

الجمهورية الجزائرية الديمقراطية الشعبية

وزارة التعليم العالي والبحث العلمي

جامعة محمد بوضياف - المسيلة



ميدان: علوم المادة

فرع: الفيزياء.

تخصص: فيزياء نظرية

كلية: العلوم.

قسم: الفيزياء.

رقم: PH/TH/08/2023

## مذكرة مقدمة لنيل شهادة الماستر أكاديمي

إعداد الطالب: بدر الدين نايلي

تحت عنوان

### النمذجة الفيزيائية في مصادمات الجسيمات:

### فيزياء الهيجز

تمت المناقشة يوم 31 /05 /2023 أمام اللجنة المكونة من:

رئيسا	أستاذ محاضر قسم أ جامعة المسيلة	صهيب امجدل
مشرفا و مقررا	أستاذة التعليم العالي جامعة المسيلة	أ.رضوان صالح
مناقشا	أستاذ التعليم العالي جامعة المسيلة	منير بوساهل

السنة الجامعية: 2022/2023

بِسْمِ اللَّهِ الرَّحْمَنِ الرَّحِيمِ

# إهداء

إلى من وضع المولى - سبحانه وتعالى - الجنة تحت قدميها أُمي الحبيبة.

إلى من وضعني على طريق الحياة، وجعلتني رابط الجأش، ورعاني حتى صرت كبيراً، والذي لم يتهاون

يوماً في توفير سبيل الخير والسعادة لي.. أبي المؤقر شفاه الله وحفظه وجعله الله تاجاً فوق رؤوسنا.

إلى أخي سندي كمال وفقه الله وسدد خطاه.

# شكر وتقدير

أتوجه بالشكر إلى جميع أساتذتي المخلصين في قسم الفيزياء الذين أدوا رسالتهم بأمانة ولم

يخلوا علينا بوقتهم وجهدهم.

أشكر أستاذتي الدكتورة أسماء رضوان صالح التي رافقتني وزملائي طيبة سنوات دراسة الفيزياء النظرية والتي

ساندتني ووجهتني لإتمام هذا العمل على أكمل وجه. وكانت لي عوناً للتغلب على جميع المصاعب التي واجهتني.

والشكر موصول لأعضاء لجنة المناقشة، الأستاذ الدكتور منير بوساهل ، والأستاذ الدكتور صهيب أمجدل ،

لموافقتهم على مناقشة مذكرتي، فلهم كل الشكر والتقدير.

أشكر أساتذة تخصص الفيزياء النظرية وأخص بالشكر الأستاذ صهيب أمجدل والأستاذ منير بوساهل والأستاذ

عبد المجيد معيرش الذين أناروا لي ولزملائي طريق الفيزياء النظرية

وساعدونا في فهم أسرارها والتعمق في ثناياها.

كما اشكر كل من الدكتور مروان حرايز والدكتور محمدي عبد القادر والدكتور لحسن كزيز على تقديم يد العون

في إنجاز هذه المذكرة.

أشكر أصدقائي الأعزاء على دعمي ودفعي قدماً وأخص بالشكر مولود قعادي ، لقمان خضراوي ، صلاح الدين

خلاف ، خليل لقويزي، محمد الامين الديسي، هارون قبوق، عرباوي بوزيد، أكرم بوخروبة .

# الفهرس

2.....المقدمة العامة.....

## الفصل الاول I : نظرية الحقول الكمية QFT والنموذج المعياري SM

5.....1.I مقدمة.....

5.....2.I نظرية الحقول الكمية QFT.....

5.....1.2.I الحقول السلمية معادلة Klein-Gordon.....

5.....2.2.I الحقول الفرميونية معادلة ديراك.....

6.....3.2.I الحقول الشعاعية معادلات ماكسويل.....

6.....4.2. I الالكتروديناميك الكمي QED.....

7.....3.I النموذج المعياري SM.....

7.....1.3.I الجسيمات الاولية في النموذج المعياري.....

8.....2.3.I التفاعلات الكهرو ضعيفة Electroweak  $SU(2)_Y \otimes U(1)_L$ .....

9.....1.2.3.I كثافة لاغرانجيان للتفاعلات الكهرو ضعيفة.....

10.....3.3.I الانكسار التلقائي للتناظرات Spontaneous Symmetry Breaking.....

10.....1.3.3.I حساب كتلة بزون القياس W عن طريق كسر التناظر الكهرو ضعيف.....

12.....4.3.I الكرومودينامك الكمي QCD.....

12.....1.4.3.I كثافة لاغرانجيان في ال QCD.....

14.....2.4.3.I قواعد فاينمان في ال QCD.....

15.....3.4.3.I Renormalization إعادة التقنين.....

16.....4.4.3.I دالة بيتا The Beta function.....

- 17.....Asymptotic freedom color confinement الحرة المقاربة وحبس النكهة اللونية 5.4.3.I
- 18.....مشاكل النموذج المعياري 4.I
- 19.....نظريات ما بعد النموذج المعياري BSM 5.I

## الفصل الثاني II : تجارب فيزياء الطاقة العالية HEP

- 21.....مقدمة 1.II
- 21.....المصادم الهادروني الكبير LHC 2.II
- 22 ..... تجارب المصادم الهادروني الكبير ونتائجها 1.2.II
- 23.....كواشف المصادم الهادروني الكبير 2.2.II
- 23.....الكاشف ATLAS 1.2.2.II
- 24.....الكاشف CMS 2.2.2.II
- 24.....الكاشف ALICE 3.2.2.II
- 25.....الكاشف LHCb 4.2.2.II
- 26.....المصادم الدائري المستقبلي FCC 3.II
- 26.....المصادم المستقبلي هادرون هادرون FCC-hh 1.3.II
- 26.....كاشف FCC-hh 1.1.3.II
- 27.....المصادم المستقبلي هادرون-الكترن FCC-he 2.3.II
- 27 .....كاشف FCC-he 1.2.3.II
- 28.....المصادم المستقبلي الكترن-الكترن FCC-ee 3.3.II
- 28.....كاشف FCC-ee CLD 1.3.3.II

## الفصل الثالث III: فيزياء الهيجز Higgs physics

- 1.III. مقدمة..... 30
- 2.III. اهمية دراسة فيزياء الهيجز في SM و BSM..... 30
- 3.III. قنوات انتاج بوزون هيجز..... 31
- 1.3.III. قناة اندماج جلوون-جلوون..... 32
- 2.3.III. حساب المقطع الفعال لانتاج بوزون هيجز عبر قناة اندماج جلوون-جلوون..... 32
- 4.III. قنوات انحلال بوزون هيجز..... 36
- 1.4.III. انحلال بوزون هيجز عند المستوى الشجري tree level..... 37
- 2.4.III. انحلال بوزون هيجز عبر حلقة واحدة..... 38
- 1.2.4.III. قناة الانحلال  $h \rightarrow \gamma\gamma$ ..... 38
- 2.2.4.III. قناة الانحلال  $h \rightarrow gg$ ..... 39
- 3.2.4.III. انحلال بوزون هيجز الى فوتون وبوزون Z..... 40
- 3.4.III. قناة الانحلال الاكثر احتمالية في الكاشف..... 40
- 4.4.III. تصنيف الانحلال الهيجز حسب الطاقة..... 41
- 5.III. المقطع الفعال وطاقة مركز الكتلة في انتاج بوزون هيجز..... 42
- 6.III. اهمية 100 TeV في انتاج جسيمات ثقيلة خارج SM..... 42
- 1.6.III. انتاج الجسيمات الثقيلة عند طاقة 100 TeV (t, h, W, Z)..... 43

## الفصل الرابع IV : دراسة محاكاة لقنوات انحلال بوزون هيجز المنتج عبر إندماج زوج من الغلوونات

- 1.IV. مقدمة.....47
- 2.IV. طرق مونت-كارلو (Monte Carlo) للحساب الرقمي.....47
- 1.2.IV. أدوات مونت-كارلو MC.....48
- 3.IV. نظرية الحقل الفعال EFT.....50
- 4.IV. دراسة محاكاة للمقاطع الفعالة لقنوات إنتاج وانحلال بوزون هيجز.....50
- 1.4.IV. الحساب الرقمي للمقطع الفعال لإنتاج بوزون هيجز عبر قناة الإنتاج  $g g \rightarrow h$ .....51
- 2.4.IV. الحساب الرقمي للمقطع الفعال لقنوات انحلال بوزون هيجز ال FCC وال LHC.....54
- 5.IV. حساب الكتلة اللامتغايرة لنواتج قنوات انحلال بوزون هيجز.....59
- الخاتمة.....62
- قائمة المصادر والمراجع.....63

الملخص

# قائمة الأشكال

- 8..... الشكل(1.I):جدول تصنيف الجسيمات الاولية في النموذج المعياري
- 10..... الشكل(2.I):حالة تناظر منكسر(يمين) حالة تناظر غير منكسر(يسار)
- 14..... الشكل(3.I):قواعد فايمان في ال QCD
- 15..... الشكل (4.I): مخطط فايمان للطاقة الذاتية للكوارك
- 17..... الشكل(5.I): رسم بياني لمختلف قياسات  $\alpha_s$  بدلالة  $Q^2$  .....
- 22..... الشكل(1.II):مصادم الهادرونات الكبير LHC
- 23..... الشكل(2.II):الكاشف ATLAS
- 24..... الشكل(3.II):الكاشف CMS
- 24..... الشكل(4.II):الكاشف ALICE .....
- 25..... الشكل(5.II):الكاشف LHCb
- 25..... الشكل(6.II):مخطط نفق بطول 100 كلم لل FCC
- 27..... الشكل(7.II): الكاشف FCC-hh
- 28..... الشكل(8.II): رسم تخطيطي للكاشف FCC-he
- 29..... الشكل(9.II): رسم تخطيطي لشكل المصادم .....
- 29..... الشكل(10.II): رسم تخطيطي للكاشف CLD
- 33..... الشكل(1.III):مخططات فايمان لاندماج بوزونين ضعيفين

- 33..... الشكل (2.III): مخطط فاينمان لإنتاج الهيگز عن طريق Higgs-strahlung
- 34..... الشكل (3.III): إجمالي المقاطع الفعالة لإنتاج بوزون هيگز في ال LHC
- 34..... الشكل (4.III): مخططات فاينمان لإنتاج بوزون هيگز عن طريق اندماج الغلوون
- 38..... الشكل (5.III): تفرعات انحلال بوزون هيگز في النموذج المعياري
- الشكل (6.III): بيانات لإشارة بوزون هيگز لقناة الانحلال  $h \rightarrow ZZ$  من التشغيل الثاني ل CMS و ATLAS
- 40.....
- 40..... الشكل (7.III): مخططات فاينمان لانحلال بوزون هيگز الى زوج من البوزونات وزوج من الفرميونات
- 41..... الشكل (8.III): مخططات فاينمان لانحلال بوزون هيگز الى فوتونين عبر حلقة واحدة من الفرميونات والبوزونات W
- 42..... الشكل (9.III): الكتلة اللامتغايرة لزوج الفوتونات الناتجة عن انحلال بوزون هيگز
- 42..... الشكل (10.III): مخططات فاينمان لانحلال بوزون هيگز الى غلوونين عبر حلقة كواركات
- 42..... الشكل (11.III): مخططات فاينمان لانحلال بوزون هيگز الى فوتون وبوزون Z
- 44..... الشكل (12.III): مختلف قياسات كتلة بوزون هيگز عبر مختلف قنوات الانحلال
- 46..... الشكل (13.III): المقطع الفعال لإنتاج بوزون هيگز بدلالة طاقة مركز الكتلة
- 50..... الشكل (1.IV): مخططات فاينمان لقناة الإنتاج  $h \rightarrow g g$  عبر حلقة واحدة
- 51..... الشكل (2.IV): مخطط فاينمان لقناة الإنتاج  $h \rightarrow g g$  في حالة EFT
- 55..... الشكل (3.IV): نسب مساهمة مختلف قنوات انحلال بوزون هيگز في النموذج المعياري
- الشكل (4.IV): مخططات فاينمان لانحلال Higgs إلى زوج من الغلوونات وزوج من الفوتونات و بوساطة حلقات top-
- 56..... W و quark

- 57..... الشكل (5.IV): مخطط فاينمان لقناة الانحلال  $g g \rightarrow h \rightarrow z z \rightarrow 4l$
- 58..... الشكل (6.IV): مخطط يوضح كيفية ربط برامج توليد الأحداث من أجل تمثيل البيانات
- 59..... الشكل (7.IV): رسم بياني بواسطة برنامج Rivet للكتلة اللامتغايرة لزوج الفوتونات وزوج بوزونات Z
- 59..... الشكل (8.IV): رسم بياني بواسطة برنامج Rivet لكتلة البوزون Z عند طاقة 13 TeV و 100 TeV
- 60..... الشكل (9.IV): رسم بياني بواسطة برنامج Rivet لتوزيع كتلة بوزون W عند طاقة 100 TeV و 13 TeV
- 60..... الشكل (10.IV): رسم بياني بواسطة برنامج Rivet للكتلة اللامتغايرة للكوارك Top

## قائمة الجداول

- 22..... الجدول (1.II): الخصائص العامة للمصادم LHC
- 27..... الجدول (2.II): معاملات خط الأساس الرئيسية لـ FCC-hh مقارنة بمعاملات LHC و HL-LHC
- 28..... الجدول (3.II): خصائص المصادم المستقبلي FCC-he مقارنة بنظائرها من مصادمات مختلفة
- 45..... الجدول (1.III): تصنيف انحلالات الهيگز بدلالة التغير في الطاقة و الاثارة في المصادم LHC
- 50..... الجدول (1.IV): قيم المقطع الفعال لقناة الانتاج  $g g \rightarrow h$  في الحالة العادية (حالة الحلقة)
- 51..... الجدول (2.IV): قيم المقطع الفعال لقناة الانتاج  $g g \rightarrow h$  في حالة EFT
- 52..... الجدول (3.IV): مقارنة قيم المقطع الفعال في حالة حلقة واحدة وفي حالة EFT
- 54..... الجدول (4.IV): مخطط فاينمان لقنوات انحلال بوزون هيگز في حالة EFT
- 55..... الجدول (5.IV): قيم المقاطع الفعالة لمختلف قنوات انحلال بوزون هيگز في LHC و FCC

## مقدمة عامة

## مقدمة

واحدة من أقدم الأفكار التي بقيت من أيام اليونانيين القدماء هي فكرة أن الكون يتشكل من كيانات مجهرية غير قابلة للتجزئة تسمى الذرات، لم يثبت وجودهم إلا في النصف الثاني من القرن التاسع عشر، المحاولات التي بذلت بعد ذلك لوصف الهيكل الداخلي للمادة والقوى التي تنشط على هذا المستوى باستخدام المعرفة المكتسبة من الفيزياء على مدى القرون الماضية انتهت جميعها بنتائج غير متوقعة.

في عصر الفيزياء الحديثة تم انشاء اطار جديد لوصف الطبيعة عند المستوى الاساسي يُعرف باسم النموذج المعياري لفيزياء الجسيمات (SM)، استنادًا إلى نظرية الحقول الكمية فقد استبدلت فكرة الجسيمات دون الذرية التي تعود إلى قرون من الزمان باعتبارها اللبنة الأساسية من خلال مفهوم الحقول التي تتخلل كل الفضاء والطيف المعروف بالكامل من الجسيمات هو مجرد اضطرابات أو إثارة في مجالات كل منها، على الرغم من كونها النظرية الأكثر دقة والأكثر اختبارًا التي أنشأها الجنس البشري على الإطلاق فإنه يشار أحيانًا إلى SM على أنها نموذج 4٪ فقط من مجموع المادة الموجودة في الكون والتي تعرف بالمادة الباريونية، لا تزال مجموعة كبيرة من الاسئلة التي لم يتمكن SM من الإجابة عليها، مثل المادة المظلمة والطاقة المظلمة والجاذبية الكمومية واللاتناظر بين المادة والمادة المضادة..... إلخ .

يعتمد النموذج المعياري على نظريتين ميدانيتين ناجحتين، الأولى هي النظرية الكهروضيعة EW التي نهتم بها في هذه المذكرة وقد تم اختبارها بدقة مرارًا وتكرارًا، تستند نظرية EW على زمرة التناظر  $U(1) \otimes SU(2)$ ، وتفترض بنجاح وجود بوزونات كتلية حاملة للتفاعلات الضعيفة أي  $Z^0 W^+ W^-$  جنبًا إلى جنب مع بوزون هيجز المكتشف حديثًا الذي يفسر آلية لتوليد كتل جميع الجسيمات المعروفة، كان اكتشافه في ديسمبر 2011 في تجربتي ATLAS و CMS علامة فارقة في فيزياء الجسيمات، حيث أكمل النموذج المعياري بعد الاعلان عن هذا الاكتشاف في جويلية 2012 وتم التحقق من صحة عقود من العمل النظري، تلعب هذه البوزونات دور رئيسي في الكشف عن إشارات جديدة تتجاوز نماذجنا وتوقعاتنا الحالية وبالتالي يمكن اعتبارها نافذة على الفيزياء جديدة .

النظرية الثانية التي يعتمد عليها النموذج المعياري التي ستهتم بها أيضا في هذه المذكرة هي نظرية التفاعلات القوية أو الكروموديناميك الكمي (QCD)، يعتمد على الزمرة  $SU(3)$  ويصف التفاعل الأساسي بين الكواركات عن طريق تبادل بوزون مشحون لونيا المسمى الغلوون.

عززت النجاحات في كل من نظريات QCD و EW موقف SM كنظرية للجسيمات الاولية وتفاعلاتها.

يتم إجراء اختبارات QCD في مصادمات الجسيمات، حيث يتم تسريع الحزم المكونة من مليارات البروتونات نحو بعضها البعض، يتم الاحتفاظ بالأحداث المهمة لتحليلها لاحقًا بينما يتم التخلص من غالبية الأحداث الأخرى، يتم تحليل الأحداث المخزنة لمعرفة خصائصها حركية أو محاولة التقاط إشارات جديدة تشير إلى احتمال جديد لفيزياء الجسيمات، إن توقع مثل هذه

الأحداث ذات الأهمية تغطي عليه تلك الأحداث الأقل أهمية في كثير من الأحيان ، هذا يجعل التمييز صعبًا خاصة في مصادمات الهادرونات بسبب خلفية الإشعاعات الكثيفة ل QCD.

أثبتت الدراسات وعمليات البحث التي أجريت على مصادمات مختلفة أنه من الممكن وجود إشارات مدفونة ضمن خلفيات أخرى، مع الكم الهائل من البيانات المجمعة في المصادمات، ومن الصعب جدا التنقيب عنها بالوسائل التقليدية، يتطلب هذا تغييرًا في استراتيجيات البحث، وبالتالي فهم أفضل للنماذج الحالية وإجراء تنبؤات أكثر دقة من جانب التجربة والنظرية.

في الآونة الأخيرة أيضًا تم استكمال عمليات البحث باستخدام تقنيات التعلم الآلي (ML) Machine Learning والذكاء الاصطناعي لمزيد من البحث عن الإشارات التي ربما أفلتت سابقًا.

في هذه المذكرة سنعرض أحد أهم الطرق في عمليات البحث و دراسة فيزياء الجسيمات والتي تتمثل في النمذجة الفيزيائية في مصادمات الجسيمات من خلال ربط النظريات بالحساب الرقمي عبر برامج محاكاة ، عملنا هذا منظم على النحو التالي :

الفصل الأول هو استعراض موجز عن نظريات فيزياء الجسيمات من نظرية الحقل الكمي إلى النموذج المعياري المتصلة بتقديم مفاهيم عن لا غرنجيان الأساسي ل EW وال QCD والانكسار التلقائي للتناظرات عبر آلية هيغز ومشاكل النموذج المعياري والنظريات المقترحة لحلها .

الفصل الثاني سنتجه الى تجارب الطاقات العالية حيث نستعرض اهم سرعات ومصادمات وكواشف الجسيمات بالأخص LHC و FCC وأهم اكتشافات فيزياء الطاقة العالية والآفاق المستقبلية لها .

اما الفصل الثالث سنقدم أهم المفاهيم في فيزياء بوزون هيغز، ونماذج انتاج بوزون هيغز وانهلاله، حيث سنقوم بحساب المقطع الفعال لانتاج بوزون هيغز عن طريق اندماج زوج من الغلوونات، وايضا سنتطرق الى اهمية المصادم المستقبلي الدائري FCC في دراسة خصائص الهيغز واهميتها في الكشف عن جسيمات وفيزياء ما بعد النموذج المعياري .

الفصل الرابع هو استعراض لدراستنا في محاكاة المقطع الفعال لقنوات انتاج وانهلال بوزون هيغز في LHC و FCC وعرض منهجيات المحاكاة والتحقق من النتائج التجريبية والنظرية للنموذج المعياري ، وذلك بإستعمال ادوات محاكاة مولدات الأحداث في فيزياء الطاقات العالية، التي تعتمد على طرق مونت-كارلو MC والتي سنعرض موجز عن اهم هذه الطرق، بينما ستكون دراستنا بإستعمال برنامج توليد الاحداث MadGraph5\_aMC@NLO و phythia8 .

# الفصل الاول I: نظرية الحقول الكمية QFT والنموذج المعياري SM

## 1.1. مقدمة

في هذا الفصل سنحاول التطرق للإطار النظري المستخدم في فيزياء الجسيمات الأولية لوصف سلوكها، حيث سنتطرق للنموذج المعياري من خلال نظرية الحقول الكمية التي يتم فيها التعامل مع الجسيمات على أنها إثارة في الحقل الكمي الأساسي ويتم وصف تفاعلاتها من حيث تبادل الجسيمات الافتراضية، يوفر النموذج المعياري و نظرية الحقل الكمي إطارًا رياضيًا لحساب التفاعلات بين الجسيمات واحتمال حدوث هذه التفاعلات وتصنيفاتها.

## 2.1. نظرية الحقول الكمية QFT

تعتبر نظرية الحقول الكمية أكثر جوهرية وقوة من ميكانيك الكم النسبي، حيث تعتمد على التكميم الثاني للحقول الكلاسيكية، أي على علاقات التبادل وضد التبادل لمؤثرات الخلق والافناء، في ميكانيك الكم تم تغير احداثيات المكان-الزمان والدفع-الطاقة الى مستوى المؤثرات، اما نظرية المجال تنتقل خطوة اخرى حيث يتم فيها رفع وظائف دالة الموجة الى مستوى المؤثرات التي تعمل على خلق وافناء الحالات المرتبطة بالجسيمات، هذه المؤثرات تسمى الحقول الكمية.

تسمح النظرية بتفسير كل ظاهرة على انها مجموعة من المؤثرات التي تعمل على الفراغ، كخلق واعدام جسيمات (مؤثرات الخلق والاعدام) او التفاعل بين الجسيمات وتبادل وانتشار الجسيمات عن طريق الناشر propagator، يتم تصنيف الحقول الى حقول فرميونية التي تصف تفاعلات الجسيمات ذات سبين نصف صحيح وحقول بوزونية (سلمية وشعاعية) التي تصف الجسيمات ذات سبين صحيحة [1].

### 1.1.2.1. الحقول السلمية معادلة Klein-Gordon

يتم وصف الحقول السلمية التي تصف البوزونات ذات spin=0 بواسطة معادلة Klein-Gordon من الشكل التالي في نظام الوحدات (ħ=c=1):

$$(\square + m^2)\varphi(x) = 0 \quad (1.1)$$

حيث  $\varphi(x)$  هي مؤثر الحقل البزوني

تعطى كثافة لاغرانجيان للحق البوزوني :

$$\mathcal{L} = \frac{1}{2} \partial^\mu \varphi \partial_\mu \varphi - \frac{1}{2} m^2 \varphi^2 \quad (2.1)$$

### 2.2.1. الحقول الفرميونية معادلة ديراك

يتم تمثيل حقل ديراك بشعاع عمود مكون من 4 مركبات، يسمى اللفاف spinor .

$$\psi(x) = \begin{pmatrix} \psi_1 \\ \psi_2 \\ \psi_3 \\ \psi_4 \end{pmatrix} \quad (3.I)$$

تعطى معادلة ديراك من الشكل :

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi(x) = 0 \quad (4.I)$$

وهي معادلة تصف الحقول الفرميونية (حقول المادة) حيث  $\psi(x)$  هو Dirac spinor، حيث تعطى كثافة لاغرانجيان لديراك من الشكل :

$$\mathcal{L}_{Dirac} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi \quad (5.I)$$

### 3.2.I الحقول الشعاعية معادلات ماكسويل

تعطى معادلات ماكسويل في شكلها النسبي التي تصف الحقول الكهرومغناطيسية اول الحقول الشعاعية من الشكل :

$$\square A^\mu = 0 \quad (6.I)$$

حيث  $A^\mu$  تمثل مؤثر الحقل الشعاعي .

$$\mathcal{L}_{EM} = -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} \quad (7.I)$$

### 4.2. I الالكتروديناميك الكمي QED

الالكتروديناميك الكمية أو QED أول نظرية حقيقية للحقل الكمي تم تطويرها. كما يوحي الاسم، فهي نظرية المجال الكمومي التي تصف تفاعلات حقول المادة مع الحقول الكهرومغناطيسية. تعطى كثافة لاغرانجيان للالكتروديناميك الكمي :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{QED} &= \mathcal{L}_{EM} + \mathcal{L}_{Dirac} + \mathcal{L}_{int} \\ &= -\frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + \bar{\psi}(i\partial_\mu \gamma^\mu - m)\psi - e\bar{\psi} A_\mu \gamma^\mu \psi \end{aligned} \quad (8.I)$$

كثافة لاغرانجيان للتفاعل بين الحقل الكهرومغناطيسي والحقل الفرميوني :

$$\mathcal{L}_{int} = -e\bar{\psi} \gamma^\mu A_\mu \psi \quad (9.I)$$

### 3.I. النموذج المعياري SM

#### 1.3.I. الجسيمات الاولية في النموذج المعياري

تصنف الجسيمات الاولية في النموذج المعياري حسب خصائصها الكمية والتفاعلات الكهرومغناطيسية والضعيفة والقوية وحاملات او مولدات هذه التفاعلات الى فرميونات وبوزونات ، كما يوضح الشكل (1.I).

