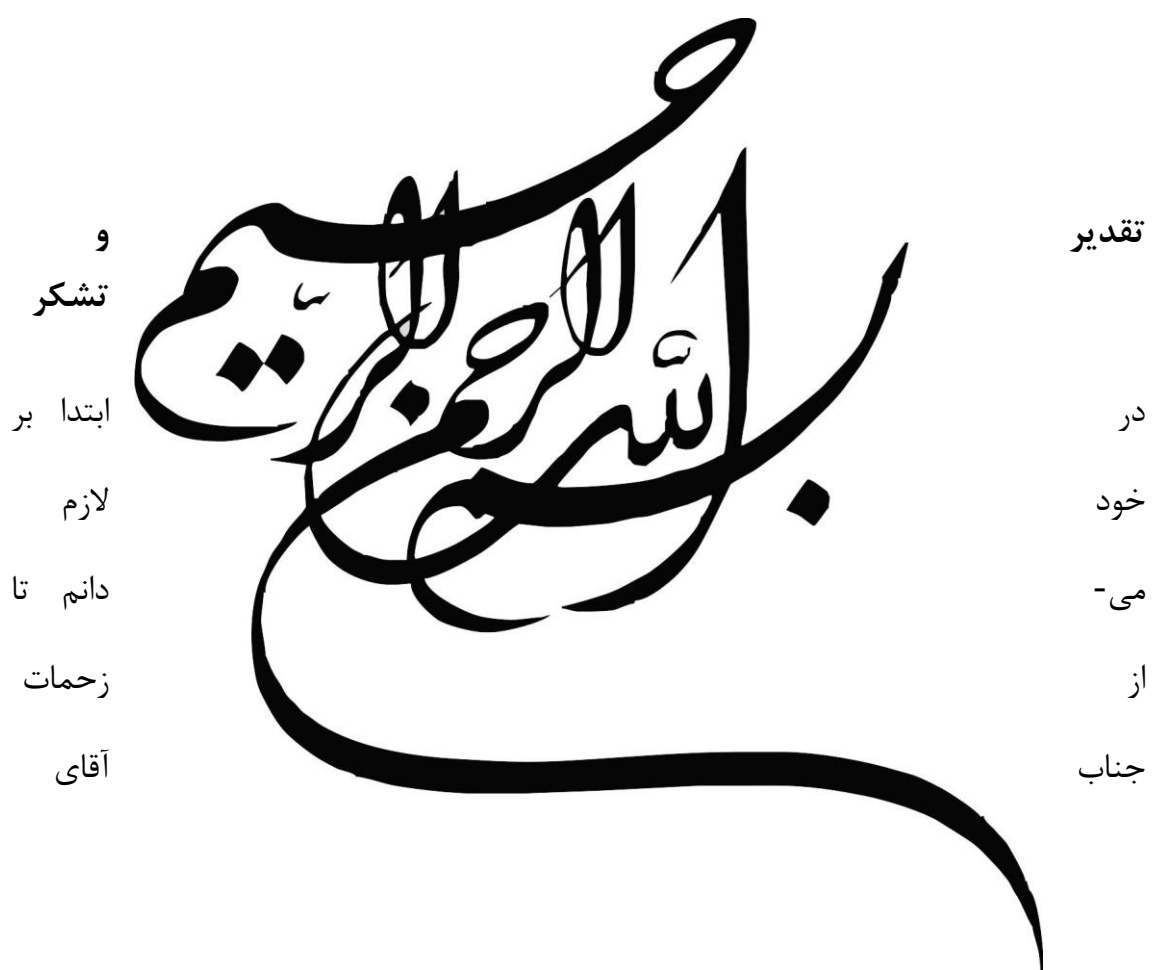




پروفسور رجبی که در طی این مدت علیرغم مشغله زیاد، مشکل گشای راه بودند، کمال تشکر و امتنان را داشته باشم.

همینطور از جناب آقای دکتر حسن آبادی و دکتر شجاعی بخاطر رفتار پر مهر و راهنمایی‌های ارزنده آنها صمیمانه متشکر و ممنونم.

از راهنمایی‌های دوستان عزیزم سرکار خانم حبیب‌نژاد، جناب آقای طایر و آقای عینی در طول این مدت سپاسگذارم.

برای تمامی عزیزان توفیق روزافزون را آرزومندم.

چکیده

از مدل کیسه‌ای برای محاسبه خواص استاتیکی باریون‌های شامل کوارک s ، u و d استفاده می‌شود. جرم‌ها و پارامترهای استاتیکی باریون‌ها با استفاده از مدل کیسه‌ای بدست می‌آید. اثرات انرژی جنبشی کوارک، جرم کوارک شگفت، تبادل گلوئون رنگ در پایینترین مرتبه و انرژی مربوط به نوسانات کوانتومی معین در نظر گرفته می‌شوند. با استفاده از این مکانیزم محدودیت کوارکی از یک مدل کوارکی کلی به مدل کیسه‌ای MIT رهنمون می‌شویم.

هدف این پایان‌نامه مطالعه طیف جرمی باریون‌ها در تقریب مدل کیسه‌ای است. ابتدا با حل معادله دیراک و با در نظر گرفتن پتانسیل رنگ $(-c/R)$ ، تابع موج و انرژی حالت پایه کوارک را بدست می‌آوریم. جرم یک باریون شامل چندین جمله است. $E_v = BV$ و $E_0 = -Z_0/R$ مربوط به نوسانات کوانتومی می‌باشند و تنها به شعاع R وابسته‌اند. B یک ثابت جهانی با ابعاد فشار است. فشار اعمالی توسط میدان‌های گلوئونی روی مرز باریون انرژی حجمی B در واحد حجم (فشار خلأ) به تعادل می‌رسد. Z_0 اثرات سایر جملاتی است که محاسبه آن نسبتاً دشوار است و مقدار آن مثبت یا منفی و از مرتبه یک می‌باشد.

انرژی جنبشی و سکون کوارک‌ها نیز بوسیله جمله E_Q در جرم باریون‌ها وارد می‌شوند. برهم‌کنش‌های گلوئونی شامل تبادلات مغناطیسی رنگ و بخش‌های الکتریکی رنگ هستند، E_M .

پس از تعیین معادله نهایی جرم، از جرم نسبت به شعاع مشتق می‌گیریم تا شعاع تعادل باریون را بدست آوریم. برقراری شرط مرزی در مدل کیسه‌ای مستلزم آن است که فشارهای کوارکی و میدان گلوئونی با فشار خارجی B در روی سطح کیسه در تعادل باشد. می‌توان نشان داد که برای کیسه‌های کروی استاتیک شامل کوارک، شرط مرزی با کمینه کردن $M(R)$ بر حسب شعاع معادل است. پس از یافتن شعاع تعادل با فرض آنکه جرم کوارک‌های u و d برابر باشند رابطه جرم را برای پروتون مقداردهی کرده و مقادیر B و Z_0 را که برای تمام باریون‌ها ثابت است، بدست می‌آوریم. با داشتن این ثابت‌ها و ثابت جفت‌شدگی، جرم سایر باریون‌ها بدست می‌آید.

فهرست مطالب

مقدمه..... ۱

فصل اول

"مقدمه‌ای بر ذرات بنیادی و ساختار باریون"

۱-۱ مقدمه‌ای بر ذرات بنیادی.....	۶
۱-۱-۱ معرفی.....	۶
۲-۱-۱ تاریخچه ذرات بنیادی.....	۷
۲-۱ دیدگاه موجی ذرات.....	۸
۳-۱ ساختار فیزیک ذرات بنیادی.....	۸
۴-۱ تقسیم بندی ذرات ناپایدار.....	۹
۵-۱ خواص ذرات بنیادی.....	۹
۱-۵-۱ جرم ذرات بنیادی.....	۱۰
۲-۵-۱ انرژی ذرات بنیادی.....	۱۰
۶-۱ تقسیم‌بندی ذرات بر اساس مدل کوارکی.....	۱۰
۱-۶-۱ هادرون‌ها.....	۱۱
۱-۶-۱-۱ باریون‌ها.....	۱۲
۲-۶-۱-۲ مزون‌ها.....	۱۵
۲-۶-۱ لپتون‌ها.....	۱۷
۳-۶-۱ ذرات واسطه.....	۱۷
۷-۱ ذرات بنیادی واقعی.....	۱۸
۸-۱ کوارک‌ها.....	۱۸
۱-۸-۱ خواص کوارک‌ها.....	۲۰
۲-۸-۱ جرم کوارک‌ها.....	۲۱
۳-۸-۱ ویژگی کوارک‌ها.....	۲۲

- ۴-۸-۱ رنگ..... ۲۵
- ۵-۸-۱ ترکیبات رنگی کوارکها..... ۳۱
- ۱-۹-۱ چرا باید خلأ کرومودینامیک کوانتومی را مطالعه کرد؟..... ۳۱
- ۲-۹-۱ نظریه الکترومدینامیک کوانتومی در برهمکنش الکترومغناطیسی..... ۳۲
- ۳-۹-۱ کرومودینامیک کوانتومی (QCD)..... ۳۲
- ۱۰-۱ گلوئونها..... ۳۴
- ۱۱-۱ میدان نیروهای رنگی - کوارک گلوئون..... ۳۴
- ۱۲-۱ آیا کوارکها را می توان مشاهده کرد؟..... ۳۵
- ۱۳-۱ نتیجه..... ۳۶

فصل دوم

"معادله دیراک و مدل کیسه ای"

- ۱-۲ حباب های خلأ..... ۳۸
- ۲-۲ مدل کیسه ای..... ۳۹
- ۳-۲ مدل کیسه ای MIT..... ۴۱
- ۴-۲ معادله دیراک..... ۴۵
- ۵-۲ فرم لاگرانژین پیشنهادی..... ۴۵

فصل سوم

"محاسبه جرم باریونی به کمک پتانسیل رنگ"

- ۱-۳ مختصات فوق کروی..... ۵۰
- ۲-۳ محاسبه انرژی حالت پایه کوارکها در سیستم سه ذره ای..... ۵۱
- ۳-۳ محدودیت در کیسه کروی و جمله کازیمیر MIT..... ۵۲
- ۴-۳ تئوری پیمانه ای و مدل کوارکی..... ۵۶
- ۵-۳ انرژی برهمکنش مغناطیسی و الکتریکی..... ۵۹

۶۴.....	۳-۶ محاسبه طیف جرمی هادرون‌ها.....
۶۹.....	۳-۷ محاسبه ثابت‌های B و Z_0 و α_s
۷۲.....	مراجع.....

فهرست شکل‌ها

- ۱-۱ نمایی از ساختار اتم و اجزای آن..... ۶
- ۲-۱ ساختار کوارکی پروتون..... ۱۹
- ۳-۱ نمودار فاینمن مربوط به نابودی زوج..... ۲۲
- ۴-۱ واکنش الکترومغناطیسی با تبدیل فوتون (b) واکنش قوی با تبدیل گلوئون (C) ادامه نمودار b (رنگ کوارکها)..... ۲۳
- ۵-۱ اندرکنش گلوئونها با یکدیگر..... ۲۵
- ۶-۱ پیوند باریون‌ها با نیروی قوی توسط مزون‌ها..... ۳۱
- ۷-۱ نمایش نیروهای وارد شده از یک پروتون به پروتون دوم..... ۳۵
- ۹-۱ ساختار درون اتم..... ۳۶
- ۱-۲ تصویر شماتیکی ساختار نوکلئون: a) مدل کوارک غیرنسبیتی، b) کیسه MIT ، c) کیسه اسکرمیون و d) کیسه کایرال..... ۳۹
- ۲-۲ a) دو فاز مختلف خلأ که توسط مرز کیسه در فضای هادرونی جدا شده‌اند. b) تابش گلوئونی..... ۴۲
- ۳-۱ مختصات ژاکوبی برای سه ذره..... ۵۰
- ۲-۳ نمودار برهم کنش سه جسم..... ۵۱
- ۳-۳ انرژی تبادل مغناطیسی گلوئون برای دو کوارک بعنوان تابعی از mR ۶۹

فهرست جدول‌ها

مقدمه: کوارک‌ها و خواص آنها.....	۴
۱-۱ چهار نیروی اصلی و بنیادی در طبیعت.....	۷
۱-۲ ویژگی‌های باریونها با اسپین $(1/2)$	۱۳
۱-۳ ویژگی‌های باریون‌ها با اسپین $(3/2)$	۱۴
۱-۴ ویژگی‌های مزونها با اسپین صفر.....	۱۶
۱-۵ ویژگی‌های مزون‌ها با اسپین یک.....	۱۶
۱-۶ ویژگی‌های لپتون‌ها با اسپین $1/2$	۱۷
۱-۷ ویژگی‌های ذرات واسطه.....	۱۸
۱-۸ فهرست طعم‌های شناخته شده.....	۱۹
۱-۹ برخی از اعداد کوانتومی کوارک‌ها.....	۲۰
۳-۱ پارامترهایی که انرژی الکتروستاتیکی و مغناطوستاتیکی گلوئون مربوط به هادرون‌های سبک را مشخص می‌کنند.....	۶۸
۳-۲ مقایسه نتایج نهایی با جرم‌های تجربی (M_{exp}) و جرم کیسه (M_{bag}).....	۷۱

مقدمه:

راترفورد در سال ۱۹۱۱ نظریه‌ای برای اتم ارائه داد. طرح راترفورد این بود که هر اتم دارای یک مغز یا هسته است. این هسته دارای بار الکتریکی مثبت است و جرم آن عمده جرم اتم را تشکیل می‌دهد. در سال ۱۹۱۲ یک سال پس از آن که مدل اتمی راترفورد ارائه شد، نیلز بوهر فیزیکدان دانمارکی در منچستر نظریه اتمی فوق العاده قدرتمند خود را مطرح کرد. مدل بوهر جانشین مدل راترفورد شد. پژوهش‌های دیگری نیز که در پایان قرن نوزدهم انجام گرفته بود مدل اتمی بوهر را تأیید می‌کرد.

در سال ۱۹۰۰ پلانک عنوان کرده بود که تشعشع نه به صورت جریانی پیوسته بلکه در قالب پیمانه‌ها یا کوانتوم‌های مجزایی از انرژی است. این امر در سال ۱۹۰۵ نیز مورد تأیید اینشتین نیز قرار گرفت که خودش سرگرم تجزیه و تحلیل پدیده فتوالکتریک بود که در آن در اثر تابش امواج کوتاه ماوراء بنفش بر یک سطح فلزی الکترون آزاد می‌شد.

مسئله‌ای که اینشتین پیش روی داشت این بود که انرژی الکترون‌ها به شدت نور ماوراء بنفش بستگی نداشت، اما به طول موج آن بستگی داشت. این دقیقاً همان نتیجه‌ای است که اگر نور به صورت کوانتومی یعنی در پیمانه‌های مجزای انرژی باشد انتظار می‌رود.

کار روی جزئیات نظریه کوانتوم - نظریه مربوط به پیمانه‌های مجزای موج انرژی - به وسیله چند فیزیکدان ریاضی انجام گرفت که برجسته‌ترین آنها لوئی دوبروی و اروین شرودینگر و پل دیراک و ورنر هایزنبرگ بودند [۱۶].

نظریه اتم بوهر همچنین می‌توانست زمینه‌ای نظری برای جدول تناوبی عناصر شیمیایی فراهم آورد، که آن را نخستین بار شیمیدانی روسی به نام دیمیتری مندلیف در سال ۱۸۹۰ ترسیم کرده بود. توضیح جدول مندلیف توجه را به هسته جلب کرد که راترفورد قبلاً نشان داده بود که بسیار کوچک و در واقع حدود ده هزار بار کوچکتر از خود اتم است. در سال ۱۹۱۹ راترفورد اتم نیتروژن را با ذرات آلفا بمباران کرد و هسته آن را از هم پاشید. حاصل این فروپاشی ذراتی با بار مثبت بود که پروتون نام گرفتند.

تحقیقاتی که تا سال ۱۹۲۰ انجام پذیرفت چنین نتیجه‌ای در برداشت که اتم یقیناً دارای اجزاء کوچکتری است.

گام بعدی در جهت کشف ساختمان هسته در سال ۱۹۳۲ برداشته شد که عضو دیگری از گروه پژوهشی راترفورد به نام جیمز چادویک نوترون را کشف کرد که ذره ای در هسته بود با جرمی به زیادی جرم پروتون ولی فاقد بار الکتریکی. در سال ۱۹۲۸ پل دیراک از دیدگاهی نظری به این نتیجه رسیده بود که انتشار ذرات بتا فقط در صورتی قابل توضیح است که یک ذره زیر اتمی جدید درست در لحظه ای که ذره بتا هسته را ترک می‌گوید به وجود آید. در سال ۱۹۳۲ کارل/ اندرسون در انستیتو تکنولوژی کالیفرنیا دقیقاً همین ذره را مشاهده کرد و آن را پوزیترون نامید [۱]. با این حال تولید ذره بتا هنوز با مسائلی همراه بود که تا سال ۱۹۳۴ حل نشد. در این سال یک فیزیکدان ایتالیایی به نام /نریکو فرمی با استفاده از ذره‌ای موسوم به نوترینو توضیح کاملی ارائه داد.

نظریه فرمی در مورد تولید ذره بتا منشأ نظرات تازه دیگری شد، اما سؤالاتی نیز مطرح کرد. به ویژه این که پروتون‌ها و نوترون‌ها چگونه در هسته در کنار هم می‌مانند. در سال ۱۹۳۵ یک فیزیکدان ژاپنی به نام هیدکی یوکاوا/ با استفاده از ذره‌ای دیگر توضیحی ارائه داد. این ذره که مزون نام داشت در درون هسته مثل نوعی چسب عمل می‌کرد و نیروی لازم را فراهم می‌آورد.

در اواخر قرن بیستم در حدود ۶۲ ذره کشف گردید که پروتون و نوترون سبکترین ذرات در بیناب حالت‌های فرمیونی بر هم کنش قوی به نام باریون‌ها هستند و به همین نسبت یک رشته متعدد از بوزون‌هایی که سخت با هم اندرکنش می‌کنند، مزون‌ها هستند که پیون سبکترین آنهاست. مجموع باریون‌ها و مزون‌ها را هادرون می‌نامیم. اما کوارک‌ها ذرات تشکیل دهنده باریون‌ها و مزون‌ها هستند که در شش نوع مختلف یافت می‌شوند. البته ذرات دیگری مثل الکترون و نوترینو هستند که از کوارک تشکیل نمی‌شوند و دسته دیگری از ذرات به نام لپتون‌ها هستند. در حقیقت پیون، پروتون، نوترون و ... تکه‌ها و ذرات نهایی نیستند، بلکه کوارک‌ها آنها را به هسته‌ها و اتم‌ها که حالت مقید ساختارشان می‌باشد، پیوند می‌دهد. نوترینو (۷) منحصراً در برهم کنش‌های ضعیف وارد می‌شود، اما الکترون در برهم کنش‌های الکترومغناطیسی نیز شرکت می‌کند. یک چارچوب نظری لازم بود که این مفاهیم را به یک طرح محاسباتی کمی تبدیل کند. طبیعی است که این چارچوب نظری نمی‌توانست معادله شرودینگر باشد. زیرا معادله شرودینگر آفرینش و فناي ذراتی را که درواپاشی نوترون مشاهده می‌شود نمی‌تواند پیش‌بینی کند و همچنین ذرات فوق‌العاده نسبیتی را نمی‌تواند توصیف کند.

در واقع با کشف نوترینوها و مزون‌ها نظریه اتم و اجزای تشکیل‌دهنده آن از میانه دهه ۱۹۵۰ وارد مرحله جدید و پیچیده‌ای شد و ذرات هسته‌ای جدید تکثیر پیدا کردند. فیزیکدانان هسته‌ای همچنان به دنبال واحدهای بنیادی‌ترند. با بمباران کردن پروتون توسط برخی از لپتون‌ها تا حدودی ساختار پروتون مشخص شد. با توجه به این آزمایشات معلوم گردید که پروتون و نوترون خود ذراتی بنیادی نیستند، اما از ذرات بنیادی به نام پارتون که نامی است کلی برای ذرات تشکیل‌دهنده نوکلئون‌ها، ساخته شده‌اند [۲].

دو نکته در مورد پارتون‌ها مهم است:

۱- بطور نظری پیشنهاد می‌شود که ذرات الکتریکی خنثی که گلوئون نامیده می‌شوند، ذراتی بدون جرم هستند.

۲- ذرات فرمیونی با اسپین ۱/۲ که هر کدام دارای بار الکتریکی هستند را کوارک می‌نامیم. تا این که در اواخر دهه ۱۹۶۰ بیورکن با پراکندگی کاملاً غیرالاستیک دریافت که پروتون دارای اجزا می‌باشد. بعد از آن کالان و گروس دریافتند که نوکلئون‌ها از اجزای نقطه‌ای با اسپین ۱/۲ ساخته شده‌است. براین اساس پروتون دارای ساختار داخلی است و از کوارک‌ها (ذرات با بار الکتریکی) و گلوئون‌ها (ذرات بدون بار الکتریکی) تشکیل شده‌اند.

در سال ۱۹۶۴ ژرمان وجود یک سه‌تایه ($su(3)$) را از ذراتی فرضی که بتوان تمام هادرون‌ها را از آنها ساخت پیشنهاد کرد. گلמן این ذرات را کوارک نامید. در آن زمان فرض نمود که کوارک‌ها دارای سه طعم u , d و s و دارای اسپین ۱/۲ هستند [۳].

علاوه بر سه کوارک فوق، کوارک c نیز پیش‌بینی شد. نخستین شواهد برای وجود باریون‌های دارای کوارک c در سال ۱۹۷۵ پیدا شد و نخستین مزون‌های دارای کوارک c در سال ۱۹۷۶ پیدا شد [۴]. ولی داستان کوارک‌ها به همین جا خاتمه نمی‌یابد. زیرا در سال ۱۹۷۵ یک مزون سنگین (اپسیلون) کشف شد و به سرعت کوارک پنجم b شناخته شد [۵].

