور خلاصه، هر سه کوارک کاملاً شبیه هم بودند و این امر آشکارا ناقض اصل طرد پائولی بود. نامبو به همراه یانگ‌هان برای هر یک از کوارک‌ها سه رنگ مطرح کرد. آن‌ها رنگ را صرفاً به عنوان نوع جدیدی از بار می‌پنداشتند، چیزی مانند بار الکتریکی، که در واقع بهترین طرز تفکر نسبت به آن بود. رنگ صرفاً آن خاصیتی از ذرات است که به مفهوم نیروی قوی مربوط می‌شود. از طرفی ذرات قابل مشاهده فیزیکی باید بی‌رنگ باشند. و چون باریون‌ها از سه کوارک تشکیل شده‌اند پس هر یک از آن‌ها باید دارای رنگ متفاوتی باشند تا از ترکیب سه رنگ، بی‌رنگی حاصل شود بر این اساس باریون‌ها از سه کوارک و مزون‌ها از یک کوارک و یک پاد کوارک ساخته شده‌اند. پس بطور خلاصه، سه زوج کوارک داریم، که معمولاً آن‌ها را بصورت زیر نمایش می‌دهیم:

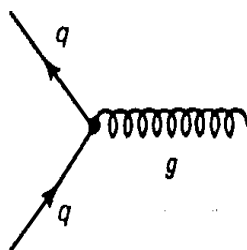
$$\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} d \\ u \end{pmatrix}$$

۲-۳ گلوئون:

گلوئون‌ها ذرات بنیادی هستند که واسطه برهمکنش قوی بین کوارک‌ها در کرومودینامیک کوانتومی می‌باشند، مشابه با حالت الکترومغناطیسی که در آن فوتون‌ها نیروی الکترومغناطیسی بین دو ذره باردار

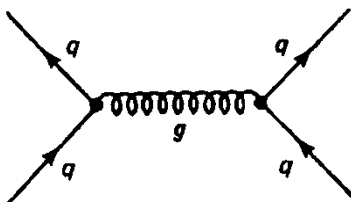
را مبادله می کنند، با این تفاوت که گلوئون ها خود دارای بار رنگ می باشند در صورتی که فوتون ها بدون بار الکتریکی می باشند. بنابراین گلوئون ها علاوه بر اینکه واسطه نیروی قوی هستند، می توانند در برهمکنش های قوی نیز شرکت کنند و این موضوع ساختار QCD را نسبت به QED مشکل تر می سازد. گلوئون ها مانند فوتون ها ذرات بدون جرم با اسپین یک هستند.

رنگ های کرومودینامیک (قرمز (r)، آبی (b) و سبز (g)) نقش بار الکتریکی را بازی می کنند و فرآیند اصلی و عمده آن بصورت (گلوئون+کوارک → کوارک) بیان می شود (شکل (۱-۲)).



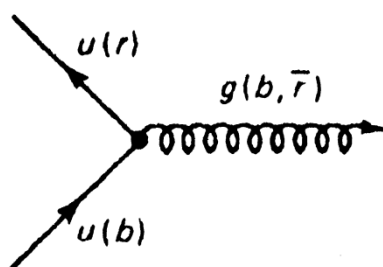
شکل (۱-۲): تبدیل یک کوارک به یک کوارک و یک گلوئون

اگر برای نشان دادن مراحل پیچیده تر دو یا چند گره را با هم ترکیب کنیم، نیروی بین دو کوارک بوسیله تبادل گلوئون تأمین می شود (شکل (۲-۲)).



شکل (۲-۲): برهم کنش کوارک-کوارک بوسیله تبادل یک گلوئون

در این سطح کرومودینامیک بسیار شبیه الکتروودینامیک است. هر چند که تفاوت زیادی نیز در این زمینه وجود دارد. کوارک ها سه نوع بار رنگ (قرمز، آبی و سبز) و پادکوارک ها سه نوع پادرنگ را حمل می کنند. در پدیده $q \rightarrow q + g$ رنگ کوارک ممکن است تغییر یابد ولی طعم آن ثابت است و چون رنگ هم همانند بار همیشه پایستگی دارد گلوئون باید تفاوت رنگ در کوارک ورودی و خروجی را برطرف کند. در شکل (۲-۳) یک کوارک آبی به یک کوارک قرمز که یک گلوئون آبی-پاد قرمز را منتشر می کند، تبدیل می شود.



شکل (۲-۳): نمایش پایستگی بار رنگ توسط گلوئون

پس هر گلوئون حامل یک واحد رنگ مثبت و یک واحد رنگ منفی (یک رنگ و یک پادرنگ) می باشد. کوارک ها در سه رنگ یافت می شوند. بنابراین مختصات یک حالت کوارک در QCD نه فقط به اسپین دیراک (تعیین کننده مقدار اندازه حرکت و چرخش آن)، بلکه همچنین به یک بردار ستونی سه عضوی، معرف رنگ آن نیاز دارد.

$$\text{رنگ قرمز: } \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \text{رنگ آبی: } \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \text{رنگ سبز: } \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix} \quad (۲-۲)$$

رنگ کوارک در یک رأس کوارک-گلوئون تغییر می کند و تفاوت بوسیله ی گلوئون از بین می رود. به هر گلوئون یک واحد رنگی و یکی از پاد رنگ ها اختصاص می یابد و به این ترتیب به نظر می رسد که باید نه (۹) نوع گلوئون داشته باشیم:

$$g\bar{g}, g\bar{b}, g\bar{r}, b\bar{g}, b\bar{b}, b\bar{r}, r\bar{g}, r\bar{b}, r\bar{r} \quad (۳-۲)$$

یک چنین تئوری نه گلوئونی در اصل امکان دارد، ولی دنیای آنها با دنیای ما بسیار متفاوت خواهد بود. به موجب تقارن رنگ SU(3) (با بنیادی فرض کردن QCD) این نه حالت تشکیل یک دسته هشت رنگی می دهد:

$$\begin{cases} |5\rangle = -i(r\bar{g} - g\bar{r})/\sqrt{2} \\ |6\rangle = (b\bar{g} + g\bar{b})/\sqrt{2} \\ |7\rangle = -i(b\bar{g} - g\bar{b})/\sqrt{2} \\ |8\rangle = (r\bar{r} + b\bar{b} - 2g\bar{g})/\sqrt{6} \end{cases} \quad \begin{cases} |1\rangle = (r\bar{b} + b\bar{r})/\sqrt{2} \\ |2\rangle = -i(r\bar{b} - b\bar{r})/\sqrt{2} \\ |3\rangle = (r\bar{r} - b\bar{b})/\sqrt{2} \\ |4\rangle = (r\bar{g} + g\bar{r})/\sqrt{2} \end{cases}$$

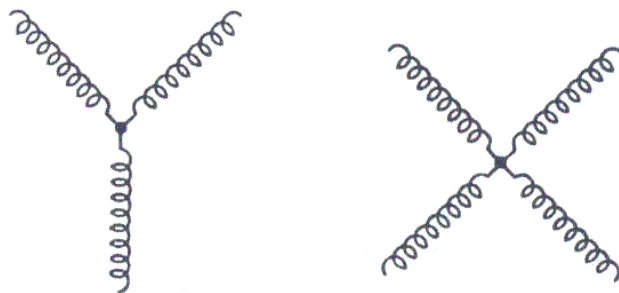
چون تمام ذرات موجود در طبیعت از نظر رنگ، یگانه هستند، گلوئون ها نمی توانند در حالت یگانه رنگ $(r\bar{r} + b\bar{b} + g\bar{g})/\sqrt{3}$ وجود داشته باشند. اگر گلوئونی در حالت یگانه رنگ باشد باید به شکل ذره آزاد ظاهر شود و در این صورت باید بین دو ذره یگانه رنگ با برد بلند مبادله شود. ولی برد برهمکنش های قوی کوتاه می باشد و بنابراین گلوئون نمی تواند به شکل ذره آزاد و یا در حالت یگانه وجود داشته باشد. به این ترتیب می توانیم بگوییم که در دنیای ما فقط هشت نوع گلوئون موجود است [۳۱].

برای نمایش حالت های رنگ گلوئون بردار ستونی هشت عضوی a را در نظر می گیریم، به طور مثال:

$$a = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad \text{و} \quad |1\rangle \quad \text{برای نمایش حالت} \quad a = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \\ 0 \end{pmatrix}.$$

برای نمایش حالت $|7\rangle$.

به این ترتیب بنابر شکل (۴-۲) یک رأس سه گلوئونی و یک رأس چهار گلوئونی خواهیم داشت:



شکل ۴-۲: رأس های سه گلوئونی و چهار گلوئونی

۴-۲ ایزواسپین

پروتون و نوترون را می‌توانیم دو حالت مختلف یک ذره توصیف کنیم که آن ذره را نوکلئون می‌نامیم. اسپین آنها $1/2$ ، جرم نوترون $939 \text{ MeV}/c^2$ و جرم پروتون $938 \text{ MeV}/c^2$ می‌باشد. فرق عمده این دو ذره در خواص الکترومغناطیسی (بار و گشتاور دوقطبی مغناطیسی) آن‌ها است.

اگر ما فقط واکنش‌های قوی را در نظر بگیریم تفاوت‌ها آشکار نمی‌شود، یعنی در غیاب یک واکنش الکترومغناطیسی یک پروتون را نمی‌توان از یک نوترون تشخیص داد. اگر پروتون و نوترون با یک ذره یکسان شرح داده شوند ما به یک برچسب جدید برای تشخیص آن‌ها از یکدیگر نیاز داریم.

هایزنبرگ اولین کسی بود که در سال ۱۹۳۲ میلادی اولین بار مفهوم ایزواسپین را به زبان ریاضی بیان کرد. او بیان داشت که نوکلئون را به عنوان دو حالت از یک ذره ی واحد می نگریم و اختلاف کوچک در جرم بایستی به این حقیقت که پروتون باردار است نسبت داده شود. حال اگر بتوان تا حدی تمامی بار الکتریکی را تخلیه کنیم، بر طبق هایزنبرگ پروتون و نوترون تمییز ناپذیر خواهند شد. یا به بیانی ساده- تر، نیروهای قوی آزمایش شده توسط پروتون و نوترون یکسان است.

برای تحقق بخشیدن به ایده ی هایزنبرگ می توان ایزواسپین $I = 1/2$ را به نوکلئون منتسب کرد. با استفاده از تشابه با سیستم اسپین $1/2$ می توانیم دو زیرحالت متفاوت داشته باشیم. دو نوکلئون با $I_3 = \pm 1/2$ قابل تشخیص اند. I_3 ویژه مقدار انتظاری عملگر ایزواسپین می باشد. بطور قراردادی ما حالت $\left| I = \frac{1}{2}, I_3 = \frac{1}{2} \right\rangle$ را مربوط به پروتون و $\left| I = \frac{1}{2}, I_3 = -\frac{1}{2} \right\rangle$ را برای حالت نوترون در نظر می گیریم و به صورت عمومی تر به شکل زیر نمایش می دهیم:

$$|p\rangle = \left| I = \frac{1}{2}, I_3 = \frac{1}{2} \right\rangle = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} \quad (۴-۲)$$

$$|n\rangle = \left| I = \frac{1}{2}, I_3 = -\frac{1}{2} \right\rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix}$$

که در آن $|p\rangle$ و $|n\rangle$ نمایشگر توابع موج پروتون و نوترون می باشند.

هادرون ها که شامل مزون ها و باریون ها هستند با خواص مشابه و جرم های تقریباً یکسان به چندتایی های ایزواسپینی به صورت زیر تقسیم بندی می شوند که این تقسیم بندی را می توان برای سایر باریون ها نیز بیان کرد:

$$(p, n), (\Sigma^+, \Sigma^0, \Sigma^-), (\pi^+, \pi^0, \pi^-), (\Delta^{++}, \Delta^+, \Delta^0, \Delta^-) \quad (۵-۲)$$

از ایزواسپین به عنوان راهی برای برچسب زنی اعضای چندگانه استفاده می‌کنیم و کمیتی به نام I_3 (مؤلفه سوم ایزواسپین) را به صورت زیر تعریف می‌کنیم:

$$I_3 = \frac{Q}{e} - \frac{\bar{Q}}{e} \quad (۶-۲)$$

که در آن Q معرف بار الکتریکی ذره و \bar{Q} بار متوسط چندگانه است که از جمع بستن بارها و تقسیم بر تعداد آن‌ها بدست می‌آید. باید توجه کرد که برخی از چندگانه‌ها حول صفر متقارن بوده و بعضی هم نامتقارن هستند. بنابراین برای چندگانه Δ داریم:

$$\frac{\bar{Q}}{e} = \frac{1}{2} \quad (۷-۲)$$

و بدین ترتیب خواهیم داشت:

$$I_3(\Delta^{++}) = +\frac{3}{2}, I_3(\Delta^+) = +\frac{1}{2}, I_3(\Delta^0) = -\frac{1}{2}, I_3(\Delta^-) = -\frac{3}{2} \quad (۸-۲)$$

و برای نوکلئون‌ها داریم:

$$I_3(n) = -\frac{1}{2}, I_3(p) = +\frac{1}{2} \quad (۹-۲)$$

مؤلفه سوم ایزواسپین در فرآیندهای برهم کنش قوی پایسته می‌باشد.

چون دامنه I_3 از $-I$ تا $+I$ تغییر می‌کند، پیوند چندگانه $2I+1$ می‌باشد و به این طریق مقدار ایزواسپین مشخص می‌شود.

در غیاب واکنش‌های الکترومغناطیسی انتظار داریم که ایزواسپین ثابت حرکت باشد، یعنی ویژه حالت-های هامیلتونین می‌تواند با ویژه حالت‌های مجذور عملگر ایزواسپین یکسان باشد. بنابراین در این صورت

ویژه مقدار عملگر I^2 برابر با $I(I+1)$ است. فیزیک در طرح هایزبرگ بیان می کند که کنش های متقابل قوی تحت گردش ها در فضای ایزواسپین ناوردا هستند. ما این را تقارن داخلی می نامیم. می توان گفت که ایزواسپین در تمام برهمکنش های قوی بقا خواهد داشت.

یکی از نتایج بررسی پروتون و نوترون به عنوان دو حالت ایزواسپینی مختلف نوکلئون این است که می-توانیم پروتون و نوترون را به یکدیگر تبدیل کنیم. با اعمال عملگرهای بالابرنده و پایین آورنده ایزواسپینی بر تابع موج مناسب داریم:

$$I_+|n\rangle = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 0 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 \\ 1 \end{pmatrix} = |p\rangle \quad (10-2)$$

$$I_-|p\rangle = \begin{pmatrix} 0 & 0 \\ 1 & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix} = |n\rangle$$

از طرفی بنا به برچسب کوآرکی داریم:

$$|p\rangle = |uud\rangle \quad (11-2)$$

$$|n\rangle = |udd\rangle$$

بنابراین خواهیم داشت:

$$I_+|udd\rangle = |udd\rangle \quad (12-2)$$

$$I_-|udd\rangle = |udd\rangle$$

از این رو پروتون و نوترون ذرات مشابهی در نظر گرفته می شوند که در مؤلفه سوم ایزواسپین با هم تفاوت دارند. دیگر قسمت های معادله موج تحت عملگرهای بالابرنده و پایین آورنده ایزواسپینی تغییر نمی کنند.

روابط بالا نشان می‌دهند که عملگر بالا برنده ایزواسپینی روی کوارک‌ها اثر کرده و کوارک‌های d را به u تبدیل می‌کند. برای عملگر پایین آورنده هم حالت مشابهی داریم چون کوارک‌های دیگری وارد نمی‌شوند. کوارک‌های u و d را به صورت دوگانه ایزواسپینی در نظر می‌گیریم. مؤلفه سوم ایزواسپین کمیتی اسکالر است و مجموع مؤلفه سوم ایزواسپین دو کوارک u و یک کوارک d در پروتون باید مساوی با $1/2$ و یک کوارک u و دو کوارک d در نوترون باید مساوی با $1/2 -$ باشد. بدین ترتیب مؤلفه سوم ایزواسپین کوارک‌های u و d بترتیب برابر با $1/2$ و $1/2 -$ خواهد بود.

۲-۵ ابربار^۱

ذرات متعلق به چندگانه باری در مقدار بار با یکدیگر متفاوتند (دیگر ویژگی‌های الکترومغناطیسی آن‌ها مانند گشتاور مغناطیسی و ... نیز بایکدیگر تفاوت دارد). در یک چندگانه، همه مضارب صحیح بار بنیادی e از کمینه مقدار تا بیشینه مقدار (از Q_{Min} تا Q_{Max}) در نظر گرفته می‌شود. مرکز باری یک چندتایی با $\frac{Y}{2}$ نشان داده می‌شود و داریم:

$$\frac{Y}{2} = \frac{1}{2}(Q_{\text{Max}} + Q_{\text{Min}}) \quad (۲-۱۳)$$

که در آن Y را ابر بار می‌گویند. گلמן و نیشیجیما مستقل از یکدیگر در سال ۱۹۵۳ رابطه‌ی زیر را ارائه دادند که به کمک آن می‌توان بار هر یک از اعضاء یک چندگانه باری را محاسبه نمود [۳۲]:

$$Q = \frac{Y}{2} + eI_3 \quad (۲-۱۴)$$

^۱ - Hypercharge

برای هسته‌هایی که از چندین نوکلئون تشکیل شده‌اند، ایزواسپین کل به صورت مجموع برداری ایزواسپین تک تک نوکلئون هاست.

$$I = \sum_{i=1}^A I(i) \quad (15-2)$$

که در آن A معرف تعداد نوکلئون ها می‌باشد. عملگر بار نیز برای مجموعه‌ای از A نوکلئون از رابطه‌ی زیر به دست می‌آید:

$$Q = \sum_{i=1}^A Q(i) = e(I_3 + \frac{1}{2}A) \quad (16-2)$$

۲-۶ ثابت جفت شدگی

ثابت جفت شدگی (به هم پیوستگی) که معمولا با g نمایش داده می شود عددی است که نشان دهنده قدرت برهمکنش می باشد. معمولا لاگرانژی یا هامیلتونی یک سیستم می تواند به دو بخش انرژی جنبشی و انرژی برهمکنشی جدا شود. ثابت جفت شدگی قدرت برهمکنش بین یک قسمت جنبشی و یک قسمت برهمکنشی یا بین دو قسمت برهمکنشی را مشخص می کند. به طور مثال بار الکتریکی یک ذره ثابت جفت شدگی است. ثابت جفت شدگی نقش مهمی را در دینامیک داراست. می توان اهمیت یک برهمکنش را با بزرگی ثابت جفت شدگی مربوط به آن برهمکنش سنجید.

در نظریه کوانتومی میدان اگر مقدار g خیلی از یک کمتر باشد ($g \ll 1$) تئوری با جفت شدگی ضعیف شناخته می شود و نظریه اختلال قابل اجراست. و اگر مقدار g نزدیک به یک یا بزرگتر از یک باشد جفت شدگی قوی مطرح می شود و برای بررسی تئوری، روش های غیر اختلالی قابل اجراست.

به طور مثال قدرت نیروی الکترو مغناطیس (یا قدرت برهمکنش الکترومغناطیسی بر روی الکترون) با مقدار ثابت جفت شدگی زیر بیان می شود:

$$g_e = \sqrt{4\pi\alpha} \quad (17-2)$$

که

$$\alpha = \frac{e^2}{4\pi\epsilon_0\hbar c} \quad (18-2)$$

e بار الکتريکی الکترون، ϵ_0 ثابت گذردهی خلأ، \hbar ثابت پلانک و c سرعت نور می باشد. ثابت جفت شدگی کمیتی بدون بعد می باشد.

قدرت نیروی کرومو دینامیک نیز بوسیله مقدار ثابت جفت شدگی قوی تعیین می شود:

$$g_s = \sqrt{4\pi\alpha_s} \quad (19-2)$$

که ممکن است به عنوان واحد بنیادی رنگ شناخته شود.

در نظریه کوانتومی میدان تابع بتا^۲ $\beta(g)$ با رابطه زیر مشخص می شود:

$$\beta(g) = \mu \frac{\delta g}{\delta \mu} = \frac{\delta g}{\delta \ln \mu} \quad (20-2)$$

که μ مقیاس انرژی فرایند داده شده می باشد. اگر تابع بتای یک نظریه میدان کوانتومی صفر باشد به این معنی است نظریه با تغییرات مقیاس انرژی ناوردا می ماند. اگر تابع بتا مثبت باشد، ثابت جفت شدگی با مقیاس انرژی افزایش می یابد. به طور مثال در الکترو دینامیک کوانتومی (QED) تابع بتا مثبت است و در

² Beta function

محدوده انرژی های پایین $\alpha \approx 1/137$ ، در حالیکه در مقیاس بوزون Z ، حدود 90GeV ، $\alpha \approx 1/127$ می باشد.

در تئوری های غیر اَبلی تابع بتا می تواند منفی باشد. به طور مثال در کرومودینامیک کوانتومی (QCD) ثابت جفت شدگی در انرژی های بالا کاهش می یابد (با افزایش انرژی به طور لگاریتمی کاهش می یابد) که با عنوان پدیده آزادی مجانبی شناخته شده است:

$$\alpha_s(k^2) = \frac{g_s^2(k^2)}{4\pi} \approx \frac{1}{\beta_0 \ln(k^2/\Lambda^2)} \quad (21-2)$$

که β_0 مقدار ثابت WGP³ است. k نشان دهنده مقیاس انرژی سیستم و Λ مقیاس QCD می باشد.

بالعکس α_s با کاهش انرژی افزایش می یابد و این بدان معنی است در حد انرژی های پایین نظریه اختلال قابل کاربرد نمی باشد.

۷-۲ هادرون ها

مدل کوآرکی مدلی است که هادرون ها را بر اساس کوآرک های ظرفیتشان دسته بندی می کند. بنا بر مدل کوآرکی هادرون ها شامل باریون ها و مزون ها می باشند:

۱- باریون ها از سه کوآرک و آنتی باریون ها نیز از سه آنتی کوآرک ظرفیت تشکیل شده اند.

۲- مزون ها از یک کوآرک و یک آنتی کوآرک ظرفیت تشکیل شده اند.

در واقع کوآرک هایی که اعداد کوانتومی هادرون را تعیین می کنند کوآرک ظرفیت نامیده می شوند. ولی جدا از کوآرک های ظرفیت، هادرون ها می توانند شامل بی نهایت کوآرک مجازی (کوآرک دریا)، آنتی کوآرک ها و گلوئون ها باشند که هیچ تأثیری بر عدد کوانتومی هادرون ندارند.

³ Wilczek, Gross and Politzer

بنا بر مدل کوارکی خواص هادرون ها اصولاً توسط کوارک های ظرفیت تعیین می شود. هرچند که کوارک ها حامل رنگ هستند ولی هادرون ها باید بی رنگ یا به عبارتی سفید باشند. همانطور که گفتیم دو راه برای ایجاد هادرون بی رنگ وجود دارد: ۱. سه کوارک با رنگ های متفاوت (باریون ها) ۲. یک کوارک با یک رنگ خاص و یک آنتی کوارک با پاد رنگ متناظر با آن (مزون ها).

همه هادرون ها با اعداد کوانتومی نماد گذاری می شوند. یک نحوه نماد گذاری به شکل J^{PC} می باشد که J ، P و C به ترتیب نشان دهنده اندازه حرکت زاویه ای کل، پاریته و بار می باشند. هادرون های با J^P یکسان توسط اعداد کوانتومی درونی از قبیل ایزواسپین، شگفتی و غیره از هم تمیز داده می شوند. هر کوارک عدد باریونی $1/3$ + و آنتی کوارک عدد باریونی $1/3$ - را حمل می کند. بنابراین باریون ها عدد باریونی $B=1$ و مزون ها $B=0$ دارند. عدد باریونی یک کمیت پایسته است.

حالت های برانگیخته هادرونی با نام حالت های تشدید (رزونانس) شناخته می شوند. هر هادرون ممکن است چندین حالت رزونانسی داشته باشد. به خاطر نیروهای هسته ای قوی حالت های رزونانسی بسیار سریع واپاشی می کنند.

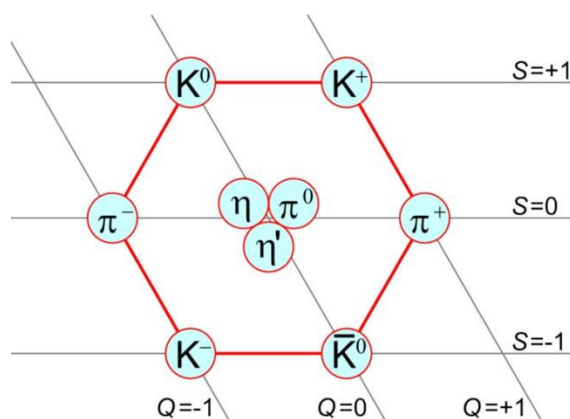
۲-۷-۱ مزون

در فیزیک ذرات بنیادی مزون، هادرونی است که از یک کوارک و یک پاد کوارک تشکیل شده که توسط برهمکنش های قوی (و همچنین برهمکنش ضعیف) با یکدیگر برهمکنش می کنند. از آنجا که در طبیعت نه کوارک و نه گلوئون آزاد وجود دارد، بنابراین هر هادرون (باریون و مزون) مشاهده پذیر باید در حالت یگانه رنگ باشد، یعنی یک مشاهده پذیر فیزیکی باید تحت تبدیلات رنگی $SU(3)$ ناوردا باشد.

اندازه مزون ها تقریبا $2/3$ اندازه پروتون و یا نوترون می باشد. تمامی مزون ها ناپایدار هستند. بیشترین طول عمر مزونی در حد چند صدم میکرو ثانیه می باشد. واپاشی مزون های باردار به الکترون و نوترینو و بی بار به فوتون ها می انجامد.

در طبیعت اهمیت مزون های سبک تر بدان خاطر است که نیروهای هسته ای را انتقال می دهند، مشابه فوتون ها که نیروی الکترومغناطیسی را انتقال می دهند. مزون های سنگین تر نقشی در طبیعت ندارند ولی به منظور مطالعه کوارک های سنگین چنین مزون هایی در آزمایشات تولید می شوند. اخیرا بعضی از آزمایشات نشان دهنده وجود مزون های چهارکوارکی بوده اند که در بخش ۲-۷-۴ به آن اشاره خواهد شد. مزون ها ذراتی با اسپین $1/2$ می باشند و جزء دسته بوزون ها به شمار می آیند.

همانطور که در شکل (۲-۵) مشاهده می کنیم مزون های سبک تر در یک گروه نه تایی بر روی یک شش ضلعی قرار می گیرند، به طوری که خطوط مورب از یک جهت نشان دهنده بار و از یک جهت نشان دهنده اسپین مزون ها می باشند.

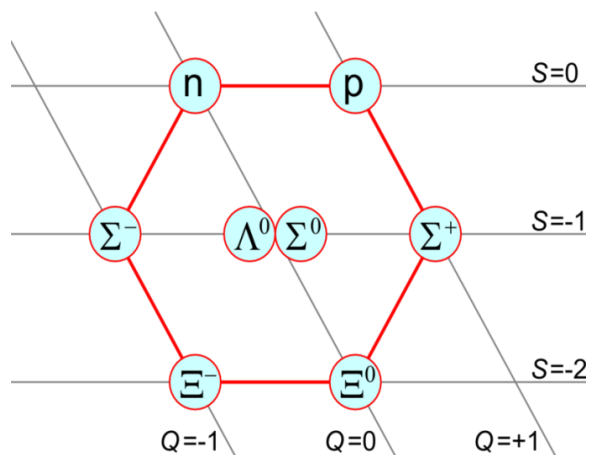


شکل (۲-۵): نه تایی مزونی

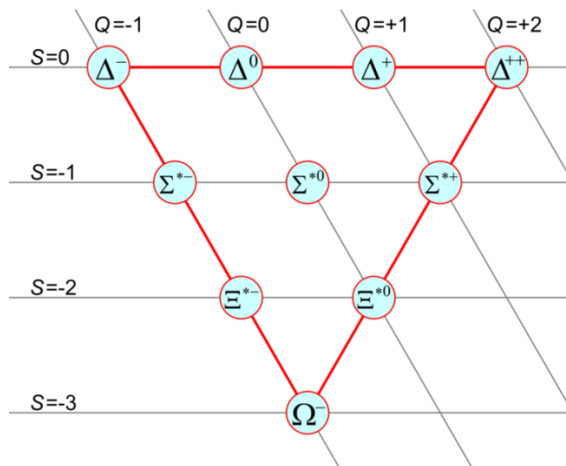
۲-۷-۲ باریون

تا کنون هیچ روش تحلیلی برای توصیف QCD در انرژی های پایین وجود نداشته است و به این دلیل از مدل های فنومنولوژی برای توصیف آن استفاده می شود.

باریون ها در دسته های هشت تایی و ده تایی دسته بندی می شوند، شکل های (۶-۲ و ۷-۲).



شکل (۶-۲): گروه هشت تایی باریونی



شکل (۷-۲): گروه ده تایی باریونی

باریون های سنگین به باریون هایی گفته می شود که حداقل شامل یک کوارک سنگین (c یا b) باشند. باریون های سنگین شامل یک کوارک سنگین به دو دسته تقسیم می شوند:

دسته اول که در آن ها جفت کوارک سبک اسپین و ایزواسپین کل یک دارند به طور مثال:

$$\Sigma_Q^+ = uuQ, \quad \Sigma_Q^0 = 1/\sqrt{2}(ud + du)Q, \quad \Sigma_Q^{-1} = ddQ, \quad (22-2)$$

$$\Omega_Q = ssQ.$$

دسته دوم که جفت کوارک سبک اسپین و ایزواسپین صفر دارند به طور مثال:

$$\Lambda_Q = 1/\sqrt{2}(ud - du)Q, \quad (23-2)$$

در این رابطه Q اشاره به کوارک سنگین دارد. اعداد کوانتومی کوارک های سنگین در جدول (۱-۲) آمده است.

