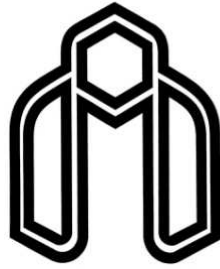


بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ



دانشگاه صنعتی شاهرود

دانشکده: فیزیک

گروه: هسته ای

بررسی تحلیلی تولید بوزون های ضعیف و ذرات هیگز با استفاده از برخورد پروتون -

پروتون

دانشجو: بنت الهدی یازرلو

استاد راهنما:

دکتر حسن حسن آبادی

استاد مشاور

دکتر مهدی پورمحمدی

پایان نامه ارشد جهت اخذ درجه کارشناسی ارشد

شهریور ماه ۱۳۹۱

تقدیم به

خانواده عزیزم، همسر مهربانم

و

تمامی دوستان علم و دانش

تشکر و قدردانی

سپاس و ستایش خدای را جل و جلاله که آثار قدرت او بر چهره روز روشن، تابان است و انوار حکمت او در دل شب تار، درفشان. آفریدگاری که خویشتن را به ما شناساند و درهای علم را بر ما گشود و عمری و فرصتی عطا فرمود تا بدان، بنده ضعیف خویش را در طریق علم و معرفت بیازماید. بر خود لازم می‌دانم به رسم ادب و احترام مراتب سپاس و قدردانی خود را نسبت به همه عزیزان و بزرگوارانی که در تکمیل این پایان نامه مرا یاری داده اند ابراز نمایم. بدین وسیله از زحمات اساتید محترم راهنما و مشاور، جناب آقایان دکتر حسن حسن آبادی و دکتر مهدی پورمحمدی که در کمال سعه صدر، با حسن خلق و فروتنی، از هیچ کمکی در این عرصه بر من دریغ نمودند و به خاطر راهنمایی‌های ارزشمندشان و صبر و حوصله فراوان، که نقش مهمی در به ثمر رسیدن این کار داشته‌اند صمیمانه تشکر و قدردانی می‌نمایم. همچنین دوستان و اساتید بزرگوارم، آقای صابر زرین کمر، آقای مهندس حامد رحیم اف، و خانم‌ها جوادی منش، مقصودی و مولایی که هر یک به نوعی با همدلی و همکاری یاریم دادند، تشکر می‌کنم. در نهایت، حاصل این کار را به خانواده‌ی عزیزم و همسر مهربانم، پشتیبانان بی قید و شرط و همیشگی‌ام، خورشیدهایی که هرگاه دنیا برایم به تاریکی می‌گرایید روشنای راهم بودند و تنها ماوای امن من، تقدیم می‌کنم. امید که سپاس کوچک مرا پذیرا باشند.

تعهد نامه

اینجانب بنت‌الهدی یازرلو دانشجوی دوره کارشناسی ارشد رشته فیزیک دانشکده فیزیک دانشگاه صنعتی شاهرود نویسنده پایان نامه بررسی تحلیلی تولید بوزون های ضعیف و ذرات هیگز با استفاده از برخورد پروتون-پروتون تحت راهنمایی دکتر حسن حسن آبادی متعهد می شوم .

- 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 تاکنون 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 می باشد 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 تأثیرگذار بوده اند در مقالات مستخرج از پایان نامه رعایت می گردد.
- در کلیه مراحل انجام این پایان نامه ، در مواردی که از موجود زنده (یا بافتهای آنها) استفاده شده است ضوابط و اصول اخلاقی رعایت شده است .
- در کلیه مراحل انجام این پایان نامه، در مواردی که به حوزه اطلاعات شخصی افراد دسترسی یافته یا استفاده شده است اصل رازداری ، ضوابط و اصول اخلاق انسانی رعایت شده است .

تاریخ ۱۳۹۱/۰۶/۱۸

امضای دانشجو

مالکیت نتایج و حق نشر

- کلیه حقوق معنوی این اثر و محصولات آن (مقالات مستخرج ، کتاب ، برنامه های رایانه ای ، نرم افزار ها و تجهیزات ساخته شده است) متعلق به دانشگاه صنعتی شاهرود می باشد . این مطلب باید به نحو مقتضی در تولیدات علمی مربوطه ذکر شود .
- استفاده از اطلاعات و نتایج موجود در پایان نامه بدون ذکر مرجع مجاز نمی باشد.

* متن این صفحه نیز باید در ابتدای نسخه های تکثیر شده پایان نامه وجود داشته باشد .

چکیده

مدل استاندارد فیزیک ذرات ذرات بنیادی و چگونگی برهم‌کنش این ذرات را توصیف می‌کند. در طی سال‌های گذشته، داده‌های آزمایشگاهی به دست آمده از آزمایشات مختلف در فیزیک انرژی‌های بالا پیش‌بینی‌های مدل استاندارد را با دقت بالایی تایید کرده‌اند. مدل استاندارد به منظور تولید جرم ذرات بنیادی متکی به شکست خود به خود تقارن می‌باشد، که بدون آن ذرات بنیادی بدون جرم باقی می‌مانند. هنگامیکه مکانیزم شکست خود به خود تقارن در فیزیک ذرات به کار برده می‌شود، منجر به تولید ذره‌ی اسکالری به نام بوزون هیگز می‌شود.

بوزون هیگز یکی از ذرات استاندارد مدل است، که وجود آن در فیزیک ذرات از اهمیت بالایی برخوردار است. این ذره به منظور توضیح منشأ جرم تمامی ذرات دیگر معرفی شده است. در سال‌های اخیر، جستجوی بوزون هیگز به مرکز توجه آزمایشات تبدیل شده است.

در این پایان نامه سعی بر آن شده است که علاوه بر توضیح خواص بوزون هیگز، مکانیزم‌های تولید و مدهای واپاشی آن در استاندارد مدل، به بررسی و محاسبه‌ی سطح مقطع بوزون هیگز استاندارد مدل، مدهای واپاشی آن و بررسی معادلاتی که میدان‌های وابسته به بوزون‌های اسپین صفر را می‌دهد، بپردازیم. به منظور محاسبه‌ی سطح مقطع بوزون هیگز از برنامه‌ی نرم افزاری Calchep استفاده کرده‌ایم. این برنامه به منظور شبیه سازی فرآیندهای فیزیکی انرژی بالا و محاسبه‌ی آنها در سطح پارتونی طراحی شده است، که سطح مقطع بوزون هیگز استاندارد مدل را برای مکانیزم‌های متفاوت تولید بوزون هیگز محاسبه کرده و به مقایسه‌ی آنها پرداخته‌ایم.

کلمات کلیدی: نظریه‌ی کوانتومی میدان، برهم‌کنش ضعیف، شکست تقارن، هیگز، بوزون های ضعیف، سطح مقطع پراکندگی، میدان‌های وابسته به بوزون‌های اسپین صفر.

صفحه لیست مقالات مستخرج از پایان نامه

- [1] H. Hassanabadi, B. H. Yazarloo, S. Zarrinkamar and A. A. Rajabi, Duffin-Kemmer-Petiau equation under a scalar Coulomb interaction, PHYSICAL REVIEW C **84**, 064003 (2011)
- [2] S. Zarrinkamar, A. A. Rajabi, B. H. Yazarloo and H. Hassanabadi, An approximate solution of the DKP equation under the Hulthén vector potential, Chinese Physics C, Article in press.
- [3] H. Hassanabadi, B. H. Yazarloo and S. Zarrinkamar, DKP Equation under Scalar and Vector Cornell Interactions, Physics of Particles and Nuclei, Article in press.
- [4] B. H. Yazarloo, H. Hassanabadi and S. Zarrinkamar, DKP Equation under Scalar and Vector Kratzer potentials, Turkish Journal of physics, Article in press.

فهرست مطالب

۱	فصل اول: مقدمه
۲	۱-۱ مقدمه
۴	فصل دوم: مدل استاندارد، مکانیزم هیگز و بوزون هیگز
۵	۱-۲ مدل استاندارد
۵	۱-۱-۲ فرمیون‌ها
۶	۲-۱-۲ بوزون‌های پیمانه‌ای
۹	۲-۲ ورای استاندارد مدل
۱۰	۳-۲ شکست خود به خود تقارن و مکانیزم هیگز
۱۳	۴-۲ بوزون هیگز
۱۵	فصل سوم: خواص، مکانیزم‌های تولید و مدهای واپاشی بوزون هیگز استاندارد مدل
۱۶	۱-۳ خواص بوزون هیگز
۱۷	۲-۳ مکانیزم‌های تولید بوزون هیگز استاندارد مدل
۱۸	۱-۲-۳ مکانیزم گداخت گلوئون-گلوئون
۱۸	۲-۲-۳ مکانیزم گداخت بوزون‌های برداری
۱۹	۳-۲-۳ مکانیزم تولید همراه بوزون‌های $Z/W^\pm$
۱۹	۳-۲-۳ مکانیزم تولید همراه کوارک‌های سنگین
۲۰	۳-۳ واپاشی بوزون هیگز استاندارد مدل
۲۳	فصل چهارم: بررسی میدان مربوط به ذرات با اسپین صفر
۲۴	۱-۴ معادله‌ی دافین-کمر-پتیو (Duffin-Kemmer-Petiau)
۲۷	۱-۱-۴ معادله‌ی DKP در حضور برهم‌کنش اسکالر کولنی
۲۸	۲-۱-۴ DKP تحت پتانسیل‌های اسکالر و برداری کراتزر
۲۹	۳-۱-۴ حل تقریبی معادله‌ی DKP تحت پتانسیل برداری هولسن
۳۲	۴-۱-۴ DKP تحت پتانسیل‌های اسکالر و برداری کرنل
۳۴	فصل پنجم: نسبت‌های انشعاب بوزون هیگز استاندارد مدل
۳۵	۱-۵ پهنای واپاشی
۳۶	۱-۱-۵ پهنای واپاشی کانال $H \rightarrow \gamma\gamma$
۳۸	۲-۱-۵ پهنای واپاشی کانال $H \rightarrow l^+l^-$
۳۹	۳-۱-۵ پهنای واپاشی کانال $H \rightarrow q\bar{q}$
۳۹	۴-۱-۵ پهنای واپاشی کانال $H \rightarrow Z\gamma$
۴۰	۵-۱-۵ پهنای واپاشی کانال $H \rightarrow VV$

۴۱	 $H \rightarrow gg$ کانال واپاشی
۴۴	 فصل ششم: محاسبه‌ی سطح مقطع تولید بوزون هیگز استاندارد مدل
۴۵	 ۱-۶ برنامه‌ی Calchep
۵۲	 ۲-۶ تولید همراه بوزون‌های $Z / W^{\pm}$
۵۵	 ۳-۶ گداخت بوزون‌های برداری $p, p \rightarrow q_1, q_2, H$
۵۷	 ۴-۶ تولید همراه کوارک‌های سنگین $p, p \rightarrow Q\bar{Q}H$
۵۸	 ۵-۶ گداخت گلوئون-گلوئون $pp \rightarrow H$
۶۲	 نتیجه‌گیری
۶۴	 مراجع

فهرست اشکال

- شکل ۱-۲- پتانسیل $V(\phi)$ میدان اسکالر ϕ در حالت $\mu^2 > 0$ (چپ)، و $\mu^2 < 0$ (راست) ۱۱
- شکل ۲-۲- جفت‌شدگی بوزون هیگز با بوزون‌های پیمانه‌ای، فرمیون‌ها و خودش در استاندارد مدل ۱۴
- شکل ۱-۳- فرآیندهای اصلی تولید بوزون هیگز مدل استاندارد در برخورددهنده‌های هادرونی ۲۰
- شکل ۱-۴- انرژی سیستم بر حسب پارامتر α برای پتانسیل برداری هولسن ۳۰
- شکل ۲-۴- انرژی سیستم بر حسب پارامتر V_0 برای پتانسیل برداری هولسن ۳۱
- شکل ۳-۴- تابع موج سیستم برای پتانسیل برداری هولسن به ازای مقادیر مختلف n و $\alpha=0.1$, $V_0=0.05$, $m=10$ ۳۱
- شکل ۴-۴- ویژه توابع سیستم به ازای $n=0$ و J های مختلف برای پتانسیل اسکالر و برداری کرنل ۳۳
- شکل ۱-۵- نمودارهای درختی مثلثی مختلف برای فرآیند $H \rightarrow \gamma\gamma$ ۳۷
- شکل ۲-۵- نمودار مثلثی برای جفت‌شدگی Hgg ۴۲
- شکل ۳-۵- نسبت‌های انشعاب برای واپاشی‌های اصلی بوزون هیگز استاندارد مدل ۴۳
- شکل ۱-۶- تصویری از صفحه‌ی اولیه‌ی Calchep ۴۶
- شکل ۲-۶- تصویری از Calchep برای وارد کردن فرآیند و اصلاح مدل ۴۶
- شکل ۳-۶- نمایشی از Calchep برای وارد کردن فرآیند ۴۷
- شکل ۴-۶- تصویری از Calchep به هنگام تولید نمودارها ۴۸
- شکل ۵-۶- تصویری از نمودارهای فاینمن تولید شده توسط Calchep ۴۹
- شکل ۶-۶- تصویری از Calchep به هنگام اجرای Square diagrams ۵۰
- شکل ۷-۶- تصویری از Calchep به هنگام اجرای Make & Launch n_calchep ۵۰
- شکل ۸-۶- تصویری از Calchep به هنگام وارد کردن انرژی و PDF پروتون‌ها ۵۱
- شکل ۹-۶- نمودارهای فاینمن بدست آمده توسط Calchep برای $p, p \rightarrow Z, H$ ۵۲
- شکل ۱۰-۶- نمودارهای فاینمن بدست آمده توسط Calchep برای $p, p \rightarrow W^\pm, H$ ۵۳
- شکل ۱۱-۶- نمودار سطح مقطع تولید بوزون هیگز استاندارد مدل به همراه بوزونهای برداری بر حسب M_H ۵۴
- شکل ۱۲-۶- نمودارهای فاینمن بدست آمده توسط Calchep برای $p, p \rightarrow q_1, q_2, H$ ۵۵
- شکل ۱۳-۶- نمودار سطح مقطع تولید بوزون هیگز استاندارد مدل حسب M_H برای $p, p \rightarrow q_1, q_2, H$ ۵۶
- شکل ۱۴-۶- نمودارهای فاینمن بدست آمده توسط Calchep برای $p, p \rightarrow Q\bar{Q}H$ ۵۷
- شکل ۱۵-۶- نمودار سطح مقطع تولید بوزون هیگز استاندارد مدل حسب M_H برای $p, p \rightarrow Q\bar{Q}H$ ۵۸
- شکل ۱۶-۶- نمودار سطح مقطع تولید بوزون هیگز استاندارد مدل حسب M_H هیگز برای $pp \rightarrow H$ ۵۹
- شکل ۱۷-۶- جفت‌شدگی بوزون هیگز با گلوئون‌ها ۵۹
- شکل ۱۸-۶- سطح مقطع تولید بوزون هیگز استاندارد مدل برای تمامی کانال‌ها ۶۰
- شکل ۱۹-۶- نتایج گروه اطلس (ATLAS) سطح مقطع تولید بوزون هیگز استاندارد مدل بر حسب M_H ۶۱

فهرست جداول

جدول ۱-۲ - دسته بندی فرمیون ها در غالب سه نسل به همراه بارالکتریکی آنها.....	۶
جدول ۲-۲ - دسته بندی بوزون های مدل استاندارد به همراه جرم، بارالکتریکی و اسپین آنها.....	۷
جدول ۱-۴ - ویژه مقادیر انرژی برای حالت های مختلف برای پتانسیل برداری هولسن	۳۰
جدول ۲-۴ - طیف انرژی سیستم و ثابت نرمالیزاسیون برای پتانسیل اسکالر و برداری کرنل	۳۳
جدول ۱-۵ - نسبت های انشعاب برای بوزون هیگز استاندارد مدل برای $M_H = 125(GeV)$	۴۳
جدول ۱-۶ - سطح مقطع تولید بوزون هیگز برای $p, p \rightarrow H, W^+ / Z$	۵۴
جدول ۲-۶ - سطح مقطع تولید بوزون هیگز برای $p, p \rightarrow q_1, q_2, H$	۵۶
جدول ۳-۶ - سطح مقطع تولید بوزون هیگز برای $p, p \rightarrow Q\bar{Q}H$	۵۷
جدول ۴-۶ - سطح مقطع تولید بوزون هیگز برای $pp \rightarrow H$	۵۸

فصل اول

مقدمه

۱- مقدمه

مدل استاندارد به عنوان یک نظریه‌ی کوانتومی میدان در فیزیک ذرات، به منظور توصیف ذرات بنیادی و همچنین برهم‌کنش‌های آنها توسعه یافته است. این مدل به عنوان چارچوب واحدی به منظور جستجو و درک ماده و نیروهای جهان ایجاد شده است. مدل استاندارد گروهی از ذرات بنیادی را که قابل تقسیم به ذرات کوچکتری نیستند معرفی می‌کند. زیرمجموعه‌ای از این ذرات را به عنوان فرمیون‌ها (ذراتی با اسپین $\frac{1}{2}$) می‌شناسیم که به عنوان سازنده‌ی ماده در جهان در نظر گرفته می‌شوند. زیرمجموعه‌ی دیگری از این ذرات، بوزون‌ها (ذراتی با اسپین یک) می‌باشند که این ذرات واسطه‌های نیروهای موجود در طبیعت هستند [۱].

در طول قرن‌های گذشته، این مدل موفقیت‌های بزرگی هم در زمینه‌ی تجربی و هم در زمینه‌ی نظری داشته است. مدل استاندارد یک نظریه‌ی پیمانه‌ای با گروه تقارنی $SU_C(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1)$ می‌باشد که سه برهم‌کنش بنیادین شناخته شده: نیروی قوی، نیروی ضعیف و الکترومغناطیسی را شامل می‌شود. این نظریه برهم‌کنش فرمیون‌ها (همانند لپتون‌ها و کوارک‌ها) را که از طریق تبادل بوزون‌های پیمانه‌ای صورت می‌گیرد به خوبی تفسیر می‌کند. تقریباً تمامی ذرات استاندارد مدل در آزمایشات قبلی کشف شده‌اند. بیش از نیمی از این ذرات در ابتدا توسط این مدل پیش‌بینی شده بودند، و سپس به طور آزمایشگاهی کشف شدند. ویژگی‌های این ذرات و برهم‌کنش‌های آنها با پیش‌بینی‌های مدل استاندارد سازگار هستند.

با این حال، در مدل استاندارد ذره‌ی مرموزی (اسرارآمیزی) وجود دارد. این ذره در نظریه به عنوان یک بوزون سنگین بدون اسپین، به منظور توضیح منشا جرم تمامی ذرات دیگر معرفی شده است. روشی را که در آن تمامی ذرات سنگین، جرم بدست می‌آورند مکانیزم هیگز نامیده می‌شود. در این مکانیزم، یک میدان اضافی که میدان هیگز نامیده می‌شود، معرفی می‌شود تا به طور خودبه‌خود تقارن میدان‌های پیمانه‌ای را بشکند. میدان هیگز با این میدان‌های پیمانه‌ای برهم‌کنش می‌کند و جرم بوزون‌های برداری را تولید می‌کند. درحالی‌که به فرمیون‌ها از طریق برهم‌کنش یوکاوا با میدان‌های

فرمیونی جرم می‌دهد. همچنین میدان هیگز با خودش نیز برهم‌کنش می‌کند و یک بوزون اسکالر سنگین به نام بوزون هیگز را پیش‌بینی می‌کند. جستجوی بوزون هیگز به مرکز توجه آزمایشات اخیر تبدیل شده است. در حال حاضر جرم بوزون هیگز پیش‌بینی نشده است. برای تولید بوزون هیگز احتیاج به انرژی‌های بسیار بالایی است، و این ذره یک ذره ناپایدار با طول عمر کوتاه است [۲].

در این پایان نامه ابتدا مروری بر استاندارد مدل و مکانیزم هیگز خواهیم داشت، سپس خواص بوزون هیگز، مکانیزم‌های تولید و مدهای واپاشی آن را در مدل استاندارد توضیح می‌دهیم. با توجه به اینکه بوزون هیگز دارای اسپین صفر است، به بررسی معادلاتی که میدان‌های وابسته به بوزون‌های اسپین صفر را می‌دهد، پرداخته‌ایم. در ادامه نیز نسبت‌های انشعاب بوزون هیگز را مورد بررسی قرار داده‌ایم و همچنین سطح مقطع تولید بوزون هیگز را با استفاده از برنامه‌ی نرم افزاری Calchep محاسبه کرده‌ایم.

فصل دوم

مدل استاندارد، مکانیزم هیگز و بوزون هیگز

۲-۱- مدل استاندارد

مدل استاندارد فیزیک ذرات نظریه‌ای است که به توصیف ذرات بنیادی و چگونگی برهم‌کنش این ذرات از طریق سه نیروی بنیادی طبیعت یعنی نیروی هسته‌ای قوی، ضعیف و الکترومغناطیسی و یا به عبارت دیگر به بررسی چگونگی رفتار جهان در مقیاس زیر اتمی می‌پردازد. تاکنون آزمایشات زیادی برای تأیید پیش‌بینی‌های استاندارد مدل صورت گرفته است که همگی آنها با پیش‌بینی‌های استاندارد مدل در توافق بوده است. از جمله‌ی اینها می‌توان به پیش‌بینی وجود کوارک t ، بوزون‌های Z و $W^\pm$ اشاره کرد که این پیش‌بینی‌ها توسط داده‌های آزمایشگاهی به اثبات رسیده است. مدل استاندارد یک نظریه‌ی پیمانه‌ای است که بر پایه‌ی گروه تقارنی $SU_C(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1)$ که برهم‌کنش‌های قوی، ضعیف و الکترومغناطیسی را یکی می‌کند ساخته شده است. دسته‌بندی ذرات بنیادی در مدل استاندارد در ادامه آورده شده است [۱].

۲-۱-۱- فرمیون‌ها

گروهی از ذرات که لپتون‌ها و کوارک‌ها نام دارند، به عنوان سازنده‌ی ماده‌ی جهان شناخته شده‌اند. یک ویژگی متمایز این ذرات این است که این ذرات دارای اسپین $\frac{1}{2}$ می‌باشند، و بخاطر همین است که به آنها فرمیون گفته می‌شود. ذرات مادی در غالب سه نسل دسته‌بندی می‌شوند که بطور خلاصه در جدول ۱-۲ آمده‌اند. هر ذره‌ای در جدول دارای یک پادذره با بار الکتریکی مخالف خود ذره می‌باشد. ویژگی مشخص کوارک‌ها این است که این ذرات حامل بار رنگ هستند، و بنابراین در برهم‌کنش‌های قوی شرکت می‌کنند. علاوه بر این کوارک‌ها، بارالکتریکی و ایزواسپین ضعیف را نیز حمل می‌کنند، بنابراین می‌توانند با فرمیون‌های دیگر از طریق برهم‌کنش الکترومغناطیسی و یا ضعیف، برهم‌کنش کنند.

