

دانشگاه صنعتی شاهرود

دانشکده: فیزیک

گروه: فیزیک

پایان نامه کارشناسی ارشد

عنوان: تعیین ثابت پیوندی در برهم کنش های قوی با استفاده از توزیع های سه جتی و چهار جتی در

نابودی الکترون-پوزیترون

اکرم اعتمادی امین

اساتید راهنما:

پروفسور علی اکبر رجبی

پروفسور محمد ابراهیم زمردیان

پایان نامه ارشد جهت اخذ درجه کارشناسی ارشد

اسفند ۱۳۸۹

دانشگاه صنعتی شاهرود

دانشکده: فیزیک

پایان نامه ارشد خانم اکرم اعتمادی امین

تحت عنوان:

تعیین ثابت پیوندی در برهم کنش های قوی با استفاده از توزیع های سه جتی و چهار جتی با نابودی الکترون - پوزیترون

در تاریخ ۸۹/۱۲/۲۲ توسط کمیته تخصصی زیر جهت اخذ مدرک کارشناسی ارشد مورد ارزیابی و با

درجه عالی مورد پذیرش قرار گرفت.

امضاء	اساتید مشاوره	امضاء	اساتید راهنما:
	نام و نام خانوادگی:		نام و نام خانوادگی: دکتر علی اکبر رجبی
	نام و نام خانوادگی:		نام و نام خانوادگی: دکتر محمد ابراهیم زمردیان

امضاء	نماینده تحصیلات تکمیلی	امضاء	اساتید داوود:
	نام و نام خانوادگی: دکتر بابک عبداللهی پور		نام و نام خانوادگی: دکتر مصطفی عنایتانی
			نام و نام خانوادگی: دکتر حسین موحدیان
			نام و نام خانوادگی:
			نام و نام خانوادگی:

تقدیم با عشق به

آستان پر مهر و محبت مادر عزیزم که پیوسته رفیق راہم بوده است

و روح بزرگوار پدرم که ہموارہ یادش شوق علم اندوزی و امید را در وجودم زندہ نگہ داشتہ است.

تقدیم به

استاد گرامی ام، آیات تلاش و استواری، جناب آقای پرفور علی اکبر رحبی و پرفور محمد ابراہیم زمر دیان

و تقدیم به

کسی کہ در دیار غربت ہموارہ امیدوارانہ بہ تدریس و تحصیل علم عشق می ورزد، جناب آقای دکتر شایین آتبار تهرانی.

تشکر و قدردانی

حمد و سپاس خدایی را که ذات او عین هستی است و هستی او مهر علم و نور است. درود خالق را که به من توفیق داد تا در زمره پیوندگان علم و معرفت

باشم. باشد که این مجموعه هر چند ناچیز، قطره‌ای بر دریای یکران علم بیفزاید. بی شک انجام این تحقیق بدون راهنمایی‌های بزرگوارانی که در طی مسیرم یاری

نمودند، میسر نبود. در این راه خود را مدیون استادی کرانه‌ری می‌دانم که علم و اخلاق را به من آموختند. از زحمات بی‌دریغ و خالصانه استادی که انقدرم جناب

آقای پروفور علی اکبر رجبی و پروفور محمد ابراهیم زمر دیان که راهنمایی این پایان نامه را به عهده داشتند و بار راهنمایی‌ها و مساعدت‌های ارزنده خود در تمامی مراحل

انجام این پژوهش دلسوزانه مرا یاری نمودند تشکر و قدردانی می‌نمایم، سلامتی ایشان را از خداوند منان خواستارم و آرزو مند توفیق روزافزون این استادی

ارزشمند می‌باشم. مراتب قدردانی خود را از استادان کرانه‌ری جناب آقای دکتر محمدیان و دکتر عباسستانی که داوری پایان نامه را متقبل شدند ابراز می‌دارم.

از دوستان گرامی که در تهیه برنامه‌های نرم افزاری مورد نیاز این پایان نامه مرا یاری رسانیدند و به‌ویژه همراه و به‌کام من دهمی‌بودن این راه بوده‌اند، مهندس

امیر حسن‌نیا، مهندس مصطفی رهیده، و تمامی استادی که از خارج از کشور با دادن اطلاعات و راهنمایی‌های خود مشوق من بوده‌اند، پروفور

Jochen Schieck , Paulino Gagnon , David Plane ، کمال تشکر را دارم.

تعهدنامه

اینجانب اکرم اعتمادی امین دانشجوی دوره کارشناسی ارشد رشته فیزیک ذرات بنیادی دانشکده فیزیک دانشگاه صنعتی شاهرود نویسنده پایان نامه تعیین ثابت پیوندی در برهمکنش‌های قوی با استفاده از توزیع‌های سه جتی و چهار جتی در نابودی الکترون-پوزیترون تحت راهنمایی پرفسور علی اکبر رجبی و پرفسور محمد ابراهیم زمردیان، متعهد می‌شوم.

- تحقیقات در این پایان نامه توسط اینجانب انجام شده است و از صحت و اصالت برخوردار است.
- در استفاده از نتایج پژوهش‌های محققان دیگر به مرجع مورد استفاده استناد شده است.
- مطالب مندرج در پایان نامه تا کنون توسط خود یا فرد دیگری برای دریافت هیچ نوع مدرک یا امتیازی در هیچ جا ارائه نشده است.
- کلیه حقوق معنوی این اثر متعلق به دانشگاه صنعتی شاهرود می‌باشد و مقالات مستخرج با نام « دانشگاه صنعتی شاهرود » و یا « Shahrood University of Technology » به چاپ خواهد رسید.
- حقوق معنوی تمام افرادی که در به دست آمدن نتایج اصلی پایان نامه تأثیر گذار بوده‌اند در مقالات مستخرج از پایان نامه رعایت می‌گردد.
- در کلیه مراحل انجام این پایان نامه، در مواردی که به حوزه اطلاعات شخصی افراد دسترسی یافته یا استفاده شده‌است اصل رازداری، ضوابط و اصول اخلاق انسانی رعایت شده‌است.

تاریخ ۱۳۹۰/۰۶/۲۹
امضای دانشجو

مالکیت نتایج و حق نشر

- کلیه حقوق معنوی این اثر و محصولات آن (مقالات مستخرج، کتاب، برنامه‌های یارانه ای، نرم افزارها و تجهیزات ساخته شده است) معلق به دانشگاه صنعتی شاهرود می‌باشد. این مطلب با ید به نحو مقتضی در تولیدات علمی مربوطه ذکر شود.
- استفاده از اطلاعات و نتایج موجود در پایان نامه بدون ذکر مرجع مجاز نمی‌باشد.

چکیده

یکی از پارامترهای بنیادی QCD اختلالی، جفت شدگی α_s است. در این پایان نامه اصول تئوری پارامتر جفت شدگی برهم کنش قوی بررسی شده است. در نابودی الکترون-پوزیترون، با استفاده از آهنگ رویدادهای سه و چهار جتی و همچنین با بکارگیری بسط اختلالی در تقریب NLO و NNLO، ثابت پیوندی قوی تعیین می‌شود. همچنین محاسبه ثابت جفت شدگی در مقیاس مرجع جرم بوزون در چهار انرژی آشکارساز OPAL و محاسبه فاکتور مقیاس باز بهنجارش بهینه برای انرژی 91 GeV انجام گرفته است. در ادامه مقدار میانگین ثابت پیوندی قوی در مقیاس مرجع جرم بوزون اندازه‌گیری می‌شود.

کلمات کلیدی: نابودی الکترون-پوزیترون، ثابت پیوندی قوی، مقیاس باز بهنجارش،

بسط اختلالی، تقریب NLO و NNLO، مقیاس مرجع

لیست مقالات مستخرج از پایان نامه

۱. تصحیحات NNLO برای باریکه‌های سه جتی در برهم‌کنش الکترون-پوزیترون
۲. بررسی تصحیحات NNLO برای باریکه‌های سه جتی در داده‌های OPAL و AMY
۳.
NNLO CORRECTION TO 3-JET RATE PRODUCTION IN ELECTRON
POSITRON ANNIHILATION, *International Journal of physics*, Vol .3,
No.1, January-June 2010, pp.1-10

فهرست مطالب

عنوان	صفحه
تشکر و قدردانی	ه
چکیده	ز
لیست مقالات مستخرج از پایان نامه	ح
لیست جداول	م
فصل اول: الفبای ذرات بنیادی و QCD	۱
۱-۱. تاریخچه QCD	۲
۲-۱. نظریه رنگ	۲
۳-۱. رده بندی ذرات	۴
۱-۳-۱. هادرون ها	۴
۲-۳-۱. لپتون ها	۶
۴-۱. کوارک ها و گلوئون ها	۷
۵-۱. پراکندگی هادرون ها در برهم کنش e^+e^-	۹
۶-۱. مقدمه ای بر نیروی برهم کنش قوی	۱۰
۷-۱. بازبهنجارش	۱۱
۱-۷-۱. بازبهنجارش پذیری	۱۱
۲-۷-۱. رهیافت های بازبهنجارش	۱۲
۸-۱. آزادی مجانبی و پدیده حبس شدگی	۱۳
۹-۱. α_s و وابستگی آن به مقیاس انرژی	۱۴
۱-۹-۱. مقیاس مرجع	۱۷
۲-۹-۱. پارامتر Λ	۱۷
۱۱-۱. مقدمه ای بر پدیده شناسی فیزیک ذرات	۱۹
۱-۱۱-۱. مدل های پدیده شناسی	۲۰
فصل دوم: شتابدهنده LEP و آشکارساز OPAL	۲۱
۱-۲. شتابدهنده LEP	۲۲
۲-۲. آشکارساز OPAL	۲۵
۱-۲-۲. ردیاب مرکزی آشکارساز	۲۸
۳-۲-۲. اتاقک راس مرکزی	۲۸
۴-۲-۲. اتاقک جت مرکزی (CJ)	۲۹
۵-۲-۲. اتاقک Z مرکزی (Cz)	۲۹

فصل سوم: تئوری اختلالی و تقریب‌ها ۳۱

- ۳-۱. تقریب‌های اختلالی ۳۲
- ۳-۲. الگوریتم‌های جت ۳۵
- ۳-۲-۱. انواع الگوریتم ۳۵
- ۳-۲-۲. الگوریتم JADE ۳۶
- ۳-۲-۳. الگوریتم DURHAM ۳۶
- ۳-۳. رفتار هادرون‌ها در پراکندگی الکترون-پوزیترون ۳۷
- ۳-۴. سهم پارتون‌های نهایی در تقریب‌های QCD ۳۹
- ۳-۵. بسط اختلالی ۴۱
- ۳-۶. اندازه‌گیری جفت شدگی قوی α_s از مشاهده پذیرها در نابودی الکترون-پوزیترون ۴۴
- ۳-۷. مقدمه‌ای بر تاثیر جرم کوارکها ۴۵
- ۳-۷-۱. تطبیق آستانه کوارکی ۴۶

فصل چهارم: تعیین ثابت پیوندی قوی ۴۸

- ۴-۱. شرحی بر تئوری کار ۴۹
- ۴-۲. مقایسه آهنگ چهارجتی با مدل مونت کارلو ۵۰
- ۴-۳. روش برازش داده‌ها ۵۲
- ۴-۴. تعیین ثابت پیوندی قوی ۵۳
- ۴-۵. تعیین عدم قطعیت ۵۴
- ۴-۵-۱. عدم قطعیت مقیاسی ۵۴
- ۴-۶. تعیین x_{μ}^{opt} به‌عنوان پارامتر آزاد ۶۰
- ۴-۷. تعیین $\alpha_s(M_z)$ ۶۲
- ۴-۷-۱. تعیین مقدار میانگین $\alpha_s(M_z)$ ۶۳

بحث و نتیجه‌گیری ۶۴

پیوست ۶۷

- پیوست A ۶۷
- برنامه‌های کامپیوتری مورد نیاز ۶۷
- برنامه مورد نیاز جهت تعیین فراوانی چند جتی با کمک الگوریتم DURHAM ۶۷
- برنامه مورد نیاز جهت برازش داده‌های تجربی و پیش‌بینی تئوری ۷۱
- پیوست B ۷۳
- واژه‌های فارسی به انگلیسی ۷۳
- پیوست C ۷۷
- واژه‌های انگلیسی به فارسی ۷۷

مراجع ۸۱

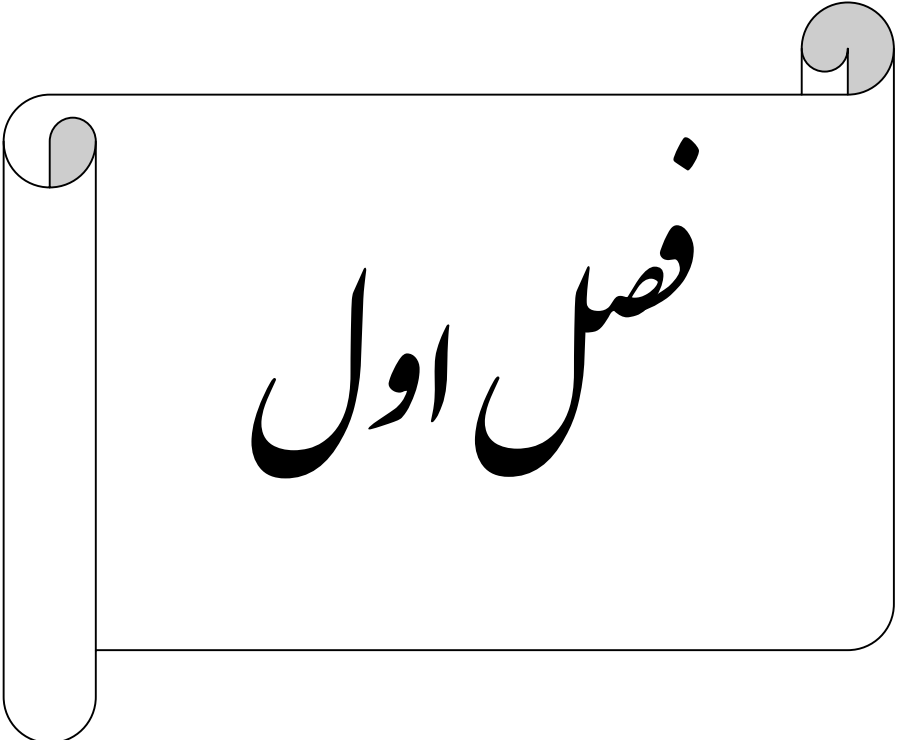
لیست شکل‌ها

- شکل (۱-۱): ذره دلتا با سه اسپین بالا ۳
- شکل (۲-۱): طبقه‌بندی ذرات ۵
- شکل (۳-۱): انواع طعم‌های کوارک ۸
- شکل (۴-۱): گلوئون‌ها که کوارک‌ها را به یکدیگر پیوند می‌دهد ۹
- شکل (۵-۱): بازبهنجارش در الکترودینامیک کوانتومی ۱۲
- شکل (۶-۱): مقدار ثابت جفت شدگی α_s به صورت تابعی از مقیاس انرژی ۱۴
- شکل (۷-۱): مقدار (الف) مقدار $\alpha_s(Q^2)$ در تقریب یک، دو، سه و چهار حلقه‌ای
با $\Lambda_{\overline{MS}} = 0.220 \text{ GeV}$ و $N_F = 5$ شکل (ب) اختلاف گسری بین تقریب یک، دو، سه و چهار حلقه‌ای ۱۸
- شکل (۱-۲): دیاگرام تمام شتابدهنده‌ها در CERN ۲۴
- شکل (۲-۲): نمای شماتیک آشکارساز OPAL ۲۶
- شکل (۳-۲): نمای تفصیلی از سطح مقطع آشکارساز OPAL ۲۷
- شکل (۱-۳): نمودارهای فاینمن مربوط به تقریب LO ۳۳
- شکل (۲-۳): نمودارهای فاینمن مربوط به تقریب NLO ۳۴
- شکل (۳-۳): نمودارهای فاینمن مربوط به تقریب NNLO ۳۴
- شکل (۴-۳): نمایش تکانه عرضی هادرونها ۳۸
- شکل (۵-۳): رویداد سه جتی ۳۹
- شکل (۱-۴): مقایسه فراوانی رویداد چهار جتی با مدل PYTHIA در انرژی ۹۱ GeV ۵۰
- شکل (۲-۴): مقایسه فراوانی رویداد چهار جتی با مدل PYTHIA در انرژی ۱۳۳ GeV ۵۱
- شکل (۳-۴): مقایسه فراوانی رویداد چهار جتی با مدل PYTHIA در انرژی ۱۷۷ GeV ۵۱
- شکل (۴-۴): مقایسه فراوانی رویداد چهار جتی با مدل PYTHIA در انرژی ۱۹۷ GeV ۵۲
- شکل (۵-۴): آهنگ سه جتی و چهار جتی با $\frac{M_{\bar{e}}}{2} < x_{\mu} < 2M_{\bar{e}}$ ۵۵
- شکل (۶-۴): برازش داده‌های تجربی بر روی پیش‌بینی تئوری NNLO رویداد سه جتی در انرژی ۹۱.۲ GeV ۵۶
- شکل (۷-۴): برازش داده‌های تجربی بر روی پیش‌بینی تئوری NNLO رویداد سه جتی در انرژی ۱۳۳ GeV ۵۷
- شکل (۸-۴): برازش داده‌های تجربی بر روی پیش‌بینی تئوری NNLO رویداد سه جتی در انرژی ۱۶۱ GeV ۵۷
- شکل (۹-۴): برازش داده‌های تجربی بر روی پیش‌بینی تئوری NLO رویداد سه جتی در انرژی ۹۱ GeV ۵۸

- شکل (۴-۱۰) : برازش داده های تجربی بر روی پیش بینی تئوری NLO رویداد چهار جتی در انرژی ۱۳۳ GEV ۵۸
- شکل (۴-۱۱) : برازش داده های تجربی بر روی پیش بینی تئوری NLO رویداد چهار جتی در انرژی ۱۷۷ GEV ۵۹
- شکل (۴-۱۲) : برازش داده های تجربی بر روی پیش بینی تئوری NNLO رویداد چهار جتی در انرژی ۱۹۷ GEV ۵۹
- شکل (۴-۱۴) : تغییرات شاخص برازش بر حسب فاکتور بازبهنجارش ۶۱
- شکل (۴-۱۵) : مقایسه مقدار $\alpha_s(Q)$ با مقدار جهانی $\alpha_s(M_z) = 0.1184 \pm 0.0007$ ۶۲
- شکل (۴-۱۶) : مقایسه $\alpha_s(M_z)$ بدست آمده با نتایج سال های اخیر آشکارساز OPAL ۶۴

لیست جداول

- جدول (۱-۳): سهم پارتون های نهایی در هریک از تقریب ها برای رویداد سه جتی ۳۹
- جدول (۱-۴): مقادیر ثابت پیوندی در انرژی های مختلف برای رویدادهای چهارجتی ۵۶
- جدول (۲-۴): مقادیر ثابت پیوندی در انرژی های مختلف برای رویدادهای سه جتی ۵۶
- جدول (۳-۴): مقدار ثابت پیوندی و فاکتور بازبهنجارش بهینه ۶۱
- جدول (۴-۴): مقادیر ثابت پیوندی در مقیاس جرم بوزون (Z^0) با ثابت Λ مربوطه ۶۳



فصل اول

الفبای ذرات بنیادی و QCD

۱-۱. تاریخچه QCD^۱

درست همانطور که نظریه کوانتومی اولیه بوهر در سال ۱۹۱۳ اکتشافات رادرفورد را توضیح داد، فرمول‌بندی نظریه کرویدینامیک کوانتومی (QCD) نیز به عنوان توصیفی از رفتار کوارک‌های درون پروتون پیشنهاد شد. QCD نظریه پیمانه‌ای پیشنهاد شده برای برهم‌کنش‌های قوی است که این برهم‌کنش‌ها بین کوارک‌ها و بوزون‌های پیمانه‌ای برداری واسطه‌گر، برهم‌کنش‌های قوی را بیان می‌کند.

این نظریه در سال ۱۹۷۳ توسط فریتش^۲، لوتویلر^۳ و گلمان^۴ مطرح شد. ایده اساسی این نظریه استفاده از بار جدیدی موسوم به بار رنگ، به عنوان منشأ نیروهای بین کوارکی است.

۲-۱. نظریه رنگ

مدتی پس از پیشنهاد نظریه کوارکی، معلوم شد که ماهیت کوارکی بعضی از ذرات با یکی از بنیادی‌ترین اصول مکانیک کوانتومی در تعارض است.

اصل انحصار پائولی گویای این واقعیت است که هیچ دو فرمیونی نمی‌توانند در یک دستگاه کوانتومی خاص اعداد کوانتومی یکسانی داشته باشند. اما بعضی از ذرات کشف شدند که بیش از دو کوارک یکسان را شامل می‌شدند. به عنوان مثال، ذره تشدید با دو بار مثبت و اسپین $\frac{3}{2}$ ، (Δ) باید متشکل از سه کوارک یکسان بالا باشد که اسپین هر سه مطابق شکل (۱-۱) در یک جهت است. به نظر می‌رسد این پدیده با اصل انحصار پائولی در تضاد باشد.

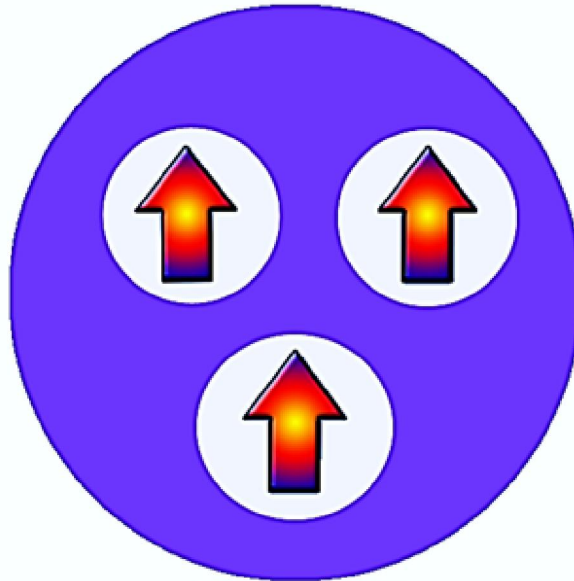
^۱ Quantum Chromodynamics

^۲ Fritzsch

^۳ Heinrich Leutwyler

^۴ Gell-Mann

یک راه حل که برای خروج از این بن بست پیشنهاد شد، آن بود که کوارک‌ها ذاتاً فرمیون نیستند. اما بزودی معلوم شد که تنها کوارک‌های فرمیونی می‌توانند پاسخگوی اسپین هادرون‌های مشاهده شده باشند.



شکل (۱-۱): ذره دلتا با سه اسپین بالا

این عبارت که که هیچ دو فرمیونی در یک سیستم خاص نمی‌توانند دارای اعداد کوانتومی دقیقاً یکسانی باشند، معادل این گفته است که تابع موج توصیف کننده هر دستگاه فرمیونی باید در تعویض هر دو جزء فرمیونی پاد متقارن باشد. به عنوان مثال تابع موج توصیف کننده هر هادرون که متشکل از سه کوارک می‌باشد، دست کم مرکب از سه عامل (عامل مشخص کننده موقعیت کوارک‌ها، عامل بیان کننده اسپین کوارک‌ها و عامل نشان دهنده طعم کوارک‌ها) است. ضرب سه عامل مزبور تابع موج کلی را نتیجه می‌دهد:

$$\text{طعم } \Psi * \text{اسپین } \Psi * \text{فضا } \Psi = \text{کل } \Psi \quad (1-1)$$

در ذراتی مانند (Δ) تمامی کوارک‌ها دارای یک طعم هستند، بنابراین بدیهی 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 نشان دهنده آن است که کوارک‌ها بطور متقارن قرار گرفته‌اند، بنابراین عامل فضا در مورد جایگزینی هر کوارک بوسیله کوارکی دیگر متقارن است. بدین ترتیب با متقارن بودن تک تک عوامل، تابع موج کلی نیز متقارن خواهد بود و به نظر می‌رسد که اصل طرد پائولی نقض شده است.

در سال ۱۹۶۴ م. گرینبرگ^۱ این ایده را پیشنهاد کرد که کوارک‌ها باید حاوی عدد کوانتومی دیگری باشند که میان کوارک‌هایی که از جهات دیگر یکسان هستند، اختلاف ایجاد کرده و مانع نقض اصل طرد پائولی شوند.