۲-۷-۴ ذرات نامتعارف

یکی از مسائل جالب در فیزیک کوارک سنگین این است که خواص مربوط به ذرات تازه کشف شده را تعیین نمایند و این مسئله زمانی جذاب تر می شود که این ذرات با مدل های موجود همخوانی نداشته باشند. مدل کوارکی چارچوب مناسبی را برای دسته بندی هادرون ها ارائه می دهد. بیشتر هادرون هایی که تا به حال مشاهده شده اند با این مدل همخوانی خوبی داشته اند. در واقع حالت های مشاهده شده که با مدل کوارکی همخوانی ندارند با عنوان ذرات نامتعارف^۴ شناخته می شوند [۳۳-۳۸].

⁴ Exotic

برای تفسیر و توضیح این ذرات تعداد زیادی فرضیه وجود دارد. به طور مثال مزون هایی که از مدل کوآرکی تبعیت نمی کنند شامل موارد زیر هستند:

۱. مزون های نامتعارف^۵ که مشابه با $q\bar{q}$ متداول تفسیر می شوند.
۲. گلوئونوم یا گلوبال ها^۶ که در کل دارای هیچ کوآرک ظرفیتی نمی باشند.
۳. چارکوآرک ها^۷ که شامل دو کوآرک و دو آنتی کوآرک می باشند.
۴. مزون های هیبریدی^۸ که شامل یک جفت کوآرک-آنتی کوآرک ظرفیت و یک یا چند گلوئون می باشند.

حالت های نامتعارف در طیف سنجی چارمونوم در آزمایشگاه پیدا شدند. تعدادی از آن ها به شکل X , Y و Z نام گذاری شدند. به طور مثال ذره X در سال ۲۰۰۳ میلادی در آزمایشگاه Belle در ژاپن کشف شد و به شکل $X(3872)$ نام گذاری شد [۳۴]. این حالت کشف شده با تفسر چارمونوم متداول $C\bar{C}$ همخوانی نداشت و تئوری های زیادی برای توصیف ماهیت این ذره ارائه شدند [۳۹-۴۷].

باریون های نامتعارف هم ذرات فرضی هستند که از سه کوآرک و ذرات بنیادی دیگری به شکل مقید تشکیل شده اند، که ذرات بنیادی می توانند شامل کوآرک ها، آنتی کوآرک ها و گلوئون ها باشند. یکی از چنین حالت ها پنتاکوآرک^۹ می باشد که شامل چهار کوآرک و یک آنتی کوآرک می باشد ولی هنوز وجود این ذره به اثبات نرسیده است. به همین ترتیب هپتا کوآرک ها (شامل پنج کوآرک و دو آنتی کوآرک)، نانو کوآرک ها (شامل شش کوآرک و سه آنتی کوآرک) و غیره نیز می توانند وجود داشته باشند. باریون دیگری

⁵ Exotic mesons

⁶ Gluonium or glueballs

⁷ Tetraquarks

⁸ Hybrid mesons

⁹ Pentaquark

که فقط شامل کوارک هاست ${}^{10}\text{H}$ نامیده می شود که دو کوارک u ، دو کوارک d و دو کوارک s می باشد
که برخلاف پنتاکوارک ها می تواند به شکل پایدار وجود داشته باشد.

فصل سوم

تقارن ها

هر تقارنی از طبیعت یک قانون بقاء (پایستگی) را به دنبال دارد، و برعکس هر قانون بقاء نشانگر یک تقارن مشخص است. به طور دقیق تقارن کارکردی است که در صورت اجرا بر روی یک سیستم، آن را به صورت ناوردا باقی بگذارد و به شکلی تبدیل کند که از شکل اولیه آن تمیزناپذیر باشد.

در فیزیک ذرات بنیادی رایج ترین کارکردهای تقارنی، ماتریس های یکانی $U(n)$ هستند. ماتریس یکانی به ماتریس $n \times n$ گفته می شود که معکوس آن با همیوغ ترانهاده ی آن مساوی است. اگر ماتریس یکانی را با دترمینان یک محدود کنیم، گروه $SU(n)$ نامیده می شود. و اگر خود را به ماتریس های یکانی حقیقی متعامد محدود کنیم گروه $O(n)$ نامیده می شود (ماتریسی که معکوس آن با ترانهاده آن یکسان است)، و در نهایت ماتریس های متعامد حقیقی با دترمینان یک، گروه $SO(n)$ را تشکیل می دهند.

اکثر سیستم های فیزیکی دارای تقارن کامل یا نسبی هستند. مثلا در مورد الکترون درون اتم، اگر اسپین آن را نادیده بگیریم، در یک پتانسیل متقارن کروی حرکت می کند. یک سیستم زمانی تحت یک تبدیل خاص متقارن است که لاگرانژی (یا هامیلتونی) سیستم تحت آن تبدیل ناوردا باشد. اگر اپراتور خطی P نشان دهنده تبدیلات متقارن یک سیستم فیزیکی باشد، آن گاه P باید یکانی باشد.

به طور کلی تبهگنی یک سیستم همواره با تقارن آن سیستم همراه است. تقارن یک سیستم وقتی خودبخودی شکسته می شود که هامیلتونی سیستم دیگر تحت عملگر خاص P ناوردا نباشد. همچنین حالت پایه یک سیستم با تقارن شکسته شده باید تبهگن باشد:

$$H|\psi_0\rangle = E_0|\psi_0\rangle \quad (1-3)$$

که H هامیلتونی سیستم، $|\psi_0\rangle$ ویژه کت حالت پایه و E_0 ویژه مقدار انرژی حالت پایه می باشد. از آنجا که

$$P^+HP|\psi_0\rangle = E_0|\psi_0\rangle \quad (2-3)$$

نتیجه می شود:

$$H(P|\psi_0\rangle) = E_0(P|\psi_0\rangle) \quad (3-3)$$

بنابراین اگر $P|\psi_0\rangle$ متفاوت از $|\psi_0\rangle$ باشد آن گاه حالت پایه سیستم تبهگن است. در مورد شکست تقارن پیوسته، حالت پایه باید بی نهایت تبهگنی داشته باشد.

۳-۱ نظریه کوانتومی میدان

در فیزیک ذرات بنیادی هر نظریه میدان بر اساس تقارن های خاصی پی ریزی شده که در نتیجه مشاهدات بدست می آید. تقارن ها می توانند به دو شکل موضعی و فراگیر باشند. تقارن های موضعی^{۱۱} در هر نقطه از فضا (مکان-زمان) به طور مستقل اثر می کنند؛ یعنی با تغییرات مکان یا زمان می توانند تغییر کنند. در صورتی که تقارن های فراگیر^{۱۲} تقارن هایی هستند که عملگر آن ها به طور هم زمان بر تمام نقاط مکان-زمان اثر می گذارند؛ یعنی به ازای تمامی نقاط اثر یکسانی دارند.

نظریه کوانتومی میدان معمولا با فرمول بندی لاگرانژی همراه می شود. در ابتدا با مکانیک کلاسیک شروع می کنیم. می دانیم که معادلات حرکت از اصل هامیلتونی بدست می آید و نیازمند این است که تغییرات کنش

$$S = \int dt L(q, \dot{q}, t) \quad (4-3)$$

برابر صفر باشد یعنی:

^{۱۱} Local symmetry
^{۱۲} Global symmetry

$$\delta S = 0 \Rightarrow \frac{d}{dt} \frac{\partial L}{\partial \dot{q}} - \frac{\partial L}{\partial q} = 0 \quad (5-3)$$

در اینجا S کنش نامیده می شود و $L=T-V$ تابع لاگرانژی می باشد. به طور مثال معادلات حرکت نیوتن برای یک ذره در پتانسیل $V(q)$ از لاگرانژی زیر مشتق می شوند:

$$L = \frac{1}{2}m\dot{q}^2 - V(q) \quad (6-3)$$

$$\Rightarrow m\ddot{q} + \frac{\partial V}{\partial q} = 0 \Leftrightarrow m\ddot{q} = -\frac{\partial V}{\partial q} = F \quad (7-3)$$

در نظریه میدان مختصات q با میدان $\Phi(x)$ و سرعت \dot{q} با مشتقات میدان جایگزین می شود:

$$q \rightarrow \Phi(x) \quad (8-3)$$

$$\dot{q} \rightarrow \partial_\mu \Phi(x) \equiv \frac{\partial \Phi(x)}{\partial x^\mu} \quad (9-3)$$

و تابع لاگرانژی با انتگرال گیری فضایی روی چگالی لاگرانژی \mathcal{L} بدست می آید:

$$L = \int d^3x \mathcal{L}(\Phi(x), \partial_\mu \Phi(x), t), \quad (10-3)$$

$$S = \int dt L = \int d^4x \mathcal{L}(\Phi(x), \partial_\mu \Phi(x), t) \quad (11-3)$$

ناوردایی لورنتس دلالت بر این دارد که کنش S و بنابراین لاگرانژی \mathcal{L} مانند اسکالر لورنتس تبدیل یابند. معادلات حرکت برای میدان ها مجدداً از این اصل که تغییرات کنش باید صفر شود، بدست می آیند که تغییرات کنش از تغییرات میدان ها ناشی می شود:

$$\Phi \rightarrow \Phi + \delta \Phi, \quad (12-3)$$

$$\partial_\mu \Phi \rightarrow \partial_\mu \Phi + \delta (\partial_\mu \Phi) \quad (13-3)$$

که در آن

$$\delta(\partial_\mu \Phi) = \partial_\mu(\Phi + \delta\Phi) - \partial_\mu \Phi = \partial_\mu(\delta\Phi) \quad (۱۴-۳)$$

در نتیجه داریم:

$$\begin{aligned} \delta S &= \int d^4 x \mathcal{L}(\Phi + \delta\Phi, \partial_\mu \Phi + \delta(\partial_\mu \Phi)) - \mathcal{L}(\Phi, \partial_\mu \Phi) \\ &= \int d^4 x \mathcal{L}(\Phi, \partial_\mu \Phi) + \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \Phi} \delta\Phi + \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial(\partial_\mu \Phi)} \delta(\partial_\mu \Phi) - \mathcal{L}(\Phi, \partial_\mu \Phi) \\ &= \int d^4 x \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \Phi} \delta\Phi + \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial(\partial_\mu \Phi)} \partial_\mu(\delta\Phi) \end{aligned} \quad (۱۵-۳)$$

که از رابطه (۱۴-۳) استفاده شده است و چون \mathcal{L} تابعی از میدان ϕ می باشد، از مشتقات تابعی نیز استفاده شده است. انتگرال جزء به جزء عبارت دوم در رابطه (۱۵-۳) نتیجه می دهد:

$$0 = \delta S = \int d^4 x \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \Phi} - \partial_\mu \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial(\partial_\mu \Phi)} \right) \right) (\delta\Phi) \quad (۱۶-۳)$$

که منجر به معادلات حرکت زیر می شود و از آنجا که تغییرات $\delta\phi$ اختیاری می باشد داریم:

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \Phi} - \partial_\mu \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial(\partial_\mu \Phi)} \right) = 0 \quad (۱۷-۳)$$

اگر تعداد میدان ها بیشتر از یک باشد، معادلات حرکت شکلی مشابه رابطه (۱۷-۳) خواهند داشت با این تفاوت که میدان ها دارای شاخص های متفاوتی خواهند بود:

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \Phi_i} - \partial_\mu \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial(\partial_\mu \Phi_i)} \right) = 0 \quad (۱۸-۳)$$

به طور مثال به ترتیب لاگرانژی مربوط به یک بوزون و یک فرمیون آزاد را بررسی می کنیم [۴۸]:

الف) بوزون اسکالر آزاد با جرم m :

$$\mathcal{L}_{\mathcal{K.G}} = \frac{1}{2}(\partial_\mu \Phi \partial^\mu \Phi) - \frac{1}{2}m^2 \Phi^2 \quad (۱۹-۳)$$

$$\Rightarrow \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \Phi} = -m^2 \Phi$$

$$\Rightarrow \partial_\mu \left(\frac{\delta \mathcal{L}}{\delta (\partial_\mu \Phi)} \right) = \partial_\mu \partial^\mu \Phi \quad (۲۰-۳)$$

بنابراین مطابق با رابطه (۱۸-۳) معادله حرکت برابر خواهد بود با:

$$(\partial_\mu \partial^\mu + m^2)\Phi = (\partial_i^2 - \nabla^2 + m^2)\Phi = 0 \quad (۲۱-۳)$$

که همان معادله آشنای کلاین-گوردون برای یک بوزون آزاد می باشد.

ب) فرمیون آزاد با جرم m :

$$\mathcal{L}_{\mathcal{F.D.}} = \bar{\psi}(i\gamma_\mu \partial^\mu - m)\psi \quad (۲۲-۳)$$

با استفاده از میدان همیوگ $\bar{\psi}$ در معادله حرکت (۱۸-۳) داریم

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \psi} = (i\gamma_\mu \partial^\mu - m)\psi$$

$$\Rightarrow \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \bar{\psi})} = 0 \quad (۲۳-۳)$$

معادله دیراک برای ψ بدست می آید:

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi = 0 \quad (۲۴-۳)$$

در حالیکه وارد کردن ψ برای ϕ_i در رابطه (۱۸-۳) معادله همیوگ دیراک را نتیجه می دهد:

$$\bar{\psi}((i\gamma^\mu \partial_\mu + m) = 0 \quad (25-3)$$

۲-۳ تقارن ها

یکی دیگر از فواید فرمول بندی لاگرانژی این است که تقارن های لاگرانژی منجر به کمیت های پایستار (جریان ها) می شوند. از مکانیک کلاسیک می دانیم که تقارن های تابع لاگرانژی دلالت بر کمیت های پایدار دارند. برای مثال اگر تابع لاگرانژی مستقل از مکان و زمان باشد، به ترتیب اندازه حرکت و انرژی پایستار خواهند بود.

فرض می کنیم که L تحت تبدیلات میدان متقارن است:

$$\Phi \rightarrow \Phi + \delta \Phi \quad (26-3)$$

و این بدان معنی است که

$$\mathcal{L}(\Phi + \delta \Phi) = \mathcal{L}(\Phi)$$

$$\Rightarrow 0 = \mathcal{L}(\Phi + \delta \Phi) - \mathcal{L}(\Phi) =$$

$$\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \Phi} \delta \Phi + \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \Phi)} \delta (\partial_\mu \Phi) \quad (27-3)$$

در رابطه (۲۷-۳) عبارت اول را تا مرتبه اول $\delta \Phi$ بسط داده ایم. با استفاده از رابطه (۲۷-۳) و معادله حرکت (۲۴-۳) داریم:

$$0 = \left(\partial_\mu \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial \Phi} \right) \delta \Phi + \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \Phi)} (\partial_\mu \delta \Phi)$$

$$= \partial_\mu \left(\frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \Phi)} \delta \Phi \right) \quad (28-3)$$

به طوری که کمیت

$$j_\mu = \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \Phi_i)} \delta \Phi_i \quad (29-3)$$

یک جریان پایسته باشد یعنی

$$\delta^\mu j_\mu = 0 \quad (30-3)$$

در رابطه (29-3) شاخص ها برای میدان های مختلف Φ_i وارد شده اند.

برای مثال تبدیل یکانی روی میدان (از قبیل چرخش ایزواسپین روی پایون) را بررسی می کنیم. تبدیلات یکانی رایج ترین تبدیلات هستند و تبدیلات کایرال نیز جزء این دسته می باشند [48]:

$$\Phi_i \rightarrow \Phi_i - i\theta_a T_{ij}^a \Phi_j \quad (31-3)$$

که θ مربوط به زاویه دوران و T_{ij}^a ماتریسی است که مولد تبدیل نامیده می شود (در مورد دوران ایزواسپین، ماتریس ایزواسپین مولد می باشد). شاخص a نشان دهنده این موضوع است که ممکن است چندین مولد در ارتباط با تبدیل تقارنی وجود داشته باشد (در مورد ایزواسپین سه ماتریس وجود دارد). رابطه (31-3) می تواند بسط تبدیل کلی زیر برای زوایای کوچک θ باشد:

$$\vec{\Phi} \rightarrow e^{-i\theta^a T^a} \vec{\Phi} \quad (32-3)$$

که علامت بردار روی $\vec{\Phi}$ نشان دهنده چندین مؤلفه میدان Φ از قبیل π^+ , π^- و π^0 باشد. از روابط (29-3) و (31-3)، برای جریان های پایستار رابطه زیر بدست می آید:

$$j_\mu^a = -i \frac{\partial \mathcal{L}}{\partial (\partial_\mu \Phi_i)} T_{ij}^a \Phi_k \quad (33-3)$$

که طرفین رابطه بر θ^a تقسیم شده است. این جریان اغلب با نام جریان نئودر شناخته می شود. البته یک جریان پایسته منجر به یک بار پایسته می شود:

$$Q = \int d^3x J_0(x); \quad \frac{d}{dt} Q = 0 \quad (34-3)$$

در پایان می خواهیم یک عبارت را به لاگرانژی اضافه کنیم که تقارن را به طور جزئی می شکند:

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_0 + \mathcal{L}_1 \quad (35-3)$$

که \mathcal{L}_0 تقارن متناظر با تبدیل تقارنی است و عبارت \mathcal{L}_1 این تقارن را می شکند. در نتیجه تغییرات لاگرانژی \mathcal{L} مشابه صفر نیست بلکه با رابطه زیر مشخص می شود:

$$\delta\mathcal{L} = \delta\mathcal{L}_1 \quad (36-3)$$

با دقت در روابط بالا می توان تغییرات لاگرانژی را با مشتق جریانی که در روابط (3-29) و (3-33) داده شده، بیان کرد؛ البته در موردی که تبدیلات یکانی روی میدان صورت بگیرد. بنابراین داریم:

$$\delta\mathcal{L} = \delta\mathcal{L}_1 = \partial^\mu J_\mu \quad (37-3)$$

از آنجایی که $\partial\mathcal{L}_1 \neq 0$ بنابراین جریان J_μ پایسته نیست. رابطه (3-37) به خوبی نشان می دهد که چگونه عبارت شکست تقارن در لاگرانژی با ناپایستاری جریان رابطه دارد. این مطلب زمانی که شکست جزئی تقارن کایرال در اثر جرم کوچک کوارک ها را معرفی کنیم سودمند است.

به عنوان یک مثال از جریان نئودر، لاگرانژی فرمیون های بدون جرم و با دو طعم متفاوت بررسی می کنیم. از آنجایی که فقط تبدیلات روی فرمیون ها را بررسی می کنیم، نتایج می توانند مستقیماً برای QCD بدون جرم به کار برده شوند.

لاگرانژی به شکل زیر می باشد (رابطه (۳-۲۲) را ببینید):

$$\mathcal{L} = i\bar{\psi}_j \partial_\mu \gamma^\mu \psi_j \quad (3-38)$$

که شاخص اشاره به دو طعم مختلف u و d دارد.

الف) تبدیل زیر را بررسی می کنیم:

$$\Lambda_V : \psi \rightarrow e^{-i\frac{\vec{T}\cdot\vec{\Theta}}{2}} \psi \simeq (1 - i\frac{\vec{T}\cdot\vec{\Theta}}{2})\psi \quad (3-39)$$

که \vec{T} به ماتریس های پائولی اشاره دارد، و برای فرمیون های $\psi = (u, d)$ به ایزواسپین اشاره دارد:

$$\bar{\psi} \rightarrow e^{+i\frac{\vec{T}\cdot\vec{\Theta}}{2}} \bar{\psi} \simeq (1 + i\frac{\vec{T}\cdot\vec{\Theta}}{2})\bar{\psi} \quad (3-40)$$

و بنابراین لاگرانژی تحت Λ_V ناورداست:

$$i\bar{\psi}\partial_\mu\gamma^\mu\psi \rightarrow i\bar{\psi}\partial_\mu\gamma^\mu\psi - i\vec{\Theta} \left(\bar{\psi}i\partial_\mu\gamma^\mu\frac{\vec{T}}{2}\psi - \bar{\psi}\frac{\vec{T}}{2}i\partial_\mu\gamma^\mu\psi \right) \quad (3-41)$$

$$= i\bar{\psi}\partial_\mu\gamma^\mu\psi$$

و با توجه به رابطه (۳-۲۹) جریان پایستار مربوطه برابر است با

$$V_\mu^a = \bar{\psi}\gamma_\mu\frac{T^a}{2}\psi \quad (3-42)$$

که اغلب با نام جریان برداری شناخته می شود.

ب) اکنون تبدیل زیر را بررسی می کنیم:

$$\Lambda_A : \psi \rightarrow e^{e^{-i\gamma_5\frac{\vec{T}\cdot\vec{\Theta}}{2}}} \psi = \left(1 - i\gamma_5\frac{\vec{T}\cdot\vec{\Theta}}{2} \right) \psi$$

$$\Rightarrow \bar{\psi} \rightarrow e^{-i\gamma_5 \frac{\vec{T} \cdot \vec{\Theta}}{2}} \bar{\psi} \simeq (1 - i\gamma_5 \frac{\vec{T} \cdot \vec{\Theta}}{2}) \bar{\psi} \quad (43-3)$$

که از روابط پادجابجایی ماتریس های گاما استفاده شده است؛ مخصوصاً

$$\gamma_0 \gamma_5 = -\gamma_5 \gamma_0 \quad (44-3)$$

لاگرانژی تحت تبدیل Λ_A به شکل زیر تبدیل می یابد:

$$\begin{aligned} i\bar{\psi} \partial_\mu \gamma^\mu \psi &\rightarrow i\bar{\psi} \partial_\mu \gamma^\mu \psi - i\vec{\Theta} \left(\bar{\psi} i \partial_\mu \gamma^\mu \gamma_5 \frac{\vec{T}}{2} \psi + \bar{\psi} \gamma_5 \frac{\vec{T}}{2} i \partial_\mu \gamma^\mu \psi \right) \\ &= i\bar{\psi} \partial_\mu \gamma^\mu \psi \end{aligned} \quad (45-3)$$

که عبارت دوم به این دلیل که γ_5 با γ_μ پادجابجا می شود، حذف می شود. بنابراین لاگرانژی نیز تحت Λ_A ناورداست. و جریان پایستار مربوطه با عنوان جریان پایستار بردار-محوری شناخته می شود:

$$A_\mu^a = \bar{\psi} \gamma_\mu \gamma_5 \frac{T^a}{2} \psi \quad (46-3)$$

در نتیجه لاگرانژی فرمیون های بدون جرم و بنابراین QCD بدون جرم تحت هر دو تبدیل Λ_A و Λ_V ناورداست. در نمایش $SU(2)$ ، تقارن کایرال را می توان با ساختار $SU(2)_V \times SU(2)_A$ نیز نشان داد.

حال بررسی می کنیم که اگر یک عبارت جرمی در لاگرانژی وارد شود چه تغییراتی روی می دهد. در این صورت داریم:

$$\delta \mathcal{L} = -m(\bar{\psi} \psi) \quad (47-3)$$

از رابطه بالا پیداست که $\delta \mathcal{L}$ به طور آشکارا تحت تبدیلات برداری Λ_V ناورداست در صورتی که تحت تبدیلات Λ_A ناوردا نیست:

$$\Lambda_A: m(\bar{\psi}\psi) \rightarrow \bar{\psi}\psi - 2i\bar{\theta}(\bar{\psi}\frac{T}{2}\gamma_5\psi) \quad (48-3)$$

بنابراین اگر فرمیون ها (کوارک ها) دارای جرم باشند، Λ_A تبدیل مناسبی نیست. ولی تا زمانی که جرم ها نسبت به مقیاس مربوط به تئوری کوچک باشند، Λ_A می تواند به صورت یک تقارن تقریبی رفتار کند که در این صورت با فرض داشتن تقارن، پیش بینی های انجام شده با نتایج عملی سازگاری خوبی خواهد داشت.

در QCD جرم کوارک های سبک در حدود $5-10$ MeV می باشد در حالیکه مقیاس انرژی مربوطه یعنی $\Lambda_{QCD} \simeq 200$ MeV به طور قابل ملاحظه ای بزرگتر می باشد. بنابراین انتظار داریم که Λ_A یک تقارن تقریبی و جریان محوری به طور تقریبی پایسته باشد. این شکست تقارن جزئی ناشی از جرم کوارک ها اساس نظریه جریان محوری پایستار جزئی^{۱۳} (PCAC) می باشد. بعلاوه تا زمانی که شکست تقارن ناچیز است می توان انتظار داشت که اثرات آن توسط یک نظریه اختلالی توصیف شود، که نظریه اختلال کایرال^{۱۴} نامیده می شود [۴۸].

۳-۳ تقارن کایرال

تقارن کایرال تقارنی از QCD است؛ در حدی که بتوان از جرم کوارک ها چشم پوشی کرد. از آنجایی که جرم کوارک های جاری نسبت به مقیاس هادرونی کوچک هستند، بنابراین تقارن کایرال را می توان به صورت یک تقارن تقریبی در برهمکنش های قوی در نظر گرفت. مدت ها قبل از اینکه QCD به عنوان تئوری برهم کنش های قوی شناخته شود مطالعه واپاشی بتای هسته، وجود تقارن کایرال را نشان داد.

^{۱۳} Partial Conserved Axial Current

^{۱۴} Chiral perturbation theory

از آنجاکه تقارن کایرال یک تقارن پیوسته می باشد، تبدیلات متقارن پیوسته را به طور خلاصه شرح می دهیم. تبدیل متقارن پیوسته به شکل زیر تعریف می شود [۴۹]:

$$U = e^{iaF} \quad (۴۹-۳)$$

که a پارامتر تبدیل (غیر موهومی) و عملگر F مولد تبدیل نامیده می شوند. F هرمیتی است یعنی

$$F^\dagger = F \quad (۵۰-۳)$$

و با مشاهده پذیر فیزیکی مطابقت دارد. از آنجا که هر تبدیل متقارن پیوسته ای می تواند از حاصل ضرب تعداد زیادی از تبدیلات بی نهایت کوچک حاصل شود، می توان ماتریس تبدیل را برای مقادیر بی نهایت کوچک a به صورت زیر نوشت (مشابه رابطه (۳-۳۱)):

$$U = e^{iaF} = 1 + iaF + \dots \quad (۵۱-۳)$$

حال به بررسی تقارن کایرال در QCD می پردازیم:

لاگرانژی مربوط به QCD در حالت کلی به شکل زیر نوشته می شود:

$$L_{QCD} = -\frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G^{a,\mu\nu} + L_{fermion} = -\frac{1}{4} G_{\mu\nu} G^{\mu\nu} + \sum_f \bar{q}_f (i\gamma^\mu \partial^\mu - m_f) q_f \quad (۵۲-۳)$$

که q_f اسپینور دیراک و m_f جرم کوارک با طعم f و $G^{a,\mu\nu}$ میدان مربوط به گلوئون ها می باشد. از آنجایی که در تقارن کایرال عبارت مربوط به کوارک ها تأثیر گذار است از عبارت های مربوط به گلوئون ها چشم پوشی می کنیم.

بنابراین لاگرانژی مربوط به کوارک ها در QCD به شکل زیر می باشد:

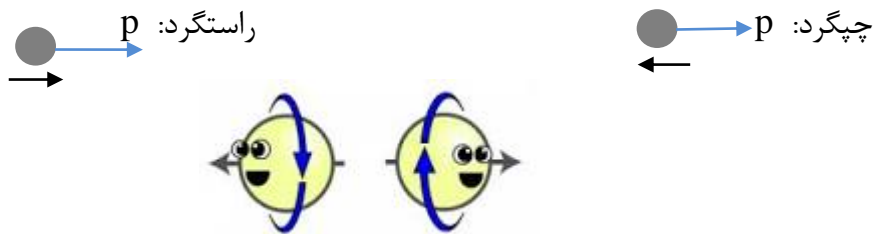
$$L_{fermion} = \sum_f \bar{q}_f (i\gamma^\mu \partial^\mu - m_f) q_f \quad (53-3)$$

\bar{q}_f نیز به صورت زیر تعریف می شود:

$$\bar{q} = q^\dagger \gamma^0 \quad (54-3)$$

۳-۳-۱ اسپینورهای کایرال

هلیسیتی یک ذره در صورتی راستگرد^{۱۵} است که جهت حرکت و جهت اسپین ذره یکسان باشد و چپگرد^{۱۶} است اگر حرکت ذره در جهت مخالف اسپین ذره باشد (شکل (۱-۳)).



شکل (۱-۳): نمایش اسپینورهای راستگرد و چپگرد کایرال (p نشان دهنده اندازه حرکت ذره می باشد).