جدول ۱-۲- دسته بندی فرمیون ها در غالب سه نسل به همراه بار الکتریکی آنها

فرمیون ها				
فرمیون ها	لپتون ها		کوارک ها	
بار الکتریکی	-1	0	$-\frac{1}{3}$	$+\frac{2}{3}$
نسل اول	electron	electron neutrino	up	dawn
نسل دوم	muon	mu neutrino	strange	charmed
نسل سوم	tauon	tau neutrino	bottom	top

اعضای هر نسل نسبت به نسل پایین تر دارای جرم بیشتر و طول عمر کمتری می باشند. همین امر سبب شده است که ذرات نسل های دوم و سوم به ذرات نسل اول واپاشی کنند و بخاطر همین است که آنچه ما در طبیعت مشاهده می کنیم متشکل از ذرات نسل اول است.

۲-۱-۲- بوزون های پیمانه ای

برهم کنش های بین فرمیون ها توسط گروه دیگری از ذرات که بوزون های پیمانه ای نامیده می شوند و دارای اسپین یک می باشند، انجام می گیرد. در مدل استاندارد بوزون های پیمانه ای را به عنوان حامل های برهم کنش های ضعیف، قوی و الکترومغناطیسی می شناسیم. دسته بندی بوزون های پیمانه ای به صورت زیر است:

فوتون: واسطه ای نیروی الکترومغناطیسی بین ذرات باردار است. فوتون ذره ای بدون جرم و بدون بار الکتریکی می باشد.

بوزون‌های پیمانه‌ای $W^\pm$ و Z : این ذرات واسطه‌های نیروی ضعیف بین ذرات با طعم‌های مختلف می‌باشند. در حالت کلی بوزون‌های پیمانه‌ای $W^\pm, Z$ و فوتون را به عنوان واسطه‌های برهمکنش الکتروضعیف می‌شناسیم.

گلوئون‌ها: واسطه‌های بین ذرات می‌باشند که دارای بار رنگ هستند. گلوئون‌ها ذراتی بدون جرم هستند، به دلیل اینکه دارای بار رنگ می‌باشند با خودشان نیز برهمکنش می‌کنند.

بوزون هیگز: که شامل شکست خود به خودی تقارن در گروه پیمانه‌ای الکتروضعیف و مسوؤل جرم دادن به ذرات بنیادی است. این ذره دارای اسپین و بار الکتریکی صفر می‌باشد و در مورد جرم ذره‌ی هیگز در حال حاضر هیچ اطلاعی بطور دقیق نداریم [۳]. ویژگی‌های این ذرات به طور خلاصه در جدول ۲-۲ آمده است.

جدول ۲-۲- دسته‌بندی بوزون‌های مدل استاندارد به همراه جرم، بار الکتریکی و اسپین آنها

Bosons					
Field	Particle	Mass (MeV/c ²)	Spin	Electric Charge	Couples to
EM	photon	0	1	0	charge
Strong Nuclear	gluon	0	1	0	color
Weak Nuclear	W	80410	1	-1,+1	fermions
Weak Nuclear	Z	91187	1	0	fermions
Higgs	Higgs Boson	?	0	0	mass

نظریه‌ی مدل استاندارد، برهم‌کنش‌های ضعیف، قوی و الکترومغناطیسی را از طریق گروه تقارنی $SU_C(3) \times SU_L(2) \times U_Y(1)$ یکی می‌کند. در حالت کلی، لاگرانژی به منظور توصیف دینامیک تمام سیستم‌های فیزیکی استفاده می‌شود. چگالی لاگرانژی برای برهم‌کنش‌های نظریه‌ی استاندارد مدل به صورت زیر داده می‌شود [۲]

$$L_{SM} = -\frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} - \frac{1}{4}W_{\mu\nu}^a W_a^{\mu\nu} - \frac{1}{4}B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} + \bar{L}_i iD_\mu \gamma^\mu L_i + \bar{e}_{R_i} iD_\mu \gamma^\mu e_{R_i} + \bar{Q}_i iD_\mu \gamma^\mu Q_i + \bar{u}_{R_i} iD_\mu \gamma^\mu u_{R_i} + \bar{d}_{R_i} iD_\mu \gamma^\mu d_{R_i} \quad (1-2)$$

که γ^μ ماتریس‌های 4×4 گاما (γ) هستند. D_μ مشتق هموردا، L_i و Q_i ($i=1,2,3$) لپتون‌ها و کوارک‌های چپگرد در ایزودابلت‌های ضعیف هستند. قدرت میدان‌ها در میدان‌های پیمانه‌ای مختلف در گروه‌های $U_Y(1)$ و $SU_L(2)$ و $SU_C(3)$ به صورت معادله (۲-۲) می‌باشد:

$$\begin{aligned} B_{\mu\nu} &= \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \\ W_{\mu\nu}^a &= \partial_\mu W_\nu^a - \partial_\nu W_\mu^a + g_2 \epsilon^{abc} W_\mu^b W_\nu^c \\ G_{\mu\nu}^a &= \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a + g_s f^{abc} G_\mu^b G_\nu^c \end{aligned} \quad (2-2)$$

که ϵ^{abc} و f^{abc} تانسورهای پادمتقارن هستند. g_s و g_2 ثابت‌های جفت‌شدگی گروه‌های تقارنی $SU_C(3)$ و $SU_L(2)$ می‌باشند.

این لاگرانژی تحت تبدیل پیمانه‌ای موضعی برای میدان‌های فرمیون و پیمانه‌ای ناورداست، و سه نیروی شناخته شده‌ی بنیادی را در غالب یک چارچوب نظری واحد یکی می‌کند (ترکیب می‌کند). با این حال، استاندارد مدل قادر به توضیح منشأ جرم فرمیون‌ها و بعضی از بوزون‌های پیمانه‌ای که در تجربه دیده شده است که دارای جرم می‌باشند، نیست. توضیح چگونگی جرم‌دار شدن ذراتی مانند کوارک‌ها و لپتون‌ها که خود از اجزای کوچکتری تشکیل نشده‌اند به یکی از مسائل اصلی منشأ جرم تبدیل شده است. شرح منشأ جرم این گونه ذره‌ها بر اساس مکانیزم شکست خود به خود تقارن می‌باشد که در این مکانیزم ذرات از طریق برهمکنش با میدانی به نام میدان اسکالری هیگز (که در این مکانیزم معرفی می‌کنند) جرم‌دار می‌شوند.

۲-۲- وراى استاندارد مدل

با توجه به اینکه مدل استاندارد فیزیک ذرات موفقیت‌های بزرگی در پیش‌بینی اندازه‌گیری‌های فیزیک انرژی‌های بالا بدست آورده است، و با توجه به شناخت و آگاهی که نسبت به مدل استاندارد و مکانیزم هیگز داریم، این مدل توصیف کاملی را از طبیعت به ما ارائه نمی‌دهد و هنوز درک کاملی از تمامی جوانب آن نداشته و جزئیات کار همچنان موضوع پیش‌بینی‌های نظری است، از جمله اینکه مطمئن نیستیم چند نوع میدان هیگز وجود دارد، هر چند مدل استاندارد فقط به یک میدان احتیاج داشته تا جرم تمام ذرات بنیادی را تولید کند، اما به دلیل اینکه هنوز ذره‌ی هیگز به طور تجربی مشاهده نشده است و پتانسیل هیگز کاملاً ناشناخته باقی مانده، معلوم نیست که مکانیزم هیگز ارائه شده توسط استاندارد مدل صحیح باشد. علاوه بر این پدیده‌های بسیاری وجود دارند که در چارچوب استاندارد مدل توجیه نمی‌شوند. بنابراین بنا به دلایلی احتیاج داریم که این مدل را بسط دهیم. این دلایل را می‌توان به دو دسته تقسیم بندی کنیم

الف- مدل استاندارد همه‌ی جنبه‌های طبیعت را توصیف نمی‌کند، از جمله:

الف-۱ ساختار ماده‌ی تاریک و انرژی تاریک

الف-۲ مطالعه و بررسی نوترینوها نشان داده است که حداقل یک نوترینو دارای جرم می‌باشد

و...

ب- علاوه بر آن سوالاتی وجود دارد که انتظار می‌رود جواب داده شوند:

ب-۱ آیا نیروهای طبیعت می‌توانند یکی شوند، و بنابراین ما چهار نیروی مستقل از هم

نداشته باشیم؟

ب-۲ چرا سه نسل از کوارک‌ها و لپتون‌ها وجود دارد؟ و...

وجود این مسائل، فیزیکدانان را بر این عقیده استوار کرده است که باید نظریه‌ای کاملتر جانشین مدل استاندارد شود. انواع مختلفی از مدل استاندارد توسعه یافته برای توصیف مشاهداتی مثل ماده تاریک و

مسائل نظری همانند اتحاد بزرگ^۱ ارائه شده است. یکی از مدل‌های معروف، مدل ابر تقارنی^۲ است که مکانیزم منشأ ماده‌ی تاریک را بیان می‌کند. از جمله‌ی مدل‌های دیگری که در زمره‌ی رقیبان استاندارد مدل قرار دارند، می‌توان به مدل ابر ریسمان^۳، هیگز کوچک^۴ [۴]، ابعاد اضافی^۵، مدل دوتایه-ی هیگز N تایی^۶ و... اشاره کرد.

۲-۳- شکست خود به خود تقارن و مکانیزم هیگز

مفهوم شکست خود به خود تقارن بر پایه‌ای است که در آن مکانیزم هیگز در نظریه‌ی استاندارد مدل معرفی می‌شود. یک سیستم فیزیکی، که در ابتدا تحت یک گروه تقارنی خاصی متقارن است، ممکن است به طور طبیعی به یک حالت خلاء نامتقارن برود و در نتیجه تقارن را بشکند. این فرآیند را می‌توان با استفاده از یک میدان اسکالر حقیقی ϕ نشان داد که لاگرانژی آن به صورت معادله (۲-۳) است [۵، ۲]

$$L = \frac{1}{2} \partial_\mu \phi \partial^\mu \phi - V(\phi), \quad V(\phi) = \frac{1}{2} \mu^2 \phi^2 + \frac{1}{4} \lambda \phi^4 \quad (3-2)$$

این لاگرانژی تحت تقارن انعکاسی $\phi \rightarrow -\phi$ ناورد است. اگر جمله‌ی جرمی μ^2 مثبت باشد، پتانسیل $V(\phi)$ در صورتیکه λ خود جفت شدگی مثبت است، مثبت می‌باشد، و مینیمم پتانسیل همانطور که در سمت چپ شکل ۲-۱ نشان داده شده است، در $\langle 0 | \phi | 0 \rangle \equiv \phi_0 = 0$ بدست می‌آید و لاگرانژی L ، لاگرانژی ذره‌ای با اسپین صفر و جرم μ است.

¹ Grand unification

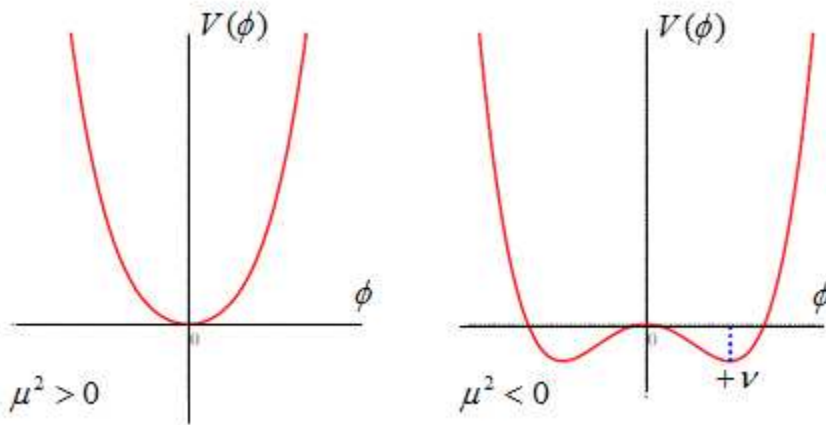
² Supersymmetry

³ Super String

⁴ Little Higgs

⁵ Extra dimensions

⁶ N Higgs Doublet Model



شکل ۱-۲ - پتانسیل $V(\phi)$ میدان اسکالر ϕ در حالت $\mu^2 > 0$ (چپ)، و $\mu^2 < 0$ (راست)

همانطور که در سمت راست شکل ۱-۲ نشان داده شده است با فرض $\mu^2 < 0$ ، این پتانسیل در $\phi = \pm \sqrt{-\frac{\mu^2}{\lambda}} \equiv v$ مینیمی دارد، که در این حالت دیگر $\phi_0^2 = 0$ ، مینیم نیست. کمیت $\langle 0 | \phi | 0 \rangle \equiv \pm v$ را مقدار چشمداشتی خلاء (انرژی وابسته به برهم کنش میدان هیگز با یک ذره را مقدار انتظاری خلاء می نامیم) (vev) میدان اسکالر ϕ نامیده می شود. در این حالت دیگر لاگرانژی L ، لاگرانژی ذره ای با جرم μ نیست و توصیف درستی از نظریه را نمی دهد. بنابراین ما باید حول مینیم v یک بسط اختلالی با تعریف $\phi' = \phi - v$ ، بدهیم. لاگرانژی بر حسب میدان جدید شامل یک جملهی مکعبی است که تقارن انعکاسی بطور خود به خود شکسته شده است. طبق قضیهی گلداشتاین [۶] ذرات بدون جرمی به نام بوزون های گلداشتاین، زمانی که تقارن به طور خود به خود شکسته می شود، وجود خواهد داشت. مکانیزم هیگز به منظور تولید جرم برای بوزون های پیمانه ای Z و $W^\pm$ در نظریه-ی پیمانه ای استاندارد مدل معرفی شده است. ساده ترین انتخاب، اضافه کردن جملهی ناورد می باشد

$$L_H = (D^\mu \Phi)^\dagger (D^\mu \Phi) - \mu^2 \Phi^\dagger \Phi - \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 \quad (4-2)$$

که Φ دوتایه ای $SU_L(2)$ میدان های اسکالر مختلط است $\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} \phi_1 + i\phi_2 \\ \phi_3 + i\phi_4 \end{pmatrix}$.

در این حالت، Φ دارای یک مقدار چشمداشتی خلاء با حفظ بقای تقارن $U_Y(1)$ به صورت

$$\langle \Phi \rangle_0 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix} \text{ است که } v = \sqrt{-\frac{\mu^2}{\lambda}}. \text{ هنگامیکه یک تبدیل پیمانه‌ای روی میدان } \Phi \text{ به منظور}$$

رسیدن به پیمانه‌ی یکانی انجام می‌دهیم، Φ به صورت $\Phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix}$ تغییر می‌کند.

بازنویسی لاگرانژی L_H ، میدان‌های جدید $W_\mu^\pm$ و Z_μ را که متناظر با جرم‌های $M_W = \frac{1}{2}vg_2$ و

$$M_Z = \frac{1}{2}v\sqrt{g_1^2 + g_2^2} \text{ می‌باشند می‌دهد که } g_1 \text{ ثابت جفت‌شدگی الکترومغناطیسی است.}$$

برای تولید جرم فرمیون‌ها، با انجام روش مشابهی و با معرفی لاگرانژی یوکاوا $SU_L(2) \times U_Y(1)$ با

همان میدان Φ عمل می‌کنیم

$$L_{Yukawa} = -\lambda_e \bar{L} \Phi e_R - \lambda_d \bar{Q} \Phi d_R - \lambda_u \bar{Q} \tilde{\Phi} u_R + h.c. \quad (5-2)$$

که $h.c.$ بیانگر مزدوج هرمیتی جملات در لاگرانژی است. جرم فرمیون‌ها با رابطه‌های $m_e = \frac{\lambda_e v}{\sqrt{2}}$ ،

$$m_d = \frac{\lambda_d v}{\sqrt{2}} \text{ و } m_u = \frac{\lambda_u v}{\sqrt{2}} \text{ داده می‌شود.}$$

در هر دو حالت، میدان مختلط دوتایه‌ی Φ یکسان به منظور شکست خود به خود تقارن

$SU_L(2) \times U_Y(1)$ معرفی شده است. در حالیکه تقارن الکترومغناطیسی $U_Y(1)$ و تقارن رنگ

$SU_C(3)$ حفظ شده است. در نتیجه بوزون‌های برداری ضعیف $W^\pm$ و Z و فرمیون‌ها جرم بدست

می‌آورند، و فوتون و گلوئون‌ها بدون جرم باقی می‌مانند. ویژگی مهم دیگر این مکانیزم ظهور یک

میدان اسکالر سنگین - که میدان هیگز نامیده می‌شود- است. میدان هیگز یک ذره اسکالر، بوزون

هیگز را پیش‌بینی می‌کند [۲].

۴-۲- بوزون هیگز

بوزون هیگز یک ذره اسکالر سنگین است. این ذره توسط مکانیزم هیگز که به منظور جرم دادن به بوزون‌های برداری توسعه یافته است، پیش‌بینی شده است. اگر جملات وابسته به میدان هیگز از معادله‌ی ۴-۲ انتخاب شوند، لاگرانژی مخصوص هیگز به صورت معادله (۶-۲) ساخته می‌شود [۵، ۲]

$$L_{Higgs} = \frac{1}{2}(\partial^\mu H)^2 - \lambda v^2 H^2 - \lambda v H^3 - \frac{1}{4}\lambda H^4 \quad (6-2)$$

جرم بوزون هیگز با رابطه (۷-۲) داده می‌شود

$$m_H = \sqrt{2\lambda v^2} = \sqrt{-2\mu^2} \quad (7-2)$$

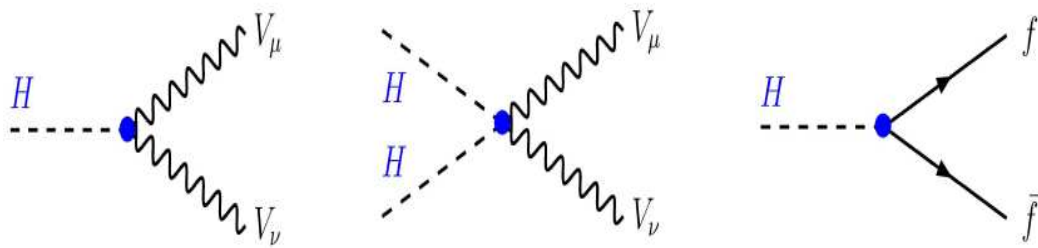
مقدار انتظاری خلاء v از جرم بوزون W و ثابت فرمی G_F بدست می‌آید

$$v = \frac{2m_W}{g_2} = \sqrt{\frac{\sqrt{2}g^2}{4G_F g_2^2}} \approx 246 (GeV) \quad (8-2)$$

که G_F از واپاشی میون اندازه‌گیری شده است. اما مقدار μ هنوز محاسبه نشده است که این جرم بوزون هیگز را به صورت یک راز در نظریه تبدیل کرده است.

بوزون هیگز با بوزون‌های پیمانه‌ای، فرمیون‌ها و هم چنین با خودش با شدت‌های جفت‌شدگی متفاوتی برهم‌کنش می‌کند. راه‌های ممکن جفت‌شدگی هیگز، توسط جملات برهم‌کنشی لاگرانژی-های معادلات (۴-۲) و (۵-۲) داده می‌شود. در شکل ۲-۲، این برهم‌کنش‌ها بر حسب رؤس نمودارهای فاینمن خلاصه شده‌اند. این نمودارها نشان می‌دهند که بوزون هیگز به روش‌های مختلفی در نظریه‌ی استاندارد مدل با ذرات جفت می‌شود.

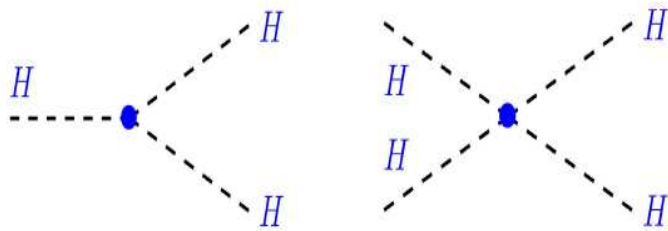
قدرت جفت‌شدگی بوزون هیگز با بوزون برداری متناسب با مربع جرم بوزون برداری است، در حالیکه قدرت جفت‌شدگی با فرمیون، با جرم فرمیون متناسب است. قدرت جفت‌شدگی بوزون هیگز با خودش متناسب با مربع جرم بوزون هیگز است.



(a) $g_{HVV} = \frac{2m_V^2}{v} \times (-ig_{\mu\nu})$

(b) $g_{HHVV} = \frac{2m_V^2}{v^2} \times (-ig_{\mu\nu})$

(c) $g_{Hff} = \frac{m_f}{v} \times (i)$



(d) $g_{HHH} = \frac{3m_H^2}{v} \times (i)$

(e) $g_{HHHH} = \frac{3m_H^2}{v^2} \times (i)$

شکل ۲-۲- جفت‌شدگی بوزون هیگز با بوزون‌های پیمانه‌ای، فرمیون‌ها و خودش در استاندارد مدل.

پارامترهای جفت‌شدگی به ترتیب g_{HVV} ، g_{HHVV} ، g_{Hff} ، g_{HHH} و g_{HHHH} هستند [۲].

فصل سوم

خواص، مکانیزم‌های تولید و مدهای واپاشی بوزون

هیگز استاندارد مدل

۳-۱- خواص بوزون هیگز

بوزون هیگز یکی از ذرات بنیادی استاندارد مدل و پنجمین عضو از خانواده‌ی بوزون‌هاست. ذره‌ی هیگز استاندارد مدل را می‌توان به صورت ساده‌ترین شکل ذره‌ی هیگز که می‌تواند در طبیعت وجود داشته باشد و یا به صورت یک موج در ساده‌ترین شکل میدان هیگز که می‌تواند در طبیعت وجود داشته باشد، تعریف کرد. بوزون هیگز یک ذره‌ی بنیادین فرضی است که وجود آن توسط استاندارد مدل پیش‌بینی شده است.

در اوایل دهه‌ی ۱۹۶۰ به تدریج به این نتیجه رسیدند که ویژگی‌های دنیایی که ما در آن زندگی می‌کنیم، مستلزم آن است که میدانی غیر صفر- که در حال حاضر به آن میدان هیگز می‌گوییم- جهان را پر کرده باشد. میدان هیگز با بسیاری از ذرات طبیعت (و میدان‌های متناظرشان) برهمکنش می‌کند. هر چه برهمکنش قویتری با میدان هیگز وجود داشته باشد، جرم ذرات بیشتر است [۷].