فیزیکدانان مزبور عدد کوانتومی جدید را رنگ نامیدند. گرچه باید خاطر نشان کرد که این رنگ هیچ ارتباطی با مفهوم رایج رنگ ندارد و تنها یک عنوان است. بنابراین اینک باید تابع موج کلی را در این عامل رنگ جدید ضرب کرد:

$$\Psi_{\text{رنگ}} * \Psi_{\text{طعم}} * \Psi_{\text{اسپین}} * \Psi_{\text{فضا}} = \Psi_{\text{کل}} \quad (۲-۱)$$

۳-۱. رده بندی ذرات

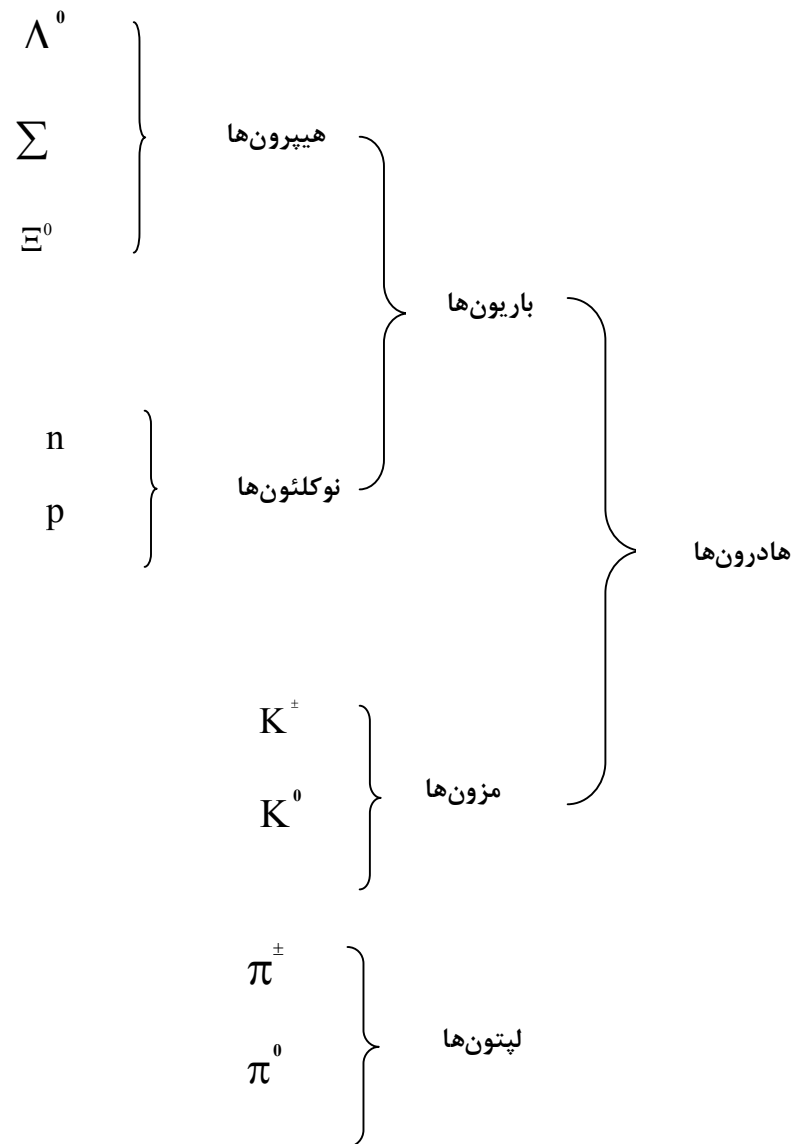
۱-۳-۱. هادرون‌ها

مناسب است همه ذرات را به دو گروه رده بندی کرد، گروه اول شامل ذراتی است که دارای برهم‌کنش قوی هستند به عنوان مثال: پروتون، نوترون و سه π مزون، این نوع ذرات را، هادرون می‌نامند که تعداد زیادی از آن‌ها در پرتوهای کیهانی و شتاب دهنده‌ها کشف شده‌اند.

هادرون‌ها بر دو نوع مزون‌ها و باریون‌ها تقسیم می‌شوند. همانطور که در شکل (۲-۱) دیده می‌شود، مزون‌ها به سه دسته تقسیم می‌شوند، مزون‌های π که سبک‌ترین مزون‌ها

^۱M.Greenberg

هستند، مزون‌های K که جرم آن‌ها در حدود نصف جرم پروتون است، مزون‌های ρ که جرم آن‌ها تقریباً $\frac{3}{4}$ جرم پروتون است. اسپین مزون π و K صفر و اسپین مزون ρ ، یک است. اما مزون‌های دیگری با اسپین بالاتر نیز وجود دارند و عموماً جرم مزون‌ها با افزایش عدد اسپین آن‌ها افزایش می‌یابد. مشخصه همه مزون‌ها اینست که همگی در نهایت به الکترون، پوزیترون، نوترینو و فوتون واپاشیده می‌شوند.



شکل (۱-۲): طبقه‌بندی ذرات

رده دوم از هادرون‌ها، باریون‌ها هستند، که پروتون‌ها، نوترون‌ها و بسیاری ذرات دیگر را تشکیل می‌دهند. به عنوان نمونه ای از باریون‌ها می‌توان از هیپرون‌ها (Λ ذرات لاندای Λ ، Ξ و سیگما Σ و ذرات دلتا (Δ) نام برد.

باریون یک کلمه یونانی به معنای سنگین است، چون جرم این ذرات از جرم پروتون بیشتر است به آن‌ها باریون اطلاق می‌شود. اسپین باریون‌ها همواره عددی نیمه صحیح است، یعنی $\frac{1}{2}$ و $\frac{3}{2}$... مثلاً اسپین نوکلئون‌ها $\frac{1}{2}$ و اسپین ذرات دلتا $\frac{3}{2}$ است. همه باریون‌ها به استثناء پروتون در نهایت به باریون‌های سبکتر واپاشیده می‌شوند.

۱-۳-۲. لپتون‌ها

گروه دیگری از ذرات که در برهم‌کنش قوی نقشی ندارند و دارای اسپین $\frac{1}{2}$ می‌باشند، لپتون‌ها هستند. الکترون، موئون و ν_μ و ν_e به عنوان لپتون شناخته شده‌اند. واژه لپتون از لپتوس یونانی به معنای ریز، کوچک و سبک گرفته شده است. این ذرات دارای جرم فوق العاده سبک تر از ذرات برهم‌کنش قوی هستند.

در سال ۱۹۷۵، لپتون سنگینی با جرمی حدود دو برابر جرم پروتون و طول عمری کوتاه کشف شد که آن را τ نامیدند. بنابراین دانشمندان ناچار به انتخاب گروه دیگری از لپتون‌ها موسوم به لپتون‌های سنگین شدند، در سال ۱۹۷۶ در آزمایشات نشان داده شد که نوترینویی برای این لپتون سنگین جدید به نام ν_τ نیز وجود دارد. از این رو لپتون‌ها به سه گروه زیر دسته بندی می‌شوند.

$$\begin{pmatrix} e \\ \nu_e \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \mu \\ \nu_\mu \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tau \\ \nu_\tau \end{pmatrix} \quad (3-1)$$

۴-۱. کوارک‌ها و گلوئون‌ها

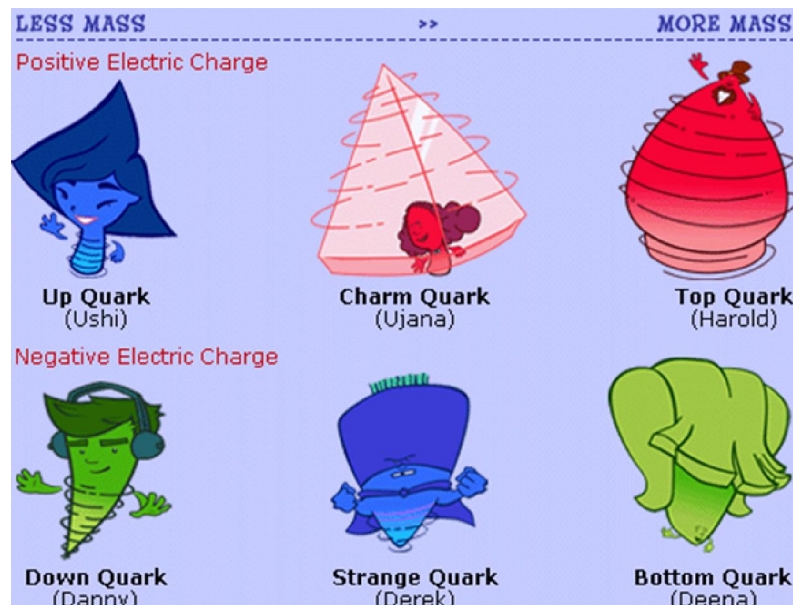
کشف ساختار داخلی پروتون نیازمند ذرات خیلی کوچکتري مثل لپتون‌ها (الکترون) بود. چون لپتون‌ها قویاً برهم‌کنش نمی‌کنند، برای نفوذ عمیق به داخل نوکلئون کاملاً مناسب هستند. برای این کار یک شتاب دهنده بزرگ ساخته شد که بتواند الکترون‌ها را تا انرژی 2000 MeV شتاب دهد. دانشمندان تصور می‌کردند پس از برخورد الکترون‌ها به پروتون و نفوذ آن‌ها، الکترون‌ها توسط ساختار نوکلئونی به عقب بر می‌گردند. چون الکترون‌ها فقط در برهم‌کنش الکترومغناطیسی شرکت می‌کنند، پس فقط توزیع بار الکتریکی داخل پروتون در برگرداندن یا انحراف الکترون نفوذی نقش تعیین کننده دارد.

اکثر فیزیکدان‌ها بر این باور بودند که بار الکتریکی به صورت یکنواخت در داخل پروتون توزیع شده است، به همین دلیل انتظار داشتند که الکترون‌ها از پروتون‌های هدف به آرامی پراکنده شوند. اما در سال ۱۹۶۹ آزمایشی که در (SLAC) انجام گرفت نشان داد که الکترون‌ها با زوایای بزرگ پراکنده می‌شوند و قسمت عمده انرژی‌شان را از دست می‌دهند گویی در مسیر خود با اجسام کوچک سختی برخورد می‌کنند.

اولین فکری که به ذهن هر کسی خطور می‌کرد، این بود که این اجسام کوچک داخل پروتون را کوارک بنامند. اگر کوارک‌ها اجسام بدون ساختاری در نظر گرفته شوند، بار الکتریکی آن‌ها تعیین کننده احتمال این است که الکترون در زاویه معینی پراکنده شود، بررسی داده‌های تجربی این موضوع را تایید می‌کند. معلوم می‌شود که بار اجسام کوچک

داخل پروتون $\frac{2}{3}$ و $-\frac{1}{3}$ است.

کوارک‌ها ذراتی با بار کسری و اعداد باریونی کسری هستند. تا کنون ۶ نوع کوارک به نام‌های بالا^۱، پایین^۲، شگفتی^۳، دلربا^۴، سر^۵ و ته^۶ کشف شده‌اند که در شکل (۳-۱) نشان داده شده‌اند.



شکل (۳-۱): انواع طعم‌های کوارک

علاوه بر این‌ها فیزیکدانان سهم کوارک را در تکانه کل پروتونی که نزدیک به سرعت نور حرکت می‌کند، تعیین کردند. اگر سهم هر کوارک در تکانه کل پروتون با پارامتر x نشان داده شود، این مقدار حدود $\frac{1}{3}$ را دارد، اما جالب است که در آزمایشات مجموع تکانه کوارک‌ها در هر پروتون بطور قابل توجهی از تکانه حرکت کل پروتون کوچکتر است. در اینجا متوجه شدند که باید ذره‌ای وجود داشته باشد که بقیه تکانه را حمل کند. از طرفی این ذره بدون بار می‌باشد، زیرا در آزمایشات SLAC مشاهده نشده است. این ذره که در واقع

¹ Up

² Down

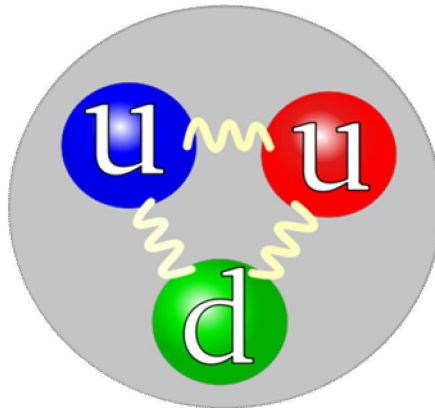
³ Strong

⁴ Charm

⁵ Top

⁶ Bottom

کوارک‌ها را به یکدیگر پیوند می‌دهد و در شکل (۴-۱) نشان داده شده‌است، گلوئون^۱ نامیدند.



شکل (۴-۱): گلوئونها که کوارکها را به یکدیگر پیوند می‌دهد.

۵-۱. پراکندگی هادرون‌ها در برهم کنش e^+e^-

الکترون‌ها و پوزیترون‌ها در برهمکنش‌های قوی شرکت نمی‌کنند و در انرژی‌های فعلی، تنها راهی که برخورد e^+e^- می‌تواند به طور قوی ذرات برهمکنش کننده را تولید کند از طریق یک فوتون مجازی است: هادرون $e^+ + e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow q + \bar{q}$. برای یک لحظه‌ی کوتاه کوارک‌ها جدا از هم در آزادی به سر می‌برند، اما هنگامی که این کوارک‌ها به فاصله‌ی نزدیک به 10^{-15} متر (قطر یک هادرون) رسیدند، واکنش بین آن‌ها به قدری بزرگ می‌شود که جفت کوارک-پاد کوارک‌های جدید تولید می‌شوند. این کوارک‌ها و پاد کوارک‌ها در هزاران ترکیب جهت ساختن مزون‌ها و باریون‌ها به هم می‌پیوندند. هادرون‌ها در دو جت پشت به هم یکی در راستای کوارک اصلی و دیگری در راستای پاد کوارک خارج می‌شوند. شایان ذکر است که برخی رخدادها می‌توانند سه، چهار و پنج جتی باشند. براستی مشاهده رویدادهای سه جتی را می‌توان به عنوان روشن‌ترین مدرک برای اثبات وجود گلوئون‌ها دانست.

^۱ Gluon

جت عبارت است از توده ای از ذرات که در یک زاویه فضائی کوچک قرار دارند.

سطح مقطع QED فرآیند $e^+ + e^- \rightarrow q + \bar{q}$ توسط رابطه زیر داده می شود:

$$\sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-) = \frac{4\pi\alpha^2}{3Q^2} \quad (4-1)$$

این در حالی است که برای انرژی مرکز جرم Q رابطه ی زیر برقرار است:

$$s = Q^2 = 4E_b^2 \quad (5-1)$$

نسبت میزان تولید هادرون ها به تولید جفت میون های استفاده شده به صورت زیر می باشد:

$$R = \sigma(e^+e^- \rightarrow \text{hadrons}) / \sigma(e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-) \quad (6-1)$$

با توجه به آنکه صورت کسر شامل تمام رخداد های کوارک پادکوارک می باشد نتیجه زیر را در پی خواهد داشت:

$$R(E) = 3 \sum Q_i^2 \quad (7-1)$$

که در آن جمع بر روی تمام طعم های کوارک ها می باشد. عدد ۳ در رابطه فوق بیانگر این حقیقت است که برای هر طعم کوارک سه رنگ وجود دارد. در انرژی های پایین اگر فرض شود فقط کوارک-های u,d,s سهیم می باشند مقدار R برابر با ۲ خواهد بود. بین آستانه ی تولید کوارک charm و آستانه bottom، مقدار R برابر $\frac{10}{3}$ و بیشتر از انرژی آستانه تولید bottom، $\frac{11}{3}$ است.

۶-۱. مقدمه ای بر نیروی برهم کنش قوی

یکی از چهار نیروی بنیادین طبیعت، نیروی برهم کنش قوی است. درک این نیرو و ارتباط آن با زندگی روزمره برای کسی که دانش فیزیک ندارد مشکل است. هر چند وقتی که یک پدیده معمولی مثل چرخش سکه روی میز تحلیل می شود، در واقع حرکت های آن با نیروهای بنیادی بین بلوک های سازنده اصلی اش یعنی پرتون، نوترون و الکترون تعیین می شود. در حقیقت حدود هشتاد درصد وزن سکه، از حرکت ها و فرآیندهای داخل پرتون و نوترون، یعنی برهم کنش بین کوارک ها ناشی می شود [۱].

QCD با استفاده از مفاهیمی مشابه با آنچه که در QED^۱ شناخته شده است، برهم-کنش کوارک‌ها را از طریق میدان رنگ قوی (که کوانتوم‌های آن گلوئون هستند) توصیف می‌کند. QCD به علت اینکه کوارک‌ها و گلوئون‌ها، به عنوان ذرات آزاد مشاهده نشده‌اند و در درون هادرون‌ها حبس شده‌اند، پیچیده‌تر از فرایند QED است.

مفاهیم QCD در کتب و مقالات بسیاری توضیح داده شده است. در بخش بعدی مرور مختصری بر اصول QCD اختلالی و ثابت جفت‌شدگی α_s ، شامل مفاهیم بازبهنجارش، حبس‌شدگی و آزادی مجانبی و روش‌های مختلف پارامتری کردن $\alpha_s(Q^2)$ ارائه خواهد شد.

۷-۱. بازبهنجارش

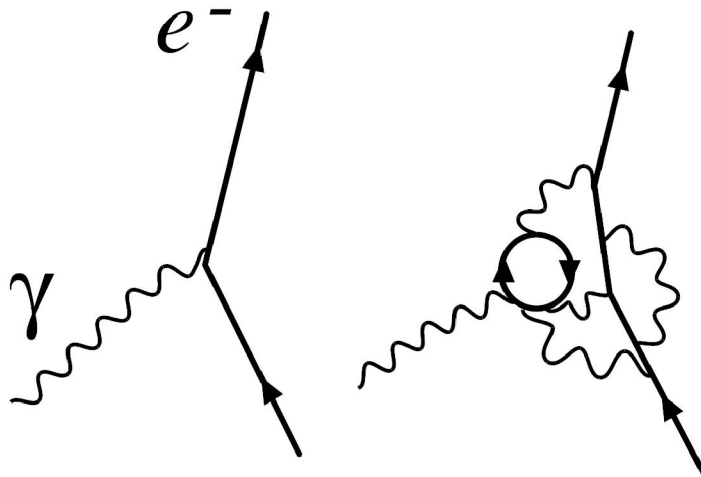
۱-۷-۱. بازبهنجارش پذیری

نخست در دهه‌ی ۴۰ بازبهنجارش به عنوان یک وسیله برای معنا دار کردن نتایج محدود محاسبات مختلف و استخراج جواب محدود برای سطوح مقطع‌ها و آهنگ‌های واپاشی در QED استفاده شد و در ابتدا به عنوان یک فرآیند مشکوک و مشروط در نظر مبتکرانش آمد. اما در نهایت به عنوان یک وسیله مهم در نظریه‌های اختلالی QED و QCD پذیرفته شد.

در انجام محاسبات فراتر از LO^۲ حضور حلقه‌ها در دیاگرام‌های فاینمن و بالطبع آن، واگرایی‌ها، به نامحدود شدن دامنه پراکندگی می‌انجامد. یکی از راه‌های غلبه بر این مشکل آن است که کمیاتی نظیر بار الکتریکی و جرم را مجدداً تعریف کنیم تا نتیجه نهایی برای دامنه‌های پراکندگی، محدود باقی بماند. این عمل را اصطلاحاً بازبهنجارش پذیری می‌نامند.

^۱Quantum ElectroDynamics(QED)

^۲Leading Order



شکل (۱-۵): بازپهنجارش در الکترو دینامیک کوانتومی

لاگرانژی، عبارت ریاضی توصیف کننده انرژی یک دستگاه فیزیکی است و معادلات دینامیکی حرکت دستگاه را می توان توسط یک روال ریاضی، که به حساب تغییرات هامیلتون معروف است، از لاگرانژی استخراج کرد. در تئوری اختلال بازپهنجارش شده کمیت های موجود در لاگرانژی را با کمیت های فیزیکی بازپهنجارش شده^۱ جایگزین کرده و تفاوت آن ها را در یک سری جملات جدید به نام جملات متقابل^۲ لحاظ می کنند. جملات متقابل در نظر گرفته شده واگرایی ها را حذف می کنند.^۳

۲-۷-۱. رهیافت های بازپهنجارش

رهیافت های بازپهنجارش به دو نوع کلی وابسته به جرم و مستقل از جرم تقسیم می شوند. قبل از این رهیافت ها، باید به شرح تئوری Appelquist-Carazzone پرداخته شود. در سال ۱۹۷۵ دو دانشمند به نام های Appelquist و Carazzone قضیه ای معروف قضیه واشدگی^۴ را

^۱Renormalized

^۲Counter term

^۳حذف این واگرایی ها به قضیه BPHZ معروف است

^۴Decoupling Theorem

اثبات کردند. این قضیه به بیان ساده می‌گوید: در یک تئوری بازبهنجارش پذیر، اگر رهیافت بازبهنجارش وابسته به جرم استفاده کنیم، ذرات سنگین از فیزیک انرژی پایین جدا می‌شوند [۲]

(۱) رهیافت بازبهنجارش وابسته به جرم مثل MO^1

اگر از این رهیافت استفاده کنیم، ذرات سنگین از فیزیک انرژی پایین جدا می‌شوند، اما در لاگرانژی موثر باید بی‌نهایت جمله در نظر بگیریم.

(۲) رهیافت بازبهنجارش مستقل از جرم مثل MS^2 یا $\overline{MS}^3$ [۳][۴]

در این رهیافت می‌توان لاگرانژی موثر را بر اساس دقت محاسبات محدود کرد و بهایی که بابت این روش پرداخته می‌شود، این است که تئوری Appelquist-Carazzone در اینجا صادق نیست و ذرات سنگین از فیزیک انرژی پایین جدا نمی‌شوند.

۸-۱. آزادی مجانبی و پدیده حبس شدگی

مفهوم آزادی مجانبی آن است که که قدرت جفت‌شدگی موثر در فواصل کوتاه، یا در انرژی‌های بزرگ بطور لگاریتمی کاهش می‌یابد و کوارک‌ها و گلوئون‌ها مانند ذرات آزاد رفتار می‌کنند. اگر کشف آزادی مجانبی نبود، کرومودینامیک کوانتومی از رده خارج شده بود. حبس‌شدگی اشاره به این دارد که قدرت جفت‌شدگی α_s در فواصل بزرگ، یا در تکرانه انتقالی کوچک تقریباً به صورت خطی افزایش می‌یابد. به همین دلیل است که نمی‌توان یک کوارک تنها را از درون یک هادرون بیرون کشید. کوارک‌ها همواره با هم و در داخل

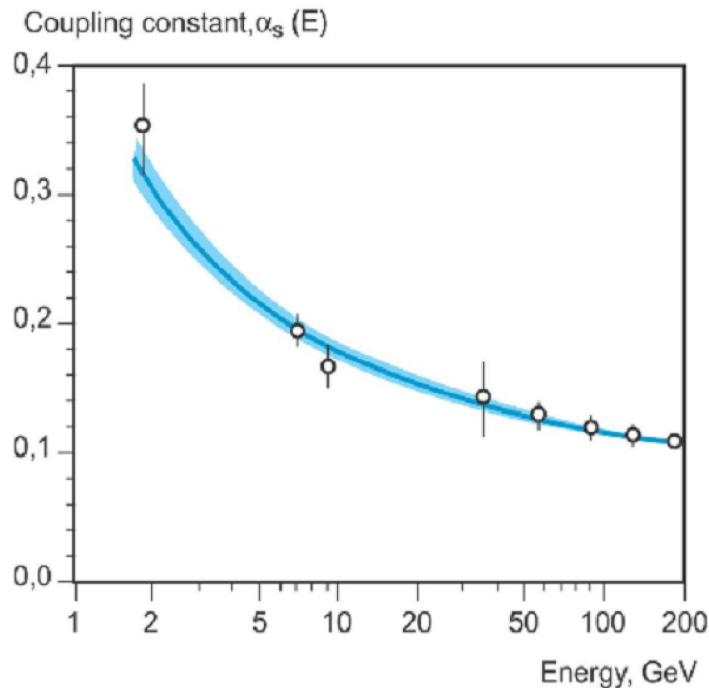
¹Momentum Subtraction(MO)

^۲ Minimal Subtraction(MS) این رهیافت فقط شامل جذب بخش واگرایی تصحیحات تابشی از جملات متقابل است

^۳ $\overline{MS}$ Modified Minimal Subtraction : این رهیافت علاوه بر جذب بخش واگرایی به جذب ثابتی که اغلب همراه با این واگرایی در محاسبات نمودار فاینمن وارد می‌شود، می‌پردازد

هادرون‌ها یافت می‌شوند. لازم به ذکر است که در دنیای فیزیک کوانتومی، فاصله بزرگ

بر $\Delta s > 1 fm$ و تکانهء کوچک بر $Q < 1 GeV$ دلالت دارد.



شکل (۱-۶): مقدار ثابت جفت‌شدگی α_s به صورت تابعی از مقیاس انرژی

۱-۹. α_s و وابستگی آن به مقیاس انرژی

QCD وابستگی انرژی به ثابت جفت‌شدگی را پیش‌بینی می‌کند، در حالیکه مقدار واقعی

α_s در انرژی داده شده یا در مقیاس چهار بردار تکانه انتقالی یافته Q^2 ، پیش‌بینی نشده

است و باید از طریق آزمایش تعیین شود. اگر جفت‌شدگی بازبهنجارش شده $\alpha_s(\mu^2)$ در

^۱ یکای $(1 fm = 10^{-15} m)$ را در مجاورت یک فرمی می‌گویند که این نام به افتخار انریکو فرمی، دانشمند ایتالیایی - آمریکایی و یکی از پیشگامان فیزیک هسته‌ای برگزیده شده است. اندازه هسته در حدود گستره ۱ fm تا ۷ fm (از یک نوکلئون منفرد تا سنگین‌ترین هسته است)

^۲ در فیزیک ذرات که از مکانیک کوانتومی و مکانیک نسبیتی استفاده شده است، به جای دستگاه SI از دستگاه NU استفاده می‌کنیم که در آن

$$\hbar \equiv c \equiv 1$$

بنابراین تمام معادلات به شکل زیر تبدیل می‌شوند

$$E^2 = p^2 c^2 + m^2 c^4 \Rightarrow E^2 = p^2 + m^2$$

معنی انتخاب فوق این است که مناسب است انرژی، جرم و اندازه حرکت زاویه‌ای را به عنوان کمیت‌های اصلی در نظر بگیریم و بقیه کمیت را به کمک آنها بسازیم. باید در نظر داشت که از نوشتن h و c صرفه‌نظر می‌کنیم زیرا آنها را برابر یک فرض کردیم بنابراین در دستگاه NU واحد جرم GeV و واحد طول و زمان ۱-GeV است.