جدول مقدمه: کوارک‌ها و خواص آنها

طعم کوارک	بارالکتریکی (q/e)	جرم (MeV/c^2)	ایزواسپین (I)	I_3
u	$2/3$	4.2	$1/2$	$1/2$
d	$-1/3$	7.5	$1/2$	$-1/2$
s	$-1/3$	150	0	0
c	$2/3$	1100	0	0
b	$-1/3$	4200	0	0
t	$2/3$	>23000	0	0

کوارک واژه‌ای آلمانی است و به معنی هیچ می‌باشد. هنوز هیچ کوارکی مشاهده نشده است، ولی شواهدی از مری گلمان و دیگران در ایالات متحده نشان می‌دهد که به زودی ممکن است نظریه مجسم‌تری در مورد هسته اتم ارائه شود و با نظرات اخیر درباره جاذبه ارتباط پیدا کند و لذا با یک نظریه میدان، جهان کوچک هسته و جهان را در بزرگترین مقیاس در بر بگیرد.

فصل اول

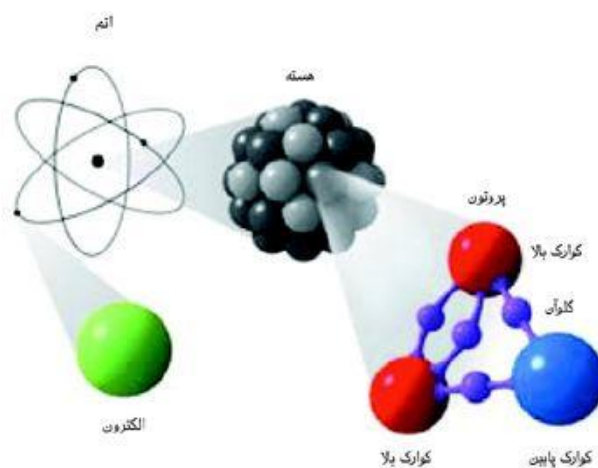
مقدمه‌ای بر ذرات بنیادی و ساختار باریون

- ✚ معرفی
- ✚ تاریخچه ذرات بنیادی
- ✚ بررسی ساختمان ذرات بنیادی
- ✚ دیدگاه موجی ذرات
- ✚ تقسیم بندی ذرات ناپایدار
- ✚ خواص ذرات بنیادی
- ✚ تقسیم بندی ذرات بر اساس مدل کوارکی
- ✚ ذرات بنیادی واقعی
- ✚ کوارک‌ها
- ✚ کرومودینامیک کوانتومی
- ✚ گلوئون‌ها
- ✚ میدان نیروهای رنگی-کوارک گلوئون
- ✚ نتیجه

۱-۱ مقدمه‌ای بر ذرات بنیادی

۱-۱-۱ معرفی

مدت زیادی این طور تصور می شد که پروتون‌ها و نوترون‌ها ذرات بنیادی هستند و بنابراین گمان می‌رفت مثل تقسیم الکترون دیگر قابل تقسیم نبوده و دارای یک ساختار داخلی نیستند. مدت زیادی نگذشته که ثابت شده تمامی مواد از مولکول‌ها، مولکول‌ها هم از اتم‌ها، اتم‌ها از هسته‌ها و الکترون‌ها و همچنین هسته‌ها از پروتون‌ها و نوترون‌ها تشکیل شده‌اند. اما پروتون‌ها و نوترون‌ها و الکترون‌ها از چه چیزی ترکیب یافته‌اند؟ این ذرات، ذرات بنیادی یعنی ذرات غیرقابل تجزیه نام دارند. امروزه می‌دانیم که نوکلئون‌ها یا به عبارت دیگر پروتون‌ها و نوترون‌ها خود از ذرات کوچکتری ساخته شده‌اند که کوارک [۱] نامیده می‌شوند.



شکل ۱-۱ نمایی از ساختار اتم و اجزای آن

جهان مادی از ذرات بنیادی تشکیل شده است. این ذرات توسط نیروهای گرانشی، الکترومغناطیسی و هسته‌ای به هم پیوند یافته‌اند. چهار نیروی اصلی و بنیادی در طبیعت را به صورت مختصر در جدول زیر معرفی می‌نمائیم.

جدول ۱-۱ چهار نیروی اصلی و بنیادی در طبیعت [۶]

ذره واسطه	تئوری	قدرت	نیرو
گلوئون	کرومودینامیک	10	قوی
فوتون	الکترو دینامیک	10^{-2}	الکترومغناطیسی
$Z^0, W^\pm$	دینامیک طعم	10^{-13}	ضعیف
گراویتون	گرانش	10^{-42}	گرانش

اجسام، بدن انسان، ستارگان و .. سیستم‌هایی متشکل از ذرات بنیادی هستند که از نظر تعداد و نحوه جفت و جور شدن با هم تفاوت دارند. فیزیک ذرات بنیادی درک عمیق‌تر و دید بالایی را در مورد ساختمان و تکامل اجسام منفرد مانند اتم‌ها، مولکول‌ها، بلورها، سیارات، ستارگان، منظومه‌های ستاره‌ای و کل جهان ارائه می‌دهد. برای همین مطالعه ذرات بنیادی برای فیزیک معاصر و بخصوص اختر فیزیک و کیهان‌شناسی اهمیت اساسی دارد.

۱-۲ تاریخچه ذرات بنیادی

در اواخر قرن بیستم دانشمندان درباره ساختمان پنهانی ذرات بنیادی به یک مطالعه سیستماتیک و مداوم پرداختند. این مطالعه ابتدا از نوکلئون‌ها (اجزای هسته) یعنی پروتون‌ها و نوترون‌ها شروع شد. عموماً در فیزیک هسته‌ای این کار می‌توانست در دو خط اصلی ادامه یابد.

(۱) بررسی پدیده‌های شامل ذرات بنیادی با فیزیک هسته‌ای:

کوشش برای شکستن یا خرد کردن یک ذره بنیادی در صورت امکان و تبدیل آن به اجزا تشکیل دهنده‌اش، اگر اجزا تشکیل دهنده‌ای داشته باشد. برای این منظور ذرات مشابه دیگر را با سرعت‌های حتی المقدور نزدیک به سرعت نور شتاب داده و این گلوله‌های شتاب دار را به ذرات بنیادی موجود در اتم‌های دیگر برخورد می‌دهند. برای مثال برای بمباران هیدروژن یونیزه شده (یعنی پروتون) از پروتون‌های شتابدار یا برای بمباران پروتون و ذرات آلفا از پروتون و ذرات آلفای دیگر استفاده می‌کنند.

انرژی لازم برای این عمل فقط می‌تواند به کمک شتابدهنده‌های قوی ذرات باردار فراهم شود. تولید ذرات باردار شتابدار برای دسترسی به انرژی‌های دهها میلیون و بالاخره دهها هزار میلیون الکترون ولت زمانی یک کار بزرگ تلقی می‌شد.

۲) بررسی ساختمان ذرات بنیادی:

این روش بر اساس پدیده آشنای نوری می‌باشد. هر چه ماده مورد مشاهده کوچکتر باشد طول موج نور تابانده شده به این ماده بایستی کوتاه‌تر گردد. اگر طول موج نور از طول جسم بزرگ‌تر باشد موج به آسانی از اطراف جسم عبور کرده و چیزی دیده نمی‌شود و اگر از طول جسم کوچک‌تر باشد، موج منعکس شده (بازتاب نور) و جسم روشن شده و قابل رؤیت می‌گردد .

۲-۱ دیدگاه موجی ذرات

دوبروی کشف کرد که هر چه ذرات سریع‌تر حرکت کنند خواص موجی بیشتری از خود نشان می‌دهد. پس از این کشف تهیه نوعی میکروسکوپ الکترونی ممکن گردید که در آنها الکترون با انرژی ۱۰۰ کیلو ولت شتاب داده می‌شد.

مطابق نظریه دوبروی هرچه ذره سنگین‌تر بوده و سریع‌تر حرکت کند، طول موج معادل آن کوتاه‌تر خواهد بود. این مطالب نشان می‌دهد اگر الکترونی تا انرژی چند صد میلیون الکترون ولت شتاب داده شود طول موجش آنقدر کوچک می‌شود که متناسب با اندازه ذرات هسته‌ای شده و می‌تواند برای بررسی ساختمان هسته اتمی بکار رود.

۳-۱ ساختار فیزیک ذرات بنیادی

از بازتاب و پخش این فیزیک امواج برای اندازه‌گیری ذرات داخل هسته استفاده می‌شود. اگر الکترونی تا انرژی یک یا دو هزار مگاالکترون ولت شتاب یابد، طول موج الکترون چندین مرتبه کوچک‌تر از قطر ذرات هسته‌ای می‌شود. این فیزیک امواج تحقیق ساختمان پروتون‌ها و نوترون‌ها را ممکن می‌سازد. ذرات جدید اتمی رفته رفته توسط دانشمندان اتمی، یکی پس از دیگری کشف گردید.

انرژی معادل با یک میلیون الکترون ولت موجب کشف الکترون مثبتی به نام پوزیترون شد. شتاب‌دهنده‌هایی با صدها میلیون الکترون ولت تهیه مصنوعی مزون‌ها را ممکن ساخت. مزون‌ها اولین بار در پرتوهای کیهانی کشف شدند. توسعه شتاب‌دهنده‌های با انرژی بسیار زیاد موجب کشف ضد ذرات گردید. ضد ذرات تشکیل‌دهندگان اصلی ضد ماده می باشد که عمده‌ترین آنها عبارتند از: ضد پروتون، ضد نوترون و غیره.

بسیاری از ذرات کشف شده، ذرات ناپایدارند. آنها پس از یک دوره زمانی بسیار کوتاه تجزیه شده و به تعدادی ذرات کوچکتر و پایدارتر تبدیل می شوند، این ذرات کوچکتر پایدارتر شامل الکترون‌ها، نوترون‌ها، اشعه گاما و یا نوترینوها می باشند.

ذرات ناپایدار ممکن است به ضد ذرات معادل خود که اصولاً پایدارترند، تبدیل می گردند. همان‌گونه تا بحال معلوم شده هیچ‌یک از ذرات بنیادی شناخته شده نمی توانند به اجزاء کوچکتر شکسته شوند. آنها همگی به نام ذرات بنیادی معرفی شده‌اند و به همین دلیل نشان می دهد که ساختمانی ندارند.

۱-۴ تقسیم بندی ذرات ناپایدار

ذرات ناپایدار به دو گروه به صورت زیر تقسیم می شوند:

- ۱) دسته‌ای از آن شامل ذرات سنگین‌تر از الکترون ولی سبک‌تر از پروتون است که مزون^۱ نام دارند .
- ۲) گروه دیگر شامل ذرات سنگین‌تر از پروتون است که هایپرون^۲ خوانده می شوند. هایپرون‌ها فقط به ذرات هسته ای از جمله پروتون‌ها و نوترون‌ها تجزیه می شوند.

۱-۵ خواص ذرات بنیادی

مهمترین ویژگی ذرات بنیادی آنست که این ذرات بطور تجربی دیده نمی‌شوند. در ادامه اشاره کوتاهی به جرم و انرژی ذرات بنیادی خواهیم داشت.

¹ Meson

² Hyperon

۱-۵-۱ جرم ذرات بنیادی

جرم ذرات بنیادی بسیار کوچک است، از اینرو آنها را می‌توان تا سرعت بالایی رساند. مانند فوتون‌ها که بدون جرم بوده و بالاترین سرعت ممکن (سرعت نور) را دارا هستند. سبک‌ترین ذره با جرم غیرصفر الکترون است که اغلب به عنوان واحدی برای سنجش جرم سایر ذرات به کار می‌برند.

۱-۵-۲ انرژی ذرات بنیادی

انرژی به سبب تغییرپذیری زیادش بر کل جهان حاکم است که ساختمان فضایی، تکامل زمانی تمام سیستم‌ها از ذرات بنیادی گرفته تا خوشه‌های کهکشانی را تعیین می‌کند. این تنوع انرژی به چند برهم‌کنش محدود بین ذرات بنیادی می‌تواند تقلیل یابد.

ذرات بنیادی واحدهای اساسی برای ساختمان جهان می‌باشند و بر اساس جرم در حال سکونشان به باریونها (ذرات سنگین)، لپتونها (ذرات سبک) و مزونها (ذرات میان وزن) طبقه‌بندی می‌شوند. در چگالی‌های زیاد ذرات ناپایدار (نوترون، هایپرون‌ها، مزون‌ها) پایدار می‌شوند و نیز ذرات پایدار (الکترون و پروتون) می‌توانند در اثر برخوردهای متقابل با ذرات خود نابود شوند. چنانچه واحدهای اساسی پایدار (ذرات بنیادی پایدار)، دارای وجود تضمین شده‌ای نباشند، هیچ چیز در جهان مادی وجود تضمین شده‌ای نخواهد داشت.

۱-۶ تقسیم‌بندی ذرات بر اساس مدل کوارکی

براساس مدل کوارکی، ذرات را از نظر ساختار به سه دسته تقسیم می‌کنیم.
الف) ذراتی که دارای ساختار داخلی می‌باشند که به آنها هادرون می‌گوییم.
ب) ذراتی که دارای ساختار داخلی نمی‌باشند که به آنها لپتون‌ها می‌گوییم.
ج) ذرات واسطه

۱-۶-۱ هادرون‌ها^۱

هادرون‌ها را به معنای درست کلمه نمی توان جز ذرات بنیادی به شمار آورد. آنها ساختار درونی پیچیده‌ای دارند و مانند هسته‌های اتمی دستگاه‌های مقید و متشکل از ذرات به راستی بنیادی یا اساسی‌اند و ذرات زیراتمی هستند که از فرمیون‌هایی چون کوارک و آنتی کوارک و بوزون‌هایی چون گلوئون تشکیل شده‌اند. این ذرات نیروی قوی هسته‌ای اعمال می‌کنند. هادرون‌ها ذراتی هستند که دارای ساختار داخلی می‌باشند و به دو گروه باریون‌ها و مزون‌ها تقسیم می‌شوند.

هادرون‌ها مانند دیگر ذرات دارای عدد کوانتومی هستند. هادرون‌ها حقیقتاً بنیادی نیستند، بلکه از کوارک‌ها با آرایش‌های گوناگون تشکیل شده‌اند. این ذرات ممکن است در دما یا فشار بسیار پایین خود به خود از بین بروند. تعداد خیلی زیادی از هادرون‌ها کشف شده و گروه‌بندی آنها در رده‌ها و خانواده‌های مختلف ثبت شده است و طبیعت بنیادی آنها را مبهم جلوه می‌دهد. مدل کوارکی ساختار هادرون‌ها، گروه‌بندی هادرون‌ها را در خانواده و طبیعت و ساختار این خانواده‌ها و هم‌چنین دیگر خواص ساده هادرون‌ها را بطور خیلی طبیعی توضیح می‌دهد.

در اصل مدل کوارکی هادرون‌ها باید شامل هر شش طعم متفاوت کوارک‌ها باشد. در این صورت ممکن است تصویر پیچیده‌ای از تعداد زیادی از هادرون‌هایی که می‌توانند به وسیله این شش نوع کوارک و پادکوارک آنها ساخته می‌شوند، داشته باشیم. خوشبختانه کوارک‌های b و c نسبت به کوارک‌های s و d و u سنگین می‌باشند و عمدتاً در هادرون‌های سنگین اهمیت دارند. در واقع به دلیل این که انرژی زیادی برای آنها لازم است، باریون‌هایی با یک یا تعداد زیادی از کوارک‌های c و b به ندرت به صورت آزمایشگاهی دیده می‌شوند. به همین ترتیب تا حالا هیچ هادرونی که شامل کوارک t باشد گزارش نشده است. برای اغلب هادرون‌های شناخته شده به ویژه آنهایی که در فیزیک هسته‌ای مورد مطالعه قرار می‌گیرند تنها کوارک‌های سبک s و d و u و پادکوارک آنها به کار می‌روند. برای فهم هادرون‌های با انرژی پایین مناسب است که این مدل را شامل این سه کوارک سبک و پاد آنها در نظر بگیریم.

هادرون‌ها به دو گروه باریون‌ها و مزون‌ها تقسیم می‌شوند.

^۱ Hadrons

۱-۶-۱-۱ باریون‌ها^۱

باریون‌ها ذرات سنگین با برهم‌کنش قوی و اسپین نیمه صحیح هستند. سبک‌ترین اعضای آنها پروتون و نوترون هستند. باریون‌ها را می‌توان به صورت حالت‌های مقید سه کوارک در نظر گرفت. چون اسپین کوارک‌ها $1/2$ می‌باشد، بنابراین اسپین کل باریون‌ها برابر با $1/2$ و $3/2$ خواهد بود. براساس اسپین کل باریون‌ها می‌توان در دو گروه مهم دسته‌بندی نمود.

الف) باریون‌های با اسپین $1/2$

ب) باریون‌های با اسپین $3/2$

همه باریون‌ها با ترکیب سه کوارک بیان می‌شوند. جرم کوارک‌ها در هادرون‌ها را نمی‌توان مستقیماً مشخص نمود، زیرا انرژی بستگی کوارک‌ها در هادرون‌ها آن‌چنان قوی است که ممکن است از کل انرژی سکون مشاهده شده باریون در مقایسه با انرژی سکون کوارک‌های سازنده آن کوچک باشد. باریون‌ها توسط جرم و مقادیرهای J^P و B و I و I_3 مشخص می‌شوند که در آن J^P اندازه حرکت زاویه-ای کل و B عدد باریونی است، که به باریون‌ها عدد باریونی $B=+1$ و پادباریون‌ها عدد باریونی $B=-1$ و به تمام ذرات دیگر مزون‌ها، لپتون‌ها و ذرات واسطه $B=0$ را نسبت می‌دهند.

اما مشخصه دیگر باریون‌ها، ایزواسپین^۲ می‌باشد. این ویژگی از آن‌جا ناشی می‌شود که هادرون‌ها با خواص مشابه و جرم‌های تقریباً مساوی به چند تاییه‌های ایزواسپینی به صورت (p, n) و (π^+, π^0, π^-) تقسیم‌بندی می‌شوند. از ایزواسپین به عنوان راهی برای برچسب‌زنی اعضای چندتاییه استفاده می‌کنیم. هم‌چنین کوارک‌های u و d که جرم تقریباً یکسانی دارند را می‌توان به عنوان یک دوتاییه ایزواسپینی در نظر گرفت. کمیت دیگری که برای معرفی هادرون‌ها در نظر می‌گیریم I_3 می‌باشد که مولفه سوم ایزواسپین است. این کمیت را می‌توانیم به صورت زیر تعریف کنیم:

$$I_3 = \frac{Q}{e} - \frac{\bar{Q}}{e} \quad (1.1)$$

^۱Baryon

^۲Isospin

که در آن Q بارالکتریکی یک ذره و $\bar{Q}$ بارمتوسط چندتایه می‌باشد و از جمع بستن تمام بارها و تقسیم کردن به تعداد ذرات به دست می‌آید. بنابراین برای پروتون $I_3=+1/2$ و برای نوترون $I_3=-1/2$ به همین ترتیب برای چندتایه Δ داریم $Q/e=1/2$ و ذرات مربوط به صورت زیر مشخص می‌شوند:

$$I_3(\Delta^{++}) = +\frac{3}{2} \quad I_3(\Delta^+) = +\frac{1}{2} \quad (2.1)$$

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

باریون‌ها، فرمیون‌هایی با برهم‌کنش قوی هستند. یعنی آنها نیروی قوی هسته‌ای را تحمل می‌کنند و توسط آمار فرمی-دیراک توضیح داده می‌شوند، که برای تمامی ذراتی که از اصل طرد پاولی تبعیت می‌کنند، به کار می‌رود. این در مقابل بوزون‌هاست که از اصل طرد پاولی تبعیت نمی‌کنند. باریون‌ها به همراه مزون‌ها متعلق به خانواده ذراتی هستند که به عنوان هادرون‌ها شناخته می‌شوند یعنی آنها از کوآرک‌ها ساخته شده‌اند. باریون‌ها فرمیون‌هایی هستند که از سه کوآرک ساخته شده‌اند در حالی که مزون‌ها، بوزون‌های ساخته شده از یک کوآرک-پادکوآرک می‌باشند. طبقه‌بندی مدل کوآرکی باریون‌ها بر پایه این ساختار است.

جدول ۱-۲ ویژگی‌های باریون‌ها با اسپین $(1/2)$ [۷]

جرم (MeV/c^2)	بارالکتریکی	توزیع کوآرکی	باریون
938.280	+1	uud	p
939.573	0	udd	n
1115.6	0	uds	Λ
1189.4	+1	uus	Σ^+
1192.5	0	uds	Σ^0
1197.3	-1	dds	Σ^-
1314.9	0	uss	Ξ^0
1321.3	-1	dss	Ξ^-

جدول ۱-۳ ویژگی‌های باریون‌ها با اسپین (۳/۲) [۸]

جرم (MeV/c^2)	بار الکتریکی	توزیع کوارکی	باریون
1232	+2, +1, 0, -1	uuu, uud, udd, ddd	Δ
1385	+1, 0, -1	uus, uds, dds	Σ^*
1533	0, -1	uss, dss	Ξ^*
1672	-1	sss	Ω

علاوه بر نوکلئون‌ها (پروتون‌ها و نوترون‌ها) اعضای دیگر خانواده باریونی شامل ذرات Δ ، Σ ، Ξ و Ω هستند. باریون‌های دلتا ($\Delta^{++}, \Delta^+, \Delta^0, \Delta^-$) از ترکیبی از کوارک‌های بالا و پایین ساخته شده‌اند، به طوری که اسپین کل آنها ۳/۲ است. اصولاً آنها به یک پيون و هم‌چنین یک نوترون یا پروتون واپاشی می‌کنند.

باریون‌های لاندای (Λ^0) از یک کوارک بالا، یک کوارک پایین و یک کوارک شگفت با کوارک‌های بالا و پایین در حالت ایزواسپینی صفر ساخته شده است. لاندای خنثی اولین شواهد مشاهداتی از کوارک شگفت را فراهم می‌کند. تقریباً در تمامی موارد یک Λ به یک پروتون و یک پيون باردار یا یک نوترون و یا پيون خنثی واپاشی می‌کند.

باریون‌های سیگما ($\Sigma^0, \Sigma^+, \Sigma^-$) همچنین از یک کوارک شگفت و ترکیبی از کوارک‌های بالا و پایین، اما در حالت ایزواسپینی یک ساخته شده‌اند. سیگما خنثی همان ساختار کوارکی Λ را دارد (بالا، پایین، شگفت) و بنابراین خیلی سریعتر از Σ^+ (بالا، بالا، شگفت) یا Σ^- (پایین، پایین، شگفت) واپاشی می‌کند.