میدان هیگز یک میدان کوانتومی است اما با تمام میدان‌های کوانتومی دیگر متفاوت است. از جمله‌ی این تفاوت‌ها می‌توان به موارد زیر اشاره کرد:

- ۱- تمام میدان‌ها دارای اسپین هستند، اسپین میدان هیگز برابر صفر است.
- ۲- قدرت میدان هیگز در سرتاسر جهان غیر صفر است. بدین معنی که جهان در حالت معمولی و پایین‌ترین سطح، آکنده از میدان هیگز غیر صفر است.
- ۳- در آخرین ویژگی میدان هیگز می‌توان به نحوه‌ی برهمکنش میدان هیگز با ذرات دیگر اشاره کرد. ذراتی که با این میدان برهمکنش می‌کنند طوری رفتار می‌کنند که گویی دارای جرم هستند و جرم آنها متناسب با شدت برهمکنش آنهاست.

در حال حاضر، ما اطلاعات کمی در مورد میدان هیگز داریم. در واقع نمی‌دانیم که آیا یک میدان هیگز داریم و یا اینکه چندین میدان هیگز؟ آیا میدان هیگز یک میدان بنیادی است یا اینکه از میدان‌های دیگر تشکیل شده است؟

بنابراین اولین قدم برای درک میدان هیگز، مطالعه‌ی ساده‌ترین نوع این میدان و مطالعه‌ی موجی که به هنگام مختل کردن میدان بوجود می‌آوریم- یعنی ساده‌ترین ذره‌ی هیگز ممکن- می‌باشد. اینها میدان هیگز استاندارد مدل و ذره‌ی هیگز استاندارد مدل نامیده می‌شوند [۷].

۳-۲- مکانیزم‌های تولید بوزون هیگز استاندارد مدل

تولید بوزون هیگز در برخورددهنده‌های هادرونی توسط فرآیندهایی که در آنها بوزون هیگز با ذرات سنگین‌تر جفت می‌شوند، غالب می‌باشد. این بر پایه‌ی این حقیقت است که قدرت جفت‌شدگی بوزون هیگز با بوزون‌های برداری و فرمیون‌ها متناسب با جرم این ذرات افزایش پیدا می‌کند. خصوصاً در برخورددهنده‌های مدرن پروتونی با انرژی‌های مقیاس TeV ، بوزون هیگز تمایل به جفت شدن با بوزون‌های برداری Z ، $W^\pm$ و فرمیون‌های سنگین را مثل کوارک‌های top و $bottom$ دارد. مکانیزم‌های اصلی تولید بوزون هیگز در برخورددهنده‌های هادرونی کنونی عبارت است از [۸]

$$1- \text{ گداخت گلوئون-گلوئون }^1 \quad pp \rightarrow H (gg \rightarrow H)$$

$$2- \text{ گداخت بوزون‌های برداری }^2 \quad qq \rightarrow V^*V^* \rightarrow H$$

$$3- \text{ تولید همراه بوزون‌های }^3 \quad q\bar{q} \rightarrow VH \quad Z/W^\pm$$

$$4- \text{ تولید همراه کوارک‌های سنگین }^4 \quad gg, q\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q}H$$

در ادامه به بررسی مکانیزم‌های اشاره شده در بالا می‌پردازیم [۲، ۵ و ۷].

¹ Gluon-Gluon fusion

² Vector boson fusion

³ Associated production with $Z/W^\pm$ bosons

⁴ Associated production with heavy quarks

۳-۲-۱- مکانیزم گداخت گلوئون-گلوئون

گداخت گلوئون-گلوئون بیشترین سهم را در تولید بوزون هیگز در برخورد دهنده‌های هادرونی دارد. در این فرآیند دو گلوئون، هر کدام از یک پروتون، با یکدیگر برخورد می‌کنند و ذره‌ی هیگز را تولید می‌کنند. اما با توجه به اینکه گلوئون‌ها ذرات بدون جرمی هستند و با ذرات هیگز برهمکنشی ندارند، این سؤال پیش می‌آید که این فرآیند چگونه اتفاق می‌افتد؟ برای پاسخگویی به این سؤال بایستی در نظر داشته باشیم که هم گلوئون‌ها و هم ذره‌ی هیگز به شدت با کوارک‌های سنگین برهمکنش می‌کنند و این فرآیند بوسیله‌ی حلقه‌های مثلثی شکل کوارک‌های سنگین انجام می‌گیرد. همانطور که از قسمت (a) در شکل (۳-۱) دیده می‌شود، گلوئون‌های ناشی از برخورد پرتوها به یک حلقه‌ی کوارک سنگین که یک بوزون هیگز را منتشر می‌کند، جفت می‌شود. این حلقه با بیشترین احتمال از کوارک‌های top تشکیل شده است. در حالیکه کوارک‌های bottom با احتمال کوچکتری می‌توانند در این حلقه نیز شرکت کرده باشند.

اگر مکانیزم اشاره شده در بالا، روندی مخالف با آنچه که استاندارد مدل پیش‌بینی کرده است داشته باشد، بنابراین می‌توان گفت که: یا برهمکنش بین ذره‌ی هیگز با کوارک top از آنچه که در مدل استاندارد انتظار می‌رود، متفاوت است که در این مورد چگونگی جرم‌دار شدن کوارک top به سادگی آنچه که ممکن بوده است، نیست. و یا اینکه ذرات ناشناخته‌ی دیگری، مثل کوارک‌های top، که با هر دوی گلوئون‌ها و کوارک‌های top برهمکنش می‌کنند و در این فرآیند از طریق مشابهی برهمکنش می‌کنند، وجود دارند.

۳-۲-۲- مکانیزم گداخت بوزون‌های برداری

این مکانیزم اشاره به فرآیندهایی دارد که طی آن کوارک‌ها در پرتوهای برخوردکننده، بوزون‌های برداری مجازی را منتشر می‌کنند که به نوبه‌ی خود نابود می‌شوند و بوزون هیگز را تولید می‌کنند. همان طور که در قسمت (b) شکل (۳-۱) نمایش داده شده است، V^*V^* می‌تواند یک جفت

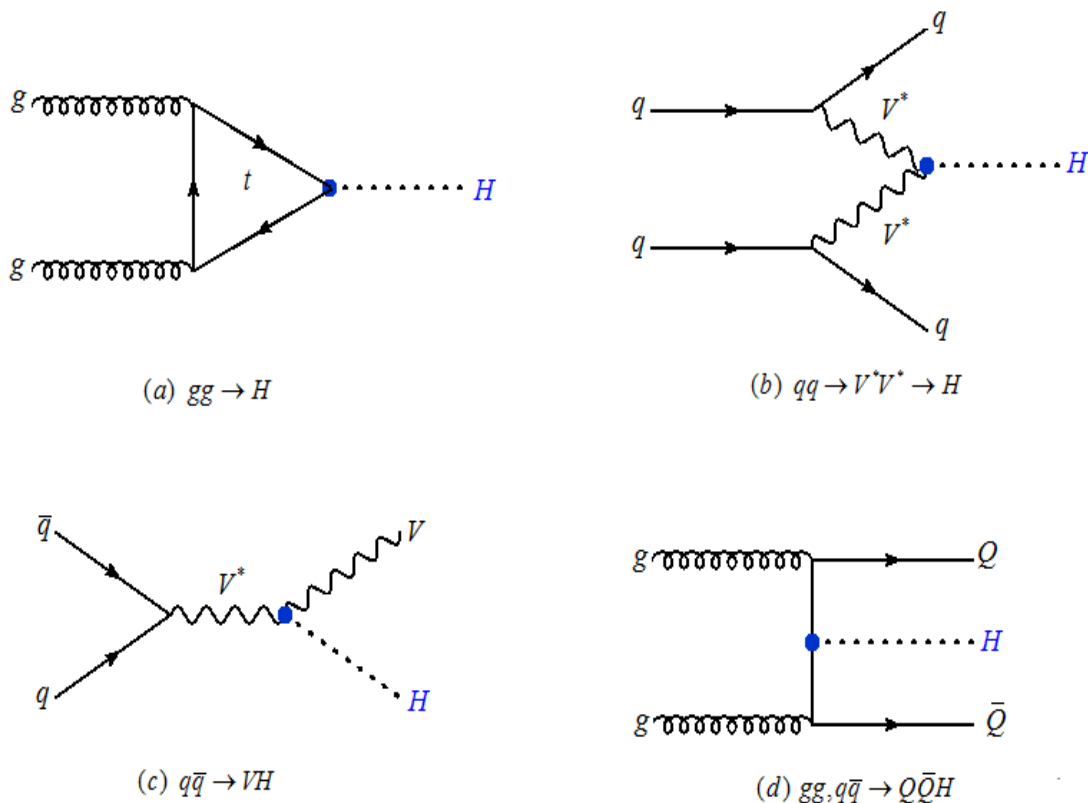
بوزون‌های W یا بوزون‌های Z باشند. کانال گداخت WW سطح مقطع تولید بزرگتری را از کانال ZZ دارد، و این بخاطر این است که بوزون‌های W جفت‌شدگی قویتری با فرمیون‌ها نسبت به بوزون‌های Z را دارد.

۳-۲-۳ مکانیزم تولید همراه بوزون‌های $Z/W^\pm$

در این فرآیند ذره‌ی هیگز همراه بوزون‌های برداری در برخورددهنده‌های هادرونی تولید می‌شود. این فرآیند در قسمت (c) شکل (۱-۳) نشان داده شده است. در این فرآیند یک کوارک و پادکوارک به یکدیگر برخورد می‌کنند و نابود می‌شوند و انرژی آنها تبدیل به یک اختلال در میدان‌های Z یا W می‌شود. (که W و Z ذرات مجازی هستند)، سپس آن اختلال به یک ذره‌ی هیگز و یک ذره‌ی W یا Z واپاشی می‌کند. سطح مقطع تولید HW تقریباً دو برابر HZ است.

۳-۲-۴ مکانیزم تولید همراه کوارک‌های سنگین

در اغلب موارد در LHC، دو گلوئون (یا گهگاهی یک کوارک و یک پاد کوارک) به یکدیگر برخورد می‌کنند و از انرژی حاصل از برخورد آنها یک کوارک top و یک پاد کوارک top تولید می‌شود. خیلی به ندرت، دو گلوئون، یک ذره‌ی کوارک top و یک پاد ذره‌ی مجازی کوارک top که بعداً به یک پاد ذره‌ی کوارک top و یک ذره‌ی هیگز واپاشی می‌کند، تولید می‌کنند. عکس این موضوع نیز می‌تواند اتفاق بیفتد، بدین معنا که دو گلوئون، یک ذره‌ی مجازی کوارک top و یک پاد ذره‌ی کوارک top را تولید می‌کنند. در هر دو حالت، در آخر یک کوارک و یک پاد کوارک top و یک ذره‌ی هیگز خواهیم داشت. که این فرآیند در قسمت (d) شکل (۱-۳) نمایش داده شده است.



شکل ۳-۱- فرآیندهای اصلی تولید بوزون هیگز مدل استاندارد در برخورددهنده‌های هادرونی

۳-۳- واپاشی بوزون هیگز استاندارد مدل

در نظریه‌ی مدل استاندارد پس از آنکه جرم بوزون هیگز مشخص شد، مدهای محتمل واپاشی و پهنای واپاشی متناظر بوزون هیگز می‌تواند قابل پیش‌بینی باشد. در حالت کلی بوزون هیگز به کوارک‌ها، لپتون‌ها، بوزون‌های برداری حقیقی و مجازی و حتی به فوتون‌ها و گلوئون‌ها توسط یک حلقه می‌تواند واپاشی کند.

مدهای واپاشی بوزون هیگز را می‌توانیم به صورت زیر دسته بندی کنیم [۷]:

۱- $H \rightarrow f, \bar{f}$: بوزون هیگز به یک جفت فرمیون مثل $b\bar{b}$, $\tau^+\tau^-$, $c\bar{c}$, $s\bar{s}$, $\mu^+\mu^-$ و $t\bar{t}$

واپاشی می‌کند. در این واپاشی ذره‌ی هیگز برهمکنش مستقیمی با جفت فرمیون دارد.

۲- واپاشی بوزون هیگز به بوزون‌های برداری سنگین:

$$H \rightarrow VV$$

$$H \rightarrow VV^* \rightarrow V\bar{f}f$$

$$H \rightarrow V^*V^* \rightarrow f_1\bar{f}_2f_3\bar{f}_4$$

۳- واپاشی‌های غیر مستقیمی نیز به گلوئون‌ها و فوتون‌ها وجود دارد، با توجه به اینکه بوزون هیگز در سطح درختی^۱ جفت‌شدگی مستقیمی با گلوئون‌ها یا فوتون‌ها ندارد، بوزون‌های هیگز به این ذرات از طریق حلقه‌هایی می‌تواند واپاشی کند. واپاشی $H \rightarrow gg$ با واسطه‌ی حلقه-های سنگین انجام می‌گیرد، و واپاشی $H \rightarrow \gamma\gamma$ و $H \rightarrow \gamma Z$ با حلقه‌های بوزون W یا حلقه-های باردار، قابل انجام خواهد بود.

واپاشی از طریق برهمکنش‌های غیر مستقیم مقداری کوچکتر از واپاشی‌های مستقیم می‌باشد و این بخاطر همین است که این واپاشی‌ها نادر هستند، خصوصا واپاشی هیگز به فوتون‌ها که فقط برای یکی از ۱۰۰۰ ذره‌ی هیگز اتفاق می‌افتد.

حال سوال اینجاست، که ما از محاسبه‌ی تمامی احتمالات واپاشی ذره‌ی هیگز چه چیزی را بدست می‌آوریم؟ محاسبه‌ی احتمال واپاشی از طریق برهمکنش‌های مستقیم به این سوال جواب می‌دهد که: " آیا کوارک‌ها و لپتون‌های باردار جرمشان را همان‌طور که معادلات مدل استاندارد پیش‌بینی می‌کنند، بدست می‌آورند؟" اگر هر کدام از احتمالات واپاشی وجود نداشته باشند، این بدان معناست که ذرات مادی جرمشان را از یک راه خیلی پیچیده‌تری بدست می‌آورند و ذره‌ی هیگز، ذره‌ی هیگز مدل استاندارد نیست، بلکه چیز خیلی پیچیده‌تری است. از این رو ممکن است که کوارک‌ها جرمشان را از یک روش بدست آورند و لپتون‌ها از یک روش متفاوت دیگری جرم‌دار شوند.

بررسی واپاشی به یک ذره‌ی W و یک ذره‌ی مجازی W^* (WW^*)، و ZZ^* بسیار مهم می‌باشد. به خاطر اینکه بررسی این مدل واپاشی به این سوال بنیادی یعنی " آیا ذره‌ای که ما به عنوان ذره‌ی هیگز می‌شناسیم، واقعا در وهله‌ی اول یک ذره‌ی هیگز است؟" جواب می‌دهد. برای اینکه فقط ذره‌ی هیگز است که انتظار می‌رود احتمال واپاشی بزرگتری به WW^* نسبت به واپاشی به فوتون‌ها و یا فوتون‌+

¹ Tree Level

یک Z داشته باشد. اندازه‌گیری دقیق‌تر واپاشی‌ها به سوالات مهم یکسانی جواب خواهند داد: "آیا هیگز پیچیده‌تر از هیگز مدل استاندارد است؟" یا بطور خاص، "آیا بیشتر از یک ذره‌ی هیگز در طبیعت وجود دارد؟" اگر احتمال واپاشی برای WW^* و ZZ^* کوچکتر از مقدار مورد انتظار برای هیگز استاندارد مدل باشد، در این صورت ممکن است جواب دو سوال بالا، "بله" باشد. در آخر واپاشی‌ای که از طریق یک برهمکنش غیر مستقیم با فوتون‌ها اتفاق می‌افتد، ممکن است با احتمالی مخالف مدل استاندارد است اتفاق بیفتد، اگر:

۱- برهمکنش غیر مستقیم بین ذرات هیگز و کوارک‌های t ، و بین ذرات هیگز و W ها با آنچه

که در مدل استاندارد انتظار می‌رود، نمی‌باشد.

۲- و یا ذرات ناشناخته‌ی دیگری وجود دارند که هم با ذرات هیگز و هم با فوتون‌ها برهمکنش می‌کنند.

بنابراین هر یک از این واپاشی‌ها بخشی از اطلاعات مهم و مختلف را در مورد ذره‌ی هیگز می‌دهد.

فصل چهارم

بررسی میدان مربوط به ذرات با اسپین صفر

۴-۱- معادله‌ی دافین-کمر-پتیو (Duffin-Kemmer-Petiau)

در فیزیک ذرات بنیادی برای توصیف ذرات در مکانیک کوانتومی غیر نسبیتی از معادله‌ی شرودینگر، و در مکانیک نسبیتی از معادلات کلاین-گوردن^۱ (ذرات با اسپین صفر)، دیراک^۲ (ذرات با اسپین $\frac{1}{2}$)، پروکا^۳ (ذرات با اسپین یک) و دافین-کمر-پتیو (ذرات با اسپین صفر و یک) استفاده می‌شود.

در این فصل سعی بر آن داریم به بررسی معادله‌ی دافین-کمر-پتیو (Duffin-Kemmer-Petiau) که به آن معادله‌ی DKP می‌گویند، بپردازیم.

معادله‌ی DKP بیش از هفتاد سال پیش معرفی شده است، این معادله فیزیکدانان نظری را قادر می‌ساخت که هم ذرات با اسپین صفر و هم اسپین یک را در غالب یک معادله در بخش نسبیتی مورد بررسی قرار دهند [۹-۱۲]. این معادله برای بررسی و تحلیل برهم‌کنش‌های نسبیتی هادرون‌های با اسپین صفر و یک با هسته، به عنوان جایگزین معادله‌های مرتبه‌ی دوم کلاین-گوردن و پروکا استفاده شده است. معادله‌ی DKP تعمیم مستقیم از معادله‌ی دیراک برای ذرات اسپین صحیح است که در آن ماتریس‌های β جایگزین ماتریس‌های گاما شده‌اند. اما جبر پیچیده‌ای با عنوان جبر DKP در آن در نظر گرفته می‌شود.

این معادله به طور معمول در دو غالب پنج مولفه‌ای و ده مولفه‌ای نمایش داده می‌شود که به ترتیب برای بوزون‌های اسپین صفر و اسپین یک استفاده می‌شود. معادله‌ی DKP برای ذرات با اسپین صفر، تحت پتانسیل برداری دارای ساختار ریاضی یکسانی با همتای شناخته شده‌ای یعنی معادله‌ی کلاین-گوردن دارد، و در نتیجه طی سال‌ها، جامعه‌ی فیزیکی این طور تصور می‌کردند که این معادلات کاملاً هم ارز هستند، اگر چه در حال حاضر می‌دانیم که این هم ارزی نقض شده است [۱۳-۱۵].

¹ Klein-Gordon Equation

² Dirac Equation

³ Proca Equation

این معادله کاربردهای بیشتری در مقایسه با معادله ی پروکا و کلاین-گوردن در مطالعه ی برهم کنش ها دارد [۱۶، ۱۷].

هامیلتونی DKP در حضور برهم کنش های اسکالر و برداری به صورت معادله (۱-۴) است [۱۸-۲۰]:

$$(\beta \cdot \vec{p}c + mc^2 + U_s + \beta^0 U_v^o) \psi(\vec{r}) = \beta^0 E \psi(\vec{r}), \quad (1-4)$$

که $\psi(\vec{r})$ به صورت معادله (۲-۴) می باشد

$$\psi(\vec{r}) = \begin{pmatrix} \psi_{upper} \\ i\psi_{lower} \end{pmatrix}, \quad (2-4)$$

و برای مؤلفه های بالا و پایین داریم:

$$\psi_{upper} \equiv \begin{pmatrix} \phi \\ \phi \end{pmatrix}, \quad \psi_{lower} \equiv \begin{pmatrix} A_1 \\ A_2 \\ A_3 \end{pmatrix}. \quad (3-4)$$

U_s, U_v^o بیانگر برهم کنش های اسکالر و برداری و β^0 ماتریس های 5×5 هستند که به صورت معادله (۴-۴) تعریف می شوند،

$$\beta^0 = \begin{pmatrix} \theta & \tilde{0} \\ \bar{0}_T & 0 \end{pmatrix}, \quad \beta^i = \begin{pmatrix} \tilde{0} & \rho^i \\ -\rho_T^i & 0 \end{pmatrix}, \quad (4-4)$$

که $\tilde{0}, \bar{0}$ و 0 ماتریس های صفر 2×2 ، 2×3 و 3×3 می باشند، و همچنین داریم:

$$\theta = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \rho^1 = \begin{pmatrix} -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \rho^2 = \begin{pmatrix} 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad \rho^3 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (5-4)$$

معادله در $(3+0)$ بعد به صورت معادله (۶-۴) نوشته می شود [۹-۱۲]

$$\begin{aligned}
(mc^2 + U_s)\phi &= (E - U_v^0)\phi + \hbar c \vec{\nabla} \cdot \vec{A}, \\
\vec{\nabla} \phi &= (mc^2 + U_s) \vec{A}, \\
(mc^2 + U_s)\phi &= (E - U_v^0)\phi.
\end{aligned} \tag{6-4}$$

که $\vec{A} = (A_1, A_2, A_3)$ می‌باشد و ψ به طور همزمان ویژه توابع J^2 و J_3 است

$$\begin{aligned}
J^2 \begin{pmatrix} \psi_{upper} \\ \psi_{lower} \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} L^2 \psi_{upper} \\ (L+S)^2 \psi_{lower} \end{pmatrix} = J(J+1) \begin{pmatrix} \psi_{upper} \\ \psi_{lower} \end{pmatrix}, \\
J_3 \begin{pmatrix} \psi_{upper} \\ \psi_{lower} \end{pmatrix} &= \begin{pmatrix} L_3 \psi_{upper} \\ (L_3 + S_3) \psi_{lower} \end{pmatrix} = M \begin{pmatrix} \psi_{upper} \\ \psi_{lower} \end{pmatrix},
\end{aligned} \tag{7-4}$$

جواب عمومی را به صورت رابطه (۴-۸) در نظر می‌گیریم

$$\psi_{JM}(r) = \begin{pmatrix} f_{nJ}(r) Y_{JM}(\Omega) \\ g_{nJ}(r) Y_{JM}(\Omega) \\ i \sum_L h_{nJL}(r) Y_{JL1}^M(\Omega) \end{pmatrix}, \tag{8-4}$$

که $Y_{JM}(\Omega)$ از مرتبه J هستند، و $Y_{JL1}^M(\Omega)$ بردارهای نرمالیزه شده‌ی هارمونیک‌های کروی و g_{nJ} ، f_{nJ} و h_{nJL} توابع موج شعاعی هستند. معادلات بالا منجر به جفت معادلات دیفرانسیل زیر می‌شوند

[۱۸-۲۰]

$$\begin{aligned}
(E_{n,J} - U_v^0) F_{n,J}(r) &= (mc^2 + U_s) G_{n,J}(r), \\
\left(\frac{dF_{n,J}(r)}{dr} - \frac{J+1}{r} F_{n,J}(r) \right) &= -\frac{1}{\alpha_J} (mc^2 + U_s) H_{1,n,J}(r), \\
\left(\frac{dF_{n,J}(r)}{dr} + \frac{J}{r} F_{n,J}(r) \right) &= \frac{1}{\zeta_J} (mc^2 + U_s) H_{-1,n,J}(r), \\
-\alpha_J \left(\frac{dH_{1,n,J}(r)}{dr} + \frac{J+1}{r} H_{1,n,J}(r) \right) &+ \zeta_J \left(\frac{dH_{-1,n,J}(r)}{dr} - \frac{J}{r} H_{-1,n,J}(r) \right) = \frac{1}{\hbar c} \left((mc^2 + U_s) F_{n,J}(r) - (E_{n,J} - U_v^0) G_{n,J}(r) \right),
\end{aligned} \tag{9-4}$$

که به دست می‌آید [۱۸]:

$$\begin{aligned} & \frac{d^2 F_{n,J}(r)}{dr^2} \left[1 + \frac{\zeta_J^2}{\alpha_J^2} \right] \\ & - \frac{dF_{n,J}(r)}{dr} \left[\frac{U'_s}{(m+U_s)} \left(1 + \frac{\zeta_J^2}{\alpha_J^2} \right) \right] \\ & + F_{n,J}(r) \left[-\frac{J(J+1)}{r^2} \left(1 + \frac{\zeta_J^2}{\alpha_J^2} \right) + \frac{U'_s}{(m+U_s)} \left(\frac{J+1}{r} - \frac{\zeta_J^2}{\alpha_J^2} \frac{J}{r} \right) - \frac{1}{\alpha_J^2} \left((m+U_s)^2 - (E_{n,J} - U_v^0)^2 \right) \right] = 0, \quad (10-4) \end{aligned}$$

$$\zeta_J = \sqrt{J/(2J+1)} \text{ و } \alpha_J = \sqrt{\frac{J+1}{2J+1}}, \quad f_{nJ}(r) = F(r)/r, \quad g_{nJ}(r) = G(r)/r, \quad h_{nJJ\pm 1} = H_{\pm 1}/r \text{ که}$$

می‌باشند.