یک مقیاس μ^2 داده شده (یعنی اندازه‌گیری شده) بطور دقیق تعیین شود، QCD قادر است با استفاده از معادله گروه بازبهنجارش^۱ اندازه‌ی α_s را در هر مقیاس انرژی Q^2 دیگر، بطور قطعی پیش‌بینی کند. [۵]

$$Q^2 \frac{\delta \alpha_s(Q^2)}{\delta Q^2} = \beta(\alpha_s(Q^2)) \quad (۸-۱)$$

در تئوری اختلال که بر مبنای آزادی مجانبی بیان شده است، بسط اختلالی تابع β را برحسب پارامترهای جفت‌شدگی می‌توان به این صورت نوشت

$$\beta(\alpha_s(Q^2)) = -\beta_0 \alpha_s^2(Q^2) - \beta_1 \alpha_s^3(Q^2) - \beta_2 \alpha_s^4(Q^2) - \beta_3 \alpha_s^5(Q^2) - Q(\alpha_s^6) \quad (۹-۱)$$

تابع β در رهیافت $\overline{MS}$ تا چهار حلقه به این صورت محاسبه شده‌اند [۶]

$$\begin{aligned} \beta_0 &= 11 - \frac{2}{3} N_f \\ \beta_1 &= 102 - \frac{38}{3} N_f \\ \beta_2 &= \frac{2857}{2} - \frac{5033}{18} N_f + \frac{325}{54} N_f^2 \\ \beta_3 &= 2924.0 - 6946.30 N_f + 405.089 N_f^2 + \frac{1093}{729} N_f^3 \end{aligned} \quad (۱۰-۱)$$

ثابت‌های عددی در معادله (۱۰-۱) توابعی از ثابت‌های گروه C_A و C_F هستند که

برای QCD (در نمایش تقارن $SU(3)$) $C_A = 3$ و $C_F = \frac{4}{3}$ است. β_0 و β_1 از رهیافت

بازبهنجارش مستقل هستند. اما ضرایب β از مراتب بالاتر، وابسته به رهیافت هستند. برای

اختصار ضرایب گنگ β_3 تا دقت شش رقم کوتاه شده‌اند.

حل یک حلقه (LO) معادله‌ی گروه بازبهنجارش، یعنی با در نظر نگرفتن β_1 و جملات از

مراتب بالاتر به این معادله منجر می‌شود: [۷]

^۱Renormalization Group Equation(RGE)

^۲Special unitary group

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{\alpha_s(\mu^2)}{1 + \alpha_s(\mu^2) \beta_0 \ln \frac{Q^2}{\mu^2}} \quad (1-11)$$

این یکی از روش‌های پارامتر کردن $\alpha_s(Q^2)$ است در این روش $\alpha_s(Q^2)$ برحسب $\alpha_s(\mu^2)$ بیان می‌شود. پر واضح است که در QCD بر خلاف QED نمی‌توانیم از $Q_0^2 = 0$ شروع به کار کنیم، چون در این انرژی α_s بسیار بزرگ است. باید جایی را به عنوان مرجع در نظر بگیریم که α_s برای بسط اختلالی، به اندازه کافی کوچک باشد. به این دلیل است که $\alpha_s(Q^2)$ بر حسب $\alpha_s(\mu^2)$ و نه $\alpha_s(0)$ بیان می‌شود و مشروط به این که $\alpha_s(\mu^2) < 1$ باشد، مهم نیست که μ^2 را چه مقداری انتخاب کنیم. [۵]

فقط در دنیایی که بیش از ۱۶ طعم کوارک داشته باشیم علامت ضریب جمله لگاریتمی منفی می‌شود. اما ما بطور مطمئنی در انرژی‌های موجود زیر این عدد نخواهیم بود زیرا بشر تا به امروز به ۶ طعم کوارک دست یافته است. این رابطه ویژگی آزادی مجانبی و حبس‌شدگی را به خوبی نشان می‌دهد. برای مقادیر معمول $N_f = 2 \dots 5$ ، $\alpha_s(Q^2)$ برای $(100 \text{ MeV} \dots 1 \text{ GeV})$ از یک تجاوز می‌کند. واضح است که این ناحیه‌ای است که بسط‌های اختلالی α_s به هیچ وجه معنادار نیستند و ما باید مقیاس‌های انرژی μ^2 و Q^2 کمتر از ۱ GeV را به عنوان ناحیه غیراختلالی که حبس‌شدگی شروع می‌شود و معادلات (۸-۱) و (۹-۱) قابل استفاده نیستند در نظر بگیریم.

با وارد کردن β_1 و جملاتی از مرتبه بالاتر، روابطی پیچیده‌تری از $\alpha_s(Q^2)$ بدست می‌آید، که بطور مستقیم توسط انتگرال مرتبه چهار رونگه-کوتا^۱ قابل حل هستند.

^۱ در آنالیز عددی، روش‌های رونگه-کوتا خانواده‌ای مهم از روش‌های تکراری مستقیم و ضمنی برلی حل تقریبی معادلات دیفرانسیلی معمول هستند. این تکنیک در حدود سال ۱۹۰۰ توسط دو ریاضی دان آلمانی به نام‌های M.W. Kutta و C. Runge بوجود آمد.

۱-۹-۱. مقیاس مرجع

به منظور ساخت مدل، داشتن مقیاس مرجع یک ایده خوب است. معمولاً جرم بوزون Z_0 ،

$$M_{Z_0} = 91.18 \text{ GeV} \text{ به عنوان مقیاس انرژی در نظر گرفته می شود.}$$

چرا M_Z ؟

چون بالاتر از M_Z بسط‌های مدل استاندارد^۱ شروع می‌شود و پایین‌تر از آن ثابت جفت-

شدگی قوی α_s ، واقعاً قوی است [۸]. همچنین تنها انرژی که در آن، ثابت جفت‌شدگی در

آزمایشگاه اندازه‌گیری شده است جرم بوزون Z_0 است.

۱-۹-۲. پارامتر Λ

پارامتری کردن $\alpha_s(Q^2)$ به کمک Λ به جای $\alpha_s(\mu^2)$ یک استاندارد معمول است.

از رابطه (۱۱-۱) پیداست که در یک Q^2 به اندازه کافی کوچک، مقدار $\alpha_s(Q^2)$ می‌تواند نامحدود

شود. با مساوی صفر قرار دادن مخرج این رابطه، می‌توان Q^2 را بدست آورد، که آن را با Λ^2 نمایش

داده می‌شود:

$$\Lambda^2 = \frac{\mu^2}{\exp\left(\frac{1}{\beta_0 \alpha_s(\mu^2)}\right)} \quad (12-1)$$

در این صورت ثابت جفت‌شدگی در تقریب مرتبه اول (LO) برابر خواهد شد با :

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{1}{\beta_0 \ln\left(\frac{Q^2}{\Lambda^2}\right)} \quad (13-1)$$

حل تکراری^۲ معادله گروه بازبهنجارش در تقریب چهار حلقه‌ای به این صورت است:

^۱مدل استاندارد فیزیک ذرات تئوری است که از چهار برهم‌کنش شناخته شده بین ذرات اصلی، سه برهم‌کنش را توضیح می‌دهد. یک تئوری میدان کوانتومی است که بین ۱۹۷۰ تا ۱۹۷۳ تکمیل شد و با مکانیک کوانتوم نسبیت خاص سازگار است. هر چند مدل استاندارد در درجه اول به علت در نظر نگرفتن گرانش و بعد از آن به خاطر تعداد زیادی از پارامترهای عددی (مثل جرم‌ها و ثابت‌های جفت‌شدگی) که باید به صورت دستی در تئوری وارد شوند (به جای اینکه از اصول اولیه استخراج شوند)، مدل کاملی نیست.

^۲Iterative solution

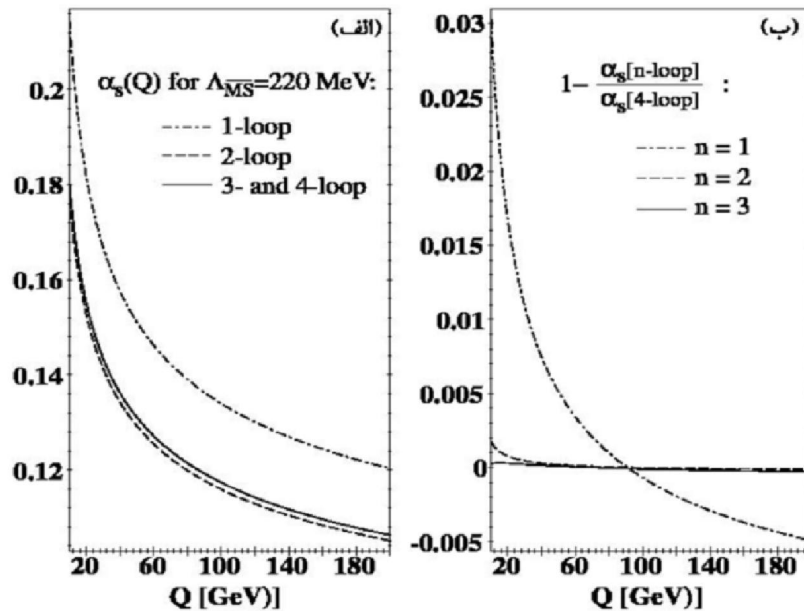
$$\alpha_s(Q^2) = \frac{1}{\beta_0 L} - \frac{b_1 \ln L}{(\beta_0 L)^2} + \frac{1}{(\beta_0 L)^3} [b_1^2 (\ln^2 L - \ln L - 1) + b_2] + \frac{1}{(\beta_0 L)^4} \left[b_1^3 \left(-\ln^2 L - \frac{5}{2} \ln^2 L + 2 \ln L - \frac{1}{2} \right) - 3b_1 b_2 \ln L + \frac{b_3}{2} \right] \quad (۱۴-۱)$$

که $L = \ln\left(\frac{Q^2}{\Lambda^2}\right)$ و $b_k = \frac{\beta_k}{\beta_0}$ است.

اولین خط معادله (۱۴-۱) شامل تصحیحات یک حلقه‌ای و دو حلقه‌ای، و خط دوم سه حلقه‌ای

و خط سوم شامل تصحیحات چهار حلقه‌ای است. فرم $\alpha_s(Q^2)$ برای تقریب یک، دو و سه حلقه‌ای

معادله (۱۴-۱) با $\Lambda_{\overline{MS}} = 0.220 \text{ GeV}$ و $N_f = 5$ در شکل (۷-۱) نشان داده شده است.



شکل (۷-۱): مقدار $\alpha_s(Q^2)$ در تقریب یک، دو، سه و چهار حلقه‌ای با $\Lambda_{\overline{MS}} = 0.220 \text{ GeV}$ و

$N_f = 5$ شکل (ب) اختلاف کسری بین تقریب یک، دو، سه و چهار حلقه‌ای

همان طور که مشاهده می‌شود، وقتی از تقریب یک حلقه‌ای به دو حلقه‌ای می‌رویم، برای مقدار

یکسانی Λ یک کاهش ۱۵٪ اختلاف بین نمودار دو حلقه‌ای و سه حلقه‌ای فقط در حدود ۱-۲٪ و

بین سه حلقه‌ای و چهار حلقه‌ای کمتر از ۰/۱٪ است که در شکل (۱-۳) قابل تجزیه و تحلیل نیست.

اختلاف کسری در وابستگی انرژی α_s و $\frac{\alpha_s^{(4-loop)} - \alpha_s^{(n-loop)}}{\alpha_s^{(4-loop)}}$ برای $n=3, 2, 1$ نشان داده شده

است. پارامتر Λ یک مقیاس مجانبی است که از برازش داده‌های تجربی مربوط به توابع ساختار هادرونی تعیین می‌شود و هیچ تئوری مقدار دقیق Λ را مشخص نکرده است. باید به این نکته توجه داشت که پارامتر Λ به عوامل زیر وابسته است:

- تعداد طعم کوارک‌های فعال
- رهیافت بازبهنجارش
- مرتبه تقریب (LO , 1NLO , 2NNLO) (در فصل‌های بعد به توضیح این تقریب‌ها پرداخته خواهد شد).

و مقدار آن باید حدوداً بین 0.1 GeV و 0.5 GeV باشد [۶].

۱-۱۱. مقدمه‌ای بر پدیده‌شناسی فیزیک ذرات

به بخشی از فیزیک که با کاربرد تئوری در آزمایش‌های ذرات انرژی بالا سرو کار دارد، پدیده‌شناسی فیزیک^۳ ذرات گفته می‌شود. در حدود مدل استاندارد، پدیده شناسی شامل محاسبه معمولاً دقیق جزئیات آزمایش‌ها می‌شود. فراتر از مدل استاندارد، پدیده شناسی به نتایج آزمایشگاهی مدل‌های جدید اشاره می‌کند. بطور مثال اینکه ذرات جدید چطور باید جستجو شوند؟ پارامترهای مدل چگونه اندازه گیری شوند؟

در اینجا برخی از کاربردهای پدیده شناسی فیزیک ذرات را به اختصار عنوان می‌شود:

- شبیه سازی مونت کارلو^۴ (بررسی فرآیندهای فیزیکی در شتاب دهنده‌ها)
- استخراج تابع توزیع پارتون‌ها از اطلاعات آزمایشگاهی

- محاسبه نرخ تولید و توزیع ذرات در تقریب LO ، NLO ، $NNLO$

¹ Next to Leading Order

² Next to Next to Leading Order

³ Particle Physics Phenomenology

⁴ در این روش گروهی از الگوریتم‌های محاسباتی برای شبیه‌سازی رفتار سیستم‌های فیزیکی و ریاضی استفاده می‌شود.

۱-۱۱-۱. مدل‌های پدیده شناسی

مدل پارتون در دهه ۱۹۶۰ توسط ریچارد فایمن مطرح شد [۹]. در این مدل، پارتون یک نام عمومی است که برای توصیف هر نوع ذره در داخل هسته و به عنوان یک مولفه هادرون در نظر گرفته می‌شود. در دهه ۱۹۷۰، QCD نشان داد که هادرون از کوارک و گلوئون ساخته شده است. اما همچنان برای توصیف بعضی از ویژگی‌های برهم‌کنش‌های فاصله کوتاه (انرژی بالا) از مدل پارتون استفاده می‌شود.

باید به خاطر داشت که اهمیت QPM^۱ فقط به خاطر یک پیروزی خاص نیست، بلکه به علت چارچوب منسجمی است که با بازه وسیعی از فرآیندها مرتبط است. اصول بنیادی QPM این است که گروه بزرگی از سطح مقطع‌های انرژی بالا (قابل اندازه‌گیری به صورت فیزیکی)، از طریق مجموعه‌ای از توابع توزیع پارتون^۲ به گروهی از سطح مقطع‌های پارتونی (قابل محاسبه به صورت تئوری) مربوط شده‌اند. این توابع توزیع بیانگر احتمال پارتون‌ها در درون هادرون هستند.

مدل‌های پدیده شناسی سعی دارند با وارد کردن یک سری توابع با ضرائب مجهول، توابع توزیع و سپس ساختار نوکلئون‌ها را بسازند و با استفاده از داده‌های آزمایشگاهی مقادیر مجهول را محاسبه کنند. [۱۰]

^۱Quark Parton Model^۲Parton Distribution Function

فصل دوم

شاید منده LEP و آشکارساز OPAL

پیش گفتار: داده‌های گرد آوری شده در این پایان‌نامه از آشکار ساز OPAL می‌باشد که یکی از ۴ آشکار ساز واقع در حلقه شتابدهنده LEP است.

این فصل توضیح مختصری از دو شتابدهنده LEP و آشکار ساز OPAL خواهد داد.

۱-۲. شتابدهنده LEP

حلقه بزرگ ذخیره سازی الکترون-پوزیترون شتابدهنده ذرات LEP [۱۱]، در CERN در زیر خط مرزی سوئیس و فرانسه، نزدیک ژنو واقع شده است. LEP بزرگترین دستگاه تقویت و تسریع ذرات باردار شتابدهنده، با کانال حلقوی بزرگی با شعاع ۲۶.۶۷ کیلومتر در جهان است.

در ابتدا انرژی‌های باریکه‌های الکترون، پوزیترون در حد انرژی مرکز جرم بودند ($\sqrt{s}$)، در نقطه ای از برخورد ۹۱ GeV بود. (جرم سکون بوزون Z^0) بدان وسیله جهان کاملی از پژوهش واکنش‌های رایج خنثی در نیروی الکترو ضعیف، گشوده شده است. LEP، با وجود ۹۰۰۰۰۰ بوزون محصول در سال اول، یک موفقیت بزرگ بود. LEP تا سال ۱۹۹۵ در این انرژی راه اندازی شد، سپس دستگاه ترفیع داده شد [۱۲][۱۳][۱۴]

هر ساله انرژی مرکز جرم افزایش می یافت. برخوردنده LEP کامل فقط شامل حلقه‌های LEP

نمی شود، اگرچه با همین سادگی بزرگترین شاهکار پروژه مهندسی است. تعداد دیگری شتابدهنده کوچکتر و قدیمی تر CERN، در اطراف وجود دارند که ذرات قبل از تزریق به حلقه اصلی شتاب داده می شوند. شکل (۱-۳) نقشه‌ای از یک سیستم کامل را نشان می دهد. الکترون‌ها با گسیل الکترون‌ها از جسم داغ تولید می شوند و سپس در طول یک برخورد خطی

(LIL)، شتاب داده می شوند.

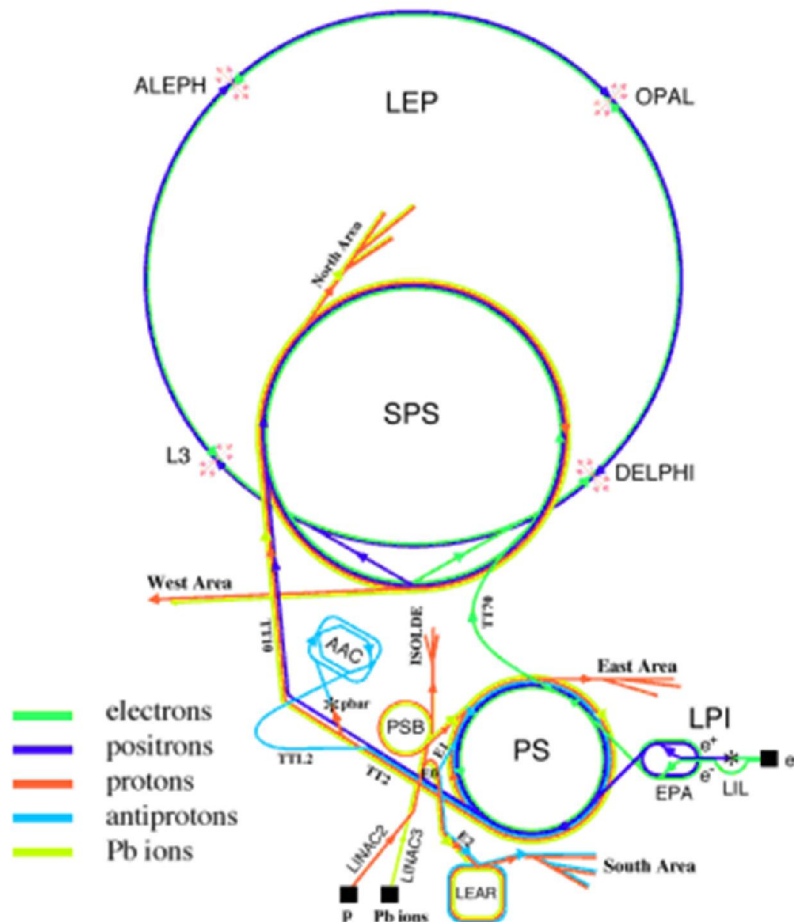
¹LEP Injector Linac

تعدادی از الکترون‌ها برای تولید پوزیترون‌ها با یک هدف تنگستنی (کروی) برخورد داده می‌شوند، الکترون‌های باقیمانده همراه پوزیترون‌ها به حلقه شتاب دهنده الکترون پوزیترون (EPA)^۱ منتقل می‌شوند، محلی که قبل از تزریق در آن ذخیره می‌شوند. سپس ذرات به دستگاه تقویت کننده پروتون (PS)^۲ جایی که در ابتدا با مقدار انرژی کم GeV شتاب داده می‌شوند. سپس به دستگاه سوپر تقویتی پروتون (SPS)^۳ انتقال می‌یابند. محلی که شتاب بیشتری پیدا می‌کند و در نهایت به حلقه LEP تزریق می‌شوند. حلقه LEP، ۲۶/۶۷ کیلومتر محیط دارد و بین ۴۰ و ۱۵۰ متر زیر زمین واقع شده است. صفحه حلقه ۱۴٪ اریب شده است، این کاملاً بخاطر دلایل مهندسی است، اطمینان از اینکه هیچ میله استوانه‌ای عمیق‌تر از ۱۵۰ متر نباشد. حلقه LEP شامل ۸ منطقه قوسی و ۴ قطاع مستقیم است. قوس‌ها شامل سلول‌های مغناطیسی برای راهنمایی باریکه‌های پیرامون حلقه هستند. هر سلول مغناطیسی شامل یک ۴ قطبی غیرکانونی، یک تنظیم کننده مداری قائم، یک گروه از ۶ قطبی‌های خمشی، یک شش گانه کانونی، یک ۴ قطبی کانونی، یک تنظیم کننده مدار افقی، یک گروه ثانویه از ۶ قطبی خمشی و در نهایت یک ۶ گانه غیر کانونی می‌باشد. محل طول سلول ۷۹/۱۱ متر است و هر قوس شامل ۳۱ سلول است. شتاب باریکه‌ها در منطقه مستقیم رخ می‌دهد. همچنین این مناطق مستقیم ۴ آزمایش هستند. OPAL، DELPHI، L3، ALEPH، جایی که باریکه‌ها برخورد داده می‌شوند.

^۱Electron Positron Accumulator

^۲Proton Synchrotron

^۳Super Proton Synchrotron



شکل (۱-۲): دیاگرام تمام شتابدهنده‌ها در CERN [۱۵]

انرژی و تعداد ذرات در یک دسته محدود شده با تقویت کننده تابشی منجر به یک حدود بالا روی جریان و انرژی می‌شود. حلقه با ماکزیمم شعاع خمیدگی برای کوچک کردن انرژی تلف شده از طریق تقویت کننده تابشی، طراحی شده‌اند.

اتلاف اصلی ذرات از طریق واکنش‌های گازی پرتوی است، بنابراین یک خلا بالا ناچار است که درکناال حفظ شود. بدون پرتوها 10^{-12} Torr و با پرتوهای بسیار خفیف شده به 10^{-9} Torr میرسد. مشکل اصلی در مورد باقی ماندن این خلا گاززدگی تولید شده با تقویت کننده تابشی، متقابلاً با دیوارهای

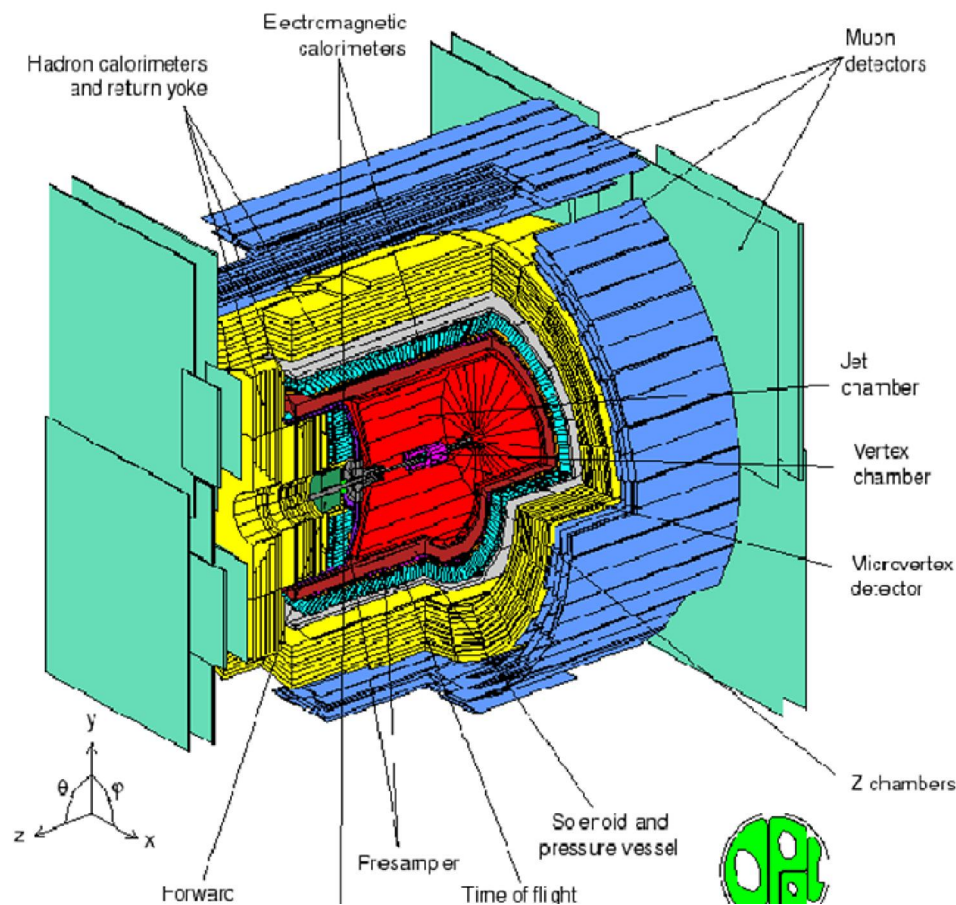
میله‌ای باریکه است. همچنین تقویت کننده تابشی می‌تواند باعث گرمای حفره‌های خلاء شود و بنابراین دیواره‌های حفره‌ای از آلومینیوم برای سرد بودن ساخته شده است، همراه کانال‌های آبی که آن را احاطه کرده‌اند.

۲-۲. آشکارساز OPAL

مانند سه آشکار ساز دیگر LEP آشکار ساز OPAL یک آشکارساز لوله‌ای متقارن است. OPAL برای اینکه اندازه‌گیری خوبی از تکانه و انرژی ذره و در بعضی موارد انواع جفت ذره را بدهد، طراحی شده است.