اسپینورهای راستگرد و چپگرد دیراک را اسپینورهای کایرال می نامیم. از آنجا که تأثیر عملگر γ^5 روی اسپینورهای دیراک ویژه مقادیر ± 1 را بدست می دهد، می توان هلیسیتی اسپینورهای دیراک را به شکل زیر تعریف کرد:

$$q_L = \left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right)q \quad \text{و} \quad q_R = \left(\frac{1+\gamma^5}{2}\right)q \quad (55-3)$$

یعنی با تأثیر عملگرهای تصویر $\left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right)$ و $\left(\frac{1+\gamma^5}{2}\right)$ می توان مؤلفه های راستگرد و چپگرد

اسپینورهای دیراک را بدست آورد. به نحوی که داشته باشیم:

^{۱۵} Right-handed

^{۱۶} Left-handed

$$q = q_L + q_R \quad (۵۶-۳)$$

بنابراین داریم:

$$\bar{q}q = (\bar{q}_L + \bar{q}_R)(q_L + q_R) = \bar{q}_L q_L + \bar{q}_R q_R + \bar{q}_L q_R + \bar{q}_R q_L \quad (۵۷-۳)$$

تبدیل کایرال به شکل $SU(3)_L \times SU(3)_R$ می باشد؛ ماتریس یکانی با دترمینان یک که عمل آن روی اسپینورهای چپ و راست (اسپینورهای کایرال) متفاوت است و می توان آن را برای عمل چرخش به شکل زیر نمایش داد:

$$\psi_L \rightarrow e^{i\theta_L} \psi_L \quad \text{و} \quad \psi_R \rightarrow \psi_R \quad (۵۸-۳)$$

یا

$$\psi_L \rightarrow \psi_L \quad \text{و} \quad \psi_R \rightarrow e^{i\theta_R} \psi_R \quad (۵۹-۳)$$

حال می خواهیم تأثیر تبدیل کایرال را بر لاگرانژی رابطه (۵۳-۳) بررسی کنیم. لاگرانژی مربوط به یک کوارک به شکل زیر می باشد:

$$L_q = \bar{q}i\gamma^\mu \partial_\mu q - m_q \bar{q}q \quad (۶۰-۳)$$

و ماتریس های گاما به صورت زیر تعریف می شوند:

$$\gamma^5 = \begin{bmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{bmatrix}, \quad \gamma^0 = \begin{bmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{bmatrix} \quad \text{و} \quad \gamma^\mu = \begin{bmatrix} 0 & \sigma_\mu \\ -\sigma_\mu & 0 \end{bmatrix} \quad (۶۱-۳)$$

و خواص زیر را دارا می باشند:

$$\left[\frac{1+\gamma^5}{2}\right]^2 = \left[\frac{1+\gamma^5}{2}\right], \quad \gamma^\mu \gamma^5 = -\gamma^5 \gamma^\mu \quad (۶۲-۳)$$

با استفاده از روابط (۵۷-۳) و (۶۲-۳) نتیجه می شود:

$$\bar{q}_L q_L = q_L^+ \gamma^0 q_L = q^+ \left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right) \gamma^0 \left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right) q = q^+ \gamma^0 \left(\frac{1+\gamma^5}{2}\right) \left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right) q = 0 \quad (۶۳-۳)$$

$$\bar{q}_L q_R = q_L^+ \gamma^0 q_R = q^+ \left(\frac{1-\gamma^5}{2}\right) \gamma^0 \left(\frac{1+\gamma^5}{2}\right) q = q^+ \gamma^0 \left(\frac{1+\gamma^5}{2}\right) \left(\frac{1+\gamma^5}{2}\right) q = q_L^+ \gamma^0 q_R = \bar{q}_L q_R \quad (۶۴-۳)$$

بنابراین لاگرانژی یک کوارک بر حسب اسپینورهای کایرال به شکل زیر نوشته می شود:

$$L_q = i\bar{q}_L \gamma^\mu \partial_\mu q_L + i\bar{q}_R \gamma^\mu \partial_\mu q_R - m_q \bar{q}_L q_R - m_q \bar{q}_R q_L \quad (۶۵-۳)$$

این رابطه نشان می دهد اگر کوارک ها دارای جرم باشند تقارن سیستم توسط عبارت جرمی به وضوح شکسته می شود. اگر جرم کوارک ها صفر باشد در آن صورت سیستم تحت تبدیل کایرال متقارن است.

۳-۲-۳ شکست خودبخودی تقارن کایرال

در نظریه میدان، حالت پایه سیستم به عنوان حالت خلأ در نظر گرفته می شود؛ حالت پایین ترین انرژی سیستم که ممتنم صفر دارد و به شکل $|0\rangle$ یا $|\phi_0\rangle$ نمایش می دهند.

به منظور بررسی حالت انتظاری خلأ لاگرانژی زیر را در نظر می گیریم [۴۹]:

$$L = (\partial_\mu \phi)(\partial^\mu \phi^*) - m^2 \phi^* \phi - \frac{1}{2} \lambda^2 (\phi^* \phi)^2 = (\partial_\mu \phi)(\partial^\mu \phi^*) - V(\phi, \phi^*). \quad (۶۶-۳)$$

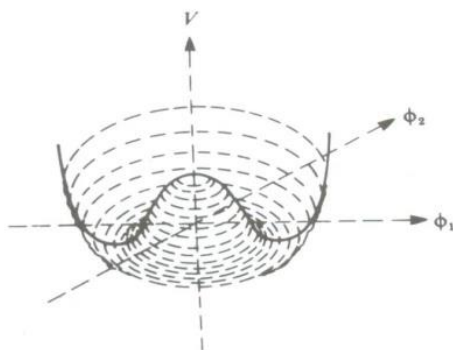
از آنجا که لاگرانژی باید متقارن باشد نظریه ϕ^4 مختلط را انتخاب می کنیم $(\phi = \phi_1 + i\phi_2)$. رابطه (۶۶-۳) تحت تبدیل پیمانه ای فراگیر $\phi \rightarrow e^{i\alpha} \phi$ ناورداست که α مقدار ثابتی است (شکل ۳-۲). حالت پایه حالتی با انرژی کمینه می باشد:

$$\frac{\partial}{\partial \phi} V = -m^2 \phi^* - \lambda^2 \phi^* (\phi^* \phi) = 0 \quad (۶۷-۳)$$

بنابراین

$$|\phi|^2 = |\langle 0|\phi|0\rangle|^2 \neq 0 \quad (68-3)$$

و نتیجه می شود که مقدار انتظاری حالت خلأ^{۱۷} ϕ مخالف صفر است.



شکل (۳-۲): پتانسیل کلاه مکزیکی که باعث شکست خودبخودی تقارن می شود.

حال اگر جرم کوارک ها را صفر در نظر بگیریم لاگرانژی سیستم تحت تبدیل متقارن است ولی این تقارن در واقع کامل نیست چون مقدار انتظاری خلأ (VEV) کوارک-آنتی کوارک مخالف صفر است:

$$\langle 0|\bar{q}q|0\rangle = \langle 0|\bar{q}_L q_R|0\rangle \neq 0 \quad (69-3)$$

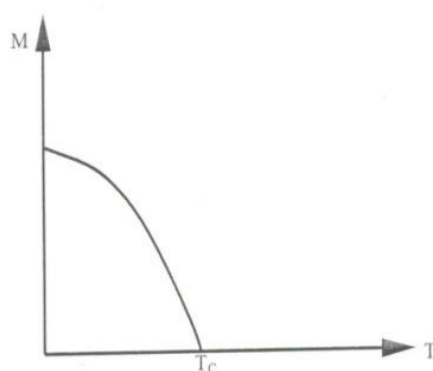
در نتیجه تقارن کایرال به طور خودبخودی به شکل زیر شکسته می شود.

$$SU(3)_L \times SU(3)_R \rightarrow SU(3)_{L+R} = SU(3)_V \quad (70-3)$$

شکست خودبخودی تقارن زمانی اتفاق می افتد که هامیلتونی سیستم دارای تقارن خاصی است ولی حالت پایه سیستم تحت آن تبدیل متقارن نیست.

^{۱۷} Vacuum expectation value

به منظور درک بیشتر این موضوع به طور مثال شکست خودبخودی تقارن را در یک سیستم فرومغناطیس بررسی می کنیم. هامیلتونی یک سیستم فرومغناطیس ناوردای چرخشی است یعنی در دماهای بالا اسپین های ذرات به طور کاتوره ای جهت گیری می کنند و بنابراین مغناطش خالص سیستم یا مقدار متوسط گشتاور مغناطیسی صفر می باشد [۵۰]. ولی اگر سیستم به اندازه کافی سرد شود (در دمای کمتر از دمای بحرانی)، سیستم دارای یک مغناطش خالص می شود و تقارن از بین می رود (شکل ۳-۳).



شکل (۳-۳): مغناطش خالص در یک سیستم فرومغناطیس در دمای پایین تر از دمای بحرانی به صفر می رسد.

در این مورد فاز عبور؛ دمای بحرانی (T_C)، پارامتر مربوطه؛ مغناطش خالص سیستم و تقارن مربوطه؛ ناوردایی چرخشی در هامیلتونی است. در مورد تقارن کایرال فاز عبور؛ دمای بحرانی، پارامتر مربوطه؛ مقدار VEV کوارک-آنتی کوارک و تقارن مربوطه تقارن کایرال می باشد. در دماهای بالاتر از دمای بحرانی مقدار انتظاری خلاً کوارک-آنتی کوارک صفر و در دماهای کوچکتر این مقدار مخالف صفر است و تقارن کایرال به طور خود بخودی شکسته می شود. در دماهای پایین جفت های کوارک-آنتی کوارک می توانند به فراوانی تولید شوند (البته اگر انرژی لازم برای ایجاد آن ها پایین باشد). ولی چنین جفت هایی باید اندازه حرکت خطی و زاویه ای کل صفر داشته باشند. بنابراین میدان حاصله یک میدان اسکالر (ϕ) می باشد. در اینجا مقیاس مورد نظر، مقیاس کایرال ($\Lambda_{\chi SB}$) می باشد:

$$\Lambda_{\chi SB} \approx 4\pi f_{\pi} \approx 1 \text{ GeV} \quad (71-3)$$

مقیاس پایین ترین حد انرژی مقیاس QCD می باشد:

$$\Lambda_{QCD} \approx 100 - 300 \text{ MeV} \quad (72-3)$$

بنابراین در حد وسط این دو مقیاس

$$\frac{1}{\Lambda_{\chi SB}} \approx 0.2 \text{ fm},$$

$$\frac{1}{\Lambda_{QCD}} \approx 1 \text{ fm} \quad (73-3)$$

تقارن کایرال به طور خودبخودی شکسته می شود در نتیجه بوزون های گلدستون آشکار می شوند و کوارک های ظرفیت جرم دینامیکی شان را بدست می آورند [۵۱-۵۲].

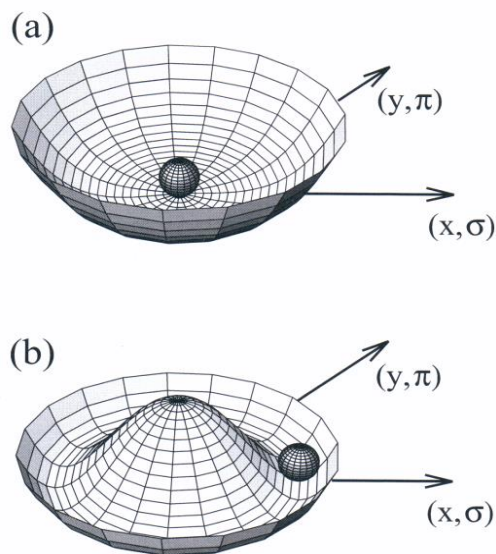
بوزون های گلدستون بوزون هایی با اسپین صفر هستند و متناظر با عملگرهای تقارن داخلی سیستم هستند که به طور خودبخودی شکسته شده اند و با اعداد کوانتومی اپراتور متناظر مشخص می شوند. اگر تقارن سیستم فقط به طور خودبخودی شکسته شود و شکست صریح تقارن را نداشته باشیم؛ در این صورت جرم بوزون گلدستون صفر می باشد. ولی در حالتی که شکست خودبخودی و شکست صریح تقارن با هم رخ دهد؛ بوزون گلدستون بدون جرم نخواهد بود و با نام بوزون نامبو-گلدستون^{۱۸} یا بوزون شبه گلدستون^{۱۹} شناخته می شود. در این حالت بوزون گلدستون دارای جرم کمی خواهد بود.

حال می خواهیم شکست خودبخودی تقارن کایرال را در غالب شکست خودبخودی تقارن بردار-محوری برهمکنش های قوی بررسی کنیم.

^{۱۸} Nambu-Goldstone bosons

^{۱۹} Pseudo-Goldstone bosons

شکل ۳-۴ را در نظر بگیرید که هامیلتونی QCD در دمای صفر شکلی شبیه به شکل ۳-۴(a) دارد. که در آن میدان های (σ, π) جایگزین مختصات (x, y) شده اند. چرخش های فضایی را می توان چرخش بردار-محوری در نظر گرفت که π را به σ چرخش می دهد. در این شکل، حالت پایه در مرکز قرار دارد و سیستم تحت چرخش ناورداست و شکست خودبخودی روی نمی دهد. ولی در شکل ۳-۴(b) حالت پایه در مرکز قرار ندارد و مقداری از مرکز فاصله دارد؛ بنابراین یکی از میدان ها باید مقدار انتظاری غیر صفر داشته باشد. و این میدان تنها می تواند میدان σ باشد. زیرا اعداد کوانتومی مربوط به خلأ (حالت پایه) را دارا می باشد. در شکل کوارکی این بدان معنی است که مقدار انتظاری خلأ کوارک-آنتی کوارک مخالف صفر می باشد ($\langle \bar{q}q \rangle \neq 0$).



شکل (۳-۴): پتانسیل های مؤثر. در حالت (a) شکست خودبخودی تقارن وجود ندارد، ولی در حالت (b) شکست خودبخودی تقارن روی می دهد.

با توجه به شکل ۳-۴ (b) برانگیختگی پایونی متناظر با چرخش کوچکی از حالت پایه در امتداد شیار و بدون صرف انرژی می باشد. در نتیجه جرم پایون می بایست برابر صفر باشد و پایون به عنوان یک مد بدون جرم (بوزون گلدستون) آشکار می شود. به عبارتی دیگر به دلیل شکست خودبخودی تقارن کایرال، جرم صفر پایون را می توان پیش بینی کرد. برانگیختگی ها در راستای σ متناظر با برانگیختگی های شعاعی هستند و با صرف انرژی همراه است. بنابراین این میدان دارای جرم است.

۳-۳-۳ جرم بوزون گلدستون (میدان اسکالر)

لاگرانژی زیر را برای میدان اسکالر در نظر بگیرید:

$$L = f(\partial_\mu \phi(x)) - V(\phi) \quad (۷۴-۳)$$

که f تابع مشتقی میدان است. $V(\phi)$ را حول نقطه ای که آن را مینیمم می کند بسط می دهیم:

$$V(\phi) = V(\phi_0) + \frac{\partial V}{\partial \phi} \Big|_{\phi(x)=\phi_0} (\phi - \phi_0) + \frac{1}{2} (\phi - \phi_0)^2 \left(\frac{\partial^2 V}{\partial \phi^2} \right)_{\phi_0} + O(\phi - \phi_0)^3 \quad (۷۵-۳)$$

که

$$\frac{\partial V}{\partial \phi} \Big|_{\phi(x)=\phi_0} = 0 \quad (۷۶-۳)$$

اگر این رابطه را با لاگرانژی میدان اسکالر آزاد یعنی

$$L = \frac{1}{2} (\partial_\mu \phi)(\partial^\mu \phi) - \frac{1}{2} m^2 \phi^2 \quad (۷۷-۳)$$

مقایسه کنیم در می یابیم که

$$m^2 = \left(\frac{\partial^2 V}{\partial \phi^2} \right)_{\phi=\phi_0} \quad (78-3)$$

از طرفی میدان ϕ تحت تبدیلات تقارنی پیوسته به شکل

$$U = 1 + iaF + \dots \quad (79-3)$$

به صورت زیر تبدیل می یابد:

$$\phi \rightarrow \phi + \alpha \Delta(\phi) \quad (80-3)$$

α ضریب بی نهایت کوچک و $\Delta(\phi)$ تابعی از میدان ϕ می باشد. البته تبدیل تقارنی را به نحوی انتخاب می کنیم که جز تقارن های ϕ_0 نباشد. با استفاده از رابطه (80-3) و بسط تیلور پتانسیل $V(\phi)$ داریم:

$$V(\phi) = V(\phi + \alpha \Delta(\phi)) = V(\phi) + \alpha \Delta(\phi) \frac{\partial}{\partial \phi} V(\phi) + O(\alpha^2) \quad (81-3)$$

با صرف نظر کردن از عبارت $O(\alpha^2)$ خواهیم داشت:

$$\Delta(\phi) \frac{\partial}{\partial \phi} V(\phi) = 0 \quad (82-3)$$

با مشتق گیری از این رابطه و قرار دادن $\phi = \phi_0$ داریم:

$$\left(\frac{\partial \Delta}{\partial \phi} \right)_{\phi_0} \left(\frac{\partial V}{\partial \phi} \right)_{\phi_0} + \Delta(\phi_0) \left(\frac{\partial^2 V}{\partial \phi^2} \right)_{\phi_0} = 0 \quad (83-3)$$

تابع $\Delta(\phi_0)$ مر بوط به شکست خودبخودی تقارن است و مخالف صفر است. از طرفی می دانیم که

$$\frac{\partial}{\partial \phi} V \Big|_{\phi(x)=\phi_0} = 0 \quad (84-3)$$

بنابراین نتیجه می شود:

$$\left(\frac{\partial^2 V}{\partial \phi^2} \right)_{\phi=\phi_0} = 0 \quad (۸۵-۳)$$

در نتیجه طبق رابطه (۷۸-۳) خواهیم داشت:

$$m_\phi = 0 \quad (۸۶-۳)$$

یعنی جرم میدان اسکالر صفر است و نظریه گلدستون در مورد میدان های اسکالر اثبات شد. از آنجایی که پایون سبک ترین هادرون است اغلب در شکست خودبخودی تقارن به عنوان بوزون گلدستون در نظر گرفته می شود. جرم پایون غیر صفر است و به نظر می رسد که با جرم صفر بوزون گلدستون مغایرت داشته باشد. حال به بررسی این مسئله می پردازیم.

در واپاشی پایون که به شکل زیر می باشد:

$$\pi \rightarrow l + \nu_l \quad (۸۷-۳)$$

دامنه پراکندگی شامل عناصر ماتریس جریان بردار محوری بین خلأ و یک حالت پایون با ممنتیم p به صورت زیر بدست می آید [۴۹]:

$$\langle 0 | J^{\mu 5a}(x) | \pi(p) \rangle = i\sqrt{2} f_\pi p_\mu \quad (۸۸-۳)$$

در اینجا f_π ثابت واپاشی پایون می باشد ($f_\pi \approx 93 MeV$).

حال پایستگی جریان بردار محوری را بررسی می کنیم. با استفاده از رابطه $-i\partial_\mu = p_\mu$ داریم:

$$-i \langle 0 | \partial_\mu J^{\mu 5a}(x) | \pi(p) \rangle = p_\mu^2 f_\pi = m_\pi^2 f_\pi \quad (۸۹-۳)$$

بنابراین اگر جریان بردار محوری پایسته باشد رابطه زیر برقرار است:

$$\partial_\mu J^{\mu 5a}(x) = 0 \quad (90-3)$$

در نتیجه طبق رابطه (3-89) جرم پایون صفر می شود.

حال اگر از جرم کوارک نتوانیم چشم پوشی کنیم ($m_\pi \neq 0$)، در آن صورت $J^{\mu 5a}$ دیگر پایسته نیست و رابطه زیر برقرار است [53]:

$$m_\pi^2 = (m_u + m_d) \frac{4v}{f_\pi^2} \quad (91-3)$$

در این رابطه v مقدار انتظاری خلأ کوارک-آنتی کوارک و m_i جرم کوارک جاری می باشد:

$$v \approx 250(\text{MeV})^3, \quad m_u + m_d \sim 10 \text{ MeV} \quad (92-3)$$

این بدان دلیل است که جرم کوارک های جاری واقعاً صفر نیست، در نتیجه تقارن کایرال یک تقارن تقریبی است. به همین خاطر سبک ترین مزون ها (مزون های شبه اسکالر π ، K و η) را به عنوان بوزون گلدستون در نظر می گیریم.

در واقع در صورتی که تقارن کایرال یک تقارن کامل QCD بود، جرم بوزون های گلدستون می باسیت صفر در نظر گرفته می شد ولی از آنجا که تقارن کایرال در مورد برهمکنش های قوی تقارنی تقریبی است بنابراین جرم بوزون گلدستون می تواند غیرصفر ولی کوچک در نظر گرفته شود.

در دماهای بالا بر خلاف حالت پایه انتظار می رود که تقارن کایرال مجدداً به سیستم برگردانده شود^{۲۰}. در این حالت مدهای گلدوستون دیگر وجود نخواهند داشت و در این فاز برهمکنش مؤثر شکلی شبیه به

^{۲۰} Chiral restoration

شکل ۳-۴ (a) خواهد داشت. ساختن سیستمی که تقارن کایرال به آن برگردانده شده یکی از هدف های اصلی آزمایشات یون های سنگین فرا نسبیتی می باشد.

فصل چهارم

برهمکنش های تبادللی

در این فصل به بررسی برهمکنش های محدود کننده، تبادل گلوئونی و تبادل مزونی و همچنین ذکر دلایل آن می پردازیم.

۴-۱ برهمکنش محدود کننده

در کرومودینامیک کوانتومی دو مسئله مهم و عجیب وجود دارد:

۱. محدودیت کوارکی^{۲۱}: یعنی نیرویی قوی بین کوارک ها وجود دارد که هیچ گاه از بین نمی رود و به این دلیل بی نهایت انرژی لازم است تا بتوان دو کوارک را از هم جدا ساخت. کوارک ها همیشه درون هادرون محبوس می مانند. هرچند هنوز این فرضیه به طور تحلیلی و ریاضی وار به اثبات نرسیده است ولی تقریباً تمامی فیزیکدانان آن را پذیرفته اند، چون از طرفی نبود کوارک آزاد را می توان توجیه کرد و از طرفی در QCD شبکه ای^{۲۲} به اثبات رسیده است. از آنجا که کوارک آزاد در طبیعت وجود ندارد بنابراین کوارک های سازنده هادرون تحت یک پتانسیل محدود کننده قرار می گیرند. منشأ این برهمکنش محدود کننده هنوز دقیقاً مشخص نیست. می توان اثرات پوششی ناشی از کوارک های دریا را که در فواصل کوچک رفتار خطی دارند به عنوان منشأ این برهمکنش در نظر گرفت. این پتانسیل کوارک ها را به طور منسجم درون هادرن نگه می دارد و بیشتر به شکل خطی یا نوسانگر هماهنگ در نظر گرفته می شود.
۲. آزادی مجانبی^{۲۳}: به این معنی است که در واکنش های با انرژی بسیار بالا، کوارک ها و گلوئون ها به طور خیلی ضعیف برهمکنش می کنند. این پیش بینی QCD ابتدا در سال ۱۹۷۰ توسط یک گروه^{۲۴} کشف شد و به این خاطر توانستند جایزه نوبل سال ۲۰۰۴ را از آن خود کنند.

²¹ Confinement

²² Lattic QCD

²³ Asymptotic freedom

هنوز هیچ خط گذاری برای جداسازی این دو ویژگی وجود ندارد. محدودیت کوارکی در مقیاس انرژی پایین غالب است و هرچه انرژی افزایش می یابد آزادی مجانبی غالب می شود.

۲-۴ برهمکنش تبادل گلوئونی

در برهمکنش های قوی بین کوارک ها، ذرات واسطه گلوئون ها هستند که حامل رنگ می باشند. از آنجا که هادرون ها از کوارک ها تشکیل شده اند؛ در بررسی سیستم های هادرونی می بایست برهمکنش تبادل گلوئونی^{۲۵} (OGE) را نیز در نظر گرفت.

پتانسیل تبادل گلوئونی بین کوارک ها به شکل زیر می باشد [۵۴-۶۲]:

$$V^{OGE}(\vec{r}_{ij}) = \frac{\alpha_s}{4} \lambda_i^c \lambda_j^c \left[\frac{1}{r_{ij}} - \frac{\pi}{m_i m_j} \left(1 + \frac{2}{3} (\vec{\sigma}_i \cdot \vec{\sigma}_j) \right) \times \delta(r_{ij}) + V_{so} \right] \quad (۱-۴)$$

در رابطه (۱-۴)، λ^c ماتریس های رنگی SU(3)، σ ماتریس پائولی، α_s ضریب جفت شدگی کوارک-گلوئون و V_{so} مربوط به برهمکنش اسپین-مدار می باشد. تابع دلتا را می توان با توابع زیر جایگزین کرد [۶۱-۶۵]:

$$\delta(\vec{r}) \rightarrow \frac{1}{4\pi r_0^2} \frac{e^{-r/r_0}}{r} \quad \text{و} \quad \delta(\vec{r}) \rightarrow \frac{1}{\sqrt{\pi} r_0^3} e^{-r^2/r_0^2} \quad (۲-۴)$$

عبارت اول در رابطه (۱-۴) مربوط به نیروی رنگ (کولنی) بین کوارک ها و عبارت دوم مربوط به برهمکنش اسپینی کوارک ها می باشد و با نام ترم مغناطیسی رنگ شناخته شده است. تأثیرات اختلالی QCD توسط برهمکنش تبادل گلوئونی محاسبه می شود. در اکثر موارد از اثر برهمکنش اسپین-مدار

²⁴ Frank Wilczek and David Gross

²⁵ One Gluon Exchange

(V_{so}) چشم پوشی می شود، چون تأثیر بسیار کوچکی بر طیف جرمی دارد، همچنین مقدار آن در بررسی هادرون های حالت پایه نیز صفر می باشد.

۳-۴ چرا تبادل گلوئونی به تنهایی نمی تواند طیف جرمی هادرون ها را توصیف کند؟

به طور مثال باریون های سبک را بررسی می کنیم. فرض می کنیم تنها برهمکنش بین کوارکی برهمکنش محدود کننده نوسانگر هماهنگ باشد و دیگر هیچ برهمکنشی وجود نداشته باشد. در این صورت طیف جرمی باریون ها تنها با تغییر تراز انرژی تغییر می کند و هیچ اختلافی بین باریون های با تراز یکسان ولی اسپین متفاوت وجود ندارد، به طور مثال باریون های N و Δ . بنابراین وجود یک برهمکنش که وابسته به اسپین کوارک ها باشد الزامی است. این برهمکنش می تواند تبادل گلوئونی باشد و تفاوت جرمی ناشی از اختلاف اسپینی می تواند توسط ترم مغناطیسی رنگ ایجاد شود. با فرض اینکه اختلاف جرم بین N و Δ تنها از طریق OGE محاسبه شود در آن صورت مقدار ضریب جفت شدگی قوی بسیار بزرگ می شود ($\alpha_s \sim 1$). واضح است که این مقدار بزرگ با رفتار اختلالی QCD سازگار نیست. همچنین در مورد باریون های N و Λ که اسپین یکسان ولی جرم متفاوت دارند برهمکنش تبادل گلوئونی به تنهایی قادر نیست اختلاف جرمی را توصیف کند. تنها تفاوت بین سیستم N و Δ این است که یک کوارک سبک با یک کوارک s جایگزین شده است. از آنجا که اختلاف جرم این دو باریون ناشی از اختلاف طعم آنهاست بنابراین برهمکنش مورد نیاز باید وابستگی طعمی داشته باشد. علاوه بر این برهمکنش مغناطیسی رنگ قادر نیست که حالت های برانگیخته با $N=2$ مانند $N(1440)$ و $\Lambda(1600)$ را به ترتیب پایین تر از حالت های $N(1535) - N(1520)$ و $\Lambda(1670) - \Lambda(1690)$ با $N=1$ که جرم بیشتری دارند، قرار دهد.

۴-۴ برهمکنش کایرال و تبادل مزونی

در تقریب $SU(3)_F$ جفت شدگی بین کوارک های سازنده و بوزون های گلدستون شبه اسکالر به شکل زیر خواهد بود [۶۶]:

$$g/(2m)\bar{\psi}\gamma^\mu\gamma^5\vec{\lambda}^F.\psi\partial_\mu\vec{\phi} \quad (۳-۴)$$

در این رابطه λ^F ماتریس طعمی $SU(3)$ ، ψ ، ϕ میدان اسکالر، m جرم کوارک و g ثابت جفت شدگی کوارک و میدان اسکالر می باشد.

در ساده سازی غیر نسبیتی، ساختار جفت شدگی کوارک-مزون به شکل $\vec{\sigma}.\vec{q}\lambda^F$ خواهد بود که q اندازه حرکت مزون و σ ماتریس پائولی می باشد. این ساختار نشان دهنده برهمکنش اسپین-اسپین و همچنین برهمکنش تانسوری بین کوارک های سازنده می باشد که توسط بوزون های گلدستون مبادله می شود.