با در نظر گرفتن $U_s = 0$ به فرمول معروف معادله (۱۱-۴) می‌رسیم [۲۰-۱۸]

$$\left(\frac{d^2}{dr^2} - \frac{J(J+1)}{r^2} + (E_{n,J} - U_v^0)^2 - m^2 \right) F_{n,J}(r) = 0. \quad (11-4)$$

۱-۱-۴ - معادله‌ی DKP در حضور برهم‌کنش اسکالر کولنی

در اینجا پتانسیل اسکالر کولنی زیر را در نظر می‌گیریم [۲۱]:

$$U_s = \frac{k}{r}, \quad (12-4-a)$$

$$U_v^0 = 0, \quad (12-4-b)$$

با جایگذاری معادله‌ی (۱۲-۴) و در معادله‌ی (۱۰-۴) بدست می‌آید

$$\begin{aligned} & \frac{d^2 F_{n,J}(r)}{dr^2} + \frac{dF_{n,J}(r)}{dr} \left[\frac{\frac{k}{r^2}}{m + \frac{k}{r}} \right] \\ & + F_{n,J}(r) \left[-\frac{J(J+1)}{r^2} - \frac{kC}{A} \left(\frac{1}{r^3 [m + \frac{k}{r}]} \right) - \frac{1}{\alpha_J^2 A} \left(m + \frac{k}{r} \right)^2 + \frac{E_{n,J}^2}{\alpha_J^2 A} \right] = 0, \quad (13-4) \end{aligned}$$

که A و C به صورت معادلات (۱۴-۴-a) و (۱۴-۴-b) تعریف می‌شوند

$$A = 1 + \frac{\xi_J^2}{\alpha_J^2}, \quad (14-4-a)$$

$$C = J + 1 - \frac{\xi_J^2}{\alpha_J^2} J. \quad (14-4-b)$$

تابع موج و انرژی سیستم برای پتانسیل اسکالر کولنی به صورت معادلات (۴-۱۵) و (۴-۱۶) می باشد

$$F_{0,J}(r) = \sqrt{m + \frac{k}{r}} (mr + k)^\gamma r^\delta \exp(\xi r) \quad (15-4)$$

$$-2\xi\delta m + 2\xi\gamma m - \frac{m^2}{k} + \frac{2m^2k}{\alpha_J^2 A} = 0 \quad (16-4)$$

که داریم

$$\delta = \frac{1}{2} [1 \pm (1 + 4(-\frac{1}{4} + J(J+1) + \frac{C}{A} + \frac{k^2}{\alpha_J^2 A}))^{\frac{1}{2}}], \quad (17-4-a)$$

$$\gamma = \frac{1 \pm 2}{2}, \quad (17-4-b)$$

$$\xi = \pm \sqrt{(\frac{m^2}{\alpha_J^2 A} - \frac{E_{0,J}^2}{\alpha_J^2 A})}, \quad (17-4-c)$$

۴-۱-۲- معادله‌ی DKP تحت پتانسیل‌های اسکالر و برداری کراتزر

برای پتانسیل‌های اسکالر و برداری کراتزر زیر [۲۲]

$$U_s = \frac{a_s}{r} + \frac{b_s}{r^2}, \quad (18-4-a)$$

$$U_v^0 = \frac{a_v}{r} + \frac{b_v}{r^2}, \quad (18-4-b)$$

انرژی و تابع موج سیستم در این حالت به صورت معادله‌های (۴-۱۹) و (۴-۲۰) می باشد

$$E_{0,J} = \sqrt{m^2 - A\alpha_J^2 \left\{ \frac{1}{2\gamma} \left[-\left(\frac{a_s h}{m} + \frac{3b_s d_1}{m} - \frac{3}{4} \frac{a_s^2 f_2}{m^2} - \frac{3b_s^2 d_4}{m^2} - \frac{3a_s b_s g_3}{m^2} - \frac{Ca_s h}{mA} - \frac{2Cb_s d_1}{mA} \right) + \frac{2\delta\gamma}{r_1 - r_2} + \frac{2\xi\gamma}{r_1^2} + \frac{2\gamma\beta}{r_1} \right] \right\}^2} \quad (19-4)$$

$$F_{0,J}(r) = \sqrt{m + \frac{a_s}{r} + \frac{b_s}{r^2}} (r + r_1)^\gamma (r + r_2)^\delta r^\beta \exp(\eta r), \quad (20-4)$$

۴-۱-۳- حل تقریبی معادله‌ی DKP تحت پتانسیل برداری هولسن

برای پتانسیل برداری هولسن $(-\frac{V_0}{e^{\alpha r} - 1})$ ، انرژی و تابع موج سیستم به صورت معادلات (۴-۲۱)

و (۴-۲۲) می‌باشد [۲۳]

$$n + \frac{1}{2}(2n+1) + (2n+1)\left(\sqrt{\frac{1}{4} + \xi_1 + \xi_3 - \xi_2} + \sqrt{\xi_3}\right) + n(n-1) - \xi_2 + 2\xi_3 + 2\sqrt{\xi_3\left(\frac{1}{4} + \xi_1 + \xi_3 - \xi_2\right)} = 0 \quad (21-4)$$

$$F_{n,J}(r) = \exp(-\alpha\alpha_{12}r)(1 - \exp(-\alpha r))^{-\alpha_{12} - \alpha_{13}} P_n^{(\alpha_{10}-1, \alpha_{11}-\alpha_{10}-1)}(1 - 2\exp(-\alpha r)) \quad (22-4)$$

که ثابت‌های به کار رفته به صورت زیر تعریف می‌شوند

$$\xi_1 = -\frac{V_0^2 - \alpha^2 J(J+1)}{\alpha^2} + \frac{2E_{n,J}V_0}{\alpha^2} - \frac{E_{n,J}^2 - m^2}{\alpha^2} \quad (23-4-a)$$

$$\xi_2 = \frac{2E_{n,J}V_0}{\alpha^2} - \frac{2(E_{n,J}^2 - m^2)}{\alpha^2} \quad (23-4-b)$$

$$\xi_3 = -\frac{E_{n,J}^2}{\alpha^2} + \frac{m^2}{\alpha^2} \quad (23-4-c)$$

$$\alpha_{10} = 1 + 2\sqrt{\xi_3}, \quad \alpha_{11} = 2 + 2\left(\sqrt{\frac{1}{4} + \xi_1 + \xi_3 - \xi_2} + \sqrt{\xi_3}\right) \quad (23-4-d)$$

$$\alpha_{12} = \sqrt{\xi_3}, \quad \alpha_{13} = -\frac{1}{2} - \left(\sqrt{\frac{1}{4} + \xi_1 + \xi_3 - \xi_2} + \sqrt{\xi_3}\right) \quad (23-4-e)$$

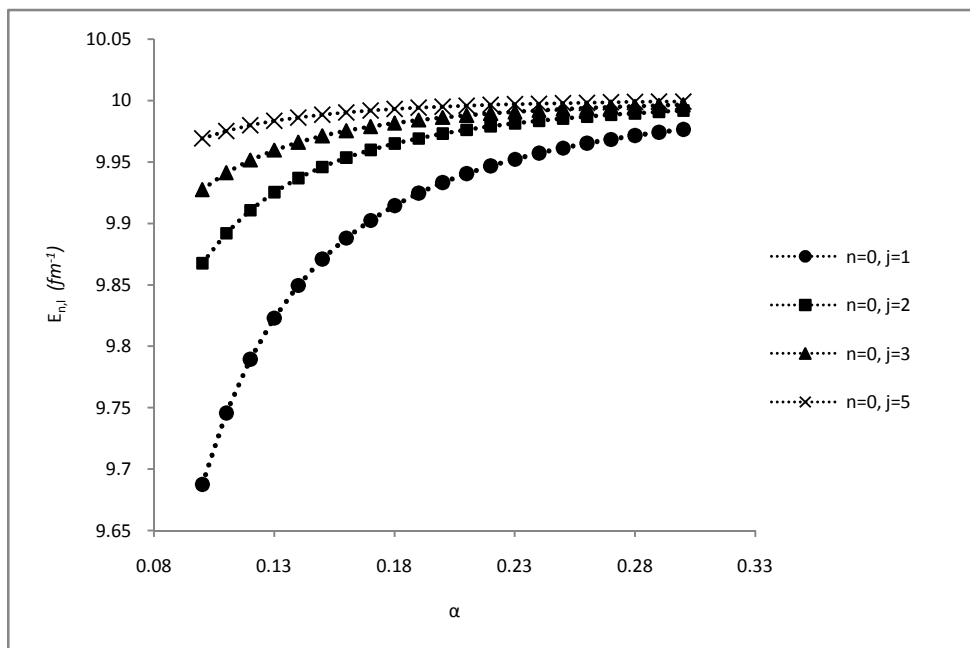
در جدول ۴-۱ نتایج عددی برای مقادیر $\alpha = 0.1$ ، $V_0 = 0.05$ و $m = 10$ گزارش شده است. و رفتار

انرژی بر حسب پارامترهای α و V_0 در شکل‌های ۴-۱ و ۴-۲ آورده شده است. و تابع موج سیستم

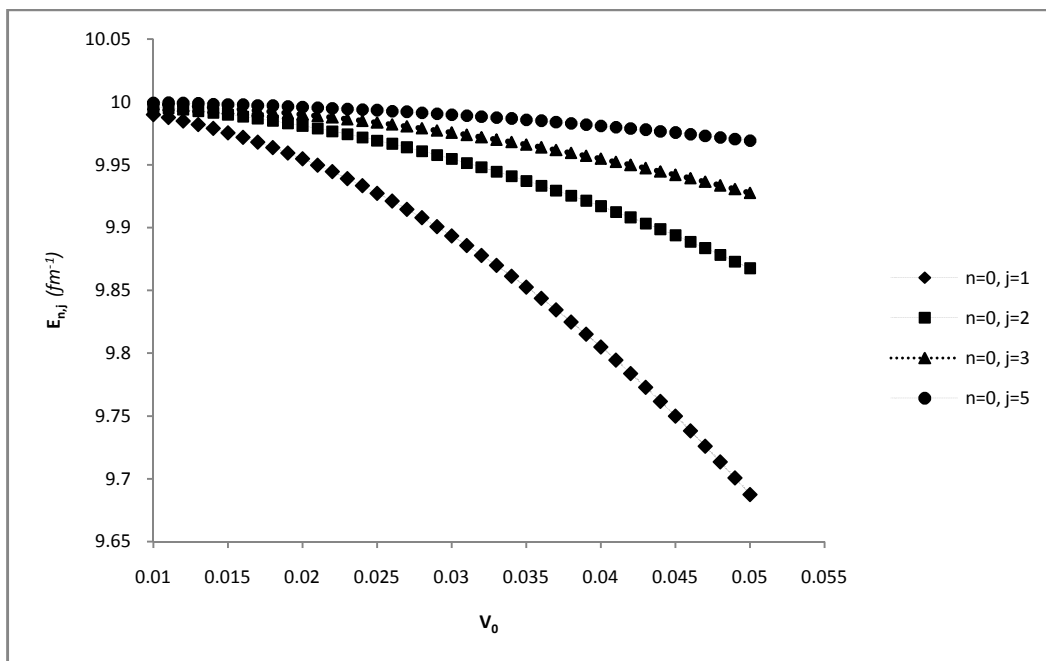
به ازای بعضی از مقادیر n و J در شکل ۴-۳ گزارش شده است.

جدول ۱-۴ - ویژه مقادیر انرژی به ازای حالت‌های مختلف برای پتانسیل برداری هولسن

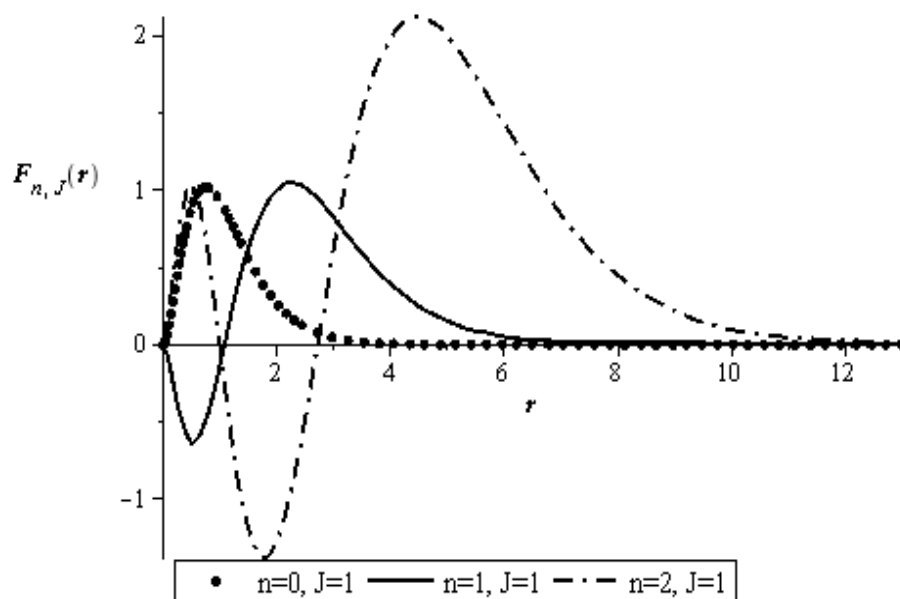
$ n, J\rangle$	$E_{n,J}$	$ n, J\rangle$	$E_{n,J}$
$ 0,0\rangle$	7.096023618	$ 2,0\rangle$	9.830010003
$ 0,1\rangle$	9.687495014	$ 2,1\rangle$	9.939720311
$ 0,2\rangle$	9.867457411	$ 2,2\rangle$	9.966533865
$ 0,3\rangle$	9.927476105	$ 2,3\rangle$	9.979694256
$ 0,4\rangle$	9.954672859	$ 2,4\rangle$	9.987025400
$ 0,5\rangle$	9.969225011	$ 2,5\rangle$	9.991432557
$ 1,0\rangle$	9.511536512	$ 3,0\rangle$	9.922948020
$ 1,1\rangle$	9.874625818	$ 3,1\rangle$	9.969030744
$ 1,2\rangle$	9.935590908	$ 3,2\rangle$	9.982591989
$ 1,3\rangle$	9.961774549	$ 3,3\rangle$	9.989716791
$ 1,4\rangle$	9.975336341	$ 3,4\rangle$	9.993800843
$ 1,5\rangle$	9.983180686	$ 3,5\rangle$	9.996256663



شکل ۱-۴ - انرژی سیستم بر حسب پارامتر α برای پتانسیل برداری هولسن



شکل ۴-۲- انرژی سیستم بر حسب پارامتر V_0 برای پتانسیل برداری هولسن



شکل ۴-۳- تابع موج سیستم برای پتانسیل برداری هولسن به ازای مقادیر مختلف n و $\alpha = 0.1$ ، $V_0 = 0.05$ ، $m = 10$

۴-۱-۴- معادله‌ی DKP تحت پتانسیل‌های اسکالر و برداری کرنل

در حضور پتانسیل‌های اسکالر و برداری کرنل معادلات (۲۴-۴-a) و (۲۴-۴-b) [۲۴]

$$U_s = a_s r + \frac{b_s}{r} \quad (24-4-a)$$

$$U_v^0 = a_v r + \frac{b_v}{r} \quad (24-4-b)$$

رابطه‌ی انرژی و تابع موج سیستم به صورت معادلات (۲۵-۴) و (۲۶-۴) می‌باشد

$$\begin{aligned} 2\xi\delta + \frac{2\beta\xi}{r_1} + \frac{4\gamma\xi}{r_2} - 2\delta\gamma + 4\eta r_2 - 2\beta\gamma b_s \\ + 4\delta\eta + \delta^2 + 2\eta + 4\eta\beta + 4\eta\gamma + 4\eta\xi = -\left(\frac{b_s a_1}{a_s} - \frac{3b_s^2 s}{4a_s^2} - \frac{(2mb_s + 2E_{0,J}b_v)}{A\alpha_J^2} - \frac{cb_s a_1}{a_s A}\right) \\ + \left(\frac{b_s d_1}{a_s} - \frac{3c_2}{4} + \frac{3b_s c_3}{2a_s} - \frac{3b_s^2 M}{4a_s^2} + \frac{cb_s}{A} - \frac{cb_s d_1}{a_s A}\right) + \frac{(2ma_s + 2E_{0,J}a_v)}{A\alpha_J^2} + \frac{1}{A\alpha_J^2}(m^2 + 2a_s b_s - E_{0,J}^2 - 2a_v b_v) \end{aligned} \quad (25-4)$$

$$F_{0,J}(r) = \sqrt{m + a_s r + \frac{b_s}{r}} (r + r_1)^\beta (r + r_2)^\gamma r^\xi \exp(\delta r + \eta r^2) \quad (26-4)$$

که داریم

$$\beta = \frac{1 \pm \sqrt{1 - 4\left(-\frac{3b_2}{4} + \frac{3b_s b_3}{2a_s} - \frac{3b_s^2 h}{4a_s^2}\right)}}{2}, \quad (27-4-a)$$

$$\gamma = \frac{1 \pm \sqrt{1 - 4\left(-\frac{3d_2}{4} + \frac{3b_s d_3}{2a_s} - \frac{3b_s^2 N}{4a_s^2}\right)}}{2}, \quad (27-4-b)$$

$$\xi = \frac{1 \pm \sqrt{1 - 4\left(\frac{b_s b_1}{a_s} - \frac{3b_s^2 f}{4a_s^2} - J(J+1) + \frac{(-b_s^2 + b_v^2)}{A\alpha_J^2} - \frac{cb_s b_1}{Aa_s}\right)}}{2}, \quad (27-4-c)$$

$$\eta = \pm \sqrt{\frac{(a_s^2 - a_v^2)}{4A\alpha_J^2}}, \quad (27-4-d)$$

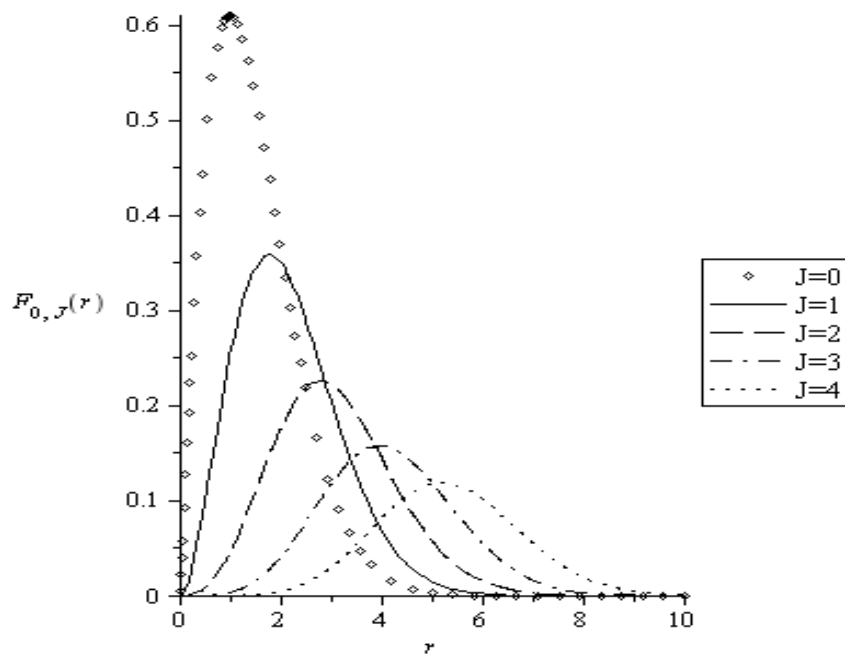
$$\delta = -\frac{1}{2\beta} \left(\frac{b_s c_1}{a_s} - \frac{3a_2}{4} + \frac{3b_s a_3}{2a_s} - \frac{3b_s^2 g}{4a_s^2} + \frac{ca_5}{A} - \frac{cb_s c_1}{Aa_s} - 4\eta\beta r_1 - \frac{2\xi\beta}{r_1} + 2\beta\gamma a_5 \right). \quad (27-4-e)$$

در جدول ۴-۲ طیف انرژی سیستم و ثابت نرمالیزاسیون گزارش داده شده است و ویژه توابع در شکل

۴-۴ نشان داده شده است.