باریون‌های (Ξ^0, Ξ^-) از دو کوارک شگفت و یک کوارک بالا و پایین ساخته می‌شوند. آنها به طور برجسته به یک لاندای و یک پيون واپاشی می‌کنند و در ادامه Λ واپاشی می‌کند. به دلیل این دنباله آبشاری از واپاشی‌ها، یک حالت Ξ اغلب به عنوان یک آبشار شناخته می‌شود.

باریون Ω^- از سه کوارک شگفت ساخته می‌شوند. کشف آن یک پیروزی بزرگ در مطالعه فرایندهای کوارکی بود.

۱-۶-۱-۲ مزون‌ها

نیروی بین نوکلئون‌ها دارای برد کوتاه است. به نام یوکاوا/ فیزیکدان ژاپنی در سال ۱۹۳۵ پیشنهاد کرد که این نیروهای هسته‌ای برد کوتاه از مبادله ذراتی با جرم سکون محدود بین نوکلئون‌هاست که مزون نام دارد [۹]. بدین ترتیب یوکاوا^۱ در سال ۱۹۳۵ وجود مزون‌هایی را پیش‌بینی کرد که دارای برهم‌کنش قوی با نوکلئون‌ها هستند. در سال ۱۹۳۷/ اندرسون^۲ ذره‌ای را با جرمی حدود جرم پیش‌بینی شده در آزمایش با پرتو کیهانی مشاهده کرد. خصوصیات این ذره در یک دوره ده ساله مورد بررسی قرار گرفت. اما از آنجا که برهم‌کنش آنها با نوکلئون‌ها فوق‌العاده ضعیف بود، آنها را نمی‌توانستند همان مزون‌هایی بدانند که توسط یوکاوا پیش‌بینی شده بود. این معما سرانجام توسط لیتس^۳ با کشف این مسئله که دو نوع مزون به نام مزون مو و مزون پی وجود دارند حل شد. مزون پی دارای عمر خیلی کوتاهی است و به مزون مو یعنی همان مزونی که قبلاً توسط اندرسون کشف شده بود واپاشیده می‌شود. مزون پی همان ذره‌ای است که توسط یوکاوا/ پیش‌بینی شده بود. مزون‌ها در بنیادی‌ترین سطحشان از یک کوارک و یک پادکوارک تشکیل شده‌اند. چون کوارک و پادکوارک دارای اسپین ۱/۲ می‌باشند. بنابراین اسپین مزون صفر یا یک خواهد بود.

^۱ Yukawa

^۲ Anderson

^۳ Lettice

جدول ۱-۴ ویژگی‌های مزونها با اسپین صفر [۱۰]

جرم (MeV/c^2)	بار الکتریکی	توزیع کوارکی	مزون
139.569	+1,-1	$u\bar{d}, d\bar{u}$	$\pi^\pm$
134.964	0	$\frac{(u\bar{u} - d\bar{d})}{\sqrt{2}}$	π^0
493.67	+1,-1	$u\bar{s}, s\bar{u}$	$k^\pm$
497.72	0,0	$d\bar{s}, s\bar{d}$	$k^0, \bar{k}^0$
548.8	0	$\frac{(u\bar{u} + d\bar{d} - 2s\bar{s})}{\sqrt{6}}$	η
957.6	0	$\frac{(u\bar{u} + d\bar{d} + 2s\bar{s})}{\sqrt{3}}$	η'
1869	+1,-1	$c\bar{d}, d\bar{c}$	$D^\pm$
1865	0,0	$c\bar{u}, u\bar{c}$	$D^0, \bar{D}^0$
5271	+1,-1	$u\bar{b}, b\bar{u}$	$B^\pm$
5275	0,0	$d\bar{b}, b\bar{d}$	$B^0, \bar{B}^0$
2981	0	$c\bar{c}$	η_c

جدول ۱-۵ ویژگی‌های مزونها با اسپین یک [۴]

جرم (MeV/c^2)	بار الکتریکی	توزیع کوارکی	مزون
770	+1,-1,0	$u\bar{d}, d\bar{u}, (u\bar{u} - d\bar{d})/\sqrt{2}$	ρ
892	+1,-1,0,0	$u\bar{s}, s\bar{u}, d\bar{s}, s\bar{d}$	k^*
783	0	$(u\bar{u} + d\bar{d})/\sqrt{2}$	ω
1020	0	$s\bar{s}$	ϕ
3097	0	$c\bar{c}$	$\underline{j}$
2010	+1,-1,0,0	$c\bar{d}, d\bar{c}, c\bar{u}, u\bar{c}$	B^*
9460	0	$b\bar{b}$	γ

۱-۶-۲ لپتون‌ها

لپتون‌ها ذرات نقطه‌ای هستند که دارای برهم‌کنش قوی نیستند، اما در برهم‌کنش‌های الکترومغناطیسی شرکت می‌کنند. برای هریک از سه نوع لپتون (e, μ, τ) یک عدد لپتونی $L=1$ به لپتون‌ها، $L=-1$ به پادلپتون‌ها و $L=0$ به غیر لپتون‌ها نسبت می‌دهیم. عدد لپتونی کل به طور جداگانه برای هر نوع از لپتون‌ها در تمام برهم‌کنش‌ها و واپاشی‌ها پایسته می‌ماند.

جدول ۱-۶ ویژگی‌های لپتون‌ها با اسپین ۱/۲ [۱۱]

لپتون	بارالکتریکی	جرم (GeV/c^2)
e^-	-1	0.000511
ν_e	0	$< 7 \times 10^{-9}$
μ^-	-1	0.106
ν_μ	0	0.0003
τ^-	-1	1.7771
ν_τ	0	< 0.03

۱-۶-۳ ذرات واسطه

در نظریه میدان‌ها هر نیرو از طریق تبادل ذرات یا کوانتوم‌های میدان حاکم می‌باشد. کوانتوم‌های میدانی خود به عنوان ذرات بنیادی یا مجموعه خواصی معین در نظر گرفته می‌شوند. برهم‌کنش الکترومغناطیسی با گسیل و یا جذب یک فوتون نمایش داده می‌شود. ذرات مبادله شده در برهم‌کنش‌های ضعیف بوزون‌های واسطه نامیده می‌شوند و به صورت $W^\pm$ و Z^0 مستقیماً آشکار نمی‌شوند، بلکه در واپاشی ظاهر می‌شوند.

$$\begin{aligned} W^\mp &\rightarrow e^\pm + \nu \\ Z^0 &\rightarrow e^+ + e^- \end{aligned} \quad (۳.۱)$$

برهم کنش‌های ضعیف با تبادل $W^\pm$ باردار را جریان باردار می‌نامیم و برهم کنش‌ها در ارتباط با تبادل Z^0 را جریان خنثی می‌نامیم.

$$\nu_\mu + e^- \rightarrow \nu_\mu + e^- \quad (4.1)$$

اما در برهم کنش‌های قوی میان کوارک‌ها به واسطه تبادل ذرات میدانی به نام گلوئون صورت می‌گیرد. همچنین در برهم کنش‌های گرانشی ذره حامل گراویتون می‌باشد.

جدول ۷-۱ ویژگی‌های ذرات واسطه [۱]

اسپین	جرم (MeV/c^2)	بار الکتریکی	ذره واسطه
1	0	0	گلوئون
1	0	0	فوتون
1	81800	± 1	$w^\pm$
1	92600	0	Z^0
1	0	0	گراویتون

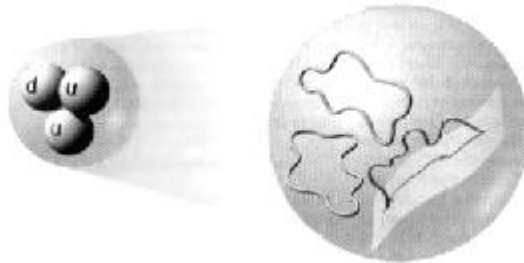
۷-۱ ذرات بنیادی واقعی

ذرات بنیادی به لحاظ نیمه عمرشان و نیز پایداری‌شان و ظاهر شدن در واکنش‌ها و پدیده‌های میکروسکوپی و در کل خواص شیمیایی و فیزیکی خودشان در خانواده‌های مختلف دسته بندی و بررسی می‌شوند. عده‌ای از این ذرات با فراوانی بیشتر در اغلب اوقات ظاهر می‌شوند و پدیده‌های میکرو سکوپیک را کنترل می‌کنند، به ذرات بنیادی واقعی معروف هستند.

۸-۱ کوارک‌ها

عناصر اصلی ساختار هادرون ها کوارک نام دارد. اگر بار الکتریکی یک الکترون را (۱-) فرض کنیم، کوارک u دارای بار الکتریکی $2/3+$ و کوارک d دارای بار $1/3-$ می‌باشد. پروتون که دارای بار مثبت است از دو کوارک u و یک کوارک d تشکیل شده است. از این طریق است که بار آن حاصل می‌شود:

برعکس یک نوترون دارای دو کوارک d و یک کوارک u بوده و بار آن برابر است با $1/3 - 1/3 + 2/3 = 0$.



شکل ۱-۲ ساختار کوارکی پروتون

هنگامی که از کوارک u و یا d نام می‌بریم صحبت در مورد طرح‌های متفاوت کوارک است. در اوایل تشکیل نظریه کوارک دو طعم متفاوت فوق برای کوارک‌ها پیشنهاد شد تا بر اساس آن خواص هادرون‌های کشف شده تا آن زمان قابل توجیه باشد. بعدها به علت آن که هادرون‌های دیگری نیز در شتاب‌دهنده‌ها تولید شده دانشمندان برای توجیه خواص ذرات جدید ناگزیر از پذیرفتن طعم‌های جدید برای کوارک‌ها شدند. طعم‌های شناخته شده هم‌اکنون با اسامی درون جدول (۱-۸) نامیده می‌شوند:

جدول ۱-۸ فهرست طعم‌های شناخته شده [۱ و ۲]

طعم		جرم (GeV/c^2)	جرم مؤثر	بار الکتریکی
u	<i>up</i>	0.004	363	+2/3
d	<i>down</i>	0.008		-1/3
s	<i>strange</i>	0.15	538	-1/3
c	<i>charm</i>	1.1	1500	+2/3
b	<i>bottom</i>	4.2	4700	-1/3
t	<i>top</i>	1.76	>23000	+2/3

تمام کوارک‌ها دارای اسپین $1/2$ بوده و از این جهت جزء فرمیون‌ها طبقه‌بندی می‌شوند و بنابراین از آمار فرمی - دیراک^۱ تبعیت می‌کنند و از نظر بار الکتریکی به دو گروه تقسیم می‌شوند. همانطور که توضیح داده شد پروتون و نوترون خود ذرات بنیادی نیستند، بلکه از ذرات دیگری به نام کوارک‌ها تشکیل شده‌اند. بررسی‌های انجام شده چه از لحاظ نظری و چه از لحاظ عملی نشان می‌دهد که پروتون و نوترون بایستی از سه کوارک تشکیل شده باشند. یعنی پروتون از دو کوارک u و یک کوارک d و نوترون از دو کوارک d و یک کوارک u تشکیل شده‌اند.

جدول ۱-۹ برخی از اعداد کوانتومی کوارکها [۲]

L	عدد باریونی	اسپین	کوارک
0	$1/3$	$1/2$	$U(up)$
0	$1/3$	$1/2$	$D(down)$
0	$1/3$	$1/2$	$C(charm)$
0	$1/3$	$1/2$	$T(top)$
0	$1/3$	$1/2$	$S(strang)$
0	$1/3$	$1/2$	$B(beauty)$

۱-۸-۱ خواص کوارک‌ها

کوارک‌ها را می‌توان یک وسیله مناسب ریاضی برای یافتن نتایج تقارن $SU(3)$ در نظر گرفت و مطلقاً لزومی ندارد که به صورت موجود فیزیکی در نظر گرفته شوند. اما اگر کوارک‌ها وجود داشته باشند، خواص آنها بسیار قابل توجه خواهد بود. بار الکتریکی کوارک‌ها را با استفاده از $Q = I_3 + Y_{12}$ می‌توان بصورت زیر نوشت.

پایستگی بار و عدد باریونی تضمین می‌کند که حداقل یک کوارک یعنی کوارک دارای کمترین جرم q_1 بطور مطلق پایدار خواهد بود. آن دو کوارک دیگر از طریق واپاشی‌های ضعیف به کوارک پایدار واپاشیده خواهند شد. مانند:

$$\begin{aligned} q_2 &\rightarrow q_1 + \mu + D \\ q_3 &\rightarrow q_1 + \mu + D \end{aligned} \quad (5.1)$$

¹ Fermi - Dirac statistic

اگر کوارک‌ها وجود داشته باشند، می‌توان انتظار داشت که کوارک و پادکوارک پایداری را که بصورت زوج توسط پرتوهای کیهانی و یا توسط ذرات حامل از شتاب‌دهنده‌های انرژی به توان مشاهده کرد. کاوش‌هایی که برای یافتن کوارک‌ها انجام یافته است، توسط مورپورگور (۱۹۷۰) مرور شده‌اند. اما ناتوانی در کشف کوارک‌ها را می‌توان با فرض بزرگ بودن فوق‌العاده جرم آنها و بنابراین نیاز به انرژی‌هایی بیش از توان شتاب‌دهنده‌های فعلی، توضیح داد. ولی فرض بزرگ بودن جرم کوارک‌ها با خود وضعیت ناآشنایی را به همراه می‌آورد. برای آنکه مثلاً زوج کوارک-پادکوارک جرم صحیح نسبتاً کوچک فزونی داشته باشد، انرژی بستگی باید قابل مقایسه با مجموع جرم‌های ذرات تشکیل‌دهنده باشد.

۱-۸-۲ جرم کوارک‌ها

کوارک‌ها فقط درون هادرون‌ها وجود دارند. زیرا بوسیله میدان نیروی کنش قوی (بار-رنگی) محدود شده‌اند. بنابراین نمی‌توانیم با منزوی کردن کوارک‌ها جرم آنها را اندازه‌گیری کنیم. به علاوه جرم هادرون‌ها از مجموع انرژی جنبشی و انرژی پتانسیل در حین کنش قوی به دست می‌آید. هادرون‌هایی که از کوارک‌های سبک ساخته می‌شوند، مجموع جرم کوارک‌های تشکیل‌دهنده هادرون، بیشتر از جرم هادرون است. برای مثال جرم پروتون را با مجموع جرم دو کوارک بالا و یک کوارک پایین (که اجزاء سازنده پروتون هستند) مقایسه کنید. بنابراین سؤال این است که منظور ما از جرم کوارک چیست و چگونه آن را اندازه می‌گیریم؟ کمیتی را که ما به عنوان جرم کوارک مطرح می‌کنیم، در حقیقت از رابطه زیر تعریف می‌شود:

$$F = ma, m = F / a \quad (۶.۱)$$

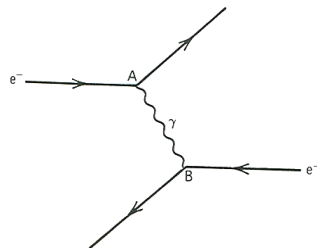
این معادله به ما می‌گوید، یک جسم در مقابل اعمال نیرو بر آن چگونه رفتار می‌کند.

۱-۸-۳ ویژگی کوارک‌ها

اگر روابط و نسبت‌ها در اتم‌ها که در مقایسه با کوارک‌ها بزرگ هستند مهم و چشمگیر است، این روابط در کوارک‌های کوچک مسلماً مهم‌تر هستند. مثلاً کوارک‌ها هیچ‌گاه به تنهایی نقشی را به عهده ندارند بلکه همیشه در گروه‌های ۲ و ۳ تایی هستند. کوارک‌ها در کنار بار الکتریکی که دارند خاصیت مرموز دیگری نیز دارا می‌باشند که رنگ خوانده می‌شود. کوارک‌ها از این جهت به قرمز، سبز و آبی طبقه‌بندی می‌شود، البته از این طبقه‌بندی نباید رنگ‌های حقیقی را تصور کرد. بنابراین ذرات آزاد معلق در طبیعت باید همیشه دارای رنگ خنثی و به عبارت دیگر سفید باشند.

رنگ: عامل بار برهم‌کنش هسته‌ای

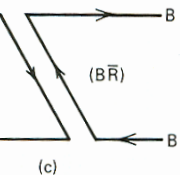
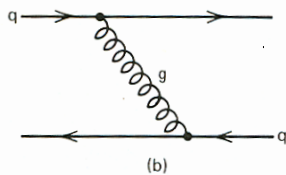
در تئوری الکترومغناطیسی ماکسول ذرات بارداری از قبیل الکترون‌ها در برابر میدان‌های الکترومغناطیسی از خود واکنش نشان می‌دهند. برای مدت درازی مشکل بود که بتوانند ارتباطی ملموس در این اندرکنش بین ذرات باردار پیدا کنند. اما در نظریه میدانهای کوانتومی ما این ارتباط ملموس را خواهیم یافت یعنی: «همه نیروهای طبیعی نتیجه ذرات تبادلی هستند». همانطور که در شکل (۱-۳) دیده می‌شود یک الکترون در نقطه A یک فوتون نشر می‌کند یعنی یک کوانتم میدان الکترومغناطیسی. و برای پایستگی تکانه یکی هم برگشت می‌کند.



شکل ۱-۳ نمودار فاینمن مربوط به نابودی زوج [۱۲]

فوتون منتشر شده یک فوتون واقعی نیست بلکه این فوتون، فوتونی مجازی است. با وجود این یک الکترون می‌تواند یک فوتون منتشر کند، به شرطی که آن فوتون بقدر کافی سریع در آشامیده شود. این فوتون بنابراین عدم قطعیت به مدت $\Delta t \leq \frac{\hbar}{\Delta E}$ وجود خواهد داشت. که انرژی نا پیدا و یا

انرژی نهان است. فرض می‌کنیم به جای باز درآشامیده شدن بوسیله همان الکترون فوتونی بوسیله الکترونهاى دیگر جذب شود (شکل ۴-۱). در نقطه B که عمل جذب فوتونهاى مجازى صورت می‌گیرد الکترون مذکور برخورد گشت. در نظریه کوانتمى میدان ذرات مبادله شده عهده‌دار دافعه کولنى برای ذرات با بار هم نام هستند. در شرح تصویر شکل (۴-۱) نیروى طرح شده در شکل ممکن است که فقط یک نیروى دافعه‌ای باشد که بوسیله تعویض ذرات اتفاق افتاده باشد. تکانه یک ذره مجازى در تئورى میدان کوانتومى می‌تواند علامت دار باشد چرا که بردار تکانه احتیاجى به سمت‌گیرى تجویز شده توسط فیزیک کلاسیک ندارد. فوتونهاى مجازى نمى‌توانند به‌صورت یک وجود مستقل از بارها که آنها را جذب و یا نشر می‌کند وجود داشته باشند. آنها فقط یک فاصله ممکن را که به‌وسیله ذره‌ای نامعلوم که به اندازه $c\Delta t$ است طی می‌کنند که c سرعت نور می‌باشد. واکنش‌های الکترومغناطیسی ذرات باردار به‌وسیله تصاویر شکل زیر نشان داده شده‌اند که همان نمودارهای فاینمن می‌باشند.



شکل ۴-۱ واکنش الکترومغناطیسی با تبدیل فوتون (b) واکنش قوی با تبدیل گلوئون (C) ادامه نمودار b (رنگ کوارکها) [۶]

همچنین کوارک‌های باردار با فوتون‌های مبادله شده اندرکنش می‌کنند، اگرچه ما با حقیقت واکنش‌های الکترومغناطیسی پوزیترونیم مقید آشنائیم. اما واضح است که واکنش الکترومغناطیسی نمى‌تواند کوارک‌های موجود در هادرون‌ها را دربرگیرد. یک نیروى قوی باید حضور داشته باشد که دافعه الکترومغناطیسی حاصل از سه ذره یکسان u را در $|\Delta^{++}\rangle$ از بین برده و سه ذره را قویاً مقید کند.

شکل (b) واکنش بین دو کوارک، همراه با تبدیل گلوئون مجازی می‌باشد. گلوئون کوانتم‌های میدان رنگ هستند که از کوارک‌های مقید در نوکلون‌های هسته بوجود می‌آیند. دنبال کردن مسیر رنگ در شکل (b) مفید خواهد بود که آن را در شکل (c) می‌بینیم. کوارک قرمز از سمت چپ صفحه حرکت می‌کند و به خط دیگری با کوارک رنگی آبی می‌افتد و سپس از سمت راست به سمت چپ صفحه می‌آید. اندرکنش قوی کوارک‌ها با تبدیل رنگ‌ها به یکدیگر می‌باشد. اکنون شکل‌های (b) و (c) را با هم مطابقت می‌دهیم. گلوئون در شکل (b) بوسیله خط مجعدی (همانند فنر) نشان داده شده است و گلوئون رنگین در واقع در شکل (c) بایستی بصورت $(\bar{B}\bar{R})$ برچسب خورده باشد. پایه و اساس تصاویر مقایسه شده در شکل (۴-۱) می‌تواند یک تئوری رنگ یا نیروی هسته‌ای قوی بنا کند. نام این تئوری را همانند تئوری کوانتیزه ماکسول الکترودینامیک کوانتومی^۱ $QCD; (QED)$ کرومودینامیک کوانتومی می‌نامیم. این تئوری خوشبختانه به قدر کافی شبیه الکترودینامیک کوانتومی، علی‌الخصوص در قسمت باز بهنجار تئوری پیمانه‌ای است. تمام مطالب گفته شده در کرومودینامیک کوانتومی را از طریق محاسبه بدست می‌آوریم. در شکل (c) یک نوع حالت رنگین از نه حالت اتفاق می‌افتد که حالت‌های دیگر عبارتند از:

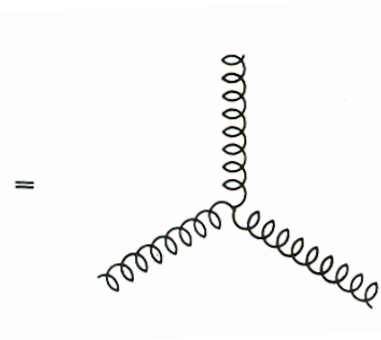
$\bar{B}\bar{B}, \bar{B}\bar{G}, \bar{B}\bar{R}, \bar{G}\bar{B}, \bar{G}\bar{G}, \bar{G}\bar{R}, \bar{R}\bar{B}, \bar{R}\bar{G}, \bar{R}\bar{R}$ توجه شود که گلوئون رسم‌شده در (c) با برچسب $\bar{B}\bar{R}$ می‌باشد نه BR . چرا که گلوئون بایستی از یک کوارک و یک آنتی کوارک تشکیل شده باشد. حالت بعدی مربوط به حالت تکتایی است که از ترکیب $\bar{R}\bar{R} + \bar{G}\bar{G} + \bar{B}\bar{B}$ تشکیل می‌شود که این حالت در فیزیک اتفاق نمی‌افتد. چرا که اگر وجود داشت بایستی برد نیروی قوی هسته‌ای بی‌نهایت می‌شد. پس در حالت کلی برحسب تقارن $SU(3)$ رنگ این نه حالت به صورت یک هشت‌تاییه و یک تک‌تاییه درمی‌آیند که به شکل معادله (۷-۱) نوشته می‌شوند [۵].

$$\begin{aligned} |1\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(r\bar{b} + b\bar{r}) & |5\rangle &= -\frac{i}{\sqrt{2}}(r\bar{g} - g\bar{r}) \\ |2\rangle &= -\frac{i}{\sqrt{2}}(r\bar{b} - b\bar{r}) & |6\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(b\bar{g} + g\bar{b}) \end{aligned} \quad (7.1)$$

^۱ Quantum Electrodynamics

$$\begin{aligned}
|3\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(r\bar{r} - b\bar{b}) & |7\rangle &= -\frac{i}{\sqrt{2}}(b\bar{g} - g\bar{b}) \\
|4\rangle &= \frac{1}{\sqrt{2}}(r\bar{g} + g\bar{r}) & |8\rangle &= \frac{1}{\sqrt{6}}(r\bar{r} + b\bar{b} - 2g\bar{g}) \\
|9\rangle &= \frac{1}{\sqrt{6}}(r\bar{r} + b\bar{b} + g\bar{g}) \quad \text{حالت تکتایه}
\end{aligned}$$

پس کروودینامیک نظریه‌ای شبیه به الکترومغناطیسی است با این تفاوت که در آنجا یک فوتون و در اینجا هشت نوع گلوئون رنگی وجود دارد. پس گلوئون با خود بار رنگ را حمل می‌کند، آنها می‌توانند با دیگر گلوئون‌ها برهم‌کنش داشته باشند همانند آنچه که در شکل (۵-۱) نشان داده شده است.