ساختار پتانسیل برهمکنشی بین کوارک i و j در نمایش اندازه حرکت به شکل زیر خواهد بود:

$$V(\vec{q}) \sim \vec{\sigma}_i.\vec{q}\vec{\sigma}_j.\vec{q}\vec{\lambda}_i^F.\vec{\lambda}_j^F D(q^2)F^2(q^2) \quad (۴-۴)$$

که $D(q^2)$ تابع گرین پوششی برای میدان کایرال و $F(q^2)$ فرم فاکتور کوارک-مزون می باشد. در فواصل بزرگ ($\vec{q} \rightarrow 0$) داریم [۶۷-۶۸]:

$$D(q^2) \rightarrow D_0(q^2) = -(q^2 + \mu^2)^{-1} \neq \infty \quad \text{و} \quad F(q^2) \rightarrow 1 \quad (۵-۴)$$

بنابراین طبق رابطه (۴-۴) خواهیم داشت:

$$V(\vec{q}=0) = 0 \quad (۶-۴)$$

و این بدان معنی است که در فواصل بزرگ انتگرال حجمی برهمکنش تبادل بوزون گلدستون باید صفر شود:

$$\int d\vec{r} V(\vec{r}) = 0. \quad (7-4)$$

این رابطه نشان می دهد که مؤلفه اسپین-اسپین باید شامل یک عبارت کوتاه برد باشد. در واقع در فواصل زیاد مؤلفه اسپین-اسپین شامل یک قسمت یوکاوا بلند برد می باشد که در نیروی هسته ای حائز اهمیت است، قسمت کوتاه برد خیلی قویتر و علامت آن باید مخالف قسمت بلند برد باشد. بنابراین برهمکنش تبادل مزونی به شکل زیر نوشته می شود:

$$H_{\chi} \approx - \sum_{i < j} \frac{V(\vec{r}_{ij})}{m_i m_j} \vec{\lambda}_i^F \cdot \vec{\lambda}_j^F \vec{\sigma}_i \cdot \vec{\sigma}_j \quad (8-4)$$

که m_i جرم کوارک i و r_{ij} فاصله نسبی دو کوارک می باشد. قسمت کوتاه برد در محاسبه جرم باریون ها بسیار مهم می باشد. به این دلیل که علامت آن باعث پهن شدگی ترازها می شود و در فواصل کوتاه بر قسمت بلند برد غلبه می کند. همانطور که در رابطه (8-4) مشاهده می شود نیروی اسپین-اسپین به طور صریح وابستگی طعمی دارد و این بازتاب این حقیقت است که برهمکنش تبادل بوزون گلدستون یک برهمکنش تبادل طعمی می باشد.

با استفاده از رابطه (8-4) و این حقیقت که در فواصل زیاد انتگرال حجمی برهمکنش تبدالی باید به صفر نزدیک شود، مؤلفه اسپین-اسپین در برهمکنش بین دو کوارک به شکل زیر خواهد بود [65-74]:

$$V(r) = \frac{g^2}{4\pi} \frac{1}{12m_i m_j} \vec{\lambda}_i^F \cdot \vec{\lambda}_j^F \vec{\sigma}_i \cdot \vec{\sigma}_j \left\{ \mu^2 \frac{e^{-\mu r}}{r} - 4\pi\delta(\vec{r}) \right\} \quad (9-4)$$

μ ضریب ثابت مربوط به بوزون گلدستون مبادله شده می باشد. در ادامه شرح خواهیم داد که به چه دلیل رفتار شعاعی پتانسیل $V(r)$ به شکل پتانسیل یوکاوا می باشد.

از آنجا که برهمکنش تبادل مزونی^{۲۶} (OME) بین کوارک ها به طعم کوارک ها وابسته است؛ بنابراین محتوای کوارکی مزون مبادله شده بین دو کوارک نیز وابسته به طعم آن هاست. به طور مثال چون محتوای کوارکی مزون پایون u و d است، مزون (یا بوزون گلدستون) مبادله شده بین کوارک های u و s نمی تواند پایون باشد. به این دلیل هشت تایی مزونی شامل مزون های شبه اسکالر π ، K و η و همچنین مزون η' با حالت تکتایی طعمی در تبادل شرکت خواهند کرد:

$$\begin{aligned} \pi^\pm(u\bar{d}, d\bar{u}) \quad , \quad \pi^0\left(\frac{u\bar{u} - d\bar{d}}{\sqrt{2}}\right) \\ K^\pm(u\bar{s}, s\bar{u}) \quad , \quad K^0(d\bar{s}) \quad , \quad \bar{K}^0(s\bar{d}) \\ \eta\left(\frac{u\bar{u} + d\bar{d} - 2s\bar{s}}{\sqrt{6}}\right) \quad , \quad \eta'\left(\frac{u\bar{u} + d\bar{d} + s\bar{s}}{\sqrt{3}}\right) \end{aligned} \quad (۱۰-۴)$$

بنابراین پتانسیل برهمکنشی تبادل بوزون گلدستون بین کوارک ها به شکل زیر خواهد بود:

$$V_\chi^{octet}(\vec{r}_{ij}) = \left[\sum_{F=1}^3 V_\pi(\vec{r}_{ij}) \vec{\lambda}_i^F \cdot \vec{\lambda}_j^F + \sum_{F=4}^7 V_K(\vec{r}_{ij}) \vec{\lambda}_i^F \cdot \vec{\lambda}_j^F + V_\eta(\vec{r}_{ij}) \vec{\lambda}_i^8 \cdot \vec{\lambda}_j^8 \right] \vec{\sigma}_i \cdot \vec{\sigma}_j \quad (۱۱-۴)$$

$$V_\chi^{singlet}(\vec{r}_{ij}) = 2/3 \vec{\sigma}_i \cdot \vec{\sigma}_j V_\eta(\vec{r}_{ij})$$

که

$$V_\gamma(\vec{r}_{ij}) = \frac{g_\gamma^2}{4\pi 12m_i m_j} \left\{ \mu_\gamma^2 \frac{e^{-\mu_\gamma r_{ij}}}{r_{ij}} - \Lambda_\gamma^2 \frac{e^{-\Lambda_\gamma r_{ij}}}{r_{ij}} \right\} \quad (۱۲-۴)$$

²⁶ Goldstone Boson Exchange

در این رابطه تابع دلتا با تابع زیر جایگزین شده است:

$$\delta(\vec{r}) \rightarrow \frac{r_0^2}{4\pi} \frac{e^{-r_0 r}}{r} \quad (۱۳-۴)$$

تبدیل کایرال را می توانیم به صورت زیر نیز در نظر بگیریم:

$$\Sigma = \exp(i\pi^a \lambda^a \gamma^5 / f_\pi) = 1 + \frac{i}{f_\pi} \pi^a \lambda^a \gamma^5 - \frac{1}{2f_\pi^2} \pi^a \pi^a + \dots \quad (۱۴-۴)$$

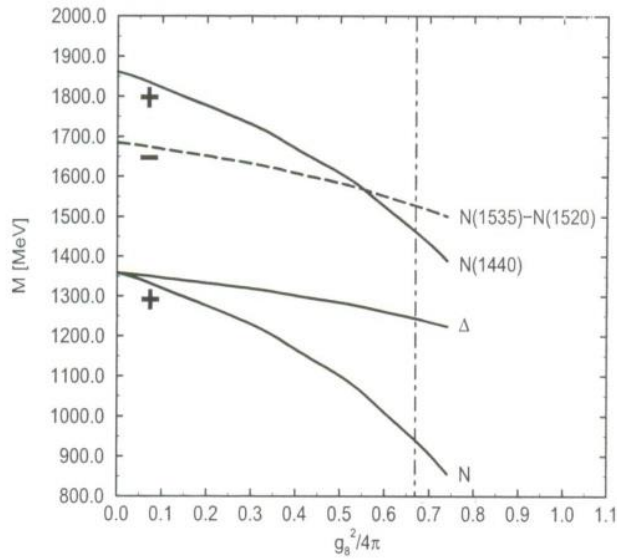
که در آن π^a به میدان های شبه اسکالر π ، K ، η و η' و λ^a ماتریس های طعم هستند. عبارت اول و دوم به ترتیب اشاره بر جرم کوارک های سازنده و تبادل یک مزون شبه اسکالر دارند. عبارت سوم در مورد پایون منجر به تبادل دو پایون می شود که می توان آن را با یک مزون اسکالر سیگما (σ) جایگزین کرد [۷۰]. بنابراین مزون سیگما را نیز می توان به عنوان بوزون گلدستون در نظر گرفت و در پتانسیل برهمکنشی $V_\chi(\vec{r}_{ij})$ وارد کرد. برهمکنش تبادل مزون سیگما^{۲۷} (OSE) به شکل زیر می باشد [۷۰، ۷۵]:

$$V_{OSE}(\vec{r}_{ij}) = \frac{g_\sigma^2}{4\pi} \frac{1}{12m_i m_j} \left\{ \mu_\sigma^2 \frac{e^{-\mu_\sigma r_{ij}}}{r_{ij}} - \Lambda_\sigma^2 \frac{e^{-\Lambda_\sigma r_{ij}}}{r_{ij}} \right\} \quad (۱۵-۴)$$

در رابطه (۱۵-۴) ثابت جفت شدگی g نشان دهنده میزان جفت شدگی بین کوارک ها و بوزون گلدستون است. مقدار صفر برای این کمیت به این معنی است که هیچ تبادل مزونی بین کوارک ها صورت نگرفته است. از طرفی با افزایش مقدار آن انرژی تبدالی بین کوارک ها افزایش می یابد. به طور مثال شکل ۴-۱ اهمیت مقدار g را در توصیف طیف جرمی باریون ها به خوبی نشان می دهد که در آن با استفاده از یک روش شبه نسبیتی، برهمکنش بین کوارکی به صورت تبادل مزون های π ، K ، η و η' و یک پتانسیل

²⁷ One Sigma Exchange

محدود کننده در نظر گرفته شده است [۶۸]. همانطور که در شکل مشاهده می شود، در صورتی که مقدار g برابر صفر باشد، باریون های $N(1440)$ و N به ترتیب بالاتر از باریون های $N(1535)$ و Δ قرار می گیرند.



شکل (۴-۱): تأثیر ثابت جفت شدگی تبادل مزونی بر طیف جرمی باریونی

ماتریس های λ_F به شکل زیر هستند:

$$\begin{aligned}
 \lambda_1 &= \begin{bmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}, & \lambda_2 &= \begin{bmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix}, & \lambda_3 &= \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{bmatrix} \\
 \lambda_4 &= \begin{bmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{bmatrix}, & \lambda_5 &= \begin{bmatrix} 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 \end{bmatrix}, & \lambda_6 &= \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{bmatrix} \\
 \lambda_7 &= \begin{bmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{bmatrix}, & \lambda_8 &= \frac{1}{\sqrt{3}} \begin{bmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -2 \end{bmatrix}
 \end{aligned} \tag{۴-۱۶}$$

این ماتریس ها مربوط به هشت تایی مزونی می باشد و ماتریس مربوط به حالت تکتایی مزونی به صورت زیر می باشد:

$$\lambda_0 = \frac{2}{\sqrt{3}} I \quad (17-4)$$

در سیستم های کوارکی سبک مانند N و Δ فقط مزون های π ، η و η' از رابطه (۴-۱۱) شرکت خواهند داشت. در رابطه (۴-۱۱) برهمکنش طعم را می توان با برهمکنش ایزواسپین کوارک ها جایگزین کرد. در این صورت پتانسیل برهمکنش تبادل مزونی به شکل زیر تعریف می شود [۷۷-۷۵]:

$$V_{OME}(\vec{r}_{ij}) = \frac{g_\gamma^2}{4\pi} \frac{1}{12m_i m_j} \left\{ \mu_\gamma^2 \frac{e^{-\mu_\gamma r_{ij}}}{r_{ij}} - \Lambda_\gamma^2 \frac{e^{-\Lambda_\gamma r_{ij}}}{r_{ij}} \right\} (\vec{\sigma}_i \cdot \vec{\sigma}_j) (\vec{\tau}_i \cdot \vec{\tau}_j) \quad (18-4)$$

به طور مثال برهمکنش تبادل π (OPE)^{۲۸} توسط عناصر ماتریس زیر مشخص می شود:

$$-\vec{\tau}_i \cdot \vec{\tau}_j \vec{\sigma}_i \cdot \vec{\sigma}_j = \begin{cases} -1 & \text{if } S_{ij} = 1, \quad T_{ij} = 1 \\ -9 & \text{if } S_{ij} = 0, \quad T_{ij} = 0 \\ 3 & \text{if } S_{ij} = 1, \quad T_{ij} = 0 \\ 3 & \text{if } S_{ij} = 1, \quad T_{ij} = 1 \end{cases} \quad (19-4)$$

حال به بررسی رفتار شعاعی برهمکنش تبادل بوزون گلدستون می پردازیم و نشان می دهیم که چرا در رابطه (۴-۹) رفتار شعاعی به شکل تابع یوکاوا وارد شده است.

²⁸ One Pion Exchange

تبادل مزونی بین کوارک ها یا نوکلئون ها را در نظر می گیریم. اگر چگالی منبع تولید مزون (نوکلئون یا کوارک) را با ρ و میدان اسکالر مزون را با ϕ نمایش دهیم آن گاه لاگرانژی کل سیستم برابر است با [۴۹]:

$$L_{tot} = L_{free} + L_{int} = \frac{1}{2} \partial_{\mu} \phi \partial^{\mu} \phi - \frac{1}{2} m^2 \phi^2 + \rho \phi(x) \quad (۲۰-۴)$$

در نتیجه معادله میدان در حالت ایستا به شکل زیر خواهد بود:

$$(\nabla^2 - m^2)\phi(x) = G\delta(x) \quad (۲۱-۴)$$

که G ثابتی است که جفت شدگی بین میدان ϕ و منبع را نشان می دهد. برای حل این معادله از روش تبدیل فوریه استفاده می کنیم. $\tilde{\phi}(k)$ را به صورت زیر تعریف می کنیم:

$$\tilde{\phi}(k) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int d^3x e^{-ik \cdot x} \phi(x) \quad (۲۲-۴)$$

چنان که رابطه زیر را داشته باشیم:

$$\phi(x) = \frac{1}{(2\pi)^{3/2}} \int d^3k e^{ik \cdot x} \phi(k) \quad (۲۳-۴)$$

با جایگزین کردن (۲۲-۴) در رابطه (۲۱-۴) داریم:

$$\tilde{\phi}(k) = -\frac{G}{(2\pi)^{3/2}} \frac{1}{(|k|^2 + m^2)} \quad (۲۴-۴)$$

بنابراین

$$\phi(x) = \frac{-G}{(2\pi)^{3/2}} \int d^3k e^{ik \cdot x} \frac{1}{(|k|^2 + m^2)} \quad (۲۵-۴)$$

پس از انتگرال گیری از رابطه (۴-۲۵) خواهیم داشت:

$$\phi(x) = -\frac{Ge^{-mr}}{4\pi r} \quad (۴-۲۶)$$

بنابراین رفتار شعاعی میدان اسکالر مزون همانطور که در رابطه (۴-۲۶) محاسبه شد به شکل پتانسیل یوکاوا است.

۴-۵ برهمکنش 't Hooft

برهمکنش 't Hooft^{۲۹} نیز برهمکنشی است که باعث برهمکنش تبادل بوزون گلدستون بین کوارک ها می شود [۷۸]. البته تبادل بوزون گلدستون درون هادرون ها تنها متکی بر این برهمکنش نیست. در این بخش اشاره ای مختصر به این موضوع خواهیم داشت.

این برهمکنش بین دو کوارک سبک u و d به شکل زیر تعریف می شود [۷۸-۸۰]:

$$V = -G[(\bar{\psi}\psi)^2 + (\bar{\psi}i\gamma_5\bar{\tau}\psi)^2 - (\bar{\psi}\bar{\tau}\psi)^2 - (\bar{\psi}i\gamma_5\psi)^2] \quad (۴-۲۷)$$

همانطور که می دانیم $\bar{\psi}\psi$ ، $\bar{\psi}\gamma^5\psi$ ، $\bar{\psi}\gamma^\mu\psi$ و $\bar{\psi}\gamma^\mu\gamma^5\psi$ به ترتیب کمیت های اسکالر، شبه اسکالر، برداری و شبه برداری هستند.

عبارت اول در رابطه (۴-۲۷) یک کمیت اسکالر است. همانطور که در فصل ۳ توضیح داده شد این کمیت باعث شکست تقارن کایرال می شود. پتانسیل ناشی از آن به شکل زیر است:

$$-G(\bar{\psi}\psi)^2 \Rightarrow V(\vec{r}_{ij}) = -G\delta(\vec{r}_{ij}) \quad (۴-۲۸)$$

این ترم منجر به تبادل مزون سیگما می گردد.

²⁹ Instanton-induced 't Hooft interaction

عبارت دوم و چهارم برهمکنش های وابسته به اسپین-طعم (ایزواسپین) می باشند. پتانسیل مربوط به عبارت دوم و چهارم در حالت $L_{qq} = 0$ به شکل زیر می باشد که به ترتیب منجر به تبادل مزون پایون و مزون η' می شوند:

$$-G(\bar{\psi}i\gamma_3\bar{\tau}\psi)^2 \Rightarrow V(\vec{r}_{ij}) = 2G\frac{1}{12m^2}\bar{\sigma}_i\cdot\bar{\sigma}_j\bar{\tau}_i\cdot\bar{\tau}_j\delta(\vec{r}_{ij}), \quad (29-4)$$

$$-G(\bar{\psi}i\gamma_3\psi)^2 \Rightarrow V(\vec{r}_{ij}) = 2G\frac{1}{12m^2}\bar{\sigma}_i\cdot\bar{\sigma}_j\delta(\vec{r}_{ij}) \quad (30-4)$$

عبارت سوم یک برهمکنش وابسته به ایزواسپین می باشد و منجر به برهمکنش ایزواسپینی بین کوارک ها می شود:

$$-G(\bar{\psi}\bar{\tau}\psi)^2 \Rightarrow V(\vec{r}_{ij}) = 2G\bar{\tau}_i\cdot\bar{\tau}_j\delta(\vec{r}_{ij}) \quad (31-4)$$

البته برهمکنش تبدالی مزون های اسکالر و برداری نیز در محاسبه طیف جرمی هادرون ها و بویژه در برهمکنش های بین باریونی مهم هستند.

هرچند که مؤلفه اسپین-اسپین در برهمکنش تبدالی مزون برداری دقیقاً مشابه برهمکنش تبدالی بوزون گلدستون می باشد، اما از آنجا که این برهمکنش ها شامل مؤلفه های اسپین-مدار می باشند، در توصیف جرم هادرون های با $L=1$ مهم هستند. مؤلفه اسپین-مدار ناشی از این برهمکنش تبدالی در برهمکنش های بین نوکلئونی نیز بسیار مهم هستند.

۷-۴ برهمکنش نوکلئون-نوکلئون

برهمکنش نوکلئون-نوکلئون یکی از مسائل کلیدی در فیزیک هسته ای می باشد. در سال های بین ۱۹۳۰-۱۹۳۹ یوکاوا ادعا کرد که ذره جدیدی که بعداً پایون نامیده شد، نیروی بین دو نوکلئون را توصیف

می کند. هرچند این مدل ساده در توصیف برهمکنش های بلندبرد در مقیاس دو فرمی مناسب بود ولی در مقیاس های کوچک تر و در برهمکنش های کوتاه برد این دیدگاه جوابگو نبود. هرچند برهمکنش های تبادل مزون پایون مطالعه در محدوده های بلندبرد را به خوبی پوشش می داد ولی ابهامات زیادی در قسمت های میانه و کوتاه برد وجود داشت (به طور مثال پراکندگی نوکلئون-نوکلئون، برهمکنش های دافعه ای قوی کوتاه برد را نشان می داد)..

معادلات اساسی QCD نیز در حل جامع و کلی مسائل به ازای تمام انرژی ها شناخته شده هستند. در واقع QCD به دو بخش تقسیم می شود: ۱. محدوده انرژی بالا و ۲. محدوده انرژی پایین.

در محدوده انرژی بالا ثابت جفت شدگی QCD خیلی کوچک می شود و این مسئله منجر به آزادی جانبی می شود. این مسئله توصیف خیلی خوبی را برای تعداد زیادی از داده های تجربی از قبیل پراکندگی ناکشسان لپتون-هادرون بدست می دهد. در محدوده انرژی پایین ویژگی های جدیدی از QCD از قبیل محدودیت کوارک و گلوئون و شکست خودبخودی تقارن کایرال اهمیت پیدا می کند.

در مسئله نوکلئون-نوکلئون در مدل کایرال می بایست سیستمی متشکل از شش کوارک را در نظر گرفت. این مدل به خوبی می تواند تمامی مسائل مربوط به برهمکنش های نوکلئون-نوکلئون را توصیف کند.

در واقع برهمکنش فوق ظریف کوتاه برد مدل تبادل بوزون گلدستون (GBE) بین کوارکی که نشان دهنده وابستگی اسپین-طعم می باشد در طیف سنجی باریونی و قسمت بلندبرد این برهمکنش که به شکل پتانسیل یوکاواست در مطالعه برهمکنش های نوکلئون-نوکلئون ضروری است. این مدل به ما اجازه می دهد تا توصیف کاملی از برهمکنش نوکلئون-نوکلئون بدون بررسی تبادل مزونی بین نوکلئون ها داشته باشیم. مدل GBE می تواند برهمکنش های بلند برد، میانه برد و کوتاه برد را به خوبی توصیف کند.

امروزه مدل هایی که سیستم های هادرونی را بر اساس مدل کوآرکی سازنده مطالعه می کنند در سه دسته قرار می گیرند:

۱. قدیمی ترین این مدل ها، مدل هایی هستند که بر اساس تبادل تک گلوئون بین کوآرک ها پایه ریزی شده اند. ولی این مدل نمی تواند جنبه های کایرالی QCD و شکست تقارن کایرال را توصیف کند. بنابراین در مطالعه طیف جرمی هادرون ها و همچنین برهم کنش های میانه و بلندبرد نوکلئون-نوکلئون این مدل جوابگو نیست.

۲. مدلی که درجات آزادی QCD بوزون های گلدستون و کوآرک های سازنده می باشند. در این مدل تبادل گلوئونی مطرح نمی شود [۶۶-۶۸ و ۸۰-۸۱].

۳. مدل سوم که اخیراً مطرح شده است و در آن تبادل بوزون گلدستون و گلوئون با هم در نظر گرفته می شوند و درجات آزادی گلوئون ها و کوآرک های جاری می باشند [۷۰، ۵۴، ۷۶].

برهمکنش های تبدالی در سه دسته قرار می گیرند:

الف) برهمکنش های دور برد نوکلئون-نوکلئون ($r \geq 2fm$): برهمکنش تبدالی پاییونی (V_{OPE})، برهمکنش دور برد نوکلئون-نوکلئون را توصیف می کند. از آنجایی که نوکلئون ها شامل کوآرک های u و d می باشند بوزون گلدستون تبدالی، مزون پاییون می باشد. همانطور که گفته شد منشأ برهمکنش V_{OPE} شکست تقارن کایرال می باشد. رابطه شکل ساده شده برهمکنش V_{OPE} را نشان می دهد. در واقع این برهمکنش (و همچنین مزون های شبه اسکالر دیگر) شامل یک مؤلفه تانسوری نیز به شکل زیر می باشد:

$$V_{\pi}(\vec{r}_{ij}) = \frac{g_{\pi}^2}{4\pi 12m_i m_j} \left\{ [m_{\pi}^2 Y(m_{\pi} r_{ij}) - \Lambda_{\pi}^2 Y(\Lambda_{\pi} r_{ij})] \sigma_i \cdot \sigma_j + [H(m_{\pi} r_{ij}) - \Lambda_{\pi}^2 H(\Lambda_{\pi} r_{ij})] S_{ij} \right\} \tau_i \cdot \tau_j$$

(۳۲-۴)

که توابع $Y(x)$ ، $H(x)$ و S_{ij} به شکل زیر تعریف می شوند:

$$Y(x) = \frac{e^{-x}}{x} \quad , \quad (a)(۳۳-۴)$$

$$H(x) = \left(1 + \frac{3}{x} + \frac{3}{x^2}\right)Y(x) \quad , \quad (b)(۳۳-۴)$$

$$S_{ij} = 3(\sigma_i \hat{r}_{ij})(\hat{r}_{ij} \cdot \sigma_j) - \sigma_i \cdot \sigma_j \quad (c)(۳۳-۴)$$

از آنجا که مؤلفه تانسوری برهمکنش V_{OPE} در برهمکنش بین کوارکی تأثیر زیادی ندارد، می توان از تأثیر آن چشم پوشی کرد.

ب) برهمکنش کوتاه برد نوکلئون-نوکلئون ($r \leq 1fm$): برهمکنش کوتاه برد توسط تبادل گلوئون ایجاد می شود.

ج) برهمکنش میان برد نوکلئون-نوکلئون ($1fm \leq r \leq 2fm$): برهمکنش میان برد توسط تبادل مزون اسکالر ایجاد می شود. با در نظر گرفتن تبادل مزون سیگما (V_{OSE}) که همتای کایرالی پایون به شمار می رود می توان برهمکنش میان برد بین نوکلئونی را نیز توصیف کرد.

بنابراین در سیستم دو نوکلئونی برهمکنش بین کوارکی را می توان به شکل زیر تعریف کرد [۵۷]:

$$V_{qq}(\vec{r}_{ij}) = V_{CON}(\vec{r}_{ij}) + V_{OGE}(\vec{r}_{ij}) + V_{OPE}(\vec{r}_{ij}) + V_{OSE}(\vec{r}_{ij}) \quad (۳۴-۴)$$

در این رابطه \vec{r}_{ij} فاصله بین کوارک ها، V_{OGE} پتانسیل برهمکنش تبادل گلوئونی و V_{CON} پتانسیل محدود کننده بین دو کوارک می باشد.

با بررسی این برهمکنش ها و یا شکل ساده تر آن ها می توان برهمکنش های بین نوکلئونی را توصیف و خواص استاتیکی سیستم دو نوکلئونی (از قبیل جرم و گشتاور مغناطیسی) و همچنین خواص دینامیکی آن ها را بررسی کرد [۷، ۵۷].

فصل پنجم

محاسبه طیف جرمی هادرون ها بر اساس برهمکنش های تبادل

در این فصل به ارائه نتایج و محاسبات انجام شده در این رساله به منظور بررسی سیستم های هادرونی بر اساس برهمکنش های تبادلی می پردازیم.

۱-۵ هامیلتونی سیستم هادرونی

به طور کلی هامیلتونی یک سیستم هادرونی در حضور برهمکنش های تبادل مزونی و گلوئونی به شکل زیر خواهد بود:

$$H = \sum_{i=1}^n T_i + \sum_{i<j=1}^n V_{ij} \quad (۱-۵)$$

که T انرژی جنبشی کوارک i ام، n تعداد کوارک ها و V_{ij} انرژی پتانسیل جفت کوارک i و j می باشد:

$$V_{ij} = V_{CON} + V_{\chi} + V_{OGE} \quad (۲-۵)$$

در این رابطه V_{χ} پتانسیل برهمکنش تبادل مزونی، V_{OGE} پتانسیل برهمکنش تبادل گلوئونی و V_{CON} پتانسیل محدود کننده بین دو کوارک می باشد و همانطور که در فصل ۴ توضیح داده شد به شکل زیر تعریف می شوند:

$$V_{\chi}(\vec{r}_{ij}) = V_{\pi}(\vec{r}_{ij}) + V_K(\vec{r}_{ij}) + V_{\eta}(\vec{r}_{ij}) + V_{\eta'}(\vec{r}_{ij}) + V_{\sigma}(\vec{r}_{ij}) \quad , \quad (۳-۵)$$

$$V_{qq}^{OGE}(i, j) = \frac{\alpha_s}{4} \lambda_i^c \lambda_j^c \left[\frac{1}{r_{ij}} - \frac{\pi}{m_q^2} \left(1 + \frac{2}{3} (\sigma_i \cdot \sigma_j) \right) \right] \times \delta(r_{ij}) \quad (۴-۵)$$

پتانسیل محدود کننده نیز می تواند به شکل های زیر در نظر گرفته شود:

$$V_{CON} = \begin{cases} V_0 + Cr_{ij} \\ V_0 + Cr_{ij}^2 \end{cases} \quad . \quad (۵-۵)$$

که C و V_0 ضرایب ثابت هستند.

برهمکنش های (۳-۵) و (۴-۵) شکل غیر نسبیتی برهمکنش های تبادلی می باشد و برای محاسبه طیف جرمی هادرون ها مسئله را می توان دو روش شبه نسبیتی و غیر نسبیتی حل کرد.

در مدل غیر نسبیتی هادرون ها از کوآرک های سازنده که تحت یک پتانسیل محدود کننده به طور غیر نسبیتی رفتار می کنند تشکیل شده اند؛ یعنی کوآرک ها به صورت مجازی رفتار می کنند (به اندازه کافی سنگین تا به طور غیر نسبیتی حرکت کنند، در حالی که ذرات نسبیتی هستند). بنابراین این ذرات، کوآرک های QCD بنیادی نیستند. به خاطر اثر پوششی برهمکنش های قوی جرم آن ها بیشتر از جرم کوآرک های جاری است ولی خواص بنیادی کوآرک ها از قبیل بار الکتریکی، طعم و رنگ را حفظ می کنند. در این مدل، معادله توصیف کننده سیستم معادله شرودینگر می باشد. در روش شبه نسبیتی انرژی جنبشی سیستم به صورت نسبیتی و معادله توصیف کننده سیستم، معادله شرودینگر می باشد:

$$H = \sum_{i=1}^n \sqrt{\vec{p}_i^2 + m_i^2} + \sum_{i < j=1}^n V_{ij} \quad (۶-۵)$$

حل معادله سیستم می تواند با استفاده از روش های زیر انجام شود:

۱. روش وردشی: در این روش تابع موج وردشی با یک پارامتر وردش تعریف شده و با محاسبه مقدار انتظاری هامیلتونی سیستم، انرژی سیستم را اندازه گیری می کنند. با کمینه کردن انرژی سیستم می توان پارامتر وردش را بدست آورد.

۲. حل تحلیلی معادله: در این روش می توان با حل تحلیلی معادله سیستم، تابع موج و ویژه مقادیر انرژی را بدست آورد.

۳. روش عددی: در این روش با استفاده از محیط های برنامه های نویسی می توان معادله سیستم را حل نموده و ویژه حالات و مقادیر انرژی سیستم را بدست آورد.

در این رساله با استفاده از سه روش ذکر شده فوق و با ساده سازی برهمکنش های تبادلی، طیف جرمی و گشتاور مغناطیسی هادرون ها در حد غیر نسبیتی محاسبه شده است.

