

Université de Montréal

**Contraintes sur les diquarks scalaires à partir des
processus à haute énergie**

par

Bruna Pascual Dias

Département de physique
Faculté des arts et des sciences

Mémoire présenté en vue de l'obtention du grade de
Maître ès sciences (M.Sc.)
en Physique

Juillet, 2020

© Bruna Pascual Dias, 2020

Université de Montréal
Faculté des études supérieures et postdoctorales

Ce mémoire intitulé

**Contraintes sur les diquarks scalaires à partir des
processus à haute énergie**

présenté par

Bruna Pascual Dias

a été évaluée par un jury composé des personnes suivantes :

Richard MacKenzie

(président-rapporteur)

David London

(directeur de recherche)

Alan Robinson

(membre du jury)

Résumé

Le Modèle standard de la physique de particules explique avec beaucoup de succès comment les particules fondamentales interagissent entre elles. Néanmoins, ce modèle n'est pas capable d'expliquer certains défis contemporains du domaine, comme la grande quantité de paramètres libres, le problème de la hiérarchie ou l'identité de la matière sombre. Pour expliquer ces phénomènes, il faut chercher la physique au-delà du Modèle standard.

De sorte à satisfaire les contraintes provenant des mesures expérimentales, on peut considérer l'addition d'une seule nouvelle particule au Modèle standard qui se couple à deux quarks, le *diquark*. Sa contribution aux processus hadroniques offre une opportunité d'obtenir des limites dans ses paramètres à partir des données expérimentales contemporaines. Ceci nous permettrait d'évaluer son potentiel et d'identifier les processus auxquels cette particule peut contribuer.

Parmi les états de diquarks possibles, on trouve les diquarks scalaires D^u et D^d , qui possèdent un couplage antisymétrique à des paires de quarks droitiers du type up ou du type down, respectivement. L'obtention des contraintes sur les valeurs de leur masse M_D et leurs couplages aux quarks (x^q, y^q) , où $q = u, d$, est l'objectif central de ce travail. Pour cela, on considère tout d'abord des recherches directes dans la production de dijet, la signature expérimentale des désintégrations de ces particules. Ensuite, on sonde l'influence indirecte du diquark D^u dans les mesures expérimentales de la section efficace de production d'un seul quark top.

Les données expérimentales obtenues dans le Grand collisionneur d'hadrons (LHC) pour ces processus à haute énergie sont utilisées pour comparer les prédictions théoriques de ces modèles et quantifier leur viabilité en fournissant de nouvelles contraintes sur ses paramètres. On est capable d'améliorer les contraintes trouvées dans la littéra-

ture de $|x^u| \leq 14,4$ à $|x^u| \leq 0,13-0,15$ pour D^u et de $|x^d y^d| \leq 0,022$ avec $|y^d| \leq 0,17$ à $|x^d| \leq 0,15-0,17$ pour D^d , les deux avec une masse de $M_D = 600$ GeV. De plus, l'analyse des données pour la production d'un seul quark top montre que la réduction de l'espace de phase des p_T peut améliorer encore plus ces contraintes.

Mots-clés : physique au-delà du modèle standard, collisionneurs hadroniques, diquarks scalaires, production d'un quark top seul, production d'un dijet

Abstract

The Standard Model of particle physics explains with great success how fundamental particles interact. However, this model cannot explain some contemporary challenges of the domain, such as the large number of free parameters, the hierarchy problem or the identity of dark matter. To explain these phenomena, we need to search for physics beyond the Standard Model.

In order to satisfy the existing constraints from experimental measurements, we can consider the addition of a single new particle to the Standard Model that couples to two quarks, a *diquark*. Its contribution to hadronic processes offers an opportunity to set limits on its parameters from contemporary experimental data. This would allow us to evaluate their potential and identify processes to which they can contribute.

Among the possible diquark states, we find the scalar diquarks D^u and D^d , which have an antisymmetric coupling to pairs of right-handed up-type or down-type quarks, respectively. To obtain constraints on their mass M_D and on their couplings to quarks (x^q, y^q) , where $q = u, d$, is the main goal of this work. In order to do so, we start by considering direct searches in the production of dijet, the experimental signature of the decay of these particles. Afterwards, we probe the indirect influence of the D^u diquark to the experimental measurements of the single-top-production cross section.

Recent data for both of these processes from the Large Hadron Collider (LHC) is used to compare the theoretical predictions of these models and quantify their viability by providing new constraints on its parameters. We are able to improve the constraints found in the literature from $|x^u| \leq 14.4$ to $|x^u| \leq 0.13\text{--}0.15$ for D^u and from $|x^d y^d| \leq 0.022$ to $|y^d| \leq 0.17$ to $|x^d| \leq 0.15\text{--}0.17$ for D^d , both with masses of $M_D = 600$ GeV. Other than that, the analysis of the data from single top production shows that the reduction of the p_T space can further improve these constraints.