OPAL به طور کلی شامل یک لوله مرکزی بلند که غلاف نامیده شده و دوتا درپوش انتهائی مسطح در هر انتهای غلاف برای وسیع‌ترین پوشش ممکن از زاویه بسته را می‌دهد. یک دیاگرام از آشکارساز OPAL در شکل (۲-۲) نشان داده شده است. الکترون‌ها و پروتون‌ها طول لوله پرتو را طی می‌کنند و در برخورد با آشکارساز بدست آورده می‌شوند. محور Z موازی با لوله پرتو است و در جهت تکانه الکترون‌ها، مثبت است. محور X نشان داده شده در شکل (۲-۲) در جهت نقطه‌گذاری به طرف مرکز حلقه LEP مثبت در نظر گرفته شده است. ویژگی‌های اصلی آشکارساز OPAL در شکل (۲-۲) نشان داده شده و به طور مختصر در آن بیان شده است. یک آشکارساز مرکزی شامل راس و انشعاب زیر آشکارسازها و احاطه شده با سلونوئید، آشکار ساز مرکزی اندازه‌گیری‌هایی از جهت ذرات و تکانه و شتاب آنها با $\frac{dE}{dX}$ و همچنین بازسازی رئوس اولیه و ثانویه در نزدیک منطقه برهم‌کنش را فراهم می‌کند. سلونوئید باعث خمش ذرات باردار در حفره ردیابی می‌شود. یک کالریمتر الکترومغناطیسی برای فراهم کردن شناسائی فوتون‌ها و الکترون‌ها و اندازه‌گیری انرژی‌شان، یک کالریمتر هادرونی برای اندازه‌گیری انرژی‌های هادرونی، این کار با اندازه‌گیری جذب کلی با استفاده از تجهیزاتی که دو شاخه مغناطیسی را یکی می‌کند، پیاده می‌شود. یک آشکارساز مسئول شناختن فوتون‌ها با اندازه‌گیری پوزیترون‌هایشان در مسیر داخل و پشت کالریمتر هادرونی واقع شده است. یک آشکار ساز جلویی، در

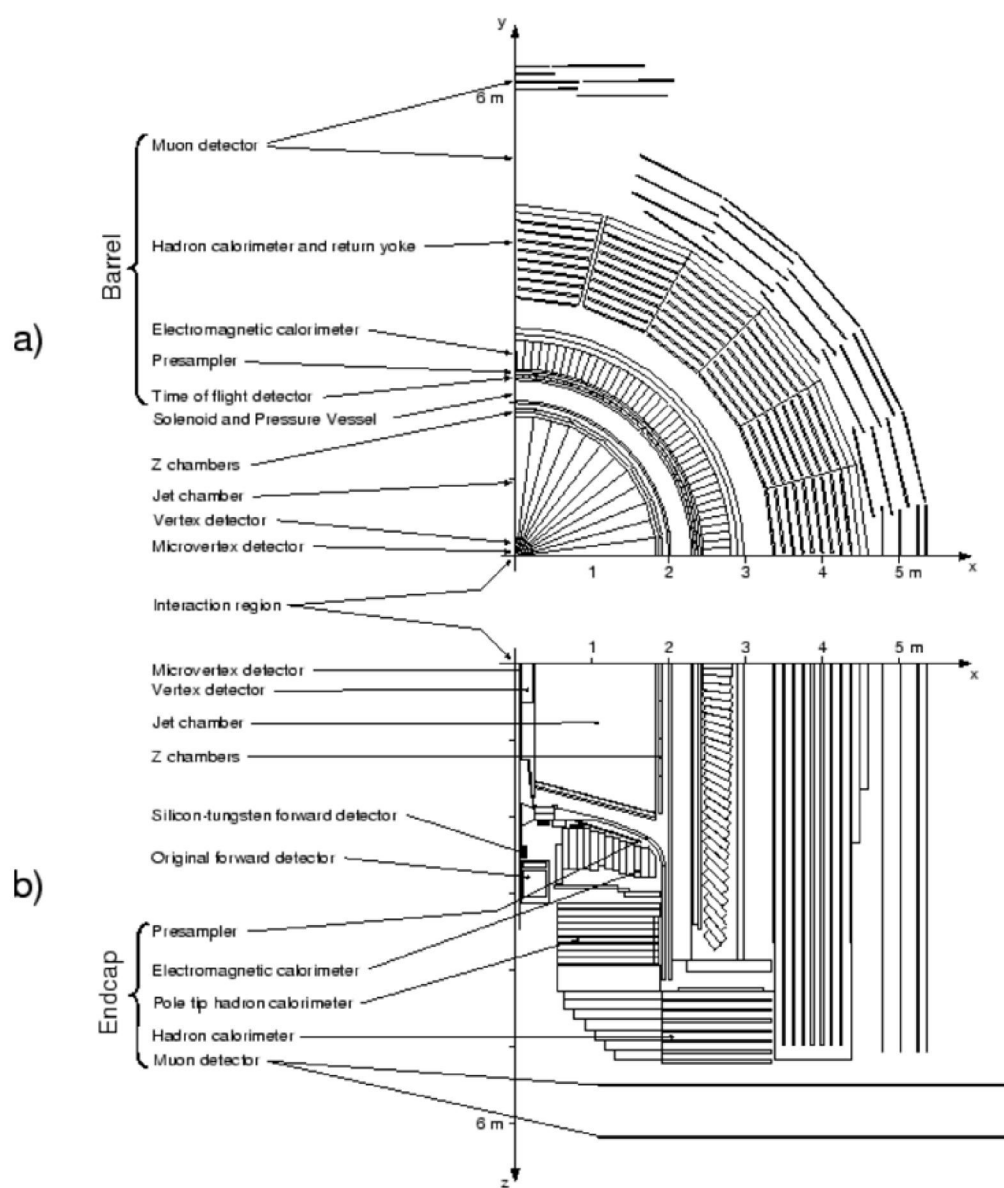
مسیر خیلی جلو و قابل استفاده جهت اندازه گیری تابندگی LEP دریافت شده در OPAL با استفاده از رویدادهای پراکندگی باهاها^۱ واقع شده است.



شکل (۲-۲): نمای شماتیک آشکارساز OPAL [۱۵]

نمای از سطح مقطع آشکارساز OPAL در شکل (۲-۳) دیده می‌شود، توضیح جزئیات از هر زیر آشکارساز OPAL بالاتر از حد این پایان نامه است اما به هر حال یک مرور کلی از هر زیر آشکارساز برای تکمیل داده شده است [۱۶].

^۱ Bhabha Scattering



شکل (۲-۳): نمای تفصیلی از سطح مقطع آشکار ساز OPAL [۱۵]

۲-۲-۱. ردیاب مرکزی آشکارساز

درون آشکارساز مرکزی OPAL ردیابی ذرات باردار انجام می‌شود. تمایل در جهت افزایش شعاع این کار با آشکارساز کوچک راس سیلیکونی (SI)^۱، آشکارساز راس مرکزی (CV)^۲، لوله جهت مرکزی (CJ)^۳ و لوله Z مرکزی (CZ)^۴ متقبل شده است. ترکیبی از این سه آشکارساز در شکل (۲-۳) نشان داده شده است.

۲-۲-۳. اتاقک راس مرکزی

راس ردیاب رانش مرکزی اتاقک درون اتاقک مرکزی واقع شده و ۱ متر طول دارد. کار اصلی آن اندازه‌گیری موقعیت‌های راس از ذرات متلاشی شده و بهبود تجزیه تکانه ای برای ذرات باردار است و ۲ لایه از اتاقک‌های رانش را در بر می‌گیرد. لایه داخلی شامل ۳۶ سلول از سیم کشی مرکزی و لایه بیرونی شامل ۳۶ سلول الکتروفوتونیک می‌شود. سلول‌های خارجی شامل سیم‌هایی است که در زاویه ای حدود ۴ درجه به داخل سیم‌های محوری مایل شده‌اند.

لایه داخلی بین شعاع‌های ۱۰۳ میلی متر تا ۱۶۲ میلی متر واقع شده و لایه خارجی بین شعاع‌های ۱۸۸ میلی متر و ۲۱۳ میلی متر واقع شده است. اتاقک GU مانند همه اتاقک‌های راندگی ردیاب مرکزی با ۸۸/۲٪ آرگون، ۹/۸٪ متان و ۲٪ ایزوبوتان در فشار ۴^{ba} پر شده است. وقتی که ذره باردار از طریق این اتاقک عبور می‌کند گاز را یونیزه می‌کند و این در سیم‌های حسی یافت می‌شود.

¹ Silicon microvertex detector² Central vertex detector³ Central jet chamber⁴ Central Z chambers

سلول‌های مرکزی داخلی اندازه‌گیری‌هایی را در صفحه $r-\Phi$ با دقت $50\text{ }\mu\text{m}$ فراهم می‌کنند. اطلاعات ترکیبی از سلول‌های داخل و خارج یک دقت در حدود $700\text{ }\mu\text{m}$ روی موقعیت در صفحه Z می‌دهد.

۲-۲-۴. اتاقک جت مرکزی (CJ)

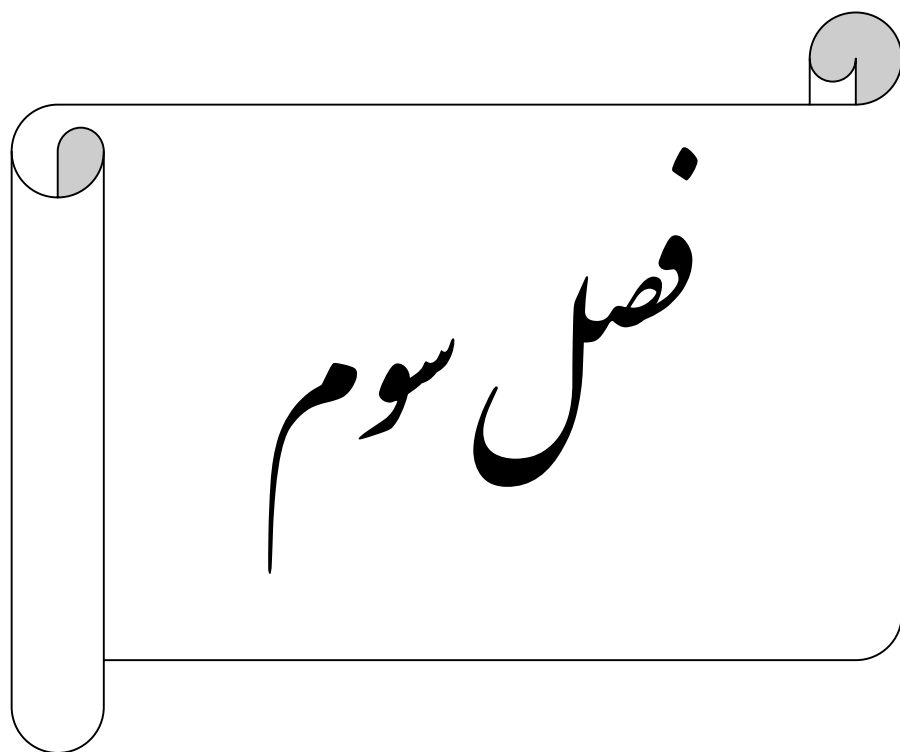
کار اتاقک جت مرکزی بهبود اندازه‌گیری خط سیر ذرات باردار است. همچنین نقش مهمی در کمک به شناسایی ذره با اندازه‌گیری اتلاف انرژی ویژه $\frac{dE}{dX}$ دارد. خمیدگی رد ذره باردار در میدان مغناطیسی وقتی از میان Cy عبور می‌کند می‌تواند اندازه‌گیری شود. بنابراین ساخت آن محاسبه تکانه ذره رد شده را ممکن می‌سازد. این اتاقک ۴ متر طول دارد با شعاع داخلی 0.245 متر و شعاع خارجی $1/85$ متر.

این اتاقک در نزدیکی مسیر داخل به ۲۴ قسمت با اندازه برابر تقسیم شده است. هر قسمت ۱۵۹ سیم حسی آندی با کارکرد موازی با مسیر پرتو در طول محور Z را شامل می‌شود. سیم‌ها در صفحات شعاعی چیده شده‌اند. بین یک زاویه قطبی $137^\circ < \theta < 43^\circ$ ، ۱۵۹ نقطه روی رد اندازه‌گیری می‌شوند. برای ۹۸٪ از زاویه بسته‌ی $4/6$ ، حداقل ۲۰ نقطه روی هر رد اندازه‌گیری می‌شوند. وضعیت $r-\Phi$ برخورد با موقعیت شعاعی از سیم مربوط و زمان رانش داده شده است.

۲-۲-۵. اتاقک Z مرکزی (Cz)

زیرآشکار ساز Z مرکزی Cy را احاطه می‌کند و اندازه‌گیری‌های موقعیت Z از یک رد ذره ای در حالیکه از Cy خارج می‌شود را مختصر و دقیق می‌کند. Cz از ۲۴ اتاقک ساخته شده هر یک ۴ متر طول، ۵۰۰ تر پهنا و ۵۹ متر ضخامت دارند.

هر اتاقک به ۸ سلول در طول مسیر Z تقسیم شده است. هر سلول شامل ۶ سیم مسی عمود بر مسیر محور Z می‌شود. CZ یک محدوده زاویه قطبی از $136^\circ < \theta < 44^\circ$ را پوشانده است. دقت آن $130\text{ }\mu\text{m}$ در Z و $1/5$ سانتیمتر در $r-\Phi$ است.



تئوری احتمالی و تقریب

در این فصل تئوری محاسبات انجام شده در این پایان نامه بررسی می‌شود، که شامل اندازه‌گیری ثابت پیوندی قوی در رویدادهای سه جتی و چهارجتی در تقریب‌های اختلالی NNLO و NLO می‌باشد. لازم است که در ابتدا به توضیح تقریب اختلالی و بسط اختلالی استفاده شده پرداخته شود.

۳-۱. تقریب‌های اختلالی

در این بخش تصویر کلی در مورد تقریب‌های مطرح شده ارائه می‌شود.

همان‌طور که می‌دانید آزادی مجانبی اجازه می‌دهد سطح مقطع برهمکنش‌های ذرات بنیادی در انرژی‌های بالا و تأثیر تئوری اختلال بر ثابت جفت‌شدگی قوی محاسبه شود. در بسط اختلالی LO، با انتخاب (غیر فیزیکی) مقیاس بهنجارش μ_r ثابت جفت‌شدگی تغییر می‌کند. در فرآیند هادرونیزه شدن، شرایط نامناسبتری به واسطه‌ی وابستگی سطح مقطع به مقیاس فاکتوریزاسیون μ_F وجود دارد، که بخش فواصل کوتاه و فواصل بزرگ برهمکنش‌های قوی را از هم جدا می‌کند. از این رو مقیاس LO برای محاسبه سطح مقطع، پیش‌بینی نسبتاً غیرقابل‌اعتمادی در بیشتر فرآیندهای این تئوری است.

برای اصلاح این موقعیت، تصحیحات NLO^2 مطرح شد. این تلاش‌ها زمانی به اوج خود رسید که روش‌های مستقلی برای محاسبه‌ی سطح مقطع QCD با دقت NLO ارائه شد، این روش‌ها عبارتند از: Slicing, subtraction, dipole subtraction [۱۷][۱۸][۱۹] هنگامی که این حقیقت دریافت شد که تصحیحات NLO مشابه با پیش‌بینی‌های LO می‌باشد، فیزیکدانان بدین نتیجه رسیدند که تنها راه قابل اعتماد محاسبه تئوری اختلال QCD محاسبه تصحیحات $NNLO^4$ است. [۲۰]

¹Renormalization Scale

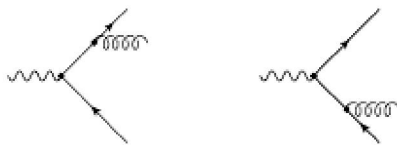
²Factorization Scale

³Next to Leading Order Correction

⁴Next-to-Next-to-Leading Order Correction

در سال‌های اخیر، تلاش‌های فراوانی برای محاسبه تصحیحات NNLO تابع توزیع پارتون و فرآیندهای بنیادی مهم صورت گرفته است. همچنین اثر این اختلال را بر روی تولید بوزون‌های برداری و تولید هیگز^۱ در برخورد دهنده‌های هادرونی و نیز تولید جت در نابودی الکترون-پوزیترون مورد بررسی قرار داده اند. این محاسبات انتگرال‌های فضای فاز را در D بعد نیز تعیین می‌کند.

سؤالی که در اینجا ذهن خواننده را به خود مشغول می‌کند آن است که معنی این تقریب‌ها چیست؟ تقریب LO بدین معنی است که α_s را از مرتبه‌ی یک فرض کنید، یعنی برای محاسبه‌ی دامنه ناوردای فرآیند سه جتی، α_s از مرتبه‌ی یک باشد. نمودارهای فاینمن مربوط به این تقریب به صورت زیر می‌باشد:

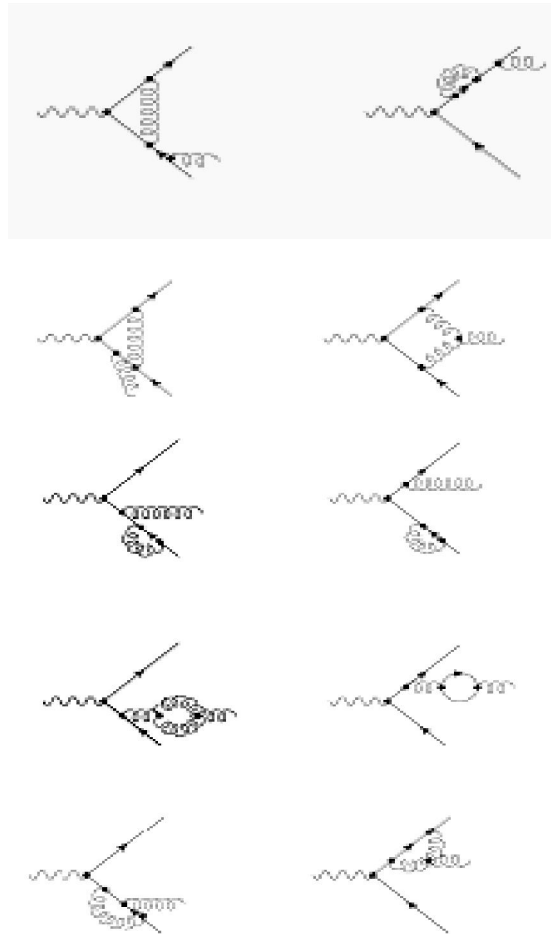


شکل (۳-۱): نمودارهای فاینمن مربوط به تقریب LO [۲۱]

که همان نمودارهای آشنای فرآیندهای سه جتی می‌باشد. از طرف دیگر تقریب NLO بدان معنی است که به طور مثال در رویدادهای سه جتی بدون آنکه تعداد اصلی جت‌ها تغییر کند، تعداد رأس‌ها به دو راس افزایش یابد و یا به عبارت دیگر برای محاسبه دامنه ناوردای فرآیند، α_s از مرتبه دو باشد. در حقیقت این تقریب محاسبات اختلال مرتبه دوم را در بر می‌گیرد.

دیagramهای فاینمن مربوط به آن به صورت زیر خواهد بود:

^۱Higgs

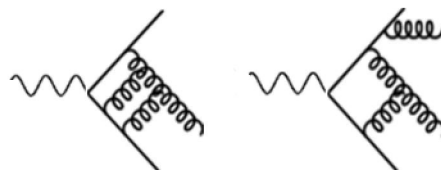


شکل (۳-۲): نمودارهای فاینمن مربوط به تقریب NLO [۲۱]

و در نهایت تقریب NNLO؛ که مشابه با NLO می باشد با این تفاوت که α_s از مرتبه‌ی سه است و یا

به عبارت دیگر اختلال مرتبه‌ی سوم محاسبه می شود. [۲۱] [۲۲]

دیagramهای فاینمن مربوط به این تقریب نیز به صورت زیر می باشد:



شکل (۳-۳): نمودارهای فاینمن مربوط به تقریب NNLO [۲۱]

۲-۳. الگوریتم‌های جت

یک جت هادرونی شامل چندین ذره ظاهر شده در رویداد است که همه آن‌ها تقریباً در یک جهت حرکت می‌کنند. برای مطالعات کمی، این تصاویر شهودی باید دقیق‌تر ساخته شوند. این کار توسط الگوریتم جت که ذرات مشاهده شده رویداد را در جت دسته بندی می‌کند، انجام می‌شود. الگوریتم‌های جت متفاوتی وجود دارند که به عنوان یک نتیجه، چیزی که در پایان، جت نامیده می‌شود، به انتخاب الگوریتم وابسته است.

۱-۲-۳. انواع الگوریتم

در کل دو نوع الگوریتم وجود دارند، دسته اول الگوریتم‌های Cone یا مخروطی هستند که به طور عمده در برخوردهای هادرونی بکار می‌روند، اما در برخوردهای الکترون-پوزیترون نیز کاربرد دارند. دسته دوم الگوریتم‌های Clustering یا خوشه‌ای هستند، که این دسته الگوریتم‌ها در برخوردهای الکترون پوزیترون بکار می‌روند اما در برخوردهای هادرونی نیز کاربرد دارند. در اینجا به علت استفاده از نوع دوم الگوریتم‌ها، از توضیح نوع اول صرفنظر گردیده است. در پراکندگی‌های انرژی بالاتعداد زیادی ذرات تولید می‌شوند که می‌توان آن‌ها را به تعداد کمتری از جت‌ها خوشه بندی کرد [۲۳]. فرآیند خوشه بندی یک الگوریتم جت در نابودی الکترون - پوزیترون در بیشتر نمونه‌ها به طریق زیر تعریف می‌شود: [۲۴]

کمیت Y_{ij} برای هر جفت ذره i و j از حالت نهایی موجود در هر رویداد محاسبه می‌شود. سپس دو ذره که دارای کمترین مقدار Y_{ij} در رویداد می‌باشند با جمع کردن چهار بردار تکانه با هم ترکیب شده و با یک شبه ذره با چهار بردار تکانه P_{ij} تعویض می‌شوند. البته به شرط آنکه Y_{ij} از یک Y_{cut} انتخابی کوچک‌تر باشد. این عمل بر روی تمام جفت‌های ذرات یا شبه ذرات تکرار می‌شود. ذرات یا شبه ذرات باقیمانده که دارای $Y_{ij} > Y_{cut}$ هستند به عنوان جت‌ها شناخته می‌شوند. تعداد جت‌ها به پارامتر Y_{cut} بستگی دارد، هر چه Y_{cut} کوچک‌تر باشد جت باریک‌تر می‌شود. در Y_{cut} ‌های بزرگ احتمال مشاهده رویداد دو جتی افزایش می‌یابد. الگوریتم‌های جت گوناگون در تعریف دقیق پارامتر

تفکیک و متغیر دستوری، متفاوتند. حال به تعریف دو الگوریتم خوشه بندی معروف پرداخته می شود.

این دو الگوریتم عبارتند از الگوریتم JADE [۲۶][۲۵] و الگوریتم Durham [۲۷].

۳-۲-۲. الگوریتم JADE

الگوریتم بازسازی ساختار جت بر پایه کمیت بدون بعد Y_{cut} قرار دارد. این الگوریتم دارای متغیر

آزمون به صورت:

$$Y_{ij} = \frac{m_{ij}^2}{E_{vis}^2}$$

$$m_{ij}^2 = 2E_i E_j (1 - \cos \theta_{ij})$$

می باشد که در آن متغیر m_{ij} به صورت

تعریف می شود.

توضیحات مربوط به این الگوریتم در بخش (۳-۲-۱) آمده است. همان گونه که قبلاً ذکر گردید، هر

چه Y_{cut} کوچکتر باشد جت باریکتر می شود.

۳-۲-۳. الگوریتم DURHAM

این الگوریتم جهت کاهش مشکلات الگوریتم JADE، ارائه شد. متغیر آزمون این الگوریتم به صورت

زیر است:

$$Y_{ij} = \frac{2 \min(E_i, E_j) (1 - \cos \theta_{ij})}{Q^2} \quad (۳-۳)$$

در ماتریس های قید شده، E_i و E_j انرژی های ذرات i و j هستند و θ_{ij} زاویه بین P_i و P_j و Q

انرژی مرکز جرم است. ارجحیت این الگوریتم نسبت به الگوریتم قبلی آن است که تعداد جت هایی که

دارای تکانه عرضی اندکی هستند را به حداقل می رساند.

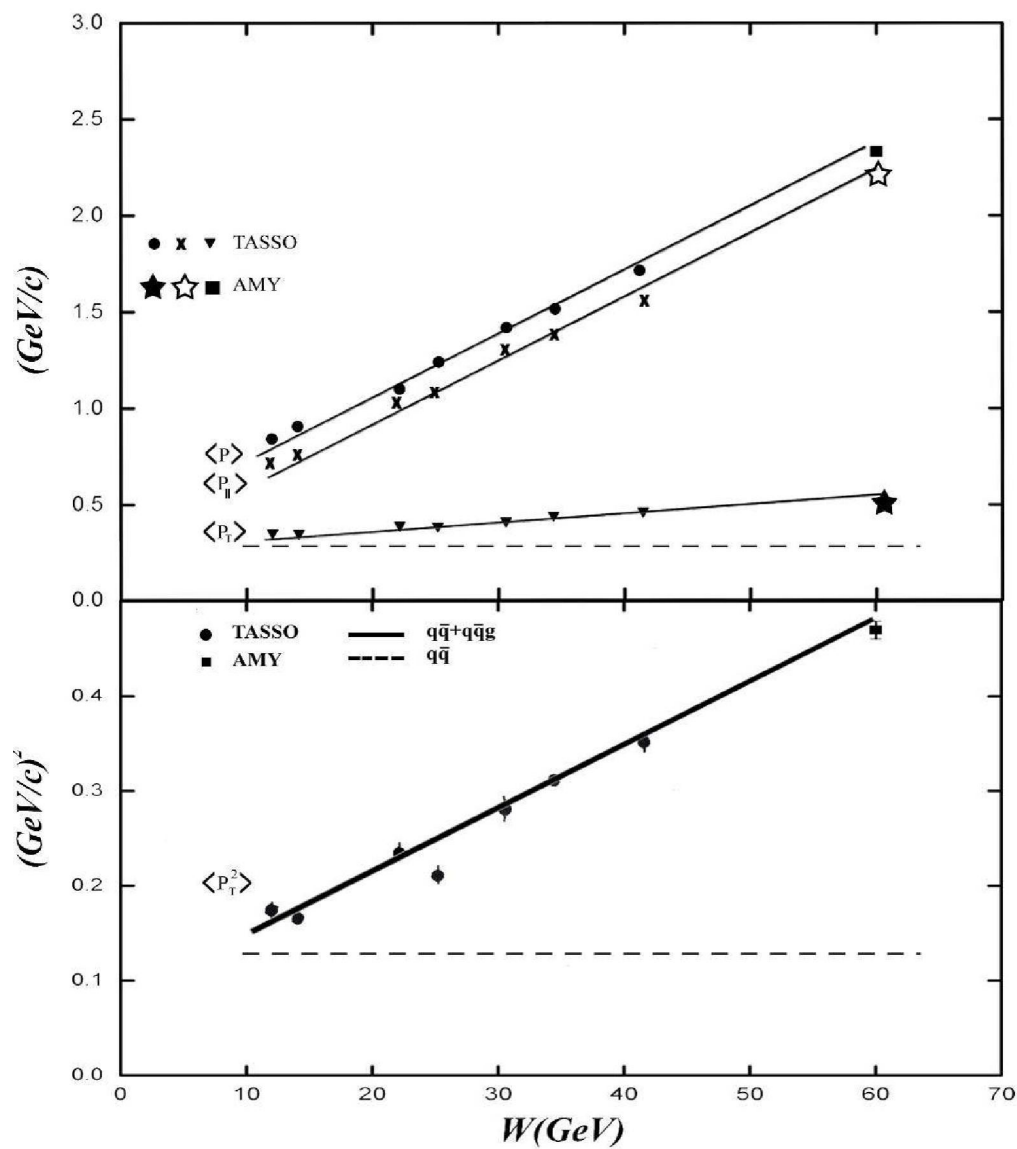
از دیگر الگوریتم ها می توان به الگوریتم Geneva [۲۶] و الگوریتم Cambridge [۲۸] که با پارامتر

تجزیه الگوریتم Durham کار می کند و یا به الگوریتم K_t ، اشاره کرد.

