

Physique des particules aux collisionneurs

(S. Descotes-Genon, CSI IN2P3 du 22/6/17)

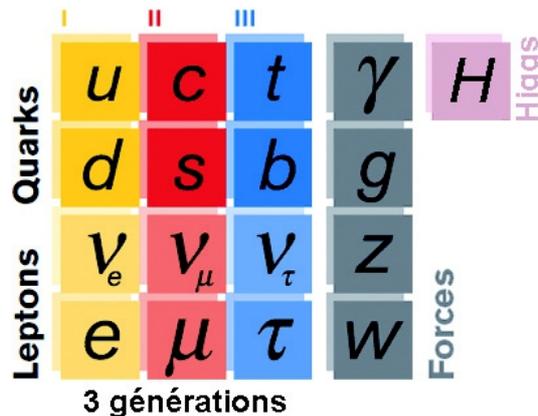
A. Introduction

La découverte du boson de Higgs, ou boson H, au CERN en 2012 a parachevé l'exploration de notre vision actuelle de l'infiniment petit, le Modèle Standard (MS). Cette théorie réussit particulièrement bien à décrire les résultats accumulés au fil des décennies auprès des collisionneurs de particules. Toutefois, ses limitations amènent naturellement à s'interroger sur l'existence d'une physique au-delà du MS, à des énergies plus élevées (ou des distances plus petites) que celle testées jusqu'à présent. Et de nombreux modèles théoriques ont été proposés pour résoudre certaines des questions laissées ouvertes dans le cadre du MS.

Les résultats à l'issue du run 1 du LHC sont contrastés: aucune particule lourde au-delà du MS n'a été détectée par production directe à haute énergie, tandis que des déviations ont été observées dans des processus de plus basse énergie impliquant le quark b. A ce stade, en l'absence de résultats favorisant clairement un modèle particulier de physique au-delà du MS, il n'est pas clair qu'une montée en énergie supplémentaire garantirait de nouvelles découvertes. Une telle situation se prête à l'analyse des résultats à l'aide de théories effectives, qui peuvent aider à identifier les directions les plus prometteuses pour des modèles de Nouvelle Physique (NP) selon une approche bottom-up. Ces analyses passent par des mesures de précision des propriétés des particules les plus lourdes du Modèle Standard (W, Z, H, top, bottom) favorisant des expériences de haute luminosité.

B. Le Modèle Standard de la physique des particules

1) Cadre théorique du Modèle Standard



La vision actuelle de la physique des particules est basée sur un faible nombre de constituants élémentaires :

- 3 interactions fondamentales (interactions électromagnétique, forte et faible), pertinentes à l'échelle subnucléaire, véhiculées par des bosons médiateurs (spin 1)
- 3 générations de fermions (spin 1/2), partageant les mêmes sensibilités sous ces interactions, et se différenciant par leurs masses. Chaque génération rassemble deux quarks (charge électrique +2/3 et -1/3), un lepton chargé (-1), et un neutrino (0).
- un boson H (de spin 0)
- des antiparticules associées, avec des charges opposées

Ces éléments sont structurés par un certain nombre de principes théoriques, permettant d'écrire les équations qui prédisent leur comportement.

* La **théorie quantique des champs** rassemble dans un cadre cohérent relativité restreinte et mécanique quantique. Elle décrit chaque particule comme l'excitation d'un champ quantique associé. Les processus de création ou d'annihilation de particules sont ainsi vus comme des transferts d'énergies afin d'exciter ou désexciter les champs correspondants. Cette approche permet de calculer la probabilité pour des processus où le nombre et la nature des particules change (production et désintégration de particules).

* Les **symétries de jauge** décrivent chacune des trois interactions fondamentales comme résultant de l'échange de bosons médiateurs. La structure de leurs interactions est fixée à chaque fois par un groupe de symétrie spécifique garantissant la conservation de charges associées. L'électromagnétisme, associé au photon et à la charge électrique, correspond à un groupe $U(1)$ (rotation de phase). L'interaction faible, associée aux bosons W^+ , W^- , Z^0 et à l'isospin faible, est associée au groupe $SU_L(2)$. L'interaction forte, décrite par des gluons et liée aux charges de couleur, est décrite par le groupe $SU_C(3)$. Chaque interaction n'agit que sur les particules possédant une charge correspondante (interaction forte: quarks, interaction électromagnétique: quarks, leptons chargés, bosons W^+ et W^- , interaction faible: toutes les particules du MS).

Ces symétries imposent des contraintes rigoureuses sur la structure des interactions. Elles garantissent que le calcul de probabilités de transitions reste fini en théorie de perturbations, au prix d'une définition soignée des quantités apparaissant dans les équations du Modèle Standard (renormalisation). Toutefois, ces symétries, utiles pour fixer la structure des interactions, s'avèrent trop puissantes quand il s'agit de décrire le spectre de la théorie : a priori toutes les particules doivent être de masse nulle (ce qui n'est le cas ni des fermions, ni des bosons W et Z , tous massifs).

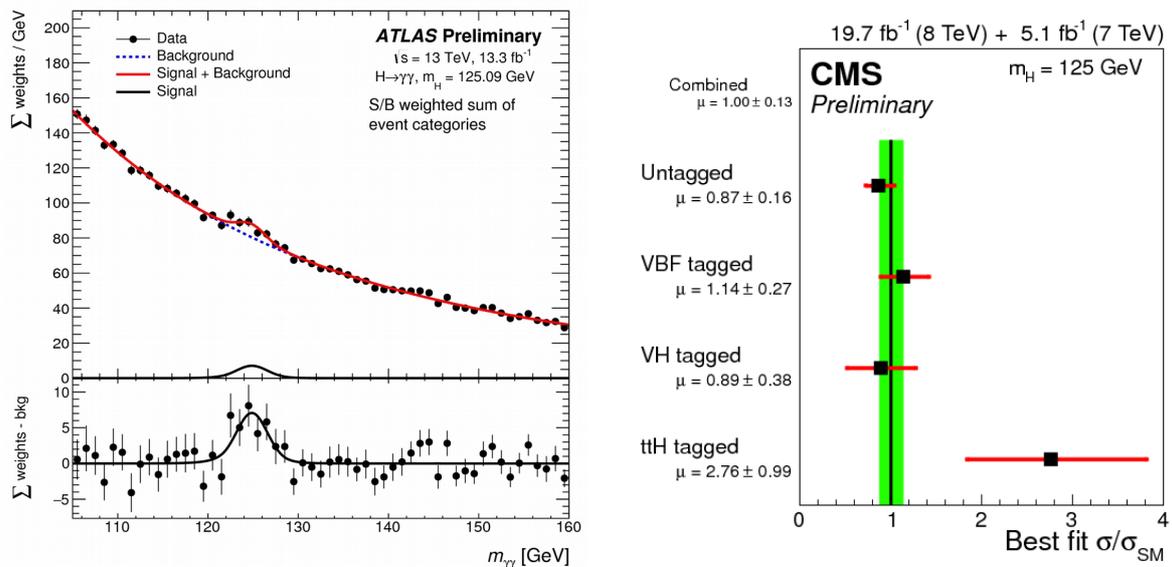
* Le **mécanisme de Higgs** est capable de générer des termes de masse normalement interdits par les symétries de jauge, sans altérer la structure des interactions. Cela est possible au prix de l'introduction d'un champ scalaire supplémentaire, dit champ de Higgs. En raison du potentiel pour ce champ dans le MS, l'état fondamental de la théorie brise la symétrie électrofaible $SU_L(2) \times U_Y(1)$ à une échelle $\Lambda_{EW} = 246$ GeV. Du fait de cette brisure de symétrie, les bosons médiateurs faibles W et Z deviennent massifs. Les fermions du MS acquièrent aussi une masse, d'autant plus importante qu'ils se couplent fortement au champ de Higgs. Ces couplages (dits de Yukawa) sont d'ailleurs la seule source de différence entre les trois générations de fermions au sein du MS, et d'asymétrie entre particules et antiparticules (violation de CP). Dans le spectre du MS, il reste un boson H scalaire, témoin du champ de Higgs, dont la masse et les couplages reflètent les caractéristiques du potentiel du champ de Higgs et de la brisure de la symétrie électrofaible [Djouadi1995].

2) Deux voies pour tester le MS

Le MS possède un caractère hautement prédictif, et il a été testé tant au niveau de son contenu en fermions que de ses interactions depuis un demi-siècle de façon intensive, en particulier auprès de collisionneurs. Pour simplifier, on peut distinguer deux approches pour tester le MS et éventuellement le mettre en défaut.

* La **voie relativiste** consiste à exploiter l'équivalence entre masse et énergie. Des collisions très énergétiques entre particules légères peuvent créer des particules lourdes dont on peut ensuite étudier la propagation et les modes de désintégration. Il est nécessaire de fournir une énergie suffisante, supérieure à la masse des particules lourdes recherchées. L'étude des produits de désintégration permet de remonter à la masse des particules lourdes créées : on s'attend à un excès d'événements lorsque les produits de désintégration possèdent la même masse invariante que la particule lourde initiale.

C'est typiquement l'approche utilisée pour valider la découverte d'une particule nouvelle, telle que le boson H en 2012. Il est ensuite possible de tester directement les couplages de ces particules nouvellement identifiées.



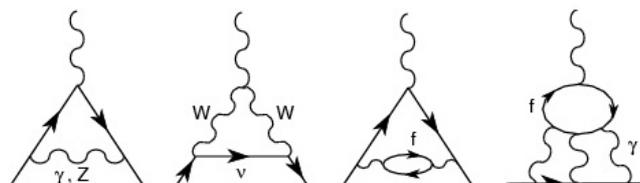
Identification du boson H dans les données (à gauche, pour ATLAS avec les données du run 2 du LHC pour la désintégration en 2 photons) et détermination de ses caractéristiques (à droite, pour CMS, avec les données du run 1 pour différents modes de production, en comparaison des résultats attendus dans le MS)

De façon volontairement simpliste, cette voie permet donc d'identifier d'abord l'échelle d'énergie en jeu Λ , puis la nature et les couplages g de ces nouvelles particules avec les particules déjà connues, pour enfin déterminer la/théorie(s) qui rendent le mieux compte de la carte d'identité ainsi dressée. Il faut évidemment pouvoir identifier la signature de nouvelles particules au-dessus du bruit de fond venant d'autres processus, et donc si possible, choisir des processus de production et de désintégration fréquents pour la particule recherchée.