Keywords: beyond standard model physics, hadronic colliders, scalar diquarks, single top production, dijet production

Table des matières

Résumé	i
Abstract	iii
Liste des tableaux	vii
Table des figures	ix
Liste des sigles et des abréviations	xi
Remerciements	xiii
Introduction	1
1 Modèle standard	5
1.1 Particules fondamentales	5
1.2 Théorie de jauge du Modèle standard	8
1.3 Physique au-delà du Modèle standard	14
2 Diquarks scalaires	17
2.1 Définition	17
2.2 Contraintes à basse énergie	21
3 Contraintes à haute énergie	27
3.1 Physique des collisionneurs	27
3.2 Calculs théoriques	29
3.3 Production du dijet	31

3.4	Production d'un seul quark top	33
4	Résultats : LHC Constraints on Scalar Diquarks	39
4.1	Introduction	41
4.2	Scalar Diquarks	43
4.3	Low-energy Constraints	45
4.4	LHC Constraints: Direct Searches	47
4.5	LHC Constraints: Single Top Production	51
4.6	Conclusions	56
	Conclusion	59
	Bibliographie	63

Liste des tableaux

1.1	Charges des fermions sous le groupe de symétrie du Modèle standard. . .	12
2.1	Diquarks scalaires classifiés par leurs représentations sous le groupe de symétrie du Modèle standard	21
2.2	Contraintes sur les couplages des diquarks D^q , où $q = u, d$, en unités de M_D/TeV obtenue dans la Réf. [27] pour des couplages réelles $\lambda_{ij}^q \equiv \epsilon_{ijk}\lambda_k^q$	23
2.3	Contraintes sur les couplages (x^q, y^q) des diquarks D^q , où $q = u, d$, pour les masses $M_D = 600 \text{ GeV}$ et $M_D = 1 \text{ TeV}$	24
4.1	Scalar diquarks classified by their charges under the Standard Model gauge group.	44
4.2	Bounds in units of M_D/TeV on the couplings of the diquarks D^d and D^u	46

Table des figures

1.1	Particules fondamentales dans le Modèle standard.	6
1.2	Corrections aux niveaux des boucles pour la masse du boson de Higgs avec des (a) fermions, (b) des bosons de jauge ou même (c) du boson de Higgs dans la boucle.	15
2.1	Contributions des diquarks à l'amplitude des processus (a) $q^i q^j \rightarrow q^k q^l$ et (b) $q^i \bar{q}^j \rightarrow q^k \bar{q}^l$	19
2.2	Contribution des diquarks aux mélange des mésons $M^0-\bar{M}^0$ (a) aux niveaux d'arbres et (b) aux niveaux de boucles.	22
3.1	Diagrammes aux niveaux d'arbres pour la production d'un seul quark top dans le Modèle standard, appelés respectivement (a) canal t , (b) canal s et (c) production tW . Seulement les processus impliquant le quark b sont dessinés du fait que les processus impliquant les quarks d ou s sont beaucoup moins probables.	34
3.2	Sommaire des mesures expérimentales de la production d'un seul quark top au LHC.	35
3.3	Contributions du diquark D^u aux processus de production d'un seul quark top $pp \rightarrow t \bar{q}$	36
4.1	Diquark contributions to $M^0-\bar{M}^0$ mixing at (a) tree level and (b) one loop.	45
4.2	Theoretical predictions of σ_{BA} for diquarks D^u and D^d , for the case where all couplings are equal and of electromagnetic strength.	49
4.3	Theoretical predictions of σ_{BA} for the D^u diquark with (a) $M_{D^u} = 600$ GeV and (b) $M_{D^u} = 1$ TeV for different values of the light-quark coupling $ x^u $ and the third-generation coupling $ y^u $	50

4.4	Theoretical predictions of σ_{BA} for the D^d diquark (a) $M_{D^d} = 600$ GeV and (b) $M_{D^d} = 1$ TeV for different values of the light-quark coupling $ x^d $ and the third-generation coupling $ y^d $	51
4.5	Diquark contributions to single-top production in the t channel in pp collisions.	52
4.6	Summary of the available single-top production cross-section measurements from the LHC.	53
4.7	Theoretical predictions of the total STP cross section σ including the contributions of the diquark D^u . Results are shown for $M_{D^u} = 600$ GeV at (a) $\sqrt{s} = 8$ TeV and (b) $\sqrt{s} = 13$ TeV.	54
4.8	Theoretical predictions of the total STP cross section σ at $\sqrt{s} = 8$ TeV including the contributions of the diquark D^u with $M_{D^u} = 600$ GeV. Results are shown for different top transverse momentum $p_T(t)$ intervals.	55