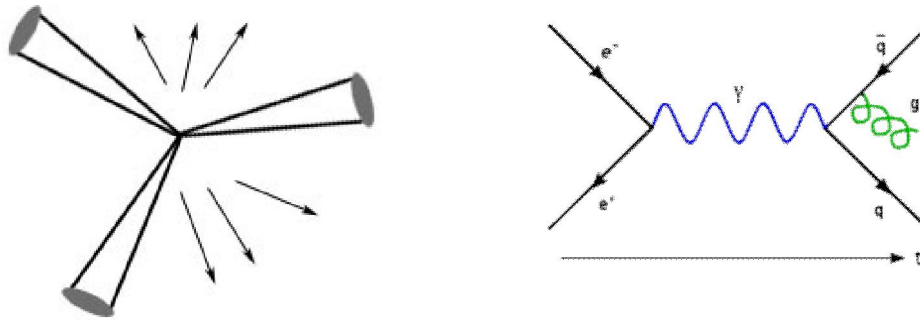
۳-۳. رفتار هادرون‌ها در پراکندگی الکترون-پوزیترون

رفتار دوجتی اغلب رفتار عمومی تمام داده‌های پراکندگی هادرونی است. یعنی یک جت کوآرک و یک جت پادکوآرک به صورت تقریباً پشت به پشت خارج می‌شوند. این بدان علت است که عمده انرژی که به صورت انرژی جنبشی در ذرات ثانوی پدیدار می‌شود، به صورت تکانه عرضی یعنی مولفه تکانه ذرات ثانوی نسبت به محور عمود بر جهت پرتوهای اولیه، ظاهر می‌شود. در واقع یکی از پایاترین جنبه‌های برخوردی هادرونی آن است که تکانه عرضی بیشتر ذرات تولید شده در حالت‌های نهایی در مقایسه با تکانه طولی آن‌ها ناچیز است.

از طرفی در انرژی‌های بالاتر همانطور که در شکل (۳-۴) مشاهده می‌شود برخی از هادرون‌ها با تکانه عرضی بالاتری تولید می‌شوند، این تکانه عرضی متعلق به گلوئون‌هاست، در اینجا می‌توان رویدادهای سه جتی را مشاهده کرد.



شکل (۳-۴): نمایش تکانه عرضی هادرون‌ها



شکل (۳-۵): رویداد سه جتی

در سال ۱۹۷۹ در شتابدهنده PETRA، اولین نشانه‌ای که وجود رویدادهای سه جتی پیشگوئی شده بوسیله نظریه QCD را تایید می کرد بدست آمد. اگر تعبیر QCD رویداد سه جتی درست باشد، باید دو جت از جت‌های شکل (۳-۵) حاصل ترکش کوارک‌ها و جت سوم حاصل ترکش گلوئون گسیل شده باشد. به درستی که مشاهده رخداد‌های سه جتی به عنوان روشن‌ترین گواه وجود گلوئون‌هاست. در انرژی‌های بالاتر شاهد بوجود آمدن رویدادهای چهارجتی، پنج‌جتی و بیشتر هستیم.

۳-۴. سهم پارتون‌های نهایی در تقریب‌های QCD

اندازه‌گیری‌ها در LEP و در برخوردهای اخیر e^+e^- به پایه گذاری QCD به عنوان تئوری برهم‌کنش‌های قوی با مشاهده مستقیم تابش گلوئون کمک کرده اند. اندازه‌گیری‌های LEP از رویداد-های سه جتی و مشاهده پذیرهای شکل رویداد مربوط به آن‌ها از یک دقت آماری بالا برخوردار هستند. [۲۹]

تولید سه جتی از واپاشی یک فوتون مجازی (یا بوزون پیمانه‌ای خنثی دیگری)، در حالت نهایی $q\bar{q}g$ ، نتیجه شده است. در مراتب بالاتر این فرآیند تصحیحاتی از ذرات حقیقی و مجازی اضافی دریافت می کند. [۳۰]

سهم پارتون‌های نهایی در هریک از تقریب‌های QCD، در جدول (۳-۱) نشان داده شده است. [۲۹]

[۳۰][۳۱][۳۲]

جدول (۳-۱): سهم پارتون‌های نهایی در هریک از تقریب‌ها برای رویداد سه جتی

LO	$\gamma^* \rightarrow q\bar{q}g$	tree level
NLO	$\gamma^* \rightarrow q\bar{q}gg$	one loop
	$\gamma^* \rightarrow q\bar{q}ggg$	tree level
	$\gamma^* \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$	tree level
NNLO	—————	two loop
	$\gamma^* \rightarrow q\bar{q}ggg$	one loop
	$\gamma^* \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}$	one loop
	$\gamma^* \rightarrow q\bar{q}q\bar{q}g$	tree level
	$\gamma^* \rightarrow q\bar{q}ggg$	tree level

در LO، هر سه پارتون نهایی باید به خوبی از یکدیگر تفکیک شوند. در NLO، بالاتر از چهار پارتون می‌توانند در حالت نهایی حضور یابند، و دو تا از آن‌ها با یکدیگر ترکیب شوند. حال آنکه در NNLO، حالت نهایی می‌تواند شامل بالاتر از پنج پارتون باشد، به گونه ای که تا سه پارتون می‌توانند با هم ترکیب شوند. هر چه تعداد پارتون‌های نهایی بیشتر باشد، هماهنگی بین تئوری و تجربه بهتر می‌شود.

۳-۵. بسط اختلالی

آهنگ تولید برای رویدادهای n جتی در نابودی الکترون پوزیترون به صورت نسبت سطح مقطع برای رویدادهای n جتی تقسیم بر سطح مقطع کل داده می شود. [۲۴][۳۴][۳۵]

$$R_n(\mu) = \frac{\sigma_{n-jet}(\mu)}{\sigma_{tot}(\mu)} \quad (۳-۳)$$

مقیاس باز بهنجارش اختیاری با μ نشان داده شده است.

آهنگ های تولید می توانند در تئوری اختلالی محاسبه شوند. با فرض آنکه الگوریتم جت نمی-

تواند یک رویداد را به عنوان یک رویداد یک جتی یا صفر جتی رده بندی کند، بسط اختلالی را بدین گونه خواهد بود:

$$\begin{aligned} R_2(\mu) &= 1 + \frac{\alpha_s(\mu)}{2\pi} \bar{A}_2(\mu) + \left(\frac{\alpha_s(\mu)}{2\pi}\right)^2 \bar{B}_2(\mu) + \left(\frac{\alpha_s(\mu)}{2\pi}\right)^3 \bar{C}_2(\mu) + o(\alpha_s^4), \\ R_3(\mu) &= \frac{\alpha_s(\mu)}{2\pi} \bar{A}_3(\mu) + \left(\frac{\alpha_s(\mu)}{2\pi}\right)^2 \bar{B}_3(\mu) + \left(\frac{\alpha_s(\mu)}{2\pi}\right)^3 \bar{C}_3(\mu) + o(\alpha_s^4), \\ R_4(\mu) &= \left(\frac{\alpha_s(\mu)}{2\pi}\right)^2 \bar{B}_4(\mu) + \left(\frac{\alpha_s(\mu)}{2\pi}\right)^3 \bar{C}_4(\mu) + o(\alpha_s^4), \\ R_5(\mu) &= \left(\frac{\alpha_s(\mu)}{2\pi}\right)^3 \bar{C}_5(\mu) + o(\alpha_s^4), \end{aligned} \quad (۴-۳)$$

در عمل، برنامه محاسباتی کمیت های زیر:

$$\begin{aligned} \frac{\sigma_{3-jet}(\mu)}{\sigma_0(\mu)} &= \frac{\alpha_s(\mu)}{2\pi} A_3(\mu) + \left(\frac{\alpha_s(\mu)}{2\pi}\right)^2 B_3(\mu) + \left(\frac{\alpha_s(\mu)}{2\pi}\right)^3 C_3(\mu) + o(\alpha_s^4), \\ \frac{\sigma_{4-jet}(\mu)}{\sigma_0(\mu)} &= \left(\frac{\alpha_s(\mu)}{2\pi}\right)^2 B_4(\mu) + \left(\frac{\alpha_s(\mu)}{2\pi}\right)^3 C_4(\mu) + o(\alpha_s^4), \\ \frac{\sigma_{5-jet}(\mu)}{\sigma_0(\mu)} &= \left(\frac{\alpha_s(\mu)}{2\pi}\right)^3 C_5(\mu) + o(\alpha_s^4), \end{aligned} \quad (۵-۳)$$

را به جای آنکه به σ_{tot} بهنجار کند، آن ها را به σ_0 بهنجار می کند. σ_0 عبارتست از سطح مقطع

LO برای نابودی الکترون پوزیترون به هادرون ها. [۲۵][۲۴][۳۶]

ضرایب متناظر $A_2(\mu)$ ، $B_2(\mu)$ و $C_2(\mu)$ برای آهنگ دو جتی

$$\frac{\sigma_{2-jet}(\mu)}{\sigma_0(\mu)} = 1 + \frac{\alpha_s(\mu)}{2\pi} A_2(\mu) + \left(\frac{\alpha_s(\mu)}{2\pi}\right)^2 B_2(\mu) + \left(\frac{\alpha_s(\mu)}{2\pi}\right)^3 C_2(\mu) + o(\alpha_s^4) \quad (6-3)$$

از ضرایب آهنگ سه، چهار و پنج جتی و بسط اختلالی دانسته شده از کل سطح مقطع

هادرونی σ_{tot} ، بدست آمده اند.

$$\sigma_{tot}(\mu) = \sigma_0(\mu) \left(1 + \frac{\alpha_s(\mu)}{2\pi} A_{tot}(\mu) + \left(\frac{\alpha_s(\mu)}{2\pi}\right)^2 B_{tot}(\mu) + \left(\frac{\alpha_s(\mu)}{2\pi}\right)^3 C_{tot}(\mu) + o(\alpha_s^4) \right) \quad (7-3)$$

که

$$\begin{aligned} A_2 &= A_{tot} - A_3; \\ B_2 &= B_{tot} - B_3 - B_4, \\ C_2 &= C_{tot} - C_3 - C_4 - C_5. \end{aligned} \quad (8-3)$$

یک رابطه ساده بین ضرایب A_n, B_n, C_n و ضرایب $\bar{A}_n, \bar{B}_n, \bar{C}_n$ وجود دارد:

$$\begin{aligned} \bar{A}_n &= A_n - \delta_{n,2} A_{tot}, \\ \bar{B}_n &= B_n - A_{tot} A_n - \delta_{n,2} (B_{tot} - A_{tot}^2), \\ \bar{C}_n &= C_n - A_{tot} B_n - (B_{tot} - A_{tot}^2) - \delta_{n,2} (C_{tot} - 2A_{tot} B_{tot} + A_{tot}^3) \end{aligned} \quad (9-3)$$

این برای محاسبه توابع $\bar{A}_0, \bar{B}_0, \bar{C}_0$ ، برای یک مقیاس باز بهنجارش ثابت μ_0 که می تواند به

طور مناسبی برابر با انرژی مرکز جرم $\mu_0 = Q$ در نظر گرفته شود، کافیت. برای انتخاب این مقیاس،

ضرایب بسط اختلالی کل سطح مقطع هادرونی با رابطه

$$\begin{aligned}
 A_{tot} &= \frac{3}{2} C_F, \\
 B_{tot} &= \frac{1}{4} \left[-\frac{3}{2} C_F^2 + C_F C_A \left(\frac{132}{2} - 44\zeta_3 \right) + C_F T_R N_F (-22 + 16\zeta_3) \right], \\
 C_{tot} &= \frac{1}{8} \left[-\frac{69}{2} C_F^3 + C_F^2 C_A (127 - 572\zeta_3 + 880\zeta_5) + C_F C_A^2 \left(\frac{90445}{54} - \frac{10948}{9} \zeta_3 - \frac{440}{3} \zeta_5 \right) \right. \\
 &\quad \left. + C_F^2 T_R N_F (-29 + 304\zeta_3 - 320\zeta_5) + C_F C_A T_R N_F \left(\frac{31040}{27} - \frac{7168}{9} \zeta_3 - \frac{160}{3} \zeta_5 \right) \right. \\
 &\quad \left. + C_F^2 T_R^2 N_F^2 \left(\frac{4832}{27} - \frac{1216}{9} \zeta_3 \right) - \pi^2 C_F \left(\frac{11}{3} C_A - \frac{4}{3} T_R N_F \right)^2 \right] \quad (10-3)
 \end{aligned}$$

داده شده است. [۳۷][۳۸] ضرائب رنگ طبق معمول به صورت:

$$C_A = N_c, \quad C_F = \frac{N_c^2 - 1}{2N_c}, \quad T_R = \frac{1}{2} \quad (11-3)$$

داده می شوند.

N_c ، به عدد رنگ‌ها و N_f به عدد طعم کوارک سبک اشاره دارند.

که تابع ریمان نام دارد [۳۷] و مقادیر آن عبارتند از:

$$\begin{aligned}
 \xi(3) &= 1.2020569 \\
 \xi(5) &= 1.0369278
 \end{aligned} \quad (12-3)$$

متغیر مقیاس از معادله زیر بدست می آید:

$$\begin{aligned}
 \mu^2 \frac{d}{d\mu^2} \left(\frac{\alpha_s}{2\pi} \right) &= -\frac{1}{2} \beta_0 \left(\frac{\alpha_s}{2\pi} \right)^2 - \frac{1}{4} \beta_1 \left(\frac{\alpha_s}{2\pi} \right)^3 - \frac{1}{8} \beta_2 \left(\frac{\alpha_s}{2\pi} \right)^4 + o(\alpha_s^5) \\
 \beta_0 &= \frac{11}{3} C_A - \frac{4}{3} T_R N_f \\
 \beta_1 &= \frac{34}{3} C_A^2 - 4 \left(\frac{5}{3} C_A + C_F \right) T_R N_f \\
 \beta_2 &= \frac{2857}{54} C_A^3 - \left(\frac{1415}{27} C_A^2 + \frac{205}{9} C_A C_F - 2 C_F^2 \right) T_R N_f + \left(\frac{158}{27} C_A + \frac{44}{9} C_F \right) T_R^2 N_f^2
 \end{aligned} \quad (13-3)$$

مقادیر ضرائب $\overline{A}_n, \overline{B}_n, \overline{C}_n$ در یک مقیاس μ از مقادیر مقیاس μ_0 بدست می آیند:

$$\begin{aligned}\bar{A}_n(\mu) &= \bar{A}_n(\mu_0) \\ \bar{B}_n(\mu) &= \bar{B}_n(\mu_0) + \frac{1}{2}\beta_0 \ln\left(\frac{\mu^2}{\mu_0^2}\right) \bar{A}_n(\mu_0) \\ \bar{C}_n(\mu) &= \bar{C}_n(\mu_0) + \beta_0 \ln\left(\frac{\mu^2}{\mu_0^2}\right) \bar{B}_n(\mu_0) + \frac{1}{4}\left[\beta_1 + \beta_1^2 \ln\left(\frac{\mu^2}{\mu_0^2}\right)\right] \ln\left(\frac{\mu^2}{\mu_0^2}\right) \bar{A}_n(\mu_0)\end{aligned}\quad (۱۴-۳)$$

در نهایت یک جواب تقریبی برای معادله (۱۳-۳) عبارت است از:

$$\frac{\alpha_s(\mu)}{2\pi} = \frac{2}{\beta_0 L} \left\{ 1 - \frac{\beta_1}{\beta_0^2} \frac{\ln L}{L} + \frac{\beta_1^2}{\beta_0^4 L^2} \left[\beta_1 (\ln^2 L - \ln L - 1) + \beta_0 \beta_2 \right] \right\} \quad (۱۵-۳)$$

که در آن $L = \ln(\mu^2 / \Lambda^2)$ این جواب مخصوص NNLO است. جواب مراتب پائین تر با حذف جملات مرتبه های بالاتر نسبت به $\frac{1}{L}$ ، بدست می آید.

توجه کنید که در واقع پارامتر Λ [۵]، را باید تنظیم کرد. در این پایان نامه از فرمول NLO برای چهارجته ها و از فرمول NNLO را برای سه جته ها استفاده نموده و به محاسبه α_s در آنها می پردازیم.

۳-۶. اندازه گیری جفت شدگی قوی α_s از مشاهده پذیرها در نابودی الکترون-پوزیترون نابودی الکترون-پوزیترون به هادرون ها یک آزمون دقیق از کرویدینامیک کوانتومی را مجاز می داند. تعداد زیادی از مشاهده پذیرها یک راه مناسب برای توصیف ویژگی های اصلی رویدادها را فراهم می سازند [۳۹].

آهنگ چند جته ها در نظریه اختلال به صورت توابعی از پارامتر تفکیک جت، با یک پارامتر آزاد α_s پیش بینی شده اند. امکان دارد که رویدادهایی با چهار کوارک در حالت نهایی $q\bar{q}q\bar{q}$ ، یا دو کوارک و دو گلوئون $q\bar{q}g\bar{g}$ ، به رویدادهای چهارجته منجر شوند.

توصیف نظری سطح مقطع های جت در آزمایشات برخوردی در انرژی بالا را می توان به دلیل کوچک بودن ثابت پیوندی قوی، در تئوری اختلال انجام شود [۲۴]. اخیراً پیش بینی های NNLO برای

رویدادهای سه جتی در نابودی الکترون پوزیترون قابل دسترس شده است [۳۱] [۳۳] [۴۰] [۴۱] [۲۵][۳۶][۴۲].

در تئوری اختلال LO، آهنگ رویدادهای چهار جتی در نابودی الکترون پوزیترون متناسب با α_s^2 پیش بینی شده است. بنابراین جفت شدگی قوی بوسیله تعیین آهنگ تولید چهار جتی در رویدادهای هادرونی و برازش آن با پیش بینی تئوری روی داده‌ها اندازه گیری می شود. محاسبات بالاتر از LO، با پیشرفت انجام شده طی پنج سال گذشته ممکن شده اند. [۳۹] اندازه گیری آهنگ چهار جتی تنها راه تعیین ثابت جفت شدگی قوی نیست، مشاهده پذیرهای شکل رویداد مختلف، که نسبت به حضور چهار پارتون در حالت نهایی حساس هستند را نیز می توان مورد مطالعه قرار داد. پارامتر $D^{[۴۳]}$ ، و تراست فرعی $^2[۴۴]$ در مشاهد پذیر شکل رویداد که به ساختار حالت نهایی چهار جتی حساس هستند از این قبیل اند.

۷-۳. مقدمه ای بر تاثیر جرم کوارک‌ها

تا اینجا در محاسبات نظری ثابت جفت شدگی، جرم کوارک‌ها نادیده گرفته شده است. اما اگر مقدار α_s را در مرتبه جرم کوارک c^3 و b^4 یعنی در حدود $1/5 \text{ GeV}$ و $4/7 \text{ GeV}$ بخواهیم، باید تاثیرات جرم را در نظر گرفت. به این ترتیب برای محاسبه ی ثابت جفت شدگی، حل معادله ی باز بهنجارش به تنهایی کافی نیست و فرمول های جدیدی به میان می آیند که به کمک آنها می توان تغییرات ثابت جفت شدگی را هنگام عبور از آستانه های طعم کوارک های سنگین بررسی کرد. در اکثر محاسبات انجام شده در QCD، رهیافت باز بهنجارش مستقل از جرم $\overline{MS}$ بکار رفته است. همان طور که در بخش (۱-۷-۲) بررسی شد در این رهیافت تئوری واشدگی Appelquist-Carazzone قابل اجرا

¹D parameter

²Trust minor

³ Charm

⁴ Bottom

نیست. برای حل این مشکل یک فرآیند استاندارد زبان تئوری مؤثر وجود دارد که به کمک آن جداسازی ذرات سنگین از فیزیک انرژی پایین را در هنگام عبور از آستانه‌های طعم به صورت دستی به فرمولبندی اضافه می‌کنیم.

نظریه میدان مؤثر^۱، رهیافت جدیدی در نظریه میدان کوانتومی است. چرا که در سال‌های اخیر برای حل مسائل فیزیکی انرژی پایین از آن استفاده زیادی شده است. مفهوم اساسی این نظریه آن است که دینامیک در انرژی‌های پایین، به جزئیات برهم‌کنش‌های انرژی بالا بستگی ندارد. [۴۵] بنابراین فیزیک انرژی پایین را می‌توان بوسیله یک لاگرانژی مؤثر که شامل تعداد اندکی از درجات آزادی است توصیف کرد. دو روش کلی برای ساختن یک EFT وجود دارد: روش بالا به پایین و روش پایین به بالا که بالا و پایین اشاره به مقیاس انرژی دارد.

(۱) روش بالا به پایین برای موقعی است که نظریه‌ی حاکم بر انرژی‌های بالا را بدانیم و بخواهیم آن را برای حالت خاص انرژی‌های پایین حل کنیم. بطور مثال در مورد QED، پارامترهای انرژی پایین نظیر ممان مغناطیسی الکترون را می‌توان از روی تئوری انرژی بالا (QED) محاسبه کرد.

(۲) روش پایین به بالا برای موقعی است که تئوری حاکم بر انرژی‌های بالا را نمی‌دانیم اما با در نظر گرفتن تقارن مساله می‌توان یک لاگرانژی مؤثر برای انرژی‌های پایین نوشت. بطور مثال در مورد QCD، پارامترهای تئوری انرژی پایین را معمولاً از روی مقایسه با آزمایش بدست می‌آورند.

۱-۳-۷. تطبیق آستانه کوارکی

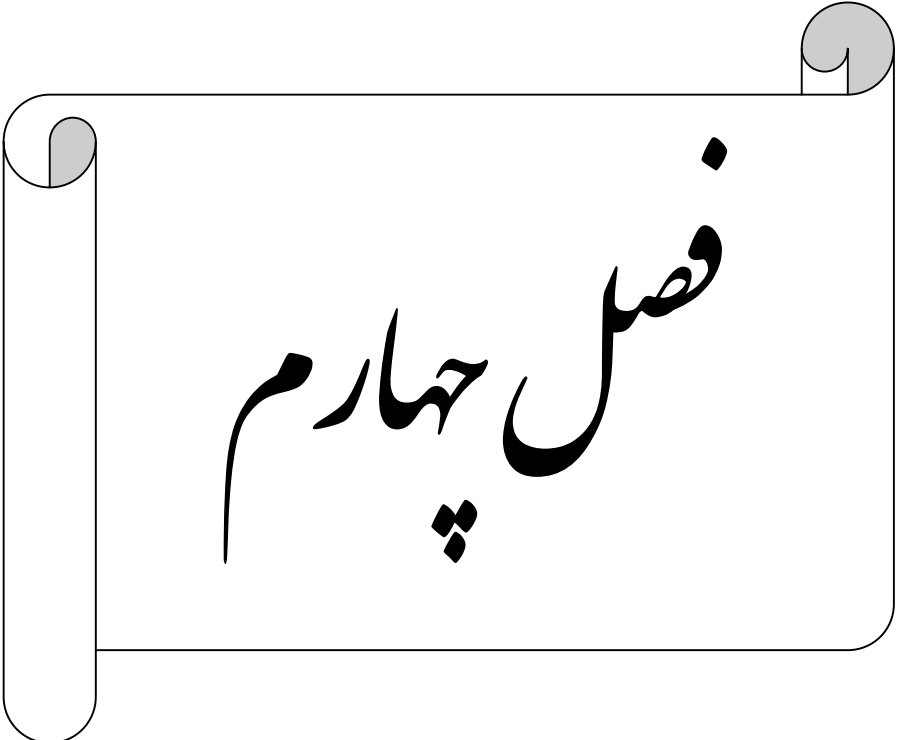
مشاهده پذیرهای فیزیکی R ، هنگامی که به عنوان تابعی از α_s بیان می‌شوند، باید هنگام عبور از یک آستانه کوارک در جایی که N_f یک واحد تغییر می‌کند، پیوسته باشند و این نشان می‌دهد که Λ عملاً

¹ Effective Field Theory

به عدد طعم کوارک فعال وابسته است. بنابراین Λ برای نشان دادن این ویژگی با $\Lambda_{\overline{MS}}^{(N_f)}$ بر چسب می خورد.