**الفرميونات:** وهي جسيمات اولية ذات سبين نصف صحيح يتم وصفها تحت اطار الحقول الفرميونية بواسطة معادلة ديراك للحقل ، تنقسم ايضا هذه الجسيمات الى صنفين :

✓ **اللبتونات :** هي فرميونات تندرج في النموذج المعياري ضمن التفاعلات الكهرومغناطيسية ذات زمرة القياس  $U(1)$  والتفاعلات الضعيفة ذات زمرة القياس  $SU(2)$  وتم توحيد هذين التفاعلين تحت اطار التفاعلات الكهروضعيفة ذات زمرة القياس  $SU(2) \otimes U(1)$

وتصنف اللبتونات الى ثلاث عائلات كالتالي:

$$\begin{pmatrix} \nu_{e^-} \\ e^- \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \nu_{\mu^-} \\ \mu^- \end{pmatrix} \quad \begin{pmatrix} \nu_{\tau^-} \\ \tau^- \end{pmatrix}$$

✓ **الكواركات:** هي فرميونات تندرج في النموذج ضمن التفاعلات القوية ذات زمرة القياس  $SU(3)$  التي اطارها النظري الكروموديناميك الكمي QCD وتصنف الى ثلاث عائلات كالتالي :

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

**البوزونات:** هي جسيمات اولية ذات سبين صحيح ويتم وصفها تحت اطار معادلة Klein-Gordon ومعادلات ماكس ويل في نظرية الحقول الكمية، في النموذج المعياري هي الجسيمات المسؤولة عن توليد التفاعلات الكهرومغناطيسية والقوية والضعيفة وتصنف كالتالي :

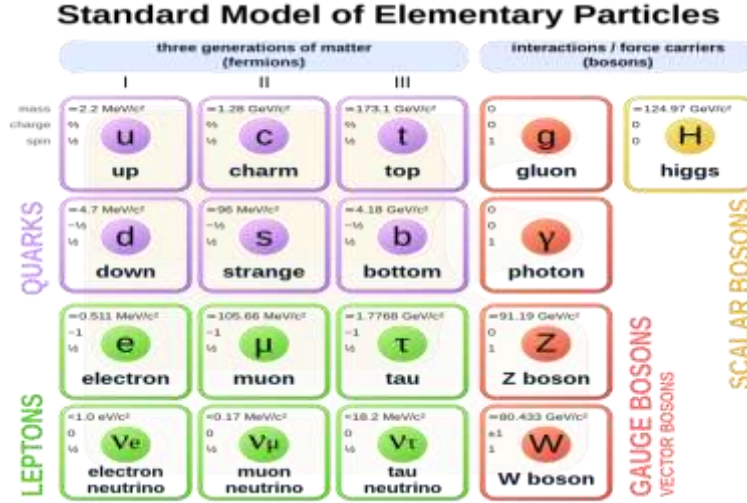
✓ **الفوتون  $\gamma$ :** وهو المسؤول عن حمل التفاعلات الكهرومغناطيسية .

✓ **بوزونات القياس  $W^+ W^- Z$ :** وهي المسؤولة عن التفاعلات الضعيفة .

✓ **8 بوزونات قياس gluon:** وهي المسؤولة عن التفاعلات القوية .

**الباريونات:** هي هادرونات تتشكل من ثلاث كواركات

**الميزونات:** هي هادرونات تتشكل من كواركين



الشكل (1.1): جدول تصنيف الجسيمات الأولية في النموذج المعياري [2].

### 2.3.1. التفاعلات الكهروضعيفة Electroweak $SU(2)_Y \otimes U(1)_L$

تعد التفاعلات الكهروضعيفة ثاني توحيد في الفيزياء بعد توحيد الحقول الكهربائية والمغناطيسية الكلاسيكية تمثل التوحيد في معادلات ماكسويل ، حيث تم توحيد بين التفاعلات الكهرومغناطيسية والتفاعلات الضعيفة في نظرية التفاعلات الكهروضعيفة Electroweak .

تكون التفاعلات الكهرومغناطيسية تحت زمرة القياس  $U(1)_Y$  ، حيث لديها المولد الحامل للقوة الكرومغناطيسية وهو بوزون القياس  $\gamma$  ذو حقل القياس  $B_\mu(x)$  ذات ثابت  $(g')$ ، و التفاعلات الضعيفة التي توصف بواسطة زمرة القياس  $SU(2)_L$  حيث لديها ثلاث مولدات للقوة الضعيفة وهي بوزونات القياس  $Z W^+W^-$  ذات حقول القياس  $A_\mu^a(x)$  ( $a = 1,2,3$ ) ذات ثابت الاقتران  $(g)$  [3] .

تشير  $L$  الى الاستقطاب على اليسار .

في التفاعلات الضعيفة يمثل الحقل الفرميوني بواسطة isospin المضاعف كما يلي :

$$\Psi_1 = \begin{pmatrix} \Psi_{\nu_e} \\ \Psi_e \end{pmatrix}_L, \Psi_2 = \begin{pmatrix} \Psi_{\nu_\mu} \\ \Psi_\mu \end{pmatrix}_L, \Psi_3 = \begin{pmatrix} \Psi_{\nu_\tau} \\ \Psi_\tau \end{pmatrix}_L$$

حيث:

$$\begin{cases} \Psi_{\nu_e} = \Psi_{\nu_{eL}} \\ \Psi_e = \Psi_{eR} + \Psi_{eL} \end{cases} \quad (10.I)$$

$$\begin{cases} \Psi_{\nu_\mu} = \Psi_{\nu_{\mu L}} \\ \Psi_\mu = \Psi_{\mu R} + \Psi_{\mu L} \end{cases} \quad (11.I)$$

$$\begin{cases} \Psi_{\nu\tau} = \Psi_{\nu\tau L} \\ \Psi_{\tau} = \Psi_{\tau R} + \Psi_{\tau L} \end{cases} \quad (.12.I)$$

تعطى الحقول الفرميونية المشاركة في التفاعل الكهروضعيف حسب فرط الشحنة Y كالتالي :

لدينا حقول الليبتونات

$$E_1 = \Psi_{e^-_R}, E_2 = \Psi_{\mu^-_R}, E_3 = \Psi_{\tau^-_R} \quad Y=-1 \text{ لـ}$$

$$\Psi_1 = \begin{pmatrix} \Psi_{\nu e^-} \\ \Psi_{e^-} \end{pmatrix}_L, \Psi_2 = \begin{pmatrix} \Psi_{\nu \mu^-} \\ \Psi_{\mu^-} \end{pmatrix}_L, \Psi_3 = \begin{pmatrix} \Psi_{\nu \tau^-} \\ \Psi_{\tau^-} \end{pmatrix}_L \quad Y=-2 \text{ لـ}$$

او حقول الكواركات

$$\Psi_1 = \begin{pmatrix} \Psi_u \\ \Psi_{d'} \end{pmatrix}_L, \Psi_2 = \begin{pmatrix} \Psi_c \\ \Psi_{s'} \end{pmatrix}_L, \Psi_3 = \begin{pmatrix} \Psi_t \\ \Psi_{b'} \end{pmatrix}_L \quad Y=-2 \text{ لـ}$$

### 1.2.3.I. كثافة لاغرانجيان للتفاعلات الكهروضعيفة

$$\begin{aligned} L_{EW} = & -\frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F_a^{\mu\nu} - \frac{1}{4} F_{\mu\nu} F^{\mu\nu} + (D_\mu \varphi)^\dagger (D^\mu \varphi) - m^2 \varphi^\dagger \varphi - \lambda (\varphi^\dagger \varphi)^2 \\ & + \sum_{i=1}^3 i \bar{\psi}_i \gamma^\mu D_\mu \psi_i + \sum_{i=1}^3 i \bar{E}_i \gamma^\mu D_\mu E_i + \sum_{ij}^3 f_{ij} \bar{\psi}_i E_j \varphi + h.c \end{aligned} \quad (.13.I)$$

يعطى مؤثر الاشتقاق  $D_\mu$  :

$$D_\mu = \partial_\mu - ig \frac{\tau^a}{2} A_\mu^a + ig' \frac{Y}{2} B_\mu \quad (.14.I)$$

حيث  $\tau^a$  هي مولدات زمرة القياس SU(2) وتمثل مصفوفات باولي :

$$\tau^1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \tau^2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \tau^3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & 1 \end{pmatrix}$$

الطرف الاخير من عبارة  $L_{EW}$  يسمى يوكاوا لاغرانجيان

$$L_{YO} = \sum_{ij}^3 f_{ij} \bar{\psi}_i E_j \varphi + h.c \quad (.15.I)$$

يسمى الطرف الاخير (h.c) من يوكاوا لاغرانجيان ب hyper-complex term

### 3.3.I الانكسار التلقائي للتناظر Spontaneous Symmetry Breaking

بعد كسر التناظر التلقائي ظاهرة حاسمة في فيزياء الجسيمات تلعب دورًا مركزيًا في فهمنا لسلوك الجسيمات ، ويشير إلى كسر تناظر النظام دون تطبيق قوة خارجية. في فيزياء الجسيمات، يعد كسر التناظر التلقائي أمرًا مهمًا في دراسة آلية هيگز، المسؤولة عن إعطاء كتلة للجسيمات [4].

آلية هيگز هي عملية تكتسب بها الجسيمات الكتلة من خلال التفاعل مع حقل هيگز، وهو حقل قياسي (gauge field) يتخلل كل الفضاء، عندما يكتسب حقل هيگز قيمة توقعات فراغ غير صفرية non-zero vacuum expectation value ، فإنه يكسر التناظر الكهروضعيف ويعطي كتلة لبوزونات القياس W و Z، المسؤولة عن التوسط في التفاعل الضعيف بين الجسيمات [5].

#### 1.3.3.I حساب كتلة بوزون القياس W عن طريق كسر التناظر الكهروضعيف

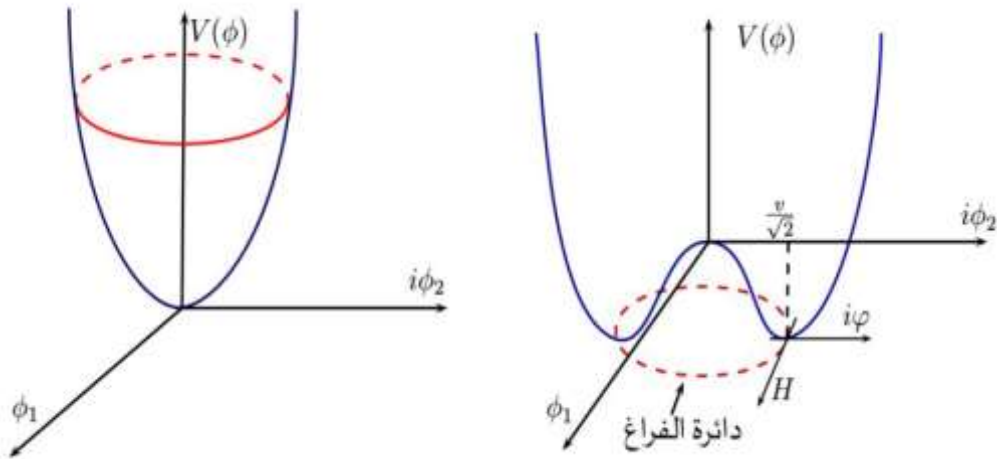
لدينا من عبارة كثافة لاغرانجيان للتفاعل الكهروضعيف الطرف السلمي ( $L_{ST}$  Scalar term):

$$L_{ST} = (D_\mu \phi)^+ (D^\mu \phi) - m^2 \phi^+ \phi + \lambda (\phi^+ \phi)^2 \quad (16.I)$$

حيث:

$$V(\phi^+ \phi) = m^2 \phi^+ \phi + \lambda (\phi^+ \phi)^2 \quad (17.I)$$

$$\phi^+ \phi = \beta \quad \text{نضع:}$$



الشكل (2.I): حالة تناظر قابل للانكسار (يمين) حالة تناظر غير قابل للانكسار (يسار).

نقوم باشتقاق الكمون بالنسبة إلى  $\beta$  من اجل ايجاد قيمة الحقل  $\phi(x)$  بجوار حالة الفراغ

$$\frac{\partial V}{\partial \beta} = m^2 + 2\lambda\beta_0 = 0$$

ومنه

$$\beta_0 = (\varphi^+ \varphi)_0 = -\frac{m^2}{2\lambda} = \frac{v^2}{2}$$

حيث

$$v^2 = -\frac{m^2}{\lambda}$$

ومنه

$$\varphi_0 = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}, \quad \varphi^+ = \left(0 \quad \frac{v}{\sqrt{2}}\right)$$

تصبح قيمة الحقل  $\varphi(x)$  هي قيمته عند حالة الفراغ  $\varphi_0$  بالإضافة الى قيمة التوقعات بجوار حالة الفراغ  $\varphi_p$  كالتالي:

$$\varphi(x) = \varphi_0 + \varphi_p$$

وقيمة الحقل بجوار حالة الفراغ هي  $\varphi_p = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{h(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix}$  حيث  $h(x)$  قيمة حقل هيجز بجوار حالة الفراغ تصبح عبارة  $\varphi(x)$  كالتالي:

$$\varphi(x) = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+h(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (.18.I)$$

الآن نقوم بحساب  $D_\mu \varphi(x)$ :

$$D_\mu \varphi(x) = \left( \partial_\mu - ig \frac{\tau^a}{2} A_\mu^a + ig' \frac{Y}{2} B_\mu \right) \varphi(x) \quad (.19.I)$$

مع وضع  $\rho = v + h(x)$  وبعد الحساب نجد:

$$D_\mu \varphi(x) = \begin{pmatrix} -\frac{i}{\sqrt{8}} g (A_\mu^1 - i A_\mu^2) \rho \\ \frac{1}{\sqrt{2}} \partial_\mu \rho - \frac{i}{\sqrt{8}} (g' B_\mu - g A_\mu^3) \rho \end{pmatrix} \quad (.20.I)$$

$$(D_\mu \varphi(x))^+ = \left( \frac{i}{\sqrt{8}} g (A_\mu^1 + i A_\mu^2) \rho \quad \frac{1}{\sqrt{2}} \partial_\mu \rho + \frac{i}{\sqrt{8}} (g' B_\mu - g A_\mu^3) \rho \right) \quad (.21.I)$$

بعد الحساب والتعويض في العبارة (.16.I) تصبح عبارتها:

$$L_{ST} = \frac{1}{2} (\partial_\mu \rho) (\partial^\mu \rho) + \frac{1}{8} g^2 (A_\mu^1 - iA_\mu^2)^2 \rho^2 - \frac{1}{8} (gA_\mu^3 - g' B_\mu)^2 \rho^2 \quad (.22.I)$$

بعد تقطير كثافة لاغرانجيان نجد التالي:

$$\begin{cases} W_\mu = \frac{1}{\sqrt{2}} (A_\mu^1 + iA_\mu^2) \\ W_\mu^* = \frac{1}{\sqrt{2}} (A_\mu^1 - iA_\mu^2) \end{cases} \quad (.23.I)$$

إذاً لدينا:

$$W_\mu W_\mu^* = \frac{1}{2} |A_\mu^1 - iA_\mu^2|^2$$

ومنه

$$\frac{1}{8} g^2 (A_\mu^1 - iA_\mu^2)^2 = \frac{1}{8} g^2 W_\mu W_\mu^* = \frac{1}{2} m_w^2 W_\mu W_\mu^*$$

إذا كتلة بوزون القياس  $w$  هي :

$$m_{w^-} = m_{w^+} = \frac{g}{2} \quad (.24.I)$$

### 4.3.I الكرومودينامك الكمي QCD $SU(3)$

الكروموديناميك الكمي (QCD) هي نظرية التفاعل القوي، استناداً إلى تناظر زمرة القياس  $SU(3)$ ، الكوارك الذي يأتي في ستة نكهات ( $u, d, s, c, b, t$ ) مزودة بنوع من الشحنة (الكهربائية) يشار إليها باسم الشحنة اللونية التي تولد مجال القوة. مثلما يعمل المجال الكهرومغناطيسي على الجسيمات المشحونة كهربائياً، يعمل مجال اللون على الجسيمات ذات الشحنات اللونية (أي الكواركات والغلوونات)، إنها قوة لربط الكواركات لتشكيل الهادرونات، وتتصرف أو تتفاعل لإنتاج أنواع مختلفة من التفاعلات الديناميكية عندما تقترب الكواركات من بعضها البعض، آلية توليد مجال اللون مشابهة جداً لآلية الكهرومغناطيسية، على سبيل المثال، تولد شحنة اللون الساكنة كيون يشبه كيون كولوم والشحنة المتحركة (أي تيار اللون) تولد المجال اللوني للجسيمات الملونة، هناك ثلاثة أنواع من الشحنات اللونية (وشحناتها المضادة للألوان) يطلق عليها عادة اسم الأحمر (R) والأخضر (G) والأزرق (B) مقارنة بنوع واحد فقط من الشحنة الكهربائية [6].

#### 1.4.3.I كثافة لاغرانجيان في ال QCD

في الكروموديناميك الكمي الجسيمات الفعالة هي الكواركات ( $spin=1/2$ ) والغلوونات ( $spin=1$ ) حيث يعطى

$$q_i = \begin{pmatrix} q_i^1 \\ q_i^2 \\ q_i^3 \end{pmatrix} \quad 1 = R, 2 = G, 3 = B \quad i = \overline{1,2,3} \quad \text{حقل الكواركات} :$$

$$L_{QCD} = -\frac{1}{4} F_a^{\mu\nu} F_{\mu\nu}^a + \sum_{i=1}^6 \bar{q}_i \gamma^\mu D_\mu q_i - \sum_{i=1}^6 m_i \bar{q}_i q_i \quad (.25.I)$$

حيث:

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a - g_s f_{abc} A_\mu^b A_\nu^c \quad (.26.I)$$

$$D_\mu = \partial_\mu - i g_s T_a A_\mu^a \quad (.27.I)$$

هي مولدات الزمرة (3) SU حيث  $\lambda_a$  مصفوفات جال مان :  $T_a = \frac{\lambda_a}{2}$

$$\lambda_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \lambda_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i & 0 \\ i & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

$$\lambda_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \lambda_4 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}$$

$$\lambda_5 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & -i \\ 0 & 0 & 0 \\ i & 0 & 0 \end{pmatrix} \quad \lambda_6 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}$$

$$\lambda_7 = \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -i \\ 0 & i & 0 \end{pmatrix} \quad \lambda_8 = \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & -2 \end{pmatrix} \frac{1}{\sqrt{3}}$$

2.4.3.I. قواعد فايمان في الـ QCD

Quark propagator:

$$i \xrightarrow{p} j \quad \delta_{ij} \frac{i}{\not{p} - m}$$

Gluon propagator:

$$a\mu \text{ --- } k \text{ --- } b\nu \quad \delta_{ab} \frac{-i}{k^2} \left( g_{\mu\nu} - (1 - \xi) \frac{k_\mu k_\nu}{k^2} \right)$$

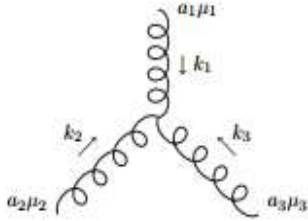
Ghost propagator:

$$a \text{ --- } k \text{ --- } b \quad \delta_{ab} \frac{i}{k^2}$$

Quark-gluon vertex:

$$i \xrightarrow{a\mu} j \quad ig_s \gamma_\mu T_{ij}^a$$

Three-gluon vertex:

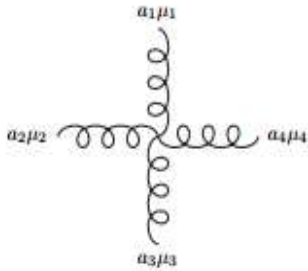


$$g_s f^{a_1 a_2 a_3} V_{\mu_1 \mu_2 \mu_3}(k_1, k_2, k_3)$$

$$V_{\mu_1 \mu_2 \mu_3}(k_1, k_2, k_3) = (k_1 - k_2)_{\mu_3} g_{\mu_1 \mu_2} + (k_2 - k_3)_{\mu_1} g_{\mu_2 \mu_3} + (k_3 - k_1)_{\mu_2} g_{\mu_3 \mu_1}$$

(all momenta incoming)

Four-gluon vertex:



$$-ig_s^2 W_{\mu_1 \mu_2 \mu_3 \mu_4}^{a_1 a_2 a_3 a_4}$$

$$W_{\mu_1 \mu_2 \mu_3 \mu_4}^{a_1 a_2 a_3 a_4} = (f^{13,24} - f^{14,32}) g_{\mu_1 \mu_2} g_{\mu_3 \mu_4} + (f^{12,34} - f^{14,23}) g_{\mu_1 \mu_3} g_{\mu_2 \mu_4} + (f^{13,42} - f^{12,34}) g_{\mu_1 \mu_4} g_{\mu_3 \mu_2}$$

$$f^{ij,kl} = f^{a_i a_j a} f^{a k l a}$$

Ghost-gluon vertex:

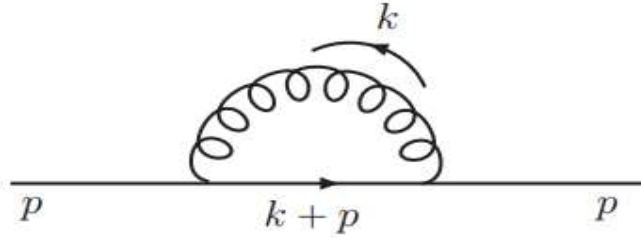
$$b \text{ --- } k \text{ --- } c \quad g_s f^{abc} k_\mu$$

الشكل (3.I): قواعد فايمان في الـ QCD.

### 3.4.3.I إعادة التثمين Renormalization

يجب أن تكون نظرية الحقل الكمي محدودة أو يمكن جعلها محدودة (إعادة التثمين) من خلال إدخال عدد محدود من المبدلات في لاغرانجيان الأصلي دون تغيير شكلها الأساسي.

في QCD لدينا مشكلة في مخططات فاينمان مع زيادة المقدار  $Q^2$ ، حيث أن الكمية  $e$  (شحنة كهربائية في QED) التي تظهر في سعات فاينمان الأقل ترتيبًا، غير محفوظة خلال التفاعلات عالية الدرجة، لذلك فإن هذا يسبب في ظهور الحلقات، وبالتالي يظهر الاختلاف في نظريتنا الكمومية [6, 7].



الشكل (4.I): مخطط فاينمان للطاقة الذاتية للكوارك.