شکل ۵-۱ اندرکنش گلوئون‌ها با یکدیگر [۶]

که این مکان در الکتروودینامیک به خاطر عدم داشتن بار و یا فرض کردن بار برای فوتون‌ها امکان پذیر نیست.

۱-۸-۴ رنگ

اصل انحصار پائولی گویای این است که هیچ دو فرمیونی نمی‌توانند در یک سیستم کوانتومی خاص اعداد کوانتومی دقیقاً یکسانی داشته باشند، لیکن محتوای کوارکی پیشنهاد شده بعضی از ذرات، شامل کمتر از سه کوارک یکسان نمی‌باشند. به عنوان مثال ذره Δ^{++} با اسپین $\frac{3}{2}$ باید متشکل از سه کوارک با اسپین بالا باشد که اسپین هر سه در یک جهت است. به همین ترتیب ذره Ω باید متشکل

از سه کوارک شگفت باشد. به نظر می‌رسد هر دوی این نمونه‌ها با قوانین مکانیک کوانتومی در تضاد باشند. برای حل این مشکل اگر کوارک‌ها را بوزون‌هایی بدون اسپین یا با اسپین نیمه صحیح در نظر بگیریم مسئله حل شده است در حقیقت بیان ریاضی اصل انحصار پائولی به صورت تقارن تابع موج می‌باشد که توصیف کلی سیستم‌های مکانیک کوانتومی است. این عبارت که هیچ دو فرمیونی در یک سیستم خاص نمی‌توانند دارای اعداد کوانتومی دقیقاً یکسانی باشند، معادل این گفته است که تابع موج توصیف کننده سیستم فرمیونی باید در مبادله هردو جزء فرمیونی پادمتقارن باشد. یعنی علامت آن تغییر کند. به عنوان مثال تابع موج توصیف کننده هر هادرون که متشکل از سه کوارک می‌باشد دست کم مرکب از سه عامل فضایی، اسپینی و طعم کوارک‌ها می‌باشد.

ضرب سه عامل مزبور تابع موج کلی را نتیجه می‌دهد

$$\psi_{total} = \psi_{space} \cdot \psi_{spin} \cdot \psi_{flavor} \quad (8.1)$$

در ذراتی چون $|4^{++}|$ تمامی کوارک‌ها دارای یک طعم هستند. بنابراین واضح است که عامل طعم در جایگزینی هر کوارک به جای کوارک دیگر متقارن می‌باشد. در مورد عامل اسپین نیز همین نکته صادق است. زیرا تمامی کوارک‌ها دارای اسپین یکسان هستند. از آنجا که اسپین کلی ذره از جمع اسپین کوارک‌های آن حاصل می‌شود، می‌توان چنین نتیجه گرفت که سه کوارک مزبور دارای اندازه حرکت زاویه‌ای مداری نیستند. این امر نشان‌دهنده آن است که کوارک‌ها به طور متقارن قرار گرفته‌اند و بنابراین عامل فضا در مورد جایگزینی هر کوارک به وسیله کوارکی دیگر متقارن است. به این ترتیب با متقارن بودن تک‌تک عوامل، تابع موج کلی نیز متقارن خواهد بود و به نظر می‌رسد که اصل طرد پائولی نقض می‌شود. برای رفع این مشکل در سال ۱۹۶۴ پیشنهاد شد که کوارک‌ها باید حاوی عدد کوانتومی دیگری باشند که میان کوارک‌هایی که از نظرهای دیگر یکسان هستند اختلاف ایجاد کند و مانع وجوب اصل طرد پائولی شود. عدد کوانتومی مزبور رنگ نامیده شد. البته این ویژگی هیچ ارتباطی به مفهوم رایج رنگ ندارد. حال می‌توان نوشت

$$\psi = \psi_{space} \cdot \psi_{spin} \cdot \psi_{flavor} \cdot \psi_{color} \quad (9.1)$$

فرضیه رنگ بیانگر این نکته است که پادمتقارن بودن تابع موج کلی در برابر جایگزینی یک کوارک با کوارک دیگر باید به کوارک‌هایی کاملاً یکسان رنگ‌های متفاوتی نسبت دهند که عامل رنگ را به تابع موج می‌افزایند و بدین ترتیب مدل کوارکی با اصل طرد پائولی سازگار می‌شود. از آنجا که در درون پروتون سه کوارک وجود دارد، برای تمایز منحصربه‌فرد آنها از یکدیگر به سه رنگ کوارکی مثلاً قرمز، سبز و آبی نیاز است. هر یک از این سه رنگ کوارک‌های درون $|\Delta^{++}\rangle$ و Ω را مشخص می‌کند. بنابراین اثر نهایی معرفی ویژگی رنگ، سه برابر شدن تعداد کوارک‌ها است. یعنی هر طعم در سه رنگ ظاهر می‌شود.

بدیهی است که سه برابر شدن تعداد کوارک‌های بنیادی مفروض تا حدودی با مدل کوارکی که می‌کوشد کمترین تعداد ذرات بنیادی ممکن را به‌کارگیرد تعارض دارد. بنابراین اگرچه بحث فوق در مورد رنگ از نظر ریاضی متقاعدکننده است. اما قبل از تثبیت عدد کوانتومی رنگ باید وجود آن به شیوه‌های مستقیم‌تری مشاهده شود. یکی از شواهد تقویت‌کننده ظاهر شدن کوارک‌ها در سه رنگ تلاشی شدن مزون‌های خنثی π^0 به دو فوتون است.

$$\pi^0 \rightarrow 2\gamma \quad (10.1)$$

در مدل کوارکی سرعت تلاشی مزبور از طریق جمع تمامی گونه‌های ممکن کوارکی که می‌توانند به عنوان یک حالت واسطه در واپاشی شرکت کنند محاسبه می‌شود. اگر فرض شود که کوارک‌ها سه رنگ مختلف دارند سرعت واپاشی تجربی می‌تواند در محدوده چند درصد اختلاف با مقدار نظری تطبیق کند. در حالیکه اگر تنها وجود یک رنگ مجاز شمرده شود، پاسخ تئوری ۹ بار کوچکتر از مقدار تجربی خواهد بود. هنگامی که آهنگ واپاشی فوق را محاسبه می‌کنیم رابطه زیر به دست می‌آید

$$\Gamma_{(\pi^0 \rightarrow 2\gamma)} = N_c^2 (Q_u^2 - Q_d^2) \frac{\alpha^2 m_{\pi^0}^2}{64\pi^3 F_{\pi^0}^2} \quad (11.1)$$

که در آن N_c تعداد رنگ و $\alpha = \frac{e^2}{4\pi}$ و سایر مقادیر ثابت‌های مشخص مربوط به π^0 و بار الکتریکی

کوارک‌ها می‌باشند. رابطه فوق در دو حالت $N_c=1$ و $N_c=3$ به نتایج زیر می‌انجامد

$$\begin{aligned}\Gamma_{(N_c=1)} &= 0.84\text{ev} \\ \Gamma_{(N_c=3)} &= 7.6\text{ev}\end{aligned}\quad (12.1)$$

و نتایج تجربی توافق خوبی با $N_c=3$ دارند به طوری که

$$\Gamma_{(\text{exp})} = 7.48 \pm 0.33\text{ev} \quad (13.1)$$

دومین دلیل برای وجود سه رنگ کوارکی متفاوت را فرآیندهای نابودی الکترون-پوزیترون در اختیار می‌گذارند. در فرآیند مزبور الکترون و پوزیترون همدیگر را نابود می‌کنند و فوتون مجازی حاصل، انرژی پدیدمی‌آورد، سپس این فوتون مجازی می‌تواند به یک میون و پادمیون و یا رگباری از هادرون‌ها واپاشی کند. رگبار هادرونی را می‌توان محصول نهایی تولید یک زوج کوارک-پادکوارک از فرآیند نابودی الکترون-پوزیترون دانست که به هادرون‌های متعارف تبدیل می‌شوند. در مدل کوارک با درجه آزادی اضافی فرض می‌شود که کوارک‌ها همچون نقاط (ذرات نقطه‌ای) آزادی رفتار می‌کنند. با شرایط مناسبی پراکندگی از یک باریون را می‌توان به جمع پراکندگی از این نقاط ارتباط داد به طوری که مانند پراکندگی $e^+e^- \rightarrow \alpha^+\alpha^-$ در این جا هم به سادگی هر کوارک را با جرم و بارالکتریکی خود در محاسبات وارد نمود. بنا به الکترودینامیک کوانتومی، QED ، داریم:

$$\sigma_{(e^+e^- \rightarrow q_i \bar{q}_i \rightarrow \text{hadrons})} = \frac{4\pi}{3s} N_c \sum_q \left(\frac{ee_q}{4\pi} \right)^2 \quad (14.1)$$

N_c به علت آن است که درازای هر کوارک، N_c رنگ متفاوت و بنابراین N_c تا نمودار پراکندگی خواهیم داشت. محاسبات مربوط به سطح مقطع پراکندگی $e^+e^- \rightarrow \alpha^+\alpha^-$ در QCD نشان می‌دهد که:

$$\sigma_{(e^+e^- \rightarrow \alpha^+\alpha^-)} = \frac{4\pi}{3\varepsilon} \alpha^2 \quad (15.1)$$

که در عبارات فوق $\mathcal{E}$ انرژی سیستم مرکزجرم الکترون و پوزیترون و α ثابت جفت‌شدگی و e_q بارالکتریکی کوارک q برحسب واحد e می‌باشد. از این رو نسبت سطح مقطع‌ها در فرایندهای فوق متناسب با مجذور بار کوارک‌ها می‌باشد یعنی:

$$R = \frac{\sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrons})}{\sigma(ee \rightarrow \alpha^+ \alpha^-)} = N_c \sum_q e_q^2 \quad (۱۶.۱)$$

که R مستقل از مقادیر ثابت غیر ضروری خواهد بود. برای سبکترین سه کوارک اول u و d و s با $N_c=3$ مقدار $R=2$ به دست خواهد آمد و چنانچه بالای آستانه تولید کوارک افسون و زیر آستانه تولید کوارک زیبایی برویم آنگاه $R = \frac{10}{3}$ به دست خواهد آمد و به همین ترتیب مقادیر بار کوارک‌های بعدی که در انرژی‌های مرکز جرم زیادتر تولید خواهند شد، کاملاً با نتایج آزمایش توافق دارد. البته چنانچه $N_c=3$ قرار دهیم، آنگاه مقادیر $\frac{2}{9}, \frac{10}{9}, \dots$ به دست خواهد آمد که با نتایج تجربی توافق ندارد. یعنی عدد پیش‌بینی‌شده به وسیله مدل کوارکی فقط در صورتی با مقدار مشاهده شده تجربی تطبیق خواهد کرد که هر طعم کوارکی در سه رنگ متفاوت ظاهر شود. بنابراین سه گواه متفاوت واقعیت داشتن عدد کوانتومی را تایید می‌کند که عبارتند از:

- طیف‌نگاری کوارکی: چگونگی تشکیل هادرون‌های شناخته شده از کوارک‌ها

- تلاشی π^0

- فرآیندهای نابودی e^+e^-

قابل مشاهده بودن رنگ و ساختار کوارکی ماده ارتباط نزدیکی با یکدیگر دارند. معرفی ویژگی رنگ مترادف با ارائه شیوه طبقه‌بندی متعارفی است که ساختارهای کوارکی را مجاز می‌شمارد. نخستین گام در این راه درک این نکته است که سه رنگ هر طعم کوارکی را می‌توان به عنوان عناصر نمایش بنیادی گروه تقارن $su(3)$ در نظر گرفت. هدف اصلی از معرفی رنگ تضمین این بود که ترکیبات کوارکی نمایشگر هادرون‌ها، در عواملی که تحت تبادلات کوارکی دو تا از کوارک‌ها (رنگ) نامتقارنند

ضرب شوند، آشکارترین و ساده‌ترین چندتایی نامتقارن یکتایی است. این مشاهده را می‌توان تا حد فرضیه‌ای برای توضیح ساختار کوارکی ارتقا داد. بدین مفهوم که تمام هادرون‌های مشاهده شده یکتایی‌های رنگ هستند. با قبول این فرضیه تنها ترکیبات qqq و $q\bar{q}$ مجاز خواهند بود. چراکه مجموعه چندتایی‌های رنگی پدید آمده از آنها شامل یک یکتایی است به همین ترتیب $qqqq\bar{q}$ و $qq\bar{q}q\bar{q}$ نیز ترکیبات مجاز می‌توانند باشند. پس هر ترکیب از کوارک‌ها مجموعه‌ای از چندتایی‌های رنگ دارد. مجموعه‌ای از چندتایی‌های طعم‌دار حاصل با هادرون‌های مشاهده شده تطبیق می‌کنند و این ترکیبات همان‌هایی هستند که به عنوان ترکیبات پدیدآورنده یکتایی رنگ شناخته می‌شوند. چنین تصور می‌شود که تمامی هادرون‌های مشاهده شده در حالت‌های یکتایی رنگی، قرارداداشته باشند. این گفته معادل این است که تمام هادرون‌های مزبور بی‌رنگند. درست همان‌گونه که حالات یکتایی طعم‌دار می‌توانند دارای بار الکتریکی یا شگفتی خالص نباشند حالات یکتایی رنگی نیز نمی‌توانند رنگی خالص داشته باشند. صحت این مطلب را می‌توان به سادگی با بررسی ترکیبات رنگی ساختارهای کوارکی مجاز یافت.

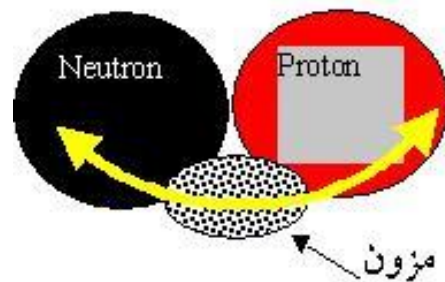
$$q\bar{q} = \frac{1}{\sqrt{3}}(r\bar{r} + g\bar{g} + b\bar{b}) \quad (17.1)$$

$$qqq = \frac{1}{\sqrt{6}}(rgb - grb - rbg + gbr + brg - bgr)$$

قوانین مکانیک کوانتومی ابراز این مطلب را که هر کوارک در هر لحظه دقیقاً دارای چه رنگی می‌باشند را ممنوع می‌کند و تمامی آنچه در این مورد می‌توان اظهار کرد این است که احتمال وجود هر یک از رنگ‌های قرمز و آبی و سبز مقداری معین است. با اینحال کل آنچه می‌توان گفت این است که در حالت یکتایی هر ترکیب $q\bar{q}$ ، رنگ کوارک دقیقاً به وسیله پادرنگ پادکوارک موجود خنثی می‌شود و در حالت یکتایی ترکیب qqq همه رنگ‌ها به طور مساوی با یکدیگر مخلوط می‌شوند و یک باریون سفید یعنی باریونی که عدد کوانتومی خالص آن صفر است پدید می‌آورند. در این طرح رنگ کوارک‌ها به طور ابدی از نظر پنهان می‌شود. چرا که تمامی ساختارهای مجاز کوارکی بی‌رنگ هستند. بنابراین

مقید بودن کوارک‌ها در درون هادرون‌ها را می‌توان به صورت مقیدبودن عددکوانتومی رنگ نیز بیان کرد [۱۳].

۱-۸-۵ ترکیبات رنگی کوارک‌ها



شکل ۱-۶ پیوند باریون‌ها با نیروی قوی توسط مزون‌ها

یک کوارک قرمز یک کوارک سبز و یک کوارک آبی یک گروه سه‌تایی مثلاً یک پروتون می‌سازد. همانطور که ترکیب رنگ‌های رنگین کمان رنگ سفید را بوجود می‌آورد، از ترکیب رنگ‌های سه‌گانه کوارک نیز سفید بدست می‌آید. به این ترتیب یک ذره سفید مجاز و پایدار تشکیل می‌شود. امکان دیگر این است که یک کوارک قرمز با یک ضد کوارک که رنگ ضد قرمز دارد یک زوج بسازند، قرمز و ضد قرمز همدیگر را خنثی کرده، رنگی خنثی را بوجود می‌آورند. به هر حال چون این گروه‌های دوتایی (مزون‌ها) از ماده و ضد ماده ایجاد شده‌اند، خیلی سریع فرو می‌پاشند. به این جهت مزون‌ها پایدار نیستند.

۱-۹-۱ چرا باید خلأ کرومودینامیک کوانتومی را مطالعه کرد؟

اکنون می‌توانیم به طور یقین اثبات کنیم که ذرات با برهم‌کنش قوی از گلوئون‌ها و کوارک‌ها ساخته شده‌اند. با این وجود، ما هنوز کاملاً متوجه نشده‌ایم که چگونه و حتی چرا کوارک‌ها هادرون‌ها را با خواص مشاهده‌شده تشکیل می‌دهند. هادرون‌ها نسبت به اتم‌ها یا نوکلئون‌ها خیلی پیچیده‌ترند. حداقل دو دلیل برای این وجود دارد:

(۱) اول از همه، کوارک‌های s و u و d خیلی سبک‌اند و گلوئون‌ها بدون جرم‌اند.

(۲) درک این که چه نیروهای مؤثری مابین این اجزاء عمل می‌کنند مشکل است. این مورد ما را به مسئله بنیادی، درک ساختار خلأ کرومودینامیک کوانتومی هدایت می‌کند. مسأله مشابه آن در الکترومدینامیک کوانتومی خیلی ساده بود که یک خلأ اختلالی ساده داشت و این خلأ منجر به قانون ساده کولنی و تصحیحات کوچک نسبیتی شد که در فیزیک اتمی خیلی خوب، عمل می‌کرد. در فیزیک هسته‌ای می‌توان از یک خلأ اختلال گونه ساده برای میدان‌های مزونی استفاده کرد. اما در کرومودینامیک کوانتومی یک چنین تقریب ساده‌ای اصلاً کار نمی‌کند (مگر در مورد خاص کوارک‌های خیلی سنگین). این وضعیت خیلی تعجب‌آور است. به طور خاص، تا وقتی که تشخیص داده شد که یک نیروی جاذبه کوچک می‌تواند به طور کیفی حالت پایه را دوباره مرتب کند^۱، ابررسانش به صورت یک معما باقی مانده بود. به محض اینکه این خاصیت آنها شناخته شد، طیف برانگیختگی و دینامیکی آنها از یک راه طبیعی تبعیت کرد [۱۴]

۱-۹-۲ نظریه الکترومدینامیک کوانتومی در برهم‌کنش الکترومغناطیسی

در نظریه الکترومدینامیک کوانتومی، برهم‌کنش الکترومغناطیسی را ناشی از مبادله فوتون بین ذرات باردار در نظر می‌گیرند، در این مبادله فوتون جانشین میدان الکترومغناطیسی ماکسول به عنوان سرچشمه برهم‌کنش الکترومغناطیسی است و این تصویر که برهم‌کنش بر آمده از معادله ذرات میانجی است بطور موفقیت آمیزی گسترش داده شده تا برهم‌کنش‌های ضعیف و قوی را نیز توصیف کند. دیدگاه امروزی در مورد چگونگی وقوع این برهم‌کنش‌ها بر همین اساس استوار است.

۱-۹-۳ کرومودینامیک کوانتومی (QCD)

نظریه مربوط به کوارک‌ها و گلوئون‌ها را کرومودینامیک کوانتومی می‌نامند. زیرا در این نظریه برای کوارک‌ها رنگ قائل می‌شوند و تئوری است که برهم‌کنش‌های قوی را در مدل استاندارد شرح می‌دهد و به طور مخفف QCD نامیده می‌شود (*chromos* در زبان یونانی به معنی رنگ است) •

^۱ rearrange

هرچند کرومودینامیک کوانتومی به اندازه الکترودینامیک کوانتومی به طور دقیق آزموده نشده، اما با این وجود با بخش بزرگی از داده‌های تجربی در توافق است. کرومودینامیک کوانتومی در آن برهم‌کنش‌هایی که مابین بوزون‌های بدون جرم با اسپین یک واقع شده‌اند، مشابه الکترودینامیک کوانتومی است. در مورد اول گلوئون‌ها و در دومی فوتون‌ها. هر دو نظریه از نوع نظریه‌های پیمانه‌ای هستند که به تقارن خاصی از تئوری اشاره دارد. به هر حال تفاوت مهمی میان دو برهم‌کنش که ما از آنها صحبت می‌کنیم وجود دارد.