۵-۲ ساده سازی برهم کنش های تبادلی

پتانسیل ناشی از برهمکنش کایرال را نیز می توان به شکل زیر ساده کرد و سپس مقدار انتظاری آن را محاسبه نمود.

روش ۱. ساده ترین فرم برهمکنش کایرال این است که از قسمت شعاعی مربوط به برهمکنش تبادلی مزونی صرف نظر کرده و آن را به شکل زیر ساده کنیم [۶۶، ۶۷، ۸۲]:

$$H_{\chi} = -C_{\chi} \sum_{i < j} \vec{\lambda}_i^F \cdot \vec{\lambda}_j^F \vec{\sigma}_i \cdot \vec{\sigma}_j \quad (۷-۵)$$

مقدار عددی ثابت C_{χ} حدود 30MeV تخمین زده شده است.

روش ۲. از آنجا که در بررسی سیستم های هادرونی فاصله بین ذرات در حدود یک فرمی می باشد، بنابراین می توان قسمت شعاعی مربوط به پتانسیل های برهمکنشی که به شکل دلتای دیراک می باشد را با تابع گاوسی جایگزین کرد. ماتریس های طعمی را نیز می توان با بردارهای ایزواسپین جایگزین کرد. در این صورت برهمکنش های تبادلی مربوط به تبادل گلوئون و بوزون گلدستون را می توان به شکل برهمکنش های اسپین-ایزواسپین زیر در نظر گرفت [۸۳-۸۸]:

$$H_{\text{int}}(x) = H_S(x) + H_I(x) + H_{SI}(x) \quad (۸-۵)$$

که H_S ، H_I و H_{SI} به ترتیب انرژی برهمکنشی اسپین-اسپین، ایزواسپین-ایزواسپین و اسپین-ایزواسپین بین دو کوارک می باشد و به شکل زیر نوشته می شوند:

$$H_S \propto \exp(-x^2 / \sigma_S^2)(\vec{s}_1 \cdot \vec{s}_2) ,$$

$$H_I \propto \exp(-x^2 / \sigma_I^2)(\vec{t}_1 \cdot \vec{t}_2) , \quad (9-5)$$

$$H_{SI} \propto \exp(-x^2 / \sigma_{SI}^2)(\vec{s}_1 \cdot \vec{s}_2)(\vec{t}_1 \cdot \vec{t}_2)$$

در این روابط x فاصله نسبی دو کوارک و σ_S ، σ_I و σ_{SI} ضرایب ثابت می باشند.

روش ۳. با فرض یکسان بودن جرم کوارک های u ، d و s یعنی حالت $SU(3)$ ، می توان عناصر ماتریسی مربوط به برهمکنش های تبادلی را ساده تر محاسبه کرد. در این صورت پتانسیل های مربوط به مزون های تبادلی یکسان خواهد بود ($V_\pi = V_K = V_\eta$) و عناصر ماتریسی مربوط تبادلی بوزون گلدستون به شکل زیر محاسبه می شود:

$$\langle [f_{ij}]_F T_{ij} | \vec{\sigma}_i \cdot \vec{\sigma}_j \sum_{a=1}^8 V(\vec{r}_{ij}) \vec{\lambda}_i^a \cdot \vec{\lambda}_j^a | [f_{ij}]_F T_{ij} \rangle \quad (10-5)$$

هدف اصلی در معرفی این روش ها، بدست آوردن تابع موج و ویژه مقادیر انرژی سیستم می باشد تا جرم هادرون ها را محاسبه کنیم. جرم هادرون می تواند با استفاده از روش زیر محاسبه شود:

$$M = \sum m_i + E + \langle H_{int} \rangle \quad (11-5)$$

که m_i جرم کوارک i ام، E ویژه مقدار انرژی سیستم و $\langle H_{int} \rangle$ مقدار انتظاری انرژی برهمکنشی است.

عناصر ماتریسی مربوط به برهمکنش مغناطیسی تبادلی گلوئونی نیز به شکل زیر محاسبه می شود:

$$\langle [f_{ij}]_C \times [f_{ij}]_S : [f_{ij}]_{CS} \left| \vec{\lambda}_i^C \cdot \vec{\lambda}_j^C \vec{\sigma}_i \cdot \vec{\sigma}_j \right| [f_{ij}]_C \times [f_{ij}]_S : [f_{ij}]_{CS} \rangle \quad (12-5)$$

میزان جفت شدگی قوی بین کوارک ها به طعم (جرم) کوارک ها بستگی دارد:

$$\alpha_s(\mu) = \frac{\alpha_0}{\ln [(\mu^2 + \mu_0^2) / \gamma_0^2]} \quad (13-5)$$

مقادیر α_0 ، μ_0 و γ_0 به ترتیب برابر $2/118$ ، $36/97$ MeV، و 0.113 fm^{-1} می باشد. μ جرم کاهش یافته دو کوارک می باشد.

۳-۵ معادله شرودینگر در مختصات فوق کروی

در بررسی سیستم های هادرونی در حد غیر نسبیتی حل معادله شرودینگر دارای اهمیت است که به شکل شناخته شده زیر می باشد:

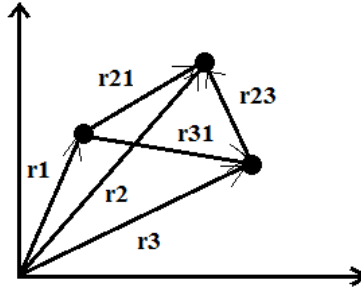
$$H\Psi = E\Psi \quad (14-5)$$

که H هامیلتونی سیستم و E ویژه مقدار انرژی سیستم می باشد. می توان ویژه حالت Ψ را به شکل زیر در نظر گرفت:

$$\Psi(r, \theta) = \phi(r)y(\theta) \quad (15-5)$$

از آنجا که سیستم های باریونی به شکل سیستم هایی متشکل از سه کوارک مطالعه می شوند، ارائه مدل فوق کروی که مطالعه سیستم های چند ذره ای را ساده تر می سازد مفید خواهد بود [۸۳-۹۰].

فرض می کنیم سه ذره m_1 ، m_2 و m_3 در فضا به ترتیب در مکان های \vec{r}_1 ، \vec{r}_2 و \vec{r}_3 قرار گرفته اند (شکل ۱-۵):



شکل (۵-۱): نمایش مختصات سه ذره در فضا.

به منظور توصیف دینامیک سه کوآرک از مختصات ژاکوبی، $\vec{\rho}$ و $\vec{\lambda}$ (و زوایای مربوطه Ω_ρ و Ω_λ) استفاده می‌کنیم که به شکل زیر تعریف می‌شوند:

$$\vec{\rho} = \frac{1}{\sqrt{2}}(\vec{r}_1 - \vec{r}_2)$$

$$\vec{\lambda} = \frac{1}{\sqrt{6}}(\vec{r}_1 + \vec{r}_2 - 2\vec{r}_3) \quad (۵-۱۶)$$

$$\vec{R} = \frac{\vec{r}_1 + \vec{r}_2 + \vec{r}_3}{3}$$

$\vec{\rho}$ به عنوان بردار نسبی بین ذرات ۱ و ۲ و $\vec{\lambda}$ بردار نسبی بین مرکز جرم ذرات ۱ و ۲ و ذره ۳ تعریف می‌شود. مختصه مرکز جرم \vec{R} در طیف باریون‌ها نقشی نداشته و مورد توجه نمی‌باشد. بنابراین مختصات فوق کروی که از مختصات $\vec{\rho}$ و $\vec{\lambda}$ بدست می‌آیند، به صورت زیر تعریف می‌شود [۸۳-۹۱]:

$$x = \sqrt{\rho^2 + \lambda^2} \quad , \quad \xi = \arctan\left(\frac{\rho}{\lambda}\right) \quad (۵-۱۷)$$

در رابطه بالا x فوق شعاع کره و ξ فوق زاویه است. عملگر لاپلاس در مختصات فوق کروی و در فضایی با ابعاد D به صورت زیر است:

$$\nabla^2 = \nabla_\rho^2 + \nabla_\lambda^2 - \left[\frac{d^2}{dx^2} + \frac{D-1}{x} \frac{d}{dx} + \frac{L^2(\Omega_\rho, \Omega_\lambda, \xi)}{x^2} \right] \quad (۵-۱۸)$$

L عملگر اندازه حرکت زاویه‌ای کل بوده و ویژه توابع L^2 همان هماهنگ‌های فوق‌کروی هستند که دارای ویژه مقدار زیر می‌باشند:

$$L^2(\Omega_\rho, \Omega_\lambda, \xi) Y_{\gamma, l_\rho, l_\lambda}(\Omega_\rho, \Omega_\lambda, \xi) = -\gamma(\gamma + D - 2) Y_{\gamma, l_\rho, l_\lambda}(\Omega_\rho, \Omega_\lambda, \xi) \quad (19-5)$$

که در آن γ عدد کوانتومی زاویه‌ای کل و برابر با $\gamma = 2n + l_\rho + l_\lambda$ می‌باشد. l_ρ, l_λ به ترتیب تکانه‌های زاویه‌ای مربوط به متغیرهای λ, ρ و n عدد صحیح مثبت است. D نشان دهنده بعد فضا است و بصورت زیر تعریف می‌شود:

$$D = \begin{cases} 3 & \text{if } N = 0 \\ 3N - 3 & \text{if } N > 1 \end{cases} \quad (20-5)$$

N تعداد ذرات تشکیل دهنده سیستم می‌باشد. از آنجا که باریون‌ها به شکل سیستم‌های سه ذره‌ای در نظر گرفته می‌شوند، برای معرفی پتانسیل بین کوارکی می‌توان از مختصات فوق‌کروی استفاده کرد. در این مجموعه هر کوارک با دو کوارک دیگر برهم‌کنش می‌کند. با توجه به این نکته که اثرات بار الکتریکی کوارک‌ها در برهم‌کنش‌های قوی بسیار ناچیز است؛ می‌توان از اثر پتانسیل الکتریکی بار کوارک‌ها در پتانسیل بین کوارکی با تقریب خوبی چشم‌پوشی کرد. هامیلتونی سیستم باریونی در مختصات ژاکوبی به شکل زیر می‌باشد:

$$H = \frac{p_\rho^2}{2m_\rho} + \frac{p_\lambda^2}{2m_\lambda} + V(\rho, \lambda) \quad (21-5)$$

که

$$m_\rho = \frac{2m_1 m_2}{m_1 + m_2}; \quad m_\lambda = \frac{3m_3(m_1 + m_2)}{2(m_1 + m_2 + m_3)} \quad (22-5)$$

در مدل کوآرکی سازنده فوق‌کروی^{۳۰} (HCQM) فرض می‌شود که پتانسیل کوآرک‌ها، V ، تنها به فوق شعاع x بستگی دارد. بنابراین پتانسیل $V=V(x)$ پتانسیل سیستم سه جسمی است، زیرا ابر شعاع به مختصات هر سه کوآرک بستگی دارد:

$$H = \frac{p^2}{2m} + V(x) \quad (23-5)$$

از آنجا که پتانسیل کوآرکی فقط وابسته به x می‌باشد، در تابع موج سه کوآرکی می‌توان از بخش فوق زاویه ای فاکتور گرفت. ویژه مقادیر انرژی از حل بخش فوق شعاعی معادله شرودینگر فوق‌کروی زیر تعیین می‌شود:

$$\left[\frac{d^2}{dx^2} + \frac{5}{x} \frac{d}{dx} - \frac{\gamma(\gamma+4)}{x^2} \right] \psi(x) = -2m[E - V(x)] \psi(x) \quad (24-5)$$

که جرم کاهش یافته m به شکل زیر تعریف می‌شود:

$$m = \frac{2m_\rho m_\lambda}{m_\rho + m_\lambda} \quad (25-5)$$

در مورد پتانسیل برهمکنشی اولین پتانسیل، پتانسیل فوق‌کولنی است. این پتانسیل در فواصل کوچک جاذبه می‌باشد. همانطور که در فصل دوم توضیح داده شد برای هر کوآرک نوعاً رنگی تعریف می‌شود و در واقع این بار رنگ است که در برهم‌کنش‌ها خود را نمایان می‌کند و منشاء پتانسیل فوق‌کولنی است.

$$V_c(x) = \frac{-K}{\left[\sum_{i=3}^i |r_i - r_j|^2 \right]^{\frac{1}{2}}} = -\frac{c}{x} \quad (26-5)$$

^{۳۰} Hypercentral Constituent Quark Model

دومین پتانسیلی که ما بین کوارک‌ها در درون باریون می‌توان در نظر گرفت، پتانسیل محدود کننده‌ای است که مانع از آن می‌شود تا کوارک‌ها از یکدیگر فاصله بگیرند، یعنی با زیاد شدن فاصله میان کوارک‌ها این پتانسیل نیز افزایش می‌یابد و این مطلب از این اصل بسیار مهم ناشی می‌شود که کوارک آزاد در طبیعت وجود ندارد. بنابراین این پتانسیل را به شکل زیر می‌توان در نظر گرفت:

$$V_{con}(x) = bx \quad (27-5)$$

سومین پتانسیل، پتانسیل فوق کروی نوسانگر هماهنگ است که مجموع برهم‌کنش دو به دو کوارک‌های تشکیل دهنده‌ی باریون‌ها است و عبارت است از:

$$V_{h.o.}(x) = \sum_{i < j}^{i=3} \frac{1}{2} k |r_i - r_j|^2 = \frac{3}{2} k (r_{12}^2 + r_{23}^2 + r_{13}^2) = \frac{3}{2} k x^2 = ax^2 \quad (28-5)$$

برای توصیف جرم‌های باریونی در حالت پایه و برانگیخته و ایجاد شکافتگی جرمی میان چندتایی‌های باریونی، در نظر گرفتن پتانسیل ناشی از برهم‌کنش اسپینی و ایزو اسپینی بین کوارک‌ها و همچنین پتانسیل با بستگی طعمی کوارک‌ها بسیار حائز اهمیت است.

۴-۵ محاسبه طیف جرمی هادرون‌ها

در این بخش روش‌های مختلف ارائه شده در این رساله را جهت حل معادله شرودینگر در سیستم‌های هادرونی شرح خواهیم داد. همچنین با در نظر گرفتن برهم‌کنش‌های بین کوارکی معرفی شده در فصل ۴ و با ارائه مدل‌های پیشنهادی مختلف، طیف جرمی و گشتاور مغناطیسی هادرون‌ها را محاسبه و با نتایج تجربی و همچنین نتایج بدست آمده توسط مدل‌های کوارکی دیگر مقایسه خواهیم کرد.

در مطالعه هادرون‌های سنگین باید به این نکته توجه کرد که چون کوارک‌های سنگین جرم بالایی دارند، بنابراین تقارن کایرال در مورد آن‌ها متفاوت است. در کل تقارن کایرال منطقه عمل کوارک‌ها را به

دو دسته تقسیم می کند. دسته اول مربوط به منطقه عمل کوارک های سبک u, d و s می باشد که در این مورد تقارن کایرال به طور خودبخودی شکسته می شود. دومین دسته مربوط به کوارک های سنگین می باشد که تقارن کایرال به طور صریح شکسته می شود. منشأ جرم کوارک های سازنده، شکست خودبخودی تقارن کایرال بوده که در نتیجه آن کوارک ها از طریق بوزون های گلدستون برهمکنش می کنند. البته آن سوی مقیاس شکست تقارن کایرال انتظار می رود که دینامیک مسئله تحت تأثیر برهمکنش تبادل گلوئونی باشد. بنابراین در منطقه عمل کوارک های سبک هادرون ها می توانند به صورت سیستم هایی متشکل از کوارک های سازنده محدود که از طریق تبادل بوزون و گلوئون با یکدیگر برهمکنش می کنند در نظر گرفته شوند. در حالیکه در منطقه عمل کوارک های سنگین، هادرون ها سیستم هایی متشکل از کوارک های جاری محدود شده هستند که از طریق تبادل گلوئونی با یکدیگر برهمکنش می کنند. بنابراین برهمکنش های ذکر شده به صورت زیر خلاصه می شوند:

$$V_{q_i q_j} = \begin{cases} (q_i q_j) = (nn) \Rightarrow V_{CON} + V_{OGE} + V_{\pi} + V_{\sigma} + V_{\eta} \\ (q_i q_j) = (ns) \Rightarrow V_{CON} + V_{OGE} + V_K + V_{\sigma} + V_{\eta} \\ (q_i q_j) = (ss) \Rightarrow V_{CON} + V_{OGE} + V_{\sigma} + V_{\eta} \\ (q_i q_j) = (n Q) \Rightarrow V_{CON} + V_{OGE} \\ (q_i q_j) = (QQ) \Rightarrow V_{CON} + V_{OGE} \end{cases} \quad (29-5)$$

در این رابطه n به کوارک های سبک u, d و s به کوارک شگفت و Q به کوارک های سنگین c و b اشاره دارد. از آنجا که کوارک های سنگین ایزواسپین صفر دارند برهمکنش تبادل گلوئونی به خوبی قادر است برهمکنش بین دو کوارک سنگین را توصیف کند. بنابراین در مورد مزون های سنگین و همچنین باریون های شامل دو کوارک سنگین برهمکنش تبادل مزونی نقشی نداشته و برهمکنش تبادل گلوئونی تنها برهمکنشی است که باعث شکافتگی جرمی آن ها خواهد شد.

در این رساله هادرون هایی که با علامت * مشخص شده اند نشان دهنده باریون ها و مزون های به ترتیب با $J = 1^+$ و $J = 3/2^+$ می باشند.

۵-۴-۱ مدل پیشنهادی اول (محاسبه طیف جرمی و گشتاور مغناطیسی باریون های سنگین)

در این مدل از روش Ansatz برای حل معادله سه جسمی سیستم باریونی استفاده می شود. برهمکنش محدود کننده برهمنهشی از عبارت های خطی، نوسانگر هماهنگ و کولنی ناشی از بار رنگ می باشد.

اکنون با استفاده از روش Ansatz به حل معادله سیستم می پردازیم. همانطور که در رابطه (۵-۲۴) آمده است معادله شرودینگر سیستم باریونی در فضای فوق کروی به شکل زیر می باشد:

$$\left[\frac{d^2}{dx^2} + \frac{5}{x} \frac{d}{dx} - \frac{\gamma(\gamma+4)}{x^2} \right] \psi_{\nu\gamma}(x) = -2m[E_{\nu\gamma} - V(x)] \psi_{\nu\gamma}(x) \quad (۳۰-۵)$$

در این مدل پتانسیل محدود کننده به شکل زیر در نظر گرفته می شود:

$$V(x) = ax^2 + bx - c/x \quad (۳۱-۵)$$

که پارامترهای a ، b و c ضرایب ثابت می باشند. $\psi_{\nu\gamma}(x)$ را به شکل زیر در نظر می گیریم تا بتوانیم معادله را به شکل ساده تر بنویسیم:

$$\psi_{\nu\gamma}(x) = x^{-\frac{5}{2}} \phi_{\nu\gamma} \quad (۳۲-۵)$$

با جایگذاری رابطه (۳۱-۵) و (۳۲-۵) در معادله (۳۰-۵) داریم:

$$\phi_{\nu\gamma}''(x) + \left[\varepsilon - a_1 x^2 - b_1 x + \frac{c_1}{x} - \frac{(2\gamma+3)(2\gamma+5)}{4x^2} \right] \phi_{\nu\gamma}(x) = 0 \quad (۳۳-۵)$$

در رابطه (۳۳-۵) ضرایب به شکل زیر تعریف می شوند:

$$\varepsilon = 2mE, \quad a_1 = 2ma, \quad b_1 = 2mb, \quad c_1 = 2mc. \quad (34-5)$$

می باشد. برای حل معادله می توانیم $\varphi_{v,\gamma}(x)$ را به شکل زیر در نظر بگیریم:

$$\varphi_{v,\gamma}(x) = f_v(x) \exp[(g_\gamma(x))] \quad (35-5)$$

توابع $f_v(x)$ و $g_\gamma(x)$ بصورت زیر تعریف می شوند [۲۴-۲۶، ۹۲، ۹۵، ۹۶]:

$$f_v(x) = \begin{cases} 1 & \text{if } v=0 \\ \prod_{i=1}^v (x-a_i^v), & \text{if } v>0 \end{cases}, \quad (36-5)$$

$$g_\gamma(x) = -\frac{1}{2}\alpha x^2 + \beta x + \delta_\gamma \ln x \quad (37-5)$$

با قرار دادن رابطه (۳۵-۵)، (۳۶-۵) و (۳۷-۵) در رابطه (۳۳-۵) داریم:

$$\varphi_{v,\gamma}'' = [g'' + g'^2 + \frac{f'' + 2g'f'}{f(x)}] \varphi_{v,\gamma}(x) \quad (38-5)$$

$v=0$ که حل صفرمین گره از تابع $\psi_{v,\gamma}(x)$ می باشد را بررسی می کنیم. با مساوی قرار دادن ضرایب توان

های x در دو طرف معادله، ضرایب α و δ بدست می آیند:

$$\alpha = \sqrt{a_1}, \quad (a)(39-5)$$

$$\beta = \frac{b_1}{2\sqrt{a_1}}, \quad (b)(39-5)$$

$$c_1 = 2\beta\delta, \quad (c)(39-5)$$

$$\varepsilon = \alpha(1+2\delta) - \beta^2 \quad (d)(39-5)$$

$$\delta = \gamma + \frac{5}{2}, \quad \delta = -\gamma + \frac{3}{2} \quad (e)(39-5)$$

و با توجه به پتانسیل برهمکنشی (رابطه (31-5)) داریم:

$$\omega = \left(\frac{2a}{m}\right)^{1/2} \quad (40-5)$$

که در آن ω بسامد نوسانگر هماهنگ می باشد. با توجه به روابط (39-5) روابط زیر بدست می آید:

$$\alpha = \sqrt{2ma} = m\omega, \quad (41-5)$$

$$\beta = \frac{b}{\omega} = \frac{2mc}{(2\gamma+5)}. \quad (42-5)$$

به منظور خوش رفتاری حل معادله در مبدأ و بی نهایت ثابت δ را به شکل زیر در نظر می گیریم:

$$\delta = \gamma + \frac{5}{2} \quad (43-5)$$

و در پایان با استفاده از رابطه های (32-5)، (35-5) و (39-5)، ψ_{γ} به شکل زیر بدست می آید:

$$\psi_{0\gamma} = N_{0\gamma} x^{-\frac{5}{2}} \varphi_{0\gamma} = N_{0\gamma} x^{\gamma} \exp\left(-\frac{m\omega}{2} x^2 - \frac{2mc}{(2\gamma+5)} x\right) \quad (44-5)$$

$N_{0\gamma}$ ضریب نرمالیزاسیون می باشد. همچنین با استفاده از روابط (39-5) و $\varepsilon = 2mE$ ویژه مقدار انرژی

سیستم سه ذره ای به شکل زیر بدست می آید:

$$E_{0\gamma} = (2\gamma + 6) \frac{\omega}{2} - \frac{2mc^2}{(2\gamma + 5)^2} \quad (45-5)$$

برهمکنش های تبدالی (برهمکنش فوق ظریف) نیز به شکل برهمکنش های اسپین-اسپین، ایزواسپین-ایزواسپین و اسپین-ایزواسپین در نظر گرفته می شوند؛ در این مدل وابستگی شعاعی برهمکنش های تبدالی به شکل تابع گاوسی در نظر گرفته می شود (رابطه (5-9) را ببینید):

$$H_S = A_S \left(\frac{1}{\sqrt{\pi}\sigma_S} \right)^3 \exp(-x^2 / \sigma_S^2) (\vec{s}_1 \cdot \vec{s}_2) \quad (46-5)$$

$$H_I = A_I \left(\frac{1}{\sqrt{\pi}\sigma_I} \right)^3 \exp(-x^2 / \sigma_I^2) (\vec{t}_1 \cdot \vec{t}_2) \quad (47-5)$$

$$H_{SI} = A_{SI} \left(\frac{1}{\sqrt{\pi}\sigma_{SI}} \right)^3 \exp(-x^2 / \sigma_{SI}^2) (\vec{s}_1 \cdot \vec{s}_2) (\vec{t}_1 \cdot \vec{t}_2) \quad (48-5)$$

که A_i و σ_i ها ضرایب ثابت هستند. جرم باریون نیز با استفاده از روش زیر بدست می آید:

$$M_{baryon} = m_{q1} + m_{q2} + m_{q3} + E_0 + \langle H_{int} \rangle$$

که در آن

$$H_{int} = H_S + H_I + H_{SI},$$

$$\langle H_{int} \rangle = \frac{\int \psi_0 H_{int} \psi_0 x^5 dx}{\int \psi_0 \psi_0 x^5 dx} .$$

در این مدل جرم کوارک ها از مرجع [98] گرفته شده است (جدول 5-4). برای تعیین مقادیر ω و c از مقادیر جرمی تجربی باریون های Ξ_c^0 و Σ_b^+ استفاده شده است ($\omega = 0.832 fm^{-1}$ و $c = 0.62$). سپس با استفاده از روابط (5-41) مقادیر a و b نیز مشخص می شوند. پارامترهای مربوط به برهمکنش اسپین-

ایزواسپین نیز از مراجع [۸۶،۸۷] گرفته شده اند (جدول ۵-۵). پس از تعیین پارامترها، طیف جرمی باریون های سنگین شامل یک، دو و سه کوارک سنگین را در حالت پایه محاسبه و با مقادیر تجربی یا نتایج بدست آمده توسط دیگر مدل ها مقایسه کرده ایم (جدول ۵-۶ تا ۵-۱۰ را ببینید). مقایسه نتایج نشان دهنده این است نتایج بدست آمده توسط این مدل با مقادیر تجربی [۹۸-۱۰۲] یا نتایج مدل های دیگر [۱۰۳-۱۱۱] همخوانی خوبی دارد.

جدول ۵-۴: جرم کوارک استفاده شده در این مدل

کوارک	جرم
u	330 MeV
d	305 MeV
s	310 MeV
c	1440 MeV
b	4796 MeV

جدول ۵-۵: پارامترهای مربوط به برهمکنش اسپین-ایزواسپین

پارامتر	مقدار
A_s	$67.4(fm)^2$
σ_s	$2.87 fm$
A_I	$51.7(fm)^2$
σ_I	$3.45 fm$
A_{SI}	$-106.2(fm)^2$
σ_{SI}	$2.31 fm$

جدول ۵-۶: طیف جرمی محاسبه شده باریون های سنگین شامل یک کوارک c. مقادیر جرمی تجربی از مراجع [102-98] گرفته شده است.

باریون	جرم محاسبه شده	جرم تجربی	[89]	[103]	[104]	[105]
$\Sigma_c^{++}(\text{uuc})$	2452	2454	2451	2425	2443	-
$\Sigma_c^{*++}(\text{uuc})$	2581	2518	2516	2488	2506	-
$\Sigma_c^+(\text{udc})$	2457	2453	2461	2442	2460	2455
$\Sigma_c^{*+}(\text{udc})$	2586	2518	2526	2507	2525	2519
$\Sigma_c^0(\text{ddc})$	2461	2454	2471	2460	2477	-
$\Sigma_c^{*0}(\text{ddc})$	2591	2518	2536	2526	2544	-
$\Xi_c^+(\text{usc})$	2466	2468	2485	2512	2530	2466
$\Xi_c^{*+}(\text{usc})$	2596	2647	2672	2584	2603	2649
$\Xi_c^0(\text{dsc})$	2471	2471	2494	2529	2548	-
$\Xi_c^{*0}(\text{dsc})$	2601	2646	2680	2604	2623	-
$\Omega_c^0(\text{ssc})$	2476	2697	2696	2601	2620	2718
$\Omega_c^{*0}(\text{ssc})$	2606	2768	2757	2684	2704	2776

جدول ۵-۷: طیف جرمی محاسبه شده باریون های سنگین شامل دو و سه کوارک c

باریون	جرم محاسبه شده	[89]	[108]	[109]
$\Xi_{cc}^{++}(\text{ucc})$	3583	3579	3510	3730
$\Xi_{cc}^{*++}(\text{ucc})$	3722	3708	3548	-
$\Omega_{cc}^+(\text{scc})$	3592	3718	3719	3857
$\Omega_{cc}^{*+}(\text{scc})$	3731	3847	3746	-
$\Omega_{ccc}^{++}(\text{ccc})$	4842	4978	4803	-

جدول ۵-۸: طیف جرمی محاسبه شده باریون های سنگین شامل یک کوارک b. مقادیر جرمی تجربی از مراجع [102-98] گرفته شده است.