إزالة تلك الحلقات (الاختلافات)، تحتاج إلى إعادة تنظيم المعاملات الجديدة:

$$e_0 \text{ ومقدار الكتلة الثاني } \mu = Q^2.$$

حيث تكون العلاقة بين  $e_0$  و  $e$  كالتالي:

$$e = e_0 \left[ 1 - \frac{1}{2} I(q^2 = -q^2) + O(e_0^4) \right] \quad (28.I)$$

هذه العلاقة هي أكثر الشروط قبولًا تجريبيًا، مع انخفاض السعة الذاتية

$$M(e) = M(e_0)$$

وبالتالي فإن  $|M|^2$  يمكن ملاحظتها ويجب أن تكون مستقلة عن قيمة  $\mu$ ، لذلك يمكن التعبير عن استقلال  $M$  عن  $\mu$  بواسطة:

$$\mu^2 \frac{d}{d\mu^2} M \left( \frac{Q^2}{\mu^2}, \alpha_S \right) = \left[ \mu^2 \frac{\partial}{\partial \mu^2} + \mu^2 \frac{\partial \alpha_S}{\partial \mu^2} \frac{\partial}{\partial \alpha_S^2} \right] M \left( \frac{Q^2}{\mu^2}, \alpha_S \right) = 0 \quad (29.I)$$

حيث:

$$\beta(\alpha_S) = \mu^2 \frac{\partial \alpha_S}{\partial \mu^2} \quad (30.I)$$

تسمى المعادلة (29.I) معادلة مجموعة اعادة التقنين RGE ، نحاول حل ما يمكن ملاحظته كدالة ل  $Q^2$  بدلاً من  $\mu^2$  كما هو معطى في الحالة المذكورة أعلاه، يكون تغيير المتغير سهلاً لأن  $Q^2$  يظهر فقط ف  $\frac{Q^2}{\mu^2}$  وهو متغير عديم الأبعاد

$$dQ^2 = -d\mu^2$$

$$\left[ -Q^2 \frac{\partial}{\partial Q^2} + \beta \frac{\partial}{\partial \alpha_s^2} \right] M \left( \frac{Q^2}{\mu^2}, \alpha_s \right) = 0 \quad (31.I)$$

يمكن حل المعادلة باستخدام تقنية تعرف باسم طريقة الخصائص method of characteristics ، نقدم متغير جديد ومعامل جديد محدد بواسطة:

$$\tau = \ln \left( \frac{Q^2}{\mu^2} \right), \quad d\tau = \frac{dQ^2}{Q^2} = \frac{d\bar{\alpha}_s(\tau)}{\beta(\tau)} \quad (32.I)$$

$$\bar{\alpha} (0) = \alpha_s \quad \text{مع الشرط الحدي}$$

لدينا حل معادلة السابقة

$$\tau = \int_{\alpha_s}^{\bar{\alpha}_s} \frac{d\alpha}{\beta(\alpha)} \quad (33.I)$$

ويتميز المتغيرين  $\alpha_s$  و  $\bar{\alpha}_s$  لدينا

$$\frac{d\bar{\alpha}_s(\tau)}{d\tau} = \beta(\bar{\alpha}_s(\tau)) \quad , \quad \frac{d\bar{\alpha}_s(\tau)}{d\alpha_s} = \frac{\beta(\bar{\alpha}_s(\tau))}{\beta(\alpha_s)} \quad (34.I)$$

من العبارتين السابقتين نستنتج معادلة

$$\left[ -\frac{\partial}{\partial \tau} + \beta(\alpha_s) \frac{\partial}{\partial \alpha_s} \right] R(e^\tau, \alpha_s) = 0 \quad (35.I)$$

#### 4.4.3.I دالة بيتا The Beta function

في الكروموديناميك الكمي ، دالة بيتا  $\beta$  لديها توسع اضطرابي

$$\beta(\alpha_s) = -b\alpha_s(1 + b'\alpha_s + b''\alpha_s^2 + O(\alpha_s^2)) \quad (36.I)$$

حيث ان  $b, b', b''$  يعطى بدلالة  $n_f$  وهو عدد النكهات النشطة للضوء، تصبح عبارة  $\beta$  البديلة كالتالي:

$$\beta(\alpha_s) = -\alpha_s \sum_{n=0}^{\infty} \beta_n \left( \frac{\alpha_s}{4\pi} \right)^{n+1} = -\beta_0 \frac{\alpha_s^2}{4\pi} - \beta_1 \frac{\alpha_s^3}{(4\pi)^2} - \dots \quad (37.I)$$

$$\beta_0 = 11 - \frac{2}{3}n_f \quad (38.I)$$

### 5.4.3.I الحرية المقاربة وحبس النكهة اللونية asymptotic freedom color confinement

كانت الحرية المقاربة السبب الرئيسي لنموذج البارتون الناح في شرح ظواهر التصادمات الغير المرنة، التي تعاملت مع الجسيمات المكونة للهادرونات اثناء التسريع على أنها تتحرك بحرية، وفقا لما حصلنا عليه من قبل يمكننا توليد ثابت الاقتران الذي يتخذ الشكل التالي :

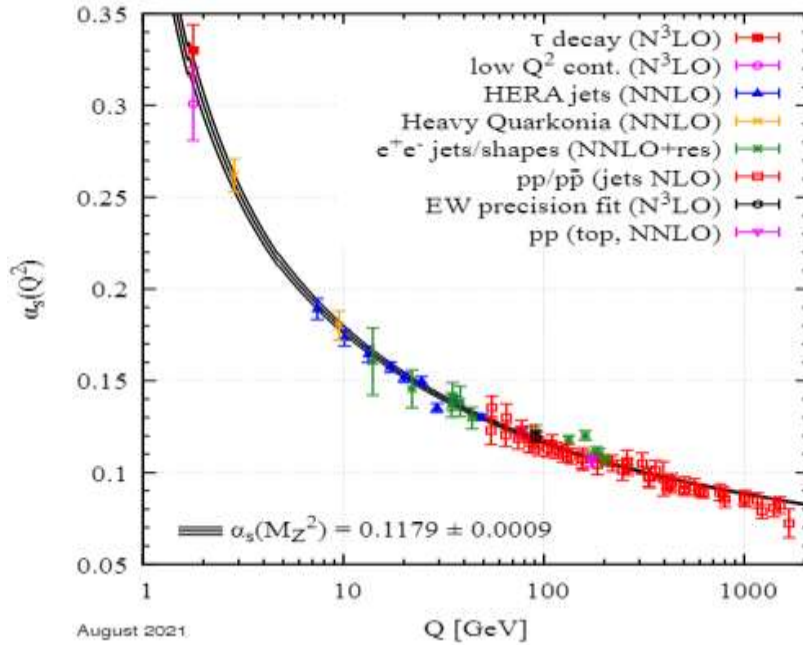
$$\alpha_s(Q^2) = \frac{\alpha_s(\mu^2)}{1 + \alpha_s(\mu^2)b\tau} \quad (39.I)$$

حيث

$$\tau = \ln\left(\frac{Q^2}{\mu^2}\right) , \quad b = \frac{1}{12\pi}(33 - 2n_f) \quad (40.I)$$

وبالتالي، فإن توليد ثابت الاقتران في QCD يتعلق مع anti-screening، حيث تعمل الغلونات الافتراضية المحيطة بالكواركات لاختفاء الشحنة اللونية للكواركات، يزيد  $Q^2$  من انخفاض ثابت الاقتران، حيث عند ارتفاع  $Q^2$  يميل الاقتران  $\alpha_s$  إلى الانعدام كما هو موضح في الشكل (5.I)، مما يعني أن الكواركات لا تتفاعل تقريباً، تسمى هذه ظاهرة بالحرية المقاربة.

على العكس من ذلك، عندما ينفصل كواركان ويتعدان، يزداد ثابت الاقتران، هذه ظاهرة تسمى حبس اللون، الطاقة المتفاعلة التي فصلت الكواركان من الهادرون كافية لإنشاء زوج جديد من الكواركات، حيث يتم تجميع الكواركات وحبسها في هادرون ذا لون محايد.



شكل (5.I): رسم بياني لمختلف قياسات  $\alpha_s$  بدلالة  $Q^2$  [8].

## 4.I. مشاكل النموذج المعياري

استطاع النموذج المعياري ان يحقق العديد من النجاحات الباهرة و التي تتمثل في ماييلي :

تحديد بنية كل الجسيمات المعروفة، فقد اصبح الان بالامكان فهم بنية ما لا يقل عن 270 جسيم باستخدام عدد محدود من الجسيمات ( ستة كواركات و ستة لبتونات ) .

توفير ادوات نظرية تسمح بالتنبؤ بوجود حوامل التفاعلات وهي مبدا الصمود ازاء التحويلات المعيارية الموضعية، و بالفعل فقد تنبأ هذا النموذج إضافة للفوتون و الذي هو معروف من قبل بوجود الغلوون (حامل التفاعل القوي ) و وجود حوامل التفاعل الضعيف بوزونات (W,Z).

تنبأ النموذج المعياري ايضا بوجود الكوارك توب Top وقد تم رصده لأول مرة سنة 1995 بمختبر فيرمي بواسطة تفاعل البروتون ومضاد البروتون .

تم توحيد التفاعل الضعيف والتفاعلات الكهرومغناطيسية تحت مسمى التفاعلات الكهروضعيفة EW في النموذج المعياري وقد تم بواسطة هذا التوحيد ادخال الية باهرة وهي الية هيجز للانكسارات التلقائية للتناظر EWSB والذي أدى الى التنبؤ بالجسيم الذي يعطي الكتلة للمادة قد تم اثبات وجود هذا الجسيم في مختبر CERN في ال LHC سنة 2012 [9] .

بالرغم من كل هاته النجاحات التي حققها هذا النموذج المعياري الا انه واجه العديد من المشاكل اضافة الى عجزه على تفسير العديد من مسائل فيزياء الجسيمات، اهم مشاكل هذا النموذج و عيوبه هو احتوائه على ثمانية عشر وسيطا غير معين اذا اخذنا كتلة النيترونات اصبحت خمس وعشرون [10] وتتمل هذه الوسائط في :

ثابت البنية الدقيقة  $\alpha$  ، ثابت البنية الضعيفة  $\alpha_w$ ، ثابت البنية القوية  $\alpha_s$ ، كتل الجسيمات الاولية ( ستة كواركات و ثلاثة لبتونات)، كتلة بوزون هيجز، كتلة البوزونات الضعيفة (W,Z)، عناصر مصفوفة الاقتران (matrice CKM) و القيمة المتوسطة للفراغ ( فراغ الحقل هيجز ) .

ان هذا العدد الكبير من الوسائط في النموذج المعياري يدفع بقوة للاعتقاد بان هذا النموذج مجرد نظرية تقريبية لان الفيزيائيين يؤمنون بان النظريات الاساسية يجب ان تحتوي على عدد قليل من الوسائط [11]، كما ان هذا النموذج عجز عن شرح بعض المسائل والتي تتمثل في فشل تفسير التاثير الثقالي و اللاتناظر بين المادة و المادة المضادة و التباين الكبير في كتلة الكواركات وعدم تفسير الية الانكسار التلقائي، التصحيح الاشعاعي (radiative corrections) ، ايضا عجز النموذج المعياري عن تفسير طبيعة المادة المظلمة و التي لا تظهر إلا من خلال تاثيرها التجاذبي على المادة المرئية، والفشل في مسألة اهتزاز النيوتريينو حيث تبين من خلال تحليل البيانات الفلكية انه يمتلك كتلة و هو ما يخالف فرضية النموذج المعياري ، الفشل في تفسير مسألة لماذا لا يشارك الجيل الثاني والثالث من اللبتونات في تشكيل بنية المادة .

## 5.I. نظريات ما بعد النموذج المعياري BSM

بعد عجز النموذج المعياري عن تفسير العديد من المسائل واحتوائه على العديد من العيوب، ظهرت عدة نظريات محاولة حل هذه المشاكل بتصحيح بعض العيوب ونذكر اهمها في مايلي :

✓ **التناظر الفائق supersymmetry** : يعد التناظر الفائق امتداد للنموذج المعياري حيث يرفق فيه كل جسم فرميوني من النموذج المعياري بجسيم بوزوني حيث يتسمان بامتلاك نفس الخصائص و الاختلاف بينهما يقتصر على السبين والعكس ايضا حيث يرفق كل جسم بوزوني بجسيم فرميوني ،السبب الرئيسي لطرح هذا النموذج هو حل مشكلة الازدياد المفرط في كتلة البوزون هيجز، اضافة الى حله لمشكلة تباعد الكتلة فقد حل ايضا مشكلة السلوك الشاذ لثوابت الاقتران ( البنية ) للتفاعلات.

✓ **نظرية الابعاد المتعدد extra dimensions theories** : هي مجموعة من النماذج مبنية على فكرة ان عدد الابعاد يفوق الاربعة وتختلف في ما بينها في عدد الابعاد وتمثل هذه النماذج في :  
نموذج كاليزا -كلاين وفيه عدد الابعاد خمسة و ADD models - نموذج الابعاد الاضافية وفيه عدد الابعاد اكثر من خمسة ،و RS models - نموذج راندل - ساندرام فيه اعتبرت الابعاد الاضافية ملتوية، تشترك وتتفق هذه النماذج في حقائق التي تتمثل في :

• جسيمات النموذج القياسي تتحرك فقط في الفضاء الرباعي ( الغشاء brane )

• الجاذبية يمكنها الانتشار في جميع الابعاد

• الجاذبية اقوى مما تبدو عليه و ضعفها راجع الى قدرتها على الانتشار خارج الغشاء .

✓ **النموذج المعياري الغير تبديلي** : هذا النموذج مبني على فكرة ان الفضاء غير تبديلي اي الفضاء الذي تكون فيه المؤثرات المرفقة بالاحداثيات غير متبادلة، يتميز النموذج المعياري الغير تبديلي عن باقي النماذج في ان الظواهر الجديدة فيه تظهر كنتيجة مباشرة لتشوه الفضاء اذ انه هناك العديد من التفاعلات ما بين الجسيمات تصبح ممكنة في حين تكون ممنوعة في باقي النماذج، لحد الان لم يتم رصد اي من توقعات هذا النموذج لكن الامل مازالت معلقة بحجم البيانات التي يقوم المصادم الهادروني الكبير بجمعها في الوقت الحاضر و كذلك بالبيانات التي يتوقع الحصول عليها عند تشغيل المصادم الخطي الدولي الذي يؤؤمل دخوله الخدمة [12] .

✓ **نظرية الاوتار الفائقة Superstring theories** : تعتبر الجسيمات الاولية في هذه النظرية ليست نقطية و انما عبارة عن اوتار هذه الاوتار قد تكون مفتوحة او مغلقة و يمكنها ان تهتز بكل الانماط الممكنة حيث كل نمط اهتزاز يعطينا جسيم مختلف، الجسيمات المعروفة مثل الكواركات و اللبتونات هي احد انماط الاهتزازات الممكنة لهذه الاوتار، تتميز هذه النظرية بقدرتها على شرح كل التفاعلات الاساسية المعروفة من اجل كل المستويات الطاقوية ( الى غاية مستوى بلانك ) لذلك فان هذه النظرية تلقى قبولا كبيرا لدى معظم الفيزيائيين النظريين .

# الفصل الثاني II: تجارب فيزياء الطاقة العالية HEP

## 1.II. مقدمة

تجارب فيزياء الطاقة العالية تركز على دراسة الجسيمات الأولية وتفاعلاتها في طاقات عالية جدًا، يهدف المجال إلى فهم القوانين الأساسية للطبيعة من خلال دراسة خصائص هذه الجسيمات وتفاعلاتها، تتضمن تجارب فيزياء الطاقة العالية استخدام مسرعات الجسيمات الكبيرة، مثل مصادم الهدرونات الكبير (LHC) و المصادم الدائري المستقبلي (FCC) في CERN، لخلق تصادمات عالية الطاقة بين الجسيمات، تنتج هذه التصادمات حزمًا من الجسيمات الأولية والتي يمكن اكتشافها ودراستها لفهم خصائص الجسيمات المشاركة في التصادم وإمكانية الكشف عن جسيمات المادة المظلمة وجسيمات مابعد النموذج المعياري.

## 2.II. المصادم الهادروني الكبير LHC

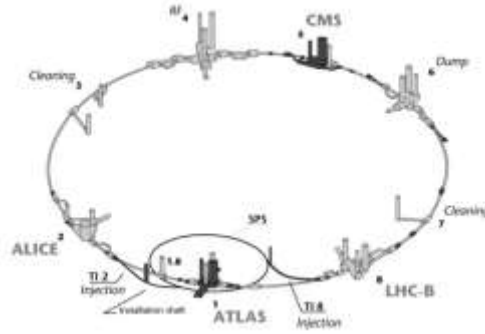
إن الحاجة لإنتاج الكثير من الطاقة والتعرف على العديد من الجسيمات كـ بوزون هيغز كانت سببًا في ظهور أكبر وأقوى مصادم في العالم المعروف بمصادم الهادرونات الكبير LHC، وتتم فكرة عمله أساسًا على تصادم الملايين من البروتونات عند نقطة معينة ومراقبة كمية الطاقة الناتجة عن هذا التصادم.

تعتمد عملية التصادم على حزمتي بروتونات متضادة في اتجاه الدوران، لكل منها طاقة مقدارها 7 TeV في التشغيل الأول Run1، تتحرك هذه الحزم حول حلقة LHC طولها 26.7 كلم داخل فراغ مستمر موجه بمغناطيس فائقة التوصيل والتي يتم تبريدها بواسطة نظام تبريد ضخم، تنتقل الحزم في أنبوبين مفرغين منفصلين و تصادم في أربع نقاط رئيسية تمثل كواشف التجارب، تراقب هذه الكواشف بعناية في حين طاقة البروتونات المتصادمة تتحول بشكل سريع إلى مجموعة كبيرة من الجسيمات [13].

Energy	(TeV)	7.0
Dipole field	(T)	8.65
Luminosity	(cm <sup>-2</sup> s <sup>-1</sup> )	10 <sup>34</sup>
Beam-beam parameter		0.0032
Injection energy	(GeV)	450
Circulating current/beam	(A)	0.53
Bunch spacing	(ns)	25
Particles per bunch		1x10 <sup>11</sup>
Stored beam energy	(MJ)	332
Normalized transverse emittance	(μm)	3.75
R.m.s. bunch length	(m)	0.075
Beta values at I.P.	(m)	0.5
Crossing angle	(μrad)	200
Beam lifetime	(h)	22
Luminosity lifetime	(h)	10
Energy loss per turn	(keV)	6.9
Critical photon energy	(eV)	45.6
Total radiated power per beam	(kW)	3.7

الجدول (1.II): الخصائص العامة للمصادم LHC في تشغيل الأول run1 [14].

توجد تجارب فيزياء الجسيمات على مستوى الكواشف الأربعة ALICE و ATLAS و CMS و LHCb في المواقع المشار إليها في الشكل (1.II).



الشكل (1.II): مصادم الهادرونات الكبير LHC [15].

## 1.2.II. تجارب المصادم الهادروني الكبير ونتائجها

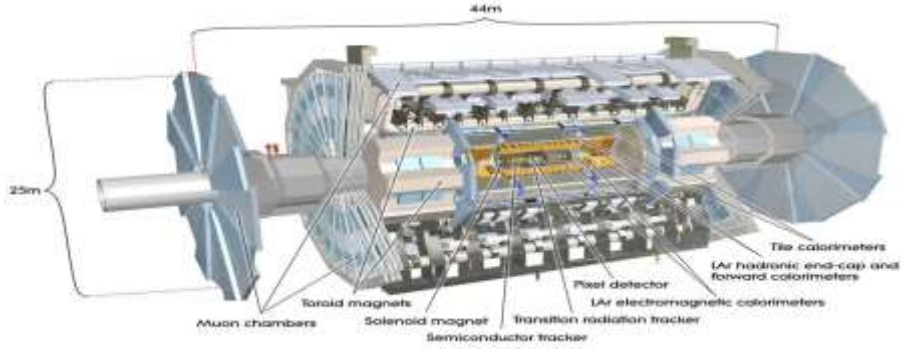
أجرى مصادم الهادرونات الكبير (LHC) العديد من التجارب المهمة التي ساهمت بشكل كبير في فهمنا لفيزياء الجسيمات والكون، منذ عام 2009 نجحت في تقديم تصادمات للتجارب على مستوى الكواشف الأربعة المثبتة على طول محيطها: ALICE و ATLAS و CMS و LHCb.

## 2.2.II. كواشف المصادم الهادروني الكبير

ان عمليات الكشف تستلزم وجود تفاعل بين الجسيمات التي ينتج عنها جسيمات وتفاعلات جديدة وبناء على هذا تستخدم الكواشف لدراسة خصائص تلك الجسيمات الموجودة في التفاعل، ويمكن للكواشف أداء العديد من الوظائف خلال هذه العملية كوصف مسار الجسيمات وتحديد الاندفاع والشحنة الكهربائية للجسيمات وايضا التعرف على كتلة كل جسيم ويمكن لأجهزة الكشف اختيار الأحداث وتجنب تراكم تلك الغير ضرورية منها.

### 1.2.2.II. الكاشف ATLAS

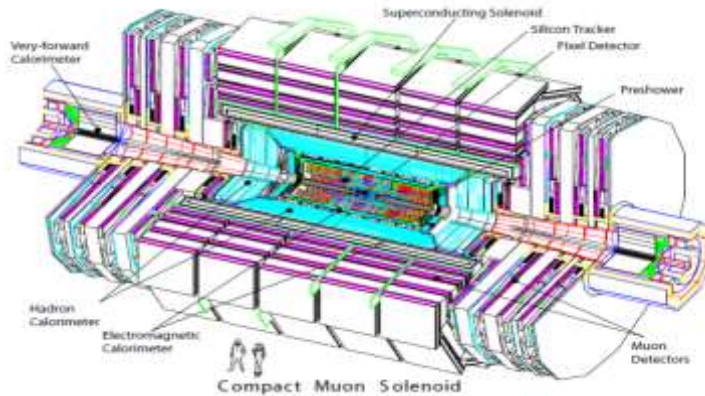
ان الكاشف ATLAS هو أكبر جهاز في المصادم LHC و تعود اختصار تسميته إلى العبارة A Toroidal LHC Apparatus ، يبلغ طوله 55 مترا و أما ارتفاعه وعرضه فيبلغان كل منهما 24 مترا في حين يزن 7000 طن ، يوجد في باطنه كاشف داخلي لتتبع المسار ( Inner Detector) حيث يمكننا حسب مسار الجسيمات التعرف على الشحنة الكهربائية لها ، وخارجا توجد أجهزة لقياس السرعات تعمل على كشف عن الجسيمات حسب خصائصها من الشحنة والكتلة وتصنيفاتها بما فيها الكالوريمتر الكهرومغناطيسي حيث يكشف عن الجسيمات التي تتفاعل التفاعلات الكهرومغناطيسية، والكالوريمتر الهادروني الذي يكشف عن الجسيمات الثقيلة التي تتفاعل تفاعلات نووية، بالإضافة إلى مطياف الميونات ( Muon spectrometer ) الذي يكون اخر طبقة في الكاشف وهو الذي يكشف عن الميونات التي لا يمكن ان تكشف في الطبقات الأولى [16].



الشكل (2.II):الكاشف ATLAS [16].

### 2.2.2.II الكاشف CMS

تم تصميم كاشف CMS (Solenoid Muon Compact) لمراقبة أي ظواهر فيزيائية جديدة قد يكشف عنها المصادم LHC بالإضافة للكشف عن الميونات بدقة عالية، يبلغ وزنه 15000 طن ويتكون من عدة طبقات متحدة المركز وهي نفسها طبقات كاشفكما يوضح الشكل (3.II) ATLAS مع احتواءه على أقوى مغناطيس لولبي على مستوى ال LHC [18,17].

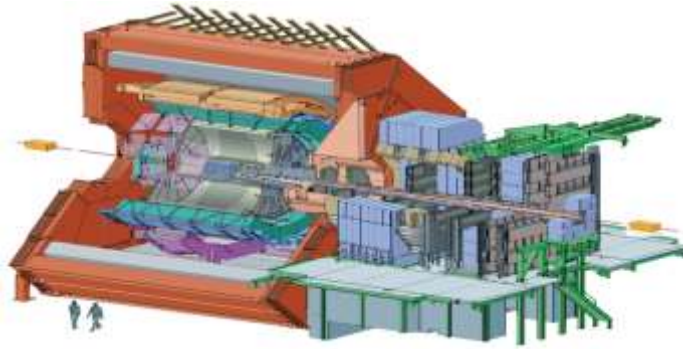


الشكل (3.II):الكاشف CMS [18].

### 3.2.2.II الكاشف ALICE

كاشف ALICE (A Large Ion Collider Experiment) هو كاشف للأيونات الثقيلة صمم للاستخدامات العامة في LHC حيث يركز على دراسة نظرية ال QCD نظرية التفاعل القوي للنموذج القياسي، تم تصميمه لمعالجة فيزياء

المادة المتفاعلة بقوة وبلازما كوارك-جلون عند القيم القصوى لكثافة الطاقة ودرجة الحرارة في تصادمات بروتون بروتون.



الشكل (II.4): الكاشف ALICE [19].

### II.4.2.2. الكاشف LHCb

يعد الكاشف LHCb (Large Hadron Collider beauty) احد النقاط الأربعة الأساسية في المصادم LHC من بين أهم الدراسات التي صمم من أجلها دراسة الكوارك b (beauty) و الميزون الثقيل الكاشف عن الفروقات بين المادة وضد المادة و دراسة الانحلال في التفاعل الضعيف و انتهاك التناظر CP الناتج عنه.



الشكل (II.5): الكاشف LHCb [20].

### II.3. المصادم الدائري المستقبلي FCC

المصادم الدائري المستقبلي FCC هو مسرع جسيمات مقترح سيكون أكبر وأكثر قوة من LHC، وسيكون موقعه في CERN ويتألف من نفق على شكل حلقة بطول 100 كيلومتر، سيكون المصادم الدائري المستقبلي قادر على تسريع الجسيمات إلى طاقات أعلى من LHC تصل إلى 100 TeV و إنارة (Luminosity) أعلى، مما قد يؤدي إلى اكتشافات جديدة في فيزياء الجسيمات حيث سيسلط الضوء على أسئلة المادة المظلمة وعدم التناظر بين المادة والمادة المضادة والطاقة المظلمة و كتلة النيوتريينو الغير معدوم وغيرها من الأسئلة التي لم يجب عليها المصادم الهادروني الكبير LHC.