جدول ۴-۲- طیف انرژی سیستم و ثابت نرمالیزاسیون برای پتانسیل اسکالر و برداری کرنل

$ n, J\rangle$	$E_{n,J}$	ξ	δ	$N_{n,J}$
$ 0,0\rangle$	2.637824618	1.539230485	-0.7270276355	2.372602902
$ 0,1\rangle$	3.495550051	2.254992878	-0.3943296503	0.7201493353
$ 0,2\rangle$	4.112492347	3.160826939	0.0267167337	0.0829224123
$ 0,3\rangle$	4.430201988	4.116628264	0.4709887127	0.0040171377
$ 0,4\rangle$	4.480450270	5.091296113	0.9240301600	0.0000859787



شکل ۴-۴- ویژه توابع سیستم به ازای $n=0$ و J های مختلف برای پتانسیل اسکالر و برداری کرنل

فصل پنجم

نسبت‌های انشعاب بوزون هیگز استاندارد مدل

۵-۱- پهنای واپاشی

یکی از کمیت‌های مورد توجهی که در واپاشی ذرات مورد بررسی قرار می‌گیرد، محاسبه‌ی آهنگ واپاشی (Γ) است. در محاسبه‌ی Γ باید این نکته را مورد توجه قرار دهیم که برای حالتی که یک ذره ممکن است مدهای واپاشی مختلفی داشته باشد، آهنگ واپاشی کل برابر است با مجموع تک‌تک آهنگ‌های واپاشی، یعنی

$$\Gamma_{tot} = \sum_{i=1}^n \Gamma_i \quad (1-5)$$

یکی دیگر از کمیت‌هایی که می‌توانیم برای واپاشی‌ها بدست آوریم، نسبت انشعاب‌های^۱ مختلف است، یعنی کسری از ذرات که به صورت خاصی و امی‌پاشد، و به صورت معادله‌ی (۵-۲) محاسبه می‌شود:

$$\frac{\Gamma_i}{\Gamma_{tot}} = \text{نسبت انشعاب برای } i \text{ امین مد واپاشی} \quad (2-5)$$

همانطور که می‌دانیم برای بوزون هیگز استاندارد مدل، مدهای واپاشی مختلفی وجود دارد، بنابراین نسبت انشعاب (BR) به صورت نسبت بین پهنای یک کانال (مد) و مجموع پهنای همه‌ی کانال‌ها تعریف می‌شود

$$BR_{H,i} \equiv \frac{\Gamma_{H,i}}{\Gamma_{H,tot}} \quad (3-5)$$

بنابراین برای محاسبه‌ی نسبت انشعاب یک کانال خاص، نیازمند آن هستیم که پهنای واپاشی هر کانال را بدانیم و هر کانال، به جمع همه‌ی کانال‌ها بهنجار شده است. در مراجع [۸، ۲۵ و ۲۶] پهنای واپاشی را برای فرآیندهای $H \rightarrow f \bar{f}$ ، $H \rightarrow VV$ ، $H \rightarrow Z\gamma$ و $H \rightarrow gg$ می‌توان بدست آورد. در ادامه به بررسی پهنای واپاشی این کانال‌ها می‌پردازیم.

¹ Branching Ratio

۵-۱-۱- پهنای واپاشی کانال $H \rightarrow \gamma\gamma$

پهنای واپاشی هیگز برای این مد واپاشی با استفاده از حلقه‌های مثلثی مختلف که در شکل (۵-)

(۱) نشان داده شده، محاسبه شده است. از مرجع [۸] داریم

$$\Gamma(H \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{\alpha^2 G_F m_H^3}{128\sqrt{2}\pi^3} \left| \sum_i N_{ci} e_i^2 F_i \right|^2 \quad (4-5)$$

که i اسپین ذرات مختلف حلقه $(i = spin-0, spin-\frac{1}{2}, spin-1)$ ، e_i بار الکتریکی در واحد e

است. N_{ci} بیانگر تعدد بار رنگ است که برای لپتون‌ها برابر ۱ و برای کوارک‌ها ۳ می‌باشد. این نسبت

انشعاب برای اولین بار با تقریب $m_i \gg m_H$ محاسبه شده است [۲۷]. F_i ها از رابطه (۵-۵) پیروی

می‌کنند

$$\begin{aligned} F_1 &= 2 + 3\tau + 3\tau(2 - \tau)f(\tau) \\ F_{\frac{1}{2}} &= -2\tau(1 + (1 - \tau)f(\tau)) \\ F_0 &= \tau[1 - \tau f(\tau)] \end{aligned} \quad (5-5)$$

که τ به صورت معادله (۶-۵) تعریف می‌شود

$$\tau = \frac{4m_i^2}{m_H^2} \quad (6-5)$$

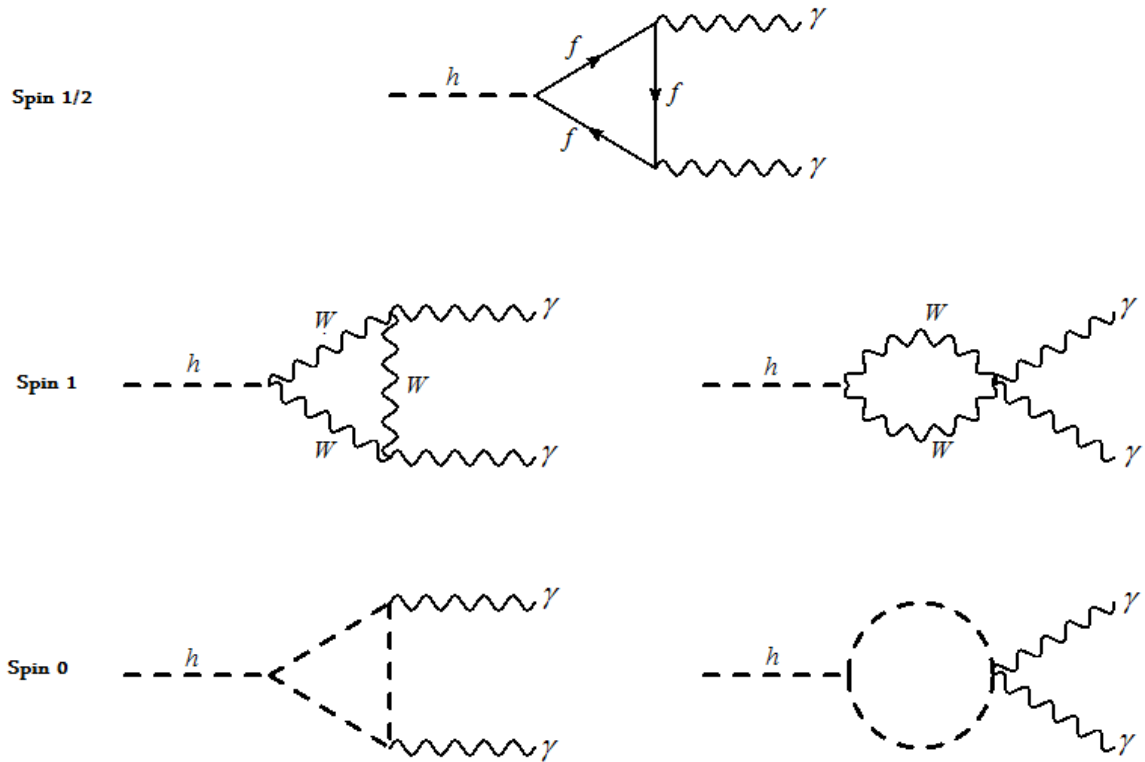
برای بدست آوردن یک مقدار دقیق، نیازمند آنیم که تمامی ذرات محتمل را که می‌تواند در این

حلقه‌ها شرکت کنند در نظر بگیریم. و در نهایت تابع $f(\tau)$ ، به صورت معادله (۷-۵) می‌باشد

$$f(\tau) = \begin{cases} [\sin^{-1}(\sqrt{\frac{1}{\tau}})]^2, & \tau \geq 1 \quad (m_i \geq 0.5m_H) \\ f(\tau) = -\frac{1}{4}[\ln(\frac{1+\sqrt{1-\tau}}{1-\sqrt{1-\tau}}) - i\pi]^2 & \tau < 1 \quad (m_i < 0.5m_H) \end{cases} \quad (7-5)$$

حدود توابع F معادله‌ی (۵-۵)، وقتی که τ افزایش می‌یابد، و یا به عبارت دیگر وقتی که ذره حلقه سنگین‌تر از بوزون هیگز است، به صورت معادله (۸-۵) می‌باشد

$$F_0 \rightarrow -\frac{1}{3}, \quad F_{1/2} \rightarrow -\frac{4}{3}, \quad F_1 \rightarrow 7 \quad (8-5)$$



تصحیحات دو حلقه‌ای برای کانال $H \rightarrow \gamma\gamma$ توسط حلقه‌های کوارک top و QCD بدست می‌آید که این تصحیحات به صورت معادله‌های (۹-۵) و (۱۰-۵) هستند

$$F_t^{2l} = -\frac{\alpha}{4\pi \sin^2(\theta_w)} N_c Q_t^2 \frac{m_t^2}{m_w^2} \left(\frac{367}{96} + \frac{11}{16} h_{4w} + \frac{19}{56} h_{4w}^2 + \frac{29}{140} h_{4w}^3 + O(h_{4w}^4) \right) \quad (9-5)$$

$$F_{QCD}^{2l} = \frac{\alpha_s}{\pi} \frac{4Q_t^2 N_c}{3} \left(1 - \frac{122}{135} h_{4t} - \frac{8864}{14175} h_{4t}^2 - \frac{209186}{496125} h_{4t}^3 + O(h_{4t}^4) \right) \quad (10-5)$$

که F_t^{2l} و F_{QCD}^{2l} به ترتیب تصحیحات دو حلقه‌ای الکتروضعیف مربوط به کوارک top و QCD هستند. و

$$h_{4t} = \frac{m_H^2}{4m_t^2} \text{ و } h_{4w} = \frac{m_H^2}{4m_W^2}, Q_t = \frac{2}{3}, \text{ عامل رنگ, } N_c = 3 \text{ داریم}$$

۵-۱-۲- پهنای واپاشی کانال $H \rightarrow l^+ l^-$

کانال لپتونی از پهنای فرمیونی در مرجع [۸] استخراج شده است. پهنای واپاشی بوزون هیگز به

جفت لپتون‌های باردار با رابطه (۵-۱۱) داده می‌شود

$$\Gamma_0(H \rightarrow l^+ l^-) = \frac{G_F m_l^2 m_H}{4\pi\sqrt{2}} (1 - 4 \frac{m_l^2}{m_H^2})^{\frac{3}{2}} \quad (11-5)$$

برای این حالت تصحیحات تک حلقه‌ای الکتروضعیف به صورت زیر هستند [۲]

$$\Gamma(H \rightarrow l^+ l^-) = \Gamma_0(H \rightarrow l^+ l^-) [1 + (\frac{\alpha}{\pi}) Q_f^2 \Delta_{em}] (1 + \Delta_{weak}) \quad (12-5)$$

که Q_f بار الکتریکی است و

$$\begin{aligned} \Delta_{em} &= -\frac{3}{2} \ln \frac{m_H^2}{m_f^2} + \frac{9}{4} \\ \Delta_{weak} &= \frac{G_F}{8\pi^2\sqrt{2}} \{ C_f m_t^2 + M_W^2 (\frac{3}{\sin^2(\theta_w)} \ln[\cos^2(\theta_w)] - 5) \\ &\quad + M_Z^2 [\frac{1}{2} - 3(1 - 4\sin^2(\theta_w)) |Q_f|^2] \} \end{aligned} \quad (13-5)$$

با در نظر گرفتن تصحیحات تک حلقه‌ای $C_f = 7$ می‌باشد و تصحیحات دو حلقه‌ای نیز از طریق این ثابت می‌تواند در نظر گرفته شود، بنابراین داریم

$$C_f = 7 - 2(\frac{\pi}{3} + \frac{3}{\pi})\alpha_s \quad (14-5)$$

۵-۱-۳- پهنای واپاشی کانال $H \rightarrow q\bar{q}$

پهنای واپاشی این مد به صورت معادله (۵-۱۵) تعریف می‌شود

$$\Gamma(H \rightarrow q\bar{q}) = \frac{3G_F m_H \bar{m}_q^2}{4\pi\sqrt{2}} \left\{ \left(1 - 4 \frac{\bar{m}_q^2}{m_H^2}\right)^{\frac{3}{2}} + \frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{\pi} \left(\frac{17}{4} - 30 \frac{\bar{m}_q^2}{m_H^2}\right) + \left(\frac{\alpha_s}{\pi}\right)^2 \left[K_1 + K_2 \frac{\bar{m}_q^2}{m_H^2} + 12 \sum_{i=u,d,c,s,b} \frac{\bar{m}_i^2}{m_H^2} + \frac{1}{3} \left(\frac{1}{3} \ln^2 \frac{m_H^2}{\bar{m}_q^2} - 2 \ln \frac{m_H^2}{\bar{m}_q^2} + 8 - 2\zeta(2) \right) \right] \right\} \quad (15-5)$$

و $K_1 = 35.93996 - 1.3586N_F$ ، $K_2 = -129.72924 + 6.00093N_F$ می‌باشد که در آن N_F تعداد

طعم‌های کوارک فعال در $m_H = \mu$ و $\zeta(2)$ تابع Riemann-Zeta است.

برای کوارک‌های u, d, s, c همان معادله (۵-۱۴) است. اما برای کوارک b تعریف (۵-۱۶)

استفاده می‌شود

$$C_b = 1 - 2\left(\frac{\pi}{3} + \frac{2}{\pi}\right)\alpha_s \quad (16-5)$$

۵-۱-۴- پهنای واپاشی کانال $H \rightarrow Z\gamma$

محاسبات پهنای واپاشی برای این کانال شبیه محاسبات کانال $H \rightarrow \gamma\gamma$ است. نتایج تحلیلی برای

اولین بار در مرجع [۲۸] آمده است. برای پهنای واپاشی این کانال داریم

$$\Gamma(H \rightarrow Z\gamma) = \frac{1}{32\pi} |A|^2 m_H^3 \left(1 - \frac{m_Z^2}{m_H^2}\right)^3 \quad (17-5)$$

که

$$A = \alpha \sqrt{\frac{8G_F}{\sqrt{2}}} \frac{(A_F + A_W)}{4\pi} \quad (18-5)$$

و

$$\begin{aligned} A_F &= \sum_f N_{cf} \frac{-2e_f (T_f^{3l} - 2e_f \sin^2 \theta_w)}{\sin \theta_w \cos \theta_w} [I_1(\tau_f, \lambda_f) - I_2(\tau_f, \lambda_f)] \\ A_W &= -\cot \theta_w \{ 4(3 - \tan^2 \theta_w) I_2(\tau_w, \lambda_w) \\ &\quad + [(1 + \frac{2}{\tau_w}) \tan^2 \theta_w - (5 + \frac{2}{\tau_w})] I_1(\tau_w, \lambda_w) \} \end{aligned} \quad (19-5)$$

$$g(\tau) = \begin{cases} \sqrt{\tau-1} \sin^{-1}(\frac{1}{\sqrt{\tau}}), & \tau \geq 1 \\ \frac{1}{2} \sqrt{1-\tau} [\ln(\frac{1+\sqrt{1-\tau}}{1-\sqrt{1-\tau}}) - i\pi], & \tau < 1 \end{cases} \quad (20-5)$$

در اینجا e_f بار f که در واحد e ، $T_f^{3l} = \pm \frac{1}{2}$ مولفه‌ی سوم ایزواسپین ضعیف، N_{cf} تعدد رنگ فرمیون f ، و توابع A_F و A_W نمایش دهنده‌ی سهم حلقه‌های فرمیونی و W هستند، و $f(\tau)$ در معادله‌ی (۷-۵) تعریف شده است. و

$$\tau_f = \frac{4m_f^2}{m_H^2}, \quad \lambda_f = \frac{4m_f^2}{m_Z^2}, \quad \tau_W = \frac{4m_W^2}{m_H^2}, \quad \lambda_W = \frac{4m_W^2}{m_Z^2} \quad (21-5)$$

می‌باشند. و برای پارامترهای انتگرالی $I_1(a,b)$ و $I_2(a,b)$ خواهیم داشت

$$I_1(a,b) = \frac{ab}{2(a-b)} + \frac{a^2b^2}{2(a-b)^2} [f(a) - f(b)] + \frac{a^2b}{(a-b)^2} [g(a) - g(b)] \quad (22-5)$$

$$I_2(a,b) = -\frac{ab}{2(a-b)} [f(a) - f(b)] \quad (23-5)$$

مقدار A_F در مقایسه با A_W کوچک است، و معمولاً از آن صرف نظر می‌کنند. برای فرمیون‌های بسیار سنگین، داریم

$$\lim_{m_f \rightarrow \infty} I_1(\frac{4m_f^2}{m_H^2}, \frac{4m_f^2}{m_Z^2}) - I_2(\frac{4m_f^2}{m_H^2}, \frac{4m_f^2}{m_Z^2}) = -\frac{1}{3} \quad (24-5)$$

۵-۱-۵ کانال $H \rightarrow VV$

واپاشی بوزون هیگز به بوزون‌های برداری سنگین را می‌توان به دو بخش تقسیم کرد

۱. واپاشی‌های on-shell، که پهنای واپاشی توسط Jegerlehner و Fleischer برای مد واپاشی

$(H \rightarrow WW, ZZ)$ به صورت رابطه (۲۵-۵) داده شده است [۲۹]

$$\Gamma_0(H \rightarrow VV) = \frac{\sigma_V G_F m_H^3}{16\pi\sqrt{2}} \sqrt{1-x_V} (1-x_V + \frac{3}{4}x_V^2) \quad (25-5)$$

برای $V=W, Z$ ، $\sigma_W=2$ ، $\sigma_Z=1$ و $x_V = \frac{4m_V^2}{m_H^2}$ است. برای جرم‌های بالای هیگز تصحیحی به

صورت معادله (۵-۲۶) بکار برده می‌شود

$$\Gamma = \Gamma_0 \cdot [1 + \frac{G_F m_H^2}{\sqrt{2}\pi^2} (\frac{19}{16} - \frac{3\sqrt{3}\pi}{8} + \frac{5\pi^2}{48})] \quad (26-5)$$

۲. واپاشی‌هایی به V^*V (یک بوزون برداری مجازی و یک بوزون برداری حقیقی) در نظر گرفته

می‌شوند. که پهنای واپاشی به V^*V با روابط (۵-۲۷) تا (۵-۲۹) داده می‌شوند

$$\Gamma(H \rightarrow W^*W) = \frac{3G_F^2 m_W^2 m_H}{16\pi^3} F(\frac{m_W}{m_H}) \quad (27-5)$$

و

$$\Gamma(H \rightarrow Z^*Z) = \frac{G_F^2 m_W^2 m_H}{64\pi^3} \frac{7 - \frac{40}{3} \sin^2 \theta_w + \frac{160}{9} \sin^4 \theta_w}{\cos^4 \theta_w} F(\frac{m_Z}{m_H}) \quad (28-5)$$

که

$$F(x) = -(1-x^2)(\frac{47}{2}x^2 - \frac{13}{2} + \frac{1}{x^2}) + 3(1-6x^2+4x^4)\ln(x) + \frac{3(1-8x^2+20x^4)}{\sqrt{4x^2-1}} \cos^{-1}(\frac{3x^2-1}{2x^3}) \quad (29-5)$$

توجه داشته باشید که در روابط بالا $\frac{1}{2} \leq x \leq 1$ است.

۵-۱-۶- کانال $H \rightarrow gg$

پهنای واپاشی این مد را می‌توان از معادلات (۵-۴) تا (۵-۷) و با نگه داشتن فقط حلقه‌های

کوارکی و جایگذاری $N_{ci}^2 e_i^4 \alpha^2$ با $2\alpha_s^2$ بدست آورد. بنابراین داریم

$$\Gamma_0(H \rightarrow gg) = \frac{\alpha_s^2 G_F m_H^3}{36\pi^3 \sqrt{2}} \left| \sum_i \tau_i [1 + (1-\tau_i) f(\tau_i)] \right|^2 \quad (30-5)$$

که جمع روی کوارک‌های مختلفی است که شرکت کرده‌اند. τ_i و $f(\tau_i)$ در معادلات (۵-۶) و (۵-۷)

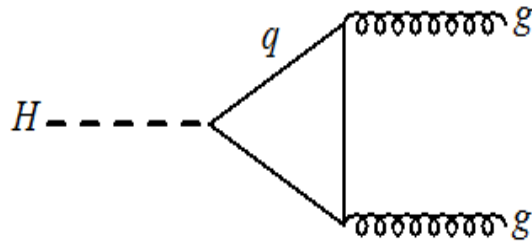
تعریف شده‌اند. باید توجه داشت که عبارت $\tau[1+(1-\tau)f(\tau)]$ وقتی که $\tau \rightarrow \infty$ به $\frac{2}{3}$ نزدیک می-

شود.

با در نظر گرفتن اصلاحات تا مرتبه‌ی $O(\alpha_s^2 G_F m_t^2)$ ، بدست می‌آوریم

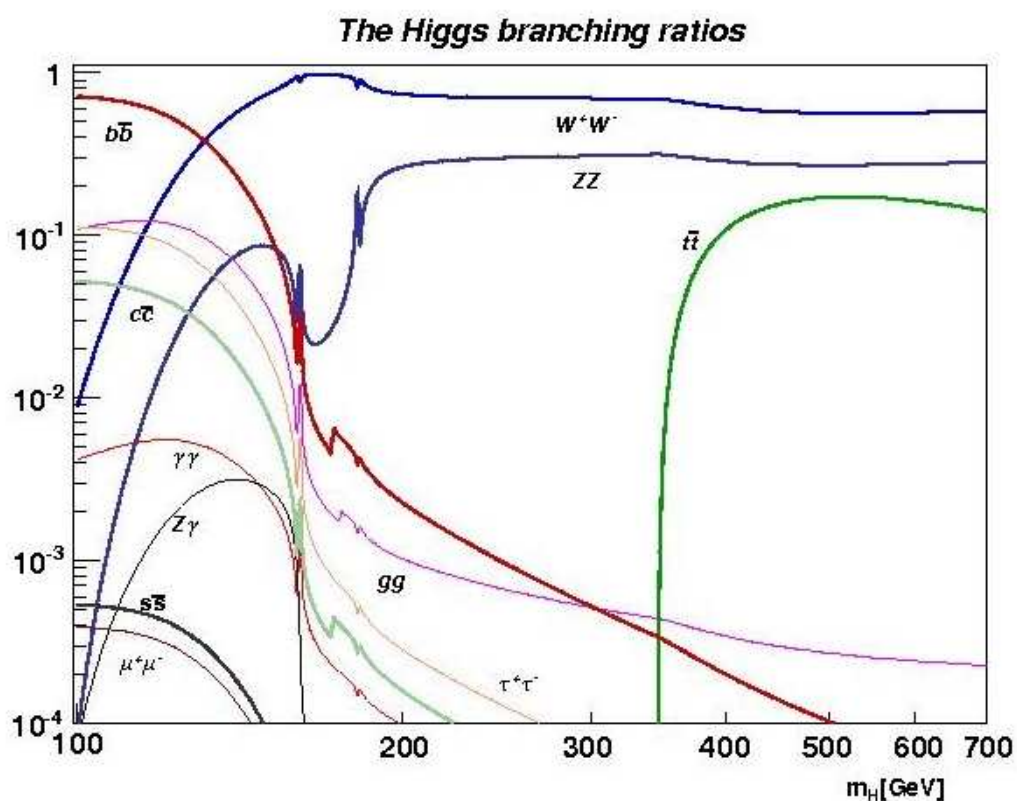
$$\Gamma(H \rightarrow \gamma\gamma) = \Gamma_0 \cdot [1 + x_t + \frac{\alpha_s(m_H)}{\pi} (17.917 + 30.811x_t) + 150.550 (\frac{\alpha_s(m_H)}{\pi})^2] \quad (31-5)$$

و پارامتر تصحیحات الکتروضعیف $x_t = \frac{G_F m_t^2}{8\pi^2 \sqrt{2}}$ است.