Pour progresser dans cette direction, il faut faire des collisions de plus en plus énergétiques, et donc déplacer la frontière en énergie.

* La **voie quantique** consiste à s'appuyer sur la possibilité de passer par différents états intermédiaires au cours d'un processus. La mécanique quantique exprime la probabilité d'un processus comme le carré de la somme d'amplitudes complexes associées aux divers états intermédiaires possibles (exactement comme lors de l'expérience des fentes de Young). Il n'y a pas a priori de limite sur la masse des particules dans ces états intermédiaires, qui peuvent être plus lourdes que les particules initiales et finales mises en jeu. Si tous les états doivent être normalement considérés pour ce calcul quantique, tous n'ont pas la même pertinence: plus la différence de masse entre les états initiaux/finaux et l'état intermédiaire est importante, et plus la contribution de cet état intermédiaire sera supprimée.

C'est par exemple l'approche utilisée pour comprendre le moment magnétique anormal du muon, dont le calcul à un haut niveau de précision nécessite de tenir compte d'états intermédiaires contenant des quarks lourds ou des bosons W et Z.



Certaines des contributions au moment magnétique anormal du muon : les lignes extérieures correspondent au muon et au champ magnétique, et les lignes internes à certains des états intermédiaires massifs (W, Z, top) à considérer.

Cette voie ne permet pas de séparer les différentes contributions intermédiaires à un processus, mais elle permet d'évaluer si une contribution supplémentaire d'un type donné est nécessaire pour rendre compte correctement des mesures expérimentales. Il est ensuite nécessaire de faire une hypothèse sur la nature des états intermédiaires additionnels (i.e., sur un modèle de Nouvelle Physique) afin d'interpréter cette contribution en termes d'échelle d'énergie Λ et des couplages g de ces états intermédiaires aux états initiaux et finaux du processus. Typiquement, une telle analyse permet de contraindre la combinaison de paramètres $(g/\Lambda)^2$.

Afin d'augmenter la sensibilité de cette approche, il vaut mieux choisir des processus rares, supprimés dans le MS. Ces processus recevront des contributions petites des états intermédiaires déjà connus, et qui seront donc plus facilement affectés par la présence d'états plus massifs et encore inconnus.

Pour progresser dans cette direction, il faut diminuer les incertitudes statistiques et mieux maîtriser les bruits de fond en accumulant de plus en plus de données, et donc déplacer la frontière en intensité.

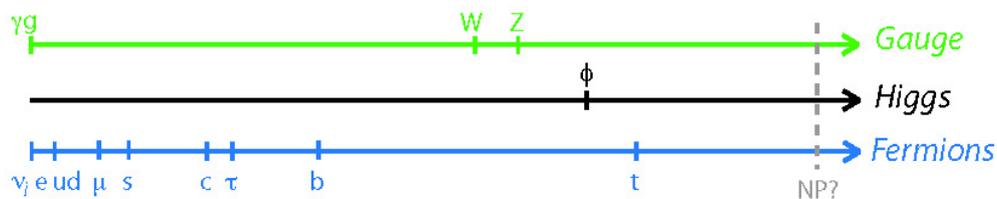
Au fil des années, les tests du MS ont combiné ces deux approches, avec de nombreux succès. On peut citer par exemple:

- l'analyse des désintégrations faibles à basse énergie par la chambre à bulles Gargamelle, avant la production des bosons faibles W et Z à UA1 et UA2, puis l'étude détaillée de leurs désintégrations à LEP.
- les contraintes sur le quark top venant de l'étude du mélange de mésons neutres B^0 \bar{B}^0 , avant sa production directe et son étude intensive au Tevatron, puis au LHC.
- la mise en évidence de l'asymétrie entre particule et antiparticule (violation de CP) dans le cas de l'interaction faible, auprès des expériences étudiant les désintégrations de mésons étrange, puis son étude quantitative par les désintégrations du quark b aux expériences Babar, Belle, puis LHCb.

3 Les limites du MS

Les nombreux succès du MS, et en particulier la découverte récente du boson H au LHC, peuvent conduire à penser que nous avons abouti à une description complète et achevée de la physique de l'infiniment petit. La situation est plus subtile, car différentes questions restent sans réponse dans le cadre du MS.

Certaines questions sont essentiellement *internes* à cette théorie. Le MS comporte 19 paramètres, si on néglige les masses de neutrinos (qui ajoutent un nombre variable de paramètres supplémentaires selon les caractéristiques des neutrinos). Ces paramètres ont des valeurs très variables. C'est en particulier le cas des masses des fermions, liées au couplage de Yukawa entre le champ de Higgs et ces fermions. Comment expliquer que le couplage de Yukawa de l'électron soit près de 350 000 fois plus faible que celui du top ?



Une représentation schématique des échelles de masse du Modèle Standard

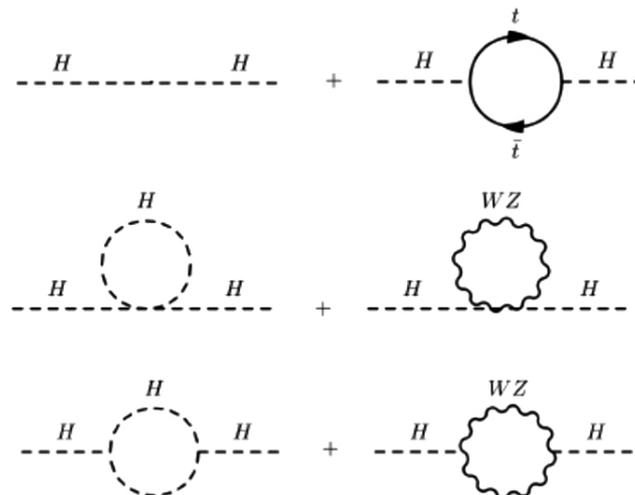
De même, les paramètres décrivant la violation de la symétrie CP dans le secteur des quarks obéissent à une hiérarchie apparemment arbitraire. Dans le cas de l'interaction forte est possible d'autoriser aussi un terme violant la symétrie CP, mais

les contraintes expérimentales sur ce terme sont très fortes (plus petit que 10^{-9}) sans justification interne au MS.

Le MS n'explique pas non plus pourquoi il y a 3 générations de fermions avec des sensibilités identiques aux interactions fondamentales. Les charges des particules sous les différentes interactions sont postulées, sans justification dans le cadre du MS. Par ailleurs, le MS procède seulement à une unification partielle des interactions: si l'électromagnétisme et l'interaction faible sont décrits par une seule et même symétrie (brisée à basse énergie), l'interaction forte est l'objet d'un autre groupe de symétrie complètement distinct, là encore sans explication dans le cadre du MS.

Mentionnons enfin que de nombreuses caractéristiques des neutrinos sont encore mal connues et que certaines pourraient mettre le MS en difficulté. Si le MS peut assez facilement s'accommoder de neutrinos dits de Dirac (il peut décrire ces particules, même s'il n'explique pas pourquoi leurs masses sont si petites), il ne serait pas en mesure de décrire des neutrinos de type Majorana (identiques à leur propre antiparticule) de masse non nulle.

D'autres problèmes apparaissent lorsqu'on considère que le MS peut (et doit) être plongé dans une **théorie plus vaste**, valide à de plus hautes énergies. Le MS serait la manifestation à plus basse énergie de cette théorie, tout comme la théorie de Fermi décrit les conséquences à basse énergie de la théorie de l'interaction électrofaible. S'il n'est pas évident a priori de déterminer l'échelle à laquelle cette théorie sous-jacente doit se manifester, certains arguments permettent de la contraindre. En effet, Le MS, basé sur la relativité restreinte, n'inclut pas la quatrième interaction fondamentale, à savoir la gravitation. A l'échelle de Planck (10^{19} GeV), la gravité devient aussi importante que les autres interactions et une description unifiée des interactions devient nécessaire au moins à cette énergie. Avec les valeurs actuelles de la masse du boson H et du quark top (particules les plus lourdes du MS et donc dominantes pour l'extrapolation au delà de l'échelle électrofaible), il est possible d'imaginer que le MS soit valide jusqu'à l'échelle de Planck. Toutefois, dans ce cas, l'état fondamental du MS serait seulement métastable, l'instabilité apparaissant à des énergies de l'ordre de 10^{11} GeV [DeGrassi2012].



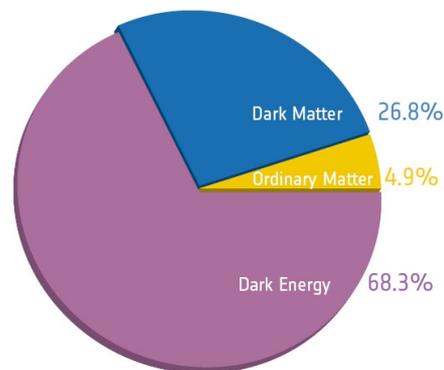
Corrections de premier ordre à la propagation du boson H dans le cadre du Modèle Standard, l'ordre 0 étant indiqué en haut à gauche.