الشكل (II.6): مخطط نفق بطول 100 كلم لل FCC .

### II.1.3. المصادم المستقبلي هادرون هادرون FCC-hh

تم تصميم FCC-hh لرفع طاقة مركز الكتلة الى 100 TeV في تصادم بروتون بروتون، وإثارة تصل الى  $20 \text{ ab}^{-1}$  في كل من التجريبتين الرئيسيتين لمدة 25 عامًا من التشغيل التي تتطلبها دراسات الفيزياء المتوقعة، بالإضافة إلى ذلك فإن FCC-hh سيكون له دور كبير لاكتشاف الجسيمات الحاملة للقوة في ارتفاعات جديدة التي تصل إلى كتل تبلغ حوالي 30 TeV، حيث تعمل طاقة الاصطدام على توسيع نطاق البحث عن جسيمات المادة المظلمة، وبما أن معدل الطاقة و الاصطدام عالي سيتم إنتاج بلايين من بوزونات هيغز وتريليونات من الكواركات العلوية، مما يخلق فرصا جديدة لدراسة التفككات النادرة في الكروموديناميك الكمي [21] QCD .

	LHC	HL-LHC	FCC-hh	
			Initial	Nominal
<b>Physics performance and beam parameters</b>				
Peak luminosity* ( $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ )	1.0	5.0	5.0	< 30.0
Optimum average integrated luminosity/day ( $\text{fb}^{-1}$ )	0.47	2.8	2.2	8
Assumed turnaround time (h)			5	4
Target turnaround time (h)			2	2
Peak number of inelastic events/crossing	27	135 <sup>†</sup>	171	1026
Total/inelastic cross section $\sigma$ proton (mb)		111/85	153/108	
Luminous region RMS length (cm)			5.7	
Distance IP to first quadrupole $L^*$ (m)		23	40	
<b>Beam parameters</b>				
Number of bunches $n$		2808	10400	
Bunch spacing (ns)		25	25	
Bunch population $N$ ( $10^{11}$ )	1.15	2.2	1.0	
Nominal transverse normalised emittance ( $\mu\text{m}$ )	3.75	2.5	2.2	
Number of IPs contributing to $\Delta Q$	3	2	2 + 2	2
Maximum total beam-beam tune shift $\Delta Q$	0.01	0.015	0.011	0.03
Beam current (A)	0.58	1.12	0.5	
RMS bunch length <sup>‡</sup> (cm)		7.55	8	
$\beta^*$ (m)	0.55	0.15	1.1	0.3
RMS IP spot size ( $\mu\text{m}$ )	16.7	7.1	6.8	3.5
Full crossing angle ( $\mu\text{rad}$ )	285	590	104	200 <sup>§</sup>

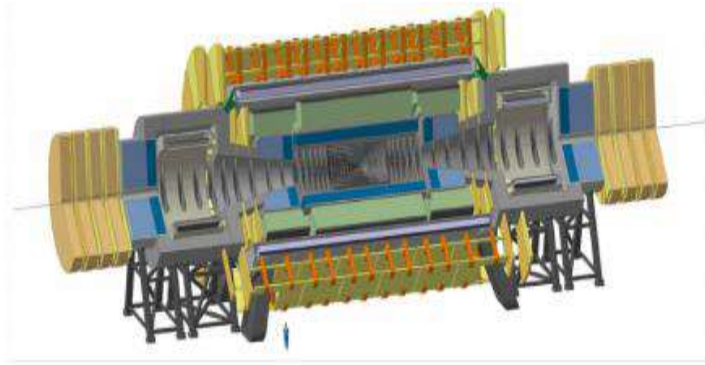
الجدول (II.2): معاملات خط الأساس الرئيسية ل FCC-hh مقارنة بمعاملات LHC و HL-LHC (الإثارة عالية )

[22,21].

### 1.1.3.II. كاشف FCC-hh

ان كاشف FCC-hh عبارة ان الة قياس دقيقة وادق من كاشفات LHC، وهذا بطبيعة الحال مع زيادة طاقة مركز الكتلة باضعاف فيما يتعلق بـ LHC الحالي، تؤدي المقاطع الفعالة الكبيرة لعمليات النموذج SM جنبًا إلى جنب مع اللمعان الكبير إلى زيادة كبيرة في دقة القياس، هذا يعني أن الكاشف يجب أن يكون قادرًا على قياس نفاثات (jets) متعددة الطاقات واللبتونات والفوتونات مع كتل تصل إلى 50 TeV، بالإضافة إلى قياس تفاعلات النموذج العياري SM المعروفة بدقة عالية، وأن تكون حساسة لمجموعة واسعة من توقعات مابعد النموذج المعياري BSM .

الكاشف FCC-hh سيكون بطول إجمالي 50 مترا وقطره 20 مترا وملف لولبي داخلي بقطر 10 أمتار وملفان لولبيان أماميان بقطر 5 أمتار.



الشكل (II.7): الكاشف FCC-hh .

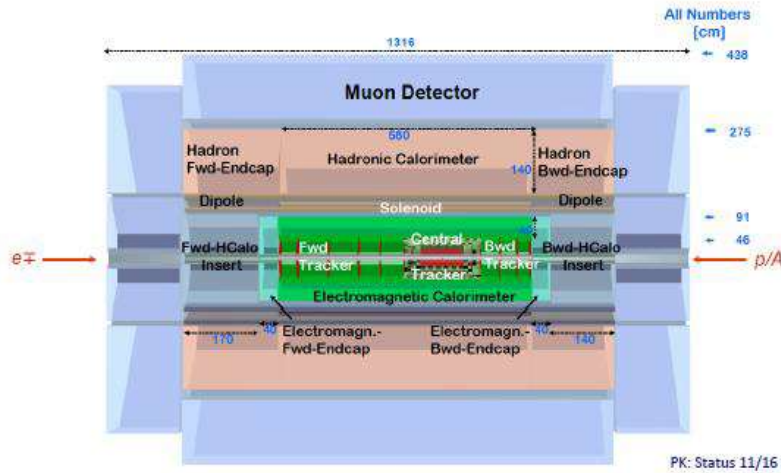
### 2.3.II. المصادم المستقبلي هادرون-إلكترون FCC-he

ان المصادم FCC-he يوفر تنوع في برنامج البحث بالإضافة إلى الطاقة التي يوفرها شعاع البروتون والتي تصل إلى 50 TeV والتوافر المحتمل لحزمة إلكترونية بطاقة 60 GeV وهذا ما يؤدي لفتح آفاق جديدة لفيزياء التشتت العميق الغير المرن وسيكون هذا المصادم عبارة عن مصنع Higgs عالي الدقة مما يمكنه لإكتشاف جسيمات جديدة، وأيضا دراسة تفاعلات الكواركات والغليونات.

parameter [unit]	LHeC CDR	ep at HL-LHC	ep at HE-LHC	FCC-he
$E_p$ [TeV]	7	7	12.5	50
$E_e$ [GeV]	60	60	60	60
$\sqrt{s}$ [TeV]	1.3	1.3	1.7	3.5
bunch spacing [ns]	25	25	25	25
protons per bunch [ $10^{11}$ ]	1.7	2.2	2.5	1
$\gamma\epsilon_p$ [ $\mu\text{m}$ ]	3.7	2	2.5	2.2
electrons per bunch [ $10^9$ ]	1	2.3	3.0	3.0
electron current [mA]	6.4	15	20	20
IP beta function $\beta_p^*$ [cm]	10	7	10	15
hourglass factor $H_{geom}$	0.9	0.9	0.9	0.9
pinch factor $H_{b-b}$	1.3	1.3	1.3	1.3
proton filling $H_{coll}$	0.8	0.8	0.8	0.8
luminosity [ $10^{33}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ]	1	8	12	15

الجدول (3.II): خصائص المصادم المستقبلي FCC-he مقارنة بنظائرها من مصادمات مختلفة [23].

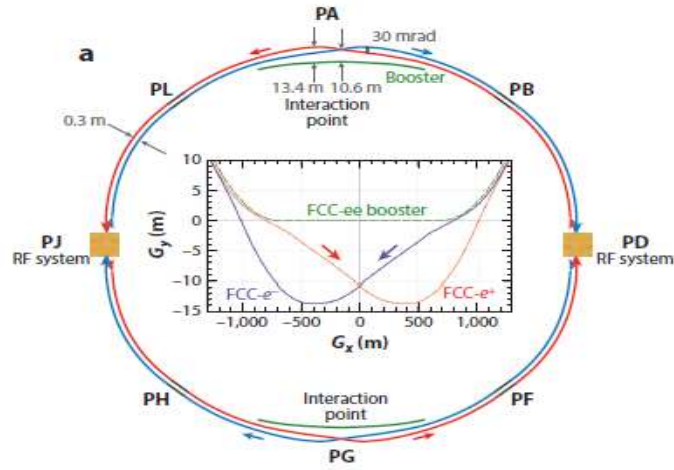
### 1.2.3.II. كاشف FCC-he



الشكل (8.II): رسم تخطيطي للكاشف FCC-he.

### 2.3.II. المصادم المستقبلي الكترون- الكترون FCC-ee

صمم المصادم FCC-ee بهدف دراسة الكوارك العلوي و بوزون هيگز و بوزونات القياس Z/W في التفاعلات الكهروضعيفة، يتميز المصادم FCC-ee بإنارة عالية التي تتيح إمكانية هائلة لقياسات دقيقة لخصائص بوزون هيگز الغير المسبوقة، حيث يمكن لهذه الامكانيات الخاص بأن تمهد لإكتشاف فيزياء ما بعد النموذج المعياري.

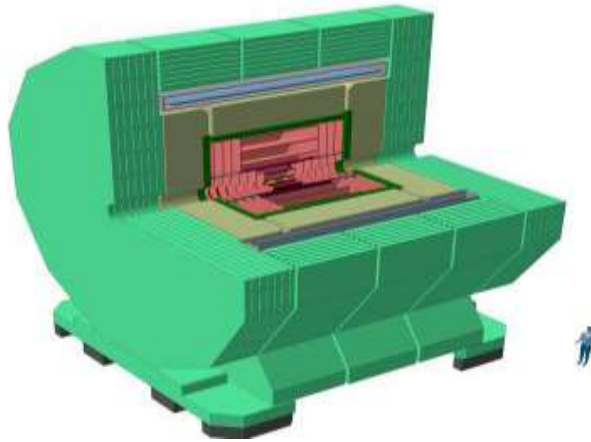


الشكل (II.9): رسم تخطيطي لشكل المصادم [23].

### 2.3.II. كاشف CLD FCC-ee

ان الكاشف CLD اختصار للعبارة (CLIC-like detector) وهو احد الكواشف المقترح انشائها للمصادم

FCC-ee



الشكل (II.10): رسم تخطيطي للكاشف CLD.

## الفصل الثالث III:

# فيزياء الهيجز Higgs physics

### 1.III. مقدمة

بعد إثبات وجود بوزون هيجز في التجربتان ATLAS و CMS لا تزال العديد من الأسئلة دون إجابة، كطبيعة المادة المظلمة، وعدم التماثل بين المادة وضد المادة، توحيد التفاعلات الأساسية... الخ،

تتمثل أهم طرق الإجابة على هذه الأسئلة العالقة في إيجاد نماذج تتجاوز النموذج المعياري تعرف ب «مابعد النموذج المعياري» عن طريق إقترح جسيمات و تفاعلات جديدة قد تحمل تفسيراً للظواهر الفيزيائية المهمة، تعتبر فيزياء الهيجز من أهم بوابات توسيع النموذج المعياري والإجابة عن بعض الأسئلة التي عجز عنها النموذج المعياري، حالياً أصبحت دراسة بوزون هيجز أداة مهمة لاستكشاف الفيزياء خارج النموذج المعياري (BSM).

في هذا الفصل سنتطرق لأهمية دراسة بوزون الهيجز من خلال اكتشاف قنوات الانتاج والإنحلال وأيضا سنتطرق لدراسة المقطع الفعال لإنتاج بوزون هيجز.

### 2.III. أهمية دراسة فيزياء الهيجز في SM و BSM

كان إكتشاف بوزون هيجز في مصادم الهادرونات الكبير (LHC) في عام 2012 علامة فارقة في فيزياء الجسيمات، حيث يلعب بوزون هيجز دوراً مهماً في النموذج المعياري (SM) من خلال إعطاء كتلة للجسيمات الأساسية مثل الكواركات والإلكترونات والبوزونات الكتلية.

بوزون هيجز هو الجسيم السلمي الوحيد في النموذج المعياري SM، مما يعني أنه ليس له دوران ذاتي Spin ، ويتفاعل مع جميع الجسيمات الأخرى بما يتناسب مع كتلتها، تتم دراسة خصائصه والتأكد منها جيداً بإجراء قياسات دقيقة لكتلته وشحنه وخصائصه الكمية الأخرى.

تم الاعلان عن اكتشافه في جويلية 2012 في تجرتي ATLAS و CMS بعد التشغيل الاول (run1) للمصادم LHC حيث تم التعرف على الهيجز عن طريق قناتي الاضمحلال  $h \rightarrow \gamma\gamma$  و  $h \rightarrow ZZ$  لخلو هاتين القناتين من الخلفية الاشعاعية للكروموديناميك الكمي، قدرت كتلة الهيجز ب 125 GeV .

يمكن أن يلعب بوزون هيجز دوراً حاسماً في اكتشاف فيزياء جديدة مابعد النموذج المعياري [24] ، على سبيل المثال تتنبأ العديد من نظريات BSM بوجود جسيمات جديدة تتفاعل مع بوزون هيجز، أو حتى أنواع جديدة من بوزونات هيجز ذات خصائص مختلفة، علاوة على ذلك يمكن أن يوفر بوزون هيجز أيضاً نظرة ثاقبة لطبيعة المادة المظلمة، حيث تتنبأ بعض نظريات BSM بوجود جسيمات جديدة يمكن أن تكون مسؤولة عن المادة المظلمة، ويمكن أن توفر دراسة التفاعلات بين هذه الجسيمات وبوزون هيجز أدلة مهمة حول طبيعة المادة المظلم [25,26] ، حتى يتم العثور على فيزياء جديدة خارج النموذج المعياري، سيظل الاستكشاف الكامل لخصائص هيجز على رأس أولويات فيزياء الطاقة العالية، يتم إحراز تقدم

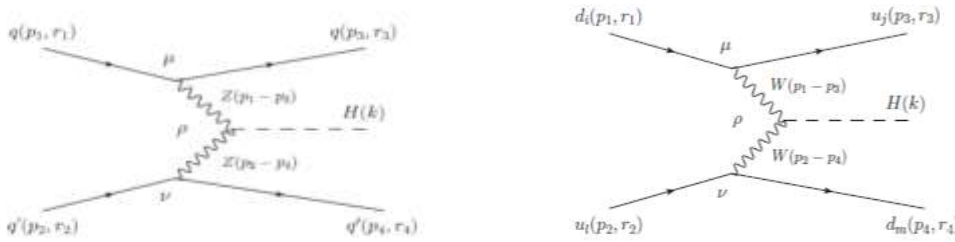
سريع من قبل LHC فيما يعرف بقياسات الدقة في تحسين المعرفة بأزواج الهيجز ، ولكن ستظل الإجابة الدقيقة على قضيتين رئيسيتين مفتوحة حتى بعد HL-LHC (ال LHC في إنارة عالية ) و FCC-ee : كيف يتزاوج الهيجز مع نفسه ؟ ما هي طبيعة انتقال المرحلة التي رافقت الانفجار العظيم بحوالي جزء من عشرة مليار ثانية.

يحتوي FCC-hh في 100 TeV على هدف دقيق بنسبة 5٪ لقياس الاقتران الذاتي لبوزون هيجز في SM (يمكن أن تكون الدقة أفضل في نماذج BSM مع اقتران ذاتي محسن).

### 3.III. قنوات إنتاج بوزون هيجز

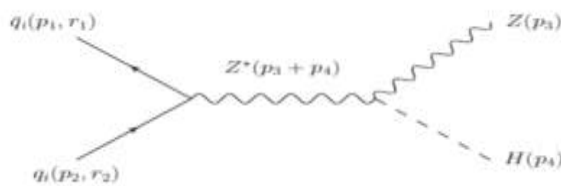
في النموذج المعياري، يمكن إنتاج بوزون هيجز بعدة طرق أو قنوات مختلفة، تتميز قنوات الإنتاج هذه بنوع الجسيمات التي تتفاعل لإنتاج بوزون هيجز والآلية التي تقوم بها [28,27] ، بعض قنوات إنتاج هيجز الأكثر شيوعاً هي:

✓ **اندماج البوزونات الشعاعية:** في هذه القناة، يتصادم بوزونان شعاعيان (spin =1) (إما بوزونات W أو Z) وينتجان بوزون هيجز، يتم التوسط في هذه العملية عن طريق تبادل بوزون W أو Z الافتراضي حسب الشكل (1.III).



الشكل (1.III): مخططات فاينمان لاندماج بوزونين ضعيفين [28] .

✓ **إشعاع بوزون هيجز Higgs-strahlung:** في هذه القناة، يشع بوزون W أو Z بوزون Higgs، يتم التوسط في هذه العملية من خلال التفاعل بين بوزون هيجز وبوزون W أو Z، حسب الشكل (2.III).

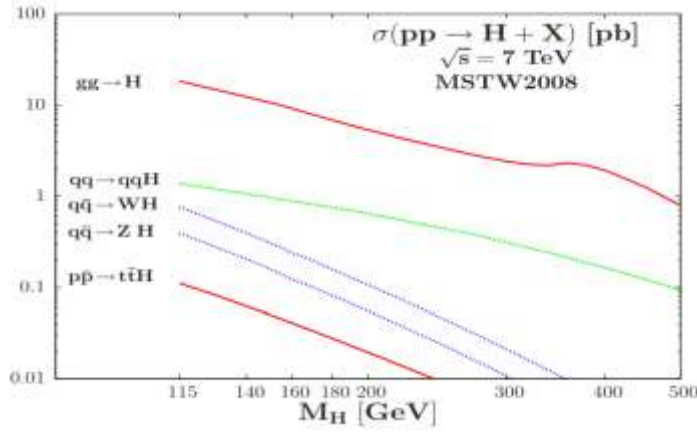


الشكل (2.III): مخطط فاينمان لإنتاج الهيجز عن طريق Higgs-strahlung .

✓ اندماج الكوارك القمي: في هذه القناة، يصطدم كواركان قميان وينتجان بوزون هيجز، هذه العملية نادرة، لكنها توفر فرصة فريدة لدراسة خصائص بوزون هيجز والكوارك القمي .

### III.1.3. قناة اندماج الجلوون جلوون

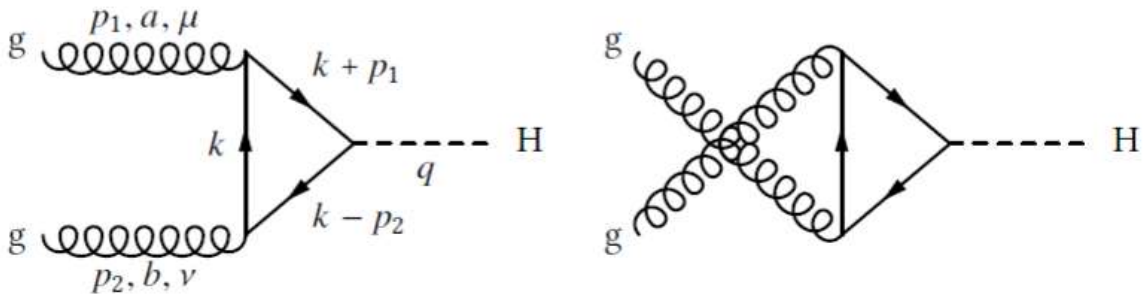
هذه هي قناة الإنتاج الأكثر شيوعًا لبوزون هيجز في مصادم الهدرونات الكبير (LHC) كما نلاحظ في الشكل (III.3)، في هذه القناة يصطدم اثنان من الغلوونات (وهما حاملات القوة القوية) لإنتاج بوزون هيجز كما هو موضح في الشكل (III.4)، يتم إنتاج حوالي 60-70٪ من جميع بوزونات هيجز المنتجة في LHC من خلال هذه القناة.



الشكل (III.3): إجمالي المقاطع الفعالة لإنتاج بوزون هيجز في ال LHC [29] .

### III.2.3. حساب المقطع الفعال لإنتاج بوزون هيجز عبر قناة اندماج جلوون جلوون

ركزنا على هذه القناة لأنها أكثر قناة مساهمة في إنتاج بوزون هيجز، لحساب المقطع الفعال لقناة الإنتاج هذه سنقوم بحساب السعة (amplitude)، هناك مخططان لفانان يساهمان في التفاعل حيث تساهمان بنفس القدر في السعة الإجمالية عن طريق التناظر، كما هو مبين في الشكل (III.4).



الشكل (III.4): مخططات فانان لإنتاج بوزون هيجز عن طريق اندماج الغلوون، السعات المقابلة لها متساوية، الخصائص التي تميز الجسيمات الموجودة في المخطط على اليمين هي نفسها الموجودة على اليسار.

### قواعد فاينمان:

الغلوون الخارجي :  $\varepsilon_\mu(p)$

السلم الخارجي (External scalar) 1:

حلقة الفرميونات : -1

الناشر الفرميوني :  $\frac{i(\gamma^\mu P+m)}{P^2-m^2+i\varepsilon}$

قمة الكوارك-غلوون (vertex):  $ig\gamma^\mu\tau^a$

قمة يوكاوا (Yukawa vertex):  $-i\lambda$

### السعة (Amplitude):

بالتقريب تكون المساهمة فقط بسبب الكوارك top هي المهمة ، تدل m على كتلة الكوارك top .

$$iM = -2 \int \frac{d^4K}{(2\pi)^4} 1(-i\lambda) \frac{i(\gamma^\mu(K+P_1)+m)}{(K+P_1)^2-m^2+i\varepsilon} (ig\gamma^\mu\tau^a) \frac{i(\gamma^\nu K+m)}{K^2-m^2+i\varepsilon} (ig\gamma^\nu\tau^b) \frac{i(\gamma^\mu(K-P_2)+m)}{(K-P_2)^2-m^2+i\varepsilon} \varepsilon_\mu(P_1)\varepsilon_\nu(P_2) \quad (1.III)$$

نظراً لأن جميع خطوط الفرميون في المخططات تشكل حلقات مغلقة، فإن السعة لا تحتوي على مؤشرات ديراك هذا يعني أنه يمكننا أن نأخذ أثر مصفوفات ديراك، التي تبسط العبارة بشكل كبير، حيث أن أثر أي عدد فردي من مصفوفات ديراك يختفي ، بعد كتابة الأثر وإعادة ترتيب عوامل التنقل تصبح العبارة كالتالي :

$$iM = -2g^2\lambda\varepsilon_\mu(P_1)\varepsilon_\nu(P_2)\tau^a\tau^b \int \frac{d^4K}{(2\pi)^4} \text{Tr} \left[ \frac{i(\gamma^\mu(K+P_1)+m)}{(K+P_1)^2-m^2+i\varepsilon} (\gamma^\mu) \frac{i(\gamma^\nu K+m)}{K^2-m^2+i\varepsilon} (\gamma^\nu) \frac{i(\gamma^\mu(K-P_2)+m)}{(K-P_2)^2-m^2+i\varepsilon} \right] \quad (2.III)$$

يمكن تبسيط التكامل في المعادلة (2.III) باستخدام طريقة فاينمان لدمج العوامل الثلاثة في المقام. على وجه التحديد، نستخدم التعريف التالي :

$$\frac{1}{ABC} = \int_0^1 dx dy dz \frac{2!}{(xA+yB+zC)^3} \quad (3.III)$$

ويمكننا ان نكتب

$$\frac{1}{((K+P_1)^2 - m^2 + i\varepsilon)(K^2 - m^2 + i\varepsilon)((K-P_2)^2 - m^2 + i\varepsilon)} = \int_0^1 dx dy dz \frac{2!}{D^3} \quad (.4.III)$$

حيث

$$D = x((K + P_1)^2 - m^2 + i\varepsilon) + y(K^2 - m^2 + i\varepsilon) + z((K - P_2)^2 - m^2 + i\varepsilon)$$

بما أن كتلة الغلونات معدومة فهذا يعني  $P_1^2 = P_2^2 = 0$  ومع وضع  $x + y + z = 1$  تصبح عبارة  $D$  على النحو التالي :

$$D = K^2 + 2K(xP_1 - zP_2) - m^2 + i\varepsilon \quad (.5.III)$$

بإضافة وطرح  $(xP_1 - zP_2)^2$  للمعادلة (.5.III) مع وضع  $l = K + xP_1 - zP_2$  تصبح على النحو التالي :

$$\begin{aligned} D &= l^2 + 2xzP_1P_2 - m^2 + i\varepsilon \\ &= l^2 + xzm^2_H - m^2 + i\varepsilon \\ &= l^2 - \Delta + i\varepsilon \end{aligned} \quad (.6.III)$$