شکل ۵-۲- نمودار مثلثی برای جفت‌شدگی Hgg

با استفاده از روابط اشاره شده در بالا، نسبت‌های انشعاب بوزون هیگز استاندارد مدل را به ازای جرم-های مختلف بوزون هیگز به دست آوردیم، و نتایج را در شکل ۵-۳ رسم کرده‌ایم. نتایج به دست آمده در توافق خوبی با کارهای انجام شده در این زمینه می‌باشد [۳۰]. همچنین برای $M_H = 125(GeV)$ نتایج را در جدول ۵-۱ بیان کرده‌ایم. همان طور که از جدول ۵-۱ مشخص است، برای جرم $M_H = 125(GeV)$ مد واپاشی غالب $b\bar{b}$ می‌باشد، و سپس مدهای واپاشی W^+W^- و gg بیشترین نسبت انشعاب را دارند.



شکل ۵-۳- نسبت‌های انشعاب برای واپاشی‌های اصلی بوزون هیگز استاندارد مدل

جدول ۵-۱- نسبت‌های انشعاب برای بوزون هیگز استاندارد مدل برای $M_H = 125(\text{GeV})$

Decay Modes $M_H = 125(\text{GeV})$	BR
$H \rightarrow W^+, W^-$	0.254013837481233
$H \rightarrow Z, Z$	0.027737620803916
$H \rightarrow \gamma, \gamma$	0.005433901540314
$H \rightarrow g, g$	0.111863308530495
$H \rightarrow \gamma, Z$	0.002176077508594
$H \rightarrow b, \bar{b}$	0.483075444946515
$H \rightarrow c, \bar{c}$	0.035319881887416
$H \rightarrow s, \bar{s}$	0.000376978399424
$H \rightarrow \tau, \bar{\tau}$	0.079726567228580
$H \rightarrow \mu, \bar{\mu}$	0.000276381673513
Total width	0.003208193758743

فصل ششم

محاسبه‌ی سطح مقطع تولید بوزون هیگز استاندارد

مدل

۶-۱- برنامه‌ی Calchep

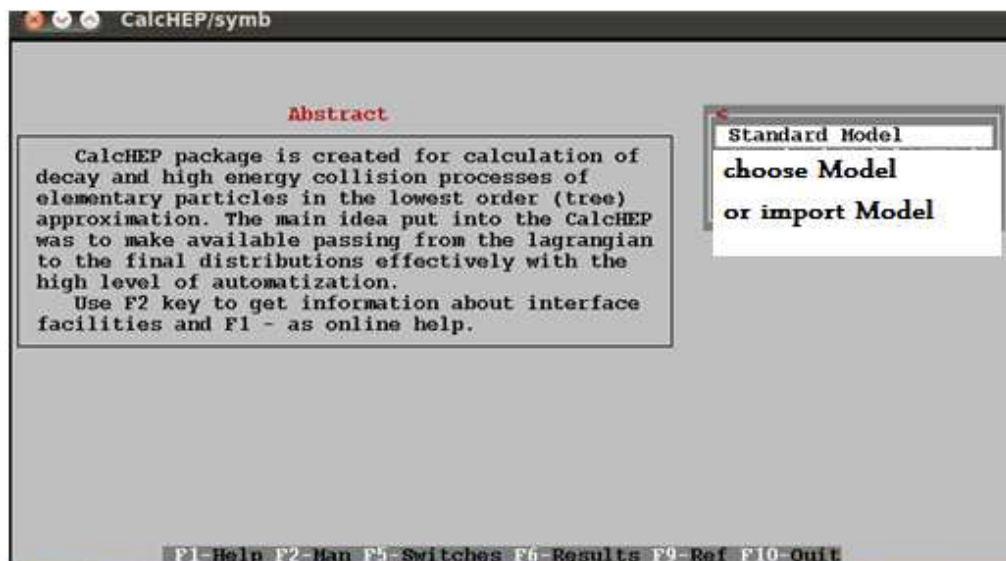
همانطور که قبلاً اشاره شد، مکانیزم‌های اصلی تولید بوزون هیگز در برخورد دهنده‌های هادرونی کنونی عبارت است از:

۱. تولید همراه بوزون‌های $Z/W^\pm$ ($q\bar{q} \rightarrow VH$)
۲. گداخت بوزون‌های برداری ($p, p \rightarrow q_1, q_2, H$)
۳. تولید همراه کوارک‌های سنگین ($gg, q\bar{q} \rightarrow Q\bar{Q}H$)
۴. گداخت گلوئون-گلوئون ($pp \rightarrow H$)

در این فصل می‌خواهیم هر یک از این مکانیزم‌ها را به طور جداگانه مورد بررسی قرار دهیم و سطح مقطع تولید بوزون هیگز را برای هر حالت که توسط برنامه‌ی Calchep بدست آورده‌ایم را بیان کنیم. اما در ابتدا به بررسی برنامه‌ی Calchep می‌پردازیم.

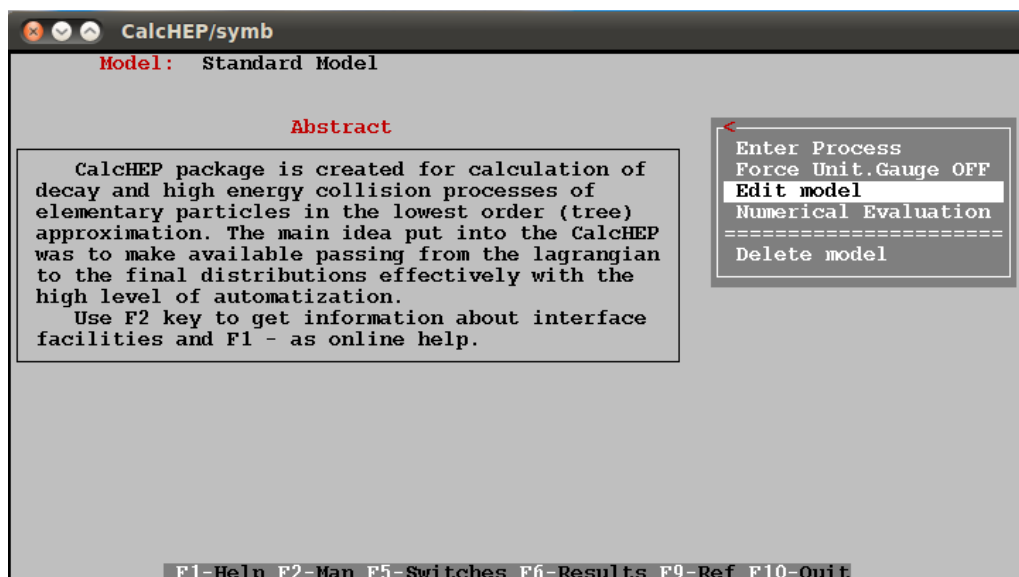
برنامه‌ی Calchep [۳۱، ۳۲] یک بسته نرم افزاری است که برای محاسبه و شبیه سازی فرآیندهای انرژی بالا در سطح پارتونی طراحی شده است. از جمله ویژگی‌های اصلی Calchep می‌توان به محاسبه‌ی نمودارهای فاینمن، شبیه‌سازی برخوردها در سطح پارتونی و انتگرال گیری بر روی فضای فاز چند ذره‌ای اشاره کرد.

اولین صفحه‌ای که به هنگام اجرای برنامه ظاهر می‌شود، به صورت شکل (۶-۱) است. در این قسمت، می‌توانیم مدلی را که می‌خواهیم فرآیند مورد نظر را در آن بررسی کنیم، انتخاب نماییم. علاوه بر آن می‌توان هر مدلی را که مد نظر است توسط گزینه‌های موجود در این قسمت اضافه کرد.



شکل ۶-۱- تصویری از صفحه‌ی اولیه‌ی Calcchep

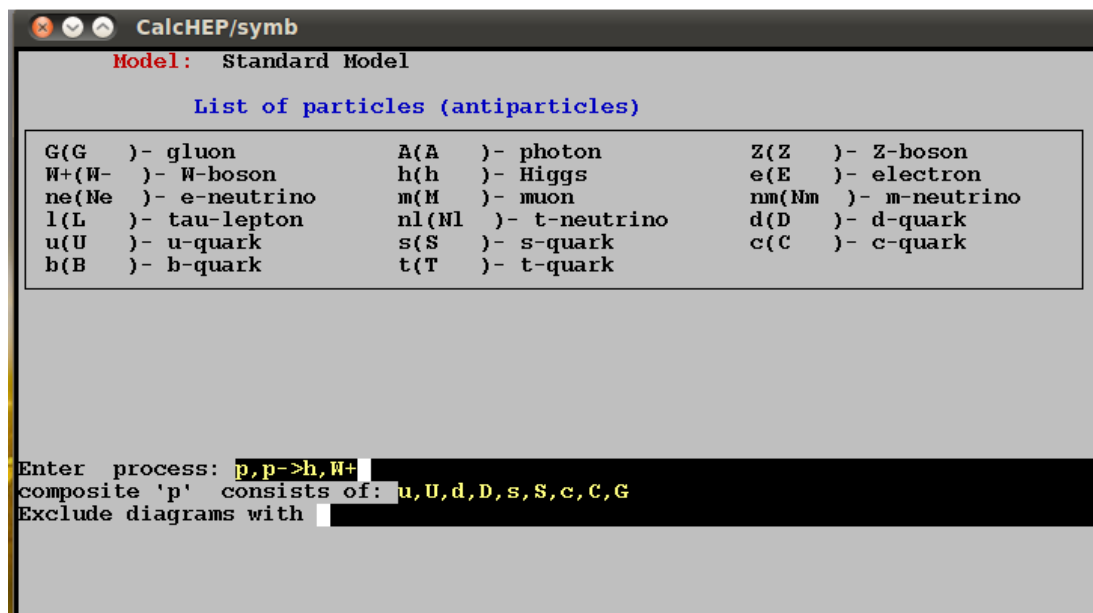
پس از آنکه مدل مورد نظر (مثلا استاندارد مدل) را انتخاب کردیم، پنجره‌ای به صورت شکل (۶-۲) مشاهده خواهیم کرد.



شکل ۶-۲- تصویری از Calcchep برای وارد کردن فرآیند و اصلاح مدل

با استفاده از گزینه‌های موجود در این پنجره می‌توان مدل را اصلاح کرد که از طریق گزینه‌ی Edit Model می‌توانیم این کار را انجام دهیم. و همچنین می‌توانیم فرآیندی را که می‌خواهیم بررسی کنیم را از طریق گزینه‌ی Enter Process وارد نماییم.

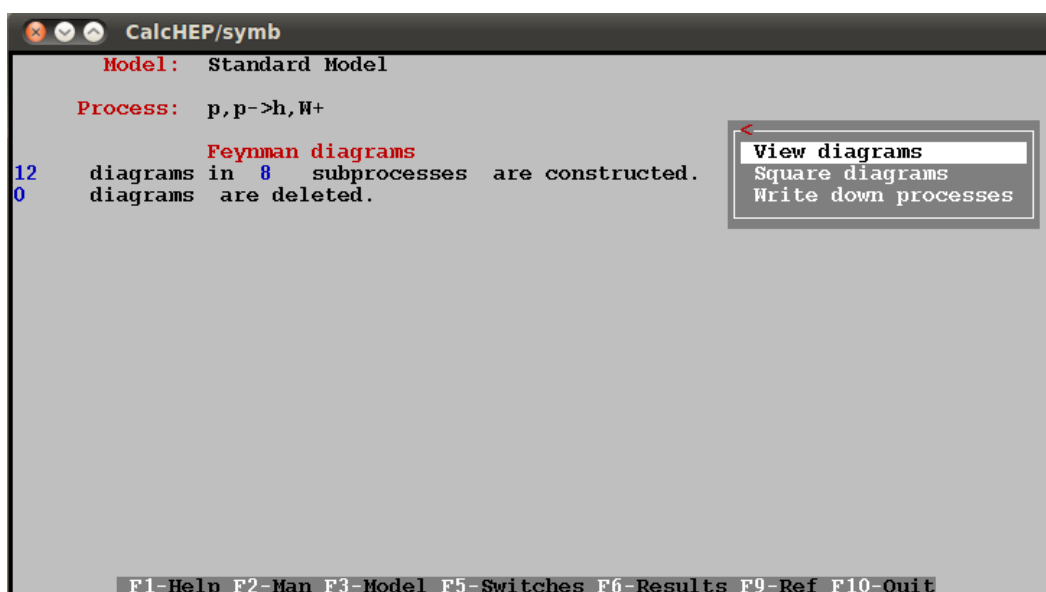
با انتخاب گزینه‌ی Enter Process نمایشی همانند شکل ۳-۶ خواهیم داشت.



شکل ۳-۶- نمایشی از CalcHEP برای وارد کردن فرآیند

که این شکل شامل لیستی از ذرات به همراه پاد ذره‌های آنها می‌باشد. برای مثال اگر فرآیند مورد بررسی $p, p \rightarrow h, W^+$ باشد، می‌توانیم آن را در قسمت Enter process بنویسیم. ذرات ورودی و خروجی توسط ">" و ذرات در هر طرف، توسط "<" از یکدیگر جدا می‌شوند. اگر در فرآیند مورد نظر ذره‌ی مرکبی وجود داشته باشد (مثلاً p-پروتون)، گزینه‌ای به صورت "composite 'p' consist of:" ظاهر می‌شود که در این قسمت بایستی قید کنیم که ذره‌ی مرکب از چه ذرات دیگری تشکیل شده است. و اگر ذره‌ی مرکبی وجود نداشته باشد، این گزینه مشاهده نخواهد شد. در شکل (۳-۶)، "Exclude diagrams with" به ما این امکان را می‌دهد که حضور بعضی از ذرات را در خطوط داخلی نمودارهای فاینمن نادیده بگیریم که با خالی گذاشتن این قسمت مجموعه‌ی کاملی از نمودارها ساخته

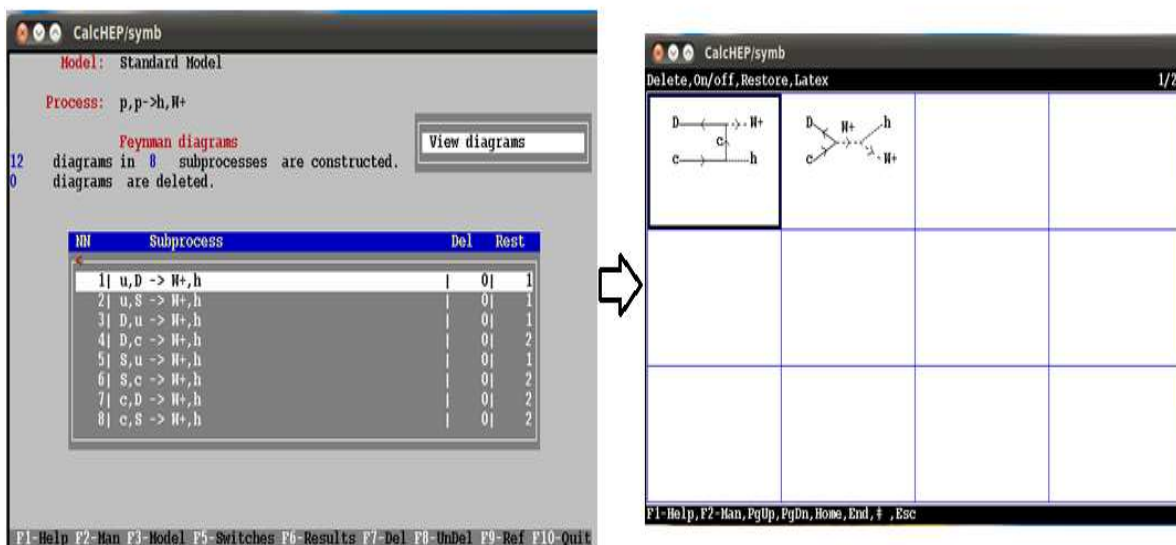
می‌شود. هر زمان در طول فرآیند، کاربر می‌تواند با فشار دادن کلید Esc به مرحله‌ی قبل که ورودی‌ها وارد می‌شوند، برگردد، و با فشار دادن کلید F_1 به Online help دسترسی پیدا کند. بعد از اینکه وارد کردن فرآیند کامل شد، Calcchep شروع به تولید نمودارهای فاینمن می‌کند. اگر تعداد نمودارهای تولید شده صفر باشد، خطای متناظر با آن ظاهر می‌شود و برنامه به ابتدایی که فرآیند را وارد می‌کنیم، برمی‌گردد. در غیر این صورت مرحله‌ی بعدی اجرا می‌شود، که این مرحله در شکل (۴-۶) نشان داده شده است.



شکل ۴-۶- تصویری از Calcchep به هنگام تولید نمودارها

همانطور که از شکل ۴-۶ دیده می‌شود، می‌توان اطلاعاتی در مورد تعداد نمودارهای فاینمن تولید شده و همچنین زیر فرآیندهای^۱ تولید شده بدست آورد. علاوه بر این می‌توان با انتخاب گزینه‌ی "View diagrams" و سپس با کلیک کردن روی یکی از زیر فرآیندها، نمودار فاینمن تولید شده را مشاهده کرد. (شکل ۵-۶)

¹ Subprocess

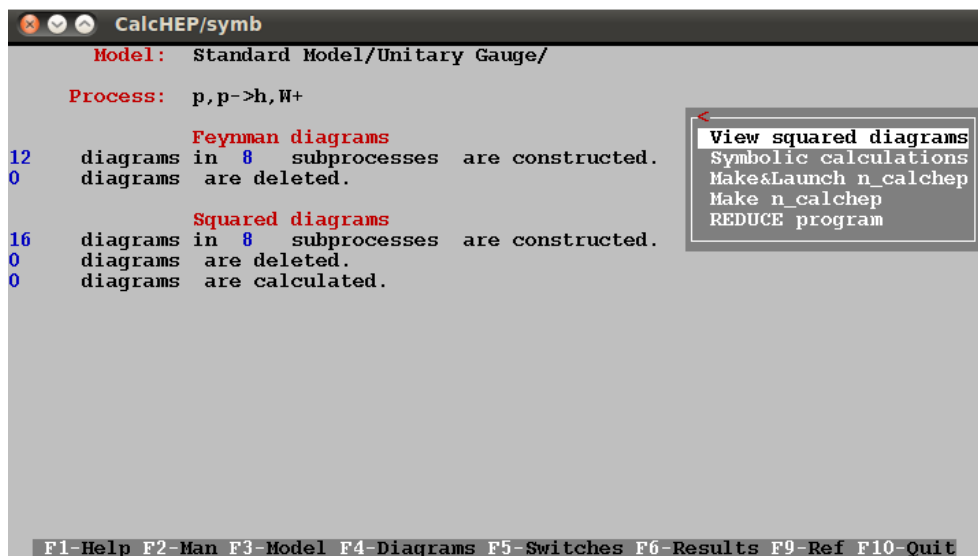


شکل ۶-۵- تصویری از نمودارهای فاینمن تولید شده توسط Calchep

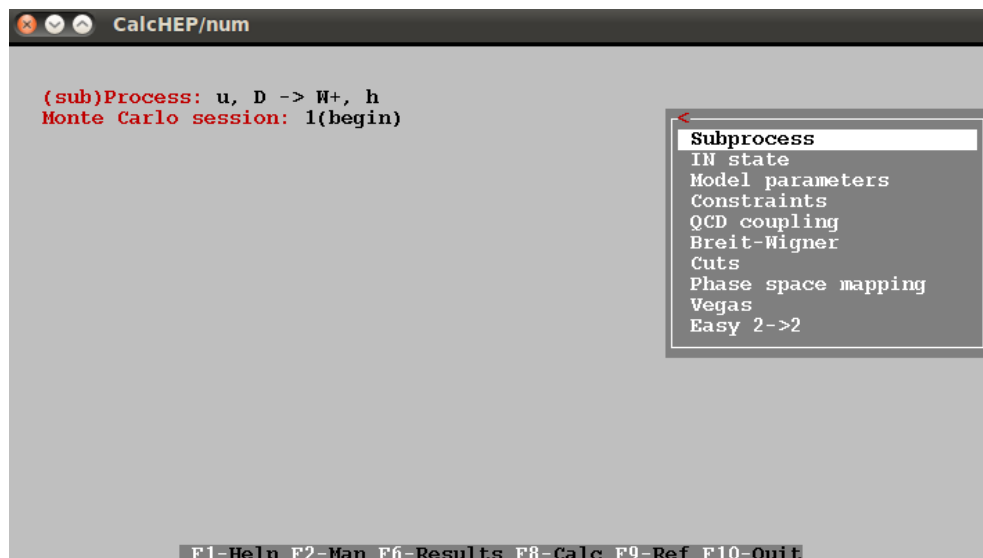
در نمودارهای بدست آمده توسط Calchep، نکاتی قابل توجه است که به صورت زیر می‌توان بیان کرد:

- در این نمودارها، ذرات ورودی در سمت چپ نمودار و ذرات خروجی در سمت راست نمایش داده می‌شوند.
- Calchep از خطوط نقطه چین برای نمایش ذرات اسکالر، خطوط خط چین (خط تیره) برای نمایش ذرات با اسپین کل (۱ و ۲)، و از خطوط توپر برای نمایش ذرات با اسپین کل نیمه صحیح (۳/۲ و ۱/۲) استفاده می‌کند.
- ذرات ورودی و خروجی با اسامی مربوطه در انتهای هر خط نامگذاری شده‌اند. ذرات مجازی نیز توسط اسامی‌شان در وسط خط نمایش داده می‌شوند.
- در پراکندگی، اولین ذره‌ی برخورد کننده در بالای تصویر و دومین ذره در پایین نمودار نشان داده می‌شود.

برای ادامه‌ی کار، بایستی Square diagrams را از شکل ۴-۶ انتخاب کنیم، با این کار دامنه‌ی پراکندگی را مربع می‌کنیم، و سپس از منوی ظاهر شده در شکل ۶-۶، گزینه‌ی Make & Launch n_calchep را برگزینیم. با این کار پنجره‌ای به صورت شکل ۷-۶ باز می‌شود.