Liste des sigles et des abréviations

ATLAS	A Toroidal LHC ApparatuS.
CERN	Organisation Européenne pour la Recherche Nucléaire.
CMS	Compact Muon Solenoid.
FCNC	Courant neutre avec changement de saveur, de l'anglais <i>flavor-changing neutral current</i> .
GGs	Giudice, Griepaios et Sundrum, les auteurs de la Réf. [27].
LHC	Grand collisionneur d'hadrons, de l'anglais <i>Large Hadron Collider</i> .
LO	Premier ordre, de l'anglais <i>leading order</i> .
MS	Modèle standard de la physique de particules.
NLO	Premier ordre supérieur, de l'anglais <i>next-to-leading order</i> .
PDF	Fonctions de distributions de partons, de l'anglais <i>parton distribution function</i> .
QCD	Chromodynamique quantique, de l'anglais <i>quantum chromodynamics</i> .
QED	Électrodynamique quantique, de l'anglais <i>quantum electrodynamics</i> .
STP	Production d'un quark top seule, de l'anglais <i>single top production</i> .
vev	Valeur attendue du vide, de l'anglais <i>vacuum expectation value</i> .

Remerciements

Tout d'abord, je voudrais remercier David London de m'avoir donné l'opportunité de travailler sur ce projet. Merci beaucoup de m'avoir guidée dans ce parcours et de m'avoir donné de l'autonomie nécessaire pour développer mes compétences scientifiques tout en étudiant un sujet tellement passionnant. Ta patience et ta gentillesse ont été fondamentales pendant ces deux années et je suis très reconnaissante. Je voudrais aussi remercier Pratishruti Saha pour sa participation tout au long de ce projet. Son expertise et son attention aux détails ont été fondamentales pour la réussite de ce projet.

Je profite pour remercier Richard Mackenzie et Alan Robinson d'avoir accepté de faire partie du comité d'évaluation du mémoire. Je souhaite également de remercier les membres du groupe de physique de particules de m'avoir accueillie et Sophie Tremblay pour son aide et gentillesse tout au long de ces deux années. Finalement, je voudrais remercier à tous les professeurs et professeures qui ont fait partie de mon parcours, pas seulement à la maîtrise, qui ont été toujours une source d'inspiration et m'ont donné des outils permettant que je puisse arriver jusqu'ici.

Gostaria também de agradecer à minha família. Mãe, tudo que eu sou eu devo a você. Obrigada por me acompanhar nessa jornada e por comemorar comigo todas as vitórias mesmo sem entendê-las direito. Nada disso seria possível sem você. Fabian, você também é parte importante dessa conquista, obrigada por me ensinar a viver no presente e me mostrar que a vida pode ser mais leve. Pai, obrigada por ter garantido que sempre tivéssemos acesso ao melhor e ter me dado os meios de chegar até aqui. Finalmente, obrigada Igor, por não somente ser uma fonte constante de apoio e motivação, mas também por ter aprendido um idioma pra me ajudar nessa dissertação. É um prazer dividir a vida com você.

À minha família.

Introduction

La description de la structure de la matière est un défi qui intrigue des scientifiques depuis le principe de l'étude des sciences naturelles. Chaque nouvelle technologie développée a apporté des indices sur cette structure avec les augmentations graduelles des régimes d'énergies accessibles qui marquent le développement de la physique des particules. Les efforts collectifs dans ce domaine ont culminé dans le succès du Modèle standard de la physique des particules^[1-5]. Plus récemment, les expériences au Grand collisionneur d'hadrons (LHC, de l'anglais *Large Hadron Collider*) ont joué un rôle majeur dans la consolidation de cette théorie qui synthétise toute notre connaissance actuelle de l'infiniment petit.

Le Modèle standard est le cadre théorique qui détaille notre compréhension des particules fondamentales connues et leurs interactions par voie des forces forte, faible et électromagnétique. Parmi ses éléments, on identifie d'abord les particules qui transportent ces forces, les bosons de jauge. Ils se couplent aux particules qui possèdent la charge spécifique associée à chaque force. Ensuite, on distingue deux types de fermions : les quarks, particules qui interagissent avec tous les trois forces fondamentales, et les leptons, qui n'interagissent qu'avec les forces faible et électromagnétique. Finalement, on trouve le boson de Higgs, le protagoniste du mécanisme qui donne masse aux particules massives du modèle. Toutes ces particules sont décrites par des théories quantiques de champs qui se combinent pour former une structure théorique cohésive. Parmi les succès du Modèle standard, on trouve notamment la prédiction précise du moment magnétique anomal de l'électron^[6,7] par l'électrodynamique quantique (QED, de l'anglais *quantum electrodynamics*), la découverte de la liberté asymptotique dans la chromodynamique quantique (QCD, de l'anglais *quantum chromodynamics*)^[8-10], ainsi que la prévision théorique du boson de Higgs^[11-13], découvert au LHC en 2012^[14,15].