تعبیری از پیش بینی های نظری که بطور موافقی در یک آستانه طعم کوارک تطبیق می کنند، منجر به تطبیق شرایط برای مقادیر α_s بالا و پایین آن آستانه می شوند. در LO و NLO شرط تطبیق به صورت $\alpha_s^{N_f-1} = \alpha_s^{N_f}$ است، در مراتب بالاتر شرایط تطبیق غیر بدیهی بکار برده می شود [۴۶] [۴۷] [۴۸]، این ها در شرایطی که تحول از $N_f - 1$ امین مرتبه به N_f امین مرتبه انجام شده باشد وجود دارد.

در محاسبات انجام شده به علت اینکه فقط مقیاس انرژی بالا می رود و طعم کوارک های فعال بدون تغییر است، از معادلات گروه باز بهنجارش استفاده می شود.



فصل چهارم

تعیین ثابت پیوندی قوی

در این فصل به شرح آنچه در این پایان نامه انجام گرفته است، پرداخته خواهد شد. در اینجا سعی بر آن شده است که همانطور که در فصل قبل گفته شد، ثابت پیوندی قوی برای رویدادهای سه جتی با تقریب NNLO و برای رویدادهای چهار جتی با تقریب NLO، بدست آورده شود. تمامی برنامه‌ها با نرم‌افزار مطلب نوشته شده است و اشکال با نرم‌افزار اورجین^۱ ورژن ۸، ترسیم شده اند

۴-۱. شرحی بر تئوری کار

رویدادهای هادرونی تولید شده در نابودی الکترون-پوزیترون یک محیط خوب برای آزمون پیش بینی‌های کروودینامیک کوانتومی QCD است [۴۹][۵۰][۵۱][۵۲][۵۳][۵۴]. این فرآیند یک آزمون QCD بنیادی را با فراهم کردن دلیلی برای وجود رنگ، تامین می‌کند. [۵۵]

جتهای هادرونی در همه آزمایشات برخورد انرژی بالای کنونی، رخ می دهند و می توانند برای استخراج کمیت‌های بنیادی مانند جفت شدگی قوی با دقت بالا [۵۶][۴۲][۵۷]، مورد استفاده قرار گیرند. نتایج جدید NLO برای آهنگ‌های چهارجتی، امکان استفاده از داده‌های چهارجتی در LEP را فراهم می سازد.

اساس کار بر این بنا نهاده شده است که به کمک روابط موجود برای تقریب NLO و NNLO، در بسط اختلالی، داده‌های تجربی و پیش بینی های نظری را با یکدیگر برازش داده و ثابت پیوندی را استخراج کرد.

در این فصل ثابت پیوندی برای رویدادهای سه جتی در سه انرژی 91 GeV ، 133 GeV و 161 GeV و برای رویدادهای چهار جتی در انرژی های 91 GeV ، 133 GeV ، 177 GeV و 197 GeV با

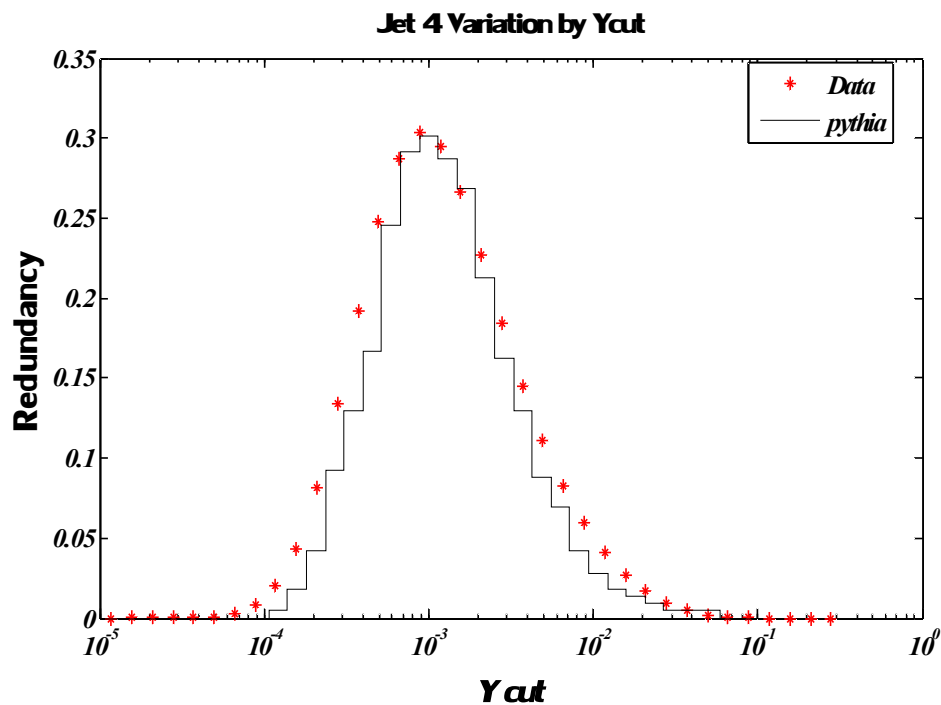
^۱Origin

استفاده از الگوریتم Durham، محاسبه شده است. برای برازش داده‌های تجربی و پیش‌بینی تئوری از الگوریتم قدرتمند ژنتیک^۱ استفاده شده است. [۵۸]

۲-۴. مقایسه آهنگ چهارجتی با مدل مونت کارلو

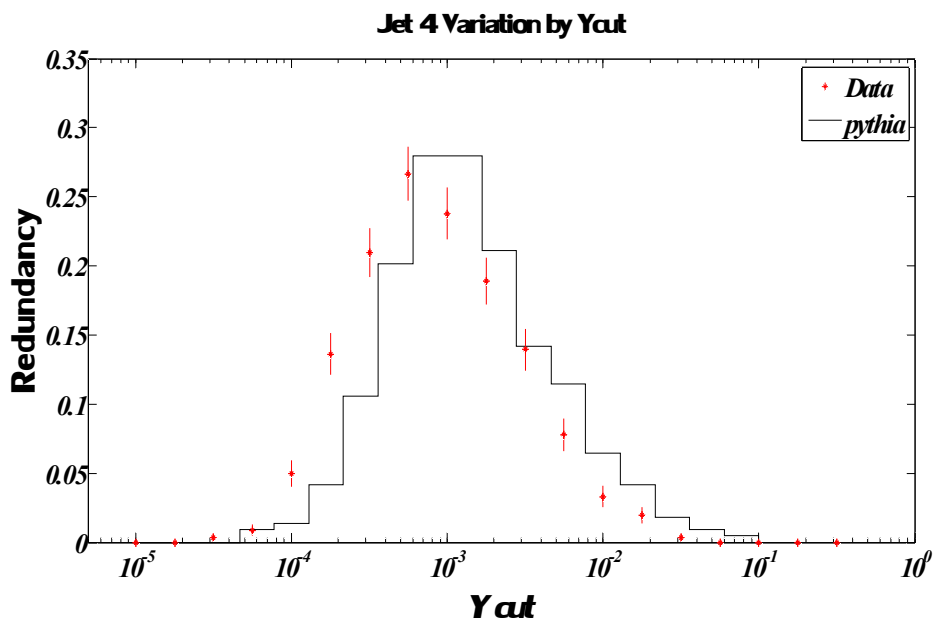
آهنگ چهارجتی برای چهار انرژی آشکارساز OPAL، در شکل (۱-۴) نشان داده شده است. علاوه بر آن توزیع پیش‌بینی شده با مدل مونت کارلو PYTHIA6.125 [۵۹]، نیز به شکل افزوده شده است.

با توجه به این نمودارها، مشاهده می‌شود که در انرژی ۹۱ GeV تطابق بیشتری بین مدل مونت کارلو و داده‌های تجربی وجود دارد.

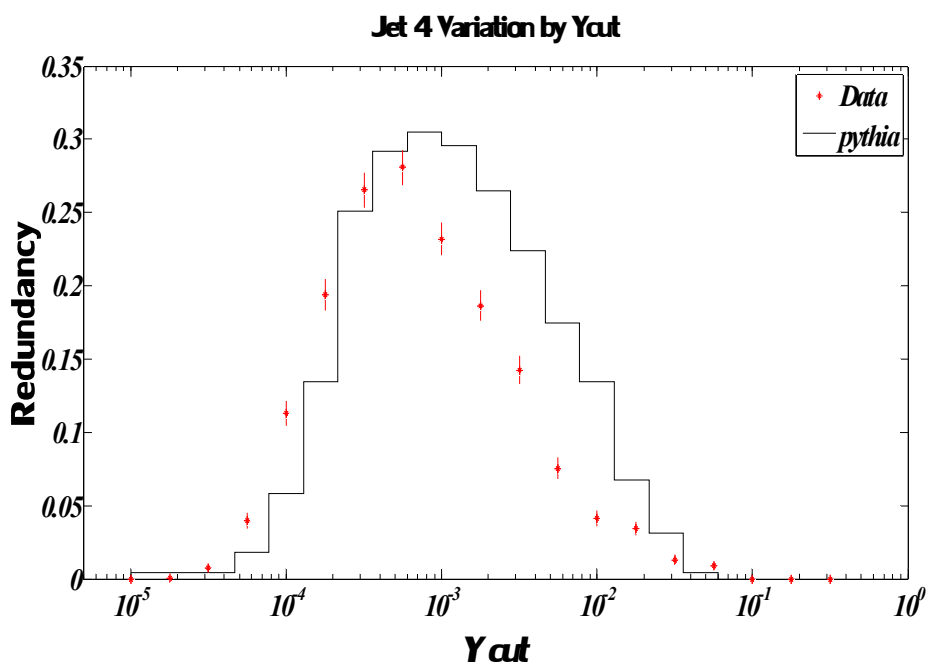


شکل (۱-۴): مقایسه فراوانی رویداد چهارجتی با مدل Pythia در انرژی ۹۱ GeV

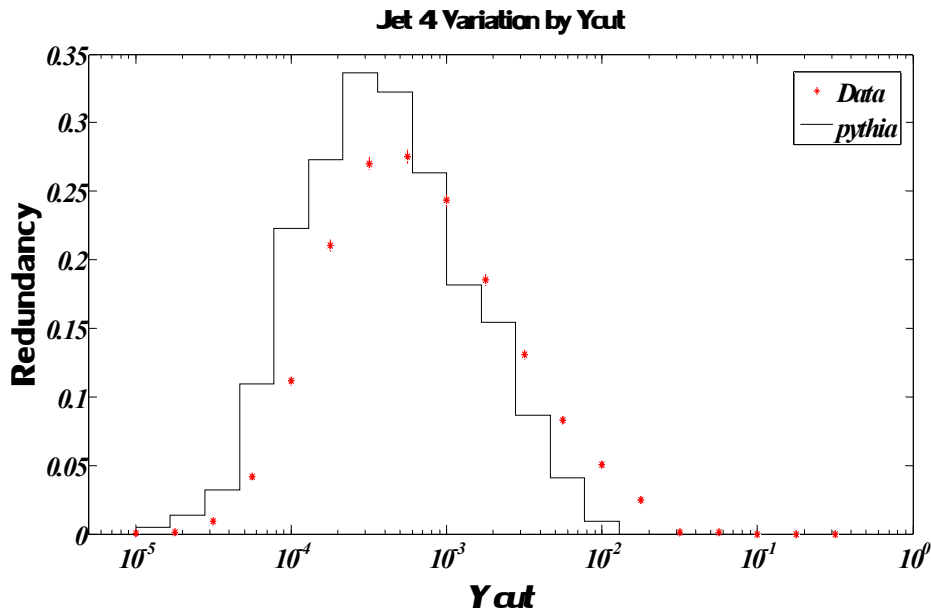
^۱ Genetic



شکل (۴-۲): مقایسه فراوانی رویداد چهار جتی با مدل Pythia در انرژی ۱۳۳ GeV



شکل (۴-۳): مقایسه فراوانی رویداد چهار جتی با مدل Pythia در انرژی ۱۷۷ GeV



شکل (۴-۴): مقایسه فراوانی رویداد چهار جتی با مدل Pythia در انرژی ۱۹۷ GeV

۴-۳. روش برازش داده‌ها

جهت برازش داده‌های تجربی با پیش‌بینی QCD که در فصل سوم توضیح داده شد، از الگوریتم قوی ژنتیک استفاده شده است. ضرائب اختلالی C_4 و B_4 و C_3 و B_3 ، با استفاده از برنامه مونت کارلو Mercutio2 [۶۰][۶۱][۶۲] بدست آمده‌اند.

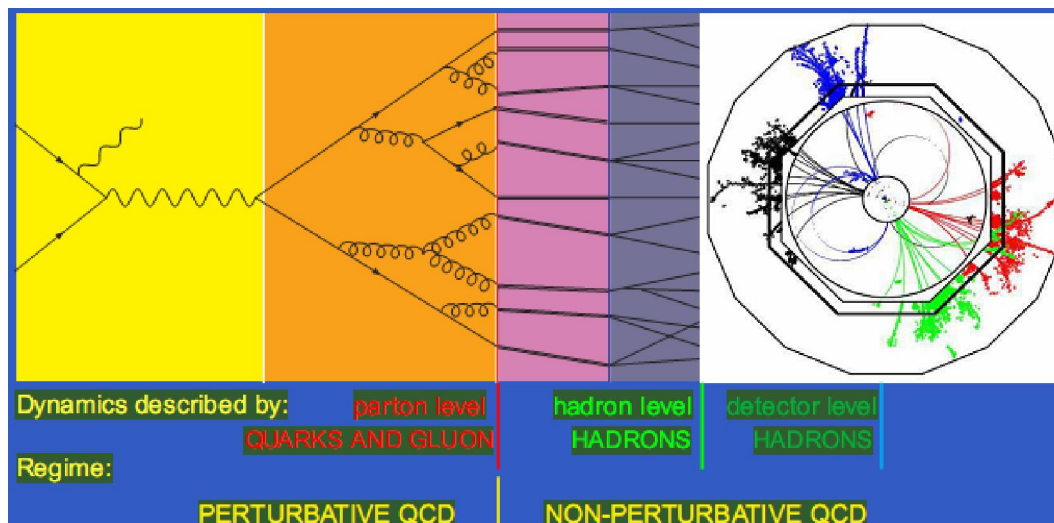
در این محاسبات ضریب مقیاس باز بهنجارش x_μ برابر با یک فرض شده است، طرح‌های مختلفی برای تعیین ضریب مقیاس باز بهنجارش مطرح شده است [۶۳] که در این فصل به دو مورد از آن‌ها اشاره خواهد شد.

همان گونه که در [۳۴] نشان داده شده است، عدم قطعیت نظری ناشی از جملات گم‌شده مرتبه بالاتر، اهمیت مقادیر Y_{cut} کوچک‌تر از ۰/۰۰۵ را افزایش می‌دهد. بنابراین قید بیشتری بر روی منطقه Y_{cut} تحمیل می‌شود بدین صورت که وقتی ضریب مقیاس باز بهنجارش x_μ از ۰.۵ تا ۲ تغییر می‌کند، پیش‌بینی نظری نباید بیشتر از ۵٪ تغییر کند..

محدوده برآزش در هر انرژی متفاوت است. در رویدادهای چهارجتی برای 91 GeV ،
 $0.0028 < Y_{cut} < 0.0371$ ، برای $LEP1.5$ ، $0.0178 < Y_{cut} < 0.018$ و
 $LEP2$ ، $0.0056 < Y_{cut} < 0.018$ [۶۴]. برای رویدادهای سه جتی مطابق با بهترین برآزش با توجه
 به مقدار شاخص برآزش محدوده برآزش برای 91 GeV ، $0.02 < Y_{cut} < 0.1$ ، برای 133 GeV ،
 $0.007 < Y_{cut} < 0.13$ و برای 161 GeV ، $0.004 < Y_{cut} < 0.13$ در نظر گرفته شده است.

۴-۴. تعیین ثابت پیوندی قوی

همانطور که گفته شد، در اینجا اندازه گیری برای ثابت پیوندی قوی بر اساس برآزش پیش
 بینی های QCD با توزیع های تصحیح شده بنا شده است. پیش بینی های QCD که در فصل
 سوم بیان شد، توزیع هایی را در سطح پارتونی فراهم می کنند که این توزیع ها از پارتون ها
 بعد از بارش پارتونی و قبل از هادرونیزه شدن بدست می آیند. همان گونه که در
 شکل (۴-۵) نشان داده شده است این بخش مربوط به QCD اختلالی است.



شکل (۴-۶): فرآیند برخورد الکترون-پوزیترون و مناطق اختلالی و غیر اختلالی

در این مرحله از کار تحقیقاتی با برازش داده‌های تجربی بر روی پیش‌بینی تئوری و با استفاده از بسط اختلالی که در بخش ۱-۳ مورد بحث واقع شد، ثابت پیوندی قوی برای رویدادهای سه جتی و رویدادهای چهارجتی، محاسبه می‌شود. برای رویدادهای سه جتی از تقریب NNLO و برای رویدادهای چهارجتی از تقریب NLO استفاده شده است.

شکل‌های (۷-۴) تا (۱۳-۴) فرآیند برازش به همراه محدوده برازش را نشان می‌دهند و نتایج حاصله در جدول‌های (۱-۴) و (۲-۴) درج شده‌اند. مقادیر بدست آمده در شکل (۱۵-۴) با مقدار جهانی $\alpha_s(M_z) = 0.1184 \pm 0.007$ [۶۵] مقایسه شده اند.

شاخص برازش در اینجا C نام دارد که هرچه به صفر نزدیک‌تر باشد برازش بهتری شکل گرفته است. در شکل (۹-۴) مقدار C به صورت تابعی از مقادیر x_μ بین ۰/۵ و ۲، نشان داده شده است. همان گونه که ملاحظه می‌شود بهترین برازش در گستره ۰.۵ تا ۲.۰ بدست می‌آید و چون x_μ با انرژی یعنی با $\sqrt{s}$ نسبت عکس دارد، هرچه مقدار انرژی بیشتر می‌شود عدم قطعیت هادرونی شدن که متناسب با x_μ است کمتر می‌شود. همانگونه که در شکل (۹-۴) نشان داده شده است، در انرژی‌های پایین برازش از دقت کمتری برخوردار است..

۴-۵. تعیین عدم قطعیت:

۴-۵-۱. عدم قطعیت مقیاسی

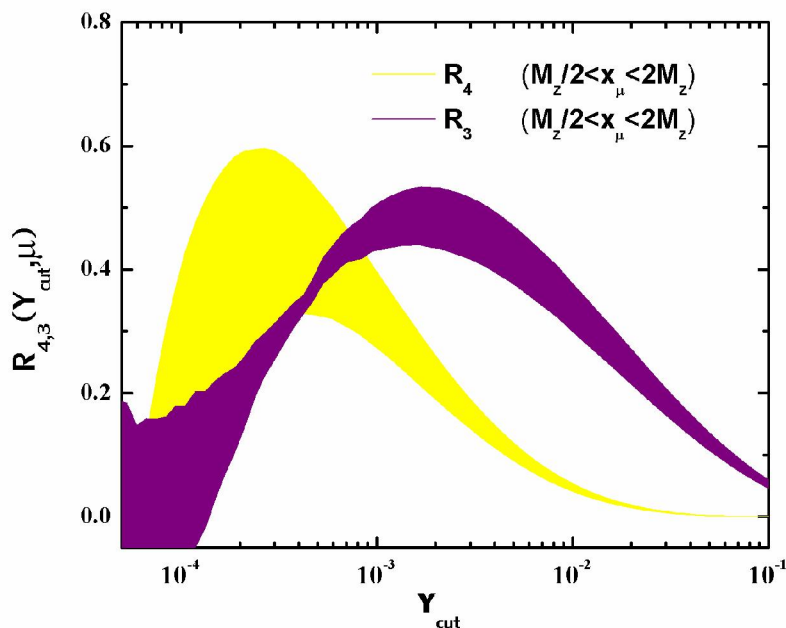
عدم قطعیت مربوط به فقدان جملات مرتبه بالاتر در پیش‌بینی تئوری با تغییر ضریب

$$\text{مقیاس باز بهنجارش } x_\mu = \frac{\mu}{\sqrt{s}} \text{ محاسبه می‌شود.}$$

پیش‌بینی‌های یک محاسبه کامل QCD مستقل از x_μ خواهد بود، اما یک محاسبه از مرتبه محدود مانند آن چیزی که در اینجا مورد استفاده قرار گرفته است، وابستگی بر روی x_μ را حفظ می‌کند. مقیاس باز بهنجارش x_μ ، دو برابر و نصف مقدار x_μ برای برازش

مفروض، قرار داده شده است. بزرگترین انحراف از مقدار مفروض α_s به عنوان عدم قطعیت سیستماتیک^۱ انتخاب شده است [۶۴].

آهنگ چهارجتی و سه جتی برای الگوریتم Durham با تغییر مقیاس باز بهنجارش در محدوده $0.5 < x_\mu < 2$ ، در انرژی مرکز جرم $Q = M_z$ در شکل (۴-۲) نشان داده شده است.



شکل (۴-۵): آهنگ سه جتی و چهار جتی با $\frac{M_z}{2} < x_\mu < 2M_z$

تمامی محاسبات انجام شده بر طبق آنچه در بالا توضیح داده شد انجام گرفته است و نتایج به همراه عدم قطعیت مقیاسی، در جدول (۴-۱) و جدول (۴-۲) آمده اند.

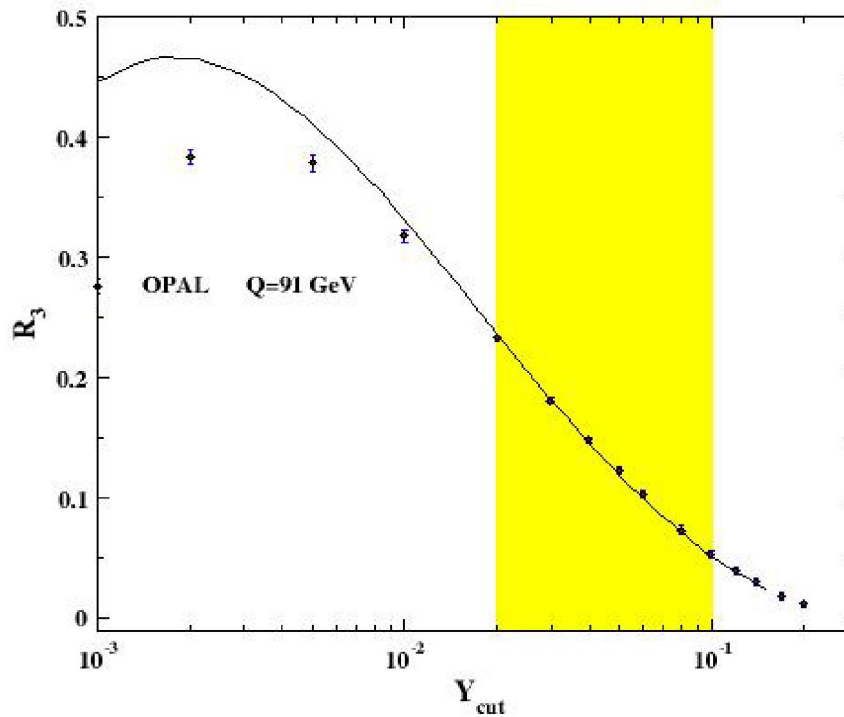
^۱Systematic uncertainty

جدول (۴-۱): مقادیر ثابت پیوندی در انرژی‌های مختلف برای رویدادهای چهارجتی

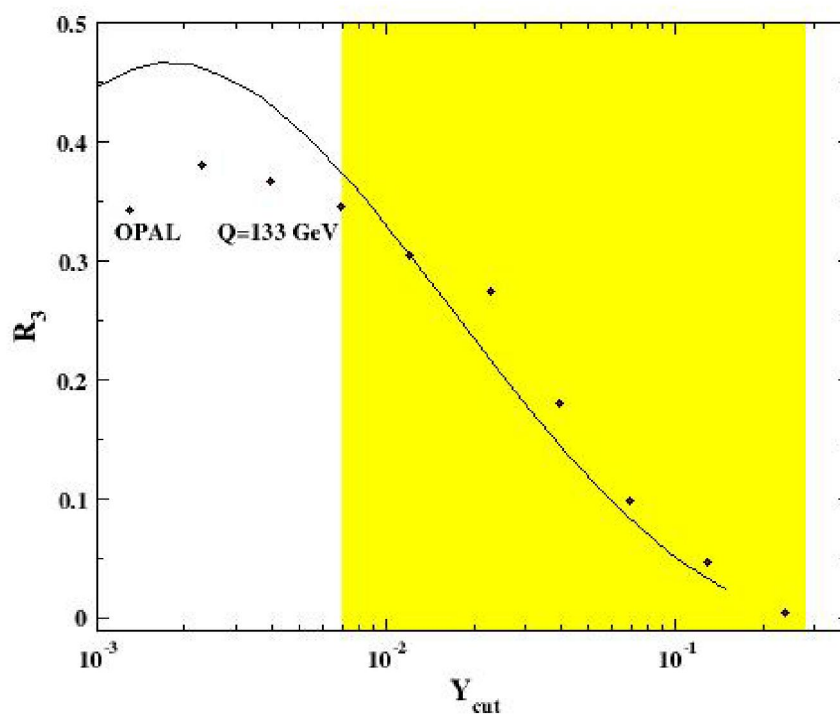
خطای مقیاسی	ثابت پیوندی قوی (α_s)	انرژی مرکز جرم (E_{cm})
۰/۰۰۶۱	۰/۱۲۰۳	۹۱ GeV
۰/۰۰۶۳	۰/۱۰۳۶	۱۳۳ GeV
۰/۰۰۵۷	۰/۱۰۷۰	۱۷۷ GeV
۰/۰۰۵۷	۰/۱۰۶۵	۱۹۷ GeV