D'autres questions surgissent si on souhaite plonger le MS dans une théorie plus générale dont les conséquences apparaissent à une échelle typique Λ_{NP} (qu'il s'agisse de l'échelle de Planck ou d'une échelle plus basse), si cette échelle est nettement plus élevée que l'échelle électrofaible Λ_{EW} . En effet, la masse carrée du boson H m_H^2 (d'ordre Λ_{EW}^2 dans l'approximation classique de la théorie) reçoit des corrections quantiques d'ordre Λ_{NP}^2 . Ces corrections viennent de l'interaction du

champ de Higgs avec des quarks ou des bosons dont les impulsions peuvent aller jusqu'à Λ_{NP} . Il devient alors difficile d'expliquer pourquoi la masse du boson H devrait être d'ordre Λ_{EW} plutôt que Λ_{NP} , à moins d'exiger des compensations entre différents termes (d'ordre Λ_{NP}) pour aboutir à un résultat total d'ordre Λ_{EW} . Cela nécessite un ajustement fin des paramètres de la théorie sous-jacente. Dans le MS, ce problème de hiérarchie n'affecte que le boson H, qui est la seule particule élémentaire de spin 0 de la théorie.

Une dernière série de problèmes se manifeste lorsqu'on essaie de connecter ***infinitement petit et infinitement grand***, et d'utiliser le seul MS pour décrire l'évolution cosmologique et les grandes structures de l'Univers.

En premier lieu, l'asymétrie particule/ antiparticule présente au niveau du MS n'est pas suffisante pour générer l'asymétrie matière/antimatière observée au niveau cosmologique. De plus, les observations du rayonnement diffus cosmologique, des grandes structures de l'Univers (rotation des étoiles dans les galaxies, dynamique des amas galactiques...) et de différents processus astrophysiques (supernovae de type I...) ont abouti à établir un modèle cosmologique où le contenu énergétique de l'Univers est largement inexplicable par le MS.



Contenu énergétique de l'Univers à l'issue des observations du fond diffus cosmologique effectuées par l'expérience Planck

Dans ce modèle cosmologique standard, seul 5% du contenu énergétique correspond à la matière décrite par le MS. Environ 23% de ce contenu correspond à de la matière noire, qui serait constituée de particules massives interagissant très peu, si ce n'est par le biais de la gravitation. Il n'existe pas de telle particule dans le cadre du MS. Environ 72% du contenu énergétique est décrit par de l'énergie noire, engendrant une accélération de l'expansion de l'Univers. On peut décrire cette énergie noire comme une constante cosmologique (ajoutant un terme supplémentaire dans les équations d'Einstein pour la relativité générale) qui peut s'interpréter comme l'énergie associée à l'état fondamental de la théorie. Si on suppose que le MS (ou plus généralement une théorie quantique des champs du même type) est valide jusqu'à l'échelle de Planck, cette constante cosmologique devrait avoir une valeur 10^{120} fois plus grande qu'observée expérimentalement.

Enfin, les observations du rayonnement diffus cosmologique mettent en évidence une grande homogénéité en densité de l'Univers primordial. Cela est expliqué par une expansion très rapide de l'Univers, appelée inflation, qui aurait "lissé" les fluctuations quantiques présentes juste après le Big Bang. Si à une époque, on pensait que la dynamique du champ de Higgs dans l'Univers primordial pouvait expliquer une telle expansion, des études théoriques plus poussées ont montré qu'elle aboutissait à des prédictions en désaccord avec les observations expérimentales (fluctuations de densité trop importantes par rapport à celles observées dans le rayonnement diffus cosmologique)

B. Quelques extensions du MS

1 Preamble

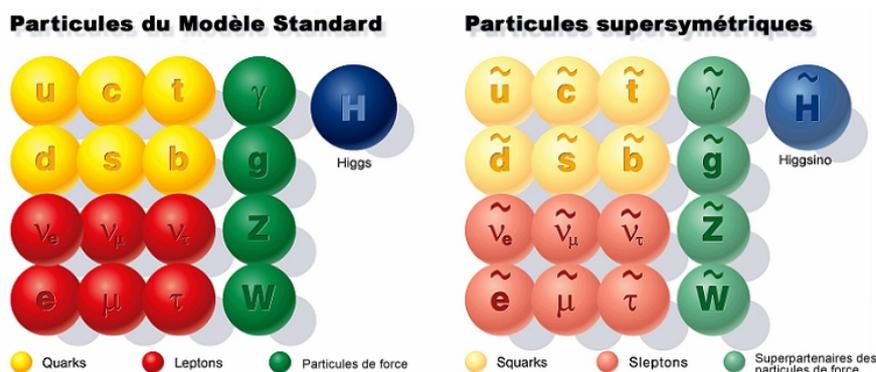
De nombreux modèles ont été proposés pour étendre le MS dans des domaines d'énergie autour de l'échelle électrofaible, généralement pour répondre à certains des problèmes mentionnés ci-dessus. Ils obéissent à une double contrainte. D'une part, ces modèles cherchent à avoir des conséquences se démarquant du MS (nouvelles particules, déviations dans certains processus), afin de pouvoir être mis en défaut expérimentalement, D'autre part, ces modèles doivent être en mesure de reproduire la vaste quantité de mesures obtenues jusqu'à présent, au moins dans la limite des incertitudes expérimentales et théoriques.

Pour cette raison, ces modèles sont généralement conçus comme découplants. Si on note Λ_{NP} l'échelle d'énergie typique des particules/interactions/processus de Nouvelle Physique (i.e., non présents dans le MS), la limite $\Lambda_{NP} \rightarrow \infty$ doit faire découpler tous ces nouveaux degrés de liberté des processus de plus basse énergie (d'ordre Λ_{EW}). De la sorte, à basse énergie, ces modèles sont en accord avec le MS à des corrections d'ordre $\Lambda_{EW}/\Lambda_{NP}$ (ou plus petites).

Il est futile de prétendre à l'exhaustivité ici, et seuls certains modèles de Nouvelle Physique, au-delà du MS, bénéficiant d'un certain intérêt pour les études phénoménologiques à l'heure actuelle, seront décrits à grands traits ici.

2 Modèles supersymétriques, bosons scalaires supplémentaires

Les modèles supersymétriques ont pendant longtemps été des favoris pour la recherche de NP [Martin1997]. Ils introduisent une symétrie supplémentaire, qui associe à toute boson vecteur du MS un partenaire supersymétrique de spin 1/2, et à tout fermion de spin 1/2 une nouvelle particule de spin 0. Cela aboutit à un doublement du spectre de la théorie. On suppose que cette supersymétrie est brisée au-dessus de l'échelle électrofaible, de sorte que ces nouvelles particules supersymétriques ont des masses plus élevées que celles du MS. L'introduction de la supersymétrie impose également de doubler le nombre de champs de Higgs, ce qui aboutit à un secteur de Higgs plus complexe que le MS, avec 5 bosons de spin 0 observables, certains chargés, d'autres neutres [Djouadi1995].



Représentation artistique simplifiée du contenu en particules du MSSM

Cette version la plus simple, le MS supersymétrisé (ou Minimal Supersymmetric Standard Model, MSSM), a été la plus étudiée, même si des extensions non-minimales (avec l'ajout de champs supplémentaires) ont été considérées pour résoudre certaines difficultés théoriques ou phénoménologiques rencontrées par le MSSM. En particulier, l'ajout de nouvelles interactions entre quarks et leptons via des particules supersymétriques peut aboutir à une désintégration relativement rapide du

proton. Pour éviter cela, on ajoute souvent une symétrie supplémentaire au MSSM (et ses extensions), la R-parité, qui interdit à toute particule supersymétrique de se désintégrer seulement en des particules du MS.

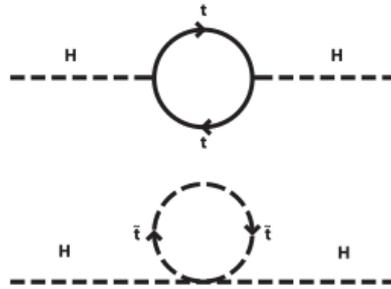
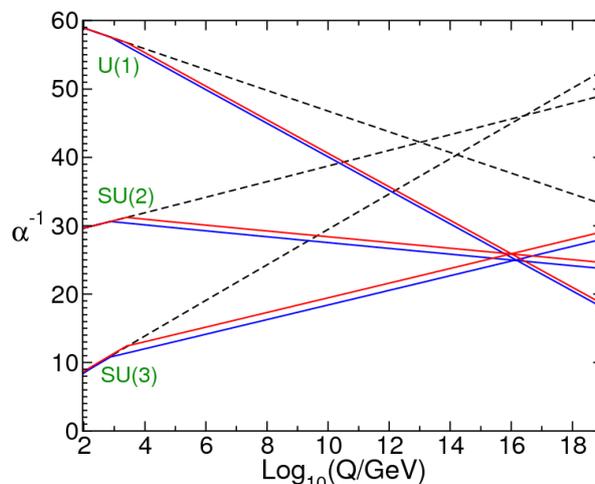


Illustration de la compensation entre les contributions de particules du Modèle Standard (quark top) et leurs partenaires supersymétriques (squark top) pour la masse du boson H

Le premier intérêt de la supersymétrie est de stabiliser la masse du boson H vis-à-vis de corrections quantiques: si on suppose que le MSSM est valable jusqu'à une échelle d'énergie haute Λ_{NP} , les contributions des particules supersymétriques s'éliminent partiellement avec celles venant du MS, aboutissant à une correction d'ordre $\Lambda_{\text{EW}}^2 \log(\Lambda_{\text{NP}})$ au lieu de Λ_{NP}^2 . La masse légère du boson H s'explique naturellement même dans une théorie valide jusqu'à des énergies très élevées (éventuellement jusqu'à l'échelle de Planck). Notons toutefois que dans le MSSM, la masse du boson H doit être de l'ordre de celle du boson Z, et la masse effectivement mesurée au LHC requiert une correction importante venant de la boucle de quark top, qui requiert une fois encore un ajustement des paramètres.