Malgré son succès, le Modèle standard exige un grand nombre de paramètres arbitraires^[16] choisis de sorte à concorder avec les données expérimentales, un attribut que l'on s'intéresse à minimiser dans un modèle fondamental^[17]. De plus, le Modèle standard n'est pas capable d'expliquer l'incroyable précision de l'annulation des termes dans la masse du boson de Higgs, connu comme le problème de la hiérarchie^[18], ainsi comme la nature de l'encore très mystérieuse matière sombre^[7,19,20]. Toutes ces questions doivent être adressées dans une théorie qui se propose à encoder les observations expérimentales dans un cadre théorique structuré. D'adresser ces inconsistances et questions ouvertes est le but de la physique au-delà du Modèle standard.

On peut trouver des pistes pour la nouvelle physique en étudiant les anomalies expérimentales contemporaines. À présent, il y a des déviations dans la prédiction du moment magnétique du muon^[21-23], ainsi que des indices de nouvelle physique dans les désintégrations du méson B ^[24]. Si on considère les possibles particules qui peuvent contribuer à ces processus, on peut supposer notamment une particule scalaire qui se couple à deux quarks – le *diquark scalaire*. L'étude phénoménologique de l'espace de paramètres de ces modèles, comme sa masse et la valeur de ses couplages aux quarks, est la clé pour la consolidation ou exclusion de tel modèle.

Dans la littérature, l'existence des diquarks dans le contexte d'une théorie unifiée est considérée^[25,26], ainsi que son addition isolée au Modèle standard. Parmi les états de diquarks possibles, deux diquarks en particulier se démarquent pour posséder un couplage antisymétrique à deux quarks de même type up or down, dénotés respectivement D^u et D^d . Certaines limites sur les paramètres de ces modèles ont été déterminées^[27], mais les plus récentes mesures à haute énergie réalisées au LHC nous permettent de restreindre encore plus leurs espaces de paramètres et ainsi déterminer leur viabilité.

Il est dans ce contexte que ce travail trouve son importance, en présentant des nouvelles contraintes sur les modèles de diquarks scalaires D^u et D^d . Tout d'abord, on considère la poursuite directe de la production d'un diquark en résonance à partir des données expérimentales de production de dijet, la signature expérimentale de la désintégration d'un diquark en deux quarks. Ensuite, on sonde ces diquarks d'une manière indirecte en considérant leur contribution à la section efficace du processus de production d'un seul quark top (STP, de l'anglais *single top production*). Ce processus nous permet d'explorer les interactions des diquarks avec les quarks de la troisième

génération.

La structure de ce mémoire est la suivante. Dans le Chapitre 1, un survol du Modèle standard est présenté en décrivant les principaux éléments de cette théorie et des aspects qui motivent la poursuite de la physique au-delà du Modèle standard. Ensuite, le Chapitre 2 contient la définition du modèle de diquark scalaire et un aperçu des contraintes préexistantes sur les diquarks D^u et D^d . L'étude des contributions de ces particules pour les processus de production du dijet et STP est faite dans le Chapitre 3, ainsi comme la description de la méthode utilisée pour obtenir de nouvelles contraintes. Les résultats sont présentés sous forme d'un article scientifique dans le Chapitre 4. Finalement, ce mémoire est conclu avec une discussion à propos des limitations de ces résultats et des propositions sur l'avenir de l'étude des diquarks.

1 Modèle standard

We do not know what the rules of the game are; all we are allowed to do is to watch the playing. Of course, if we watch long enough, we may eventually catch on to a few of the rules. The rules of the game are what we mean by fundamental physics.

Richard Feynman^[28]

1.1 Particules fondamentales

La physique des particules cherche à comprendre les constituants fondamentaux de la matière et leur dynamique. L'étude de l'infiniment petit a mené notamment à la découverte des molécules dans le mouvement brownien^[29,30], suivi par la découverte de l'électron^[31] et l'identification de l'atome comme un système formé par un noyau et des orbitaux électroniques^[32-34]. Plus récemment, le développement des accélérateurs de particules^[35-37] nous a permis d'atteindre des régimes d'énergie très élevés et ainsi accéder à des particules et des phénomènes auparavant inaccessibles. En étudiant les objets produits par des collisions de particules dans les collisionneurs, la communauté scientifique a été capable de mesurer avec précision des aspects de l'univers si bien que notre description théorique des constituants de la matière a été raffinée. Aujourd'hui, cette connaissance est encodée dans un cadre théorique qui identifie et explique les particules fondamentales et leurs interactions, le Modèle standard de la physique des particules (MS)^[1-5].