باریون	جرم محاسبه شده	جرم تجربی	[89]	[103]	[105]	[106]
Σ_b^+	5807	5807	5801	5772	-	-
Σ_b^{*+}	5936	5829	5823	5793	-	-
Σ_b^0	5818	5811	5811	5793	5833	-
Σ_b^{*0}	5946	5832	5834	5816	5858	-
Σ_b^-	5821	5815	5821	5816	-	-
Σ_b^{*-}	5956	5836	5834	5840	-	-
Ξ_b^0	5826	5.787	5872	5880	-	5786
Ξ_b^{*0}	5956	-	5936	5907	-	-
Ξ_b^-	5961	5792	5887	5903	5806	5790
Ξ_b^{*-}	5807	-	5943	5931	5980	5959
Ω_b^-	-	6054	6005	5994	6081	6052
Ω_b^{*-}	5936	-	6065	6028	6102	6082

جدول ۵-۹: طیف جرمی محاسبه شده باریون های سنگین شامل دو و سه کوارک b

باریون	جرم محاسبه شده	[89]	[108]	[110]
Ξ_{bb}^0 (ubb)	10284	10339	10130	10202
Ξ_{bb}^{*0} (ubb)	10427	10468	10144	
Ω_{bb}^- (sbb)	10293	10478	10422	10359
Ω_{bb}^{*-} (sbb)	10436	10607	10432	
Ω_{bbb}^{*-} (bbb)	14810	15118	14569	-

جدول ۵-۱۰: طیف جرمی محاسبه شده باریون های سنگین شامل کوارک های c و b

باریون	جرم محاسبه شده	[89]	[108]	[111]
Ω_{cb}^+ (ucb)	6935	6959	6792	6928
Ω_{cb}^{+*} (ucb)	7076	-	6827	
Ω_{cb}^0 (scb)	6945	7098	6999	7013
Ω_{cb}^{0*} (scb)	7085	-	7024	
Ω_{ccb}^+ (ccb)	8038	8229	8018	-
Ω_{ccb}^{+*} (ccb)	8186	8358	8025	
Ω_{bbc}^0 (cbb)	11363	11609	11280	-
Ω_{bbc}^{0*} (cbb)	11512	11738	11287	

۵-۴-۲ مدل پیشنهادی دوم (محاسبه طیف جرمی هادرون های سنگین)

در این مدل با بسط تیلور پتانسیل برهمکنشی، معادله سیستم هادرون ها (باریون و مزون) به شکل تحلیلی حل می نماییم. در قسمت الف با حل معادله سه جسمی، جرم باریون ها و در قسمت ب با حل معادله دو جسمی با روشی مشابه با قسمت الف، طیف جرمی مزون های سنگین را محاسبه می نماییم.

الف) محاسبه جرم باریون ها:

در مورد باریون ها، برهمکنش محدود کننده را به شکل برهمکنشی از عبارت های خطی، نوسانگر هماهنگ و کولنی ناشی از بار رنگ در نظر می گیریم. برهمکنش های تبدالی (برهمکنش فوق ظریف) نیز به شکل برهمکنش های اسپین-اسپین، ایزواسپین-ایزواسپین و اسپین-ایزواسپین در نظر گرفته می شوند؛ در این مدل نیز وابستگی شعاعی برهمکنش های تبدالی به شکل تابع گاوسی در نظر گرفته می شود (رابطه (۲-۴) را ببینید).

معادله سیستم سه ذره ای در فضای فوق کروی به شکل زیر می باشد:

$$\left[\frac{d^2}{dx^2} + \frac{5}{x} \frac{d}{dx} - \frac{\gamma(\gamma+4)}{x^2} \right] \psi_\gamma(x) = -2m[E_\gamma - V(x)] \psi_\gamma(x) \quad (49-5)$$

در این مدل نیز تابع موج را به شکل زیر در نظر می گیریم:

$$\psi_\gamma(x) = x^{-\frac{5}{2}} \varphi_\gamma(x) \quad (50-5)$$

معادله را با پتانسیل برهمکنشی رابطه (5-31) حل می کنیم بنابراین

$$V(x) = ax^2 + bx - c/x \quad (51-5)$$

پس از قرار دادن روابط (5-50) و (5-51) در معادله (5-49) داریم:

$$\varphi_\gamma''(x) + \left[-a_1 x^2 - b_1 x + \frac{c_1}{x} - \frac{(2\gamma+3)(2\gamma+5)}{4x^2} \right] \varphi_\gamma(x) = -\varepsilon_\gamma \varphi_\gamma(x) \quad (52-5)$$

که مشابه با رابطه (5-34) ضرایب به شکل زیر تعریف می شوند:

$$\varepsilon_\gamma = 2mE_\gamma, \quad a_1 = 2ma, \quad b_1 = 2mb, \quad c_1 = 2mc \quad (53-5)$$

تابع $U_\gamma(x)$ را به شکل زیر تعریف می کنیم:

$$U_\gamma(x) = -a_1 x^2 - b_1 x + \frac{c_1}{x} - \frac{(2\gamma+3)(2\gamma+5)}{4x^2} \quad (54-5)$$

به منظور حل معادله سیستم از بسط تیلور تابع $U_\gamma(x)$ استفاده می کنیم [112-113]:

$$U_\gamma(x) \approx U_\gamma(x) \Big|_{x=x_{0,\gamma}} + \frac{1}{2!} \frac{d^2 U_\gamma(x)}{dx^2} \Big|_{x=x_{0,\gamma}} (x-x_{0,\gamma})^2 \quad (55-5)$$

که ریشه مشتق تابع $U_\gamma(x)$ می باشد. با قرار دادن رابطه (۵۵-۵) در معادله (۵۲-۵) داریم:

$$\frac{d^2\phi_\gamma(x)}{dx^2} - \Omega_\gamma^2(x - x_{0,\gamma})^2 \phi_\gamma(x) = -(\varepsilon_\gamma - U_\gamma(x))\big|_{x=x_{0,\gamma}} \phi_\gamma(x) \quad (۵۶-۵)$$

که

$$\Omega_\gamma^2 = \frac{1}{2!} \frac{d^2 U_\gamma(x)}{dx^2} \bigg|_{x=x_{0,\gamma}} \quad (۵۷-۵)$$

از طرفی دیگر می دانیم که معادله شرودینگر یک نوسانگر هماهنگ یک بعدی به شکل زیر می باشد:

$$\frac{d^2\phi(x)}{dx^2} - \frac{m'^2 \omega'^2 x^2}{\hbar^2} \phi(x) = -\frac{2m' \varepsilon'}{\hbar^2} \quad (۵۸-۵)$$

و ویژه مقادیر انرژی آن به شکل زیر می باشد:

$$\varepsilon' = (n + \frac{1}{2}) \hbar \omega' \quad (۵۹-۵)$$

و ویژه حالت سیستم به شکل تابع گاوسی خواهد بود. حالت پایه سیستم را در نظر می گیریم. بنابراین

مقایسه روابط (۵۶-۵) و (۵۹-۵) نشان می دهد که

$$\varepsilon_0 - U_0(x) \big|_{x=x_{0,0}} = \frac{2m'}{\hbar} \omega' \quad (۶۰-۵)$$

و

$$\Omega^2 = \frac{m'^2 \omega'^2}{\hbar^2} \quad (۶۱-۵)$$

با استفاده از روابط (۵۵-۵)، (۶۰-۵) و (۶۱-۵) ویژه مقدار انرژی سیستم به شکل زیر بدست می آید:

$$E_0 = \frac{1}{2m} (U_0(x)|_{x=x_{0,0}} + \sqrt{\frac{1}{2!} \frac{d^2 U_0(x)}{dx^2} |_{x=x_{0,0}}}) \quad (62-5)$$

همچنین تابع موج شعاعی سیستم به شکل زیر خواهد بود:

$$\varphi_0(x) = \left(\frac{\Omega_0}{\pi}\right)^{\frac{1}{2}} e^{-\frac{1}{2}\Omega_0 x^2} \quad (63-5)$$

از آنجایی که حالت پایه سیستم را بررسی می کنیم داریم:

$$n = \gamma = 0 \quad (64-5)$$

بنابراین وابستگی ویژه تابع به پارامترهای γ و n از بین می رود.

اکنون با استفاده از نتایج بدست آمده، طیف جرمی باریونی به شکل زیر بدست می آید:

$$M_B = m_{q_1} + m_{q_2} + m_{q_3} + E_0 + \langle H_{int} \rangle$$

پارامترهای مربوط به برهمکنش اسپین-ایزواسپین در جدول ۵-۵ لیست شده اند. جرم کوارک ها نیز از مرجع [۱۱۵] گرفته شده است (جدول ۵-۱۱ را ببینید). پارامترهای a ، b و c نیز به نحوی انتخاب شده اند که مقادیر جرمی بدست آمده همخوانی خوبی با مقادیر تجربی داشته باشد ($a=0.73 \text{ fm}^{-3}$, $b=0.81$ and $c=2.12 \text{ fm}^{-2}$).

نتایج بدست آمده در این مدل در جدول های ۵-۱۲ و ۵-۱۳ نشان داده شده و با نتایج مدل های دیگر مقایسه شده است (پیوست شماره ۱).

اکنون با استفاده از نتایج بدست آمده می توان گشتاور مغناطیسی باریون ها را محاسبه کرد. در این رساله گشتاور مغناطیسی با استفاده از جرم مؤثر کوارک ها محاسبه می شود. از آنجا که هر کوارک درون باریون

تحت برهمکنش با کوارک های دیگر است جرم مؤثر آن درون باریون به شکل زیر تعریف می شود
 : [۱۰۹،۱۱۴]

$$m_i^{eff} = m_i \left(1 + \frac{E_\gamma + \langle H_{int} \rangle}{\sum_i m_i} \right) \quad (۶۵-۵)$$

به نحوی که از مجموع جرم مؤثر کوارک ها، جرم باریون حاصل شود:

$$M = \sum_i m_i^{eff} \quad (۶۶-۵)$$

گشتاور مغناطیسی باریون با استفاده از رابطه زیر بدست می آید:

$$\mu_B = \sum_i \langle \phi_{sf} | \mu_i \bar{\sigma}_i | \phi_{sf} \rangle \quad (۶۷-۵)$$

μ_i به شکل زیر تعریف می شود:

$$\mu_i = \frac{e_i}{2m_i^{eff}} \quad (۶۸-۵)$$

e_i و σ_i به ترتیب بار و اسپین کوارک ($s_i = \frac{\sigma_i}{2}$) و $|\phi_{sf}\rangle$ تابع موج اسپین-طعم باریون می باشد. به طور

مثال تابع موج اسپین-طعم باریون Σ^0 به شکل زیر می باشد:

$$\left| \Sigma^0, \frac{1}{2} \right\rangle = \frac{\sqrt{2}}{6} (|uds\rangle + |dus\rangle + |sud\rangle + |sdu\rangle + |dsu\rangle + |usd\rangle) \cdot (|++-\rangle + |+-+\rangle + |-++\rangle)$$

مقادیر بدست آمده برای گشتاور مغناطیسی باریون ها با $J = 3/2^+$ نیز در جدول ۵-۱۴ لیست شده است
 و با نتایج بدست آمده دیگر مقایسه شده است.

جدول ۵-۱۱: جرم کوارک استفاده شده در این مدل

کوارک	جرم
u	330MeV
d	335MeV
s	469MeV
c	1600MeV
b	4980MeV

جدول ۵-۱۲: طیف جرمی محاسبه شده باریون های سنگین شامل یک کوارک c (ستون آخر درصد خطا را نشان می دهد). مقادیر جرمی تجربی نیز از مراجع [98-102] گرفته شده است.

باریون	جرم محاسبه شده	جرم تجربی	[89]	[103]	[104]	[105]	درصد خطا
Σ_c^{++}	2454	2454	2451	2425	2443	-	0.0%
Σ_c^{*++}	2526	2518	2516	2488	2506	-	0.3%
Σ_c^+	2458	2453	2461	2442	2460	2455	0.2%
Σ_c^{*+}	2530	2518	2526	2507	2525	2519	0.4%
Σ_c^0	2460	2454	2471	2460	2477	-	0.2%
Σ_c^{*0}	2533	2518	2536	2526	2544	-	0.5%
Ξ_c^+	2545	2468	2485	2512	2530	2466	3.0%
Ξ_c^{*+}	2614	2647	2672	2584	2603	2649	1.2%
Ξ_c^0	2547	2471	2494	2529	2548	-	2.9%
Ξ_c^{*0}	2616	2646	2680	2604	2623	-	1.1%
Ω_c^0	2631	2697	2696	2601	2620	2718	2.5%
Ω_c^{*0}	2700	2768	2757	2684	2704	2776	2.5%

جدول ۵-۱۳: طیف جرمی محاسبه شده باریون های سنگین شامل یک کوارک b.

باریون	جرم محاسبه شده	جرم تجربی	[89]	[103]	[105]	[106]	درصد خطا
Σ_b^+	5816	5807	5801	5772	-	-	0.1%
Σ_b^{*+}	5888	5829	5823	5793	-	-	1.0%
Σ_b^-	5821	5815	5821	5816	-	-	0.1%
Σ_b^{*-}	5892	5836	5834	5840	-	-	0.9%
Ξ_b^0	5886	5.787	5872	5880	-	5786	1.6%
Ξ_b^{*0}	5972	-	5936	5907	-	-	-
Ξ_b^-	5887	5792	5887	5903	5806	5790	1.6%
Ξ_b^{*-}	5974	-	5943	5931	5980	5959	-
Ω_b^-	5986	6054	6005	5994	6081	6052	1.1%
Ω_b^{*-}	6049	-	6065	6028	6102	6082	-

جدول ۵-۱۴: گشتاور مغناطیسی باریون های سنگین شامل یک کوارک سنگین با $J = 3/2^+$ بر حسب مگنتون هسته

باریون	مقادیر محاسبه شده	[89]	[129]	[130]	[104]
Σ_c^{+++}	3.739	3.842	3.560	3.407	3.427
Σ_c^{*+}	1.210	1.252	1.170	1.130	1.158
Ξ_c^{*+}	1.485	1.513	1.430	1.264	1.242
Ξ_c^{*0}	-1.111	-0.688	-1.000	-0.986	-1.002
Ω_c^{*0}	-0.887	-0.865	-0.770	-0.833	-0.904
Σ_b^{*+}	3.570	3.234	-	3.082	-
Σ_b^{*-}	-1.849	-1.655	-	-1.634	-
Ξ_b^{*0}	1.127	1.041	-	0.875	-
Ξ_b^{*-}	-1.609	-1.095	-	-1.477	-
Ω_b^{*-}	-1.365	-1.199	--	-1.292	-

ب) محاسبه جرم مزون های سنگین:

در این قسمت با حل معادله دو جسمی سیستم مزونی و در نظر گرفتن ساختار فوق ظریف، طیف جرمی مزون های سنگین را محاسبه می نماییم [۱۱۶]. معادله سیستمی شامل یک کوارک و یک پادکوارک به شکل زیر می باشد:

$$\left[\frac{d^2}{dx^2} + \frac{2}{x} \frac{d}{dx} - \frac{\gamma(\gamma+1)}{x^2} \right] \psi_\gamma(x) = -2m[E_\gamma - V(x)] \psi_\gamma(x) \quad (۶۹-۵)$$

که x فاصله نسبی دو کوارک، m جرم کاهش یافته دو کوارک و γ اندازه حرکت زاویه ای کل می باشد. پتانسیل محدود کننده نیز به شکل پتانسیل کرنل در نظر گرفته می شود:

$$V(x) = ax - c/x \quad (۷۰-۵)$$

با انتخاب تابع موج به شکل زیر

$$\psi_{v\gamma}(x) = x^{-1} \phi_{v\gamma} \quad (۷۱-۵)$$

می توان معادله سیستم را حل نموده و طبق روابط (۵۲-۵) تا (۶۳-۵) تابع موج و ویژه مقادیر انرژی سیستم را بدست آوریم. پس از آن جرم مزون طبق رابطه زیر بدست می آید:

$$M = m_1 + m_2 + E_{0\gamma} + \langle H_{int} \rangle \quad (۷۲-۵)$$

که در آن برهمکنش های اسپین-ایزواسپین (رابطه (۴۸-۵)). به عنوان برهمکنش فوق ظریف در نظر گرفته شده اند. از آنجایی که سیستم مورد بررسی مزون سنگین می باشد بنابراین برهمکنش H_I و

همچنین H_{SI} برابر صفر می باشد و این برهمکنش ها هیچ گونه سهمی در طیف جرمی مزونی نخواهند داشت.

پارامترهای استفاده شده برای مزون های دارای کوارک c و b متفاوت بوده و از مرجع [۱۱۷] گرفته شده اند و در جدول ۵-۱۵ لیست شده اند. اندیس c-sector و b-sector برای پارامترهای a و c به ترتیب اشاره بر باریون های دارای کوارک c و b دارد. مقدار پارامتر $A_s = ۶۷,۴ fm^2$ از مراجع [۸۶،۸۷] گرفته شده و دیگر پارامترها به گونه ای انتخاب شده اند که مقادیر جرمی بدست آمده به نتایج تجربی نزدیک تر باشند. مقادیر جرمی محاسبه شده نیز در جدول های ۵-۱۶ و ۵-۱۷ نشان داده شده و با مقادیر تجربی [۱۱۸] یا مقادیر محاسبه شده توسط مدل های دیگر [۱۱۹-۱۲۱] مقایسه شده اند. نتایج نشان می دهند که این مدل نیز به خوبی قادر است طیف جرمی مزون ها را توصیف کند.

جدول ۵-۱۵: پارامترهای استفاده شده در این مدل

پارامتر	مقدار
$m_u = m_d$	480MeV
m_s	560MeV
m_c	1405MeV
$a_{charm-sector}$	$5.252 fm^{-2}$
$c_{charm-sector}$	0.393
m_b	4768MeV
$a_{beauty-sector}$	$5.454 fm^{-2}$
$c_{beauty-sector}$	0.340
σ_s	$2.37 fm$

جدول ۵-۱۶: طیف جرمی محاسبه شده برای مزون های سنگین دارای کوارک c ($J = 1^+$)

مزون	جرم محاسبه شده	جرم تجربی	[119]	[121]
$D^{*\pm}$	1959	2010	-	2010
D^{*0}	1959	2006	-	2010
$D_s^{*\pm}$	2065	2112	-	2112
J/ψ	3058	3097	3091	-
$B_c^{*\pm}$	6559	-	6315	-

جدول ۵-۱۷: طیف جرمی محاسبه شده برای مزون های سنگین دارای کوارک b ($J = 1^+$)

مزون	جرم محاسبه شده	جرم تجربی	[119]	[120]	[121]
$B^{*\pm}$	5311	5325	-	5329	5321
B^{*0}	5311	5325	-	5329	5321
B_s^*	5423	5416	5424	5414	5400
Υ	9573	9460	9453	-	9505

۵-۴-۳ مدل پیشنهادی سوم (محاسبه طیف جرمی باریون های سنگین)

در این مدل نیز از روش وردشی برای حل معادله سیستم استفاده می شود. برهمکنش محدود کننده برهمنهشی از عبارت های خطی و کولنی (پتانسیل کرنل) می باشد. پتانسیل کرنل در بررسی برهمکنش

ها در فیزیک اتمی-مولکولی و فیزیک ذرات بنیادی بسیار حائز اهمیت می باشد. برهمکنش های تبدلی (برهمکنش فوق ظریف) به شکل برهمکنش های اسپین-اسپین، ایزواسپین-ایزواسپین و اسپین-ایزواسپین در نظر گرفته می شوند؛ در این مدل وابستگی شعاعی برهمکنش های تبدلی به شکل تابع گاوسی در نظر گرفته می شود. در پایان از روش عددی نیز برای حل معادله استفاده کرده و نتایج بدست آمده را با نتایج حاصله از روش وردشی مقایسه می کنیم.

جرم باریون نیز با استفاده از رابطه زیر بدست می آید:

$$M_{baryon} = m_{q1} + m_{q2} + m_{q3} + E_0 + \langle H_{int} \rangle$$

که در آن

$$H_{int} = H_S + H_I + H_{SI}$$

اکنون به حل معادله شرودینگر می پردازیم تا مقادیر E_0 و $\langle H_{int} \rangle$ را محاسبه نماییم.

در این روش ابتدا باید تابع موج فرضی را بر حسب پارامتر وردش تعریف کرده و سپس با کمینه سازی انرژی سیستم مقدار پارامتر وردشی را محاسبه نمود [۱۲۲-۱۲۴].

معادله سیستم سه ذره ای در فضای فوق کروی به شکل زیر خواهد بود:

$$\left[\frac{d^2}{dx^2} + \frac{5}{x} \frac{d}{dx} - \frac{\gamma(\gamma+4)}{x^2} \right] \psi_\gamma(x) = -2m [E - V(x)] \psi_\gamma(x) \quad (۷۳-۵)$$

که پتانسیل برهمکنش به شکل پتانسیل کرنل

$$V(x) = ax - c/x \quad (۷۴-۵)$$

می باشد. مشابه با رابطه (۵۲-۵) می توان معادله سیستم را به شکل زیر نوشت:

$$\frac{d^2 \chi(x)}{dx^2} + 2\mu[E - V(x) - \frac{15}{8\mu x^2}] \chi(x) = 0 \quad (۷۵-۵)$$

که در آن

$$\chi(x) = x^{5/2} \psi(x) \quad (۷۶-۵)$$

با استفاده از متغیر جدید $x' = \sqrt{\mu}x$ می توان وابستگی معادله (۷۵-۵) را به ثابت μ از بین برد. بنابراین معادله سیستم بر حسب متغیر جدید به شکل زیر می باشد:

$$\chi''(x') + 2[E - V(x') - \frac{15}{8x'^2}] \chi(x') = 0 \quad (۷۷-۵)$$

که

$$V(x') = -\frac{a\sqrt{\mu}}{x'} + \frac{b}{\sqrt{\mu}}x' \quad (۷۸-۵)$$

حال تابع موج وردشی را به شکل زیر تعریف می کنیم:

$$\chi(x') = 2\sqrt{2}p^3 x'^{5/2} e^{-p^2 x'^2} \quad (۷۹-۵)$$

که در آن ثابت p پارامتر وردش می باشد و ثابت عددی $2\sqrt{2}p^3$ ثابت بهنجارش تابع موج می باشد یعنی:

$$\int \chi^2(x') dx' = 1 \quad (۸۰-۵)$$

انرژی حالت پایه سیستم برابر با مقدار کمینه هامیلتونی سیستم خواهد بود:

$$E_0 = \min_p E(p), \quad (۸۱-۵)$$

که

$$E(p) = \langle \chi | H | \chi \rangle = 3p^2 - a\sqrt{\mu} \cdot \frac{3}{4} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \cdot p + \frac{b}{\sqrt{\mu}} \cdot \frac{15}{16} \sqrt{\frac{\pi}{2}} \cdot p^{-1} \quad (۸۲-۵)$$

با کمینه سازی انرژی سیستم می توان مقدار پارامتر ورودش را بدست آورد:

$$\left. \frac{dE}{dp} \right|_{p=p_0} = 0 \quad (۸۳-۵)$$

برای تعیین پارامترها از مقادیر جرمی تجربی باریون های سبک Σ^+ ، Σ^0 ، Σ^- و Ξ^- و باریون های سنگین Ξ_c^+ و Σ_b^- به عنوان ورودی استفاده شده تا پارامتر μ و جرم کوارک ها تعیین گردد ($\mu = 1 fm^{-1}$).

پارامترهای مربوط به برهمکنش اسپین-ایزواسپین نیز در جدول ۵-۱۸ لیست شده اند [۸۶،۸۷].

جدول ۵-۱۹ پارامترهای استفاده شده در این مدل را نشان می دهند. نتایج جرمی محاسبه شده برای باریون های شامل یک، دو و سه کوارک سنگین نیز در جداول ۵-۲۰ تا ۵-۲۴ لیست شده اند. مشاهده می شود که نتایج توافق نسبتاً خوبی با مقادیر تجربی دارند.

در این بخش علاوه بر روش ورودی از روش عددی نیز برای حل معادله استفاده نموده تا تابع موج و ویژه مقدار انرژی را بدست آورده و جرم باریون ها را محاسبه کرده ایم (جدول های ۵-۲۰ تا ۵-۲۴). پارامترهای استفاده شده در روش عددی مشابه با مقادیر متناظر در روش ورودی است. تنها تفاوت در مقدار پارامتر μ می باشد که برای تعیین آن از جرم تجربی Σ_c^{++} به عنوان داده استفاده شده است ($\mu = 0.844 fm^{-1}$).

مقایسه نتایج نشان می دهد که مقادیر جرمی حاصله از روش عددی برای باریون های شامل یک کوارک c به مقادیر جرمی تجربی و نیز نتایج بدست آمده توسط دیگر مدل ها نزدیک تر می باشد.

جدول ۵-۱۸: پارامترهای استفاده شده در برهمکنش فوق ظریف (روش وردشی و عددی).

A_s	σ_s	A_I	σ_I	A_{SI}	σ_{SI}
$67.4(fm)^2$	$2.87fm$	$51.7(fm)^2$	$3.45fm$	$-106.2(fm)^2$	$2.31fm$

جدول ۵-۱۹: پارامترهای پتانسیل محدود کننده و جرم کوارک های سازنده (در روش وردشی و عددی).

a	b	m_u	m_d	m_s	m_c	m_b
4.59	$1.61fm^{-2}$	330MeV	335MeV	469MeV	1.6GeV	4.98GeV

جدول ۵-۲۰: طیف جرمی محاسبه شده باریون های سنگین شامل یک کوارک c (MeV)

باریون	جرم محاسبه شده ۱ (روش وردشی)	جرم محاسبه شده ۲ (روش عددی)	جرم تجربی	[89]	[104]	درصد خطای نسبی ۱	درصد خطای نسبی ۲
Σ_c^{++}	2318	2459	2454	2451	2443	5.8 %	0.1 %
Σ_c^{*++}	2446	2508	2518	2516	2506	2.9 %	0.3 %
Σ_c^+	2323	2461	2453	2461	2460	5.5%	0.3 %
Σ_c^{*+}	2451	2510	2518	2526	2525	1.9%	0.3 %
Σ_c^0	2328	2462	2454	2471	2477	5.4%	0.3 %
Σ_c^{*0}	2456	2512	2518	2536	2544	2.5%	0.2 %
Ξ_c^+	2467	2504	2468	2485	2530	0.0%	1.4 %
Ξ_c^{*+}	2577	2583	2647	2672	2603	2.7%	2.4 %
Ξ_c^0	2473	2506	2471	2494	2548	0.0%	1.3 %
Ξ_c^{*0}	2582	2585	2646	2680	2623	2.4%	2.3 %
Ω_c^0	2587	2566	2697	2696	2620	4.2%	5.1 %
Ω_c^{*0}	2716	2648	2768	2757	2704	1.9%	4.5 %

جدول ۵-۲۱: طیف جرمی محاسبه شده باریون های سنگین شامل یک کوارک b

باریون	جرم محاسبه شده ۱ (روش وردشی)	جرم محاسبه شده ۲ (روش عددی)	جرم تجربی	[89]	[103]	درصد خطای نسبی ۱	درصد خطای نسبی ۲
Σ_b^+	5700	5808	5807	5801	5772	1.8 %	0.0 %
Σ_b^{*+}	5826	5858	5829	5823	5793	0.0 %	0.4 %
Σ_b^-	5708	5811	5815	5821	5816	3.4 %	0.0 %
Σ_b^{*-}	5836	5861	5836	5834	5840	0.0 %	0.4 %
Ξ_b^0	5828	5848	5787	5872	5880	0.7 %	1.0 %
Ξ_b^{*0}	5957	5928	-	5936	5907	-	-
Ξ_b^-	5833	5849	5792	5887	5903	0.7 %	0.8 %
Ξ_b^{*-}	5962	5930	-	5943	5931	-	-
Ω_b^-	5967	5903	6054	6005	5994	1.4 %	2.5 %
Ω_b^{*-}	6096	5986	-	6065	6028	-	-

جدول ۵-۲۲: طیف جرمی محاسبه شده باریون های سنگین شامل دو و سه کوارک c

باریون	جرم محاسبه شده (روش وردشی)	جرم محاسبه شده (روش عددی)	[89]	[108]	[125]
Ξ_{cc}^{++}	3579	3532	3579	3510	3583
Ξ_{cc}^{++*}	3708	3623	3708	3548	3722
Ω_{cc}^+	3718	3667	3718	3719	3592
Ω_{cc}^{*+}	3847	3758	3847	3746	3731
Ω_{ccc}^{++}	4978	4880	4978	4803	4842

جدول ۵-۲۳: طیف جرمی محاسبه شده باریون های سنگین شامل دو و سه کوارک b

باریون	جرم محاسبه شده (روش وردشی)	جرم محاسبه شده (روش عددی)	[89]	[108]	[125]
Ξ_{bb}^0	10339	10334	10339	10130	10284
Ξ_{bb}^{0*}	10468	10431	10468	10144	10427
Ω_{bb}^-	10478	10397	10478	10422	10293
Ω_{bb}^{-*}	10607	10495	10607	10432	10436
Ω_{bbb}^{-*}	15118	15023	15118	14569	14810

جدول ۵-۲۴: طیف جرمی محاسبه شده باریون های سنگین شامل کوارک های c و b

باریون	جرم محاسبه شده (روش وردشی)	جرم محاسبه شده (روش عددی)	[89]	[108]	[125]
Ω_{cb}^+	6959	6988	6959	6792	6935
Ω_{cb}^{+*}	-	7083	-	6827	7076
Ω_{cb}^0	7098	7103	7098	6999	6945
Ω_{cb}^{0*}	-	7200	-	7024	7085
Ω_{ccb}^+	8229	8190	8229	8018	8038
Ω_{ccb}^{+*}	8358	8290	8358	8025	8186
Ω_{bbc}^0	11609	11542	11609	11280	11363
Ω_{bbc}^{0*}	11738	11643	11738	11287	11512

۵-۴-۴ مدل پیشنهادی چهارم (محاسبه طیف جرمی باریون های سبک N، Δ و Λ)

در این بخش با استفاده از روش Ansatz به محاسبه طیف جرمی باریون های سبک N، Δ و Λ بر اساس

برهمکنش های تبادل بوزون گلدستون و تبادل گلوئون می پردازیم:

ابتدا معادله سیستم را به ازای پتانسیل محدود کننده

$$V(x) = ax^2 + V_0 \quad (۸۴-۵)$$

که در آن a و V_0 مقادیر ثابتی هستند، حل کرده و سپس مقدار انتظاری برهمکنش های تبدالی را محاسبه می کنیم. روش حل معادله روش Ansatz می باشد. با استفاده از روابط (۳۲-۵) تا (۴۲-۵) تابع موج و ویژه مقادیر انرژی سیستم به ازای $v = 0$ و $b = c = 0$ به شکل زیر بدست می آیند:

$$\psi_{0\gamma} = N_{0\gamma} x^\gamma \exp\left(-\frac{m\omega}{2} x^2\right), \quad (۸۵-۵)$$

$$E_{0\gamma} = (2\gamma + 6) \frac{\omega}{2} - V_0 \quad (۸۶-۵)$$

که ω و $N_{0\gamma}$ به ترتیب بسامد نوسانگر هماهنگ و ثابت نرمالیزاسیون می باشند.