گلوئون‌ها، نیرویی از برهم‌کنش قوی را حمل می‌کنند که نظیر فوتون‌ها دارای بار الکتریکی صفرند، اما برخلاف فوتون‌ها که به بار الکتریکی جفت می‌شوند، گلوئون‌ها به بار رنگ جفت می‌شوند. این امر منجر به عدم وابستگی برهم‌کنش‌های قوی به طعم می‌شود. یعنی طعم‌های مختلف کوارک یکسانی $a=u,d,s,c,b,t$ برهم‌کنش‌های قوی یکسانی دارند. زیرا شرط می‌کنیم که آنها در حالات سه رنگی یکسانی (سه تاییه رنگ) r, b و g با همان مقادیر ممکن بارهای رنگ وجود داشته باشند. عدم وابستگی به رنگ بیشترین تأثیر خود را برای کوارک‌های u و d که جرم‌های تقریباً مساوی دارند نشان می‌دهد، که در نتیجه آن پدیده تقارن ایزواسپینی به وجود می‌آید.

هر چند کرومودینامیک کوانتومی و الکترودینامیک کوانتومی هر دو برهم‌کنشی را شرح می‌دهند، (با وجود اختلاف زیاد در قدرت آنها) که میان بوزون‌های بدون جرم با اسپین یک وجود دارند و به بارهای پایسته جفت می‌شوند. اما یک تفاوت اساسی در بین آنها وجود دارد که بر خصوصیت نیروهای نتیجه شده قویاً اثر می‌گذارد. در حالی که فوتون‌هایی که به بار الکتریکی جفت می‌شوند خودشان از نظر الکتریکی خنثی هستند، گلوئون‌ها بار رنگ غیر صفر دارند.

می‌دانیم که نیروی قوی بین کوارک‌ها عمل می‌کند و کوارک‌ها علاوه بر بار الکتریکی معمولی که دارند، نوع دیگری بار را حمل می‌کنند که آن را بار-رنگ می‌نامند. نظریه‌ای که برهم‌کنش موجود بین بارهای الکتریکی ذرات را از طریق مبادله یک فوتون توصیف می‌کند، الکترودینامیک کوانتومی نامیده می‌شود. اصطلاح کوانتوم به ما می‌گوید که با ذرات سر و کار داریم و اصطلاح الکترودینامیک نشان می‌دهد که با پدیده‌های الکترومغناطیسی مواجه هستیم. بطور مشابه، نظریه‌ای به منظور توصیف برهم‌کنش قوی، بر اساس برهم‌کنشی شامل بار رنگی کوارک‌ها پایه‌ریزی شده است که آن را کرومودینامیک کوانتوم QCD می‌نامند، که کرومو به رنگ اشاره دارد. این نظریه به

الکترومغناطیس شبیه بوده ولی پیچیده‌تر از آن است و به وحدت نهائی نیروی قوی با الکتروضعیف سهولت می‌بخشد.

۱-۱۰ گلوئون‌ها

گلوئون‌ها جرم در حال سکونشان مساوی صفر است و اسپینی مساوی یک دارند. گلوئون‌ها درون هادرون‌ها هستند و در حالت آزاد مشاهده نشده‌اند.

۱۱-۱ میدان نیروهای رنگی-کوارک گلوئون

ذرات رنگ-بار به تنهایی یافت نمی‌شوند، به همین دلیل کوارک‌ها درون هادرون‌ها محبوس هستند. این اختلاط موجب می‌شود رنگها خنثی شوند. کنش قوی باعث می‌شود که ترکیب کوارک‌ها به صورت باریون و مزون ظاهر شوند.

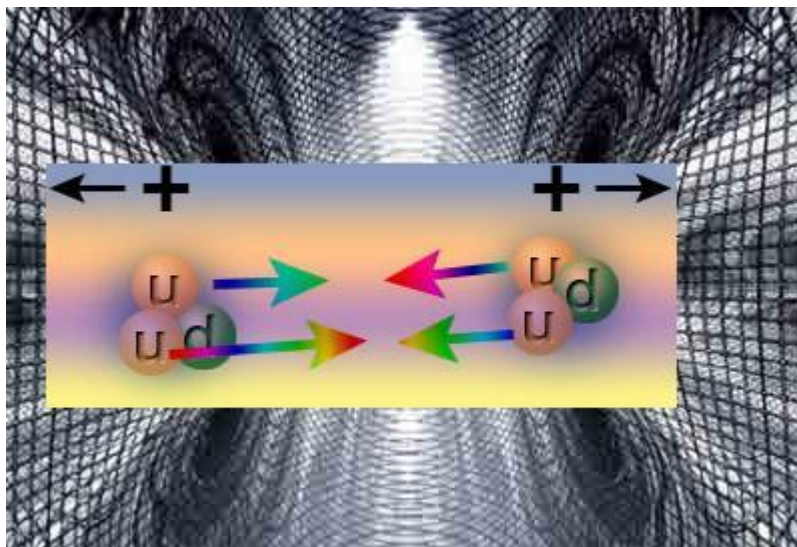
کوارک‌ها در داخل هادرون‌ها گلوئون رد و بدل می‌کنند. به همین دلیل فیزیکدانان در مورد میدان رنگ-نیرو صحبت می‌کنند که گلوئون‌ها، کوارک‌ها را به طرف یکدیگر می‌رانند.

کوارک‌ها نمی‌توانند تنها باشند، زیرا نیروی رنگ افزایش می‌یابد و آنها را از یکدیگر دور می‌کند. هنگامی که کوارکی گلوئون جذب می‌کند یا منتشر می‌کند، رنگ کوارک باید تغییر کند تا ثبات رنگ محفوظ بماند.

چه چیزی هسته را متحد نگاه می‌دارد؟

کنش قوی کوارک‌ها را به یکدیگر متصل می‌کند. نیروهای قوی که کوارک‌ها به یکدیگر وارد می‌کنند، موجب پایداری هسته است.

همچنان‌که در شکل (۷-۱) نشان داده شده است، یک کوارک از یک پروتون به کوارک دیگری از پروتون دوم نیرو وارد می‌کند و این نیرو از نیروی دافعه الکتریکی قوی‌تر است.



شکل ۱-۷ نمایش نیروهای وارد شده از یک پروتون به پروتون دوم

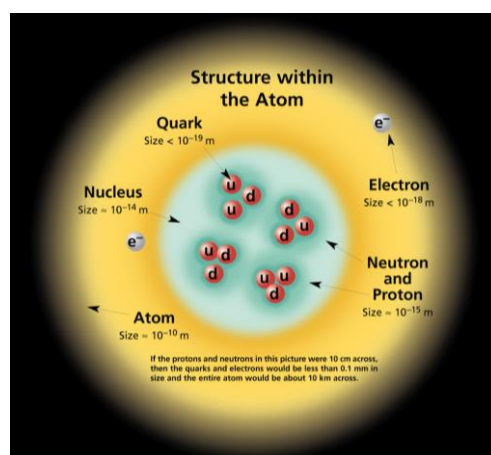
شش نوع کوارک و شش نوع لپتون وجود دارد. همه مواد موجود در جهان از اینها ساخته شده اند. نیروی هسته ای ضعیف موجب می شود که کوارکهای سنگین به کوارکهای سبکتر واپاشیده شوند. تمام مواد موجود در اطراف ما از کوارکهای سبک و لپتونها تشکیل شده اند که آنها واپاشیده نمی شوند. در مدل استاندارد کنش ضعیف و کنش الکترومغناطیسی یکسان سازی شده اند که آن را الکتروضعیف می نامند.

۱-۱۲ آیا کوارکها را می توان مشاهده کرد؟

روشن است که کوارکها را نمی توان مشاهده کرد، بلکه می شود وجود آنها را مثل هسته اتمها از طریق آزمایشهای فراوان پیچیده اثبات نمود. برای این کار مثل آنچه که ر/درفورد ۷۵ سال پیش برای شناسایی هسته اتم انجام داد عمل می شود و پروتونها با الکترونهای بسیار پر شتاب مورد اصابت قرار می گیرند. بیشتر الکترونها در این آزمایش به ندرت تغییر مسیر نمی دهند، ولی تعدادی از آنها کاملاً از مسیر خود خارج می شوند. درست مثل اینکه به گلوله های سخت و کوچکی در داخل پروتونها برخورد کنند. این گلوله های بسیار کوچک همان کوارکها هستند که در جستجوی آنها بوده ایم. یک بررسی دقیق نشان داده که پروتون در مجموع از سه سنگ بنای اولیه این چنین تشکیل شده است.

۱-۱۳ نتیجه

کوارک‌ها هیچ‌گاه در طبیعت به عنوان ذرات مستقل و آزاد وجود ندارند. هر چند تشکیل ذرات متشکل از دو کوارک (مزون‌ها) امکان‌پذیر است، ولی این ذرات پایدار نیستند. برعکس گروه‌های سه‌تایی یا به زبان دیگر پروتون‌ها و نوترون‌ها ساختارهایی بسیار پایدار هستند. انسان، کره زمین و در واقع کهکشان راه شیری عملاً از سه سنگ بنای اولیه ایجاد شده‌اند که عبارت از کوارک‌های u ، کوارک‌های d و الکترون‌ها می‌باشند. کوارک‌ها، نوکلئون‌ها را می‌سازند و آنها به یکدیگر متصل شده هسته اتم‌ها را بوجود می‌آورند.



شکل ۱-۸ ساختار درون اتم

اگر ما سعی کنیم که یک تک کوارک را از ترکیبش جدا کنیم، با فاصله گرفتن کوارک از ترکیبش انرژی افزایش می‌یابد. تا جایی که سبب تولید یک جفت کوارک-پادکوارک و شکستن ریسمان ارتباطی کوارک با مجاورش خواهد شد.

این وضعیت مشابه این است که سعی بکنیم دو قطب شمال و جنوب آهنربا را از هم جدا کنیم. اگر ما قسمتی از آهنربا را ببریم یک جفت جدیدی از قطب‌ها تولید می‌شود. محبوس بودن کوارک‌ها به واسطه این خاصیت از نیرو که کوارک‌ها را به هم پیوند می‌دهد نتیجه می‌شود.

فصل دوم

مدل کیسه‌ای

✚ حباب‌های خلأ

✚ مدل کیسه‌ای

✚ مدل کیسه‌ای *MIT*

✚ معادله دیراک

✚ فرم لاگرانژین پیشنهادی

۱-۲ حباب‌های خلأ

اگر ما هادرون را حبابی از خلأ مختل شده در نظر بگیریم که به وسیله یک خلأ مختل نشده محصور شده باشد، انرژی هادرونی به شکل زیر در می‌آید [۲]

$$E_{bag} = E - \varepsilon_{vac} V \quad (۱.۲)$$

E انرژی کل (حباب + محیط در برگیرنده) و ε_{vac} چگالی انرژی خلأ نرمال و V حجم کل سیستم هستند. اگر V_{bag} حجم حباب و E_0 انرژی میدان‌های داخل حباب باشند، در این صورت داریم

$$E_{bag} = E_0 - \varepsilon_{vac} V_{bag} \quad (۲.۲)$$

در این حالت یک ثابت کیسه به شکل زیر تعریف می‌کنیم:

$$B = -\varepsilon_{vac} \quad (۳.۲)$$

بنابراین

$$E_{bag} = E_0 + BV_{bag} \quad (۴.۲)$$

اگر B منفی باشد سیستم انرژی خود را با افزایش بی حد و مرز V_{bag} به حداقل می‌رساند، بنابراین اندازه متناهی کیسه مستلزم آنست که $B \geq 0$ باشد. این امر بیانگر آن است که چگالی انرژی خلأ نرمال از چگالی حباب کمتر باشد.

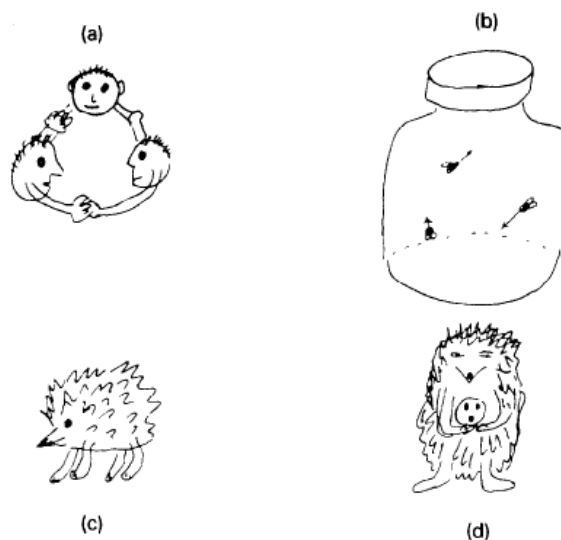
انرژی E_0 شامل انرژی‌های جنبشی مربوط به کوارک‌های محبوس شده و انرژی‌های میدان برای گلوئون‌ها در کیسه است. ترکیب قبلی برای هادرون‌های ساخته شده از کوارک سبک (نسبیتی) غالب است. ترکیب دوم اهمیت زیادی برای سیستم‌های کوارک سنگین یا برای کیسه‌های گسترده در رشته‌ها قائل است.

۲-۲ مدل کیسه‌ای^۱

برطبق مدل کیسه‌ای هادرون‌ها مانند حبایی در فضا می‌باشند که همان خلأ کرومودینامیک کوانتومی می‌باشد که شامل کوارک‌ها درون یک حباب هستند. کوارک‌ها به طور آزادانه و مستقل شبیه مولکول‌های بخار آب حرکت می‌کنند. اگر سعی شود که یک کوارک را از داخل حباب بیرون بیاوریم برهم کنش قوی محدودیت^۲ مانع از این کار می‌شود. بنابراین کوارک‌ها فقط در حباب‌هایی که آنها را احاطه کرده می‌توانند وجود داشته باشند [۱۵ و ۱۶].

مدل‌هایی از ساختار هادرونی:

شکل (۲-۱) ماهیت مدل کوارک غیرنسبیتی را نشان می‌دهد که در اواخر دهه ۶۰ مرسوم بود. این مدل به مثابه یک خانواده خوشحال از سه فرد نسبتاً جرمدار است (با جرم مؤثر در حدود 300 MeV) که با جاذبه متقابل نگه داشته شده‌اند (و با پتانسیل $V(r)$ توضیح داده می‌شود). [۱۰]



شکل ۲-۱ تصویر شماتیکی ساختار نوکلئون: (a) مدل کوارک غیرنسبیتی، (b) کیسه MIT، (c) کیسه اسکرمیون و (d) کیسه کایرال [۱۰].

شکل (۲-۱) ماهیت مدل کوارک غیرنسبیتی را نشان می‌دهد که در اواخر دهه ۶۰ مرسوم بود. این مدل به مثابه یک خانواده خوشحال از سه فرد نسبتاً جرمدار است (با جرم مؤثر در حدود 300 MeV) که با جاذبه متقابل نگه داشته شده‌اند (و با پتانسیل $V(r)$ توضیح داده می‌شود).

^۱ Bag model

^۲ Confinement

شکل (۲-۱) کیسه *MIT* را نشان می‌دهد که در اوایل دهه ۷۰ میلادی (منطبق با اولین روزهای مطرح شدن *QCD*) پیشنهاد شد. این یک داستان کاملاً متفاوتی را نمایش می‌دهد که در آن کوارک‌ها خیلی سبکند. بنابراین با سرعت نور حرکت می‌کنند. آنها بطور جداگانه به دیواره‌ها برخورد می‌کنند، ولی قادر به بیرون رفتن نیستند. چون برای جهان بیرون پذیرفته نیستند. خلا فیزیکی ناشی از محدودیت است.

شکل (۲-۱) یک اسکایرمیون^۱ [۱۷] را نشان می‌دهد که در اوایل دهه ۶۰ پیشنهاد شد. اما از اوایل دهه ۸۰ و بعد از اینکه چندین مسأله معماگونه مطرح شد، مدرنیزه گردید. راه حل خارپشت از میدان پیونی ناشی می‌شود و تیغ‌های آن جهات شعاعی ایزواسپین را نشان می‌دهد $\pi \sim r$. اگر این اشیاء به آرامی بچرخند، یک نوکلئون است و اگر سریع بچرخند، Δ است. پیدا کردن کوارک‌ها روی این تصویر دشوار است. با این وجود با برخی از ابزار نظری یا تئوری می‌توان نشان داد که یک فرمیون با عدد باریونی $B=1$ است. [۱۰]

آخرین تصویر (۲-۱) ترکیبی از دو حالت قبلی را نشان می‌دهد [۱۸]. یک کیسه کوچک که به وسیله یک ابر پیونی- خارپشت شکل محاسبه شده است. برشی در مرز متصل کننده دو ناحیه لازم است تا از تضاد با اصول کلی اجتناب کنیم. وقتی این عمل انجام شد *برون*^۲ و همکارانش مطمئن شدند که فشار و دیگر کمیت‌های اساسی از قبیل جریان کایرال پیوسته‌اند و بنابراین شکاف به سختی قابل مشاهده است.

به خصوص، مطابق مدل کیسه‌ای *MIT*، همه ویژگی‌های هادرونی با محدودیت مطابقت دارد (که فقط مقدار ابعادی را در مسئله فراهم می‌کند و B_{MIT} ثابت کیسه).

انرژی خود کیسه با حجم آن متناسب است. بنابراین برای جداسازی کوارک‌ها انرژی فوق‌العاده زیادی لازم است.

مدل کیسه‌ای ذرات بنیادی در مؤسسه تکنولوژی ماساچوست پیشنهاد شده است. در این مدل هادرون‌ها مانند اجسام استاتیک منبسط‌شده‌ای که در فضا متمرکز شده‌اند، در نظر گرفته می‌شوند. ساختار درونی ذرات از کوارک و تغییرات میدان گلوئونی تشکیل شده است. با استفاده از مدل کیسه‌ای می‌توان بسیاری دیدگاه‌های برهم‌کنش قوی بین کوارک‌ها را توضیح داد. همچنین با استفاده از این

^۱ Skyrmion

^۲ G. Brown

مدل می‌توان بسیاری از خواص استاتیکی هادرون‌ها از جمله شعاع باری، اندازه حرکت مغناطیسی و جرمی از هادرون‌ها را به طور تقریبی بدست آورد.

۲-۳ مدل کیسه‌ای MIT^۱:

در مورد محبوس بودن کوارک‌ها مدل‌های مختلفی ارائه شده است که یکی از این مدل‌ها که موفقیت‌های زیادی داشته است، مدل کیسه‌ای MIT می‌باشد [۱۹ و ۲۰]. این مدل پیشنهاد می‌کند که کوارک‌ها در داخل یک کیسه به دام افتاده اند و کوارک‌ها نمی‌توانند به خارج کیسه نفوذ کنند. اما به وسیله فشارهایی که از داخل اعمال می‌کنند آنها می‌توانند در داخل کیسه شناور باشند. جمع‌شدگی کوارک‌ها در کنار هم را محدودشدگی آنها می‌نامیم. در این بخش قصد داریم جمع‌شدگی در فضایی محدود، یعنی ذره‌ای واقع در چاه پتانسیل کروی را که نخستین بار توسط بوگلیوبوف^۲ [۲۱] مطرح گردید و پس از آن به عنوان مدل MIT گسترش یافت با نام مدل کیسه‌ای MIT، بررسی کنیم. مدل کیسه‌ای MIT قبلاً بدون آگاهی از کار بوگلیوبوف توسعه یافت. کیسه MIT مشابه کیسه بوگلیوبوف است به جز در یک ثابت (واحدی از چگالی انرژی) که همان فشار کیسه است. ایده مدل کیسه‌ای در محدودیت رنگ‌هایی از کوارک‌ها و گلوئون‌های داخل هادرون‌هاست مدل کیسه‌ای MIT از دو ترکیب اصلی کرومودینامیک کوانتومی تشکیل شده است:

(۱) محصورسازی کوارک‌ها

(۲) آزادی جانبی

- ✓ محصورسازی کوارک‌ها لازم است تا شرایط مرزی کیسه رنگ را محبوس کند، به گونه‌ای که حالات هادرونی تک رنگ مشاهده شوند.
- ✓ آزادی جانبی به این معناست که در یک کیسه کوارک‌ها باید نسبتاً آزادانه حرکت کنند.

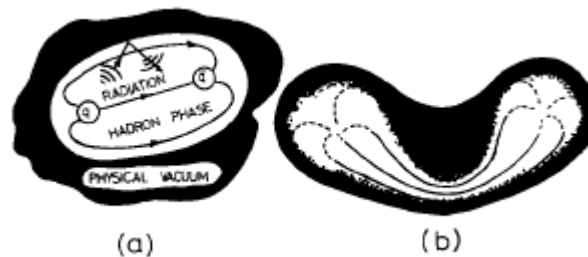
براساس تحقیقات نظری اخیر، ما فرض خواهیم کرد که خلأ فیزیکی توسط تعدادی ساختار میکروسکوپی مشخص شده‌است که در فاز نرمال هادرونهای خارجی، نمی‌توانند انتشار کوارک و

¹ Massachusetts Institute of Technology

² P. N. Bogoliubov

میدانهای گلوئونی را تأمین کنند. خلاً نظیر یک محیط عجیب در برابر میدانهای سازنده هادرونی رفتار می‌کند، با وجود این ناوردایی لورنتس حفظ خواهد شد. [۲۲]

حال با تمرکز انرژی، یک حوزه کوچک با یک فاز مختلف می‌تواند در محیط خلاً فیزیکی ایجاد شود. این شبیه جوشیدن خلاً و ایجاد شدن حباب‌های کوچکی با یک اندازه مشخصه‌ای یک فرمی است. در داخل حباب (فاز هادرونی) میدان‌های گلوئونی و کوارکی با یک رفتار عادی منتشر می‌شوند. سپس هادرون را به عنوان یک حوزه کوچک با اجزای سازنده گلوئون، کوارک در فاز جدید تصور می‌کنیم. این همان کیسه است. سطح مرزی کیسه بین دو فاز در مقابل میدان‌های گلوئونی نفوذناپذیر است. بنابراین آنها نمی‌توانند به فاز نرمال خلاً نفوذ کنند (شکل ۲-۲).