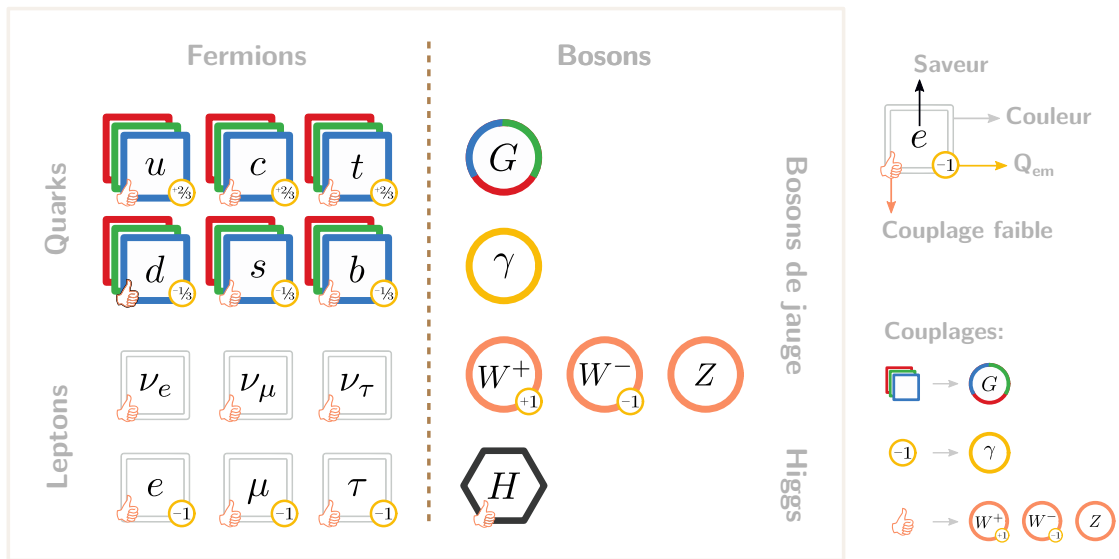


FIGURE 1.1 – Particules fondamentales dans le Modèle standard.

Le MS se propose à décrire les particules fondamentales et leurs interactions avec les forces électromagnétique, forte et faible. Parmi ses éléments, on distingue tout d'abord les bosons de jauge, les particules qui portent les forces : le photon γ , les gluons G et les bosons W^+ , W^- et Z . Ensuite, on décrit les *quarks*, des particules fermioniques qui interagissent avec les trois forces fondamentales. Ils sont les constituants des protons et neutrons dans le noyau atomique. Par ailleurs, on identifie un autre type de particule fermionique, les *leptons*, qui interagissent seulement avec les forces électromagnétique et faible. L'exemple le plus notable est l'électron, le protagoniste dans les propriétés chimiques des molécules. Finalement, on trouve le boson de Higgs, aussi connu comme boson BEH, particule impliquée dans le processus qui donne masse à toutes les particules massives, le mécanisme de Brout–Englert–Higgs^[11-13,38]. Sa découverte en 2012 dans le LHC^[14,15] marque un des plus notables succès du MS. Un aperçu de toutes ces particules est présenté dans la Figure 1.1. Avant de discuter leur description dans le cadre théorique de la théorie quantique de champs, il faut d'abord connaître leurs propriétés.

Les fermions du MS, les quarks et leptons, sont distingués par leur *saveur*. Ils sont classifiés en trois générations, ou familles, qui suivent une hiérarchie telle que les particules les plus lourdes appartiennent aux plus grandes générations. Parmi les quarks,

chaque génération possède un quark de charge électrique $+2/3$, respectivement les quarks up (u), charm (c) ou top (t), et un quark de charge électrique $-1/3$, respectivement les quarks down (d), strange (s) ou bottom (b). Pour les leptons, chaque génération contient une particule de charge électrique -1 , respectivement l'électron (e), le muon (μ) ou le tau (τ), ainsi qu'un neutrino sans charge, respectivement les neutrinos électroniques (ν_e), muoniques (ν_μ) ou taoniques (ν_τ). Pour chacune de ses particules, il existe aussi une autre particule avec la même masse et le même spin, mais avec les nombres quantiques opposés à laquelle on se réfère comme *antiparticule*. De plus, chaque fermion possède une chiralité intrinsèque que l'on associe au nombre de l'isospin faible I , de sorte que l'on a des particules *gauchères* ont $I = 1/2$ et les particules *droitières* ont $I = 0$. Les neutrinos sont une exception, une fois qu'ils ne possèdent pas des composantes droitières. Finalement, les quarks possèdent un des trois types de charges de *couleur*, conventionnellement appelés rouge, vert et bleu.

Les interactions entre les particules du MS sont faites par l'intermédiaire des particules médiatrices de chaque force fondamentale. Le photon γ est le responsable de l'interaction électromagnétique, tandis que les bosons W^+ , W^- et Z sont les médiateurs de la force faible et les 8 gluons G sont les médiateurs de la force forte. Chaque force se couple à une charge associée, respectivement la charge électrique, l'isospin faible et la couleur. Les particules interagissent avec les forces pour lesquelles elles possèdent la charge correspondante non nulle. C'est la raison pour laquelle les quarks, qui possèdent des couleurs, interagissent avec la force forte, tandis que les leptons ne le font pas.