از طرفی برهمکنش تبادل مزونی بین کوارکی به شکل زیر خواهد بود:

$$V(\vec{r}_{ij}) \vec{\lambda}_i^F \cdot \vec{\lambda}_j^F \vec{\sigma}_i \cdot \vec{\sigma}_j = \left[\sum_{a=1}^3 V_\pi(\vec{r}_{ij}) \vec{\lambda}_i^a \cdot \vec{\lambda}_j^a + \sum_{F=4}^7 V_K(\vec{r}_{ij}) \vec{\lambda}_i^a \cdot \vec{\lambda}_j^a + V_\eta(\vec{r}_{ij}) \vec{\lambda}_i^8 \cdot \vec{\lambda}_j^8 \right] \vec{\sigma}_i \cdot \vec{\sigma}_j \quad (۸۷-۵)$$

مسئله را با فرض یکسان بودن جرم کوارک ها ($SU_F(3)$) به شکل زیر ساده می کنیم ($V_\pi = V_K = V_\eta$):

$$\langle [f_{ij}]_F T_{ij} | \vec{\sigma}_i \cdot \vec{\sigma}_j \sum_{a=1}^8 V(\vec{r}_{ij}) \vec{\lambda}_i^a \cdot \vec{\lambda}_j^a | [f_{ij}]_F T_{ij} \rangle \quad (۸۸-۵)$$

با محاسبه تابع موج سیستم می توان مقدار انتظاری رابطه (۸۸-۵) را محاسبه کرد. مقدار انتظاری مربوط به برهمکنش اسپین طعم به شکل زیر بدست می آید:

$$\begin{aligned}
& \langle [f_{ij}]_F T_{ij} | \bar{\sigma}_i \cdot \bar{\sigma}_j \sum_{a=1}^8 V(\bar{r}_{ij}) \bar{\lambda}_i^a \cdot \bar{\lambda}_j^a | [f_{ij}]_F T_{ij} \rangle \\
& = \bar{\sigma}_i \cdot \bar{\sigma}_j \times \begin{cases} V_\pi + \frac{1}{3} V_\eta^{uu}, & \text{if } [2]_F, T_{ij} = 1 \\ 2V_K - \frac{2}{3} V_\eta^{us}, & \text{if } [2]_F, T_{ij} = \frac{1}{2} \\ \frac{4}{3} V_\eta^{ss}, & \text{if } [2]_F, T_{ij} = 0 \\ -3V_\pi + \frac{1}{3} V_\eta^{uu}, & \text{if } [11]_F, T_{ij} = 0 \\ -2V_K - \frac{2}{3} V_\eta^{us}, & \text{if } [11]_F, T_{ij} = \frac{1}{2} \end{cases} \quad (89-5)
\end{aligned}$$

که $[2]_F$ و $[11]_F$ به ترتیب نشان دهنده ی حالت متقارن و حالت پادمتقارن طعمی دو کوارک می باشد.

انرژی برهمکنش تبادل گلوئونی نیز به شکل زیر می باشد:

$$V^{OGE}(\bar{r}_{ij}) = \frac{\alpha_s}{4} \lambda_i^c \cdot \lambda_j^c \times \left[\frac{1}{r_{ij}} - \frac{1}{6m_i m_j} (\bar{\sigma}_i \cdot \bar{\sigma}_j) \times \delta(r_{ij}) \right] \quad (90-5)$$

و مقدار انتظاری این برهمکنش نیز به شکل زیر بدست می آید:

$$\langle [f_{ij}]_C \times [f_{ij}]_S : [f_{ij}]_{CS} | \bar{\lambda}_i^c \cdot \bar{\lambda}_j^c \bar{\sigma}_i \cdot \bar{\sigma}_j | [f_{ij}]_C \times [f_{ij}]_S : [f_{ij}]_{CS} \rangle = \begin{cases} 8 & [11]_C \times [11]_S : [2]_{CS} \\ -\frac{8}{3} & [11]_C \times [2]_S : [11]_{CS} \end{cases} \quad (91-5)$$

که $[11]_{CS}$ و $[2]_{CS}$ به ترتیب نشان دهنده حالت پادمتقارن و متقارن اسپین-رنگ زوج کوارک می باشد.

حال می بایست قسمت شعاعی مربوط به برهمکنش یعنی $V(r)$ نیز تعیین شود. در این مدل قسمت

شعاعی مربوط به برهمکنش های تبادل مزون و گلوئون را به شکل تابع گاوسی زیر در نظر می گیریم:

$$V(r) \approx \delta(r) \approx \frac{\xi_i}{(r_i \sqrt{\pi})^3} \exp\left(-\frac{r^2}{r_i^2}\right) \quad (92-5)$$

که در آن r_i و ξ_i مقادیر ثابتی هستند و به ازای برهمکنش تبادل مزونی و گلوئونی مقادیر متفاوتی می گیرند. جرم باریون با استفاده از رابطه زیر بدست می آید:

$$M_{baryon} = \sum_{i=1}^3 m_i + E_{0\gamma} + \delta M_{\chi} \quad (93-5)$$

که در آن

$$\delta M_{\chi} = \langle \psi | H_{\chi} | \psi \rangle \quad (94-5)$$

از آنجا که مسئله را در حالت $SU(3)_F$ بررسی می کنیم، بنابراین برای ایجاد شکافتگی جرمی بین حالت های N و Λ ، مقدار ثابت V_0 را برای باریون های شگفت و غیر شگفت متفاوت در نظر می گیریم (جدول ۲۵-۵). برای تعیین پارامترها از مقادیر جرمی تجربی باریون های $N(938)$ ، $\Delta(1232)$ و $\Lambda(1116)$ و گشتاور مغناطیسی نوکلئون ها به عنوان ورودی استفاده می کنیم. مقدار پارامتر r_2 نیز از مرجع [۱۲۶] گرفته شده است ($r_2 = 0.518 \text{ fm}$). طیف جرمی بدست آمده در جدول ۲۶-۵ نشان داده شده است.

جدول ۲۵-۵: پارامترهای مدل کواریکی

m_q	313 MeV
ω	0.591 fm ⁻¹
r_{OGB}	3.64 fm
r_{OGE}	0.518 fm
ξ	94 fm ⁻¹
$V_{0 \text{ light}}$	-57 fm ⁻¹
$V_{0 \text{ strange}}$	121 fm ⁻¹

جدول ۵-۲۶: طیف جرمی باریون های سبک Δ و Λ . ستون اول تقارن های اسپین-طعم را نشان می دهد.

$[f]_{FS}[f]_F[f]_S$	باریون	وضعیت	جرم محاسبه شده	جرم تجربی	درصد خطا
$[3]_{FS}[21]_F[21]_S$	$N(938)P11$	****	938	938	0%
$[3]_{FS}[21]_F[21]_S$	$N(1440)P11$	****	1444.5	1420-1470	0.03%
$[21]_{FS}[21]_F[21]_S$	$N(1520)D13$	****	1567.5	1515-1525	3.09%
$[21]_{FS}[21]_F[21]_S$	$N(1535)S11$	****	1567.5	1525-1545	2.08%
$[21]_{FS}[21]_F[3]_S$	$N(1650)S11$	****	1658.2	1645-1670	0.04%
$[21]_{FS}[21]_F[3]_S$	$N(1675)D15$	****	1658.2	1670-1680	1.01%
$[3]_{FS}[21]_F[21]_S$	$N(1680)F15$	***	1689.8	1680-1690	1.18%
$[21]_{FS}[21]_F[3]_S$	$N(1700)D13$	***	1658.2	1650-1750	2.45%
$[21]_{FS}[21]_F[21]_S$	$N(1710)P11$	***	1832.9	1680-1740	6.82%
$[3]_{FS}[21]_F[21]_S$	$N(1720)P13$	****	1689.8	1700-1750	2.04%
$[3]_{FS}[21]_F[21]_S$	$N(2220)H19$	****	2174.3	2200-2300	3.36%
$[21]_{FS}[21]_F[3]_S$	$N(2250)G19$	****	2232.4	2200-2350	1.89%
$[21]_{FS}[21]_F[21]_S$	$N(2600)I1,11$	***	2534.5	2250-2750	1.38%
$[3]_{FS}[3]_F[3]_S$	$\Delta(1232)P33$	****	1232	1231-1233	0%
$[3]_{FS}[3]_F[3]_S$	$\Delta(1600)P33$	***	1659.1	1550-1700	2.09%
$[21]_{FS}[3]_F[21]_S$	$\Delta(1620)S31$	****	1667.2	1600-1660	3.85%
$[21]_{FS}[3]_F[21]_S$	$\Delta(1700)D33$	****	1667.2	1670-1750	2.50%
$[3]_{FS}[3]_F[3]_S$	$\Delta(1905)F35$	****	1873.5	1865-1915	0.89%
$[3]_{FS}[3]_F[3]_S$	$\Delta(1910)P31$	****	1873.5	1870-1920	1.13%
$[3]_{FS}[3]_F[3]_S$	$\Delta(1920)P33$	***	2090.2	1900-1970	3.17%
$[3]_{FS}[3]_F[3]_S$	$\Delta(1950)P37$	****	1873.5	1915-1950	3.05%
$[3]_{FS}[3]_F[3]_S$	$\Delta(2420)H3,11$	****	2529.9	2300-2500	5.41%
$[21]_{FS}[21]_F[21]_S$	$\Lambda(1116)P01$	****	1116	1116	0%
$[3]_{FS}[21]_F[21]_S$	$\Lambda(1600)P01$	***	1622.5	1560-1700	0.76%
$[21]_{FS}[21]_F[21]_S$	$\Lambda(1670)S01$	****	1715.5	1660-1680	2.69%
$[21]_{FS}[21]_F[21]_S$	$\Lambda(1690)D03$	****	1715.5	1685-1695	1.47%
$[21]_{FS}[21]_F[3]_S$	$\Lambda(1800)S01$	***	1836.2	1720-1850	2.51%
$[21]_{FS}[111]_F[21]_S$	$\Lambda(1810)P01$	***	2010.9	1750-1850	11.66%
$[3]_{FS}[21]_F[21]_S$	$\Lambda(1820)F05$	****	1867.8	1815-1825	2.62%
$[21]_{FS}[21]_F[3]_S$	$\Lambda(1830)D05$	****	1836.2	1810-1830	0.89%
$[3]_{FS}[21]_F[21]_S$	$\Lambda(1890)P03$	****	1867.8	1850-1910	0.64%

۵-۴-۵ مدل پیشنهادی پنجم (محاسبه طیف جرمی باریون های سنگین)

حال با روشی مشابه با مدل پنجم طیف جرمی باریون های سنگین را بر اساس برهمکنش های تبادلی محاسبه می نماییم، با این تفاوت که روش حل معادله روش وردشی می باشد [۱۲۷].

در این مدل برهمکنش محدود کننده به شکل خطی در نظر گرفته می شود:

$$V(r_{ij}) = (-ar_{ij} + b)\lambda_i^c \cdot \lambda_j^c \quad (۹۵-۵)$$

که a و b مقادیر ثابت و λ^c ها ماتریس های رنگ می باشند. پس از حل معادله سیستم ویژه حالات و ویژه مقادیر انرژی سیستم طبق روابط (۷۹-۵) و (۸۲-۵) بدست می آیند. برهمکنش های تبادلی را نیز مشابه روابط (۸۷-۵) تا (۹۰-۵) در نظر می گیریم. همانطور که گفته شد در مورد باریون های سنگین، تبادل بوزون گلدستون تنها بین دو کوارک سبک (nn) روی می دهد و اگر یکی از کوارک های برهمکنش کننده، کوارک سنگین باشد (nQ)، تنها تبادل گلوئونی بین دو کوارک مطرح می شود:

$$V_{q_i q_j} = \begin{cases} (q_i q_j) = (nn, ns, ss) \Rightarrow V_{CON} + V_{OGE} + V_\chi \\ (q_i q_j) = (n Q, QQ) \Rightarrow V_{CON} + V_{OGE} \end{cases} \quad (۹۵-۵)$$

V_χ اشاره به برهمکنش کایرال دارد. جرم کوارک های سبک یکسان در نظر گرفته می شود ($m_u = m_d = m_s$). برای تعیین پارامترها از مقادیر جرمی تجربی باریون های $N(938)$ ، $\Delta(1232)$ ، $\Lambda(1116)$ ، Σ_c^{++} و Ξ_c^0 به عنوان داده های ورودی استفاده شده است. جرم کوارک ها و مقدار r_{OGE} به ترتیب از مراجع [۱۲۴] و [۱۲۶] گرفته شده اند (جدول ۲۷-۵ را ببینید).

از آنجا که در این مدل جرم کوارک ها یکسان می باشد، بنابراین باریون های سنگین شگفت و غیر شگفت تبهنگ خواهند بود (به طور مثال باریون های Σ_c^{++} و Ξ_c^+). به این دلیل مقادیر متفاوتی برای ثابت b در محدوده باریون های شگفت و غیر شگفت در نظر می گیریم.

جدول ۵-۲۷: پارامترهای مدل کواری

$m_u = m_d = m_s$	320 MeV
m_c	1310 MeV
m_b	4670 MeV
a	0.42 fm ⁻²
r_{GBE}	3.64 fm
r_{OGE}	0.518 fm
ξ	45.5 fm ²
$b_{non-strange}$	2 MeV
$b_{strange}$	-89 MeV

جدول ۵-۲۸: طیف جرمی محاسبه شده باریون های سنگین شامل یک کواریک c.

باریون	جرم محاسبه شده	جرم تجربی	[89]	[103]	[104]	[105]	درصد خطا
Σ_c^{++}	2454	2454	2451	2425	2443	-	0.0 %
Σ_c^{*++}	2521	2518	2516	2488	2506	-	0.3 %
Σ_c^0	2454	2454	2471	2460	2477	-	0.2 %
Σ_c^{*0}	2521	2518	2536	2526	2544	-	0.5 %
Ξ_c^+	2470	2468	2485	2512	2530	2466	3.1 %
Ξ_c^{*+}	2664	2647	2672	2584	2603	2649	1.2 %
Ξ_c^0	2471	2471	2494	2529	2548	-	3.0 %
Ξ_c^{*0}	2664	2646	2680	2604	2623	-	1.1 %
Ω_c^0	2697	2697	2696	2601	2620	2718	2.4 %
Ω_c^{*0}	2764	2768	2757	2684	2704	2776	2.4 %

جدول ۵-۲۹: طیف جرمی محاسبه شده باریون های سنگین شامل یک کوارک b.

باریون	جرم محاسبه شده	جرم تجربی	[89]	[103]	[105]	[106]	درصد خطا
Σ_b^+	5818	5807	5801	5772	-	-	0.1 %
Σ_b^{*+}	5885	5829	5823	5793	-	-	1.0 %
Σ_b^-	5818	5815	5821	5816	-	-	0.1 %
Σ_b^{*-}	5885	5836	5834	5840	-	-	0.9 %
Ξ_b^-	5825	5792	5887	5903	5806	5790	1.6 %
Ξ_b^{*-}	5988	-	5943	5931	5980	5959	-
Ω_b^-	6061	6054	6005	5994	6081	6052	1.1 %
Ω_b^{*-}	6127	-	6065	6028	6102	6082	-

جدول ۵-۳۰: گشتاور مغناطیسی باریون های سنگین شامل یک کوارک سنگین با $J = 3/2^+$ بر حسب مگنتون هسته

(μ_n)

باریون	مقادیر محاسبه شده	[89]	[129]	[130]	[104]
Σ_c^{*++}	3.39	3.842	3.560	3.407	3.427
Σ_c^{*0}	-1.14	-0.848	-1.230	-1.146	-1.101
Ξ_c^{*+}	1.06	1.513	1.430	1.264	1.242
Ξ_c^{*0}	-1.079	-0.688	-1.000	-0.986	-1.002
Ω_c^{*0}	-1.041	-0.865	-0.770	-0.833	-0.904
Σ_b^{*+}	3.383	3.234	-	3.082	-
Σ_b^{*-}	-1.823	-1.655	-	-1.634	-
Ξ_b^{*0}	0.801	1.041	-	0.875	-
Ξ_b^{*-}	-1.780	-1.095	-	-1.477	-
Ω_b^{*-}	-1.751	-1.199	-	-1.292	-

۵-۴-۶ مدل پیشنهادی ششم (محاسبه طیف جرمی باریون های سنگین)

در این بخش شکل برهمکنشی تبادل مزونی و تبادل گلوئونی را به طور کامل در نظر گرفته و بدون ساده سازی برهمکنش ها طیف جرمی باریون های سنگین را محاسبه می نماییم.

پتانسیل محدود کننده را به شکل خطی در نظر می گیریم:

$$V(x) = ax^2 + V_0 \quad (۹۶-۵)$$

پتانسیل برهمکنش تبادل مزونی را نیز به شکل زیر در نظر می گیریم:

$$V_\chi(\vec{r}_{ij}) = V_\pi(\vec{r}_{ij}) + V_K(\vec{r}_{ij}) + V_\sigma(\vec{r}_{ij}) \quad , \quad (۹۷-۵)$$

که در آن تبادل مزون پایون، کائون و سیگما وارد شده است. شکل کامل این برهمکنش ها به شکل زیر می باشد [۵۴].

$$V_\pi(r_{ij}) = \frac{g_{ch}^2}{4\pi} \frac{m_\pi^2}{12m_i m_j} \frac{\Lambda_\pi^2}{\Lambda_\pi^2 - m_\pi^2} m_\pi \left[Y(m_\pi r_{ij}) - \frac{\Lambda_\pi^3}{m_\pi^3} Y(\Lambda_\pi r_{ij}) \right] (\vec{\sigma}_i \cdot \vec{\sigma}_j) \sum_{a=1}^3 (\lambda_i^a \cdot \lambda_j^a),$$

$$V_K(r_{ij}) = \frac{g_{ch}^2}{4\pi} \frac{m_K^2}{12m_i m_j} \frac{\Lambda_K^2}{\Lambda_K^2 - m_K^2} m_K \left[Y(m_K r_{ij}) - \frac{\Lambda_K^3}{m_K^3} Y(\Lambda_K r_{ij}) \right] (\vec{\sigma}_i \cdot \vec{\sigma}_j) \sum_{a=4}^7 (\lambda_i^a \cdot \lambda_j^a), \quad (۹۸-۵)$$

$$V_\sigma(r_{ij}) = \frac{g_{ch}^2}{4\pi} \frac{\Lambda_\sigma^2}{\Lambda_\sigma^2 - m_\sigma^2} m_\sigma \left[Y(m_\sigma r_{ij}) - \frac{\Lambda_\sigma^3}{m_\sigma^3} Y(\Lambda_\sigma r_{ij}) \right].$$

که در آن تابع $Y(x)$ تابع یوکاوا، Λ_i پارامتر مربوط به مزون مبادله شده i و g_{ch} ثابت جفت شدگی بین کوارک و مزون مبادله شده می باشد.

پتانسیل تبادل گلوئونی را نیز به شکل زیر در نظر می گیریم:

$$V_{qq}^{OGE}(i, j) = \frac{\alpha_s}{4} \lambda_i^c \cdot \lambda_j^c \times \left[\frac{1}{r_{ij}} - \frac{1}{6m_i m_j} (\sigma_i \cdot \sigma_j) \frac{e^{-r_{ij}/r_0}}{r_{ij} r_0^2} \right]. \quad (99-5)$$

از آنجا که حل معادله سیستم با پتانسیل های برهمکنشی (5-98) مشکل می باشد، این مسئله را به روش عددی حل می نماییم. شکل 5-4 تابع موج بدست آمده برای باریون Σ_c^{++} را نشان می دهد. در این مدل پتانسیل تبادل گلوئونی به شکل برهمکنش اختلالی در نظر گرفته می شود.

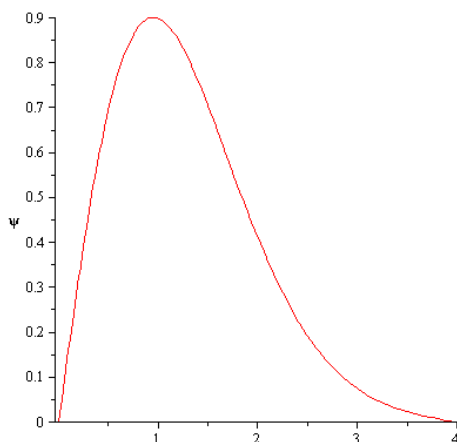
پارامترهای مربوط به پتانسیل های برهمکنشی و جرم کوارک سبک از مرجع [54] و جرم کوارک های سنگین نیز از مرجع [128] گرفته شده است. (جدول 5-31).

جدول 5-31: پارامترهای مربوط به برهمکنش تبدالی

پارامتر	مقدار
$m_u = m_d$	313 MeV
$m_s = m_u + 120$	433 MeV
m_c	1710 MeV
$m_b = 3 m_c$	5050 MeV
a	0.39 fm^{-2}
r_0	0.35 fm
$\Lambda_\pi = \Lambda_\sigma$	4.20 fm^{-1}
Λ_K	5.20 fm^{-1}
$\frac{g_{ch}^2}{4\pi}$	0.54

طیف جرمی بدست آمده برای باریون های شامل یک، دو و سه کوارک سنگین با $J = 1/2^+$ در جداول 5-32 و 5-33 لیست شده و با نتایج مدل های دیگر مقایسه شده اند (نشان دهنده کوارک سبک u و d می باشد). توجه شود که در باریون های شامل یک کوارک سنگین تبادل مزون تنها در محدوده کوارک

های سبک روی می دهد و در صورتی که یکی از کوارک های برهمکنش کننده، کوارک سنگین باشد تنها برهمکنش تبادل گلوئونی وارد می شود.



شکل (۴-۵): تابع موج باریون Σ_c^{++}

جدول ۵-۳۲: طیف جرمی محاسبه شده باریون های شامل یک کوارک سنگین ($U = 1/2$).

باریون	جرم محاسبه شده	جرم تجربی	[89]	[103]	[104]
Σ_c^{++}	2454	2454	2451	2425	2443
Σ_c^0	2454	2454	2471	2460	2477
Ξ_c^+	2559	2468	2485	2512	2530
Ξ_c^0	2559	2471	2494	2529	2548
Ω_c^0	2664	2697	2696	2601	2620
Σ_b^+	5782	5807	5801	5772	-
Σ_b^-	5782	5815	5821	5816	-
Ξ_b^0	5881	5787	5872	5880	-
Ξ_b^-	5881	5792	5887	5903	-
Ω_b^-	5990	6054	6005	5994	-

جدول ۵-۳۳: طیف جرمی محاسبه شده باریون های سنگین شامل دو و سه کوارک سنگین.

باریون	جرم محاسبه شده	[89]	[108]	[109]
Ξ_{cc}^{++}	3583	3579	3510	3730
Ω_{cc}^+	3592	3718	3719	3857
Ω_{ccc}^{++}	4842	4978	4803	-
Ξ_{bb}^0	10284	10339	10130	-
Ω_{bb}^-	10293	10478	10422	-
Ω_{bbb}^{*-}	14810	15118	14569	-
Ω_{cb}^+	6935	6959	6792	-
Ω_{cb}^0	6945	7098	6999	-
Ω_{ccb}^+	8038	8229	8018	-
Ω_{bbc}^0	11363	11609	11280	-

فصل ششم

نتیجه گیری و پیشنهادات

در این رساله با بررسی برهمکنش های بین کوارکی تبادل بوزون گلدستون (تبادل مزون) و تبادل گلوئون، سیستم های هادرونی را مطالعه و بررسی کرده و با بکار گیری روش های تحلیلی و عددی، معادله سیستم را در حد غیر نسبیتی حل نموده و با استفاده از ویژه حالات و ویژه مقادیر انرژی بدست آمده طیف جرمی و گشتاور مغناطیسی هادرون ها را در چند مدل مختلف محاسبه کرده ایم. مقایسه نتایج بدست آمده با مقادیر تجربی و همچنین نتایج بدست آمده توسط دیگر مدل ها نشان می دهد که مدل های معرفی شده در این رساله، با وجود ساده سازی برهمکنش ها، ما را قادر می سازد تا طیف جرمی هادرون ها را با روشی نسبتاً ساده در توافقی نسبتاً خوب با مقادیر تجربی محاسبه نماییم.

مقایسه نتایج بدست آمده توسط مدل های مختلف (شش روش معرفی شده) در این رساله نشان دهنده این مطلب می باشند که الف) در محاسبه طیف جرمی هادرون ها، وابستگی شعاعی برهمکنش های تبدیلی نقش چندانی نداشته و می توان از آن چشم پوشی کرد و ب) می توان برهمکنش های ایزواسپین بین کوارکی را جایگزین برهمکنش های تبادل طعمی کرده و شکل برهمکنش ها را ساده تر کرد.

هر چند مدل های دیگر [۱۰۳-۱۱۱] و [۸۹، ۱۲۹، ۱۳۰] نیز طیف جرمی باریون ها را با دقت خوبی محاسبه نموده اند، ولی مدل های پیشنهادی در این رساله با روشی ساده، معادله سه جسمی باریونی را حل نموده و با ساده سازی برهمکنش های تبدیلی، مطالعه سیستم های هادرونی را ساده تر می سازد.

از آنجا که در این رساله برهمکنش اسپین-مدار در هامیلتونی سیستم وارد نمی شود، بنابراین در محاسبه جرم باریون های حالت برانگیخته که اسپین یکسان ولی اندازه حرکت زاویه ای کل متفاوت دارند، تبهگنی وجود داشته و جرم یکسانی دارند.

در هادرون هایی که حداقل شامل یک کوارک سنگین باشند، برهمکنش تبدیلی بین دو کوارک سبک با برهمکنش بین دو کوارک سنگین (یا یک کوارک سنگین و یک کوارک سبک) متفاوت خواهد بود. در

محدوده کوارک های سنگین برهمکنش های تبادل بوزونی بین کوارک ها صفر خواهد بود و تنها برهمکنش محدود کننده و تبادل گلوئونی مطرح می شوند. در مورد کوارک های سنگین، ایزواسپین مربوط به این کوارک ها صفر می باشد، از طرفی نیز تبادل بوزون گلدستون در این محدوده کوارکی صورت نمی گیرد، بنابراین برای ساده سازی برهمکنش ها، می توان مشخصه ایزواسپین را جایگزین مشخصه طعم کوارک کرد.

مقایسه نتایج بدست آمده از روش های مختلف در این رساله، نشان می دهد که روش های تحلیلی نتایج بهتری را نسبت به روش های وردشی بدست می دهند. ولی در یک نگاه هر سه روش استفاده شده در این کار؛ روش تحلیلی، روش وردشی و روش عددی به خوبی قادر هستند طیف جرمی هادرون ها بویژه باریون ها را توصیف نمایند. و با انتخاب مناسب پارامترهای برهمکنشی و جرم کوارک ها می توان میزان خطا را در محاسبات تا حد کمتر از یک درصد کاهش داد.

در محدوده هادرون های شامل دو و سه کوارک سنگین از آنجا که هیچ مقدار تجربی تا کنون گزارش نشده است، مقایسه نتایج با نتایج حاصله توسط دیگر مدل ها نشانگر میزان دقت مدل استفاده شده می-باشد.

پیشنهادات:

از آنجا که مطالعه و بررسی سیستم های چند کوارکی و مطالعه برهمکنش های داخلی آن ها برای درک و شناخت برهمکنش های هسته ای لازم و ضروری هستند، لذا مطالعه سیستم های باریونی و مزونی در فیزیک هسته ای حائز اهمیت می باشند.

در این رساله به بررسی سیستم های هادرونی در حد غیر نسبیتی پرداخته و طیف جرمی و گشتاور مغناطیسی هادرون ها محاسبه شده است. می توان از روش های معرفی شده در این کار به منظور مطالعه

خواص استاتیکی دیگر هادرون ها از قبیل شعاع باری و همچنین خواص دینامیکی آن ها نیز استفاده کرد. همچنین سیستم های دو نوکلئونی را می توان به شکل یک سیستم شش کوارکی در نظر گرفت که از طریق تبادل مزون و گلوئون برهمکنش می کنند. در اینصورت می توان برهمکنش های نوکلئون-نوکلئون (یا به طور کلی (باریون-باریون) که در فیزیک هسته ای بسیار حائز اهمیت می باشند را نیز مطالعه کرد.

در این رساله از برهمکنش اسپین-مدار در برهمکنش های بین کوارکی صرف نظر شده است. می توان این برهمکنش را نیز به هامیلتونی سیستم اضافه نموده و طیف جرمی حالت های برانگیخته را با میزان خطای کمتری محاسبه نمود.

این کار را نیز می توان به حد نسبیتی بسط داده و به مطالعه سیستم های هادرونی در حد نسبیتی و همچنین شبه نسبیتی پرداخت.

از روش های معرفی شده برای حل معادله شرودینگر نیز می توان در مطالعه سیستم های چند ذره ای در فیزیک اتمی-مولکولی (به طور مثال سیستم های چند الکترونی) استفاده کرد.