شکل ۲-۲ (a) دو فاز مختلف خلاً که توسط مرز کیسه در فضای هادرونی جدا شده‌اند. (b) تابش گلوئونی که توسط یک کوارک در حال حرکت گسیل می‌شود، مجموعاً روی سطح کیسه بازتاب می‌کند و زمانیکه کیسه تلاش می‌کند تا به قسمت‌های رنگ غیر تکتایه شکافته شود، خطوط شار الکتریکی رنگ در فضای هادرونی محدود می‌شوند [۲۲].

نفوذناپذیری سطح در فرم شرایط مرزی برای میدان‌های گلوئونی بیان می‌شود. میدان‌های الکتریکی گلوئونی E_i که $i=1,2,\dots,8$ در هشتایه‌ای از هشت رنگ مماسی‌اند. در حالی که میدان‌های القائی گلوئون B_i در چارچوب لحظه‌ای از عنصر سطح عمود بر سطح می‌باشد. در نتیجه، هیچ انرژی میدان گلوئونی یا شار تکانه از سطح وجود ندارد. شکل (۲-۲) دو فاز مختلف از خلاً را نشان می‌دهد که به وسیله مرز کیسه در فاز هادرونی جدا شده‌اند. تابش گلوئونی گسیل شده به وسیله یک کوارک متحرک مجموعاً روی سطح کیسه منعکس شده و خطوط شار الکتریکی رنگ زمانی که کیسه تلاش می‌کند به اجزای غیر منفرد رنگ شکافته شود در فضای هادرونی محدود می‌شود.

دینامیک میدان‌های گلوئونی و کوارکی داخل کیسه به طور موضعی از معادلات میدان کرومودینامیک کوانتومی (QCD) تبعیت می‌کنند. به همین دلیل ما میدان‌های هشت گلوئونی را در شرایط مرزی ناوردای پیمانه‌ای به طور صریح معرفی کرده‌ایم. گلوئون‌ها و کوارک‌ها داخل فاز هادرونی محدود شده‌اند. همانطور که خواهیم دید به واسطه میدانهای پیمانه‌ای گلوئونی، آنها همیشه در امتدادی کشیده می‌شوند. حالا به این نکته مهم بر می‌گردیم که چرا کیسه‌ای که در خلأ فیزیکی به عنوان یک قطره کوچک از فاز هادرونی است، در تحول زمانیش پایدار می‌ماند. فرض می‌کنیم که ایجاد یک حباب خلأ در فاز هادرونی مقدار انرژی B در واحد حجم را و نیز مقدار انرژی σ در واحد سطح را صرف کند.

ممکن است B مربوط به فشار خلأ اعمال شده روی حباب باشد. انرژی مورد نیاز برای افزایش حجم حباب به وسیله مقداری δv برابر $B\delta v$ است. کشش سطحی σ مربوط به انرژی سطح روی مرز بین فاز هادرونی و فاز خلأی نرمال است.

فشار اعمال شده به وسیله میدانهای گلوئونی روی مرز هادرون توسط انرژی حجمی B در واحد حجم (فشار خلأ) و انرژی سطحی σ در واحد سطح متعادل می‌شود.

مدل کیسه‌ای کوارکی ابتکار گروه MIT بود که تنش حجمی (فشار خلأ) را برای پایداری هادرون‌ها معرفی کرده‌است. انرژی سطحی σ در واحد سطح به وسیله گروه بوداپست و با در نظر گرفتن فرضیات فیزیکی و دینامیکی معرفی شده‌است. [۲۲] مهم است که توجه کنیم که یک حوزه هادرونی بسته در فضا در اصطلاح QCD همیشه بدون رنگ است. این امر از شرایط مرزی پیروی می‌کند و مطابق آن جریان E الکتریکی رنگ میدان‌های گلوئونی همیشه بدون رنگ است. این امر از شرایط مرزی پیروی می‌کند و مطابق آن جریان E الکتریکی رنگ میدان‌های گلوئونی همیشه در طول سطح صفر هستند. در نتیجه عدد کوانتومی آزمایشی یک حوزه هادرونی بسته در مدل کیسه‌ای کوارکی همیشه صفر است. مرز کیسه در برابر لپتون‌ها و واسطه‌های برهم‌کنش‌های ضعیف در الکترومغناطیسی شفاف است. این ذرات یا میدان‌ها می‌توانند در هر فاز دو فاز خلأ به طور عادی منتشر شوند. تصویر دو فازی خلأ در مدل کیسه‌ای یک پدیده با برهم‌کنش قوی است [۲۲].

مدل کیسه‌ای *MIT* یک روش مفهومی است که بر محصورسازی گلوئون‌ها و کوارک‌ها تأکید می‌کند. بنابراین بطور کاملاً موفق فرایندهای هادرون‌ها در انرژی پایین را توضیح می‌دهد. تمایل به افزایش قدرت پیشگویی آن در سال‌های اخیر منجر به تصحیحات گوناگونی از مدل اصلی شده‌است. برای کاربردهای پدیده‌شناختی، کیسه *MIT* در تقریب استاتیک نیمه کلاسیک در نظر گرفته می‌شود. یک هادرون بوسیله یک کیسه استاتیک که درون آن هادرون‌های تشکیل‌دهنده آزادانه حرکت می‌کنند، مدل سازی می‌شود. به منظور ساده‌سازی بحث، فقط نیروهایی از کوارک‌های سبک (u, d) در نظر گرفته می‌شود که بدون جرم فرض شود. انرژی تصحیح نشده یک چنین باریونی به شکل زیر داده می‌شود:

$$E_0 = \sum_{i=1}^3 E_{qi} + BV \quad (5.2)$$

که جمله اول جمع روی کوارک‌های مستقل از ترازهای انرژی ذره دیراک بدون جرم داخل کیسه است و جمله دوم انرژی حجمی است که از به تعادل رساندن فشار گاز کوارکی داخلی بوسیله یک فشار خارجی یکنواخت B ناشی می‌شود. بنابراین شکل کیسه بایستی بطور خودسازگار با مینیمم کردن E_0 در B ثابت تعیین شود. معمولاً شکل را کروی در نظر می‌گیریم. با این وجود، می‌دانیم که اگر یکی از کوارک‌های مستقل در حالتی با تکانه زاویه‌ای $j \neq 1/2$ باشد، این فرض درست نیست. حتی اگر همه کوارک‌ها در حالت $j = 1/2$ باشند، تضمینی وجود ندارد که کیسه کروی باشد. تعیین دقیق شکل کیسه مستلزم شناخت ترازهای انرژی کوارک‌های بدون جرم در یک کیسه تغییر شکل یافته است. اینها اخیراً بوسیله چندین گروه در مورد کیسه‌های متقارن محوری که معمولاً کروی در نظر گرفته شده‌اند، بطور مستقل محاسبه شده‌است.

در سال ۱۹۶۷ بوگلیوبوف کوارک‌ها را درون یک پتانسیل نامحدود کروی معرفی کرد که جواب‌های کروی در معادله دیراک استفاده می‌شوند. پتانسیل اسکالر شرایط مرزی کوارک را تعیین می‌کند و محبوسیت کوارک عمومی را فراهم می‌کند.

مدل کیسه‌ای *MIT* یک مدل خیلی ساده برای توصیف ساختار هادرون‌هاست. در این مدل هادرون را بصورت یک حجم کروی به شعاع R در نظر می‌گیریم. اگر یک کوارک درون این حجم باشد، فرض

می‌کنیم جرم آن کوچک باشد، یعنی جرم آن به سمت صفر میل کند و اگر کوارک در خارج آن قرار گیرد جرم آن را بی نهایت بزرگ در نظر می‌گیریم و این به آن معنی است که کوارک در بیرون از فضای کیسه نمی‌تواند قرار گیرد. پس کوارک‌ها به بیرون از حجم هادرون نفوذ نخواهند کرد که این حجم و ناحیه را ناحیه I یا همان داخل کیسه می‌نامیم. اندازه و شکل کیسه با تعادل دینامیکی مابین فشار کیسه و فشارهای میدان کوارک و گلوئون تعیین می‌شود.

برای شرح این مدل به شکل کوانتومی، بایستی معادله دیراک را به ازای $V=0$ و جرم کوارک را $m=m_q=0$ درون حجم و $m=m_q \rightarrow \infty$ در بیرون از این ناحیه در نظر گرفته، حل کنیم [۲۲]. در حل برای دو ناحیه مختلف بایستی تابع موج در مرز (سطح کره) پیوسته باشد. معادله دیراک را برای تقارن کروی که $V(r)=0$ حل می‌کنیم. در اینجا برای یک جرم اختیاری m جواب‌ها را به دست می‌آوریم. سپس در موارد دیگر و محدودتر به مسائل ساختار هادرون‌ها وارد می‌شویم.

۲-۴ معادله دیراک

در مکانیک کوانتومی نسبیتی ذرات با اسپین صفر با معادله کلین - گوردن^۱ [۲۳]، ذرات با اسپین $1/2$ با معادله دیراک [۲۴] و ذرات با اسپین 1 با معادله پروکا^۲ توصیف می‌شوند. معادله (۲-۶) شکل هموردای معادله دیراک است.

$$i\hbar\partial_\mu\psi - mc\psi = 0 \quad (۶.۲)$$

۲-۵ فرم لاگرانژین پیشنهادی

چگالی لاگرانژین برای مدل کیسه‌ای MIT برای کوارک‌های بدون جرم در حجم V با سطح S به صورت زیر است [۲۵]:

$$\ell = \left[\frac{i}{2} (\bar{\psi}\gamma^\mu\partial_\mu\psi - \partial_\mu\bar{\psi}\gamma^\mu\psi) - B \right] \theta_V(x) - \frac{1}{2} \bar{\psi}(x)\psi(x) \Delta S \quad (۷.۲)$$

^۱ Klein-Gordon

^۲ Proca

که Δs تابع دلتا در سطح، که در روی سطح برابر ۱ و هر جای دیگر صفر است. $\theta_v = 1$ درون حجم کیسه V و در خارج حجم $\theta_v = 0$ است. B چگالی انرژی است. در خارج حجم V هیچ کوارک آزادی وجود ندارد. جمله آخر را می توان به عنوان حاصل ضرب لاگرانژی که شرایط محدودسازی را روی میدان های کوارکی اعمال می کند در نظر گرفت.

می توان نشان داد که معادلات اوایلر-لاگرانژ برای (۷-۲) به معادله دیراک منجر می شود.

$$\frac{\partial \ell}{\partial \psi} - \partial_\mu \frac{\partial \ell}{\partial (\partial_\mu \bar{\psi})} = 0 \quad (۸.۲)$$

$$\frac{\partial \ell}{\partial \bar{\psi}} = \left(\frac{i}{2} \gamma^\mu \partial_\mu \psi \right) \theta_v - \frac{1}{2} \psi \Delta s \quad (۹.۲)$$

$$\partial_\mu \left(\frac{\partial \ell}{\partial (\partial_\mu \bar{\psi})} \right) = \left(-\frac{i}{2} \gamma^\mu \partial_\mu \psi \right) \theta_v - \frac{i}{2} \gamma^\mu n_\mu \psi \Delta_s \quad (۱۰.۲)$$

معادله دیراک برای کوارک های بدون جرم داخل کیسه

$$i \gamma^\mu \partial_\mu \psi = 0 \quad (۱۱.۲)$$

شرط مرزی خطی بر روی سطح:

$$i \gamma^\mu n_\mu \psi = \psi \quad (۱۲.۲)$$

تانسور تکانه - انرژی با لاگرانژین معادله (۷-۲) مطابقت دارد و داریم

$$T^{\mu\nu} = -g^{\mu\nu} \ell + \left(\frac{\partial \ell}{\partial (\partial_\mu \psi)} \partial^\nu \psi + \partial^\nu \bar{\psi} \frac{\partial \ell}{\partial (\partial_\mu \bar{\psi})} \right) \quad (۱۳.۲)$$

برای کوارک‌های داخل کیسه، جواب‌های معادله دیراک آزاد پایستگی انرژی $\partial_\mu T^{\mu\nu} = 0$ را فراهم می‌کند. لذا :

$$Bn^\nu + \frac{i}{2} \left(\bar{\psi} \gamma^\mu (\partial^\nu \psi) - (\partial^\nu \bar{\psi}) \gamma^\mu \psi \right) n_\mu \Delta s = 0 \quad (14.2)$$

$$\frac{1}{2} n_\mu \partial^\mu (\bar{\psi} \psi)(x) \Big|_{\text{on the surface}} = B \quad (15.2)$$

شرط مرزی این نیست که چگالی کوارک در شعاع R صفر شود، در عوض محصورسازی نیازمند آن است که جریان رنگ عمود بر سطح در R صفر شود. معادله (۱۵-۲) مستلزم آن است که فشار خارجی میدان‌های کوارکی با فشار کیسه‌ای B که از خلأ نرمال دربرگیرنده کیسه می‌آید در تعادل باشد. این شرط مرزی غیر خطی نامیده می‌شود، زیرا به $\bar{\psi}\psi$ بستگی دارد.

برای نمونه کروی ساکن $n^\nu = (0, \hat{r})$ معادله بالا به صورت $B = -\frac{1}{2} \frac{\partial}{\partial r} (\bar{\psi} \psi)$ در می‌آید.

برای حالت پایه بررسی شده که در آن یک ذره در کره وجود دارد، داریم

$$\bar{\psi} \psi = \frac{N^2}{4\pi} \left[J_0^2 \left(\frac{xr}{R} \right) - J_1^2 \left(\frac{xr}{R} \right) \right] \quad (16.2)$$

که در آن

$$j_0 = \frac{\sin x}{x} \quad (17.2)$$

$$j_1 = \frac{\sin x}{x^2} - \frac{\cos x}{x}$$

حال با در دست داشتن ثابت نرمالیزاسیون N به صورت زیر:

$$|N_{1,-1}| = \frac{x^3}{2R^3(x-1)\sin^2 x} \quad (18.2)$$

به رابطه زیر می‌رسیم.

$$B = \frac{x}{4\pi R^4} \quad (۱۹.۲)$$

B ثابت کیسه، به شعاع تعادل کیسه نسبت داده شده است.

فصل سوم

محاسبه جرم باریونی به کمک پتانسیل رنگ

✚ مختصات فوق کروی

✚ محاسبه انرژی حالت پایه کوارک‌ها در سیستم سه ذره‌ای

✚ محدودیت در کیسه کروی و جمله کازیمیر *MIT*

✚ تئوری پیمانه‌ای و مدل کوارکی

✚ انرژی برهم‌کنش مغناطیسی و الکتریکی

✚ محاسبه طیف جرمی هادرون‌ها

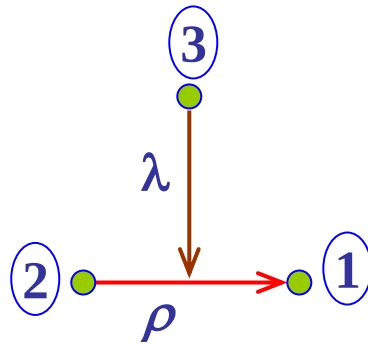
✚ محاسبه ثابت‌های B و Z_0 و α_s

✚ نتایج

۳-۱ مختصات فوق کروی

مختصات فوق کروی، توسط مختصات ژاکوبی با مقادیر مطلق ρ و λ تعریف می شوند که در آن ρ بردار نسبی بین ذرات ۱ و ۲ است و λ دومین مختصه ژاکوبی به صورت بردار نسبی بین مرکز جرم ذرات ۱ و ۲ و ذره ۳ تعریف می شود. [۲۶]

در واقع مختصات نسبی و مرکز جرمی برای توصیف دستگاه های دو جسمی بکار می رود. اما برای مسئله N جسمی (در مسأله ما $N=3$) این مختصات پاسخگو نیست و مختصات ژاکوبی جواب سوال ما را می دهد. زیرا در حقیقت مختصات ژاکوبی تعمیم یافته مختصات نسبی و مرکز جرمی است.



شکل ۳-۱ مختصات ژاکوبی برای سه ذره

$$x = \sqrt{\rho^2 + \lambda^2} \quad t = \arctan\left(\frac{\rho}{\lambda}\right) \quad (1.3)$$

که x فوق شعاع و t فوق زاویه است. به عبارتی در مختصات فوق کروی تبدیل زیر را داریم

$$(\lambda, \Omega_\lambda, \rho, \Omega_\rho) \Rightarrow (x, t, \Omega_\lambda, \Omega_\rho) \quad (2.3)$$

تابع موج در مختصات فوق کروی به شکل زیر می باشد [۲۷]

$$\Psi(x, t, \Omega_\rho, \Omega_\lambda) = \psi_{\nu, \lambda}(x) Y_{[\gamma, l_\rho, l_\lambda]}(\Omega) \quad (3.3)$$

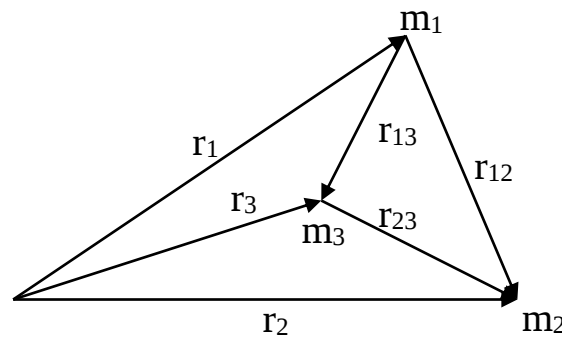
که در رابط بالا ν برانگیختگی فوق شعاعی و γ عدد کوانتومی زاویه ای کل می باشد

عملگر لاپلاس در مختصات فوق کروی و در فضایی با ابعاد D ، برای N ذره ی یکسان بصورت زیر است. [۲۷]

$$\sum_{i=1}^{N-1} \nabla_{\xi_i}^2 = - \left(\frac{d^2}{dx^2} + \frac{D-1}{x} \frac{d}{dx} + \frac{L^2(\Omega)}{x^2} \right) = - \left\{ \frac{1}{x^{D-1}} \left[\frac{d}{dx} x^{D-1} \frac{d}{dx} \right] + \frac{-\gamma(\gamma+D-2)}{x^2} \right\} \quad (۴.۳)$$

که $L^2(\Omega)$ اپراتور مداری کل و γ عدد کوانتومی زاویه ای کل معادل با $\gamma=2n+l_{\xi 1}+l_{\xi 2}$ است و n یک عدد صحیح غیر منفی و $l_{\xi i}$ اندازه حرکت زاویه ای متناظر با مختصات ξ_i است. حرکت داخلی سه ذره ای یکسان، به وسیله روابط ژاکوبی مختصات λ و ρ بصورت زیر توصیف می شود:

$$\rho = \frac{r_1 - r_2}{\sqrt{2}} \quad \lambda = \frac{r_1 + r_2 - 2r_3}{\sqrt{6}} \quad (۵.۳)$$



شکل ۲-۳ نمودار برهم کنش سه جسم

۲-۳ محاسبه انرژی حالت پایه کوارک ها در سیستم سه ذره ای:

برای به دست آوردن انرژی حالت پایه کوارک ها که در محاسبه جرم هادرون مورد نیاز است، ابتدا تابع موج سیستم سه ذره ای را با در نظر گرفتن پتانسیل رنگ به دست می آوریم. برای این منظور با حل معادله دیراک تابع موج رامحاسبه می کنیم. برای راحتی در حل معادله، پتانسیل اسکالر فوق مرکزی و پتانسیل برداری فوق مرکزی را مساوی می گیریم.

$$-i \vec{\alpha} \cdot \vec{\nabla} \psi(x) + \beta [m + U_0(x)] \psi(x) + V_0(x) \psi(x) = \varepsilon \psi(x) \quad (۶.۳)$$

وسپس با در نظر گرفتن شرایط مرزی $-i\gamma_\mu n^\mu \psi = \psi$ (مولفه عمودی جریان روی سطح کیسه صفر می‌باشد) و با فرض معلوم بودن مقدار عددی نسبت ثابت جفت شدگی شبه برداری به ثابت جفت شدگی برداری در محاسبات، در نهایت انرژی کوارک به صورت رابطه (۲۹-۳) حاصل می‌شود

$$\varepsilon_q = \frac{2.65}{R} \quad (۷.۳)$$

انرژی حالت پایه را برحسب شعاع محاسبه کردیم. حال توضیح مختصری در مورد انرژی کازیمیر و انرژی مغناطیسی و الکتریکی رنگ می‌دهیم.

۳-۳ محدودیت در کیسه کروی و جمله کازیمیر^۱ MIT

فرایند محدودیت کوارک‌ها و گلوئون‌ها در یک حجم معین منجر به اثرات کوانتومی نقطه صفر می‌شود. با در نظر گرفتن جمله کازیمیر منفی در مدل کیسه‌ای MIT می‌توان ذرات محدود شده را در توافق با جرم‌های مشاهده شده آنها مدل‌سازی کرد.

دگرند^۲ و همکارانش طیف هادرونی را با $E_0 = -\frac{Z_0}{R} = -\frac{1.38}{R}$ به خوبی تطبیق داده‌اند. عبارت به کار

رفته برای انرژی کازیمیر $E_0 = -\frac{Z_0}{R}$ کاملاً توجیه نشده است. ولی از آن‌جا که نیاز داشتند تا برای

تطبیق طیف جرمی هادرون، انرژی را پایین بیاورند، این جمله را اضافه کردند و توسط دگرند و همکارانش به عنوان قسمت معین و متناهی انرژی نقطه صفر از کوارک‌ها و گلوئون‌ها توجیه شد.

مشکل این جمله آن است که سهم جمله کازیمیر بیشتر مثبت است تا منفی. [۳۱]

بویر و همکارانش نشان دادند که نیروی کازیمیر برای یک پوسته رسانای کروی به جای آن که مانند هندسه یک صفحه موازی به سمت داخل باشد، به سمت بیرون است. می‌توان افت و خیزهای سطح کیسه را به همراه فرایندهای شکافت‌گونه در نظر گرفت که منجر به یک کاواک بدون کوارک می‌شود. وقتی چیزی داخل کیسه نباشد تا آن را از فرو ریختن نگه دارد، کیسه می‌تواند با آزادسازی یک انرژی

^۱ Casimir

^۲ Degrand

بسیار زیاد واپاشی کند. برای جلوگیری از این امر می‌توان یک میان‌بر را معرفی کرد. اما بهنجارش مستقیماً به این میان‌بر وابسته است.