حيث

$$\Delta = m^2 + xzm^2_H$$

نقوم بتعويض المعادلة (.6.III) في المعادلة (.2.III) وبالمطابقة مع (.3.III) تصبح عبارة السعة كالتالي :

$$\begin{aligned} M &= -2g^2 \lambda \varepsilon_\mu(P_1) \varepsilon_\nu(P_2) \tau^a \tau^b \int \frac{d^4K}{(2\pi)^4} \int_0^1 dx \int_0^{1-x} dz \frac{2!}{(l^2 - \Delta + i\varepsilon)^3} \\ &\quad \times Tr[(\gamma^\mu(K + P_1) + m)\gamma^\mu(\gamma^\nu K + m)\gamma^\nu(\gamma^\mu(K - P_2) + m)] \end{aligned} \quad (.7.III)$$

حساب الاثر Tr باستخدام خواص المصفوفات والاثار التالية :

$$\{\gamma^\alpha, \gamma^\beta\} = 2g^{\alpha\beta}$$

$$Tr[\gamma^\mu \gamma^\nu] = 4g^{\mu\nu}$$

$$Tr[\gamma^\mu \gamma^\nu \gamma^\rho \gamma^\sigma] = 4(g^{\mu\nu} g^{\rho\sigma} + g^{\mu\sigma} g^{\nu\rho} - g^{\mu\rho} g^{\nu\sigma})$$

نجد ان :

$$Tr[(\gamma^\mu(K + P_1) + m)\gamma^\mu(\gamma^\nu K + m)\gamma^\nu(\gamma^\mu(K - P_2) + m)]$$

$$\begin{aligned}
 &= 4m(P_1^\mu P_2^\nu + 4K^\mu K^\nu - 2K^\mu P_2^\nu + 2P_1^\mu K^\nu + P_1^\mu P_2^\nu + g^{\mu\nu}(m^2 - P_1 P_2) \\
 &\quad - g^{\mu\nu} K^2) \\
 &= 4mN^{\mu\nu}
 \end{aligned} \tag{.8.III}$$

ولدينا ايضا :

$$Tr[\tau^a \tau^b] = \frac{\delta_{ab}}{2}$$

تصبح عبارة السعة على النحو التالي:

$$M = -2g^2 \lambda \varepsilon_\mu(P_1) \varepsilon_\nu(P_2) \frac{\delta_{ab}}{2} \int \frac{d^4 K}{(2\pi)^4} \int_0^1 dx \int_0^{1-x} dz \frac{8mN^{\mu\nu}}{(l^2 - \Delta + i\varepsilon)^3} \tag{.9.III}$$

بعد القيام بالتبسيطات والتخلص من التباعد فوق البنفسجي (ultraviolet  $(K \rightarrow \infty)$ ) عن طريق اعادة التقنين (Renormalization)، والقيام بإعادة التسوية (Regularization dimensionnel) تصبح عبارة السعة من الشكل :

$$M = g^2 \frac{8m}{32\pi^2} \lambda \varepsilon_\mu(P_1) \varepsilon_\nu(P_2) \frac{\delta_{ab}}{2} C (P_1^\mu P_2^\nu - g^{\mu\nu} P_1 P_2) \tag{.10.III}$$

حيث

$$c = \int_0^1 \int_0^{1-x} dx dz \frac{(1-4xz)}{-(\Delta)^2}$$

$$c = \frac{n}{m} D(n)$$

عبارة مربع السعة

$$|M|^2 = |M + M|^2 = 4MM^+ = g^4 \frac{m^4}{256(2v^2\pi^4)} (P_1 P_2)^2 |c|^2 \tag{.11.III}$$

حيث

$$|c|^2 = \left| \frac{n}{m} D(n) \right|^2, n = \frac{m^2}{P_1 P_2} \quad \lambda = \frac{-im}{v} \quad , \alpha_s = \frac{g^4}{4\pi}$$

عبارة مربع السعة النهائية :

$$|M|^2 = \frac{M_H^8}{128v^2} \left(\frac{\alpha_s}{\pi}\right)^2 (n)^4 |D(n)|^2 \quad (.12.III)$$

المقطع الفعال البارتوني :

لدينا عبارة المقطع الفعال

$$d\sigma = \frac{(2\pi)^4}{2E_1 2E_2 |V_{rel}|} \delta^4(P_1 + P_2 - P_3 - P_4) \frac{d^4P_3}{(2\pi)^3 2E_3} \frac{d^4P_4}{(2\pi)^3 2E_4} |M|^2 \quad (.13.III)$$

تصبح عبارة المقطع الفعال

$$\hat{\sigma}(gg \rightarrow h) = \frac{\pi}{M_H^2} \delta(\hat{s} - M_H^2) |M|^2 \quad (.14.III)$$

حيث

$$\hat{s} = (P_1 + P_2)^2 = 2P_1 P_2 = M_H^2$$

$$\hat{\sigma}(gg \rightarrow h) = 2 \frac{M_H^6}{v^2} \frac{\alpha_s^2}{\pi} (n)^4 |D(n)|^2 \delta(\hat{s} - M_H^2) \quad (.15.III)$$

المقطع الفعال الكلي

$$\sigma(gg \rightarrow h) = \int dx_1 \int x_2 f(x_1, \mu^2) f(x_2, \mu^2) \hat{\sigma}_{gg \rightarrow h}(\hat{S} = x_1 x_2 S) \quad (.16.III)$$

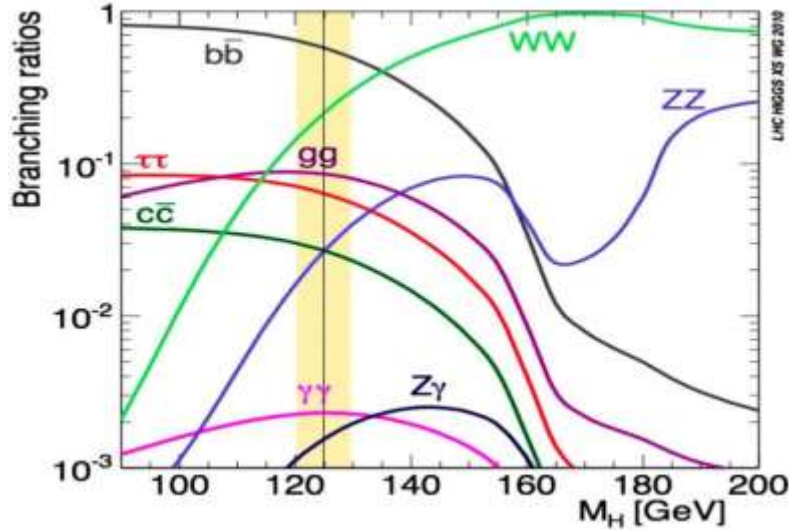
ومنه تصبح عبارة المقطع الفعال النهائية كما التالي :

$$\sigma(gg \rightarrow h) = \frac{\pi}{M_H^2} |M|^2 \int_0^1 \int_{M_H^2/S}^1 f(x_1) f\left(\frac{M_H^2}{Sx_1}\right) \frac{dx_1}{Sx_1} \quad (.17.III)$$

### 4.III. قنوات انحلال بوزون هيجز

يمكن أن ينحل بوزون هيجز إلى مجموعة متنوعة من الجسيمات المختلفة، ويتم تحديد احتمالات هذه الانحلالات من خلال خصائص بوزون هيجز، مثل كتلته واقتارانه بجسيمات أخرى وسيميل بوزون هيجز إلى الانحلال إلى أثقل بوزونات يسمح بها فضاء الطور [30].

تشمل بعض قنوات الانحلال Higgs الأكثر شيوعًا ما يلي:



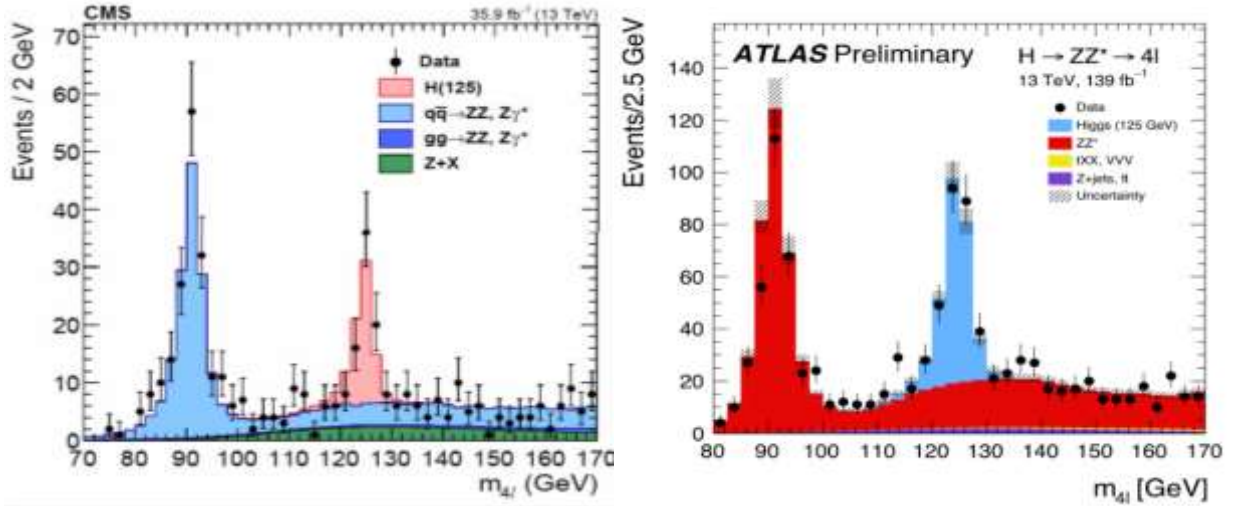
الشكل (III.5): تفرعات انحلال بوزون هيجز في النموذج المعياري [31].

✓ **انحلال الهيجز الى زوج من b-quark ( $H \rightarrow b\bar{b}$ ):** هذه هي قناة الانحلال الأكثر شيوعًا لبوزون هيجز، وتحدث بنسبة حوالي 60%، وهي أيضًا واحدة من أكثر القنوات صعوبة في التعرف عليها تجريبيًا، نظرًا للخلفية الكبيرة من العمليات الأخرى التي تنتج b-quarks.

✓ **انحلال الهيجز الى زوج من W boson ( $H \rightarrow W^+W^-$ ):** قناة الانحلال هذه تحدث بنسبة حوالي 21%، يمكن أن تتحلل بوزونات W أكثر إلى جسيمات أخرى، مثل اللبتونات أو الكواركات، مما يوفر مجموعة متنوعة من الحالات النهائية المحتملة للدراسة.

✓ **انحلال الهيجز الى زوج من طاو ( $H \rightarrow \tau^-\tau^+$ ):** تحدث قناة الانحلال هذه بنسبة حوالي 6%، يمكن أن يتحلل Tau leptons إلى إلكترونات أو ميونات، مما يوفر طريقة لدراسة خصائص بوزون Higgs بالاقتران مع هذه الجسيمات.

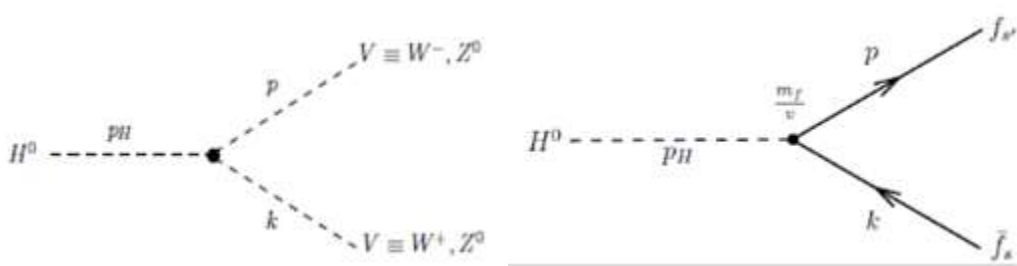
✓ **انحلال الهيجز الى زوج من Z boson ( $H \rightarrow ZZ$ ):** قناة الانحلال هذه تحدث أيضًا بنسبة حوالي 2.5%، تنحل البوزونات Z إلى إلكترونات أو ميونات أو نيوتري노، مما يوفر مجموعة من الحالات النهائية المحتملة للدراسة.



الشكل (III.6): بيانات لإشارة بوزون هيجز لقناة الانحلال  $h \rightarrow ZZ$  من التشغيل الثاني (run2) CMS و [32] ATLAS.

### III.1.4. انحلال بوزون هيجز عند المستوى الشجري tree level

عند المستوى الشجري ينحل بوزون هيجز حسب الطاقة الى جسيمات ثانوية ، حيث ينحل الى زوج من الفرميونات اول زوج من البوزونات الضعيفة  $w, z$  [28].



الشكل (III.7): منحططات فايان انحلال بوزون هيجز الى زوج من البوزونات (يسار) وزوج من الفرميونات (يمين).

يعطى معدل الانحلال الجزئي لبوزون هيجز إلى فرميون مضاد للفرميون :

$$\Gamma(H \rightarrow f\bar{f}) = N_c \frac{m_H m_f^2}{8\pi v^2} \left( \sqrt{1 - \frac{4m_f^2}{m_H^2}} \right)^3 \quad (18.III)$$

$N_c$  عدد الشحنات اللونية ويكون 1 من اجل اللبتونات (الشحنة الكهربائية)، و3 من اجل الكواركات (ثلاث شحنات لونية).

ويعطى معدل الانحلال الجزئي لبوزون هيجز الى بوزونين شعاعيين كما يلي :

$$\Gamma(H \rightarrow VV) = \frac{m_H^3}{32\pi v^2} \delta_V \sqrt{1 - \frac{4m_V^2}{m_H^2}} \left(1 - \frac{4m_V^2}{m_H^2} + 12 \frac{m_V^2}{m_H^2}\right) \quad (.19.III)$$

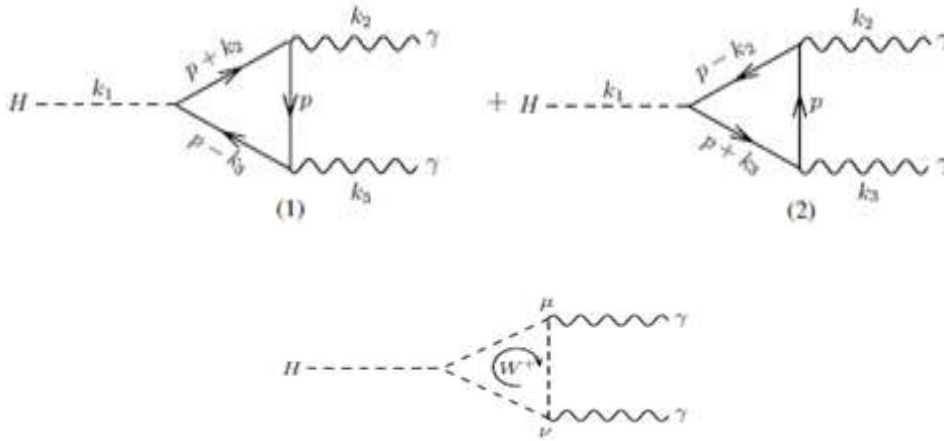
حيث المعامل  $\delta_V$  يساوي 1 من اجل البوزون Z ويساوي 2 من اجل البوزون W .

### III.2.4.2. انحلال بوزون هيجز عبر حلقة واحدة

ينحل بوزون هيجز في حالة الحلقة الواحدة الى غلوتين او فوتونين او فوتون وبوزون Z .

### III.1.2.4.1. قناة الانحلال $h \rightarrow \gamma\gamma$

يتم الانحلال في هذه الحالة عبر حلقة واحدة من الفرميونات وحلقة واحدة من بوزونات W



الشكل (III.8): مخططات فايمان لانحلال بوزون هيجز الى فوتونين عبر حلقة واحدة من الفرميونات والبوزونات W .

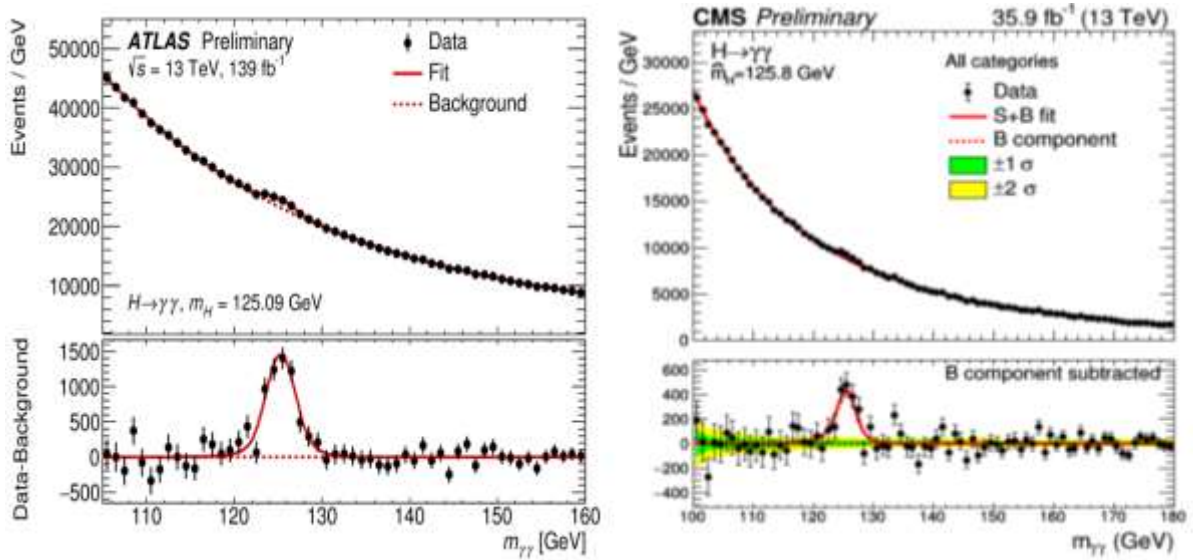
حيث معدل الانحلال الى فوتونين يعطى ب:

$$\Gamma(H \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{\alpha^2 m_H^2}{235\pi^3 v^2} \left| \sum_f N_f Q_f^2 A_{1/2}^{\gamma\gamma}(\tau_f) + A_1^{\gamma\gamma}(\tau_W) \right|^2 \quad (.20.III)$$

حيث  $Q_f$  الشحنة الكهربائية للفرميونات و  $N_f$  عدد الشحنات اللونية للكواركات.

تميز حلقة قناة انحلال بوزون هيجز الى فوتونين بانها الاكثر وضوحا بسبب قلة الخلفية الناتجة عن اشعاعات ال QCD مقارنة بباقي قنوات الانحلال .

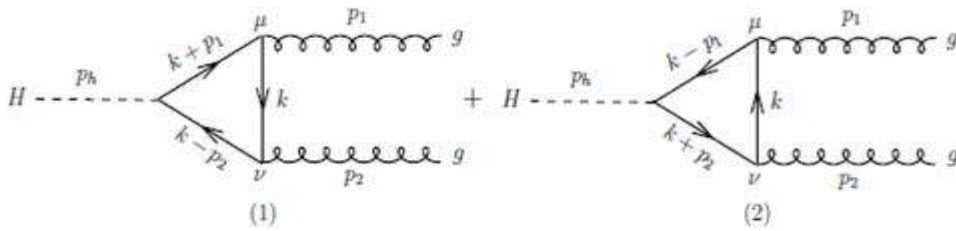
تعتبر هذه القناة نادرة لكنها توفر نتائج رائعة وتسمى هذه القناة وقناة الانحلال الى زوج من البوزونات Z بالقناتين الذهبيتين، تحدث بنسبة حوالي 0.2٪، يوفر طريقة فريدة لدراسة خصائص بوزون هيجز، حيث يسهل اكتشاف الفوتونات بشكل تجريب



الشكل (9.III): الكتلة اللامتغايرة لزوج الفوتونات الناتجة عن انحلال بوزون هيجز ، بعد تجميع وتحليل البيانات من التشغيل الثاني ل ATLAS و CMS [32].

### III.2.2.4. قناة الانحلال $H \rightarrow gg$

يتم هذا الانحلال عبر حلقة واحدة من الكواركات وهذا لان الغلونات عديمة الكتلة ولا يمكن ان تتم مباشرة ، يولد هذا المخطط معدل انحلال عالٍ بما يكفي ، يجب أن يؤخذ في الاعتبار بالضرورة كثافة الكوارك القمي الثقيلة جدا التي لا تسمح ان يكون هذا الانحلال على المستوى الشجري وايضا لا يمكن ان تكون الحلقات من البتونات لانها لا تحمل الشحنة اللونية التي تساهم في ازدواجها مع الغلونات [28,33].



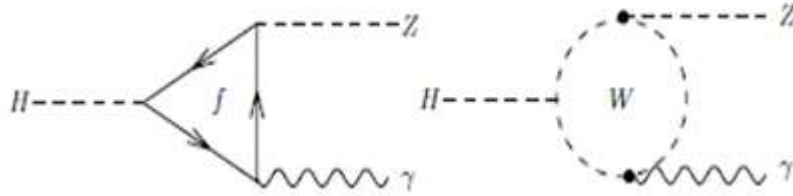
الشكل (10.III): مخططات فاينمان لانحلال بوزون هيجز الى غلوتين عبر حلقة كواركات .

حيث معدل الانحلال لبوزون هيجز الى غلوتين يعطى كما يلي :

$$\Gamma(h \rightarrow gg) = \frac{1}{m_H^2} |M_{h \rightarrow gg}|^2 \frac{1}{8\pi} \quad (21.III)$$

### III.3.2.4. انحلال بوزون هيجز الى فوتون وبوزون Z

يتم انحلال بوزون هيجز في هذه الحالة الا عبر حلقة يمكن توليدها بواسطة حلقات تتضمن جسيمات ثقيلة مشحونة لونيًا وكهربائيًا كي تزوج مع الهيجز .



الشكل(III.11.): مخططات فاينمان لانحلال بوزون هيجز الى فوتون وبوزون Z .

حيث معدل الانحلال في هذه الحالة بالعبارة التالية :

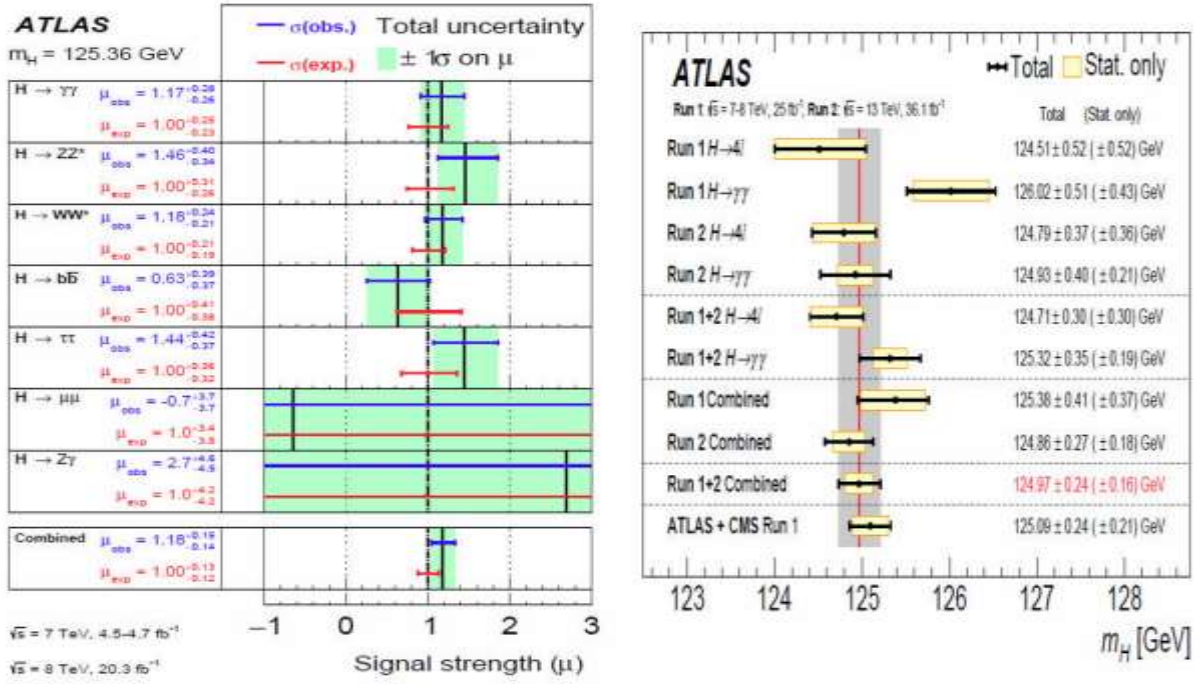
$$\Gamma(h \rightarrow \gamma\gamma) = \frac{G_F^2 m_W^2 \alpha m_H^2}{64\pi} \left(1 - \frac{m_Z^2}{m_H^2}\right)^3 \left| \sum_f N_f \frac{Q_f^2 v_f}{c_W} A_{1/2}^H(\tau, \lambda) + A_1^H(\tau, \lambda) \right|^2 \quad (22.III)$$

### III.3.4. قناة الانحلال الأكثر احتمالية في الكاشف

تعتمد قناة الانحلال الأكثر احتمالية لمراقبة بوزون هيجز في الكاشف على الظروف التجريبية والكاشف المحدد المستخدم، ومع ذلك غالبًا ما تعتبر قناة الانحلال  $h \rightarrow b\bar{b}$  القناة الأكثر احتمالًا نظرًا لجزئها المتفرع المرتفع نسبيًا البالغ حوالي 60٪، مما يجعلها أكثر وضع انحلال لبوزون هيجز شيوعًا، وذلك راجع لكتلة الكوارك b الكبيرة التي تجعله من أكثر الكواركات تفاعلًا مع حقل هيجز .