Un deuxième élément séduisant vient du fait que la présence des particules supersymétriques modifie la manière dont les couplages des trois interactions fondamentales varie avec l'énergie du processus considérée : les trois couplages (fort, faible, électromagnétique) se croisent en une valeur unique autour de 10^{16} GeV, suggérant que le MSSM serait issu d'une théorie unifiant les trois interactions fondamentales à cette échelle. Un troisième aspect intéressant vient de ce que cette théorie fournit naturellement un candidat pour la matière noire : du fait de la R-parité, la particule supersymétrique la plus légère (Lightest Supersymmetric Particle) ne peut pas se désintégrer et est donc une particule lourde, stable, et interagissant peu avec les autres particules. Un dernier aspect, plus pratique, vient de l'abondance des particules nouvelles prédites et de la facilité avec laquelle on peut prédire des chaînes de désintégrations, la théorie utilisant les mêmes couplages que le MS.



Unification des constantes de couplage des trois interactions fondamentales dans le Modèle Standard (pointillés noirs) et dans le MSSM avec des partenaires supersymétriques entre 750 GeV et 2 TeV (lignes rouges et bleues) [Martin1997]

Toutefois, la supersymétrie possède aussi certaines propriétés moins séduisantes. Elle donne lieu au minimum à un doublement du spectre qui n'est pas observé à l'heure actuelle, ce qui nécessite de postuler un écart relativement important entre l'échelle électrofaible et l'échelle supersymétrique, et fait réapparaître des problèmes d'ajustement fin des paramètres. La brisure de la supersymétrie elle-même fait apparaître un grand nombre de paramètres libres dans la théorie (de l'ordre de 140), dont les valeurs devraient être arbitraires et nettement plus grandes que l'échelle électrofaible. Il est de plus difficile d'expliquer pourquoi ces nouveaux paramètres n'engendrent pas des distinctions nouvelles entre les 3 générations, selon des structures a priori différentes de celles présentes dans le MS (problème de saveur supersymétrique). Il faut invoquer des mécanismes relativement complexes de brisure de la supersymétrie pour expliquer ces caractéristiques, et/ou supposer une universalité entre certains paramètres a priori sans relation. En bout de course, on peut aboutir alors à des modèles simplifiés de supersymétrie, avec un nombre limité de paramètres libres, comme le Constrained MSSM ou bien le phenomenological MSSM, souvent utilisés comme points de références pour les études expérimentales.

Dans ce cadre, si on restreint le MSSM à son seul secteur de Higgs (supposant que toutes les particules supersymétriques sont beaucoup plus lourdes), on aboutit à un modèle à deux doublets de Higgs, contenant à la fois des bosons de spin 0 chargés et neutres. Ces bosons peuvent engendrer des déviations dans les processus dus à l'interaction faible, et ces modèles à deux doublets de Higgs (ou plus) sont étudiés indépendamment des modèles supersymétriques considérés ci-dessus.

3 Théories de grande unification et leptosquarks

Les théories de grande unification s'efforcent de rassembler les trois interactions fondamentales dans le cadre plus global d'une symétrie unique, à une échelle élevée d'unification (de 10^{12} à 10^{16} GeV). Ces théories ont rencontré plusieurs difficultés par le passé : par exemple, elles prédisent une même valeur pour les couplages des trois interactions fondamentales à l'échelle d'unification, elles ajoutent des interactions entre leptons et quarks qui rendent le proton instable. Pour résoudre ces difficultés, il faut souvent ajouter de nouvelles particules/généralisations au-delà des multiplets de particules contenant celles du Modèle Standard, et/ou combiner ces théories avec les approches supersymétriques.

Dans ce cadre, on voit apparaître en particulier des leptosquarks, capables de se coupler à un quark et à un lepton (et donc de se désintégrer en ces deux objets, ce qui est impossible pour les particules du Modèle Standard). Ces particules sont aussi étudiées théoriquement indépendamment des théories grand-unifiées.

4 Dimensions supplémentaires, quarks et bosons excités

Certaines extensions du MS s'appuient sur un nombre plus élevé de dimensions spatiales.

Dans certains cas, ces dimensions supplémentaires sont "enroulées sur elles-mêmes" (compactifiées) de sorte qu'elles échappent à une observation directe. La présence de ces dimensions supplémentaires se manifeste pour chaque particule par une tour d'excitations (de Kaluza-Klein), partageant les mêmes caractéristiques que la particule initiale, mais plus massives. La différence de masse entre deux excitations est inversement proportionnelle à la taille de la dimension supplémentaire.

Dans d'autres cas, notre espace correspond à un sous-espace à 4 dimensions (brane) plongé dans un espace comportant un plus grand nombre de dimensions spatiales supplémentaires. La fonction d'onde des particules peut être plus ou moins concentrée sur cette brane, ou étendue sur dans l'ensemble de l'espace à 5 dimensions (ou plus). Cet espace peut également contenir d'autres branes susceptibles de briser certaines des symétries de la théorie. Ces configurations

géométriques permettent d'expliquer la hiérarchie des valeurs des paramètres du MS par des suppressions de nature géométrique, correspondant à des recouvrements de fonctions d'onde plus ou moins important.

Dans ce cadre, on voit apparaître en particulier des quarks et des bosons médiateurs excités (W' , Z'), qui sont aussi étudiés théoriquement indépendamment des théories de dimensions supplémentaires.

5 Modèles composites, quarks vectoriels

Les modèles composites font intervenir un secteur additionnel de fermions liés par une nouvelle interaction avec un couplage fort. Ils permettent de décrire le boson H comme une particule composite, et ainsi éviter les problèmes de stabilité de la masse du boson H (problèmes liés au caractère élémentaire de cette particule scalaire). D'autres états composites doivent apparaître dans le spectre, et certains peuvent constituer des candidats pour la matière noire. En fonction des propriétés des fermions additionnels, ceux-ci peuvent aussi se mélanger aux fermions ordinaires engendrant de nouvelles interactions entre les fermions du MS.

Dans ce cadre, on voit apparaître en particulier fermions additionnels n'obéissant pas aux mêmes interactions que ceux du MS (quarks vectoriels, ou vector-like quarks) qui sont aussi étudiés théoriquement indépendamment de ces modèles composites.

6 Modèles à symétrie gauche-droite, bosons W' et Z'

Les modèles à symétrie gauche-droite s'efforcent d'expliquer pourquoi le MS contient des interactions traitant les particules d'hélicités gauche et droite (projection du spin sur l'impulsion d'un fermion) tantôt de façon différenciée (interaction faible), tantôt de façon identique (interactions forte et électromagnétique). Ces modèles postulent qu'à une échelle d'énergie plus élevée, l'interaction faible est englobée dans une interaction plus générale qui traite également les deux hélicités. Ces modèles aboutissent à des bosons médiateurs supplémentaires W' et Z' , ainsi qu'à un secteur de Higgs étendu avec de nombreux bosons scalaires (neutres et chargés). Dans certains cas, ils fournissent aussi une explication pour la petitesse des masses de neutrinos.

Dans ce cadre, on voit apparaître en particulier des bosons médiateurs avec des couplages différents du Modèle Standard (W' , Z') et des bosons scalaires chargés, qui sont aussi étudiés théoriquement indépendamment des théories à symétrie gauche droite.

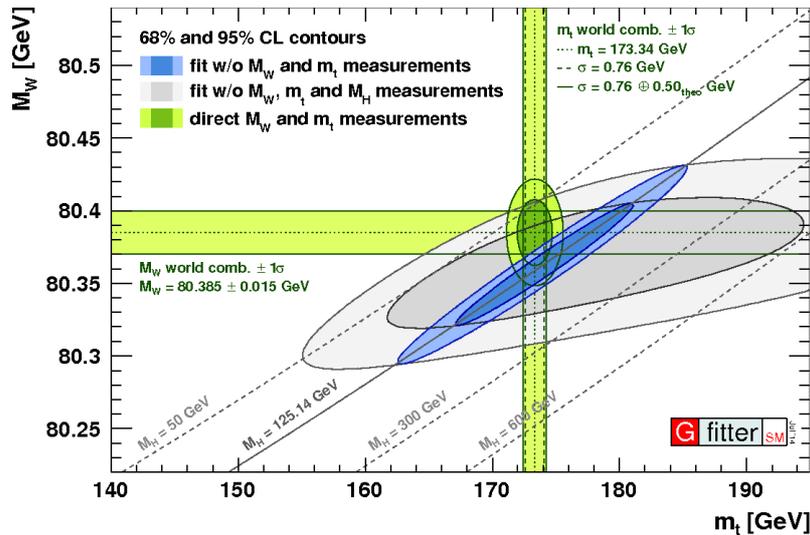
C. Tests du Modèle Standard et de ses extensions

1. Avant le run 1 du LHC

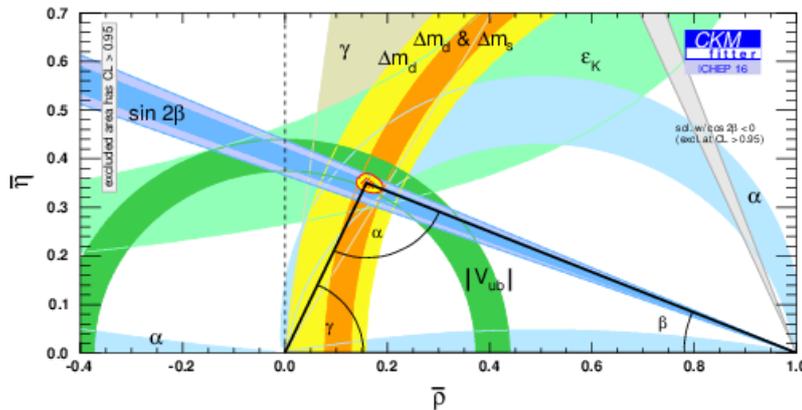
Avant les années 1990, le MS avait été testé en détail sur le plan de l'interaction électromagnétique et forte, et c'est surtout l'interaction faible et la brisure de la symétrie électrofaible qui ont été l'objet d'attentions jusqu'au démarrage du LHC :

- les expériences autour de LEP et le SLC ont effectué des tests de précision électrofaible sur les couplages des bosons W et du Z de l'interaction faible
- les expériences Belle et Babar ont testé l'asymétrie particule-antiparticule (violation de CP) ainsi que les désintégrations rares du quark b supprimées dans le MS

L'ensemble de ces mesures de précision est alors en très bon accord avec le MS. Elle permet déjà (par la voie quantique décrite ci-dessus) de contraindre la valeur du boson H en supposant la validité du MS. A ce stade, il est clair qu'à l'échelle électrofaible Λ_{EW} des phénomènes intéressants doivent se produire, qu'il s'agisse de l'observation du boson H du Modèle Standard ou de processus de NP différenciant du MS et capables d'expliquer la brisure de la symétrie électrofaible.