آمیختگی شکل^۱ از طریق تبادل تک گلوئونی^۲، (OGE) یک مکانیزم طبیعی برای پایین آوردن انرژی ذرات با برهم‌کنش قوی فراهم می‌کند که نتیجه آن معرفی یک جمله کازیمیر با علامت مناسب است. انرژی کازیمیر [۲۶] را می‌توان به شکل اختلاف در انرژی نقطه صفر ناشی از یک پوسته رسانا یا یک جسم با تراوایی‌های مغناطیسی یا دی‌الکتریک، نسبت به مقادیر فضا-آزاد محاسبه کرد. در فواصل کوتاه، افت وخیزهای کوانتومی اجسام قطبش‌پذیر به نیروهای جاذبه‌ای "واندروالس" منجر می‌شود. در فواصل بلندتر اثرات تاخیری برهم‌کنش‌ها اثر می‌گذارد. در حدقطبش‌پذیری‌های بالا، مواد به شکل رساناهایی با میدان‌های کوانتومی مستثنی از اجسام رفتار می‌کنند.

کازیمیر در سال ۱۹۴۸، نیروی میان دو صفحه بی‌نهایت رسانای موازی که به وسیله یک خلأ جدا شده‌اند را محاسبه کرد [۲۸] و آن را جاذبه به دست آورد. محاسبات شامل یافتن اختلاف در تعداد مدهای داخل و بیرون ناحیه مورد نظر هستند که سهم مدهای نرمال در انرژی نقطه صفر میدان تابشی، $E = \sum_k \frac{1}{2} \hbar \omega_k$ است. (در اینجا ما توان‌های $\hbar$ و c را نشان می‌دهیم). نوعاً می‌توان یک میانبر λ با E_0 برابر $E_0 = \frac{1}{2} \sum \hbar \omega e^{-\frac{\omega}{\lambda}}$ معرفی کرد. از نظر فیزیکی، رسانایی در فرکانس‌های بالا تمایل به انحراف دارد و احتمالاً فرکانس‌های بالا از مرتبه λ و بالاتر به طور یکسان در مدهای داخل و بیرون ناحیه سهم دارند، بنابراین جمله‌های بی‌نهایت حذف می‌شوند. با صرف‌نظر از اثرات لبه، برای صفحات با مساحت A و جدایی L ، کازیمیر انرژی نقطه صفر را به شکل معادله زیر به دست آورد:

$$E_0 = 3\pi^2 \hbar c A L \frac{1}{\lambda^4} - \frac{\pi^2}{2} \hbar c A \frac{1}{\lambda^3} - \frac{\pi^2}{720} \frac{\hbar c A}{L^3} \quad (۸.۳)$$

دو جمله اول برای طول موج‌های کوتاه وقتی λ به صفر میل می‌کند، واگرا می‌شوند و به ترتیب با حجم و سطح ناحیه متناسب هستند. قسمت‌های واگرا باید به وسیله سهم افت وخیزهای کوانتومی

^۱ Configuration Mixing

^۲ One-Gluon Exchange

میدان‌های خارجی حذف شوند. جمله سوم در یک نیروی خالص جاذبه شرکت می‌کند که قابل اندازه‌گیری و متناهی است:

$$F = -\frac{\pi^2}{240} \hbar c \frac{A}{L^4} \quad (9.3)$$

توافقات تجربی با این نیرو در سال ۱۹۴۸ نشان داده شد [۲۹]. کازیمیر پیشنهاد کرد که این می‌تواند یک مکانیزم فیزیکی را فراهم کند که برای پایداری الکترون به حساب آید، با یک نیروی جاذبه کازیمیر که نیروی کولنی کلاسیکی خارجی مربوط به مدل نیمه کلاسیکی آبراهام-لورنتس الکترون را متعادل می‌کند. اگر نیروی کازیمیر برای یک پوسته کروی بار با شعاع a ، $E_0 = -c \left(\frac{\hbar c}{2a} \right)$ باشد. پس

$$\text{نیروی کولنی روی پوسته به تعادل می‌رسد اگر } c = \frac{e^2}{\hbar c} \text{ باشد.}$$

به عنوان برآوردی از مرتبه بزرگی، از نتایج صفحه موازی با مساحت πa^2 برای A و فاصله بین صفحات A استفاده شد. نتیجه این کار یک انرژی کازیمیر $\Delta E \approx \frac{-0.09 \hbar c}{2a}$ است. این یک رابطه بنیادی‌تر را نشان داد که در آن ثابت کازیمیر c با این تقریب از مرتبه بزرگی ثابت ساختار ریز α بود. در سال ۱۹۶۸، بویر^۱ [۳۰] نیروهای کازیمیر را بر روی یک پوسته کروی رسانا محاسبه کرد و علامت انرژی نقطه صفر را بیشتر مثبت به دست آورد تا منفی. همان‌طور که توسط کازیمیر پیش‌بینی شد، او ΔE را حدود $0.09 \frac{\hbar c}{2a}$ یعنی همان حدود ولی با علامت مخالف، همان‌طور که کازیمیر ادعا کرد. بنابراین مدل فریبنده کازیمیر برای الکترون نامعتبر شد. مدل کیسه‌ای MIT شامل بخش‌هایی از کوارک‌ها و نیز گلوئون‌هاست. بنابراین ضروری است که به سهم‌های نقطه صفر از فرمیون‌ها و نیز بوزون‌های برداری نگاهی داشته باشیم. اگر نتیجه خالص برای انرژی نقطه صفر مثبت باشد، مشکلاتی برای مدل کیسه‌ای MIT نمایان می‌شود که در آن جمله کازیمیر MIT با یک علامت منفی بدست می‌آید،

$$E_0 = -\frac{Z_0}{R}$$

¹ Boyer

عموماً، انرژی حالت پایه توسط کاهش جملات شمارنده مختلفی (نامعلوم) بهنجار می‌شود. همان‌طور که نشان خواهیم داد، انتظار داریم که بایستی جملات تماسی متناسب با چند جمله‌ای‌های شعاع کیسه وجود داشته باشد. آنچه می‌ماند سهم‌های متناهی (معلوم) شامل حجم، و احتمالاً سطح و یا جمله‌ای متناسب با شعاع کیسه است، $H' = BV + \sigma A + FR$. جمله حجم ممکن است در ثابت کیسه B جذب شود.

در مورد الکترودینامیک برای یک پوسته کروی که به وسیله بویر محاسبه شد، سهم‌های واگرا از میدان‌های داخلی و خارجی و میان مدهای TE و TM حذف شدند. واگرایی‌های درجه چهار می‌توانند در تعریفی از انرژی مربوط به ثابت کیسه BV جذب شوند.

واگرایی‌های درجه دو با هیچ جمله‌ای که به طور معمول در مدل کیسه‌ای MIT به کار رفته نمی‌توانند جذب شوند. این انرژی مستلزم یک جمله شمارنده به شکل FR است و به نظر می‌رسد بدون دلیل در این مدل نیامده است. از انرژی نقطه صفر به شکل EA هیچ سهم واگرایی نتیجه نمی‌شود.

علاوه بر قسمت‌های واگرا، سهم‌های متناهی در انرژی نقطه صفر برای فرمیون‌ها و بوزون‌های برداری در یک هندسه کروی محاسبه شده است.

با در نظر گرفتن واگرایی درجه دو، هر ذره برداری (گلوئون) در بسط مجانبی شرکت می‌کند:

$$E_V \approx \frac{1}{\pi R} \left(-\frac{4}{3} \frac{1}{\lambda^2} + \frac{1}{8} \right) \quad (۱۰.۳)$$

و هر فرمیون (کوارک) سهمی به اندازه $E_F \approx \frac{1}{\pi R} \left(\frac{1}{3} \frac{1}{\lambda^2} - \frac{1}{48} \right)$ دارد.

اگرچه قسمت متناهی از سهم کوارک، منفی است، اما این سهم از بخش (سهم) گلوئون خیلی کوچکتر است. برای گلوئون‌ها در یک هندسه مکعبی و به وسیله بارهای تصویری نتایج محاسبه شد. جابجایی انرژی مجدداً مثبت است و برای حجم‌های یکسان در حدود چند صدم مقدار مربوط به کروی است. برای هشت گلوئون (با رنگ هشتایه) و N کوارک، انرژی کازیمیر برای یک حجم کروی به شکل زیر است:

$$E_0 \approx \frac{N}{\pi R} \left(\frac{1}{3} \frac{1}{\lambda^2} - \frac{1}{48} \right) + \frac{1}{\pi R} \left(-\frac{32}{3} \frac{1}{\lambda^2} + 1 \right) \quad (۱۱.۳)$$

هرچند جملات واگرا از کوارک‌ها و گلوئون‌ها علامت مخالف دارند، اما آنها فقط اگر $N=32$ باشد می‌توانند حذف شوند، اما N بایستی ضربی از سه باشد (رنگ‌ها). چون در مدل ما سه طعم کوارکی وجود دارد از $N=9$ استفاده می‌کنیم. از نظر عددی قسمت متناهی انرژی نقطه صفر مثبت است و $E'_0 = \frac{0.259}{R}$.

این نتیجه برای ما پایه‌هایی برای یک تطبیق بر شکل اصلاح‌شده‌ای از مدل کیسه‌ای MIT با انرژی معمولی کیسه اما شامل جمله شمارنده جدید F فراهم می‌کند، $H' = BV + FR + \frac{0.259}{R}$. می‌بینیم که این پارامترسازی موفق نیست. به خاطر مقدار کاهش انرژی حالت پایه ناشی از آمیختگی شکل، این کار به مقادیر منفی برای B و کیسه‌های ناپایدار منجر می‌شود (اضافه کردن یک جمله شمارنده سطحی وضعیت را بهتر نمی‌کند، زیرا آن نیز باید منفی باشد تا B را مثبت کند و این امر منجر به تغییر شکل‌های ناپایدار در سطح کیسه می‌شود). با دستورالعمل کمینه MIT برای خودانرژی، به انرژی‌های ناشی از آمیختگی شکل نوترون در $R = 0.0045 \text{ MeV}^{-1}$ و $R = 0.005 \text{ MeV}^{-1}$ با اندازه‌های 581 MeV و 647 MeV می‌رسیم. در حالت مجانبی انتظار می‌رود برای $R \rightarrow \infty$ به شکل $\frac{1}{R}$ باشد و برای $R \rightarrow \infty$ به عنوان یک ثابت عمل کند. یک تطبیق با انرژی نوترون آمیختگی شکل مقدار $E_{CM} \approx -15.72 - \frac{2.826}{R}$ با خود انرژی کمینه MIT نتیجه می‌دهد. فقط با یک جمله کازیمیر مثبت و با ضریب بزرگتر از $5/5$ ، پایداری داریم. اگر جمله شمارنده جدید را حذف کنیم، تطبیقی از جرم نوترون با استفاده از خودانرژی کمینه MIT برای $\alpha_s = 1/3636$ به مقدار $B^{1/4} = 145 \text{ MeV}$ می‌رسیم (و در نتیجه $R = 0.0045 \text{ MeV}^{-1}$) و جمله کازیمیر $E_0 = \frac{6.45}{R}$ می‌شود. $R = 0.0045 \text{ MeV}^{-1}$.

۳-۴ تئوری پیمانه‌ای و مدل کوارکی

در الکترودینامیک کلاسیک، میدانهای الکتریکی و مغناطیسی (B, E) ناشی از چگالی بار ρ و چگالی جریان J با روابط ماکسول معین می‌شوند. در نمایش نسبیتی E و B با هم تشکیل‌دهنده یک تانسور درجه دوم پادمتقارن می‌دهند که تانسور قدرت میدان نامیده می‌شود و به شکل زیر می‌باشد [۳۱]

$$F^{\mu\nu} = \begin{pmatrix} 0 & -E_x & -E_y & -E_z \\ E_x & 0 & -B_z & B_y \\ E_y & B_z & 0 & -B_x \\ E_z & -B_y & B_x & 0 \end{pmatrix} \quad (۱۲.۳)$$

ρ و $\vec{J}$ یک چهاربردار $J^\mu = (c\rho, \vec{J})$ را می‌سازند. در این صورت می‌توان دو معادله

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E} = 4\pi\rho \quad \text{و} \quad \vec{\nabla} \times \vec{B} = \frac{4\pi}{c} \vec{J} + \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{E}}{\partial t} \quad (۱۳.۳)$$

را به صورت معادله (۳-۳۶) خلاصه کرد:

$$\partial_\mu F^{\mu\nu} = \frac{4\pi}{c} J^\nu \quad (۱۴.۳)$$

و با توجه به اینکه $F^{\mu\nu}$ پادمتقارن است، معادله پیوستگی به صورت زیر نتیجه می‌شود:

$$\partial_\mu J^\mu = 0 \quad (۱۵.۳)$$

همچنین با توجه به روابط

$$\vec{E} = -\vec{\nabla} \phi - \frac{1}{c} \frac{\partial \vec{A}}{\partial t}, \quad \nabla \times \vec{A} = \vec{B} \quad (۱۶.۳)$$

نمایش نسبیتی این روابط به شکل زیر است

$$F^{\mu\nu} = \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu \quad (۱۷.۳)$$

$A^\mu = (\phi, \vec{A})$ چهار بردار پتانسیل می‌باشد.

از چگالی لاگرانژی ماکسول برای میدان برداری بدون جرم با منبع $J^\mu = (c\rho, \vec{J})$ به صورت زیر

$$\ell = -\frac{1}{16\pi} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} - \frac{1}{c} J^\mu A_\mu \quad (۱۸.۳)$$

با توجه به معادله لاگرانژ- اویلر رابطه (۳-۳۶) به دست می‌آید. همچنین رابطه (۳-۳۶) شکل تانسوری از معادلات ماکسول است که میدانهای الکترومغناطیسی تولیدشده به وسیله جریان J^μ را توصیف می‌کند.

اگر لاگرانژی دیراک را در نظر بگیریم و بخواهیم این لاگرانژی تحت تبدیل پیمانه ای موضعی^۱ یعنی

$$\psi \rightarrow e^{i\theta} \psi \quad (۱۹.۳)$$

که

$$\theta = -\frac{q}{\hbar c} \lambda(x^\mu) \quad (۲۰.۳)$$

و q بار ذره است، ناوردا باقی بماند، مجبور خواهیم بود که یک میدان برداری بدون جرم را معرفی کنیم و لاگرانژی کامل را به صورت زیر در نظر بگیریم:

$$\ell = (i\hbar c \bar{\psi} \gamma^\mu \partial_\mu \psi - mc^2 \bar{\psi} \psi) + \left(-\frac{1}{16\pi} F^{\mu\nu} F_{\mu\nu} \right) - (q \bar{\psi} \gamma^\mu \psi) A_\mu \quad (۲۱.۳)$$

که A^μ پتانسیل الکترومغناطیسی است. جمله اول لاگرانژی ذره آزاد دیراک می باشد. اما جملات بعدی لاگرانژی ماکسول را با در نظر گرفتن رابطه زیر تولید می‌کند.

$$J^\mu = cq \bar{\psi} \gamma^\mu \psi \quad (۲۲.۳)$$

اگر دو میدان ψ_1 و ψ_2 با اسپین ۱/۲ را در نظر بگیریم، لاگرانژی کامل که معروف به لاگرانژی یانگ-میلز است به صورت زیر می‌باشد

^۱ Local Gauge Transformation

$$\ell = (i\hbar c \bar{\psi} \gamma^\mu \partial_\mu \psi - mc^2 \bar{\psi} \psi) - \left(\frac{1}{16\pi} \vec{F}^{\mu\nu} \cdot \vec{F}_{\mu\nu} \right) - (q \bar{\psi} \gamma^\mu \vec{\sigma} \psi) \cdot \vec{A}_\mu \quad (23.3)$$

$$\vec{F}^{\mu\nu} = \partial^\mu \vec{A}^\nu - \partial^\nu \vec{A}^\mu - \frac{2q}{\hbar c} (\vec{A}^\mu \times \vec{A}^\nu) \quad (24.3)$$

این لاگرانژی در تبدیل پیمانه ای $SU(2)$ موضعی یعنی

$$S = e^{\frac{iq\vec{\sigma} \cdot \vec{\lambda}}{\hbar c}} \psi \rightarrow S\psi \quad (25.3)$$

ناورداست. ψ یک ماتریس ستونی دو مؤلفه ای به شکل $\psi = \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \end{pmatrix}$ و σ ماتریسهای پائولی می باشند. با به کار گرفتن زبان الکترودینامیک، می گوئیم که میدان های دیراک جریان هایی به صورت زیر تولید می کنند که هر کدام مانند منابعی برای میدان های پیمانه ای عمل می کنند.

$$\vec{J}^\mu = cq(\bar{\psi} \gamma^\mu \vec{\sigma} \psi) \quad (26.3)$$

۳-۵ انرژی برهم کنش مغناطیسی و الکتریکی

در رابطه با مدل کوآرک رنگی، هرطعم کوآرک درسه رنگ قرمز، آبی و سبز پدیدار می شود. با وجودی که طعم های گوناگون جرم های متفاوت حمل می کنند، آماسه رنگ طعم داده شده همه با وزنی یکنواخت فرض می شوند.

لاگرانژی کامل برای کرومودینامیک به صورت زیر است:

$$\ell = (i\hbar c \bar{\psi} \gamma^\mu \partial_\mu \psi - mc^2 \bar{\psi} \psi) - \frac{1}{16\pi} \vec{F}^{\mu\nu} \cdot \vec{F}_{\mu\nu} - (q \bar{\psi} \gamma^\mu \vec{\lambda} \psi) \cdot \vec{A}_\mu \quad (27.3)$$

که در این رابطه ψ یک ماتریس ستونی سه مؤلفه ای به شکل

$$\psi = \begin{pmatrix} \psi_r \\ \psi_b \\ \psi_g \end{pmatrix} \quad (28.3)$$

$$\vec{F}^{\mu\nu} = \partial^\mu \vec{A}^\nu - \partial^\nu \vec{A}^\mu - \frac{2q}{\hbar c} (\vec{A}^\mu \times \vec{A}^\nu) \quad (29.3)$$

λ ماتریس‌های ژل-مان^۱ [۳۲] نامیده می‌شوند که مولدهای گروه $SU(3)$ می‌باشند. q ثابت جفت شدگی است که نقشی مشابه بارالکتریکی در QED بازی می‌کند و l تحت تبدیل‌های پیمانه‌ای $SU(3)$ موضعی (۳-۵۲)

$$S = e^{\frac{-iq\lambda\phi}{\hbar c}} \quad (30.3)$$

ناورداست. سه میدان دیراک با جرم مساوی (سه رنگ برای هر طعم کوارک فرض شده) در برهمکنش متقابل با هشت میدان برداری بدون جرم (گلوئون) را شرح و توصیف می‌کند. میدان‌های دیراک هشت جریان را به صورت زیر تشکیل می‌دهند

$$\vec{J}^\mu = cq \bar{\psi} \gamma^\mu \vec{\lambda} \psi \quad (31.3)$$

که به عنوان منبع برای میدان‌های رنگی A_μ عمل می‌کنند، مشابه جریان‌های الکتریکی که به عنوان منابعی برای میدان‌های الکترومغناطیسی رفتار می‌کنند. همچنین میدان‌های الکترومغناطیسی رنگ باید در روابط زیر به ازای $r < R$ برای هادرون‌ها صدق کنند

$$\nabla \times \vec{E}_i^a = 0 \quad \nabla \times \vec{B}_i^a = \vec{J}_i^a \quad (32.3)$$

$$\vec{\nabla} \cdot \vec{E}_i^a = \vec{J}_i^{0a} \quad \nabla \cdot \vec{B}_i^a = 0$$

که E_i^a و B_i^a میدانهای الکتریکی و مغناطیسی رنگ تولیدشده به وسیله کوارک‌ها و J_i^a جریان‌های رنگ کوارک‌ها می‌باشد که به صورت زیر است:

¹ Gell-Mann

$$\vec{J}_i^a = \psi_i^+ \vec{\alpha} \lambda^a \psi_i = -\frac{3}{4\pi} \hat{r} \times \vec{\sigma}_i \lambda_i^a \left(\frac{\mu_i'(r)}{r^3} \right) \quad (33.3)$$

که ψ_i توابع موجی است که از حل معادله دیراک در قسمت اول محاسبه شد. μ_i' چگالی اسکالریک کوارک به جرم μ_i' در حالت پایه است. با انتگرالگیری روی μ_i' ، گشتاور مغناطیسی کوارک بدست می‌آید و با توجه به این که در مدل کیسه ای ما نیاز داریم که هیچ جریان گلئون رنگی از مرز کیسه عبور نکند، به این منظور شرط زیر را اعمال می‌کنیم:

$$\hat{r} \times \sum_i \vec{B}_i^a = 0 \quad r = R \quad (34.3)$$

و در نهایت میدان مغناطیسی که شرایط فوق را برآورده کند به صورت زیر است:

$$\vec{B}_i^a = \frac{\lambda_i^2 \vec{\sigma}_i}{4\pi} \left(2M_i + \frac{\mu(R)}{R^3} - \frac{\mu(r)}{r^3} \right) + \frac{3\lambda_i^a}{4\pi} \hat{r} (\vec{\sigma} \cdot \hat{r}) \quad (35.3)$$

در این رابطه $\mu(r)$ برابر با انتگرال $\mu'(r)$ تا شعاع r و

$$M_i = \int_r^R \frac{dr'}{r'^3} \mu_i'(r') \quad (36.3)$$

در نتیجه انرژی برهم‌کنش مغناطیسی توزیع رنگ یک حالت که به صورت زیر است:

$$E_m = -g^2 \sum_a \sum_{i,j} \int d^3x \vec{B}_i^a \cdot \vec{B}_j^a \quad (37.3)$$

با توجه به میدان مغناطیسی رنگ، به شکل زیر بدست می‌آید:

$$E_m = -3\alpha_c \sum_a \sum_{i,j} (\vec{\sigma}_i^a \cdot \vec{\sigma}_j^a) \frac{\mu(m_i, R) \mu(m_j, R)}{R^3} I(m_i R, m_j R) \quad (38.3)$$

در رابطه قبل $I(m_i R, m_j R)$ عبارت است از:

$$I(m_i R, m_j R) = 1 + 2 \int_0^R \frac{dr}{r^4} \mu(m_i, r) \mu(m_j, r) \quad (39.3)$$

α_c ثابت جفت شدگی قوی می باشد. رابطه انرژی رامی توان با توجه به وابستگی آن به اسپین و رنگ ساده کرد.