ومع ذلك فإن تحديد قناة  $h \rightarrow b\bar{b}$  الانحلال يمكن أن يكون صعبًا، حيث من الصعب التمييز بين منتجات الانحلال والعمليات الأخرى التي تنتج أيضًا b-quarks. يتمثل التحدي في تحديد الكواركات القعرية التي ينتجها الانحلال بوزون هيجز بين الخلفية الأكبر بكثير من العمليات الأخرى، لتحسين التعرف على القناة يستخدم العلماء تقنيات متقدمة مثل خوارزميات التعلم الآلي للتمييز بشكل أفضل بين إشارة بوزون هيجز وأحداث الخلفية.

على الرغم من هذه التحديات، لا تزال قناة  $h \rightarrow b\bar{b}$  قناة مهمة لدراسة خصائص بوزون هيجز، وكذلك للبحث عن الانحرافات في تنبؤات النموذج المعياري، يمكن لقنوات الانحلال الأخرى مثل  $h \rightarrow \gamma\gamma$  و  $h \rightarrow ZZ$  أن توفر أيضًا معلومات قيمة حول بوزون هيجز، وغالبًا ما يستخدم العلماء مزيجًا من هذه القنوات لدراسة خصائص بوزون هيجز بمزيد من التفصيل.



الشكل (III.12): مختلف قياسات كتلة بوزون هيجز عبر مختلف قنوات الانحلال (يمين) وإشارات Signal بوزون هيجز لمختلف قنوات الانحلال (يسار) من ATLAS [34].

### III.4.4. تصنيف انحلال الهيجز حسب الطاقة

يمكن تصنيف قنوات الانحلال لبوزون هيجز بناءً على الطاقة بعدة طرق، اعتمادًا على السياق المحدد للتحليل، تشمل إحدى طرق تصنيفها في طاقة نواتج الانحلال، والتي ترتبط بكتلة الجسيمات التي ينحل إليها بوزون هيجز. نظرًا لأن كتلة بوزون هيجز معروفة، يمكن للمرء حساب توزيع الطاقة المتوقع لـ b-quarks في قناة الانحلال هذه، والتي يمكن مقارنتها بتوزيع الطاقة المرصود في الكاشف لتحديد إشارة بوزون هيجز.

وبالمثل فإن قناة الانحلال (Higgs to photon) ( $h \rightarrow \gamma\gamma$ ) تنتج فوتونين بطاقة مرتبطة أيضًا بكتلة بوزون Higgs، من خلال قياس طاقة الفوتونات أو الكتلة اللامتغايرة، يمكن للمرء تحديد إشارة بوزون هيجز في قناة الانحلال هذه.

هناك طريقة أخرى لتصنيف قنوات الانحلال بناءً على الطاقة وهي كمية الطاقة التي تحملها الجسيمات غير المرئية، مثل النيوتري노 أو جزيئات المادة المظلمة، على سبيل المثال في قناة الانحلال ( $h \rightarrow ZZ$ )، يمكن أن تنحل بوزونات Z إلى نيوتريونات غير مرئية، من خلال قياس الطاقة المفقودة في الكاشف، يمكن للمرء تحديد وجود النيوترينو وبالتالي تحديد إشارة بوزون هيجز في قناة الانحلال هذه.

بشكل عام، يتطلب تصنيف قنوات الانحلال بناءً على الطاقة فهماً جيداً لأداء الكاشف وقياساً دقيقاً لطاقتات الجسيمات المنتجة في الانحلال، يتطلب أيضاً مقارنة توزيع الطاقة المتوقع لإشارة بوزون هيجز مع البيانات المرصودة، والتي يتم إجراؤها عادةً باستخدام طرق إحصائية، الجدول (III.1). يوضح تصنيف الانحلال حسب الطاقة.

Higgs boson Decay	Subsequent Decay	Sub-Channels	$\int L dt$ [fb <sup>-1</sup> ]
2011 $\sqrt{s} = 7$ TeV			
$H \rightarrow \gamma\gamma$	-	10 categories { $p_{T1} \otimes \eta_{\gamma} \otimes \text{conversion}$ } $\oplus$ {2-jet VBF}	4.8
$H \rightarrow ZZ^*$	$4\ell$	{ $4e, 2e2\mu, 2\mu2e, 4\mu, 2\text{-jet VBF}, \ell\text{-tag}$ }	4.6
$H \rightarrow WW^*$	$\ell\nu\ell\nu$	{ $e, \mu, \mu\mu$ } $\otimes$ {0-jet, 1-jet, 2-jet VBF}	4.6
$VH \rightarrow Vbb$	$Z \rightarrow \nu\nu$	$E_T^{\text{miss}} \in \{120 - 160, 160 - 200, \geq 200 \text{ GeV}\} \otimes \{2\text{-jet, 3-jet}\}$	4.6
	$W \rightarrow \ell\nu$	$p_T^W \in \{< 50, 50 - 100, 100 - 150, 150 - 200, \geq 200 \text{ GeV}\}$	4.7
	$Z \rightarrow \ell\ell$	$p_T^Z \in \{< 50, 50 - 100, 100 - 150, 150 - 200, \geq 200 \text{ GeV}\}$	4.7
2012 $\sqrt{s} = 8$ TeV			
$H \rightarrow \gamma\gamma$	-	14 categories: { $p_{T1} \otimes \eta_{\gamma} \otimes \text{conversion}$ } $\oplus$ {loose, tight 2-jet VBF} $\oplus$ { $\ell\text{-tag}, E_T^{\text{miss}}\text{-tag}, 2\text{-jet VH}$ }	20.3
$H \rightarrow ZZ^*$	$4\ell$	{ $4e, 2e2\mu, 2\mu2e, 4\mu, 2\text{-jet VBF}, \ell\text{-tag}$ }	20.3
$H \rightarrow WW^*$	$\ell\nu\ell\nu$	{ $e, \mu, \mu\mu$ } $\otimes$ {0-jet, 1-jet, 2-jet VBF}	20.3
$VH \rightarrow Vbb$	$Z \rightarrow \nu\nu$	$E_T^{\text{miss}} \in \{120 - 160, 160 - 200, \geq 200 \text{ GeV}\} \otimes \{2\text{-jet, 3-jet}\}$	20.3
	$W \rightarrow \ell\nu$	$p_T^W \in \{< 90, 90-120, 120-160, 160-200, \geq 200 \text{ GeV}\} \otimes \{2\text{-jet, 3-jet}\}$	20.3
	$Z \rightarrow \ell\ell$	$p_T^Z \in \{< 90, 90-120, 120-160, 160-200, \geq 200 \text{ GeV}\} \otimes \{2\text{-jet, 3-jet}\}$	20.3
$H \rightarrow \tau\tau$	$\tau_{\text{lep}}\tau_{\text{lep}}$	{ $e, \mu, \mu\mu$ } $\otimes$ {boosted, 2-jet VBF}	20.3
	$\tau_{\text{lep}}\tau_{\text{had}}$	{ $e, \mu$ } $\otimes$ {boosted, 2-jet VBF}	20.3
	$\tau_{\text{had}}\tau_{\text{had}}$	{boosted, 2-jet VBF}	20.3

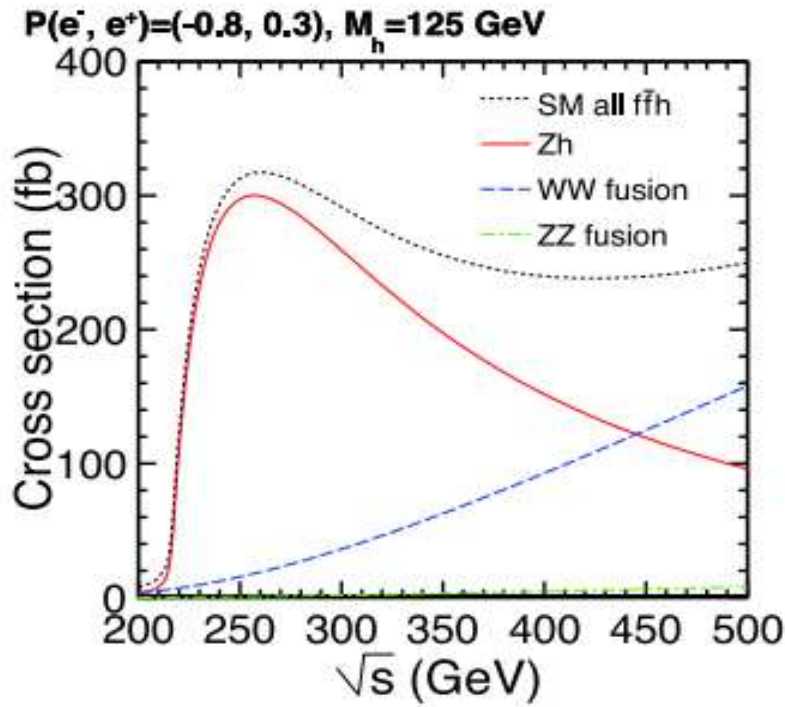
الجدول (III.1): تصنيف انحلالات الهيجز بدلالة التغير في الطاقة و الاثارة في المصادم LHC [24].

### III.5. المقطع الفعال وطاقة مركز الكتلة في إنتاج بوزون هيجز

يشير التباين للمقطع الفعال للتفاعل (xs) في الطاقة المنتجة إلى كيفية تغير المقطع الفعال لتفاعل معين فيما يتعلق بطاقة الجسيمات المتصادمة، المقطع الفعال هو مقياس لاحتمال حدوث تفاعل معين أثناء تصادم الجسيمات، ويتم التعبير عنه عادةً بوحدات المساحة.

يعتمد تباين المقطع الفعال في الطاقة المنتجة على التفاعل المحدد الذي تتم دراسته، بالإضافة إلى طاقة الجسيمات المتصادمة، بشكل عام مع زيادة طاقة الجسيمات المتصادمة يزداد المقطع الفعال لتفاعل معين أيضاً، حتى نقطة قد تبدأ في التوسع أو حتى الانخفاض بسبب تأثيرات خلفية الكروموديناميك الكوموية (QCD) وعوامل أخرى.

في حالة إنتاج بوزون هيجز في مصادم الهادرونات الكبير (LHC)، يزداد المقطع الفعال لإنتاج بوزون هيجز مع طاقة مركز الكتلة للجسيمات المتصادمة، حتى ذروة حوالي 13 TeV (طاقة LHC الحالية) بعد هذه الطاقة يبدأ المقطع الفعال في الانخفاض بسبب تأثيرات QCD وعوامل أخرى.



الشكل (III.13): المقطع الفعال لإنتاج بوزون هيجز بدلالة طاقة مركز الكتلة [35].

وبالمثل، فإن الاختلاف الحصري في المقطع الفعال في الطاقة المنتجة يمكن أن يعتمد أيضًا على قناة الانحلال المحددة التي تتم دراستها.

### III.6. أهمية 100 TeV في إنتاج جسيمات ثقيلة خارج SM

بعد الإجابة على السؤال أين هيجز؟ مع LHC، تواجه فيزياء الجسيمات الآن سؤالًا أكثر تحدّيًا: ماذا بعد وما هو التالي؟ يجب أن توسع الجسيمات والتفاعلات الإضافية النموذج المعياري (SM)، لشرح على سبيل المثال وجود المادة المظلمة (DM) وكتل النيوتريينو واللاتناظر المادة/المادة المضادة المرصودة، يدعو SM نفسه إلى إطار نظري أوسع، لتوفير أساس منطقي للأصل الديناميكي لكسر التناظر الكهروضعيف (EW) ولتبرير غير الطبيعي لا حاجة إلى ضبط لمنع التصحيحات الكمومية التي تدفع مقياس فيرمي إلى مقياس بلانك، تتطلب معظم النظريات المقترحة في العقود القليلة الماضية ظهور هذه الامتدادات من SM على مقياس TeV، وتوقع أن يكتشف LHC جسيمات جديدة خارج هيجز.

لا يمكن المبالغة في أهمية مصادم 100 TeV لإنتاج جسيمات ثقيلة واستكشاف الفيزياء خارج النموذج المعياري (BSM). سيكون لمثل هذا المصادم القدرة على اكتشاف جسيمات أو ظواهر جديدة تتجاوز ما هو معروف حاليًا في فيزياء الجسيمات، ويمكن أن يوفر رؤى حاسمة حول بعض الأسئلة الأكثر إلحاحًا في هذا المجال [27].

أحد الأسباب الرئيسية لمصادم 100 TeV مهم جدًا لفيزياء BSM هو أنه سيسمح بإنتاج جزيئات ثقيلة بطاقات أعلى بكثير وبمعدلات أعلى بكثير مما هو ممكن حاليًا في LHC، هذا من شأنه أن يجعل من الممكن دراسة هذه الجسيمات بمزيد من التفصيل، وربما اكتشاف جسيمات أو ظواهر جديدة بعيدة المنال حاليًا.

على سبيل المثال، من المحتمل أن يكتشف مصادم 100 TeV جسيمات جديدة مسؤولة عن المادة المظلمة، وهي واحدة من أكثر الألغاز إلحاحًا في الفيزياء الحديثة.

بالإضافة إلى اكتشاف جسيمات أو ظواهر جديدة، يمكن أن يساعد مصادم 100 TeV أيضًا في تأكيد أو استبعاد العديد من نظريات BSM التي تم اقتراحها. على سبيل المثال، يمكن أن يساعد في تأكيد أو استبعاد التناظر الفائق، وهي نظرية شائعة تتنبأ بوجود فئة جديدة من الجسيمات من شأنها أن تفسر بعض قيود النموذج المعياري [36].

### III.1.6. إنتاج الجسيمات الثقيلة عند طاقة 100 TeV ( $t, h, W, Z$ )

إذا تم بناء مصادم مستقبلي بطاقة مركز الكتلة 100 TeV، سيسمح بإنتاج جسيمات ثقيلة مثل الكوارك top وبوزون هيجز ( $h$ ) وبوزون ( $W$ ) وبوزون ( $Z$ ) بمعدلات أعلى بكثير وبطاقة أعلى مما هو ممكن حاليًا في LHC.

يعتمد إنتاج الجسيمات الثقيلة في مصادم 100 TeV على العملية المحددة التي تتم دراستها، ولكن بشكل عام، ستسمح الطاقة الأعلى بإنتاج جسيمات أكثر ضخامة، بالإضافة إلى إنتاج هذه الجسيمات بطاقات أعلى وبدقة أكبر، بعض الأمثلة المحتملة لإنتاج الجسيمات الثقيلة في مصادم 100 TeV هي:

إنتاج أزواج الكوارك top: مع مركز طاقة الكتلة 100 TeV، يكون معدل إنتاج الأزواج أعلى بكثير مما هو عليه في LHC، وسيتم إنتاج الكواركات top بطاقات أعلى بكثير، سيسمح ذلك بقياسات أكثر دقة لخصائصه والانحلال النادر.

إنتاج بوزون هيجز: عند مصادم 100 TeV، سيكون معدل إنتاج بوزونات هيجز أعلى منه عند LHC، وسيتم إنتاج بوزونات هيجز بطاقات أعلى، مما يسمح بقياسات أكثر دقة لخصائص بوزون هيجز والانحلال النادر.

إنتاج  $W$  و  $Z$  بوزون: مع الطاقة الأعلى، سيسمح مصادم 100 TeV بإنتاج بوزونات  $W$  و  $Z$  بمعدلات أعلى بكثير وبطاقة أعلى بكثير من مصادم LHC، مما يسمح بقياسات أكثر دقة لخصائصها وانحلالها النادرة.

## الفصل الرابع IV:

دراسة محاكاة لقنوات إنحلال بوزون هيجز  
المنتج عبر إندماج زوج من الغلونات

## 1.IV. مقدمة

في هذا الفصل سنقوم بدراسة محاكاة لتفاعل انتاج بوزون هيجز وانحلاله عند مستويات طاقة مختلفة ، وستتم الدراسة في اطارين نظريين مختلفين، أولا في الكروموديناميك الكمي QCD حيث يتم الانتاج عن طريق حلقة كواركات واثانيا في اطار تقريب نظرية الحقل الفعال EFT حيث ينتج الهيجز مباشرة دون المرور بحلقة الكواركات، ستم هذه العملية عن طريق برامج محاكاة تعتمد على طرق مونت كارلو MC لتوليد الاحداث وتحليل البيانات .

## 2.IV. طرق مونت-كارلو (Monte Carlo) للحساب الرقمي

تعد طرق مونت كارلو للحساب الرقمي، والمعروفة أيضًا باسم محاكاة مونت كارلو، مجموعة من التقنيات الحاسوبية المستخدمة لتقدير المسائل الرياضية المعقدة، تستخدم هذه الأساليب على نطاق واسع في مختلف المجالات، بما في ذلك فيزياء الطاقات العالية.

الفكرة الأساسية وراء طرق مونت كارلو هي استخدام عينات عشوائية لتقدير حل مسألة ما في الممارسة العملية ، بدلاً من حلها تحليليًا. تتضمن الطريقة إنشاء عدد كبير من العينات العشوائية (البيانات) أو محاكاة النظام ، والتي تُستخدم بعد ذلك لتقدير الكمية المطلوبة ، تتضمن طرق مونت كارلو ثلاث خطوات أساسية:

- توليد عدد كبير من العينات العشوائية من توزيع احتمالي يمثل المسألة التي يتم حلها.

- استخدام هذه العينات لتقدير حل للمسألة.

- تحليل النتائج لتحديد دقة التقدير.

تتطلب طرق مونت كارلو كميات كبيرة من الموارد الحاسوبية والوقت لتوليد تقديرات دقيقة وتحليل البيانات، ومع التوافر المتزايد لموارد الحوسبة القوية تستمر أساليب مونت كارلو في التطور كونها أداة مهمة في علوم الحوسبة الحديثة.

## 1.2.IV. أدوات مونت-كارلو MC

تعتمد جميع أدوات الحساب الرقمي في الطاقات العالية على طريقة Monte Carlo بالإضافة إلى قواعد نظرية الحقول الكمية والنموذج المعياري لوضع صورة فيزيائية لتصادمات الجسيمات ، وتنقسم الى قسمين:

- أدوات محاكاة الاحداث وتوليدها وحساب مقاطع الفعالة للتفاعلات.

- أدوات لتحليل الاحداث وفرز البيانات.

مثال على هذه الأدوات:

✓ **برنامج MG5\_aMC@NLO**: وهو برنامج فعال لنمذجة ظواهر النموذج المعياري وما بعده، كتب البرنامج في الأصل بلغة البرمجة فورتران واستكملت لاحقاً بلغة بايثون لسهولة الاستخدام مع واجهة سطر الأوامر، يستخدم العديد من الإضافات لتوليد الأحداث وحساب المقاطع الفعالة لأي تفاعلات الجسيمات في النموذج المعياري بطريقة آلية بالكامل، كما يمكن استدعاء بعض النماذج الجاهزة والمخزنة سلفاً في مكتبة البرنامج .

يمكن توليد الأحداث ومطابقتها بعد التفاعل مع كل الجسيمات الممكن انتاجها في فضاء الطور او ما يعرف ب Parton Shower، ويمكن بعد ذلك إعادة توجيه مخارج المحاكاة للتحليل عبر ادوات التحليل [37].

✓ **برنامج Pythia**: أحد أقدم برامج MC في الطاقات العالية والتي شهدت أكثر من 30 عامًا من التطور المستمر، هذا البرنامج يحاكي جميع جوانب الأحداث عالية الطاقة في جميع مصادمات الجسيمات، في اطار الكروموديناميك الكمي الاضطرابي او غير الاضطرابي، و يستخدم أوامر parton shower لانبعثات الحالة الأولية ISR والحالة النهائية FSR، وايضا نموذج الهدرنة التوتريّة the string hadronization [38] modle.

✓ **برنامج Herwig**: اختصار للعبارة ( Hadron Emission Reactions With Interfering Gluons) هو مولد أحداث يتطرق الى جميع جوانب الأحداث المولدة في اطار ال SM أو نماذج BSM. تتوفر فيه مكتبة لأهم السعات الممكنة Matrix Elements (MEs) بمحاكاة شاملة انطلاقاً من التفاعل الرئيسي Hard Process وصولاً إلى اضمحلال الهادرونات، يستخدم Parton Showe المرتب لانبعثات الحالة الأولية ISR والحالة النهائية FSR ويعتمد على نموذج عناقيد الهادرونات [40,39] hadronization Cluster model.

✓ **برنامج Sherpa** : اختصار للعبارة ( Simulation of High energy Reactions of PAarticles) محاكاة تفاعلات الجسيمات عالية الطاقة هو مولد متعدد الأغراض، يتم توليد الأحداث من مكتبة التفاعلات ثم تحليلها باستخدام مجموعة متنوعة من الادوات الرقمية [41].

✓ **برنامج Rivet**: اختصار للعبارة ( Robust Independent Validation of Experiment and Theory) يسمح هذا البرنامج بالدراسة الفينومينولوجية للتحقق من التجربة والنظرية و المطابقة بينهما

باستخدام مجموعة أدوات خاصة بتحليل نتائج بيانات مولدات الاحداث والتحقق من صحتها وفعاليتها وضبطها وفقا لنماذج SM و BSM [42].

✓ برنامج **MadAnalysis5**: أداة تحليل بيانات مرنة تستخدم على نطاق واسع، مع وجود قاعدة بيانات متنامية لإعادة تفسير البيانات والتحقق من صحتها، وتضع قيودًا على الاستبعاد على النماذج باستخدام وصفا مستوى الثقة (CL) confidence level [43].

### 3.IV. نظرية الحقل الفعال EFT

نظرية الحقل الفعال (EFT) هي إطار نظري تقريبي يستخدم في فيزياء الجسيمات لوصف سلوكها في الطاقات التي تقل عن مقدار معين، في حالة اندماج الغلوون، يتم استخدام EFT لوصف تفاعلات الغلوونات والجسيمات الأخرى المشاركة في العملية، في سياق اندماج الغلوون، يسمح لنا تقريبي EFT بتبسيط الحسابات من خلال التركيز فقط على المستوى الأدنى للطاقة ذات الصلة بآلية اندماج الغلوون، يتم تحقيق ذلك من خلال بناء لاغرانجيان فعال يركز على الفيزياء الأساسية للتفاعل مع تجاهل تفاصيل النظرية الأساسية في المستوى الأدنى للطاقة مثل تصحيحات الطاقة كمثال على ذلك: إهمال الحلقات في مخططات فاينمان لاندماج الغلوون لانتاج الهييجز .

يوفر تقريبي EFT طريقة منهجية ومستقلة عن النموذج لدراسة اندماج الغلوون وآثاره على عمليات البحث الفيزيائية الجديدة، يسمح بمعالجة متنسقة للتفاعلات ذات الصلة ويتيح الحسابات الدقيقة والتنبؤات للملاحظات التجريبية، تجدر الإشارة إلى أن التفاصيل المحددة لصياغة نظرية الحقل الفعال لاندماج الغلوون قد تعتمد على التفاعل والسياق المحددين قيد الدراسة، يمكن استخدام أطر EFT المختلفة، مثل نظرية الحقل الفعال للنموذج المعياري (SMEFT)، لوصف اندماج الغلوون في سياقات مختلفة كما سنرى ذلك في دراستنا الحالية.