جدول (۴-۲): مقادیر ثابت پیوندی در انرژی‌های مختلف برای رویدادهای سه‌جتی

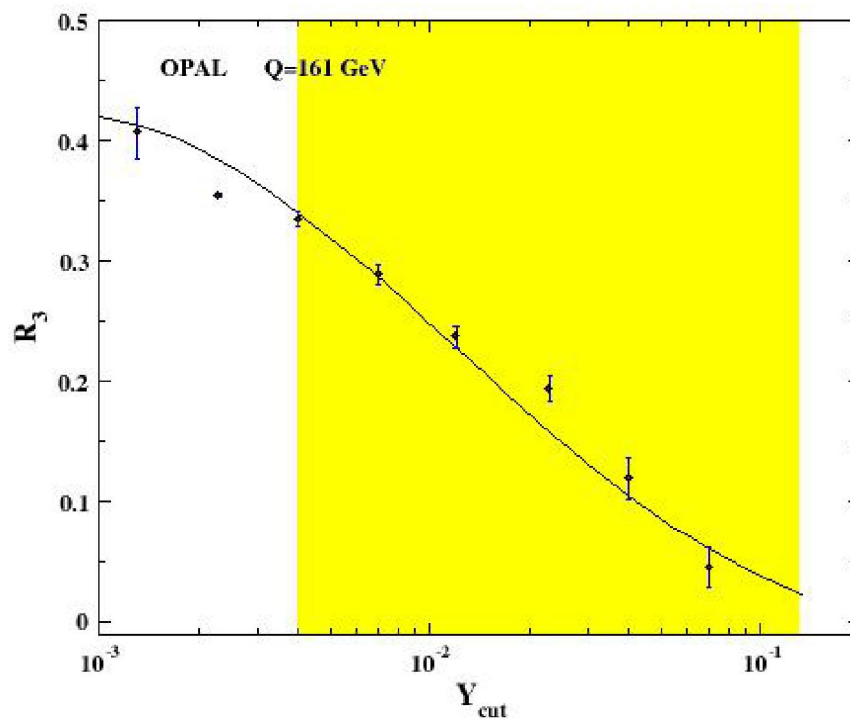
خطای مقیاسی	ثابت پیوندی قوی (α_s)	انرژی مرکز جرم (E_{cm})
۰/۰۰۸	۰/۱۱۱۶	۹۱ GeV
۰/۰۰۸	۰/۱۲۰۲	۱۳۳ GeV
۰/۰۰۸	۰/۰۹۴۱	۱۶۱ GeV



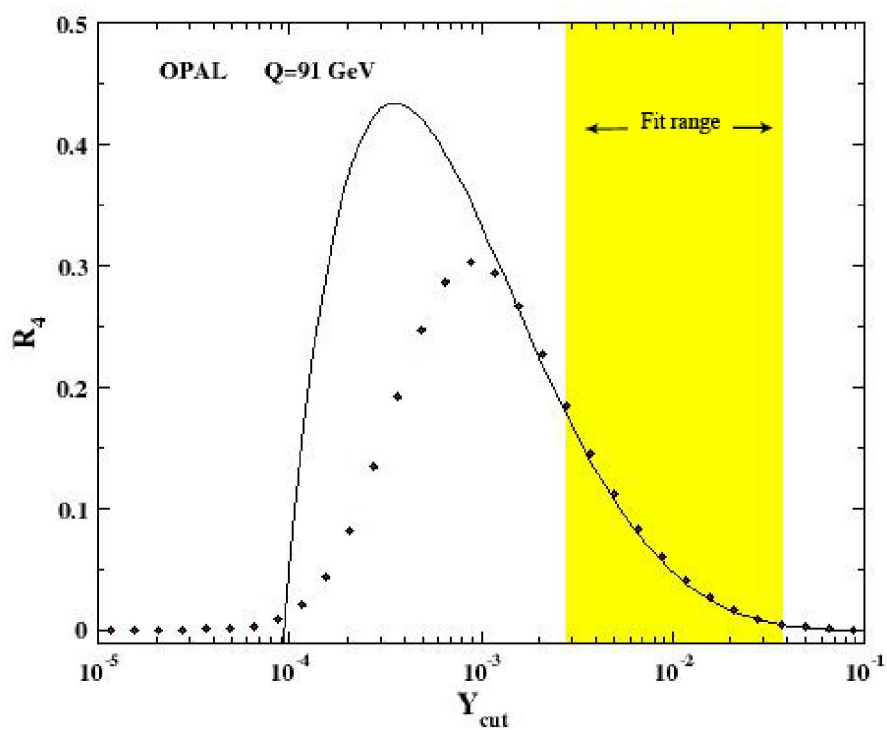
شکل (۴-۶): برازش داده‌های تجربی بر روی پیش‌بینی نظری NNLO رویداد سه‌جتی در انرژی ۹۱.۲ GeV



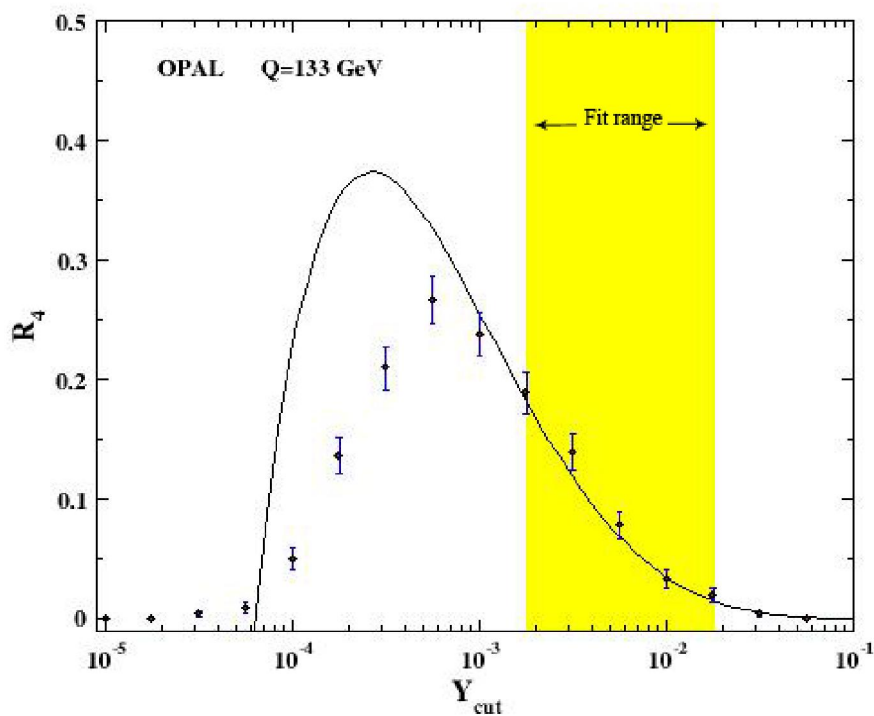
شکل (۴-۷): برازش داده‌های تجربی بر روی پیش‌بینی تئوری NNLO رویداد سه جتی در انرژی 133 GeV



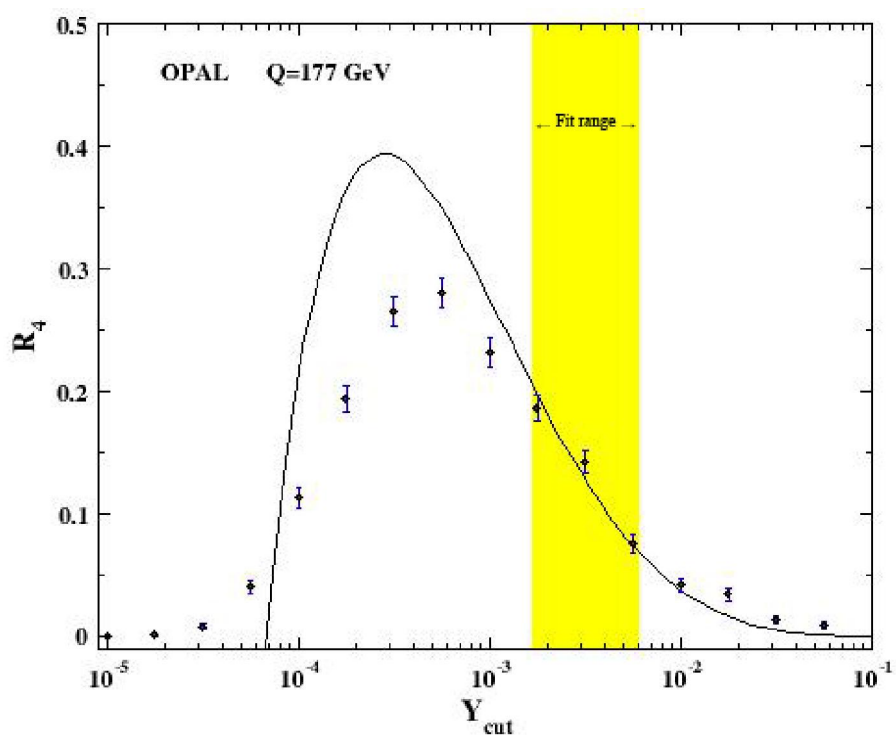
شکل (۴-۸): برازش داده‌های تجربی بر روی پیش‌بینی تئوری NNLO رویداد سه جتی در انرژی 161 GeV



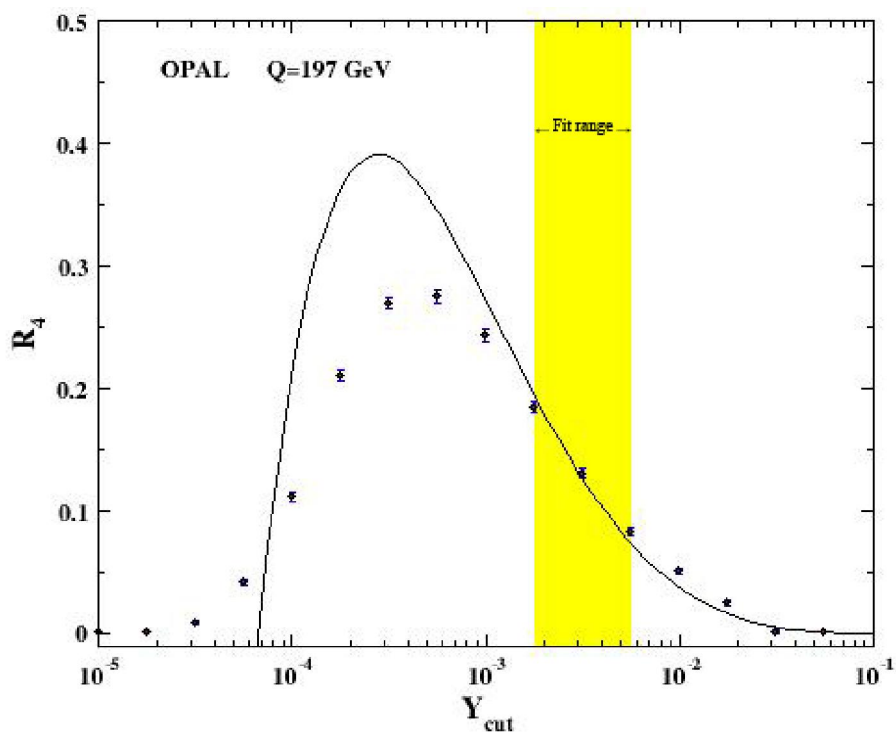
شکل (۹-۴) : برازش داده‌های تجربی بر روی پیش‌بینی تئوری NLO رویداد چهارجتی در انرژی ۹۱ GeV



شکل (۱۰-۴) : برازش داده‌های تجربی بر روی پیش‌بینی تئوری NLO رویداد چهارجتی در انرژی ۱۳۳ GeV



شکل (۴-۱۱) : برازش داده‌های تجربی بر روی پیش‌بینی تئوری NLO رویداد چهارجتی در انرژی ۱۷۷ GeV



شکل (۴-۱۲) : برازش داده‌های تجربی بر روی پیش‌بینی تئوری NLO رویداد چهارجتی در انرژی ۱۹۷ GeV

۴-۶. تعیین x_μ^{opt} به عنوان پارامتر آزاد

همانطور که گفته شد، ضریب مقیاس باز بهنجارش x_μ بطور معمول مقیاس فیزیکی، $\mu = \sqrt{s}$ ، انتخاب و مقدار ثابت پیوندی محاسبه می‌شود اما روش‌های دیگری نیز برای یافتن بهترین مقدار آن برای برازش مناسب، وجود دارد که در اینجا به دو مورد از آن‌ها اشاره می‌شود.

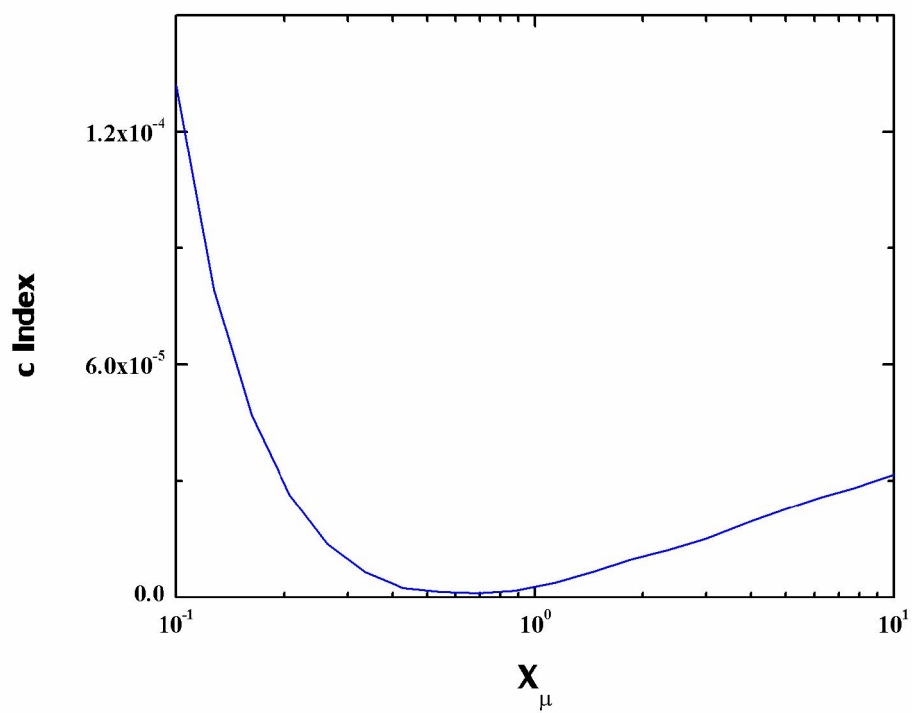
(۱) در طرح باز بهنجارش بهینه شده که جزئیات آن در [۶۶] آمده است، عمل کمینه کردن بر روی دو پارامتر آزاد x_μ و α_s ، صورت می‌گیرد. با این همه در تعدادی از نقاط انرژی LEP2 با آمار پایین، برازش همگرا نمی‌شود، ضریب مقیاس باز بهنجارش بهینه که با مورد آمار بالا در انرژی ۹۱ GeV، تعیین شده است برای انرژی‌های بالاتر نیز مورد استفاده قرار می‌گیرد.

در اینجا ضریب مقیاس باز بهنجارش بهینه برای انرژی ۹۱ GeV، در رویدادهای چهارجتی محاسبه شده است که نتیجه آن در جدول (۴-۳) آمده است. همچنین در شکل (۴-۱۴) که تغییرات شاخص برازش C بر حسب x_μ را نشان می‌دهد، ملاحظه می‌شود که در اطراف مقدار x_μ بهینه شاخص برازش بهترین مقدار خود یعنی حدود صفر را نشان می‌دهد.

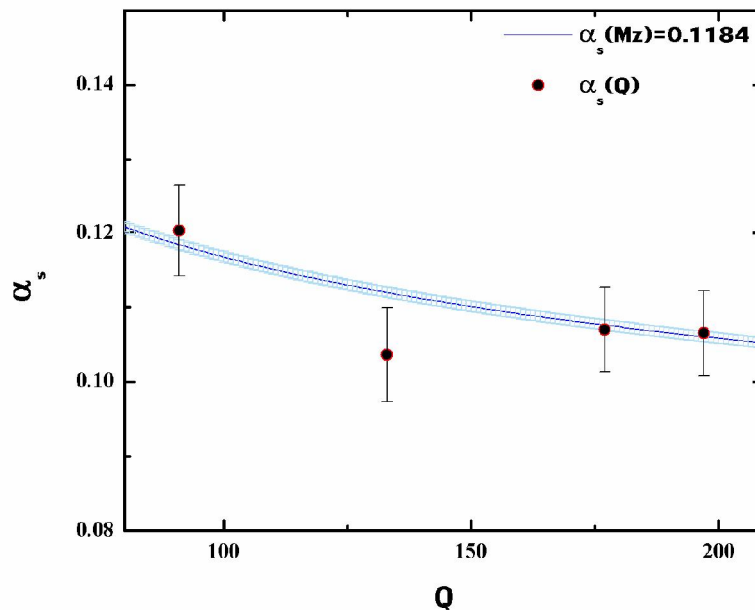
(۲) روش دوم برای انتخاب ضریب مقیاس باز بهنجارش به طور تقریبی روش پیشنهادی Stevenson [۶۶]، است. در این روش ضریب مقیاس باز بهنجارش کمینه $x_\mu^{\min}$ توسط نقاطی با α_s ای که دارای کمترین تغییرات نسیت به مقیاس باز بهنجارش x_μ است، تعیین می‌شود.

جدول (۳-۴) : مقدار ثابت پیوندی و فاکتور بازبهنجارش بهینه

انرژی مرکز جرم	۹۱GeV
مقدار ثابت پیوندی	۰/۱۲۳۵
فاکتور بازبهنجارش بهینه	۰/۷۸۵



شکل (۴-۱۴) : تغییرات شاخص برازش برحسب فاکتور بازبهنجارش



شکل (۴-۱۵): مقایسه مقدار $\alpha_s(Q)$ با مقدار جهانی $\alpha_s(M_Z) = 0.1184 \pm 0.0007$

۴-۷ تعیین $\alpha_s(M_Z)$:

همانطور که در بخش ۱-۹ بحث شد، اگر جفت‌شدگی بازبهنجارش شده $\alpha_s(\mu^2)$ در یک مقیاس μ^2 معین (یعنی اندازه‌گیری شده) بطور دقیق تعیین شود، QCD قادر است با استفاده از معادله گروه بازبهنجارش، اندازه‌ی α_s را در هر مقیاس انرژی Q^2 دیگر، بطور قطعی پیش‌بینی کند.

در اینجا با استفاده از معادله گروه بازبهنجارش (۱-۱۴) تا مرتبه دوم، برای رویدادهای

چهارجتی با روش زیر بدست آورده شده است

(۱) تعیین ثابت Λ : ابتدا در رابطه با استفاده از ثابت پیوندی در انرژی‌های مختلف ثابت Λ بدست می‌آید.

(۲) بعد از محاسبه Λ با استفاده از همان معادله می‌توان مقدار $\alpha_s(M_Z)$ را در $M_Z = 91.187$ محاسبه کرد. [۶۷]

نتایج حاصله در جدول (۴-۴) درج شده‌اند.

جدول (۴-۴) : مقادیر ثابت پیوندی در مقیاس جرم بوزون (Z^0) با ثابت Λ مربوطه

E_{cm}	۹۱ GeV	۱۳۳ GeV	۱۷۷ GeV	۱۹۷ GeV
Λ	۰/۲۷۰۴ GeV	۰/۲۲۵۲ GeV	۰/۲۸۲۳ GeV	۰/۲۹۴۳ GeV
$\alpha_s(M_z)$	۰/۱۲۰۲	۰/۱۱۱۵	۰/۱۱۸۲	۰/۱۲۰۹

۷-۴-۱. تعیین مقدار میانگین $\alpha_s(M_z)$

برای تعیین مقدار میانگین $\alpha_s(M_z)$ روش‌های گوناگونی وجود دارد [۶۵][۶۹][۶۴]، که در اینجا از روش برازش سراسری^۱ استفاده می‌شود. یعنی بر روی تمام نقاط انرژی برازش انجام می‌شود. در این مرحله در بسط اختلالی NLO، بجای پارامتر α_s باید از رابطه (۴-۱) که مربوط به تقریب مرتبه دوم α_s است استفاده شود [۶۹][۳۴].

$$\alpha_s(\mu) = \frac{\alpha_s(\mu)}{w} \left(1 - \frac{\alpha_s(M_z)}{\pi} \frac{\beta_1 \ln(w)}{\beta_0 w} \right) \quad (۴-۱)$$

$$w = 1 - \beta_0 \frac{\alpha_s(M_z)}{\pi} \ln\left(\frac{M_z}{\mu}\right)$$

که در آن

$$\beta_0 = \frac{1}{2} \left(\frac{11}{3} C_A - \frac{2}{3} N_f \right)$$

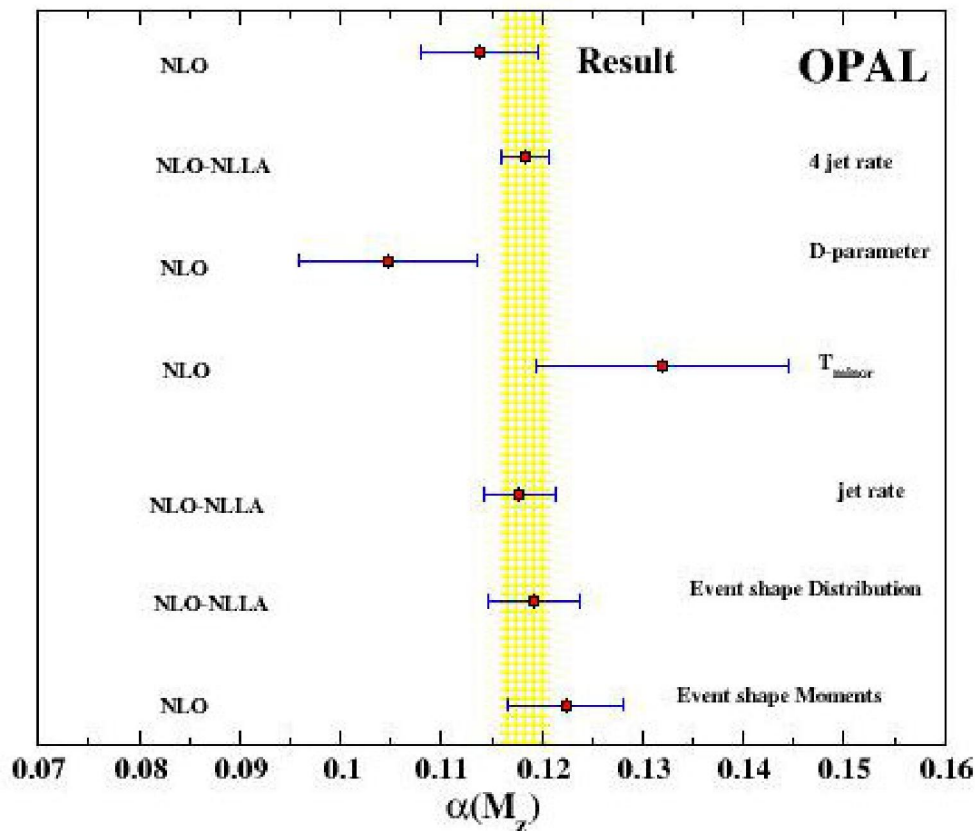
$$\beta_1 = \frac{1}{4} \left(\frac{17}{3} C_A^2 - \left(\frac{5}{3} C_A + C_F \right) N_f \right)$$

نتیجه ای که در این مورد بدست می‌آید به عنوان مقدار میانگین $\alpha_s(M_z)$ معرفی

می‌شود که مقدار آن برابر است با $\alpha_s(M_z) = 0.1138 \pm 0.0059$ ، خطای مزبور مربوط به خطای سیستماتیک می‌باشد.

این مقدار در شکل (۴-۱۶) نشان داده شده است. همانطور که ملاحظه می‌شود نتیجه فوق با نتایج بدست آمده از آزمایشات گوناگون سال‌های اخیر سازگاری خوبی دارد.

^۱ Global Fit



شکل (۴-۱۶): مقایسه $\alpha_s(M_Z)$ بدست آمده با نتایج سال‌های اخیر آشکارساز OPAL [۶۴]

بحث و نتیجه‌گیری

در این پایان نامه مقدار ثابت جفت‌شدگی قوی در انرژی‌های مختلف آشکارساز OPAL، و با استفاده از رویدادهای سه و چهار جتی در نابودی الکترون-پوزیترون محاسبه شده است. برای محاسبه ثابت پیوندی تا مرتبه NNLO از رویدادهای سه جتی و برای محاسبه ثابت پیوندی رویدادهای چهارجتی تا مرتبه NLO که محاسبات آن تا کنون قابل دسترس است، استفاده گردیده است. عمده محاسبات این پایان نامه بر مبنای الگوریتم DURHAM انجام شده است. قابل ذکر است که هرگاه محاسبات فوق بر مبنای الگوریتم‌های دیگر مانند الگوریتم JADE صورت گیرد تفاوت قابل ملاحظه‌ای مشاهده نمی‌شود.

همچنین مقدار ضریب مقیاس بازپهنجارش x_{μ} برای ارائه‌ی بهترین برازش با قراردادن x_{μ} به عنوان پارامتر آزاد در معادله بازپهنجارش، برابر با 0.785 محاسبه شده که بسیار نزدیک به مقدار مقیاس فیزیکی معمول که برابر یک است، به همین دلیل است که عدم قطعیت به دست آمده بسیار ناچیز است.

مقدار ثابت پیوندی قوی برای هر انرژی در مقیاس جرم بوزون Z^0 با استفاده از روشی که در فصل چهار بیان شد، محاسبه گردیده است. لازم بذکر است این روش توسط آقای پروفسور Bethke پیشنهاد گردید.

مقادیر بدست آمده در این پایان نامه با نتایج آزمایشات دیگر در سال‌های اخیر و همچنین با نتایج نظری حاصل از QCD سازگاری کاملی را از خود نشان می دهد.