Fit des observables de précision électrofaibles dans le Modèle Standard dans le plan (m_t, M_W) incluant l'information sur la masse du boson H (en bleu) et excluant cette information (en gris). Les valeurs mesurées de m_t et M_W sont en vert. [Baak2014]



Fit des observables de saveur dans le plan (ρ, η) , deux des paramètres de la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa. Les contraintes venant des différentes observables (bandes colorées) favorisent la même région dans ce plan (sommet du triangle). La violation de CP est signalée ici par le fait que η n'est pas nul. [Koppenburg2016]

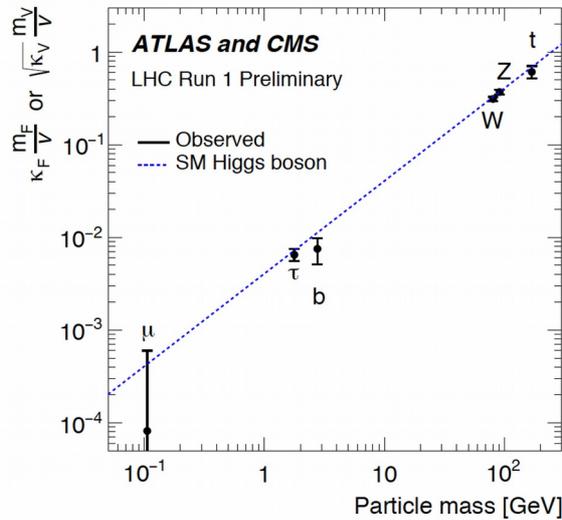
L'accord entre MS et expérience laisse alors seulement une faible place à la NP. Les états intermédiaires faisant intervenir la NP doivent donc coupler faiblement aux particules du MS ou être très massifs. En étudiant certains processus rares dans le MS, il est déjà possible de placer une limite inférieure sur une combinaison de couplages g et l'échelle de Nouvelle Physique Λ_{NP} . En particulier, le mélange de mésons neutres impose déjà des contraintes fortes sur $(g/\Lambda_{NP})^2$, qui doit être plus petit que $1/(10^3 \text{ TeV})^2$ pour des particules de NP interagissant avec des quarks de type down de deux générations différentes. Ces résultats suggèrent déjà à l'époque que la NP doit intervenir à des échelles élevées ou avoir des couplages supprimés [Isidori2010].

2. A l'issue du run 1 du LHC

A l'issue du run 1 du LHC et à la vue des premiers résultats du run 2, on peut tirer quelques grands constats.

1) **Le boson H a été observé**, et ses caractéristiques sont en très bon accord avec les attentes du MS. Le spin et la parité du boson H sont bien ceux attendus. Si la masse du boson H est un paramètre libre du MS, sa valeur mesurée (par la voie

relativiste) est très bon accord avec les attentes antérieures (venues de la voie quantique). Et une fois cette valeur connue, les couplages du boson H aux particules massives (bosons et fermions) sont fixées dans le MS, et elles ont pu être testées (au moins pour les plus lourdes).

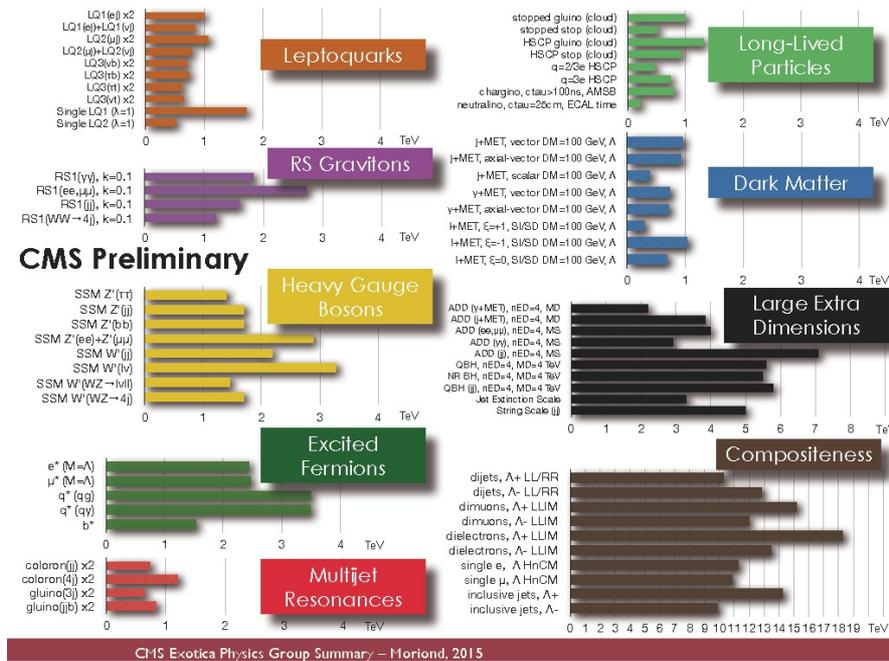


Comparaison entre la masse des particules du Modèle Standard et leur couplage au boson H mesuré lors du Run 1 par ATLAS et CMS. La linéarité observée est prédite par le Modèle Standard.

2) Il n'y a **pas d'indication de particules massives au-delà du MS par production directe**. Cette analyse passe par l'étude des chaînes de désintégrations potentielles, prévues dans différents modèles au-delà du MS (par exemple en supersymétrie), ainsi que par la recherche de particules massives produites lors de collisions et échappant à toute détection du fait de leur faible interaction avec leur environnement. Dans un certain nombre de scénarios de NP, les bornes inférieures sont déjà de l'ordre du TeV.