برای یک حالت مزونی

$$(\lambda_1^a + \lambda_2^a) |M\rangle = 0 \quad (40.3)$$

و با توجه به اینکه

$$\sum_a \lambda_1^a \lambda_2^a = -\frac{16}{3} \quad \text{آنگاه} \quad \sum (\lambda_i^a)^2 = \frac{16}{3} \quad (41.3)$$

همچنین برای باریون ها

$$\sum_{i=1}^3 \lambda_i^a |B\rangle = 0 \quad (42.3)$$

و در نتیجه

$$\sum_a \lambda_i^a \lambda_j^a = -\frac{8}{3} \quad (43.3)$$

در نهایت رابطه انرژی برهم کنش مغناطیسی به شکل زیر ساده خواهد شد.

$$E_m = 8\alpha_c \lambda \sum_{i,j} (\vec{\sigma}_i \cdot \vec{\sigma}_j) \frac{\mu(m_i, R) \mu(m_j, R)}{R^3} I(m_i R, m_j R) \quad (44.3)$$

$$E_m = \sum_{i,j} \lambda M_{ij} (\vec{\sigma}_i \cdot \vec{\sigma}_j) \quad (45.3)$$

که برای باریون ها $\lambda=1$ و برای مزون ها $\lambda=2$ است. همچنین:

$$M_{ij} = 8\alpha_c \frac{\mu(m_i, R)\mu(m_j, R)}{R^3} I(m_i R, m_j R) \quad (46.3)$$

مشابه حالت مغناطیسی می توان انرژی الکتریکی رنگ را محاسبه کرد. انرژی بر هم کنش الکتریکی یک توزیع بار به شکل زیر است:

$$E_E = \frac{1}{2} g^2 \sum_a \int_{bag} d^3x \vec{E}^a(x) \cdot \vec{E}^a(x) \quad (47.3)$$

میدان الکتریکی رنگ در معادلات ماکسول مربوط به ناحیه درون هادرون ها صدق می کند

$$\vec{\nabla} \times \vec{E}_i^a = 0 \quad \vec{\nabla} \cdot \vec{E}_i^a = J_i^{0a} \quad r < R \quad (48.3)$$

که J_i^{0a} چگالی بار رنگ کوارک است و با توجه به توابع موج کوارک:

$$J_i^{0a} = \psi_i^+ \lambda_i^a \psi_i = \frac{\lambda_i^a}{4\pi r^2} \rho_i(r) \quad (49.3)$$

ρ چگالی بار یک کوارک به جرم m_i در پایین ترین تراز انرژی می باشد و همچنین

$$\int_0^R \rho_i(r') dr' = 1 \quad (50.3)$$

در نتیجه میدان الکتریکی رنگ از قانون گاوس بدست می آید:

$$\vec{E}_i^a = \frac{\lambda_i^a}{4\pi r^2} \hat{r} \rho_i(r) \quad (51.3)$$

$\rho_i(r)$ انتگرال ρ_i تا شعاع r می باشد. اکنون به ساختار هادرون ها باز می گردیم. اگر کوارک ها را در هادرون با جرم های مشابه در نظر بگیریم، میدان الکتریکی کل عبارت است از:

$$\vec{E}^a = \frac{\hat{r}}{4\pi r^2} \rho(r) \sum_i \lambda_i^a \quad (52.3)$$

و با توجه به اینکه برای یک هادرون $\sum \lambda^a |H\rangle = 0$ ، در نتیجه

$$\vec{E}^a = 0 \quad (53.3)$$

بنابراین از رابطه مربوط به انرژی، انرژی الکتریکی برهم کنش کوارک ها صفر خواهد شد. اگر جرم کوارک ها را در نظر بگیریم، برای کوارک های u و d بدون جرم و کوارک s با جرم $m_s < 300 \text{ MeV}$ انرژی برهم کنش الکتریکی معمولا کمتر از 5 MeV است.

۳-۶ محاسبه طیف جرمی هادرون ها

برای محاسبه جرم هادرون ها دانستن بخش های مختلف انرژی مربوط به آن ضروری است. به همین دلیل در ابتدا به بررسی تک تک این انرژی ها به طور جداگانه می پردازیم و سپس مقادیر مربوطه به هر کدام از آنها را در رابطه اصلی جایگذاری کرده و در نهایت جرم مربوط به هر هادرون را به دست می آوریم. طیف جرمی یک هادرون شامل جملات زیر است [۳۳]:

۱) انرژی نگهدارنده کیسه (انرژی بستگی کیسه)

این انرژی به صورت BV محاسبه می شود که در آن V حجم کیسه و B ثابت کیسه است. از آن جا که با افزایش R انرژی به شکل یکنواختی تا $R=\infty$ کاهش می یابد، برای جلوگیری از این

محدودیت کمیتی به نام B را تعریف می‌کنیم که این سیستم را به حالت موازنه‌ای درمی‌آورد. انرژی BV لازم است تا یک حباب در خلأ به سازیم به طوری که کوارک‌ها به توانند نسبتاً آزادانه حرکت کنند.

انرژی خود کیسه با حجم آن متناسب است. در واقع این جمله انرژی حجمی کیسه است که از تعادل فشار گاز کوارک داخلی با فشار خارجی یکنواخت B ناشی می‌شود. بنابراین شکل کیسه بایستی به طور خودسازگار با کمینه کردن جرم در فشار ثابت تعیین می‌شود. لذا برای جداسازی کوارک‌ها انرژی فوق العاده زیادی لازم است. اندازه و شکل کیسه با تعادل دینامیکی مابین فشار کیسه و فشارهای میدان کوارک و گلوئون تعیین می‌شود.

(۲) انرژی حالت پایه کوارک‌ها

این انرژی را به صورت $E_Q = N_0 E(m_0, R) + N_s E(m_s, R)$ در نظر می‌گیریم، که N_s و N_0 اعداد مربوط به تعداد کوارک‌های غیر شگفت و شگفت^۱ و m_s و m_0 بترتیب جرم این کوارک‌ها می‌باشند. انرژی E ، انرژی حالت پایه یک کوارک است.

(۳) انرژی مغناطیسی رنگ برهم‌کنش کوارک‌ها

این انرژی را در حالت کلی به شکل $E_m = a_{00} M_{00} + a_{0s} M_{0s} + a_{ss} M_{ss}$ در نظر می‌گیریم. در این رابطه M_{00} و M_{0s} و M_{ss} به ترتیب مربوط به انرژی برهم‌کنش دوکوارک غیر شگفت، یک کوارک شگفت و یک کوارک غیر شگفت و دوکوارک شگفت است. ضرایب a_{ij} نیز وابسته به حالت‌های کوارکی است.

(۴) انرژی الکتریکی رنگ برهم‌کنش کوارک‌ها

این انرژی را به صورت $E_E = b\varepsilon$ در نظر می‌گیریم که انرژی برهم‌کنش الکتریکی یک کوارک شگفت و یک کوارک غیر شگفت است. ضریب b ، صفر یا یک می‌باشد و به خاطر مطمئن شدن از

¹ Strange

این است که در ساختار هادرون، کوارک‌ها با جرم غیر یکسان در نظر گرفته شده‌اند. در جدول (۳-۱) مقادیر b و a_{ij} برای ذرات مختلف نشان داده شده است.

(۵) جملات تصحیحی

یک جمله نیز به صورت $E_0 = \frac{Z_0}{R}$ در نظر می‌گیریم. این جمله رابه خاطر تأمین تمام اثراتی که محاسبات مشکلی دارند، تصحیحات مرکز جرم، خود انرژی مغناطیسی و... در نظر می‌گیریم.

حال با دانستن مقادیر عددی هر یک از جملات فوق می‌توان به طیف جرمی هادرون دست یافت. این مطلب را بشکل معادله (۳-۷۶) می‌نویسیم

$$M(R) = E_V + E_Q + E_m + E_E + E_0 \quad (۵۴.۳)$$

هدف ما در این پایان‌نامه محاسبه طیف جرمی باریون‌ها می‌باشد. لذا برای نیل به این مقصود به بررسی قسمت‌های مختلف انرژی می‌پردازیم.

(۱) از آنجا که مسأله سه جسمی در چارچوب مرکز جرم، به طور ریاضی شش بعدی است، حجم را در فضای شش بعدی در نظر می‌گیریم [۳۴ و ۳۵].
حجم در فضای شش بعدی از معادله زیر بدست می‌آید

$$V_{six-Dim} = \frac{1}{6} \pi^3 R^6 \quad (۵۵.۳)$$

همان‌طور که قبلاً در حباب‌های خلأ توضیح داده شد، انرژی BV لازم است تا یک حباب در خلأ بسازیم به طوری که کوارک‌ها به توانند نسبتاً آزادانه حرکت کنند. در واقع انرژی خود کیسه با حجم آن متناسب است. بنابراین جمله اول ما که مربوط به انرژی نگه‌دارنده کیسه می‌باشد به شکل زیر در می‌آید

$$E_v = BV = \frac{1}{6} \pi^3 R^6 B \quad (56.3)$$

(۲) با توجه به تابع موج پیشنهادی برای پروتون که در آن جرم و انرژی کوارک‌های u و d را یکسان در نظر گرفتیم، انرژی حالت پایه کوارک u و d طبق رابطه (۳-۲۹) به شکل زیر محاسبه می‌شود:

$$\varepsilon = \frac{2.65}{R} \quad (57.3)$$

(۳) برای محاسبه انرژی الکتروستاتیکی و مغناطوستاتیکی گلوئون مربوط به هادرون‌های سبک پارامترهایی نیاز است که در جدول (۳-۱) آورده شده‌اند. همچنین با توجه به شکل (۳-۳) و رابطه (۳-۸۰) می‌توانیم مقادیر عددی این بخش از انرژی را محاسبه کنیم. مقادیر M_{ss} و M_{os} از روی شکل (۳-۳) بدست می‌آیند. همان‌طور که از شکل معلوم است، هنگامی که یک کوارک جرم ندارد منحنی نقطه‌چین بکار می‌رود. منحنی پایین برای دو کوارک با جرم یکسان است. منحنی‌ها برای کوارک‌های با جرم غیر یکسان ممکن است با تغییراتی همراه باشد [۳۶].

$$M_{00} \cong \frac{0.12\alpha_s}{R} \quad (58.3)$$

معادله خطی ژل-مان اکوبو برای هشت‌تایه‌ها و ده‌تایه‌ها معادل است با [۳۶]

$$\frac{1}{2}(M_{00} + M_{ss}) = M_{os} \quad (59.3)$$

صورت کلی این انرژی برای پروتون بازاء $a_{00} = -3$ و M_{00} از رابطه (۳-۸۰) بشکل زیر بدست می‌آید:

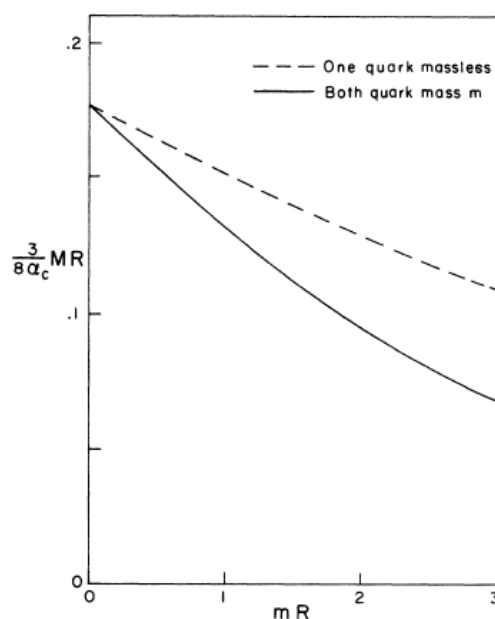
$$E_M = -\frac{0.36\alpha_s}{R} \quad (60.3)$$

(۴) با توجه به مقادیر داده شده در جدول (۱-۳) برای ذرات مختلف، انرژی الکتریکی محاسبه می‌شود که برای ذرات بدون کوارک شگفت ضریب b صفر و برای ذرات شامل کوارک شگفت یک است. در محاسبات ما از این بخش به دلیل کوچکی صرفنظر می‌کنیم.

(۵) همانطور که قبلاً گفتیم توجیه کاملی برای جمله انرژی کازیمیر $E_0 = -\frac{Z_0}{R}$ وجود ندارد. اما بدلیل آنکه برای تطبیق طیف جرمی هادرون، بایستی انرژی را پایین بیاوریم این جمله را اضافه می‌کنیم. دگرند و همکارانش از این جمله به عنوان قسمت معین و متناهی انرژی نقطه صفر از کوارک‌ها و گلوئون‌ها یاد شد. [۳۶]

جدول ۱-۳ پارامترهایی که انرژی الکتروستاتیکی و مغناطوستاتیکی گلوئون مربوط به هادرون‌های سبک را مشخص می‌کند [۳۲].

$particle$	a_{00}	a_{0s}	a_{ss}	b
p	-3	0	0	0
λ	-3	0	0	1
Σ	1	-4	0	1
Ξ	0	-4	1	1
Δ	3	0	0	0
Σ	1	2	0	1
Ξ	0	2	1	1
Ω	0	0	3	0



شکل ۳-۳ انرژی تبادل مغناطیسی گلوئون برای دو کوارک بعنوان تابعی از mR [۳۶].

۷-۳ محاسبه ثابت‌های B و Z_0 و α_s

با توجه به توضیحات داده شده، درمورد هر کدام از جملات در $M(R)$ ، حال با انتخاب شعاع کیسه $R_p = 0.05 \text{ MeV}^{-1}$ و در نظر گرفتن جرم تجربی پروتون $M_p = 938 \text{ MeV}$ کار را شروع می‌کنیم. در ابتدا با استفاده از معادله

$$M_p(R) = \frac{\pi^3}{6} R^6 B + \frac{Z_0}{R} + 3\left(\frac{2.65}{R}\right) - 3\frac{0.117\alpha_s}{R} \quad (۶۱.۳)$$

و با توجه به رابطه $\alpha_s = 2/3$ که از پتانسیل رنگ حاصل می‌شود و با معلوم بودن مقدار $c = 1/6$ از رابطه (۲۶-۳) مقدار $\alpha_s = 2/4$ به دست می‌آید. حال جرم پروتون را بر حسب R مینیموم می‌کنیم. شرط پایداری را برای کیسه تعیین می‌کند.

$$\frac{\partial M}{\partial R} = \pi^3 R^5 B - \left(\frac{Z_0 + 7.086}{R^2}\right) = 0 \quad (۶۲.۳)$$

حال B را بر حسب R به دست آورده

$$B = \frac{Z_0 + 7.086}{\pi^3 R^7} \quad (۶۳.۳)$$

و در رابطه (۸۳-۳) جایگذاری می‌کنیم.

$$M_p = \frac{7}{6} \left(\frac{Z_0 + 7.086}{R} \right) \quad (۶۴.۳)$$

با جایگذاری R و M در رابطه بالا $Z_0 = ۳/۰۶$ (بدون بعد) حاصل می‌شود. طبق رابطه (۸۵-۳) با جایگذاری مقدار Z_0 مقدار B برابر $M eV^7 = ۱۰^{۱۴} \times ۱۶/۶۲$ به دست می‌آید.

همان‌طور که ملاحظه شد پارامترهای B و Z_0 را با هم خوانی (مطابقت) با جرم‌های هادرونی شناخته شده که در این جا پروتون فرض کردیم تعیین می‌کنیم. در کاربرد مدل کیسه‌ای فرض می‌شود که B و Z_0 ثابت‌های کلی باشند که شعاع R مربوط به هادرون‌ها را تثبیت می‌کنند.

با معلوم بودن مقادیر ثابت کیسه B و انرژی کازیمیر Z_0/R و با به کارگیری جملات مربوط به انرژی هر کدام از باریون‌ها، جرم‌ها و شعاع کیسه سایر تمام ذرات مشخص می‌شود. از آن‌جا که جملات مربوط به هر کدام از باریون‌ها با توجه به ساختار کوارکی آنها، (تعداد کوارک‌های بالا و پائین و یا کوارک شگفت) متفاوت از هم می‌باشند، جملات مربوطه را وارد می‌کنیم.

اساساً شعاع پروتون همان شعاع نوترون است، چراکه انرژی حالت پایه آن نسبت به نوترون اندکی پایین‌تر است. Σ ها و Ξ ها و تمامی حالات برانگیخته نیازمند شعاع کیسه بزرگتری هستند تا همان مقدار برای B باقی بماند. (B را خاصیتی از خلأ قویاً جفت شده در نظر می‌گیریم که باید ثابت نگه داشته شود).

طبق روابط (۲۱-۳) و تغییر متغیر $\lambda = \varepsilon^2 - m^2$, $s = c(\varepsilon + m)$ و با معلوم بودن مقدار $C = ۱/۶$ به رابطه‌ای میان جرم و انرژی کوارک می‌رسیم:

$$m = 1.06\varepsilon \quad (۶۵.۳)$$

همچنین با در نظر گرفتن جرم و شعاع Ω و در نظر گرفتن جملات مربوط، می‌توانیم جرم و انرژی کوآرک شگفت را معین کنیم.

در جدول (۲-۳) نتایج محاسبه‌ای ما (هاشور خورده) با مقادیر تجربی و جرم‌های گزارش شده برای کیسه مقایسه شده است.

جدول ۲-۳ مقایسه نتایج نهایی با جرم‌های تجربی (M_{exp}) و جرم کیسه (M_{bag}).

$particle$	$M_{exp}(MeV)$	$M_{bag}(MeV)$	$M(MeV)$	E_0	E_v	E_Q	E_M	$R_0(MeV^{-1})$
$P(uud)$	938	938	938	-612	133	1590	-173	.00500
$\lambda(uds)$	1116	1105	1115	-612	134	1766	-173	.00499
$\Sigma^+(uus)$	1189	1144	1181	-588	169	1692	-92	.00520
$\Xi^0(uss)$	1314	1289	1303	-588.4	169.7	1686	36	.00520
$\Delta(uuu)$	1236	1233	1275	-589	169	1528	166	.00520
$\Sigma^*(uus)$	1385	1382	1380	-567	212	1611	124	.00521
$\Xi^*(uss)$	1533	1529	1530	-566	212	1635	249	.00540
$\Omega(sss)$	1672	1672	1672	-571	201	1503	539	.00535

$$\alpha_s = 2.4, \quad Z_0 = -3.06, \quad B^{1/7} = 149 MeV, \quad m_s = 500 MeV$$

در محاسبات مقادیر B و Z_0 ثابت فرض شده است. در نهایت مقادیر به دست آمده برای جرم باریون‌ها را با نتایج تجربی و نتایج به دست آمده از مدل کیسه‌ای مقایسه می‌کنیم در واقع می‌توان با وارد کردن سایر پتانسیل‌ها که هر کدام مربوط به نوعی برهم‌کنش در هادرون‌هاست نتایج را بهبود بخشید.

- ¹ <http://fa.wikipedia.org/positron/introduction>
- ² www-hep2.fzu.cz/Theory/notes/text
- ³ M. Gell-Mann: Phys. Lett. **B8** (1964), 214
- ⁴ www.physics.uc.edu/~kayk/cpviol/CP_A4a.html
- ⁵ www.quark.com
- ⁶ D. Griffiths, "Introduction To Elementary Particles" John Wiley & Sons (1978).
- ⁷ F. E. Close, "An Introduction to Quarks and Partons" (1979).
- ⁸ C. W. Wong, Phys. Rep. **136** (1986) 1.
- ⁹ <http://www2.slac.stanford.edu/VVC/theory/quarks.html>
- ¹⁰ V. Chaloupka. et. al. Phys. Lett. **B, 50** (1974) 1.
- ¹¹ A. D. Martin, F. Halzen, "Quarks and Leptons: An Introduction Course in Modern Particle Physics", John Wiley & Sons. Inc. 396 (1984).
- ¹² R. P. Feynman, "Photon—Hadron Interactions", New York, Benjamin (1972).
- ¹³ C.W. Wong, 1981b, in: From Collective States to Quarks in Nuclei, eds. H. Arenhovel and A.M. Saruis (Berlin, Springer-Verlag) p. 375.
- ¹⁴ E. Shuryak. Phys. Rep. **264** (1996) 357.
- ¹⁵ A. Chodos , R. I. Jaffe , K. Johnson, C. B. Thorn and V. Weisskopf, Phys. Rev. D **9**, **34** (1974) 71.
- ¹⁶ A. Chodos, and C.B. Thorn, Phys. Rev. D **12** (1975) 2733.
- ¹⁷ T. H. R. Skyrme, Proc. Roy. Soc. London **260** (1991) 127; Nucl. Phys. **31** (1962) 556.
- ¹⁸ G. E. Brown and M. Rho, Phys. Lett. B **82** (1979) 177.
- ¹⁹ P. Hasenfnatz, J. Kuti, Phys. Rep. **40C** (1978) 75.
- ²⁰ K. Johnson, Acta Phys. Pol. **B6** (1975) 865.
- ²¹ P. N. Bogoliubov, Ann. Inst. Henri Poincaré **8** (1978) 163.
- ²² K. Bahaduri, "The Constituents of the Nucleon" (1984).
- ²³ J. J. Sakurai, "Modern Quantum Mechanics" (1982).
- ²⁴ J. D. Bjorken, S. D. Drell, "Relativistic Quantum Mechanics and Relativist Quantum Fields" (1964).
- ²⁵ Gell-Mann, M. and M. Levy, Nuovo Cim. **16** (1960) 705.
- ²⁶ M.M.Giannini, Nuclear physics **A699** (2002)308-311.
- ²⁷ M.M.Giannini, Progress in particle and Nuclear Physics, **50**(2003)263-270
- ²⁸ H. B. G. Casimir, Koninkl. Ned. Akad. Wetenschap. Proc. **51**(1948) 793.
- ²⁹ M.J.Sparnaay, Physics **24**, 751(1958)
- ³⁰ T. H. Boyer, Ann. of Physics (New York) **56** (1970) 474.
- ³¹ A. Polyakov, Phys. Letters **59B** (1975)82.
- ³² H. Fritzsch and M. Gell-Mann, Proc. XVI Intern. Conf. On High Energy Physics, Chicago (1972) Vol. 2.

³³ T. Degrand et. al., Phys. Rev. **D12** (1975) 2060.

³⁴ A. A. Rajabi, Few-Body Systems, **37** (2005) 197-213.

³⁵ A. A. Rajabi, Indian Journal of Pure and applied physics, **41** (2003) 89-94