پیوست

پیوست A

برنامه‌های کامپیوتری مورد نیاز

برنامه مورد نیاز جهت تعیین فراوانی چند جتی با کمک الگوریتم DURHAM

```

Ycut=logspace(ycutmin,ycutmax,ycutnum);
events=xlsread('events91','sheet1');
blocknum=1;
for countrow=1:length(events(:,1))
    if floor(events(countrow,1)) == events(countrow,1) && events(countrow,1) ~= 0
        start(blocknum)=countrow;
        blocknum=blocknum+1;
    end
end
for cut=1:length(Ycut)
    for block=1:(length(start)-1)
        eventblock=events(start(block)+1:start(block+1)-1,:);
        Evis=0;
        for i=1:length(eventblock(:,1))
            Evis=Evis+sqrt(eventblock(i,1)^2+eventblock(i,2)^2+eventblock(i,3)^2);
        end
    end
    Ymin=0.00000001;
    while Ymin < Ycut(cut)
        leng=length(eventblock(:,1));
        for i=1:leng
            for j=1:leng
                E2(i)=eventblock(i,1)^2+eventblock(i,2)^2+eventblock(i,3)^2;
                E2(j)=eventblock(j,1)^2+eventblock(j,2)^2+eventblock(j,3)^2;
            end
        end
    end
end

```

```

    Emin=min(E2(i),E2(j));
Costeta=(eventblock(i,1)*eventblock(j,1)+eventblock(i,2)*eventblock(j,2)+eventblock(i
,3)*eventblock(j,3))/sqrt(E2(i)*E2(j));
    Y(i,j)=2*Emin*(1-Costeta)/(Evis^2);
end
end
for i=1:leng
    Y(i,i)=1;
end
for i=1:leng
    [minrow(i),locrow(i)]=min(Y(i,:));
end
[Ymin,imin]=min(minrow);
jmin=locrow(imin);
if Ymin < Ycut(cut)
    Pnew=[eventblock(imin,1)+eventblock(jmin,1)
eventblock(imin,2)+eventblock(jmin,2) eventblock(imin,3)+eventblock(jmin,3)
eventblock(imin,4)+eventblock(jmin,4)];
    if imin>jmin
        eventblock(imin,:)=[];
        eventblock(jmin,:)=[];
    else
        eventblock(jmin,:)=[];
        eventblock(imin,:)=[];
    end
    eventblock(leng-1,:)=Pnew;
end
clear locrow minrow Y E2
end
S(block)=length(eventblock(:,1));
end
jet=zeros(9,2);
for i=1:(length(start)-1)

```

```

    if S(i)==1; jet(1,2)=jet(1,2)+1; end;
    if S(i)==2; jet(2,2)=jet(2,2)+1; end;
    if S(i)==3; jet(3,2)=jet(3,2)+1; end;
    if S(i)==4; jet(4,2)=jet(4,2)+1; end;
    if S(i)==5; jet(5,2)=jet(5,2)+1; end;
    if S(i)==6; jet(6,2)=jet(6,2)+1; end;
    if S(i)==7; jet(7,2)=jet(7,2)+1; end;
    if S(i)==8; jet(8,2)=jet(8,2)+1; end;
    if S(i)==9; jet(9,2)=jet(9,2)+1; end;
end
jet(:,2)=jet(:,2)./(length(start)-1);
for i=1:9
    jet(i,1)=i;
end
jet2(cut)=jet(2,2);
jet3(cut)=jet(3,2);
jet4(cut)=jet(4,2);
end
jet34=[jet3' jet4']
xlswrite('output',jet34);
axes(handles.jetplot3);
cla;
stairs(Ycut,jet3);
xlabel('Y cut') ;
ylabel('Redundancy') ;
title('Jet 3 Variation by Ycut');
Data1=xlsread('events91','sheet3');
Data1
plot(Data1(:,1),Data1(:,2),'*');
legend('Pythia','Data');
axes(handles.jetplot4);
cla;
stairs(Ycut,jet4);

```

```
xlabel('Y cut') ;  
ylabel('Redundancy') ;  
title('Jet 4 Variation by Ycut');  
Data=xlsread('events91','sheet2');  
plot(Data(:,2),Data(:,1),'*');  
legend('Pythia');  
set(handles.more,'String','More details at output.xls');
```

برنامه مورد نیاز جهت برازش داده‌های تجربی و پیش‌بینی تئوری

```

clc
clear
Er=xlsread(Er);
R4exp=xlsread(R4exp)
figure
semilogx(R4exp(:,2),R4exp(:,1),'')
hold on
errorbar(R4exp(:,2),R4exp(:,1),Er,'')
R(:,1)=R4exp(21:30,2);
R(:,2)=R4exp(21:30,1);
%=====
Ycut=xlsread(Ycut);
%=====
B4=xlsread(B4);
%=====
C4=xlsread(C4);
R(:,3)=interp1(Ycut,C4,R(:,1));
R(:,4)=interp1(Ycut,B4,R(:,1));
% R = [ Ycutexp R4exp C4 B4 ]
save R
aw=120;
options = gaoptimset('PopulationSize',30,'MutationFcn',
@mutationgaussian,'CrossoverFcn',
@crossoverscattered,'Generations',aw,'StallGenLimit',50,'StallTimeLimit',50,'HybridFc
n',@fminsearch);
[x,c] = ga(@func,1,options );
x
x(2)=x(1);
alpha=x*2*pi
B0=11-10/3;

```

```

xu=.785;
Bfit=( (x(1)^2)*B4 + (x(2)^3) * (C4+(1.5*(0.5*B0*log(xu^2)-1)*B4)) );
% plot(R4exp(:,2),Bfitfull)
% hold on
plot(Ycut,Bfit,'red')
hold on
load Bfit3
plot(Ycut,Bfitt2,'g')
hold on
load Bfit2
plot(Ycut,Bfitt1)

-----

function F = fitga(x)
B0=11-10/3;
xu=1.;
load R
F = sum( ((x(1)^2)*R(:,4)+(x(1)^3)*(R(:,3)+(1.5*(0.5*B0*log(xu^2)-1)*R(:,4)))-
R(:,2)) .^ 2 );

```

پیوست B

واژه‌های فارسی به انگلیسی

الف

Asymptotic freedom	آزادی مجانبی
Flavour thresholds	آستانه طعم
Quantum Electro Dynamics (QCD)	الکترودینامیک کوانتومی
Electron Volt (eV)	الکترون ولت

ب

Renormalization	بازبهنجارش
Weak interaction	برهم کنش ضعیف
Strong interaction	برهم کنش قوی

پ

Parton	پارتون
Phenomenology	پدیده شناسی
Deep inelastic Scattering	پراکندگی ناکشسان ژرف

ت

Beta function	تابع بتا
Leading Order approximation (LO)	تقریب مرتبه اول
Next to Deep inelastic Scattering (NLO)	تقریب مرتبه دوم
Next to Next to Deep inelastic Scattering (NNLO)	تقریب مرتبه سوم

Momentum	تکانه
Transferred momentum	تکانه انتقال یافته
Parton Distribution Functions (PDFs)	توابع توزیع پارتون‌ها
Structure functions	توابه ساختار
Distribution	توزیع
Perturbation theory	تئوری اختلال
Effective Field Theory (EFT)	تئوری میدان مؤثر
Decoupling theory	تئوری واشدگی
	ث
Coupling constant	ثابت جفت‌شدگی
Running coupling constant	ثابت جفت‌شدگی پویا
	چ
Four vector	چهاربردار
	ح
Confinement	حبس‌شدگی
	خ
Scale error	خطای مقیاسی
Systematic error	خطای سیستماتیک
	د
Data	داده‌ها
	ذ
Elementary particle	ذره بنیادی

ر

Iterative solution	راه حل تکراری
Truncated solution	راه حل کوتاه شده
Routine	روال
Momentum subtraction scheme (MO)	رهیافت کاهش ممنتوم
Minimal subtraction scheme (MS)	رهیافت کمترین کاهش
Modified minimal subtraction scheme (<i>MS</i>)	رهیافت کمترین کاهش اصلاح شده
Fixed Flavour – Number scheme (FFNS)	رهیافت عدد طعم ثابت
Variable Flavour – Number scheme (VFNS)	رهیافت عدد طعم متغییر

س

Cross section	سطح مقطع
Total cross section	سطح مقطع کل
Natural unit system	سیستم واحدهای طبیعی

ش

Matching conditions	شرایط تطبیق
---------------------	-------------

ض

Coefficient	ضریب
-------------	------

ظ

Valence	ظرفیت
---------	-------

ف

Theoretical physics	فیزیک نظری
---------------------	------------

	ق
Sum rules	قوانین جمع
	گ
Gluon	گلوئون
	م
Standard Model (SM)	مدل استاندارد
Asymptotic scale	مقیاس مجانبی
Reference Scale	مقیاس مرجع
Evolution equation	معادله گروه بازبهنجاش
Moment	ممنت
	ن
Gauge theory	نظریه پیمانه‌ای
Quantum Field Theory (QFT)	نظریه میدان کوانتومی
Increment	نمو
Feynman diagram	نمودار فاینمن
	ه
Hadron	هادران

پیوست C

واژه‌های انگلیسی به فارسی

A

Asymptotic freedom آزادی جانبی

Asymptotic scale مقیاس مجانبی

B

Beta function تابع بتا

C

Coefficient ضریب

Confinement حبس‌شدگی

Counter terms جملات متقابل

Coupling constant ثابت جفت‌شدگی

Cross section سطح مقطع

D

Data داده‌ها

Decoupling theorem قضیه‌ی واشدگی

Deep Inelastic Scattering (DIS) پراکندگی ناکشسان ژرف

Distribution توزیع

E

Effective Field Theory (EFT) تئوری میدان موثر

الکترون ولت	(LO) ب مرتبه اولی
ذره بنیادی	Elementary particle
معادله تحول	Evolution equation
F	
نمودار فاینمن	Feynman diagram
رهیافت عدد طعم ثابت	Fixed Flavour-Number Scheme (FFNS)
آستانه‌های طعم	Flavour thresholds
چهاربردار	Four vector
G	
گلوئون	Gluon
H	
هادرون	Hadron
I	
نمو	Increment
راه حل تکراری	Iterative solution
L	
تقریب مرتبه اول	Leading Order approximation (LO)
M	
شرایط تطبیق	Matching conditions
رهیافت کمترین کاهش	Minimal subtraction scheme (MS)
رهیافت کمترین کاهش اصلاح شده	Modified minimal subtraction scheme 
مومنت	Moment

Momentum	تکانه
Momentum subtraction scheme (MO)	رهیافت کاهش ممنتوم
N	
Next to leading Order approximation (NLO)	تقریب مرتبه دوم
Next to Next to leading Order approximation (NNLO)	تقریب مرتبه سوم
P	
Parton	پارتون
Parton Distribution Functions (PDFs)	توابع توزیع پارتون
Perturbation theory	تئوری اختلال
Phenomenology	پدیده‌شناسی
Q	
Quantum Electro Dynamics (QCD)	الکترو دینامیک کوانتومی
Quantum Field Theory (QFT)	نظریه میدان کوانتومی
R	
Renormalization	باز بهنجارش
Reference Scale	مقیاس مرجع
Renormalization Group Equation (RGE)	معادله گروه باز بهنجارش
Running coupling constant	ثابت جفت‌شدگی پویا
S	
Standard Model (SM)	مدل استاندارد
Strong interaction	برهم‌کنش قوی
Structure functions	توابع ساختار

Scale error	خطای مقیاسی
Systematic error	خطای سیستماتیک
T	
Total cross section	سطح مقطع کل
Transferred momentum	تکانه انتقال یافته
Truncated solution	راه حل کوتاه شده
U	
Uncertainty	عدم قطعیت
V	
Valence	ظرفیت
Variable Flavour- Number Scheme (VFNS)	رهیافت عدد طعم متغیر
W	
Weak interaction	برهمکنش ضعیف

مراجع

- [1] D. Gross, 2004 “Nobelpriset i fysik 2004 – Populärvetenskaplig information,” *Quantum*,.
- [2] J.Carazzone &T. Appelquist, 1974 "**Infrared singularities and massive fields**"*PhysRevD*.11.2856.
- [3] D.D.W. William A, Bardeen A, Buras A.J, “**Deep-inelastic scattering beyond the leading order in asymptotically free gauge theories**,” *Phys.Rev.D*, vol. 18, 1978, p. 3998.
- [4] E. , Webber B.AW.J, R.KStirling, , 2003, ,In:"***QCD & Collider Phyysics***."The press syndicate of university of cambridge ,PP33-62.
- [5] S. Bethke, 2000, “**Determination of the QCD Coupling α_s** ,” *arXiv:hep-ex/0004021V1*, Apr. p. 49.
- [6] T. van Ritbergen, J.A.M. Vermaseren, and S.A. Larin, 1997, “**The four-loop beta-function in Quantum Chromodynamics**,” *Phys.Lett.B*, Jan. p. 9.
- [7] E. , Webber B.AW.J, R.KStirling, , 2003, ,In:"***QCD & Collider Phyysics***."The press syndicate of university of cambridge ,PP33-62.
- [8] G. Rodrigo, 1995, “**Low energy Yukawa input parameters for Yukawa coupling Unification**” *Energy*, Jul. p. 9.
- [9] P. Hansson, 2004, “**The Parton Model**,” *www-zeus.desy.de/~liuc/physics*, pp. 1-17.

- [10] طاهري منفرد، س، ۱۳۸۶، پایان نامه کارشناسی ارشد، "محاسبه ثابت جفت شدگی در QCD" دانشکده فیزیک، دانشگاه سمنان

-
- [11] S. Myers, 1990 “**The LEP collider, from design to approval and commissioning, Nov 26, 1990,**” *CERN-91-08*,.
- [12] G. Altarelli, S. Model, S.S. Ge, S. Xlodel, and S. Klotlel, 1995 “**Interim report on the physics motivations for an energy upgrade of LEP-2: Introduction,**”.
- [13] Os.T.S. Altarelli.G, 1995 “**Physics at LEP2,**”.
- [14] Miquel.R, 1994 “**Physics potential of LEP2**” *The standard model and beyond*..
- [15] “<http://www.hep.ucl.ac.uk/jpc/all/ulthesis/node3.html>.”
- [16] K. et al OPAL Collaboration, Ahmet, “**The OPAL Detector at LEP,**” *Nucl. Instrum. Meth*, vol. A305, 1991, p. 275.
- [17] T. Gleisberg and F. Krauss, Sep. 2007, “**Automating dipole subtraction for QCD NLO calculations,**” <http://arxiv.org/abs/0709.2881>, p. 42.
- [18] T.O. Eynck, E. Laenen, L. Phaf, and S. Weinzierl, Sep. 2001 “**Comparison of Phase Space Slicing and Dipole Subtraction Methods for $\gamma^* \rightarrow Q\bar{Q}$** ”, p. 14.
- [19] S. Weinzierl, 2010, “**NNLO predictions for event shapes and jet rates in electron-positron annihilation,**” <http://arxiv.org/abs/1001.1281>, Jan. p. 6.
- [20] علیزاده، ز. ۱۳۸۹، پایان نامه ارشد، تاثیر جرم کوارکهای سنگین در رویدادهای سه جتی در انرژی های بالاتر حد LHC، دانشکده فیزیک، دانشگاه فردوسی مشهد،
- [21] G. Rodrigo, 1996 “**Quark mass effects in QCD jets,**” *arXiv : hep-ph / 9609213v1 31 Aug*, Aug., p. 6.
- [22] “[http:// JHEP.sissa.it/archive/papers/jhep012007070](http://JHEP.sissa.it/archive/papers/jhep012007070).”
- [23] S. Moretti and L. L. , 1998. “**New and Old Jet Clustering Algorithms for Electron-Positron Events,**” *hep-ph/9804296*
- [24] S. Weinzierl, 2010 “**Jet algorithms in electron-positron annihilation : Perturbative higher order predictions,**” *arXiv:1011.6247v10*.

-
- [25] S. Weinzierl, 2009, “**Event shapes and jet rates in electron-positron annihilation at NNLO**,” *arXiv:0904.1077v1*, pp. 1-54.
 - [26] D.E. Bethke, S.Kunszt,Z.Soper1992,, “**New Jet Cluster Algorithms**,” *Nuclear Physics B*, vol. 370, p. 310.
 - [27] Stirling, W.J. 1991. “**Hard QCD working group-theory summary**.” *Journal of Physics G Nuclear Physics* 17: 1567-1574.
 - [28] Y.L. Dokshitzer, G.D. Leder, S. Moretti, and B.R. Webber, 1997, “**Better jet clustering algorithms**,” *Journal of High Energy Physics*, vol. 08, Aug. pp. 001-001.
 - [29] G.T. et al Gehrmann, De.Ridder, , 2007 “**First results $e+e \rightarrow 3$ jets at NNLO**,” *arXiv:070901608*, vol. 54
 - [30] A. Gehrmann, , 2007 “*Status of $e + e - \rightarrow 3$ Jets at NNLO*”, Amsterdam: Science Wise Publishing.
 - [31] A. G.-D. Ridder, T. Gehrmann, E.W.N. Glover, and G. Heinrich, 2007, “**NNLO corrections to event shapes in $e + e -$ annihilation**,” *Journal of High Energy Physics*, vol. 0712, , pp. 094-094.
 - [32] T. Gehrmann and G. Heinrich, 2007, “**NNLO corrections to event shapes in $e + e -$ annihilation**,” <http://arxiv.org/abs/0709.2881>..
 - [33] A.G.-de Ridder, T. Gehrmann, E.W.N. Glover, and G. Heinrich, 2007, “**Second-Order QCD Corrections to the Thrust Distribution in Electron-Positron Annihilation**,” *Phys.Rev.Lett*, vol. 132002, pp. 1-4.
 - [34] Z. Nagy and Z. Trócsányi, 1997 “**Next-to-Leading Order Calculation of Four-Jet Shape Variables**,” *Physical Review Letters*, vol. 79, Nov., pp. 3604-3607.
 - [35] T.Z. Nagy.Zoltan, 1998 “**Multi-jet rates $e+e-$ annihilation:pertubation theory versus LEP data**,” *arXiv:hep-ph/9808364*,.

-
- [36] S. Weinzierl, 2008, “**Next-to-Next-to-Leading Order Corrections to Three-Jet Observables in Electron-Positron Annihilation,**” *Physical Review Letters*, vol. 101, Oct. pp. 12-15.
 - [37] M.A. Surguladze, Levan R. and Samuel, 1991, “**Total hadronic cross section in e-e+ annihilation at the four-loop level of perturbative QCD,**” *Phys.Rev.Lett*, vol. 66, p. 560.
 - [38] S.G. Gorishny, A.L. Kataev, and S.A. Larin, 1991, “**The O (α_s^3) corrections to $\sigma_{\text{tot}}(e+e- \rightarrow \text{hadrons})$ and $\Gamma(\tau^- \rightarrow \nu\tau + \text{hadrons})$ in QCD,**” *Phys.Lett.B*, vol. 259, p. 144.
 - [39] G. Abbiendi, C. Ainsley, G. Alexander, G. Anagnostou, and K.J. Anderson, 2006, “**Measurement of the strong coupling α_S from four-jet observables in e + e – annihilation,**” *European Physical Journal C*, vol. 307, pp. 295-307.
 - [40] G. Gehrmann-De Ridder, A. and Gehrmann, T. and Glover, E. W. N. and Heinrich, 2008, “**Jet Rates in Electron-Positron Annihilation at O(α_s^3) in QCD,**” *Phys.Rev.Lett*, vol. 100, p. 172001.
 - [41] a G.-D. Ridder, T. Gehrmann, E.W.N. Glover, and G. Heinrich, 2009, “**NNLO moments of event shapes in e + e – annihilation,**” *Journal of High Energy Physics*, vol. 05, pp. 106.
 - [42] S. Weinzierl, StefanWeinzierl, 2009, “**Moments of event shapes in electron-positron annihilation at next-to-next-to-leading order,**” *Physical Review D*, vol. 80, p. 094018.
 - [43] R.K. Ellis, D.A. Ross, and A.E. Terrano, 1981, “**The perturbative calculation of jet structure in e+e– annihilation,**” *Nuclear Physics B*, vol. 178, p. 421.
 - [44] Farhi.Edvard, 1977, “**Quantum ChrodynamicsTest For Jet,**” *Phys.Rev.Lett*, vol. 39, p. 1587.
 - [45] A.V. Manohar, 1996, “**Effective Field Theories,**” *arxiv:hep-ph/9606222V1*, pp. 1-52.

-
- [46] K.G. Chetyrkin, B.A. Kniehl, and M. Steinhauser, 1997, “**Strong Coupling Constant with Flavor Thresholds at Four Loops in the Modified Minimal-Subtraction Scheme**,” *Physical Review Letters*, vol. 79, pp. 2184-2187.
 - [47] S.A. Larin, T. van Ritbergen, and J.A.M. Vermaseren, “**The Large Quark Mass Expansion of $\Gamma(Z^0 \rightarrow \text{hadrons})$ and $\Gamma(\tau^- \rightarrow \nu\tau + \text{hadrons})$ in the Order α_s^3** ,” *Nuclear Physics B*, vol. 438, Nov. pp. 1-29.
 - [48] W. Bernreuther, W., Wetzel, 1982, “**Decoupling of heavy quarks in the minimal subtraction scheme**,” *Nuclear Physics B*, vol. 197, p. 128.
 - [49] L3 Collaboration 2004 “**Studies of Hadronic Event Structure in $e + e -$ Annihilation from 30 GeV to 209 GeV with the L3 Detector**,” *arXiv:hep.ex/0406049v1*, 2004.
 - [50] M. Gell-Man, 1972, *ActaPhys.AustriacaSuppl. IX*, p. 733.
 - [51] M.G.-M.L. H.Fritzsch, 1973, “**Determination of α_s from jet multiplicities measured on the Z^0 resonance**,” *Phys.LettB*, vol. 47, p. 365.
 - [52] W.F. Gross, D.J, 1973, “**Ultraviolet Behavior of Non-Abelian Gauge**,” *Phys.Letter*, vol. 30,p. 1343.
 - [53] W.F. Cross.D.J, 1973, “**Asymptotically Free Gauge Theories**,” *Phys.Rev.D*, vol. 8, p. 3633.
 - [54] Politzer.H.D, 1973, “**Reliable Perturbative Results Strong Interaction?**,” *Phys.Letter*, vol. 30, p. 1346.
 - [55] Roberts.A, 1972 “**Fermi National Accelerator Laboratory**,” *National Accelerator Laboratory*.
 - [56] a G.-D. Ridder, T. Gehrmann, E.W.N. Glover, and G. Heinrich, 2009, “**NNLO moments of event shapes in $e + e -$ annihilation**,” *Journal of High Energy Physics*, vol. May. pp. 106-106.

-
- [57] S. Weinzierl, 2009, “**Event shapes and jet rates in electron-positron annihilation at NNLO,**” *Journal of High Energy Physics*, vol. Jun. 2009, pp. 041-041.
- [58] A. Hassannia, A. Darabi, and M. Alshamali, 2009, “**Estimation of Dynamic Parameters of a Synchronous Generator using Genetic Algorithm,**” *IEEE Transactions on Electrical and Electronic Engineering*, vol. 4, Sep. pp. 668-673.
- [59] Sjostrand.T, 1994, “**High-energy-physics event generation with PYTHIA 5.7 and JETSET 7.4,**” *Cmp.Phys. Commun*, vol. 82, p. 74.
- [60] S. Weinzierl, 2009, “**The infrared structure of $e + e - \rightarrow 3$ jets at NNLO reloaded,**” *Journal of High Energy Physics*, vol. 009, Jul. p. 0904.1145.
- [61] Weinzierl.S.Kosower.D.A., 1999, “**QCD corrections to four-jet production and three-jet structure in e-e+ annihilation,**” *Phys.Rev.D*, vol. 60, p. 054028.
- [62] Becher.T . Schwartz.M.D, 2008, “**Aprecisedeterminationof α_s fromLEPthrustdata usingeffectivefieldtheory,**” *Journal of High Energy Physics07*, vol. 034, p. 0803.0342.
- [63] Bardin.D.Y et al, 1994, “**ReportsoftheWorkingGroup on Precision Calculations for the Z Resonance,**” *CERN-95-03*, p. 313.
- [64] G. Abbiendi, C. Ainsley, G. Alexander, G. Anagnostou, and K.J. Anderson, 2006, “**Measurement of the strong coupling α_S from four-jet observables in $e + e -$ annihilation**” *Eur.Phys.J .C*, vol. 47, pp. 295-307.
- [65] S. Bethke, Aug. 2009 “**The 2009 World Average of α_s ,**” *Energy physics*, , p.14.
- [66] Stevanson.P.M, 1981, “**Optimized Perturbation theory,**” *Phys.Rev.D*, vol. 23, p. 2916.

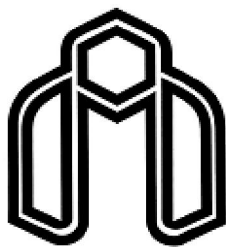
-
- [67] K.G. Chetyrkin, J.H. Kuehn, and M. Steinhauser, Apr. 2000, “**RunDec: a Mathematica package for running and decoupling of the strong coupling and quark masses,**” *Mathematica*, p. 32.
- [68] G. Abbiendi, with The OPAL collaboration, Sep. 2002, “**Charged Particle Momentum Spectra in e+e- annihilation at sqrt(s) = 192-209 GeV,**” *CERN-EP/2002-057*, , p. 31.
- [69] L.Dixon,A.Singer, 1997, “**Complete $O(\alpha_s^3)$ Results for $e^-e^+ \rightarrow (\gamma,Z) \rightarrow$ Four Jets**” hep-ph/9706285.

Abstract

One of the fundamental parameters of perturbative QCD is the coupling α_s .

In this thesis, the theoretical basics of the coupling parameter of strong interactions are reviewed. In electron-positron annihilation coupling constant is determined using three and four jet rates and so with applying the perturbative expansion at NLO and NNLO approximations. It Furthermore, is performed computing for coupling constant at reference scale boson Z^0 mass in four energies from OPAL detector and computing optimized renormalization scale factor for 91GeV energy.

Keywords: Electron-Positron annihilation – Strong coupling constant – Renormalization scale – Perturbative expansion – Next to Leading and Next to Next to Leading Order approximation–Reference Scale.



Shahrood University of Technology
Faculty of Physics

Determination of coupling constant by using 3Jets and 4Jets distributions in electron-positron annihilation.

By:
Akram Etemadi Amin

Under Supervisions:
Dr. Ali Akbar Rjabi
Dr. Mohamad Ebrahim Zomorodian
March
2011