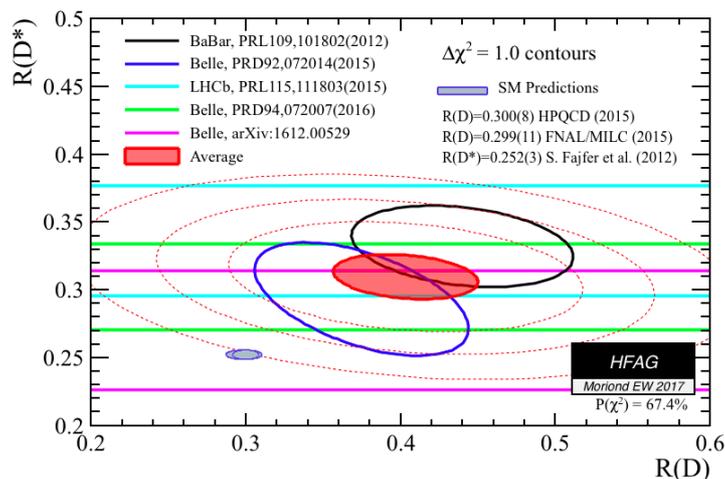
ATLAS SUSY Searches* - 95% CL Lower Limits					ATLAS Preliminary	
Status: LP 2013					$\int \mathcal{L} dt = (4.4 - 22.9) \text{ fb}^{-1}$ $\sqrt{s} = 7, 8 \text{ TeV}$	
Model	e, μ, τ, γ Jets	E_{miss}	$\int \mathcal{L} dt [\text{fb}^{-1}]$	Mass limit	Reference	
Inclusive Searches	MSUGRA/CMSSM	0	Yes	1.2 TeV	any $m(\tilde{g})$	
	MSUGRA/CMSSM	0	Yes	1.1 TeV	any $m(\tilde{g})$	
	$\tilde{g}, \tilde{q} \rightarrow q\tilde{q}$	0	Yes	20.3	740 GeV	$m(\tilde{t}) > 0 \text{ GeV}$
	$\tilde{g}, \tilde{q} \rightarrow q\tilde{q}$	0	Yes	20.3	1.3 TeV	$m(\tilde{t}) > 0 \text{ GeV}$
	$\tilde{g}, \tilde{q} \rightarrow q\tilde{q}$	1 e, μ	Yes	20.3	1.18 TeV	$m(\tilde{t}) > 200 \text{ GeV}, m(\tilde{b}) > 0.5m(\tilde{t}), m(\tilde{g})$
	$\tilde{g}, \tilde{q} \rightarrow q\tilde{q}$	2 e, μ (SS)	Yes	20.7	1.1 TeV	$m(\tilde{t}) > 0.50 \text{ GeV}$
	GMSB (f NLSP)	2 e, μ	Yes	4.7	1.28 TeV	$m(\tilde{g}) > 10^4 \text{ GeV}$
	GMSB (f NLSP)	1-2 τ	Yes	20.7	1.4 TeV	$m(\tilde{g}) > 18$
	GGM (bino NLSP)	2 τ	Yes	4.8	1.07 TeV	$m(\tilde{t}) > 50 \text{ GeV}$
	GGM (bino NLSP)	1 e, μ, τ, γ	Yes	4.8	618 GeV	$m(\tilde{t}) > 50 \text{ GeV}$
3 γ gen. squarks direct production	GGM (higgsino-bino NLSP)	7 $1 b$	Yes	4.8	900 GeV	$m(\tilde{t}) > 200 \text{ GeV}$
	GGM (higgsino NLSP)	2 e, μ (Z)	Yes	5.8	880 GeV	$m(\tilde{t}) > 200 \text{ GeV}$
	Grautino LSP	0	Yes	10.5	845 GeV	$m(\tilde{g}) > 10^4 \text{ GeV}$
	$\tilde{g} \rightarrow g\tilde{g}$	0	Yes	20.1	1.2 TeV	$m(\tilde{t}) > 0.00 \text{ GeV}$
	$\tilde{g} \rightarrow g\tilde{g}$	0	Yes	20.3	1.14 TeV	$m(\tilde{t}) > 0.00 \text{ GeV}$
	$\tilde{g} \rightarrow g\tilde{g}$	0-1 e, μ	Yes	20.1	1.34 TeV	$m(\tilde{t}) > 400 \text{ GeV}$
	$\tilde{g} \rightarrow g\tilde{g}$	0-1 e, μ	Yes	20.1	1.3 TeV	$m(\tilde{t}) > 300 \text{ GeV}$
	$\tilde{b}_1, \tilde{b}_2 \rightarrow b\tilde{b}$	0	Yes	20.1	100-830 GeV	$m(\tilde{t}) > 100 \text{ GeV}$
	$\tilde{b}_1, \tilde{b}_2 \rightarrow b\tilde{b}$	2 e, μ (SS)	Yes	20.7	430 GeV	$m(\tilde{t}) > 2 \text{ GeV}$
	$\tilde{b}_1, \tilde{b}_2 \rightarrow b\tilde{b}$	1-2 e, μ	Yes	20.7	167 GeV	$m(\tilde{t}) > 55 \text{ GeV}$
EW direct	$\tilde{b}_1, \tilde{b}_2 \rightarrow b\tilde{b}$	2 e, μ	Yes	20.3	220 GeV	$m(\tilde{t}) > 4 \text{ GeV}, m(\tilde{b}_1) > 0.5m(\tilde{t})$
	$\tilde{b}_1, \tilde{b}_2 \rightarrow b\tilde{b}$	2 e, μ	Yes	20.3	150-440 GeV	$m(\tilde{t}) > 4 \text{ GeV}, m(\tilde{b}_1) > 0.5m(\tilde{t})$
	$\tilde{b}_1, \tilde{b}_2 \rightarrow b\tilde{b}$	2 e, μ	Yes	20.3	150-580 GeV	$m(\tilde{t}) > 4 \text{ GeV}, m(\tilde{b}_1) > 0.5m(\tilde{t})$
	$\tilde{b}_1, \tilde{b}_2 \rightarrow b\tilde{b}$	0	Yes	20.1	200-810 GeV	$m(\tilde{t}) > 0 \text{ GeV}, m(\tilde{b}_1) > 10 \text{ GeV}$
	$\tilde{b}_1, \tilde{b}_2 \rightarrow b\tilde{b}$	1 e, μ	Yes	20.7	300-860 GeV	$m(\tilde{t}) > 0 \text{ GeV}$
	$\tilde{b}_1, \tilde{b}_2 \rightarrow b\tilde{b}$	0	Yes	20.5	500 GeV	$m(\tilde{t}) > 0 \text{ GeV}$
	$\tilde{b}_1, \tilde{b}_2 \rightarrow b\tilde{b}$	2 e, μ (Z)	Yes	20.7	500 GeV	$m(\tilde{t}) > 150 \text{ GeV}$
	$\tilde{b}_1, \tilde{b}_2 \rightarrow b\tilde{b}$	3 e, μ (Z)	Yes	20.7	520 GeV	$m(\tilde{t}) > 100 \text{ GeV}$
	$\tilde{b}_1, \tilde{b}_2 \rightarrow b\tilde{b}$	2 e, μ	Yes	20.3	85-315 GeV	$m(\tilde{t}) > 0 \text{ GeV}$
	$\tilde{b}_1, \tilde{b}_2 \rightarrow b\tilde{b}$	2 e, μ	Yes	20.3	125-450 GeV	$m(\tilde{t}) > 0 \text{ GeV}, m(\tilde{b}_1) > 0.5m(\tilde{t})$
Long-lived particles	$\tilde{b}_1, \tilde{b}_2 \rightarrow b\tilde{b}$	2 τ	Yes	20.7	180-330 GeV	$m(\tilde{t}) > 0 \text{ GeV}, m(\tilde{b}_1) > 0.5m(\tilde{t})$
	$\tilde{b}_1, \tilde{b}_2 \rightarrow b\tilde{b}$	2 τ	Yes	20.7	600 GeV	$m(\tilde{t}) > 0 \text{ GeV}, m(\tilde{b}_1) > 0.5m(\tilde{t})$
	$\tilde{b}_1, \tilde{b}_2 \rightarrow b\tilde{b}$	3 e, μ	Yes	20.7	315 GeV	$m(\tilde{t}) > 0 \text{ GeV}, m(\tilde{b}_1) > 0.5m(\tilde{t})$
	$\tilde{b}_1, \tilde{b}_2 \rightarrow b\tilde{b}$	0	Yes	4.7	220 GeV	$m(\tilde{t}) > 0 \text{ GeV}, m(\tilde{b}_1) > 0.5m(\tilde{t})$
	$\tilde{b}_1, \tilde{b}_2 \rightarrow b\tilde{b}$	0	Yes	22.9	857 GeV	$m(\tilde{t}) > 100 \text{ GeV}, 10 \mu\text{s} < \tau < 1000 \text{ s}$
	$\tilde{b}_1, \tilde{b}_2 \rightarrow b\tilde{b}$	1-2 μ	Yes	15.9	385 GeV	$5 \text{ ns} < \tau < 50$
	$\tilde{b}_1, \tilde{b}_2 \rightarrow b\tilde{b}$	1-2 μ	Yes	15.9	305 GeV	$m(\tilde{t}) > 0$
	$\tilde{b}_1, \tilde{b}_2 \rightarrow b\tilde{b}$	2 τ	Yes	4.7	230 GeV	$0.4 \text{ fs} < \tau < 2 \text{ ns}$
	$\tilde{b}_1, \tilde{b}_2 \rightarrow b\tilde{b}$	1 μ	Yes	4.4	700 GeV	$1 \text{ mm} < c\tau < 1 \text{ m}$
	$\tilde{b}_1, \tilde{b}_2 \rightarrow b\tilde{b}$	2 e, μ	Yes	20.7	1.61 TeV	$m(\tilde{t}) > 0, \mu, \tau > 0.05$
Other	LFV $\tilde{g} \rightarrow g\tilde{g}$	1 e, μ, τ	Yes	4.6	1.1 TeV	$m(\tilde{t}) > 0, \mu, \tau > 0.05$
	LFV $\tilde{g} \rightarrow g\tilde{g}$	1 e, μ, τ	Yes	4.6	1.2 TeV	$m(\tilde{t}) > 0, \mu, \tau > 0.05$
	LFV $\tilde{g} \rightarrow g\tilde{g}$	1 e, μ	Yes	4.7	760 GeV	$m(\tilde{t}) > 0, \mu, \tau > 0.05$
	LFV $\tilde{g} \rightarrow g\tilde{g}$	4 e, μ	Yes	20.7	350 GeV	$m(\tilde{t}) > 300 \text{ GeV}, A_{21} > 0$
	LFV $\tilde{g} \rightarrow g\tilde{g}$	3 e, μ, τ	Yes	20.7	666 GeV	$m(\tilde{t}) > 80 \text{ GeV}, A_{21} > 0$
	LFV $\tilde{g} \rightarrow g\tilde{g}$	0	Yes	4.6	880 GeV	$m(\tilde{t}) > 0$
	LFV $\tilde{g} \rightarrow g\tilde{g}$	2 e, μ (SS)	Yes	20.7	880 GeV	$m(\tilde{t}) > 0$
	LFV $\tilde{g} \rightarrow g\tilde{g}$	0	Yes	4.6	100-287 GeV	ind. limit from 1110 2005
	LFV $\tilde{g} \rightarrow g\tilde{g}$	0	Yes	10.5	700 GeV	$m(\tilde{t}) > 80 \text{ GeV}, \text{time of obs. } < 0.05 \text{ GeV by DR}$
	LFV $\tilde{g} \rightarrow g\tilde{g}$	0	Yes	4.6	700 GeV	ind. limit from 1110 2005

Exemples de limites inférieures obtenues sur l'échelle de NP dans le cas de scénarios supersymétriques par l'expérience ATLAS.

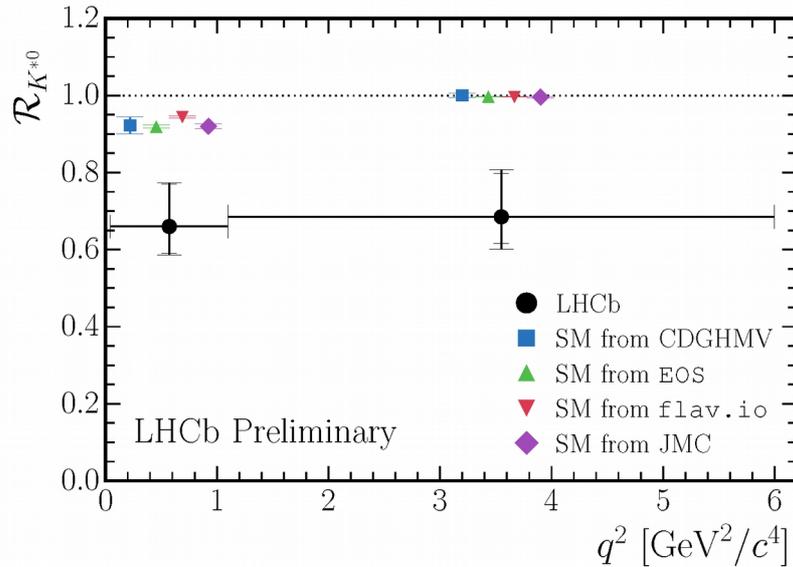


Exemples de limites inférieures obtenues sur l'échelle de NP dans le cas de scénarios de NP alternatifs par l'expérience CMS.