Au-delà des bosons de jauge, le MS décrit le boson de Higgs. Cette particule scalaire est associée avec le processus de brisure de symétrie qui sépare la force unifiée électrofaible dans un régime d'énergie plus petit qu'une centaine de GeV dans les deux interactions électromagnétique et faible que l'on observe dans la nature. Par voie du mécanisme de Brout–Englert–Higgs, cette brisure est aussi le processus responsable d'attribuer des masses aux particules massives, de sorte que l'on dit que l'interaction avec le champ de Higgs est responsable de donner masses aux particules. Le cadre théorique qui explique ce mécanisme a été développé par plusieurs scientifiques en parallèle^[11-13,38] et trouve d'autres applications dans la physique de la matière condensée, notamment dans les superfluides ^3He ^[39,40] et dans les supraconducteurs^[41,42].

Dans la nature, on retrouve aussi des particules composées formées par la combi-

naissance des particules fondamentales. L'interaction par la force forte des quarks permet la combinaison de ces particules en ce que l'on appelle les *hadrons*. Par exemple, quand un quark et un antiquark forment un état lié, on observe la création des *mésons*. On souligne le pion, le méson le plus léger, ainsi que les mésons D , B et les kaons K . D'autre part, la combinaison de trois quarks donne origine à des particules que l'on appelle les *baryons*. Les constituants du noyau atomique, le proton et le neutron, font partie de cette catégorie.

Pourtant, aujourd'hui on sait que la structure du proton est beaucoup plus complexe que juste la combinaison de trois quarks, dont deux quarks up et un quark down. Grâce aux fluctuations de la force forte, on est capable d'y trouver des gluons et des quarks d'autres saveurs quand les protons sont à haute énergie^[7,16]. Alors, en accélérant des hadrons à des énergies très élevées, on est capable d'attendre des énergies que nous permettent non seulement d'étudier les processus impliquant les quarks et les gluons, mais aussi de sonder les particules les plus lourdes dans la nature.

On peut accéder ce niveau subatomique en analysant des produits des collisions des particules. Pour cela, on accélère les particules à des vitesses proches à celle de la lumière de sorte à permettre que des processus impliquant des particules plus massives puissent avoir lieu. Les complexes technologies des détecteurs permettent la mesure des caractéristiques comme l'énergie et l'impulsion des particules produites lors de la collision. De plus, l'observation d'une grande quantité d'événements rend possible la mesure de la section efficace des processus. Ces mesures fournies des évidences empiriques directes et elles sont la clé pour valider ou non des modèles théoriques. Aujourd'hui, le LHC joue un rôle important avec, entre autres, les deux détecteurs polyvalents CMS et ATLAS, qui se placent à la frontière de notre connaissance sur les particules fondamentales.

1.2 Théorie de jauge du Modèle standard

Les interactions entre les particules fondamentales sont décrites dans le MS par le cadre mathématique d'une théorie de jauge dont des aspects centrales seront discutés dans la suite. D'abord, à chaque particule on associe un champ quantique relativiste de telle manière que la particule correspond à une excitation localisée de ce champ. La dynamique de ces champs obéit au principe de moindre action, de sorte que les

équations de mouvement sont déduites en exigeant que l'action S soit minimale. Cette quantité est définie par

$$S = \int \mathcal{L}(\varphi, \partial_\mu \varphi) d^4x,$$

où \mathcal{L} est la densité lagrangienne (ou simplement lagrangien, par abus de langage), un invariant de Lorentz écrit en terme des champs $\varphi(x)$ dans l'espace-temps et ses dérivées^[43]. Alors, à partir de la définition d'un lagrangien par le MS, il suit toute la dynamique des particules fondamentales.

L'origine des interactions du MS est comprise sur le plan d'un principe de jauge qui associe les degrés de libertés de jauge des potentiels avec des transformations des phases des fonctions d'onde dans l'espace-temps^[44]. Dans le contexte du MS, cela veut dire que les interactions proviennent de certaines symétries dans le système^[45]. Par exemple, on sait que, selon le théorème de Noether, l'invariance du lagrangien sous une transformation globale de phase pour les champs, par exemple $\varphi \rightarrow \varphi' = e^{iQ\chi}\varphi$ avec Q et χ constants, implique la conservation de la charge Q . Si maintenant on exige que cette transformation soit locale, $\varphi \rightarrow \varphi' = e^{iQ\chi(x)}\varphi$, pour garder l'invariance du lagrangien il faut additionner dans la théorie un 4-vecteur qui se transforme selon $A_\mu \rightarrow A'_\mu = A_\mu - \partial_\mu\chi(x)$. On reconnaît ce nouveau champ comme la particule responsable de l'interaction, le boson de jauge se couplant à la charge Q ^[16,44].