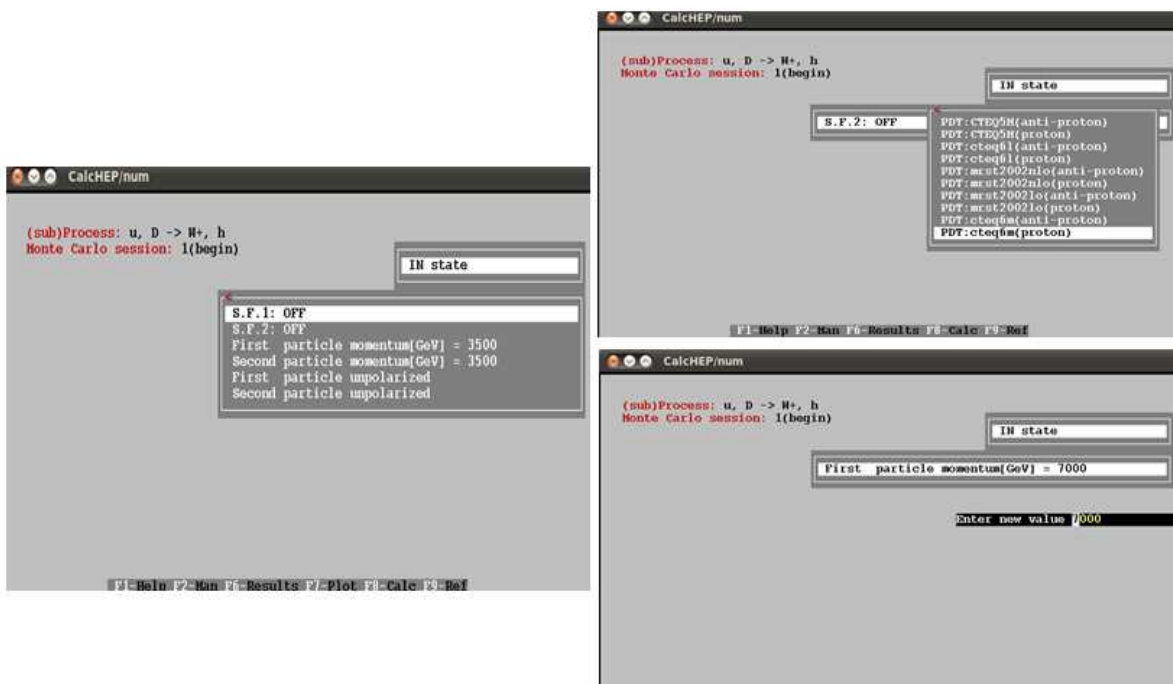


شکل ۶-۶- تصویری از Calcchep به هنگام اجرای Square diagrams



شکل ۶-۷- تصویری از Calcchep به هنگام اجرای Make & Launch n_calchep

حال در این مرحله بایستی، انرژی پروتون‌های ورودی و تابع توزیع پارتونی^۱ (PDF) آنها را وارد نماییم. PDF تعیین می‌کند که چقدر از پروتون از کوارک up، چه قدر از کوارک charm و ... است. دانش دقیق در مورد تابع توزیع پارتونی پروتون، در جهت پیش‌بینی‌هایی برای فرآیندهای استاندارد مدل و فرآیندهای ورای استاندارد مدل در برخورد دهنده‌های هادرونی ضروری است. با توجه به اینکه QCD، محتوی پارتونی پروتون را پیش‌بینی نمی‌کند، اینها به صورت آزمایشی تعیین می‌شوند. بنابراین گزینه‌ی IN State را از شکل ۶-۷، انتخاب می‌کنیم. با این کار منویی باز می‌شود که در قسمتهای "S.F.1 و S.F.2"، PDF پروتون‌ها را از میان مجموعه‌ای که وجود دارد انتخاب می‌کنیم که ما cteq6m(proton) را برمی‌گزینیم که پنج طعم (u, d, c, s و g) را شامل می‌شود، و در قسمت-های "First Particle momentum و Second Particle momentum" انرژی آنها را بیان می‌کنیم که این گزینه‌ها در شکل ۶-۸ نشان داده شده است.



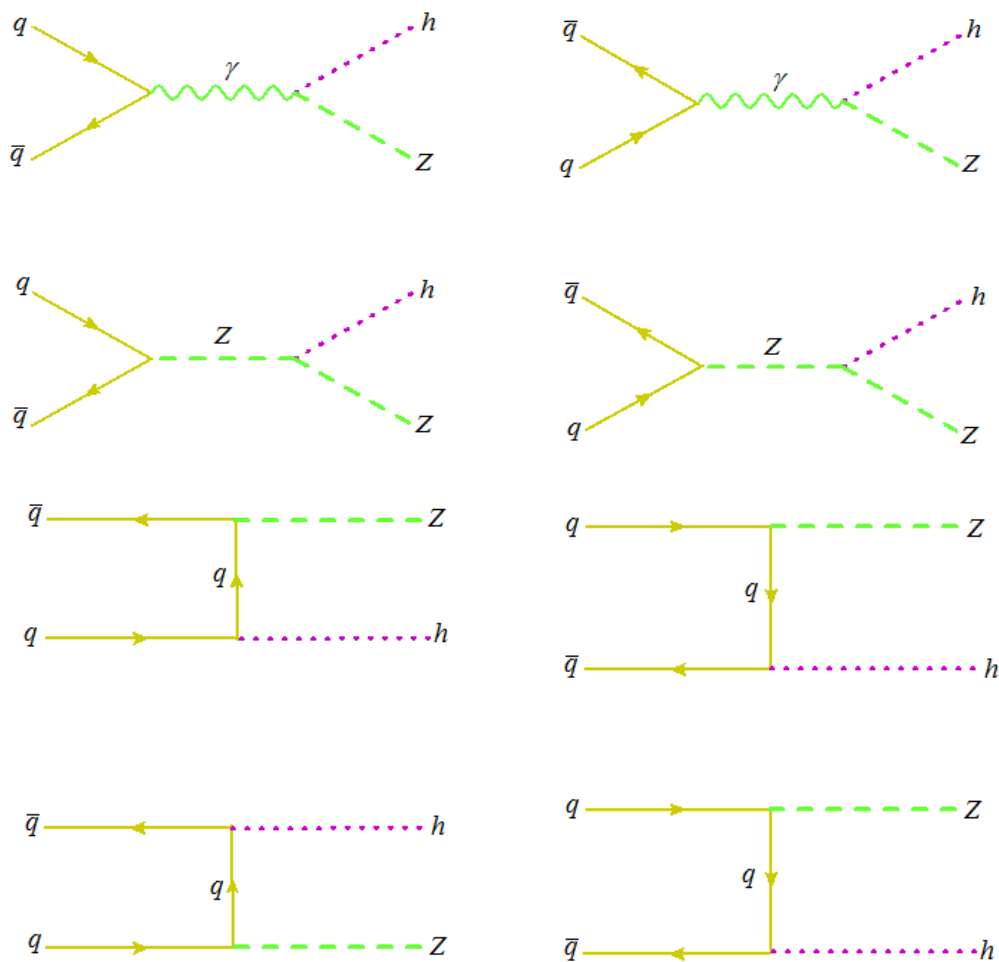
شکل ۶-۸- تصویری از Calcchep به هنگام وارد کردن انرژی و PDF پروتون‌ها

¹ Parton Distribution Function

و بعد از آن با وارد شدن به منوی Vegas، با روش انتگرال گیری مونت کارلو، انتگرال گیری انجام می-گیرد. حال به بررسی فرآیندها می پردازیم.

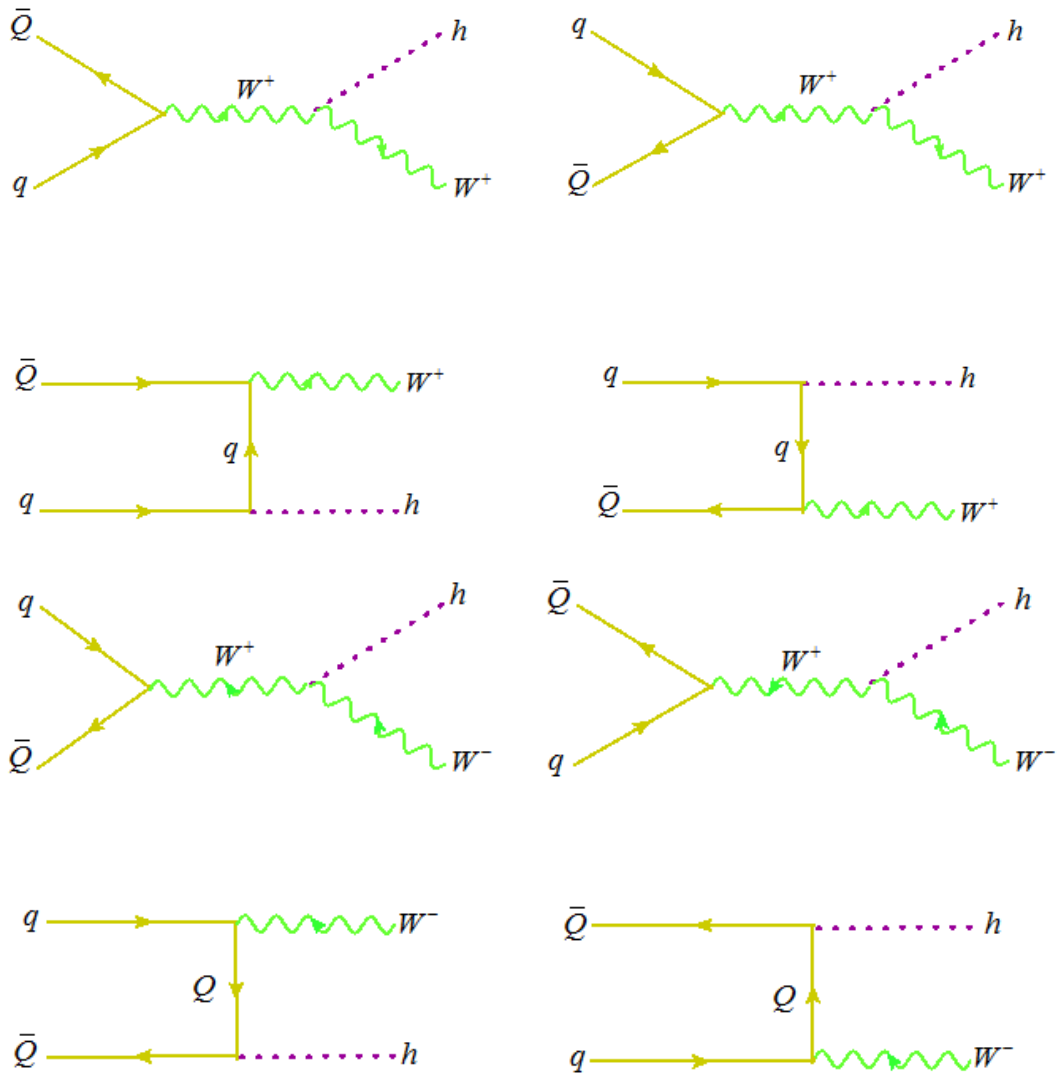
۶-۲- تولید همراه بوزون های $Z/W^\pm$ ($q\bar{q} \rightarrow VH$)

برای محاسبه ی سطح مقطع این کانال، روندی همانند آنچه که در مورد چگونگی وارد کردن فرآیند در برنامه ی Calchep گفته شد را پیش می گیریم، و فرآیند $p, p \rightarrow VH$ را وارد می کنیم که یکبار به جای V ، بوزون Z و بار دیگر بوزون $W^\pm$ قرار می دهیم. نمودارهای فاینمن بدست آمده توسط Calchep برای $p, p \rightarrow Z, H$ به صورت شکل ۶-۹ می باشد.



شکل ۶-۹- نمودارهای فاینمن بدست آمده توسط Calchep برای $p, p \rightarrow Z, H$

و برای فرآیند $p, p \rightarrow W^{\pm}, H$ خواهیم داشت

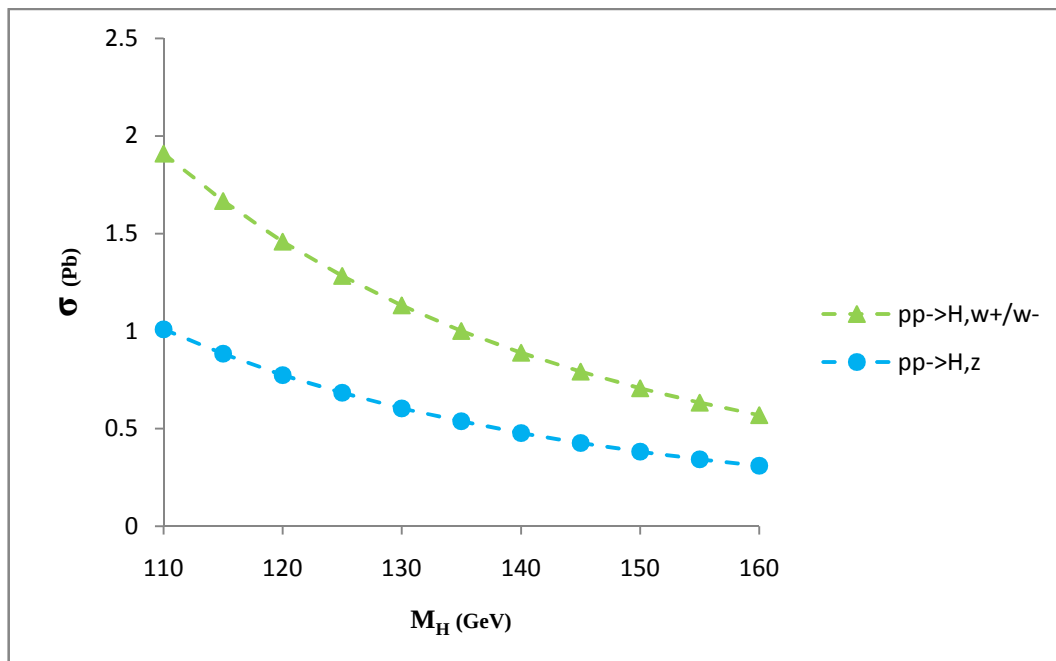


شکل ۶-۱۰- نمودارهای فاینمن بدست آمده توسط Calcchep برای $p, p \rightarrow W^{\pm}, H$

سطح مقطع‌های بدست آمده برای این دو حالت در جدول ۶-۱ آمده است، و نمودار سطح مقطع به ازای جرم‌های مختلف بوزون هیگز در شکل ۶-۱۱ نشان داده شده است.

جدول ۶-۱- سطح مقطع تولید بوزون هیگز برای $p, p \rightarrow H, W^+ / Z$

M_H (GeV)	$\sigma(Pb)$	$\sigma(Pb)$
	$p, p \rightarrow H, W^+ / W^-$	$p, p \rightarrow H, Z$
110	1.9091507	1.008017
115	1.665704	0.883089
120	1.4583073	0.774356
125	1.2820362	0.682779
130	1.1307437	0.603504
135	1.000092	0.536702
140	0.8884664	0.4772623
145	0.7908675	0.4259915
150	0.7065145	0.3821866
155	0.6332222	0.3424959
160	0.5683255	0.3088795



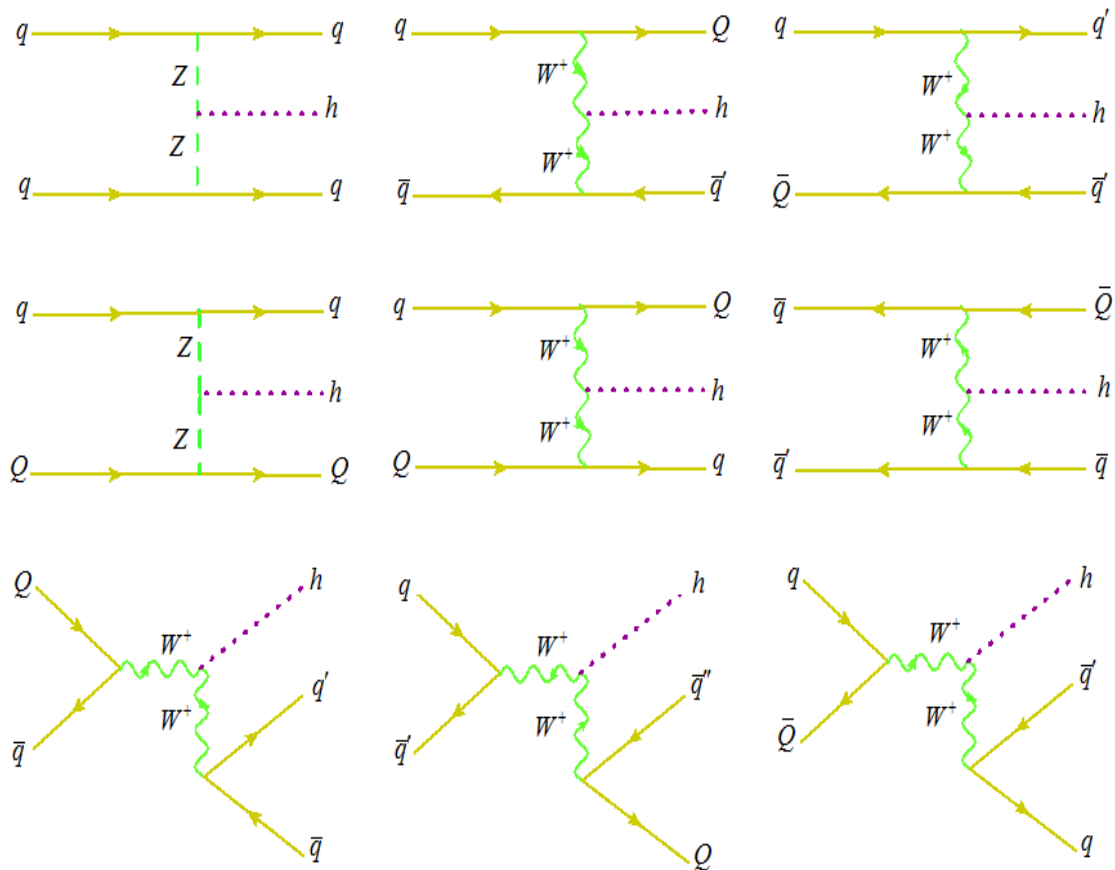
شکل ۶-۱۱- نمودار سطح مقطع تولید بوزون هیگز استاندارد مدل به همراه بوزون‌های برداری بر حسب M_H

همانطور که از شکل ۶-۱۱، پیداست سطح مقطع تولید بوزون هیگز برای فرآیند $p, p \rightarrow H, W^\pm$ در مقایسه با $p, p \rightarrow H, Z$ بیشتر است، این بدان معناست که احتمال تولید بوزون هیگز از طریق $p, p \rightarrow H, W^\pm$ بیشتر اتفاق می‌افتد. مشاهده می‌کنیم که با افزایش جرم بوزون هیگز احتمال تولید آن کاهش می‌یابد بدین معنی که احتمال تولید بوزون هیگز سنگین از طریق این فرآیندها کم می‌باشد.

۶-۳- گداخت بوزون‌های برداری ($p, p \rightarrow q_1, q_2, H$)

با انجام همان روش گفته شده در ابتدا نمودارهای فاینمن بدست آمده برای این مد به صورت

شکل ۶-۱۲ خواهند بود



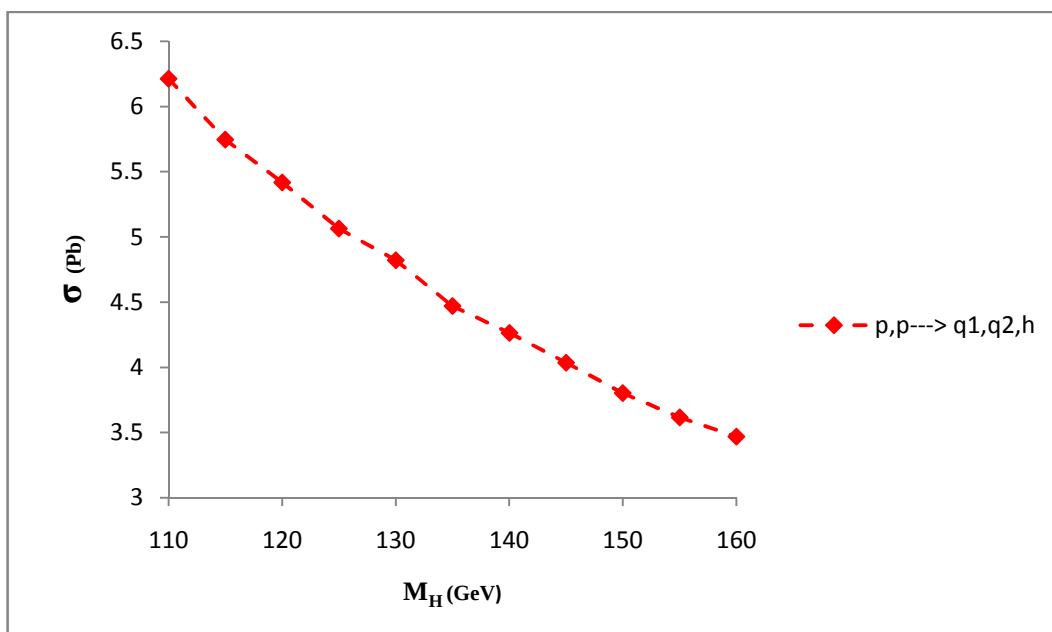
شکل ۶-۱۲- نمودارهای فاینمن بدست آمده توسط CalcHep برای $p, p \rightarrow q_1, q_2, H$

در جدول ۲-۶ مقادیر سطح مقطع تولید هیگز آورده شده است. در شکل ۱۳-۶ نمودار مربوط به

سطح مقطع تولید هیگز به ازای جرم بوزون هیگز برای این کانال را نشان داده شده است.