3) **De nombreux processus du MS ont été testés** avec une grande précision sur plus de 6 ordres de grandeur, de façon satisfaisante. Ces processus font intervenir des bosons médiateurs électrofaibles (W,Z,photon) ainsi que des jets de hadrons. Ils constituent un test hautement non trivial du MS, et une validation des calculs et des modélisations théoriques des processus hadroniques en jeu au LHC. En effet, il s'agit d'une part de décrire correctement la collision entre deux protons, objets composites liés par l'interaction forte, et d'autre part de décrire le processus d'hadronisation des quarks et gluons issus de la collision pour former les jets effectivement observés. L'accord observé constitue une validation importante de l'ensemble des outils théoriques (factorisation des échelles des différents processus, modélisation de l'hadronisation des quarks et des gluons au sein du proton et des jets, générateurs Monte-Carlo correspondants).



Déviations pour $b \rightarrow c l \nu_l$: Rapport de rapports de branchement comparant $l = \tau$ et $l = e, \mu$ pour les désintégrations $B \rightarrow \infty l \nu_l$ (en abscisse) et $B \rightarrow \infty l \nu_l$ (en ordonnée). La moyenne mondiale est l'ellipse pleine rouge, la prédiction MS l'ellipse pleine bleue [Heavy Flavour Averaging Group]



Déviations pour $b \rightarrow s^+ l^-$: rapport des rapports de branchement comparant $l = \mu$ et $l = e$ pour la désintégration $B \rightarrow K^/l^+ l^-$ pour différentes valeurs de la masse invariante dileptonique. Les résultats expérimentaux de l'expérience LHCb (croix noires) sont comparées aux prédictions théoriques (symboles colorés)*

4) Un certain nombre de **déviations concernant deux processus de désintégrations du quark b** a été mesuré par les expériences Babar, Belle et LHCb. Ces déviations suggèrent des différences dans les interactions des trois leptons chargés, différences qui ne peuvent pas être expliquées dans le cadre du MS. D'une part, les désintégrations $b \rightarrow c l^+ \bar{\nu}_l$ (avec $l = e, \mu, \tau$), favorisées par le MS, montrent des déviations dans le cas du lepton tau, comparé au cas électronique et muonique. D'autre part, les désintégrations $b \rightarrow s^+ l^-$ (avec $l = e, \mu$), supprimées dans le MS, suggèrent des déviations dans le cas muonique, comparé au cas électronique. Dans chaque cas, la combinaison des différents écarts observés peut atteindre une signification statistique de 4 à 5 σ par rapport au MS. Les probabilités diffèrent pour des canaux qui se distinguent seulement par les leptons en jeu. Cette violation de l'universalité leptonique n'est pas possible dans le cadre du MS, et pour les deux types de processus, les prédictions théoriques ne sont que faiblement entachées par des erreurs hadroniques liées à l'interaction forte. Il est très difficile d'expliquer ces résultats dans le cadre du MS.

3. Les cadres d'interprétation des résultats du LHC

L'absence d'observation directe de nouvelles particules au LHC a des conséquences directes sur la manière d'analyser les résultats du run 1. Elle ne permet pas d'orienter la discussion de NP vers des modèles spécifiques. Il est certes possible de convertir les résultats concernant ces non-observations en des bornes sur les masses et les couplages pour des **modèles de NP spécifiques** (approche top-down, favorisée par la voie relativiste), mais ces résultats négatifs permettent seulement de repousser la limite inférieure sur l'échelle de ces modèles, sans fournir de préférence pour un modèle ou pour un autre. La séparation de plus en plus importante requise entre l'échelle électrofaible et l'échelle de Nouvelle Physique peut impliquer dans certains cas un ajustement de plus en plus fin des paramètres pour continuer à reproduire l'ensemble des données existantes (c'est le cas par exemple du MSSM).

On peut aussi imaginer des modèles de NP à des échelles basses et échappant aux expériences actuelles parce que leurs signatures expérimentales sont difficilement identifiables (particules légères avec des largeurs de désintégration très importantes, se désintégrant rapidement sous forme de jets...). S'il convient de garder toutes les options ouvertes et d'étudier attentivement ces possibilités, il semble à l'heure actuelle

plus crédible que l'échelle de NP est relativement élevée par rapport à l'échelle électrofaible, et prendre en compte ce point dans les analyses phénoménologiques.

Il est donc plus naturel d'interpréter ces résultats par des **approches effectives indépendantes de modèle** (approche bottom-up, favorisée par la voie quantique), qui séparent un processus donné en deux parties, l'une de courte distance (échelle électrofaible et au-dessus, susceptible d'être affectée par de la NP) et l'autre de longue distance (en-dessous de l'échelle électrofaible, dominée par des processus MS). Il s'agit alors de calculer théoriquement aussi précisément que possible la partie de longue distance, puis d'extraire des informations sur la partie de courte distance à partir des données.

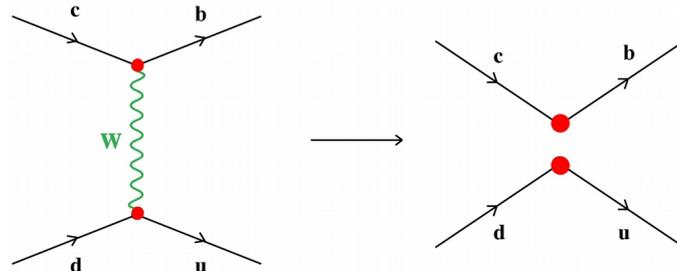


Illustration du lien entre la théorie électrofaible à la théorie effective de basse énergie, la théorie de Fermi.

De telles approches effectives sont réminiscentes de la théorie de Fermi pour les désintégrations faibles, qui représente une approximation de basse énergie de la théorie électrofaible: à basse énergie, le boson W ne semble pas se propager et l'interaction entre fermions semble ponctuelle. Toute l'information sur l'interaction faible (courte distance) peut être concentrée en un seul nombre, la constante de Fermi G_F , qui multiplie un opérateur local décrivant la dynamique des quarks et des leptons légers (longue distance).

Ces approches effectives sont génériques (indépendantes d'un modèle spécifique) et elles peuvent déterminer si les résultats accumulés favorisent une interprétation de courte distance de type SM ou non. En cas de déviations, ces approches ne peuvent certainement pas déterminer les détails de la NP en jeu, mais elles peuvent quand même donner des informations la structure des couplages favorisés et les couplages et masses en jeu. Pour reprendre l'analogie avec la théorie de Fermi, celle-ci permet de suggère une théorie sous-jacente avec l'échange d'une particule de spin 1 couplant aux fermions gauches, et elle fournit une information sur les couplages et l'échelle d'énergie de cette théorie (G_F étant proportionnelle à $(g/M_W)^2$), même si elle ne peut pas donner d'information plus précise sur les caractéristiques du boson W.

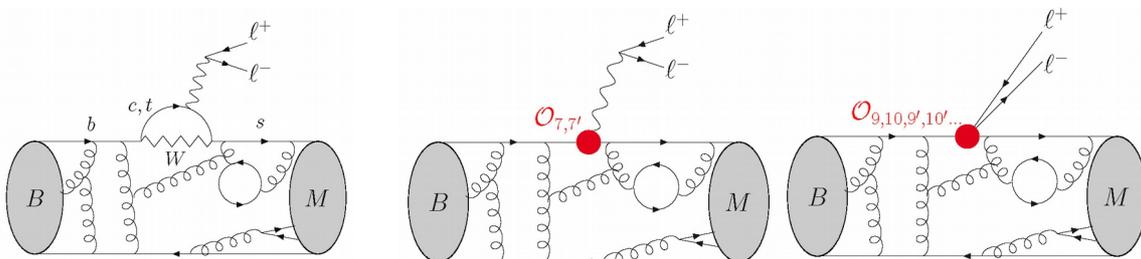


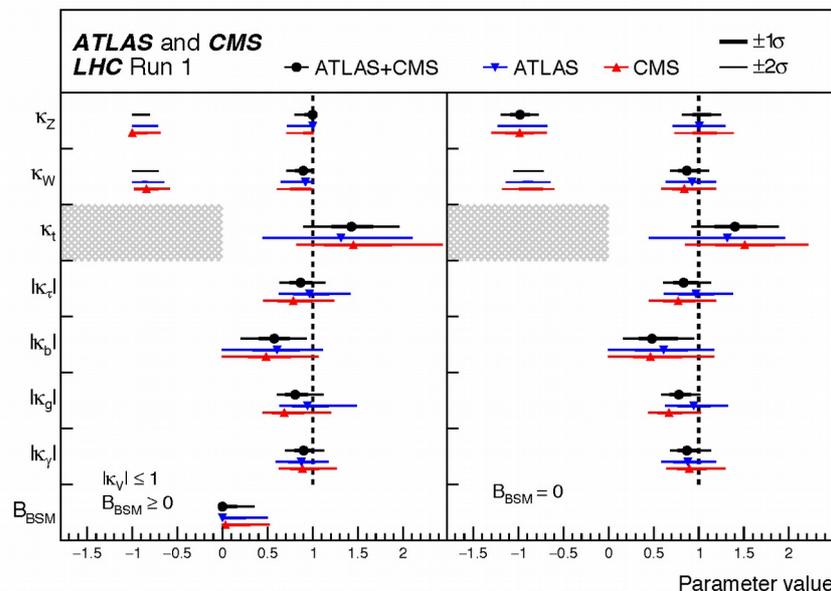
Diagramme illustrant une désintégration $b \rightarrow s l^+ l^-$ au niveau hadronique dans le cadre du Modèle Standard (à gauche) et son interprétation dans une approche effective séparant les effets de courte distance (contractés dans un opérateur local, point rouge) et les effets de longue distance (reste du diagramme)

Un exemple est fourni par l'analyse des déviations observées dans les **désintégrations $b \rightarrow s l^+ l^-$** . Les effets de courte distance sont encodés dans des

coefficients de Wilson qu'il est possible de comparer aux valeurs obtenues dans le Modèle Standard. Les effets de longue distance font intervenir un nombre limité d'opérateurs (de l'ordre de la dizaine). L'analyse globale indépendante de modèle des désintégrations mesurées par les expériences du LHC et par l'expérience Belle indiquent des déviations importantes pour le coefficient de Wilson C_9 . La déviation est d'environ 25% de la valeur du Modèle Standard, avec une signification statistique élevée (cette signification provenant des nombreuses déviations simultanément expliquées par une unique contribution de NP à C_9). Il est ensuite possible d'interpréter ces résultats dans le cadre de modèles spécifiques (leptoquarks, boson Z' , modèles composites autour de quelques TeV) qui violent l'universalité leptonique en se couplant préférentiellement, voire uniquement, aux muons plutôt qu'aux électrons [Capdevila2016].