Les interactions fondamentales sont donc expliquées dans le MS en supposant l'invariance du lagrangien sous les transformations du groupe de symétrie $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. Ce groupe correspond à la combinaison du $SU(3)_C$, le groupe de symétrie de la chromodynamique quantique (QCD, de l'anglais *quantum chromodynamics*) et le groupe $SU(2)_L \times U(1)_Y$, le groupe de symétrie de la théorie électrofaible. La première est la théorie qui explique les interactions fortes, tandis que la deuxième est une théorie unifiée qui combine l'interaction faible et l'électromagnétisme. Après la brisure de la symétrie électrofaible, il reste une symétrie $U(1)_{Q_{em}}$ qui origine l'électrodynamique quantique (QED, de l'anglais *quantum electrodynamics*).

Les quarks et les leptons dans le MS sont des particules fermioniques de spin 1/2 alors ils sont décrits par des champs spinoriels ψ ^[46]. Ces champs peuvent être décomposés en deux champs ψ_L et ψ_R , appelés *spineurs de Weyl*, définis par

$$\psi_{L,R} \equiv P_{L,R}\psi \quad \text{où} \quad P_{L,R} \equiv \frac{(1 \pm \gamma^5)}{2},$$

qui correspondent aux particules de chiralité gauche L et droite R (de l'anglais *left-handed* et *right-handed*). Les fermions libres sont donc décrits par le lagrangien de Dirac,

$$\mathcal{L}_D = \bar{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi,$$

où m est la masse de la particule, γ^μ sont les matrices de Dirac et $\bar{\psi} \equiv \psi^\dagger \gamma^0$ est l'adjoint de Dirac^[43]. Or, ces champs se transforment selon le groupe de symétrie du MS et leur lagrangien doit être invariant sous les transformations de ce groupe. Cependant, on note que le terme de masse dans le lagrangien des fermions n'est pas invariant sous ces transformations, car il contient des termes croisés avec des champs gauchers et droitiers,

$$m\bar{\psi}\psi = m(\bar{\psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L).$$

Alors, ceci signifie que les fermions n'ont pas de masse a priori et ils acquièrent leurs masses par un autre mécanisme.

De plus, pour maintenir l'invariance du lagrangien du MS sous les transformations de son groupe de symétrie, on introduit les champs de jauge G_μ^k , W_μ^α et B_μ , ainsi qu'une dérivée covariante \mathcal{D}_μ au lieu de ∂_μ pour décrire leurs interactions,

$$\mathcal{D}_\mu = \partial_\mu - ig_s G_\mu^k \frac{\lambda_k}{2} - ig W_\mu^\alpha \frac{\sigma_\alpha}{2} - ig' B_\mu \frac{Y}{2},$$

où la convention de sommation d'Einstein est utilisée. Ici, les paramètres g_s , g et g' sont des constantes de couplages, alors que $\lambda_k/2$ et $\sigma_\alpha/2$ sont les générateurs des groupes de symétries $SU(3)_C$ et $SU(2)_L$, respectivement. La représentation choisie par convention est d'utiliser les 8 matrices de Gell-Mann pour les λ_k et les 3 matrices de Pauli pour les σ_α ^[44]. On voit que la théorie associe les champs vectoriels pour chaque force selon le nombre des générateurs de son groupe de symétrie associé. C'est la raison pour laquelle l'interaction forte contient 8 gluons G se couplant à la couleur dans $SU(3)_C$, alors que la théorie électrofaible contient 3 bosons W^1 , W^2 et W^3 se couplant à la troisième composante de l'isospin faible I_3 pour $SU(2)_L$ et finalement un boson B pour $U(1)_Y$ qui

se couple avec l'hypercharge faible Y .

Il est important de noter que comme les fermions se transforment sous le groupe de symétrie du MS, ils correspondent à des représentations de ce groupe. En particulier, comme les quarks possèdent 3 couleurs, ils sont des triplets sous la transformation du groupe de symétrie de la force forte, le $SU(3)_C$. La représentation des deux types de fermions, quarks et leptons, sous le groupe de symétrie $SU(2)_L$ dépend de leur chiralité, de sorte que les particules gauchères sont placées dans des doublets d'isospin faible avec $I_3 = \pm 1/2$, tandis que les particules droitières sont des singlets avec $I_3 = 0$. On dénote les champs des quarks par

$$Q_L^{i=1,2,3} \equiv \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}_L; \quad u_R^{i=1,2,3} \equiv u_R, c_R, t_R; \quad d_R^{i=1,2,3} \equiv d_R, s_R, b_R;$$

et les champs des leptons par

$$L_L^{i=1,2,3} \equiv \begin{pmatrix} \nu_e \\ e \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu \end{pmatrix}_L, \begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau \end{pmatrix}_L; \quad e_R^{i=1,2,3} \equiv e_R, \mu_R, \tau_R.$$

Ainsi, les nombres quantiques dans le MS, explicitement la couleur, l'isospin faible I_3 et l'hypercharge faible Y , permettent le couplage des particules avec les bosons de jauge qui médient l'interaction forte et l'interaction électrofaible. Un résumé de tous les nombres quantiques des quarks et leptons se trouve dans le Tableau 1.1, où la convention $Q_{\text{em}} = I_3 + Y$ est utilisée.