### 4.IV. دراسة محاكاة للمقاطع الفعالة لقنوات انتاج وانحلال بوزون هييجز

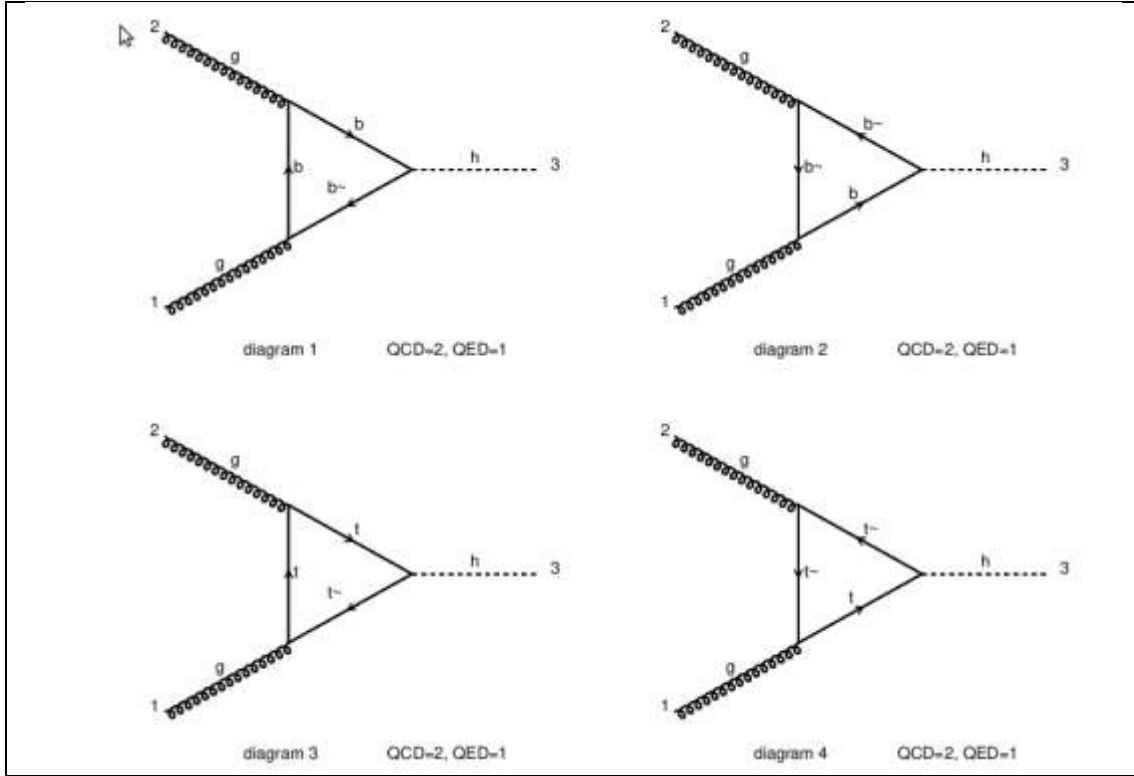
في دراستنا هذه سنقوم بالمحاكاة باستخدام برنامج MG5\_aMC@NLO الذي سيعطينا القيم الرقمية للمقاطع الفعالة استنادا للشروط التجريبية المقترحة، وايضا ا مخططات فاينمان المحتملة لقنوات انتاج الهييجز.

يتم تحميل برنامج MG5\_aMC@NLO عبر الرابط <https://launchpad.net/mg5amcnlo>



```
generate g g > h [QCD]
display diagrams
output gg_h33_loopinduced
launch
set ebeam1 7000
set ebeam2 7000
```

بعد المحاكات تظهر لنا مخططات فيانمان في الشكل (1.IV).



الشكل (1.IV): مخططات فيانمان لقناة الانتاج  $h \rightarrow gg$  عبر حلقة كواركات

تم تجميع نتائج المحاكاة في الجدول التالي .:

التفاعل	الطاقة (TeV)	المقطع الفعال (Pb)	الخطأ الإحصائي (Pb)
$g g \rightarrow h$	13	17.84	$\pm 0.048$
	100	334.7	$\pm 0.91$

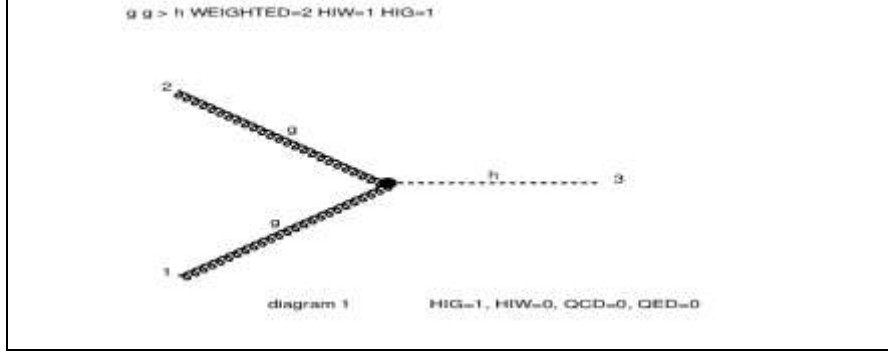
الجدول (1.IV): قيم المقطع الفعال لقناة الانتاج  $h \rightarrow gg$  في حالة حلقة كواركات.

#### • تقريب نظرية الحقل الفعال EFT

في هذه الحالة كما نلاحظ في بطاقة التشغيل قمنا باضافة امر استدعاء نموذج نظرية الحقل الفعال EFT

```
import model heft
generate g g > h
output gg_h_heft
launch
shower=Pythia8
set ebeam1 50000
set ebeam2 50000
```

كما نلاحظ فإن حلقة الكوارك تم إهمالها في مخطط فاينمان التالي:



الشكل (2.IV): مخطط فاينمان لقناة الانتاج  $g g \rightarrow h$  في حالة EFT.

تم تجميع نتائج المحاكاة في الجدول التالي .:

التفاعل	الطاقة (TeV)	المقطع الفعال (Pb)	الخطأ الإحصائي (Pb)
$g g \rightarrow h$	13	20	$\pm 0.017$
	100	375.4	$\pm 0.32$

الجدول (2.IV): قيم المقطع الفعال لقناة الانتاج  $g g \rightarrow h$  في حالة EFT .

### مناقشة النتائج:

الطاقة (TeV)	المقطع الفعال (Pb)	
	حالة حلقة واحدة	في حالة EFT
13	17.84	20
100	334.7	375.4

الجدول (3.IV): مقارنة قيم المقطع الفعال في حالة حلقة كواركات وفي حالة EFT .

من خلال النتائج الموجودة في الجداول (1.IV)، و(2.IV)، و(3.IV) نلاحظ ان الحلقات تظهر فقط الكواركات القمية top-quarks والقعرية bottom quarks، بينما تم إهمال حلقة الكواركات الخفيفة لأنها تعتبر بدون كتلة عند الطاقات العالية، كما نلاحظ ان قيم المقطع الفعال لقناة الانتاج  $g g \rightarrow h$  في حالة تقريبي نظرية الحقل الفعال EFT أكبر بقليل من قيم المقطع الفعال في حالة حلقة كواركات وهذا يظهر بوضوح مساهمة إهمال الحلقات في تقريبي ال EFT

والتركيز فقط على العملية الأساسية، كما نلاحظ أيضا ان قيم المقطع الفعال عند طاقة 100 TeV أكبر بكثير مقارنة بقيمتها عند 13 TeV مما يمنح دقة و وضوح عند إستنتاج بعض المقادير الفيزيائية إنطلاقا من المقطع الفعال، أيضا يفسر أهمية رفع قيمة الطاقة في انتاج والكشف عن جسيمات جديدة التي قد تفسر بعض مشاكل النموذج المعياري .

#### 2.4.IV. الحساب الرقمي للمقطع الفعال لقتوات انحلال بوزون هيجز في طاقة ال FCC ال LHC

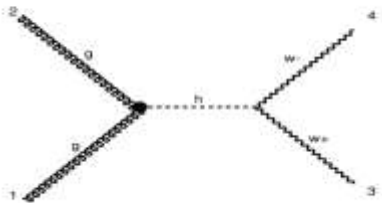
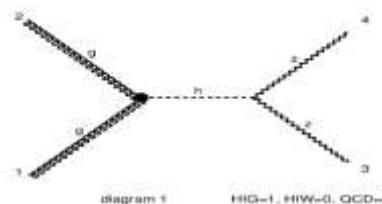
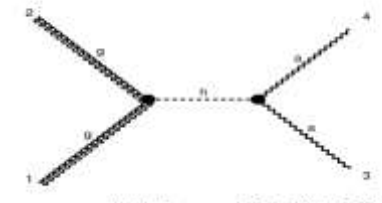
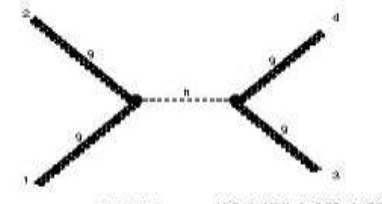
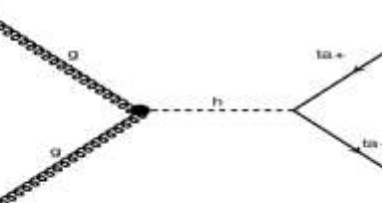
سنقوم بحساب القيم الرقمية للمقاطع الفعالة لقتوات الإنحلال الهيجز المنتج عبر إندماج زوج من الغلوونات التي تم دراستها أعلاه وسندرس نسبة مساهمة كل قناة ، وكما رأينا في العمل السابق فإنه من الضروري القيام بالمحاكاة في اطار تقريب EFT ، تم ادخال المعطيات والشروط التجريبية من خلال بطاقة التشغيل التالية :

```
import model heft
generate g g > h > a a
output gg_h_aa_heft2
launch
madspin = ON
set ebeam1 50000
set ebeam2 50000
```

كما نلاحظ في بطاقة التشغيل يجب تشغيل برنامج madspin من اجل محاكاة الإضمحلال (decays) وهو من ادوات برنامج MG5\_aMC@NLO الضرورية للقيام بمثل هكذا عمليات، هنا عدد الأحداث المولدة 10000 حدث .

عرض النتائج:

$g g \rightarrow h \rightarrow b \bar{b}$	
$g g \rightarrow h \rightarrow t \bar{t}$	

$g g \rightarrow h \rightarrow w^- w^+$	<p>gg &gt; h&gt; w+ w- WEIGHTED=4 HIW=1 HIG=1</p>  <p>diagram 1      HIG=1, HIW=0, OCD=0, QED=1</p>
$g g \rightarrow h \rightarrow z z$	<p>gg &gt; h&gt; z z WEIGHTED=4 HIW=1 HIG=1</p>  <p>diagram 1      HIG=1, HIW=0, OCD=0, QED=1</p>
$g g \rightarrow h \rightarrow \gamma \gamma$	<p>gg &gt; h&gt; \gamma \gamma WEIGHTED=4 HIW=1 HIG=1</p>  <p>diagram 1      HIG=1, HIW=1, OCD=0, QED=0</p>
$g g \rightarrow h \rightarrow g g$	 <p>diagram 1      HIG=2, HW=0, OCD=0, QED=0</p>
$g g \rightarrow h \rightarrow \tau^- \tau^+$	<p>g g &gt; h&gt; \tau+ \tau- WEIGHTED=4 HIW=1 HIG=1</p>  <p>diagram 1      HIG=1, HIW=0, OCD=0, QED=1</p>

جدول (4.IV): مخطط فاينمان لقنوات انحلال بوزون هيغز في حالة EFT.

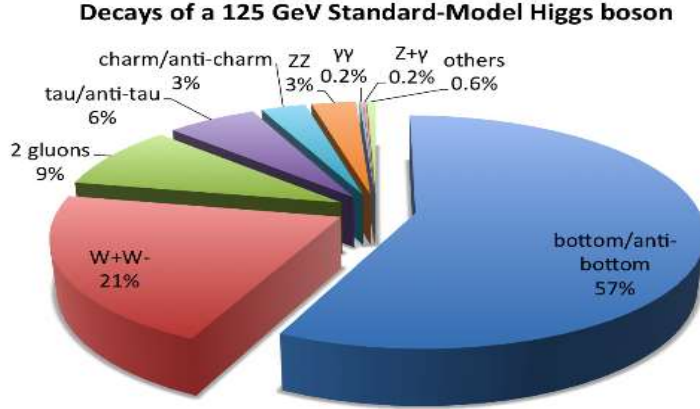
تم تجميع نتائج المحاكاة وحساب نسب المساهمة في الجدول التالي :

التفاعل	الطاقة TeV	المقطع الفعال (pb)	الخطأ الاحصائي (pb)	نسبة المساهمة (%)
$g g \rightarrow h$ $\rightarrow b \bar{b}$	13	11.92	$\pm 0.012$	89.58
	100	253.9	$\pm 0.25$	89.14
$g g \rightarrow h$ $\rightarrow w^- w^+$	13	0.07668	$\pm 0.7 e-5$	0.6
	100	5.988	$\pm 0.02018$	2.1
$g g \rightarrow h$ $\rightarrow t \bar{t}$	13	0.006898	$\pm 1.3 e-5$	0.054
	100	0.553	$\pm 0.00092$	0.2
$g g \rightarrow h$ $\rightarrow z z$	13	0.03061	$\pm 0.0003788$	0.23
	100	2.761	$\pm 0.008844$	0.96
$g g \rightarrow h$ $\rightarrow \gamma \gamma$	13	0.01859	$\pm 3.605 e-5$	0.14
	100	0.2927	$\pm 0.00068$	0.1
$g g \rightarrow h$ $\rightarrow g g$	13	0.6325	$\pm 0.0005682$	4.75
	100	13.52	$\pm 0.012$	4.74
$g g \rightarrow h$ $\rightarrow \tau^- \tau^+$	13	0.4959	$\pm 0.00096$	3.72
	100	7.809	$\pm 0.018$	2.74

جدول (5.IV): قيم المقاطع الفعالة لمختلف قنوات انحلال بوزون هييجز في LHC وال FCC ونسب مساهمة كل قناة في المقطع الفعال.

### مناقشة النتائج :

➤ حسب النتائج المتحصل عليها المبينة في الجدول (5.IV). فان وضع الانحلال السائد هو  $h \rightarrow b \bar{b}$  هذا ما يتفق مع النموذج المعياري ونتائج تحليل البيانات التجريبية الموضح في الشكل (3.IV). ، حيث أن الكوارك bottom هو أثقل جسيم في SM يحترم حالة الشرط  $m_H > 2m_b$ . في هذه الحالة يتم اهمال الاضمحلال إلى جسيمات أثقل مثل بوزونات W و Z من خلال فضاء الطور المتاح من كتلة الهييجز  $m_H = 125 \text{ GeV}$ .

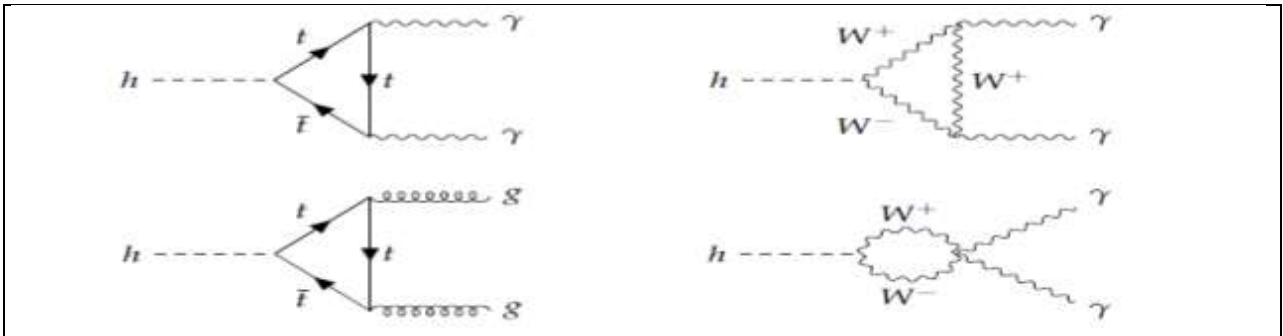


الشكل (3.IV): نسب مساهمة مختلف قنوات انحلال بوزون هيجز في النموذج المعياري .

➤ بمطابقة النتائج المتحصل عليها مع نتائج الشكل (3.IV). فإن احتمال (نسبة المساهمة) انحلال الهيجز عبر القنوات التي تمت دراستها لا يتطابق تماما مع النتائج التجريبية (أقل من النتائج المتحصل عليها) لكن على العموم يبقى ترتيب القنوات من حيث نسبة المساهمة محفوظ، وذلك يعود إلى الاسباب التالية :

اولا قمنا بدراسة قناة انتاج واحدة (اندماج غلوونين ) بينما النتائج التجريبية المبينة في الشكل خاصة بكل قنوات الانتاج والانحلال الممكنة.

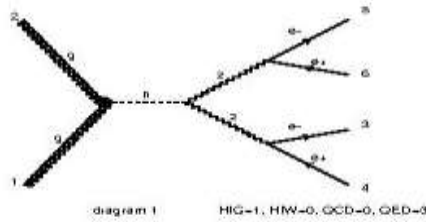
ثانيا لم نأخذ بعين الاعتبار بعض قنوات الانحلال التي تحتاج الى تطبيق بعض التقريبات عن طريق استدعاء نماذج خاصة تتطلب المزيد من الوقت وبما أن نسبة مساهمة مثل هذه القنوات ضئيلة ولا تأثر على دراستنا قررنا تجاوزها، مثل قنوات الانحلال الى ازواج الكوارك الخفيفة charm و up و down و strange، عند طاقة 13 TeV تعتبر هذه الكواركات عديمة الكتلة ولا يستطيع جسم هيجز ان يقترن او يتفاعل مع هذه الجسيمات، بالنسبة لقناتي الانحلال  $h \rightarrow \gamma\gamma$  و  $h \rightarrow gg$  في هذه الحالة النواتج بوزونات وهيا ناتجة عن اقتران الهيجز بجسيمات ثقيلة عبر حلقات حسب قواعد فاينمان في شكل (4.IV) .



الشكل (4.IV): مخططات فاينمان لانحلال Higgs إلى زوج من الغلوونات وزوج من الفوتونات و بواسطة حلقات top-

W و quark

- من وجهة النظر التجريبية، هناك عيوب في مراقبة قنوات الانحلال الثلاث الرائدة في LHC، تعاني قناة الانحلال  $H \rightarrow bb$  من خلفية QCD الكبيرة بسبب انحلال top-quarks إلى bottom quarks ، أو إنتاج ال QCD لأزواج  $bb$  من خلال نفاثات (jets) الغلوون بالإضافة الى انحلال البوزون  $W$ ، و تزداد مشكلة خلفية انبعثات QCD تعقيدا في حالة الانحلال  $H \rightarrow gg$ ، كزوج من الغلوونات سيكون له توقع مشابه جدًا لانبعثات ال QCD وهي الأكثر وفرة في LHC.
- بالنسبة للتحلل إلى زوج من بوزونات  $W$ ، يمكن من حيث المبدأ التغلب على خلفية QCD من خلال البحث عن الانحلال الليبتوني ل  $W$ ، ومع ذلك، نظرًا لأن هذه الانحلالات تشمل النيوترينو التي لا يمكن اكتشافها، فإن الدقة الكتلية لمنتجات الانحلال في هذه القناة ضعيفة إلى حد ما (حوالي 20%).
- من ناحية أخرى، كانت قناتي الانحلال التي لوحظ فيها هيگز لأول مرة هي  $h \rightarrow \gamma\gamma$  و  $h \rightarrow zz$  مع تحلل زوج البوزون  $Z$  إلى أربعة ليبتونات ( $zz \rightarrow 4l$ )، حسب مخطط فاينمان في الشكل (4.IV)، وأيضًا حسب نتائج المقطع الفعال في جدول (5.IV)، فإن كل من قناتي الانحلال هذه لديها نسبة تفرع صغيرة حسب قيم المقطع الفعال، لكنها توفر توقعًا تجريبيًا نظيفًا للغاية بسبب غياب خلفية انبعثات QCD، لذا فهي تعرف باسم القناتين الذهبيتين.

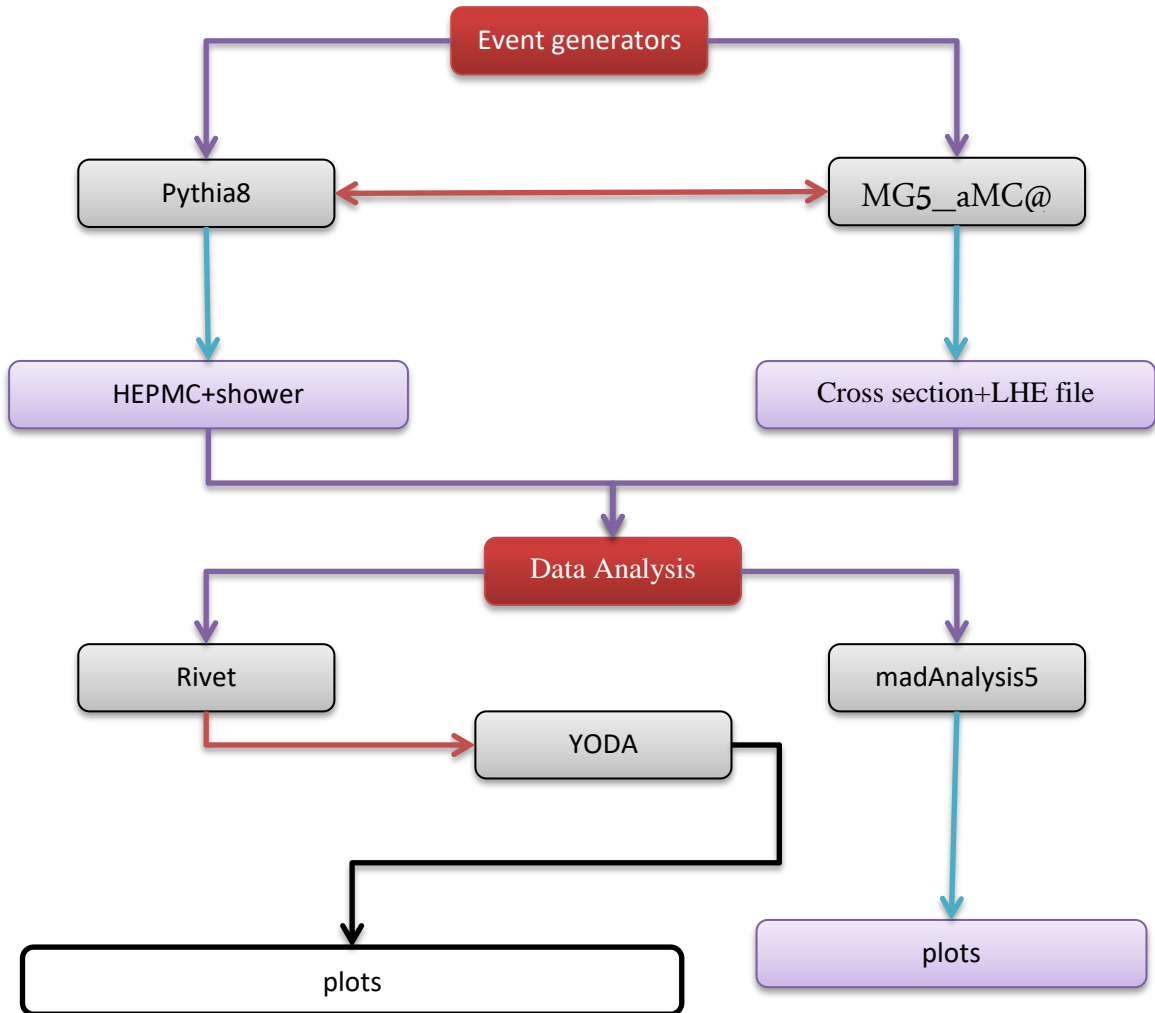


### الشكل (5.IV): مخطط فاينمان لقناة الانحلال $gg \rightarrow h \rightarrow zz \rightarrow 4l$

- و من خلال دراستنا هذه نلاحظ أن قيمة المقطع الفعال في المصادم المستقبلي FCC عند طاقة 100 TeV عالية جدا مقارنة بتلك المتحصل عليها في المصادم الهادروني LHC عند طاقة 13 TeV، وهذا راجع إلى الطاقة والإشارة العاليتين التي ستتواجد بالمصادم FCC، يرجع ذلك في الواقع للعلاقة المباشرة للمقطع الفعال بقيم انتقال الاندفاع العرضي PT والتي تزداد بزيادة الطاقة، ستساعد قيم المقطع الفعال العالية في توليد جسيمات يفترض ان تكون جسيمات مابعد النموذج المعياري (المادة المظلمة).

## 5.IV. حساب الكتلة اللامتغايرة لنواتج قنوات انحلال بوزون هيجز

من اجل التحقق من نتائج دراستنا السابقة سنقوم بتمثيل الكتلة اللامتغايرة لنواتج القنوات الذهبيتين لانحلال الهيجز لهذا سنأخذ البيانات التي تخص انحلال بوزون هيجز المنتج عبر إندماج زوج من غلوونات لتحليلها باستخدام برنامج Rivet، للتذكير فقد قمنا سابقا بتوليد الاحداث وحساب المقاطع الفعال باستخدام MadGraph و فعلنا برنامج Pythia8 لتوليد شلال البارتنونات ( Parton Shower ) الذي يسمح به فضاء الطور ، يتم تخزين كل البيانات الناتجة على شكل ملفات LHE file و HepMC file ، ثم نقوم باستدعاء برنامج Rivet لقراءة هذه الملفات من اجل تحليل البيانات، للعلم يستخدم برنامج Rivet أيضا كأرشيف لملفات البيانات المتحصل عليها من LHC على شكل ملفات HepMC، ولتمثيل البيانات المعالجة نستخدم برنامج YODA الذي يترجمها الى منحنيات ( يمكن تحميل كل هذه البرامج لمعالجة و تحليل البيانات من منصة hepforge )، كما هو موضح في المخطط المبين في الشكل (6.IV).