پیوست ۱

۱- محاسبه جرم باریون Σ_b^+ در مدل سوم (محیط برنامه نویسی: Maple)

```

> m1 := 330;
                                     m1 := 330
> m2 := 330;
                                     m2 := 330
> m3 := 4980;
                                     m3 := 4980
> mro :=  $\frac{2 \cdot m1 \cdot m2}{m1 + m2}$ ;
                                     mro := 330
> mlanda :=  $\frac{3 \cdot m3 \cdot (m1 + m2)}{2 \cdot m1 + m2 + m3}$ ;
                                     mlanda :=  $\frac{328680}{199}$ 
> miu := evalf( $\frac{2 \cdot mro \cdot mlanda}{mro + mlanda}$ );
                                     miu := 550.092050
> m :=  $\frac{miu}{198}$ ;
                                     m := 2.778242678
>
> a := .73 · 2 · m;
                                     a := 4.056234310
> b := .81 · 2 · m;
                                     b := 4.500753138
> c := 2.12 · 2 · m;
                                     c := 11.7797489
> A := solve( $2 \cdot a \cdot x + b + \frac{c}{x^2} - \frac{30}{4} \cdot \frac{1}{x^3} = 0, x$ );

```

$$A := 0.5273739103 \ 0.2035723746 + 1.065660230i, -1.489313180 \\ 0.2035723746 - 1.065660230i$$

$$> \text{xx} := 0.5273$$

$$\text{xx} := 0.5273$$

$$> E := \frac{1}{2 \cdot m} \cdot \left(\left(a \cdot \text{xx}^2 + b \cdot \text{xx} - \frac{c}{\text{xx}} + \frac{15}{4 \cdot \text{xx}^2} \right) + \left(\frac{1}{2} \cdot \left(2 \cdot a \right. \right. \right. \\ \left. \left. \left. + \frac{-2 \cdot b}{\text{xx}^3} + \frac{6 \cdot 15}{4 \cdot \text{xx}^4} \right) \right)^{\frac{1}{2}} \right) \cdot 198;$$

$$E := 197.819937i$$

$$> Fi := x^{-\frac{5}{2}} \cdot \exp \left(-\frac{1}{2} \cdot \frac{x^2}{\left(\frac{1}{2} \cdot \left(2 \cdot a + \frac{-2 \cdot c}{\text{xx}^3} + \frac{6 \cdot 15}{4 \cdot \text{xx}^4} \right) \right)^{\frac{1}{2}}} \right);$$

$$Fi := \frac{e^{-0.06009281145 x^2}}{x^{5/2}}$$

$$> Sii := \frac{1}{2}; Sjj := \frac{1}{2}; Skk := -\frac{1}{2}; Tii := \frac{1}{2}; Tjj := \frac{1}{2}; Tkk := \frac{0}{2};$$

$$Sii := \frac{1}{2}$$

$$Sjj := \frac{1}{2}$$

$$Skk := -\frac{1}{2}$$

$$Tii := \frac{1}{2}$$

$$Tjj := \frac{1}{2}$$

$$Tkk := 0$$

$$> SiSj := \frac{1}{2} \left((Sii + Sjj) \cdot (Sii + Sjj + 1) - Sii \cdot (Sii + 1) - Sjj \cdot (Sjj + 1) \right. \\ \left. + (Sii + Skk) \cdot (Sii + Skk + 1) - Sii \cdot (Sii + 1) - Skk \cdot (Skk + 1) \right. \\ \left. + (Skk + Sjj) \cdot (Skk + Sjj + 1) - Skk \cdot (Skk + 1) - Sjj \cdot (Sjj + 1) \right);$$

$$SiSj := -\frac{1}{4}$$

$$> TiTj := \frac{1}{2} \left((Tii + Tjj) \cdot ((Tii + Tjj) + 1) - Tii \cdot (Tii + 1) - Tjj \cdot (Tjj \right. \\ \left. + 1) + (Tii + Tkk) \cdot ((Tii + Tkk) + 1) - Tii \cdot (Tii + 1) - Tkk \cdot (Tkk \right. \\ \left. + 1) + ((Tkk + Tjj) \cdot ((Tkk + Tjj) + 1) - Tkk \cdot (Tkk + 1) - Tjj \cdot (Tjj \right. \\ \left. + 1) \right);$$

$$TiTj := \frac{1}{4}$$

$$\begin{aligned} > SiSjTiTj := \frac{1}{4}(((Sii + Sj) \cdot ((Sii + Sj) + 1) - Sii \cdot (Sii + 1) - Sj \\ & \cdot (Sj + 1)) \cdot ((Tii + Tj) \cdot ((Tii + Tj) + 1) - Tii \cdot (Tii + 1) - Tj \\ & \cdot (Tj + 1)) + ((Sii + Sk) \cdot ((Sii + Sk) + 1) - Sii \cdot (Sii + 1) \\ & - Sk \cdot (Sk + 1)) \cdot ((Tii + Tk) \cdot ((Tii + Tk) + 1) - Tii \cdot (Tii + 1) \\ & - Tk \cdot (Tk + 1)) + ((Sk + Sj) \cdot ((Sk + Sj) + 1) - Sk \cdot (Sk + 1) \\ & - Sj \cdot (Sj + 1)) \cdot ((Tk + Tj) \cdot ((Tk + Tj) + 1) - Tk \cdot (Tk + 1) \\ & - Tj \cdot (Tj + 1))); \end{aligned}$$

$$SiSjTiTj := \frac{1}{16}$$

$$\begin{aligned} > \\ > Vss := 67.4 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \cdot \frac{1}{\int(Fi^2 \cdot x^5, x=0.. \infty)} \left(\int \left(Fi^2 \cdot \left((SiSj) \cdot \left(\frac{100}{287 \cdot \pi^2} \right)^3 \right. \right. \right. \\ & \left. \left. \left. \cdot \exp\left(-\frac{x^2}{2.87^2}\right) \right) \cdot x^5, x=0.. \infty \right) \right) \cdot 198; \end{aligned}$$

$$Vss := -17.8764348$$

$$\begin{aligned} > \\ > Vtt := 51.7 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \cdot \frac{1}{\int(Fi^2 \cdot x^5, x=0.. \infty)} \left(\int \left(Fi^2 \cdot \left((TiTj) \cdot \left(\frac{100}{345 \cdot \pi^2} \right)^3 \right. \right. \right. \\ & \left. \left. \left. \cdot \exp\left(-\frac{x^2}{\left(\frac{345}{100}\right)^2}\right) \right) \cdot x^5, x=0.. \infty \right) \right) \cdot 198; \end{aligned}$$

$$Vtt := 8.58638488$$

$$\begin{aligned} > \\ > Vsstt := -106.2 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned} & \cdot \frac{1}{\int(Fi^2 \cdot x^5, x=0.. \infty)} \left(\int \left(Fi^2 \cdot \left((SiSjTiTj) \right. \right. \right. \\ & \left. \left. \left. \cdot \left(\frac{100}{231 \cdot \pi^2} \right)^3 \cdot \exp\left(-\frac{x^2}{2.31^2}\right) \right) \cdot x^5, x=0.. \infty \right) \right) \cdot 198; \end{aligned}$$

$$Vsstt := -11.9687901$$

$$\begin{aligned} > \\ > MN := E + Vtt + Vsstt + Vss + m1 + m2 + m3; \end{aligned}$$

$$MN := 5816.56109$$

۲. محاسبه جرم باریون Ξ_c^{*+} با استفاده از روش وردشی (مدل چهارم)

> $m_{qu} := 330;$

$$m_{qu} := 330$$

> $m_{qs} := 469;$

$$m_{qs} := 469$$

> $m_{qc} := 1600;$

$$m_{qc} := 1600$$

> $a := 4.59;$

$$a := 4.59$$

> $b := 1.61;$

$$b := 1.61$$

> $S_{ii} := \frac{1}{2}; S_j := \frac{1}{2}; S_k := \frac{1}{2}; T_{ii} := \frac{1}{2}; T_j := \frac{0}{2}; T_k := \frac{0}{2};$

$$S_{ii} := \frac{1}{2}$$

$$S_j := \frac{1}{2}$$

$$S_k := \frac{1}{2}$$

$$T_{ii} := \frac{1}{2}$$

$$T_j := 0$$

$$T_k := 0$$

> $S_i S_j := \frac{1}{2}((S_{ii} + S_j) \cdot (S_{ii} + S_j + 1) - S_{ii} \cdot (S_{ii} + 1) - S_j \cdot (S_j + 1) + (S_{ii} + S_k) \cdot (S_{ii} + S_k + 1) - S_{ii} \cdot (S_{ii} + 1) - S_k \cdot (S_k + 1) + (S_k + S_j) \cdot (S_k + S_j + 1) - S_k \cdot (S_k + 1) - S_j \cdot (S_j + 1));$

$$S_i S_j := \frac{3}{4}$$

> $T_i T_j := \frac{1}{2}((T_{ii} + T_j) \cdot ((T_{ii} + T_j) + 1) - T_{ii} \cdot (T_{ii} + 1) - T_j \cdot (T_j + 1) + (T_{ii} + T_k) \cdot ((T_{ii} + T_k) + 1) - T_{ii} \cdot (T_{ii} + 1) - T_k \cdot (T_k + 1) + ((T_k + T_j) \cdot ((T_k + T_j) + 1) - T_k \cdot (T_k + 1) - T_j \cdot (T_j + 1)));$

$$T_i T_j := 0$$

$$\begin{aligned}
> \quad SiSjTiTj := & \frac{1}{4}(((Sii + Sj) \cdot ((Sii + Sj) + 1) - Sii \cdot (Sii + 1) - Sj \\
& \cdot (Sj + 1)) \cdot ((Tii + Tj) \cdot ((Tii + Tj) + 1) - Tii \cdot (Tii + 1) - Tj \\
& \cdot (Tj + 1)) + ((Sii + Sk) \cdot ((Sii + Sk) + 1) - Sii \cdot (Sii + 1) \\
& - Sk \cdot (Sk + 1)) \cdot ((Tii + Tk) \cdot ((Tii + Tk) + 1) - Tii \cdot (Tii + 1) \\
& - Tk \cdot (Tk + 1)) + ((Sk + Sj) \cdot ((Sk + Sj) + 1) - Sk \cdot (Sk + 1) \\
& - Sj \cdot (Sj + 1)) \cdot ((Tk + Tj) \cdot ((Tk + Tj) + 1) - Tk \cdot (Tk + 1) \\
& - Tj \cdot (Tj + 1)));
\end{aligned}$$

$$SiSjTiTj := 0$$

>

$$> \quad solve \left(6 \cdot P - \frac{a \cdot 3}{4} \cdot \left(\frac{\pi}{2} \right)^{\frac{1}{2}} - \frac{b \cdot 15}{16} \cdot \frac{\left(\frac{\pi}{2} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot 1}{P^2} = 0, P \right);$$

$$1.021338860 - 0.1511249368 + 0.5346595130I, -0.1511249368 \\
- 0.5346595130I$$

$$> \quad p := 1.0213;$$

$$p := 1.0213$$

$$> \quad Fi := 2(2)^{\frac{1}{2}} \cdot p^3 \cdot \exp(-p^2 \cdot x^2);$$

$$Fi := 2.130541468\sqrt{2} e^{-1.04305369 x^2}$$

>

$$\begin{aligned}
V_{ss} := & 67.4 \\
& \cdot \frac{1}{\int(Fi^2 \cdot x^5, x = 0 .. \infty)} \left(\int \left(Fi^2 \cdot \left((SiSj) \cdot \left(\frac{100}{287 \cdot \pi^{\frac{1}{2}}} \right)^3 \right. \right. \right. \\
& \left. \left. \left. \cdot \exp\left(-\frac{x^2}{2.87^2}\right) \right) \cdot x^5, x = 0 .. \infty \right) \right) \cdot 198;
\end{aligned}$$

$$V_{ss} := 64.1676960$$

>

$$\begin{aligned}
V_{tt} := & 51.7 \\
& \cdot \frac{1}{\int(Fi^2 \cdot x^5, x = 0 .. \infty)} \left(\int \left(Fi^2 \cdot \left((TiTj) \cdot \left(\frac{100}{345 \cdot \pi^{\frac{1}{2}}} \right)^3 \right. \right. \right. \\
& \left. \left. \left. \cdot \exp\left(-\frac{x^2}{\left(\frac{345}{100}\right)^2}\right) \right) \cdot x^5, x = 0 .. \infty \right) \right) \cdot 198;
\end{aligned}$$

$$V_{tt} := 0.$$

$$\begin{aligned}
 &> V_{sstt} := -10.62 \\
 &\quad \cdot \frac{1}{\int_0^\infty F_i^2 \cdot x^5, x=0.. \infty} \left(\int_0^\infty F_i^2 \cdot \left((S_i S_j T_i T_j) \right. \right. \\
 &\quad \left. \left. \cdot \left(\frac{100}{231 \cdot \pi^{\frac{1}{2}}} \right)^3 \cdot \exp\left(-\frac{x^2}{2 \cdot 31^2}\right) \cdot x^5, x=0.. \infty \right) \right) \cdot 198;
 \end{aligned}$$

$$V_{sstt} := -0.$$

$$\begin{aligned}
 &> E := \left(3 \cdot p^2 - \frac{a \cdot 3}{4} \cdot \left(\frac{3.14}{2} \right)^{\frac{1}{2}} \cdot p + \frac{b \cdot 15}{16} \cdot \frac{\left(\frac{3.14}{2} \right)^{\frac{1}{2}}}{p} \right) \cdot 198; \\
 &\quad E := 113.9772760
 \end{aligned}$$

$$\begin{aligned}
 &> M_p := m_{qu} + m_{qs} + m_{qc} + V_{ss} + V_{tt} + V_{sstt} + E; \\
 &\quad M_p := 2577.14497;
 \end{aligned}$$

مراجع

- [1]. N. Isgur, G. Karl, *Phys. Rev. D* 18, 4187 (1987).
- [2]. S. Capstick, N. Isgur, *Phys. Rev. D* 34, 2809 (1986).
- [3]. M. M. Giannini, *Rep. Prog. Phys.* 54, 453 (1991).
- [4]. L. Ya. Glozman, D. O. Riska, *Phys. Rep. C* 268, 263 (1996).
- [5]. C. Albertus, J. Nieves, J. M. Verde-Velasco, E. Hernandez, *Eur. Phys. J. A* 32 2 (2007).
- [6]. M. Oka and S. Takeuchi, *Phys. Rev. Lett.* 63 17 (1989).
- [7]. A. Faessler, *Acta. Phys. Polon. B*, 29 9 (1998).
- [8]. D. Ebert et al., *Phys. Rev. D* 66, 014008 (2002).
- [9]. D. U. Matrasulov et al., *Eur. Phys. J. A* 14 1 (2002).
- [10]. K. Shimizu, *Rep. Prog. Phys.* 52 1-56 (1989).
- [11]. D. Ebert, R. N. Faustov, and V.O. Galkin, *Phys.Atom. Nucl.*, 72, 1 (2009).
- [12]. K. B. Vijaya Kumar, B. Hanumaiah and S. Pepin, *Eur. Phys. J. A* 19 247-250 (2004).
- [13]. E. Santopinto, *Phys. Rev. C* 72 02220 (2005).
- [14]. Amand Faessler et al., *Phys. Rev. D* 73, 094013 (2006).
- [15]. D. Bartz and Fl. Stancu, *Nucl. Phys. A* 688 915-927 (2001).
- [16]. A. Faessler et al., *J. Phys.* 27 9 (2010).
- [17]. F. D. Adame and A. Rodriguez, *Phys. Lett. A* 198 (1995) 275-278.
- [18]. C. L. Roy, M. Mendez and F. D. Adame, *J. Phys. A: Math. Gen.* 27 (1994) 3539.
- [19]. S. M. Ikhdair, *Phys. Scr.* 83 (2011).
- [20]. G. H. Rawitscher et al, *J. Chem. Phys.* 118 9149 (2003).
- [21]. J. Liao and P. zhuang, *Arxiv: [quant-ph] 0212137* (2003).
- [22]. B. S. Brac, C. Semay and F. Buisseret, *J. Phys. A: Math. Theor.* 42 24 (2009).
- [23]. F. Y. Zou, X. L. Chen and W. Zh. Deng, *Chin. Phys. C* 32 7 (2008).
- [24]. H. Hassanabadi and A. A. Rajabi, *Few. Body. Sys.* 41 (2007) 201-207.
- [25]. A. A. Rajabi, *Few. Body. Sys.* 37 (2005) 197-213.
- [26]. A. A. Rajabi, *Iran. J. Phys. Res.* 5 2 (2005).

- [27]. M. M. Giannini, E. Santopinto, and A. Vassallo, *Arxiv: [nucl-th] 0301017v1* (2003).
- [28]. D. Ebert et al., *Z. Phys. C 76 11* (1997).
- [29]. E. Jenkins, *Phys. Rev. D 55 1* (1997).
- [30]. B. Patel, A. Majethiya and P. C. Vinodkumar, *Pramana J. Phys. 72, 4* (2009).
- [31]. D. J. Griffiths, *Introduction to Elementary Particles* (1942) 269-273.
- [32]. T. Nakano and N. Nishijima, *Prog. Theor. Phys. 10 5* (1953).
- [33]. S. K. Choi et al. [Belle Collaboration], *Phys. Rev. Lett. 94 182002* (2005).
- [34]. S.K. Choi et al., [Belle Collaboration], *Phys. Rev. Lett. 91, 262001* (2003).
- [35]. K. Abe et al. [Belle Collaboration], *Phys. Rev. Lett 98 082001* (2007).
- [36]. SELEX Collaboration, *Phys. Rev. Lett. 93 242001* (2004).
- [37]. Babar Collaboration, *Phys. Rev. Lett 97 222001* (2006).
- [38]. Particle Data Group, *J. Phys. G 37 075021* (2010).
- [39]. R. L. Jaffe, *Phys. Rev. D 15 267* (1977).
- [40]. S. Godfrey and S. L. Olsen, *Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 58 51* (2008).
- [41]. F. Giacosa, *Phys. Rev. D 74, 014028* (2006).
- [42]. L. Maiani, F. Piccinini, A. D. Polosa and V. Riquer, *Phys. Rev. D 72 031502(R)* (2005).
- [43]. L. Maiani, F. Piccinini, A. D. Polosa and V. Riquer, *Phys. Rev. Lett 93 212002* (2004).
- [44]. D. Ebert et al., *Int. J. Mod. Phys. A 13 1091* (1998).
- [45]. D. Ebert, R. N. Faustov and V. O. Galkin, *Phys. Let B 696 241-245* (2011).
- [46]. M. V. Carlucci et al., *Eur. Phys. J. C 57 569* (2008).
- [47]. J. Vijande, F. Fernandez and A. Valcarce, *Phys. Rev. D 73 034002* (2006).
- [48]. V. Koch, *Arxiv: [nucl-th] 9512029* (1995).
- [49]. M. P. Khanna, *Introduction to Particle Physics* (1999) 70-100.
- [50]. K. Huang, *Introduction to Statistical Physics*, London: Taylor & Francis, (2001).
- [51]. L. Ya. Glozman, *Arxiv:[hep-ph] 9510440v3* (1995).
- [52]. L. Ya. Glozman, *Prog.Part.Nucl.Phys. 36* (1996) 275-288.
- [53]. K. Cahill, *Arxiv: [hep-ph] 9901285v1* (1999).
- [54]. A. Valcarce et al, *Phys. Rev. C 72, 025206* (2005).
- [55]. A. de Rujula, H. Georgi, and S.L. Glashow, *Phys. Rev. D 12, 147* (1975).
- [56]. C. Albertus, J. E. Amaro, E. Hernandez, J. Nieves, *Nucl. Phys. A 740* (2004) 333-361.
- [57]. A. Valcarce et al., *Few. Body. Sys. 99* (2008) 1-5.
- [58]. T. Watanabe, M. Oosawa, K. Saito and S. Oryu, *J. Phys. G 36* (2009) 015001.
- [59]. Bhavyashri, et al., *Int. J. Mod. Phys. A 24* (2009) 4209-4220.

- [60]. K. Brouer et al., *Z. Phys. A: Atom. & Nucl.* 320 (1985) 609-612.
- [61]. J. Vijande, F. Fernandez and C. Valcarce, *J. Phys. G* 31 (2005) 481.
- [62]. Bhavyashri et al., *Pram. J. Phys.* 70 1 (2008) 75-85.
- [63]. C. Semay, F. Brau and B. Silvestre-Brac, *Phys. Rev. C* 64 055202 (2001).
- [64]. I. M. Narodetskii, R. Ceuleneer and C. Semay, *J. Phys. G: Nucl. Part.* 18 (1992) 1901-1909.
- [65]. Fl. Stancu, S. Pepin, L. Ya. Glozman, *Phys. Rev. D* 57 (1998) 4393-4396.
- [66]. L. Ya. Glozman, *Nucl. Phys. A* 663 (2000) 103-112.
- [67]. L. Ya. Glozman, *Sur. High. En. Phys.* 14 (1999) 109-125, [*hep-ph*] 9805345v1.
- [68]. L. Ya. Glozman et al, *Phys. Rev. D* 58 094030 (1998).
- [69]. L. A. Blanco, F. Fernandez and A. Valcarce, *Phys. Rev. C* 59 1 (1999).
- [70]. J. Vijande, F. Fernandez and C. Valcarce, *J. Phys. G* 31 (2005) 481.
- [71]. L. Ya. Glozman and D. O. Riska, *Phys. Rept.* 268 (1996) 263-303
- [72]. Fl. Stancu, S. Pepin and L. Ya. Glozman, *Phys.Rev. D* 57 (1998) 4393-4396.
- [73]. J. Vijande and C. Valcarce, *Phys. Lett. B* 677 (2009) 36-38.
- [74]. L. Ya. Glozman, *Prog. Part. Nucl. Phys.* 36 (1996) 275-288.
- [75]. P. Stassart, Fl. Stancu and J. M. Richard, *J. Phys. G* 26 (2000) 397-403.
- [76]. F. Fernandez et al., *J. Phys. G* 19 (1993) 2013.
- [77]. Y. W. Yu, Z. Y. Zhang, P. N. Shen and L. R. Dai, *Phys. Rev. C* 52 (1995) 3393.
- [78]. G. 't Hooft, *Phys. Rev. D* 14 3432 (1976).
- [79]. L. Ya. Glozman, *Phys. Lett. B* 13 539 (2002) 257-265.
- [80]. L. Ya. Glozman and K. Varga, *Phys. Rev. D* 61 (2000) 074008.
- [81]. L. Ya. Glozman et al., *Phys. Rev. C* 57 (1998) 3406.
- [82]. C. Helminen and D. O. Riska, *Nucl. Phys. A* 699 (2002) 624-648.
- [83]. M.M. Giannini, E. Santopinto, and A.Vassallo, *Eur. Phys. J. A* 25 (2005) 241-247.
- [84]. H. Hassanabadi, A. A.Rajabi and S. Zarrinkamar, *Modern Phys Lett A* 23, 7 (2008).
- [85]. A. A. Rajabi, *Iran. J. Phys. Res.* 6 2 (2006).
- [86]. M. M Giannini, E.Santopinto and A. Vassallo, *Prog. Part. Nucl. Phys.* 50 (2003) 263-272.
- [87]. M. M. Gainnini, E.Santopinto and A. Vassallo, *Eur Phys. J. A* 12 447 (2001).
- [88]. A. A. Rajabi and N. Salehi, *Iran. J. Phys. Res.* 8 3 (2008).
- [89]. B. Patel, A. Kumar Rai, P.C. Vinodkumar, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 35, 065001 (2008).
- [90]. N. Salehi and A. A. Rajabi, *Phys. Scr.* 85 055101 (2012).
- [91]. M. Faber de la Ripelle, *Ann. Phys.* 147 281 (1983).
- [92]. M. Znojil, *J. Math Phys.* 31, 108 (1990).

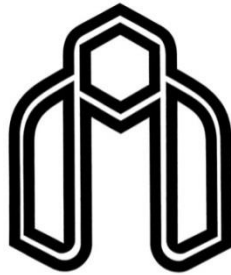
- [93]. R. Bijker, M. M. Giannini, E. Santopinto, *Eur. Phys. J. A* 22, 319 (2004).
- [94]. F. Gürsey and L. A. Radicati, *Phys. Rev. Lett.* 13, 173 (1964).
- [95]. N. Salehi, A.A. Rajabi and Z. Ghalenovi, *Acta. Phys. Pol. B* 42 6 (2011).
- [96]. N. Salehi, A.A. Rajabi and Z. Ghalenovi, *Chin. J. Phys.* 50 1 (2012).
- [97]. [Particle Data Group], *J. Phys. G* 37, 075021 (2010).
- [98]. W. M. Yao et al., *J. Phys. G* 33, 1 (2006).
- [99]. T. Aaltonen et al, *Phys. Rev. Lett* 99 202002 (2007).
- [100]. T. Aaltonen et al, *Phys. Rev. Lett* 99 052002 (2007).
- [101]. T. Aaltonen et al, *Phys. Rev. D* 80 072003 (2009).
- [102]. T. Aaltonen et al, *Arxiv: 1107.4015v1 [hep-ex]* (2011).
- [103]. B. Patel, A. Kumar Rai, P. C. Vinodkumar, *Pramana J. Phys.* 70, 797-804 (2008).
- [104]. B. Patel, A. Kumar Rai, P. C. Vinodkumar, *Arxiv: 0803.0221v1 [hep-ph]* (2008).
- [105]. W. Roberts, Muslema Pervin, *Int. J. Mod. Phys. A* 23 (2008) 2817-2860.
- [106]. M. Karliner, B. Keren-Zur, H. J. Lipkin, J. L. Rosner, *Ann. Phys.* 324 (2009) 2-15.
- [107]. Yu. A. Simonov, J.A. Tjon, J. Weda, *Phys. Rev. D* 65, 094013 (2002).
- [108]. A. P. Martynenko, *Phys. Lett. B* 663 (2008) 317-321.
- [109]. B. Patel et al., *J. Phys. G* 35 (2008) 065001.
- [110]. D. Ebert et al., *Phys. Rev. D* 66 (2002) 014008.
- [111]. C. Albertus, E. Hernandez, J. Nieves, *Phys. Lett. B* 683 21 (2010).
- [112]. H. Hassanabadi, M. Hamzavi, S. Zarrinkamar, A.A.Rajabi, *Few body Syst* 48 (2010) 53-58.
- [113]. Z. Ghalenovi and A.A. Rajabi, *Eur. Phys. J. Plus* 127 141 (2012).
- [114]. B. Patel, A. Majethiya and P.C. Vinodkumar, *Yad. Fiz.* 65, 944 (2002).
- [115]. Z. Ghalenovi, A. A. Rajabi and M. Hamzavi, *Acta. Phys. Pol. B* 42 8 (2011).
- [116]. Z. Ghalenovi et al., *Int. J. Phys. Sci.* 7 10 (2012).
- [117]. J. Eiglsperger, *ArXiv: [hep-ph] 0707.1269v1* (2007).
- [118]. S. Eidelman et al., (Particle Data Group), *Phys. Lett. B* 592 1(2004).
- [119]. T. W. Chiu et al (TWQCD Collaboration), *Phys. Lett. B* 651 (2007) 171–176.
- [120]. N. Devlani, R. A. Kumar, *Nucl. Phys.* 55 544 (2010).
- [121]. J. Vijande, F. Fernandez and A. Valcarce, *Arxiv: [hep-ph] 0411299v2* (2005).
- [122]. I. M. Narodetskii and M. A. Trusov, *Arxiv: [hep-ph] 0104019v2* (2001).
- [123]. Z. Ghalenovi, A.A. Rajabi and M. Hamzavi, *Acta. Phys. Pol. B* 42 8 (2011).
- [124]. Z. Ghalenovi, A.A. Rajabi and A. Tavakolinezhad, *J. Phys. Conf. Ser.* 347 (2012) 012015.
- [125]. Z. Ghalenovi, A.A. Rajabi and A. Tavakolinezhad, *Int. J. Mod. Phys. E* 21 6 (2012).

- [126]. Bhavyashri and K. B. Vijaya Kumar, *Arxiv: [hep-ph] 0811.4308v2 (2008)*.
- [127]. Z. Ghalenovi, et al., *Accepted by Chin. J. Phys. (2013)*.
- [128]. B. Chakrabarti et al., *Acta. Phys. Pol. B 41 1 (2010)*.
- [129]. R. Dhir, R.C. Verma, *Eur. Phys. J. A 42, 243-249 (2009)*.
- [130]. A. Majethiya, B. Patel and P.C. Vinodkumar, *Eur. Phys. J. A 38, 307-315 (2008)*.

Abstract

Considering a perfect model to study the hadron spectrum, in the both of non-relativistic and relativistic limits, has ever been of special importance. Recently several models have been suggested to consider hadronic systems. In this work we consider hadrons as a system containing constituent quarks with an effective confining potential, one gluon exchange interaction and also chiral interaction exchanged by Goldstone bosons. Then by calculating the exchange interactions we study static properties of hadrons such as masses and magnetic moments, and also nucleon-nucleon interactions. We indicate that the spin-flavour (spin-color) structure of Goldstone bosons (gluon exchange) as hyperfine interactions make hadron spectrum splitting.

Key words: Quantum Chromodynamics, Quark Model, Chiral Symmetry, Goldstone Boson Exchange, Gluon Exchange, Hadron Spectrum.



Shahrood University of Technology

Faculty of Physics

Meson and Gluon Exchanges and Calculation of Hadron Spectrum

Zahra Ghalenovi

Supervisor:

Ali Akbar Rajabi

Date: September 2013