Une idée similaire a été proposée au niveau de l'ensemble du Modèle Standard, sous la forme d'une théorie effective du MS ou **SMEFT**. Cette théorie consiste à reprendre le Lagrangien (et donc les équations) du Modèle Standard, et à lui ajouter des opérateurs de dimension plus élevées, supprimées par des puissances de $\Lambda_{EW}/\Lambda_{NP}$ et encodant les petites déviations provenant de NP à plus haute échelle. Même dans sa version tronquée au premier ordre au-delà du MS (opérateurs de dimension 6), cette théorie effective est très (trop) générale, avec près de 2500 opérateurs. Au prix d'hypothèses simplificatrices sur la structure en saveur de ces opérateurs, et en se focalisant sur les opérateurs liés aux couplages du Higgs, il est possible de se ramener à un nombre bien plus limité de couplages effectifs (de l'ordre de la dizaine) [HiggsCross2016].

Les analyses des données du run 1 d'ATLAS et CMS concernant les couplages du boson H considèrent une version encore plus simplifiée de ces modèles effectifs, aboutissant à modifier les couplages du boson H par un nombre limité de facteurs d'échelle κ par rapport au MS [HiggsCross2013]. Le fit des facteurs d'échelle de ce modèle effectif simplifié sur les données du run 1 donne des valeurs en accord avec le Modèle Standard. Les couplages du boson H n'indiquent donc pas à l'heure actuelle de contribution indirecte de NP venant d'une échelle plus élevée. Il faut néanmoins se souvenir que ces études sont encore affectées d'incertitudes statistiques encore importantes [ATLASCMS2016].



Contraintes sur les facteurs d'échelles de la paramétrisation phénoménologique utilisée par ATLAS et CMS pour analyser la production et la désintégration du boson H au cours du run 1. Le MS correspond à la valeur 1 (hormis pour la dernière ligne, où il s'agit de $B_{BSM}=0$) [ATLASCMS2016].

D. Perspectives

L'identification du boson H constitue l'aboutissement de l'étude du Modèle Standard, mais il marque aussi la fin d'une période où il était possible à chaque étape de déterminer la prochaine frontière en énergie où une découverte était prévisible (W, Z, top, H). Les résultats du run 1 nous placent dans une situation plus délicate, avec une visibilité bien moindre sur la conduite à tenir. En effet, des déviations sont observées dans des processus de basse énergie mais la production directe de nouvelles particules n'a pas été fructueuse jusqu'à présent, il convient de conserver l'esprit ouvert sur les approches à adopter.

Il faut évidemment continuer la voie relativiste de production directe, pour profiter de la montée en énergie à 13 ou 14 TeV du LHC. Cela inclut aussi la recherche de particules lourdes échappant ensuite à la détection, et pouvant constituer des candidats pour la matière noire. Toutefois, on s'attendrait en règle générale à ce que des particules de NP accessibles à 13 TeV laissent déjà leur empreinte (sous forme de déviations quantiques) dans les résultats accumulés à 7 TeV. Cela suggère donc que ces particules auraient des signatures expérimentales difficiles à séparer du bruit de fond du LHC, du fait de couplages faibles ou de modes de désintégration difficilement séparables de processus fréquents dans le MS. Cela nécessitera donc une montée non seulement en énergie, mais aussi en intensité, afin d'accumuler des données en quantité suffisante.

Si les particules de NP sont légères et difficiles à isoler par rapport au bruit de fond du LHC, ou si elles sont massives et impossibles à produire directement aux énergies actuelles du LHC, il est nécessaire d'avoir recours à des méthodes indirectes (voie quantique) sur des processus concernant des particules du Modèle Standard. On peut espérer s'attend à ce que les processus les plus sensibles à la Nouvelle Physique fasse intervenir des particules du MS de masses relativement élevées, c'est-à-dire les bosons W et Z, le boson H, et les quarks de la 3ème génération.

Les bosons W et Z ont été testés de façon intensive au LEP et au LHC. Il convient toutefois d'affiner les mesures concernant la production de ces bosons à différentes énergies pour vérifier plus en détail les prédictions du MS. La polarisation de ces bosons dans différents processus peut aussi être une contrainte intéressante. Par ailleurs, les couplages à 3 ou 4 bosons électrofaibles fournissent des contraintes fortes sur la brisure de la symétrie électrofaible : ils peuvent être déterminés en étudiant la double production de bosons électrofaibles. Cela donnerait des informations complémentaires sur la diffusion WW, qui fait intervenir de façon cruciale le boson H comme particule intermédiaire pour garantir la cohérence du MS (unitarité de la section efficace de diffusion WW).

Le boson H a été découvert récemment, et l'ensemble de ses caractéristiques est loin d'être testé. Ses couplages sont encore mal testés, alors qu'ils constituent des paramètres fondamentaux du MS. Le couplage du boson H à lui-même (auto-couplage) est un paramètre essentiel pour décrire la brisure de la symétrie électrofaible. S'il peut être déduit indirectement d'autres mesures, il n'a pas encore été contraint directement, ce qui serait possible en étudiant la double production de bosons H. Les couplages aux fermions de deuxième et troisième générations, et aux bosons électrofaibles, devraient être mesurés plus précisément. La mesure de processus faisant intervenir un boson H virtuel permettrait aussi de tester la variation de ces couplages avec l'énergie du processus considéré. Enfin, il convient de mettre des bornes sur les couplages du boson H interdits dans le cadre du Modèle Standard (asymétries indiquant une violation de CP, désintégration dans des paires de fermions de saveurs différentes...) [Dawson2013]

Etant donné sa masse, on peut s'attendre à ce que **le quark top** soit lui aussi très sensible à des effets de NP. Cela peut s'obtenir en étudiant son couplage aux bosons électrofaibles, en étudiant sa section efficace de production et les asymétries associées, ainsi que ses modes de désintégrations. En particulier, il serait

intéressant de contraindre les désintégrations $t \rightarrow U\gamma$ fortement supprimées dans le cadre du Modèle Standard.

Du fait des déviations récemment observées dans certaines désintégrations du **quark b**, il est important de mesurer plus précisément les désintégrations favorisées ($b \rightarrow cl\bar{\nu}_l$) et supprimées ($b \rightarrow sl^+l^-$) dans différents modes hadroniques. Il s'agit de mesurer autant d'observables que possible (rapports de branchement, polarisations, observables angulaires décrivant la géométrie des désintégrations) et de varier les leptons concernés (électron, muon, tau) afin de confirmer la violation d'universalité leptonique actuellement suggérée. Une analyse indépendante de modèle bénéficiera aussi d'informations sur des modes complémentaires, comme $b \rightarrow s\gamma$, qui permettent de contraindre plus précisément certains des coefficients de Wilson apparaissant dans les analyses effectives indépendantes de modèle.

On peut espérer que tout ou partie de ces tests mettront en évidence non seulement des déviations par rapport au MS, mais que l'image cohérente de ces déviations fournira une direction plus précise pour guider la recherche de physique au-delà du Modèle Standard. Comme nous l'avons déjà indiqué à plusieurs reprises, la situation actuelle, très ouverte, nécessite d'envisager différentes directions d'investigation. Ce rapport, nécessairement incomplet, se focalise seulement sur certaines d'entre elles, qui nécessitent des expériences de haute luminosité. Certaines de ces tests sont envisageables en obtenant plus de données au LHC, tandis que d'autres nécessitent probablement des environnements plus calmes, comme des collisionneurs e^+e^- .

Bibliographie

[ATLASCMS2016] *Measurements of the Higgs boson production and decay rates and constraints on its couplings from a combined ATLAS and CMS analysis of the LHC pp collision data at $\sqrt{s}=7$ and 8 TeV*, ATLAS and CMS Collaborations, JHEP 1608 (2016) 045

[Baak2014] *The global electroweak fit at NNLO and prospects for the LHC and ILC*, Gfitter Group (M. Baak et al.) Eur.Phys.J. C74 (2014) 3046.

[Capdevila2016] *Patterns of New Physics in $b \rightarrow s l^+ l^-$ transitions in the light of recent data*, B. Capdevila et al. arXiv:1704.05340

[Dawson2013] *Working Group Report: Higgs Boson*, S. Dawson, arXiv:1310.8361

[DeGrassi2012] *Higgs mass and vacuum stability in the Standard Model at NNLO*, G. Degrassi et al., JHEP 1208 (2012) 098.

[Djouadi1995] *The Anatomy of electro-weak symmetry breaking. I: The Higgs boson in the standard model et The Anatomy of electro-weak symmetry breaking. II. The Higgs bosons in the minimal supersymmetric model*, A. Djouadi, Phys.Rept. 457 (2008) 1-216 et Phys.Rept. 459 (2008) 1-241

[HiggsCross2013] *Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 3. Higgs Properties*, LHC Higgs Cross Section Working Group , arXiv:1307.1347

[HiggsCross2016] *Handbook of LHC Higgs Cross Sections: 4. Deciphering the Nature of the Higgs Sector*, LHC Higgs Cross Section Working Group , arXiv:1610.07922

[Isidori2010] *Flavor Physics Constraints for Physics Beyond the Standard Model*, Gino Isidori, Yosef Nir, Gilad Perez. Ann.Rev.Nucl.Part.Sci. 60 (2010) 355.

[Koppenburg2016] *The CKM Parameters*, Patrick Koppenburg, Sébastien Descotes-Genon, arXiv:1702.08834.

[Martin1997] *A Supersymmetry primer*, Stephen P. Martin Adv.Ser.Direct.High Energy Phys. 18 (1998) 1-98