جدول ۲-۶- سطح مقطع تولید بوزون هیگز برای $p, p \rightarrow q_1, q_2, H$

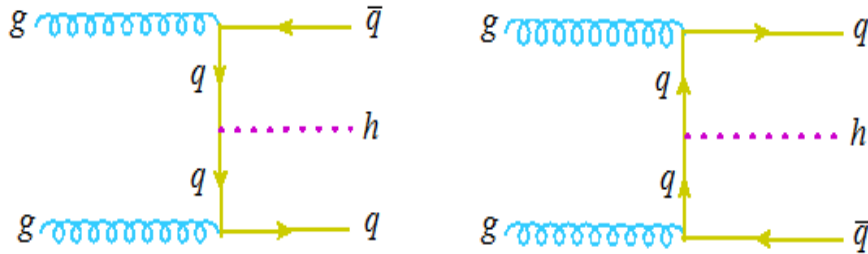
$M_H (GeV)$	$\sigma(Pb)$ $p, p \rightarrow q_1, q_2, H$
110	6.211147
115	5.746029
120	5.415862
125	5.063139
130	4.820406
135	4.470583
140	4.26264
145	4.03505
150	3.80188
155	3.615675
160	3.468565



شکل ۱۳-۶- نمودار سطح مقطع تولید بوزون هیگز استاندارد مدل حسب M_H برای $p, p \rightarrow q_1, q_2, H$

۶-۴- تولید همراه کوارک‌های سنگین ($p, p \rightarrow Q\bar{Q}H$)

برای این کانال نیز نمودارهای فاینمن تولید شده به صورت شکل ۶-۱۴ می‌باشد

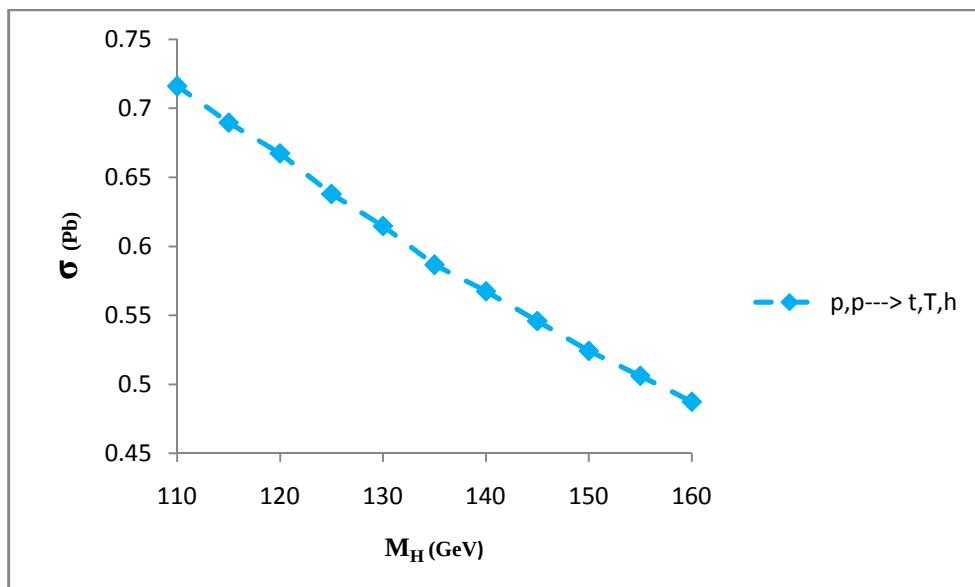


شکل ۶-۱۴ - نمودارهای فاینمن بدست آمده توسط Calcchep برای $p, p \rightarrow Q\bar{Q}H$

نمودار سطح مقطع تولید بوزون هیگز در شکل ۶-۱۵ و جدول مربوط به آن نیز در جدول ۶-۳ آمده است.

جدول ۶-۳ - سطح مقطع تولید بوزون هیگز برای $p, p \rightarrow Q\bar{Q}H$

M_H (GeV)	$\sigma(Pb)$ $p, p \rightarrow Q\bar{Q}H$
110	0.71593
115	0.68961
120	0.66738
125	0.63801
130	0.61469
135	0.58661
140	0.56749
145	0.5459
150	0.52434
155	0.50619
160	0.48745



شکل ۶-۱۵- نمودار سطح مقطع تولید بوزون هیگز استاندارد مدل حسب M_H برای $p, p \rightarrow Q\bar{Q}H$

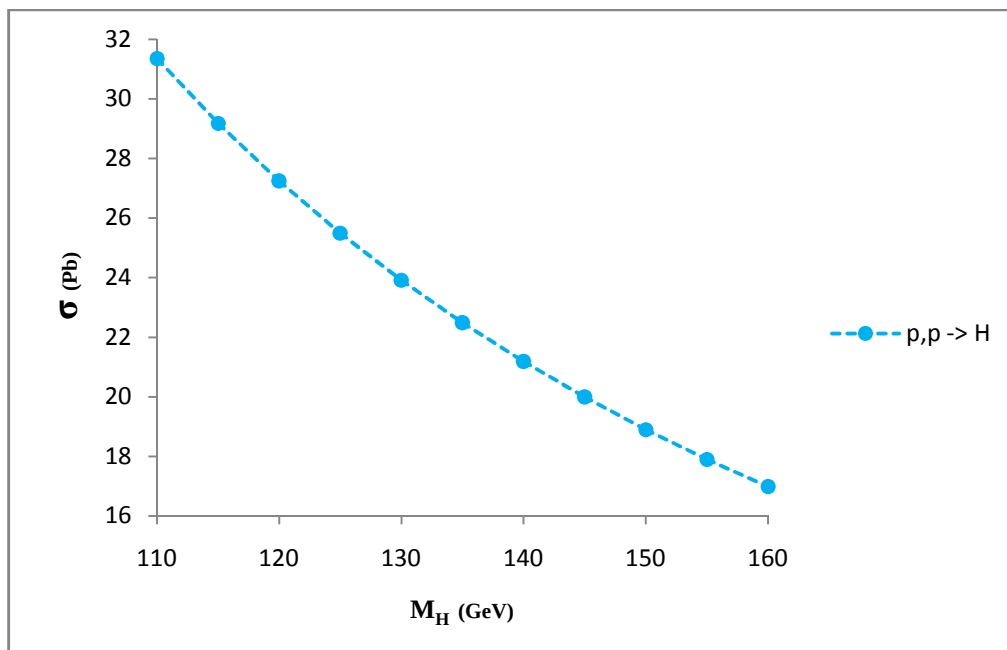
که در اینجا منظور از کوارک‌های سنگین، کوارک‌های top می‌باشند.

۶-۵- گداخت گلوئون-گلوئون ($pp \rightarrow H$)

سطح مقطع تولید در این حالت نیز در جدول ۶-۴ و نمودار شکل ۶-۱۶ نشان داده شده است.

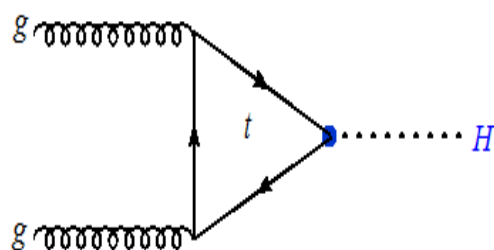
جدول ۶-۴- سطح مقطع تولید بوزون هیگز برای $pp \rightarrow H$

M_H (GeV)	$\sigma(\text{Pb})$ $p, p \rightarrow H$ $p:G$
110	31.349
115	29.185
120	27.245
125	25.498
130	23.92
135	22.487
140	21.183
145	19.992
150	18.901
155	17.901
160	16.981



شکل ۶-۱۶- نمودار سطح مقطع تولید بوزون هیگز استاندارد مدل حسب M_H برای $pp \rightarrow H$

در این قسمت بایستی بیان کنیم که در سطح درختی مدل استاندارد، ما جفت‌شدگی‌ای بین بوزون هیگز و گلوئون‌ها نداریم. بوزون هیگز با گلوئون‌ها از طریق حلقه‌های کوارک top جفت می‌شود که این جفت‌شدگی در شکل ۶-۱۷ نشان داده شده است.

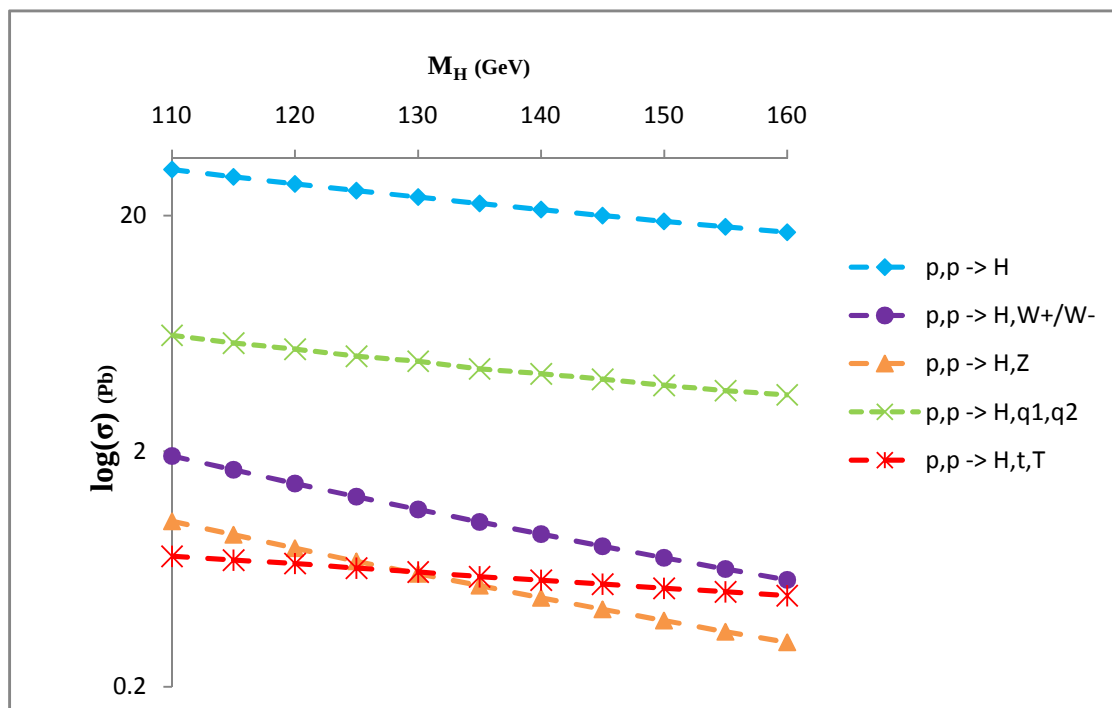


شکل ۶-۱۷- جفت‌شدگی بوزون هیگز با گلوئون‌ها

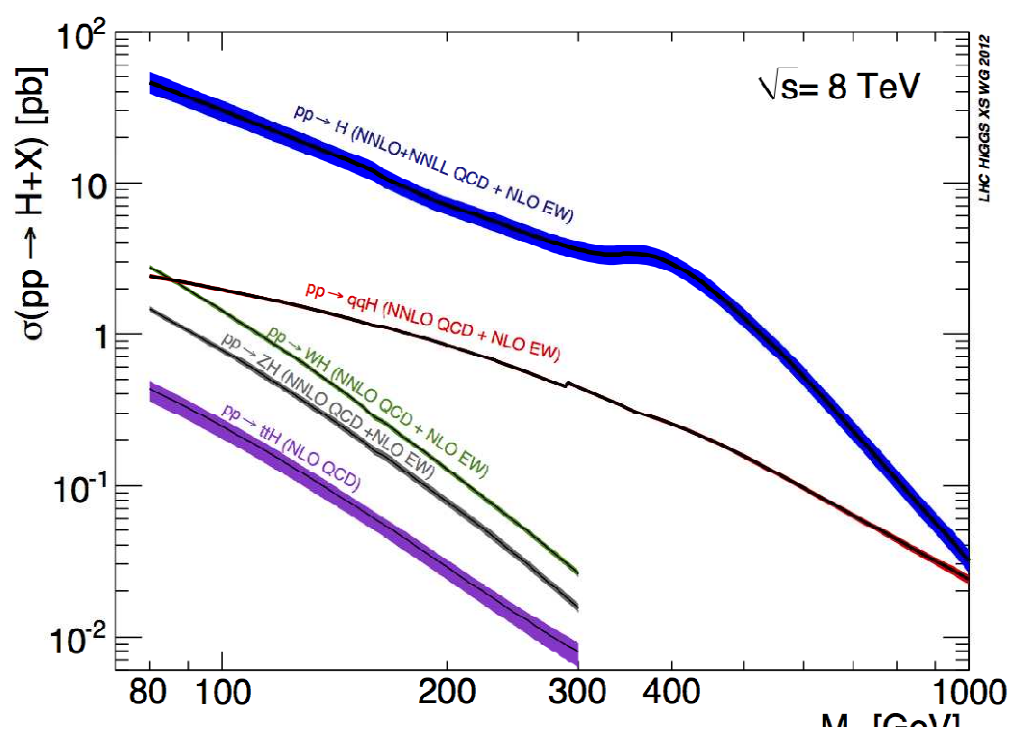
در شکل (۶-۱۸) سطح مقطع تولید بوزون هیگز را برای تمامی کانال‌های اشاره شده در بالا نمایش داده‌ایم. همانطور که از شکل پیداست، گداخت گلوئون-گلوئون بیشترین احتمال را به نسبت بقیه‌ی

کانال‌ها دارد، و سطح مقطع تولید بوزون هیگز از طریق این فرآیند، نسبت به فرآیندهای دیگر، به طور قابل توجهی بزرگتر است. همانطور که قبلاً اشاره شد، گداخت گلوئون-گلوئون بیشترین سهم را در تولید بوزون هیگز در برخورد دهنده‌های هادرونی دارد، که این مطلب به خوبی از شکل (۶-۱۸) به دست می‌آید.

که نتایج به دست آمده قابل مقایسه با نتایج حاصل از گروه اطلس (ATLAS) در سال ۲۰۱۲ است که در شکل (۶-۱۹) نمایش داده شده است. تفاوت‌های مشاهده شده به این دلیل است که ما سطح مقطع پراکندگی را تا مرتبه‌ی NLO محاسبه کرده‌ایم، در حالیکه در شکل (۶-۱۹) مراتب بالاتر نیز در نظر گرفته شده است.



شکل ۶-۱۸- سطح مقطع تولید بوزون هیگز استاندارد مدل برای تمامی کانال‌ها



شکل ۶-۱۹- نتایج گروه اطللس (ATLAS) سطح مقطع تولید بوزون هیگز استاندارد مدل بر حسب M_H [۳۳]

نتیجه‌گیری

در این پایان نامه به بررسی ویژگی‌های بوزون هیگز استاندارد مدل، مکانیزم‌های تولید و مدهای واپاشی آن در استاندارد مدل پرداختیم. همچنین با توجه به اینکه اسپین بوزون هیگز صفر می‌باشد، میدان‌های مربوط به ذرات با اسپین صفر را مورد مطالعه قرار دادیم. در ادامه نیز سطح مقطع تولید بوزون هیگز را به ازای جرم‌های مختلف با استفاده از برنامه‌ی نرم افزاری Calchep تا مرتبه‌ی NLO محاسبه کردیم. از جمله ویژگی‌های این برنامه می‌توان به شبیه سازی فرآیندهای انرژی بالا و محاسبه‌ی نمودارهای فاینمن، پهنای واپاشی و نسبت‌های انشعاب اشاره کرد. نتایج به دست آمده در توافق خوبی با نتایج گروه ATLAS می‌باشد، از نمودارهای حاصل برای کانال‌های مختلف، مشاهده شد که مکانیزم گداخت گلوئون-گلوئون بیشترین سطح مقطع تولید را نسبت به بقیه‌ی کانال‌های تولید دارد که این نتیجه قابل انتظار بود. همچنین نسبت‌های انشعابی بوزون هیگز را برای مدهای مختلف واپاشی هیگز محاسبه کردیم و نتایج را در غالب نموداری نشان دادیم، که نتایج به دست آمده با کارهای قبلی انجام شده در توافق خوبی بوده است. همان طور که مشاهده شد، به ازای بعضی از بازه‌های جرمی، احتمال واپاشی بوزون هیگز برای بعضی از مدهای واپاشی کاهش می‌یابد و به صفر میل می‌کند و برای مدهای دیگر احتمال واپاشی افزایش می‌یابد. برای مثال به ازای بازه‌ی جرمی $M_H > 250(GeV)$ احتمال واپاشی بوزون هیگز به $Z\gamma$ ، $\mu^+\mu^-$ ، $c\bar{c}$ و $\gamma\gamma$ کاهش می‌یابد و به صفر میل می‌کند. همچنین برای $M_H = 125(GeV)$ نسبت‌های انشعاب مختلف را در جدولی جداگانه نشان داده‌ایم، که در این حالت مد واپاشی غالب، واپاشی بوزون هیگز به کوارک b و پاد کوارک b می‌باشد.

همان طور که مشاهده کردیم، در این پایان نامه سطح مقطع تولید بوزون هیگز را تا مرتبه NLO به کمک برنامه‌ی Calchep در مدل استاندارد به دست آوردیم، برای رسیدن به نتایج بهتر با توجه به اینکه برنامه‌ی Calchep دارای این قابلیت است که می‌توان مدل‌های دیگر همانند 2hdm، 3hdm

Nhdm و MSSM و ... و همچنین مراتب بالاتر تصحیحات را در آن لحاظ کرد، می‌توانیم مدل‌های دیگر را نیز در آن لحاظ کنیم و سطح مقطع تولید بوزون هیگز را در آنها محاسبه نماییم.

مراجع :

[۱] دیوید جفری گریفیتس، ۱۳۸۴، "مقدمه‌ای بر ذرات بنیادی"، قهرمانی ن، چاپ اول، نوپردازان، تهران، (۱۴-۱۸).

[۲] Chun Xu, Search for the Standard Model Higgs Boson in Associated Production with W Boson at the Tevatron, <http://hdl.handle.net/2027.42/75869>

[۳] میرزبابازاده، ف، ۱۳۹۰، پایان نامه ارشد، شکست تقارن نظریه‌ی الکتروضعیف در ابعاد اضافی، دانشکده علوم پایه، دانشگاه سمنان.

[۴] M. Schmalts and D. Tucker-Smith, (2005), *Ann.Rev. Nucl. Part. Sci.*, 55, 229.

[۵] A. Djouadi, 1964, The Anatomy of Electroweak Symmetry Breaking - Tome I: The Higgs Boson in the Standard Model, hep-ph/0503172.

[۶] J. Goldstone, A. Salam and S. Weinberg, (1962), *Phys. Rev.*, 127, 965.

[۷] <http://profmattstrassler.com>

[۸] J. Gunion et. al., (2000), "The Higgs Hunter's Guide", 2nd edition, Westview Press.

[۹] N. Kemmer, (1938), *Proc. R. Soc. London*, Ser. A 166, 127.

[۱۰] R. J. Duffin, (1938), *Phys. Rev.* 54, 1114.

[۱۱] N. Kemmer, (1939), *Proc. R. Soc. London*, Ser. A 173, 91.

[۱۲] G. Petiau, University of Paris thesis (1936), Published in Acad. Roy. de Belg., Classe Sci., Mem in 8o 16, No. 2 (1936).

[۱۳] L. Chetouani, M. Merad, T. Boudjedaa and A. Lecheheb, (2004), *Int. J. Theor. Phys.*, 43, 1147.

[۱۴] E. Fischbach, M. M. Nieto and C. K. Scott, (1973), *J. Math. Phys.* 14, 1760.

[۱۵] J. T. Lunardi, B. M. Pimentel, R. G. Teixeira and J. S. Valverde, (2000), *Phys. Lett. A*, 268, 165.

[۱۶] R. E. Kozack, B. C. Clark, S. Hama, V. K. Mishra, G. Kalbermann, R. L. Mercer and L. Ray, (1988), *Phys. Rev. C*, 37, 2898.

[۱۷] G. Kalbermann, (1986), *Phys. Rev. C*, 34, 2240.

[۱۸] S. Zarrinkamar, A. A. Rajabi, H. Hassanabadi and H. Rahimov, (2011), *Mod. Phys. Lett. A*, 26, 1621.

- [١٩] H. Hassanabadi, S.F. Forouhandeh, H. Rahimov, S. Zarrinkamar and B.H. Yazarloo, (2012), *Can. J. Phys.*, 90, 299
- [٢٠] S. Hassanabadi, A. A. Rajabi, B. H. Yazarloo, S. Zarrinkamar and H. Hassanabadi, (2012), *Advances in High Energy Physics*, Volume 2012, Article ID 804652, 13 pages doi:10.1155/2012/804652.
- [٢١] H. Hassanabadi, B. H. Yazarloo, S. Zarrinkamar and A. A. Rajabi, (2011), *PHYSICAL REVIEW C*, 84, 064003.
- [٢٢] B. H. Yazarloo, H. Hassanabadi and S. Zarrinkamar, (2012), *Turkish Journal of physics*, doi:10.3906/fiz-1202-20, Article in press.
- [٢٣] S. Zarrinkamar, A. A. Rajabi, B. H. Yazarloo and H. Hassanabadi, (2012), *Chinese Physics C*, Article in press.
- [٢٤] H. Hassanabadi, B. H. Yazarloo and S. Zarrinkamar, *Physics of Particles and Nuclei*, Article in press.
- [٢٥] B. Kniehl, (1995), *Int. J. Mod. Phys A*, 10, 443.
- [٢٦] M. Steinhauser, (1999), *Phys. Rev. D*, 59, 054005.
- [٢٧] J. Ellis, M.K. Gaillard and D.V. Nanopoulos, (1976), *Nucl. Phys. B*, 106, 292.
- [٢٨] L. Bergstrom and G. Hulth, (1985), *Nucl. Phys. B*, 259, 137.
- [٢٩] J. Fleischer and F. Jegerlehner, (1981), *Phys. Rev. D*, 23, 2001.
- [٣٠] K. Nakamura et al., (2010), (Particle Data Group). Review of particle physics, *JPG*, 37, 075021 .
- [٣١] <http://theory.sinp.msu.ru/~pukhov/calchep.html>
- [٣٢] http://theory.sinp.msu.ru/~pukhov/CALCHEP/calchep_man_3.3.6.pdf
- [٣٣] ATLAS Collaboration, G. Aad et al, *Phys. Lett. B* 710, 49(2012), arXiv: 1202.1408.

Abstract

The Standard Model of the particle physics describes the fundamental particles and their interactions. The model turned out to be a great success both theoretically and experimentally over the past century. In the Standard Model in order to generate the particle masses, spontaneous symmetry breaking is introduced, without it the fundamental particles remain massless. When the concept of spontaneous symmetry breaking is applied, it generates a scalar particle, called the Higgs boson. The Higgs boson is one of the particles of the Standard Model which is very important in particle physics. It is introduced to explain the mass origins of all other particles. Search for the Higgs boson has become the center of interest in the recent experiments.

This thesis is focused on explaining the Higgs boson properties, the production and decay modes of the Higgs boson in the Standard Model, calculation of the Higgs boson production cross section and its decay modes, and considering those equations that is related to the scalar bosons. To obtain the Higgs boson production cross section, we have used Calcchep which is a package for simulation of high energy physics processes and calculation of them in partonic level. We have calculated the Higgs boson production cross section in different mechanisms of production and compare them.



Shahrood University of Technology
Physics Department

Master of Science Thesis

Analytical treatment of weak bosons and Higgs production by Proton-Proton collision

Supervisor:

Dr. Hassan Hassanabadi

Advisor:

Dr. Mahdi Purmohammadi

By:

Bentol Hoda Yazarloo

September– 2012