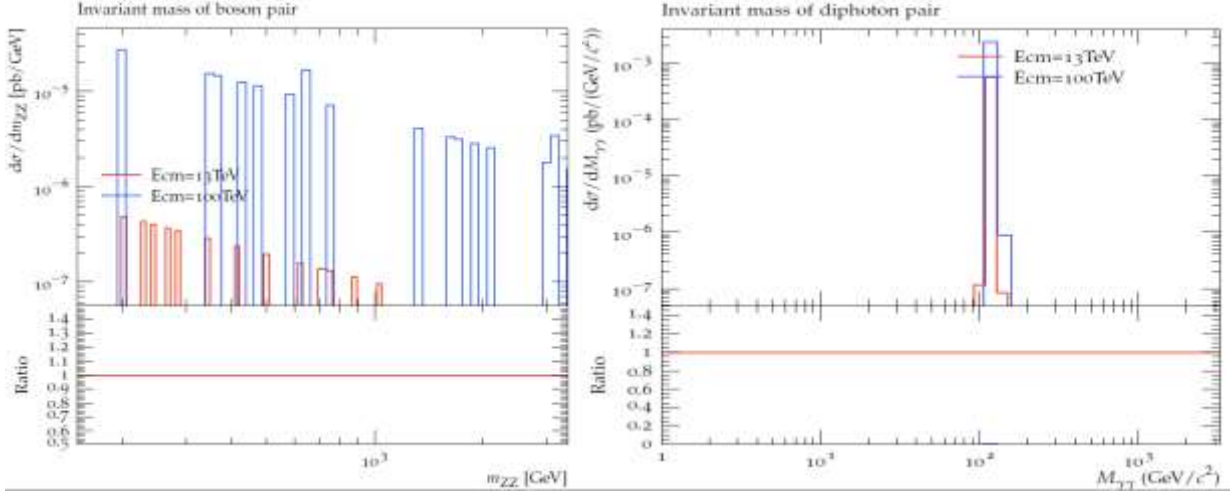


الشكل (6.IV):مخطط يوضح كيفية ربط برامج توليد الأحداث من أجل رسم البيانات باستعمال

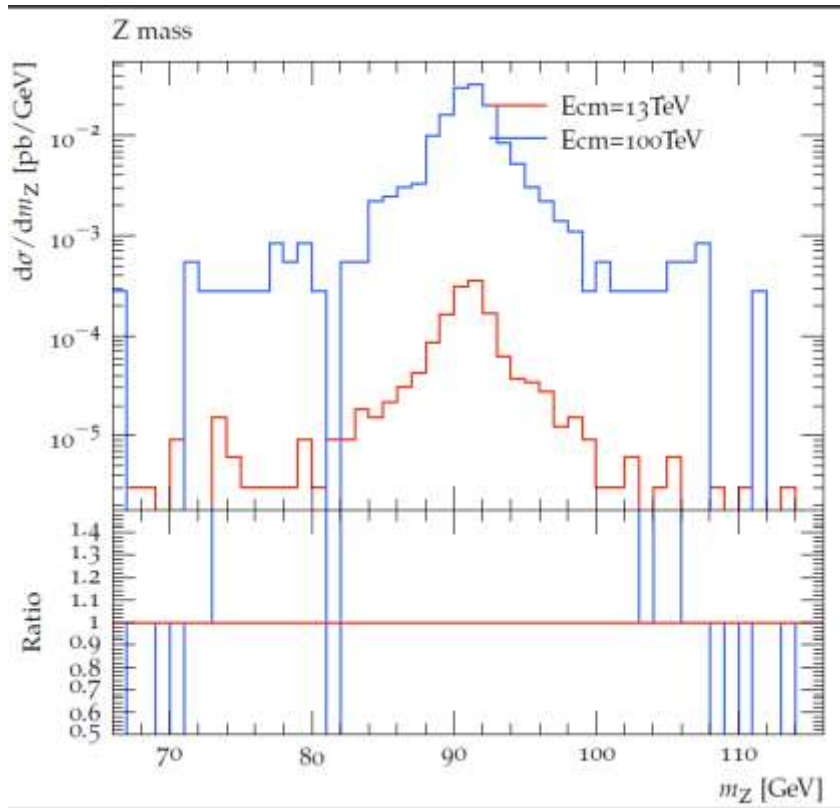
برنامج تحليل البيانات Rivet و YOD .

## عرض النتائج:

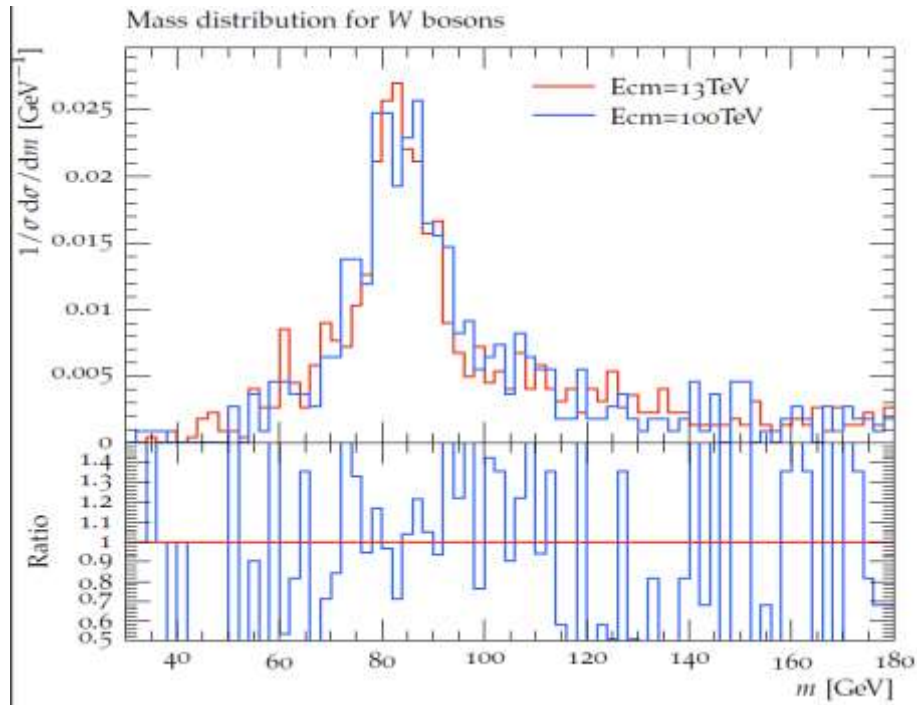
في مايلي المنحنيات التي قمنا بانتاجها باستخدام برنامج yoda :



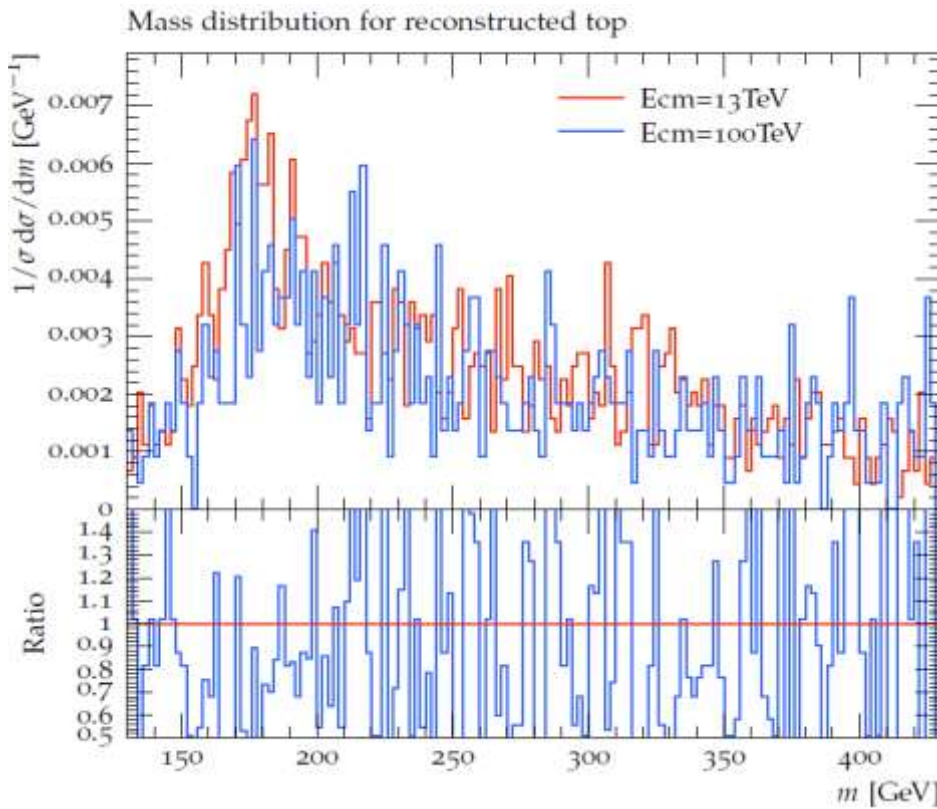
الشكل (IV.7): رسم بياني بواسطة برنامج Rivet للكتلة اللامتغايرة لزوج الفوتونات (يمين) وزوج بوزونات Z (يسار) لقنوات الانحلال الذهبية عند طاقة 13TeV و 100TeV .



الشكل (IV.8): رسم بياني بواسطة برنامج Rivet لكتلة البوزون Z عند طاقة 13TeV و 100TeV



الشكل (9.IV):رسم بياني بواسطة برنامج Rivet لتوزيع كتلة بوزون W عند طاقة 100TeV و 13TeV .



الشكل (10.IV):رسم بياني بواسطة برنامج Rivet للكتلة الالامتغايرة للكوارك Top عند طاقة 100TeV و 13TeV .

## مناقشة النتائج:

➤ من خلال الرسم البياني في الشكل (7.IV) للكثافة اللامتغيرة لزوج الفوتون للقناة الذهبية  $gg \rightarrow h \rightarrow \gamma\gamma$  نلاحظ ان الاشارة تتواجد في مجال  $M_{\gamma\gamma} = [100 - 130] GeV$  عند طاقة 100 TeV و 13 TeV فقط تختلف في قيمة المقطع الفعال الذي يزداد بزيادة الطاقة، ونفس الشيء بالنسبة للقناة الذهبية الاخرى  $gg \rightarrow h \rightarrow zz$  حيث نلاحظ تواجد اشارة الكثافة اللامتغيرة عند قيمة  $M_{zz} = [100 - 130] GeV$  عند طاقة 100 TeV و 13 TeV وهذا مايتوافق مع كتلة بوزون هيجز.

➤ من خلال الرسم البياني في الشكل (8.IV) للكثافة اللامتغيرة لبوزون Z نلاحظ ان اشارة الكثافة متواجدة في حدود 90 GeV وهذا ما يوافق مع القيمة النظرية والتجريبية لكثافة البوزون Z.

➤ من خلال نتائج الرسم البياني في الشكل (9.IV) للكثافة اللامتغيرة للبوزون W نلاحظ ان اشارة الكثافة متواجدة في حدود 85 GeV وهذا ما يوافق النتائج النظرية والتجريبية للنموذج المعياري .

➤ من خلال نتائج الرسم البياني في الشكل (10.IV) للكثافة اللامتغيرة للكوارك top نلاحظ ان الاشارة متواجدة في حدود 170 GeV وهذا ما يوافق النتائج النظرية والتجريبية للنموذج المعياري.

➤ نلاحظ وجود الكثير من التشوشات في المنحنيات المنجزة وذلك راجع لعدد القليل من حداث المولدة (10000) وهذا هو العدد الذي تسمح به قدرة الحاسوب الشخصي على المحاكاة ،كل مازاد عدد الاحداث المولدة كل مازادت دقة المنحنيات .

في هذا العمل قمنا بدراسة ظواهرية لإنتاج و إنحلال بوزون هيجز عند طاقة التشغيل الثاني ل LHC (TeV) 13) ثم (100 TeV) الطاقة المتوقعة لتشغيل المصادم المستقبلي FCC، حيث قدمنا وصف عام للتفاعلات الكهروضعيفة والتفاعلات القوية ذات التناظر اللوني بين البارتونات وفقاً لنظرية الكروموديناميك الكمي عند الطاقات العليا، تطرقنا لعرض حال للمصادم المستقبلي FCC و أهميته في الكشف عن فيزياء ما بعد النموذج المعياري، وأعطينا كمثال على ذلك المادة المظلمة والنيوترينو.

كما قمنا بدراسة تفاعل إندماج زوج من الغلونات لإنتاج بوزون هيجز الذي تكمن أهميته في إعطاء الكتل لمختلف الجسيمات حيث اخترنا قناة الانتاج هذه لأنها أكبر قناة مساهمة في إنتاج بوزون هيجز يرجع سبب ذلك أن الغلونات تأخذ أكبر قيمة للطاقة حسب دوال التوزيع البارتوني PDF لأنها الأكثر تواجد داخل البروتون، قمنا بحساب المقطع الفعال تحليلاً عبر حساب السعة وفضاء الطور، ثم رقمياً باستخدام برامج مولدات الأحداث Pythia ، Rivet ، MadGraph وذلك عند طاقات ال LHC و FCC حيث قمنا بالدراسة تحت اطار تقريب نظرية الحقل الفعالة .

قمنا أيضاً بدراسة قنوات إنحلال بوزون هيجز المنتج عن طريق إندماج زوج من الغلونات، حيث انجزنا الحساب الرقمي للمقطع الفعال لكل قناة ونسبة مساهمة كل قناة، و وصلنا إلى نتيجة أن قناة الانحلال  $gg \rightarrow h \rightarrow bb$  هي أكثر قناة مساهمة في المقطع الفعال لقنوات انحلال الهيجز وهو الانحلال الرئيسي لبوزون هيجز، إلا ان هذه القناة صعبة القياس في كاشف المصادمات وذلك راجع لمصادر إنتاج الكوارك b الكثيرة .

من أجل التأكد من القيمة النظرية للكتلة اللامتغايرة لبوزون W و Z و كوارك top من خلال مخرجات القنوات الذهبية لإنحلال بوزون هيجز، وحسب ما تنبأ به النموذج المعياري مع تغيير طاقة مركز الكتلة و الإنارة كما هو وارد في الدراسات النظرية، حيث بينت المحاكاة التي قمنا بها أن التغيير في طاقة التصادم لكل حزمة لا تؤثر على حساب الكتلة اللامتغايرة للبوزونات الضعيفة Z و W والكوارك top ولكن تؤثر على ارتيابات القياس، و وجدناها مطابقة لما تم رصده في المصادمات وما تم التنبؤ به في النموذج المعياري .

إن المحاكاة والحساب الرقمي وسيلة جد فعالة للتعامل مع فيزياء المصادمات بسبب كثرة المتغيرات ووفرة البيانات وهي تعطي نتائج مرضية عموماً وتتوافق مع القاعدة النظرية للدراسة .

## قائمة المصادر والمراجع

- [1] Marleau. L . Introduction à la physique des particules. Département de physique Université Laval. Québec Canada, (1998-2003) .
- [2] Cottingham, W. N. & Greenwood, D. A. An introduction to the standard model of particle physics. Cambridge university press, (2007).
- [3] Pich. A . The Standard model of electroweak interactions. arXiv preprint arXiv:1201.0537, (2012).
- [4] Higgs. P. W. Broken symmetries and the masses of gauge bosons. Physical review letters .13(16) .508, (1964).
- [5] Quigg . C. Spontaneous symmetry breaking as a basis of particle mass. Reports on Progress in Physics. 70(7). 1019, (2007).
- [6] Nagashima . Y. Elementary Particle Physics: Quantum Field Theory and Particles. Vol:1 . John Wiley and Sons,(2011).
- [7] Hanzel . F and A . D. Martin. Quarks and Leptons: An introductory course in modern particle physics. John Wiley and Sons, (1984).
- [8] Group .P.D. Review of Particle Physics. Progress of Theoretical and Experimental Physics, (8), (2022).
- [9] Atlas Collaboration. Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC. arXiv preprint arXiv:1207.7214, (2012).
- [10] Mann.R. An introduction to particle physics and the standard model: Taylor & Francis, (2010).

- [11] Weinberg. S. Dreams of a final theory: The scientist's search for the ultimate laws of nature. Vintage, (2011).
- [12] Faysalli Mohammed . La physique du LHC et LIC au delà du modèle standard. doctoral dissertation university of batna, (2021).
- [13] Benedikt. M , Collier. P , Mertens .V , Poole .J and Schindl . K . LHC Design Report, volume III, The LHC injector chain. CERN, Geneva., (2004).
- [14] Evans .L and Bryant.P . LHC machine, Journal of instrumentation. 3(08). S08001, (2008).
- [15] Alici. A , Bomben.M , Dawson. I , and Sonneveld. J . The LHC machine and experiments. CERN Yellow Reports: Monographs, 1, 23-23 , (2021).
- [16] Aad. G , Abat. E , Abdallah. J , Abdelalim.A , Abdesselam.A, and Avramidou. R . The ATLAS experiment at the CERN large hadron collider. Collaboration ATLAS (2008).
- [17] مجناح. وردة . دراسة فينومينولوجية لإنتاج البوزون W عن طريق تفاعل Drell-Yan في التصادم بروتون بروتون. جامعة محمد بوضياف مسيلة(2020) Master Thesis .
- [18] Chatrchyan. S , Hmayakyan. G , Khachatryan. V , Sirunyan. A.M , Adam. W, Bauer. T, and Iaydjiev. P. The CMS experiment at the CERN LHC. Journal of instrumentation 3, (2008).
- [19] Aamodt. K , Quintana. A , Achenbach. R , Acounis. S , Adamová. D , Adler. C , and Busch. O . The ALICE experiment at the CERN LHC. Journal of Instrumentation, 3(08), S080, (2008).

- [20] Alves Jr. A. A , Andrade Filho. L. M , Barbosa. A. F , Bediaga. I , Cernicchiaro. G , Guerrer. G , and Bachmann. S . The LHCb detector at the LHC. Journal of instrumentation, 3(08), S08005, (2008).
- [21] Abada. A , Abbrescia. M , AbdusSalam. S , Abdyukhanov. I , Abelleira Fernandez. J , Abramov. A , and Biscari. C . FCC-hh: The hadron collider. The European Physical Journal Special Topics, 228(4), 755-1107, (2019).
- [22] Benedikt. M , Chance. A , Dalena. B , Denisov. D , Giovannozzi. M , Gutleber. J , and Zimmermann. F . Future circular hadron collider FCC-hh: Overview and status. arXiv preprint arXiv:2203.07804, (2022).
- [23] Abada. A , Abbrescia. M , AbdusSalam. S , Abdyukhanov. I , Fernandez. J. A , Abramov. A , and Agrawal. P . FCC-hh: The Hadron Collider-Future Circular Collider Conceptual Design Report Volume 3 p. 755. European Physical Journal-Special Topics, 228(4), (2019).
- [24] Delgove. D , Mesure des propriétés du boson de Higgs avec l'expérience ATLAS au LHC . Doctoral dissertation. Université Paris-Saclay, (2016)
- [25] Tao Hana , Shuailong Li , Shufang Su , Wei Su , and Yongcheng Wu . BSM Higgs Production at a Muon Collider. arXiv preprint arXiv:2205.11730, (2022).
- [26] Arcadi, G , Djouadi. A , and Raidal. M . Dark Matter through the Higgs portal. Physics Reports, 842, 1-180, (2020).
- [27] Baglio. J , Djouadi. A , and Quevillon. J . Prospects for Higgs physics at energies up to 100 TeV. Reports on Progress in Physics, 79(11), 116201, (2016).
- [28] Ilisie. V . SM Higgs Decay and Production Channels. Universidad de Valencia, Septiembre, (2011).

- [29] Baglio. J , and Djouadi. A . Higgs production at the LHC. Journal of High Energy Physics, (3), 1-53 , (2011).
- [30] Djouadi. A . The anatomy of electro-weak symmetry breaking. I: The Higgs boson in the standard model. arXiv preprint hep-ph/0503172, 23. (2003).
- [31] Dittmaier. S , Mariotti. C , Passarino. G , Tanaka. R , Baglio. J , and Bolzoni. P . LHC Higgs Cross Section Working Group. Handbook of LHC Higgs cross sections: 1. Inclusive observables. arXiv preprint arXiv:1101.0593, (2011).
- [32] Nayak. A , Bargassa. P , Beirão Da Cruz E Silva. C , Calpas. B , Di Francesco. A , Faccioli. P . CMS collaboration. Measurements of properties of the Higgs boson decaying into the four-lepton final state in pp collisions at  $\sqrt{s}=13$  TeV, (2017).
- [33] مجناح . نوال . آفاق البحث عن فيزياء جديدة في المصادم المستقبلي FCC-ee إنتاج الهيجز و الكوارك القمي . جامعة محمد بوضياف مسيلة (2022) Master Thesis.
- [34] ATLAS Collaboration. Measurements of the Higgs boson production and decay rates and coupling strengths using pp collision data at 7 TeV and 8 TeV in the ATLAS experiment. The European physical journal. C, 76(1), (2016).
- [35] Behnke. T , Brau. J.E , Foster. B , Fuster. J , Harrison. M , Paterson. J.M , and Yamamoto. H . The international linear collider technical design report-volume 1: Executive summary. arXiv preprint arXiv:1306.6327, (2013).
- [36] Mangano. M.L , Zanderighi. G , Saavedra. J.A , Alekhin. S , Badger. S , Bauer. C.W , and Zeppenfeld. D . Physics at a 100 TeV pp collider: Standard Model processes. arXiv preprint arXiv:1607.01831, (2016).
- [37] J. Alwall , R. Frederix , S. Frixione, V. Hirschi, F. Maltoni, O. Mattelaer, H. S. Shao,

- T. Stelzer, P. Torrielli, and M. Zaro. The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations. *JHEP*, 07:079, (2014).
- [38] Christian Bierlich et al. A comprehensive guide to the physics and usage of *PYTHIA8.3.3*, (2022).
- [39] M. Bahr et al. *Herwig++ Physics and Manual*. *Eur. Phys. J. C*, 58:639–707, 2008.
- [40] Johannes Bellm et al. *Herwig 7.0/Herwig++ 3.0 release note*. *Eur. Phys. J. C*, 76(4):196, (2016).
- [41] Enrico Bothmann et al. *Event Generation with Sherpa 2.2*. *SciPost Phys.*, 7(3):034, (2019).
- [42] Christian Bierlich et al. *Robust Independent Validation of Experiment and Theory: Rivet version 3*. *SciPost Phys.*, 8:026,(2020).
- [43] Eric Conte, Benjamin Fuks, and Guillaume Serret. *MadAnalysis 5, A User-Friendly Framework for Collider Phenomenology*. *Comput. Phys. Commun.*, 184:222–256, (2013).

في هذه المذكرة قمنا بدراسة ظواهرية لإنتاج بوزون هيغز من خلال إندماج غلوونين باستخدام طرق تحليلية وطرق محاكاة Monte Carlo عن طريق برامج مولدات الأحداث MadGraph و pythia8 ، وايضا قمنا بدراسة قنوات إنحلال بوزون هيغز المنتج من إندماج غلوونين، ورأينا أن نتائجنا مطابقة لنتائج النموذج المعياري والكروموديناميك الكمي، وأثبتنا أهمية قناتي الانحلال الذهبيتين في دراسة خصائص بوزون هيغز، كما قمنا بعرض مفصل حول أهمية المصادم المستقبلي الدائري من خلال طاقة تصادم تصل الى 100 TeV وحصلنا على قيم المقاطع الفعالة الكبيرة مقارنة بالمصادم الهادروني الكبير.

الكلمات المفتاحية : النموذج المعياري ، مابعد النموذج المعياري، الكروموديناميك الكمي ،مونت كارلو، مولدات الاحداث ، المصادم المستقبلي الدائري ، المصادم الهادروني الكبير.

### Summary

In this study, we combined both analytical approaches and Monte Carlo simulation methods with event generators, MadGraph and Pythia8, to undertake a phenomenological study of Higgs boson production through two-gluon fusion. We demonstrated the significance of the two golden decay channels in studying the properties of the Higgs boson, and we presented an overview of the future circular collider FCC, emphasizing its importance in revealing answers to today's most persistent physics problems. We obtained the values of the large cross sections in collisions at energies of up to 100 TeV, compared to the Large Hadron Collider LHC.

**Keywords:** Standard Model , Beyond Standard Model, Quantum ChromoDynamic, Monte Carlo, Event Generators, Future Circular Collider, Large Hadron Collider.

### Résumé

Dans ce mémoire, nous avons mené une étude phénoménologique de la production du boson de Higgs par fusion de deux gluons en combinant les deux méthodes analytique et la méthode de simulation Monte Carlo avec des générateurs des événements, MadGraph et Pythia8.

Nous avons démontré à quel point les deux canaux de désintégration d'or sont importants pour étudier les propriétés du boson de Higgs, et nous avons également donné un aperçu du futur collisionneur circulaire FCC en soulignant son importance pour trouver des réponses aux problèmes de physique les plus récurrents d'aujourd'hui, nous avons obtenu les valeurs des grandes sections efficace dans les collisions à des énergies allant jusque à 100TeV, par rapport au grand collisionneur hadronique LHC.

**Mots-clés :**Modèle Standard ,Au delà du Modèle Standard, ChromoDynamique Quantique, Monte Carlo, Générateurs des événements ,Futur Collisionneur Circulaire, Grand Collisionneur Hadronique.