Alors, jusqu'ici on a décrit la théorie de jauge du groupe de symétrie $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ avec des champs fermioniques et bosoniques sans masse. Par contre, la symétrie électrofaible $SU(2)_L \times U(1)_Y$ est brisée lors de l'introduction d'un champ complexe scalaire dans un doublet de l'isospin faible

$$\phi = \begin{pmatrix} \phi^+ \\ \phi^0 \end{pmatrix}$$

avec le potentiel

$$V(\phi) = \mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2$$

où μ^2 et λ sont des paramètres constants. Pour $\mu^2 < 0$, les minima de ce champ se

TABLE 1.1 – Charges des fermions sous le groupe de symétrie du Modèle standard, le $SU(3)_c \times SU(2)_L \times U(1)_Y$, respectivement la couleur, la troisième composante de l'isospin faible I_3 et l'hypercharge faible Y , ainsi que leur charge électrique $Q_{em} = I_3 + Y$ associée au groupe de l'électrodynamique quantique $U(1)_{Q_{em}}$.

Fermion	Couleurs	I_3	Y	Q_{em}
u_L^i	rouge, vert ou bleu	+1/2	+1/6	+2/3
d_L^i	rouge, vert ou bleu	-1/2	+1/6	-1/3
u_R^i	rouge, vert ou bleu	0	+2/3	+2/3
d_R^i	rouge, vert ou bleu	0	-1/3	-1/3
ν_{eL}^i	0	+1/2	-1	0
e_L^i	0	-1/2	-1	-1
e_R^i	0	0	-1	-1

placent sur

$$\phi^\dagger \phi = -\frac{\mu^2}{2\lambda} = \frac{v}{2},$$

où v est la valeur attendue du vide (*vev*, de l'anglais *vacuum expectation value*).

Si on change le jauge de la théorie de sorte que le minimum du potentiel de ce champ est tel que

$$\langle 0|\phi|0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v \end{pmatrix},$$

à ce moment-là, on dit que la symétrie électrofaible est brisée par voie du mécanisme de Brout–Englert–Higgs^[11-13,38]. Dans ce jauge, le doublet ϕ s'écrit

$$\phi = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H \end{pmatrix},$$

où H est un champ scalaire massif appelé le champ de Higgs. La masse du boson de Higgs correspondant à l'excitation de ce champ sera donnée par $m_H = \sqrt{2\lambda} v$.

Les trois degrés de liberté restants correspondent à trois bosons de Goldstone qui seront éventuellement absorbés dans la polarisation longitudinale des trois champs massifs W_μ^+ , W_μ^- et Z_μ ^[16]. Ensemble avec le champ sans masse A_μ , ces champs sont écrits en terme des champs de jauge initiaux W_μ^α et B_μ par les expressions

$$\begin{aligned} A_\mu &= W_\mu^3 \sin(\theta_W) + B_\mu \cos(\theta_W), \\ Z_\mu &= W_\mu^3 \cos(\theta_W) - B_\mu \sin(\theta_W), \\ W_\mu^+ &= \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 - iW_\mu^2) \quad \text{et} \\ W_\mu^- &= \frac{1}{\sqrt{2}} (W_\mu^1 + iW_\mu^2), \end{aligned}$$

où θ_W est l'angle faible définit par^[43]

$$\cos(\theta_W) = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad \text{et} \quad \sin(\theta_W) = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}}.$$

On reconnaît les médiateurs des forces que l'on observe dans la nature : les bosons W^+ , W^- et Z associés à la force faible et le photon, étant l'excitation du champ électromagnétique A_μ . Ce dernier, en particulier, est décrit par une théorie de jauge avec une symétrie $U(1)_{Q_{\text{em}}}$, où le photon est le boson de jauge qui se couple à la charge électrique $Q_{\text{em}} = I_3 + Y$. Après la brisure de symétrie, le groupe de symétrie qui décrit les particules fondamentales se réduit à $SU(3)_C \times U(1)_{Q_{\text{em}}}$, correspondant à la combinaison de la QCD avec la QED.

Par ailleurs, le doublet de Higgs ϕ se couple avec une interaction Yukawa aux champs fermioniques $\psi = Q_L^i, u_R^i, d_R^i, L_L^i, e_R^i$ avec les termes

$$\mathcal{L}_f^{\text{quarks}} = -g_f [\bar{Q}_L \phi d_R^i + \bar{d}_R^i \phi^\dagger Q_L] + g_f [\bar{Q}_L \phi^C u_R^i + \bar{u}_R^i \phi^{C\dagger} Q_L]$$

et

$$\mathcal{L}_f^{\text{leptons}} = -g_f [\bar{L}_L \phi e_R^i + \bar{e}_R^i \phi^\dagger L_L]$$

où g_f est la constante de couplage et ϕ^C correspond au doublet conjugué^[16]. Après la brisure de symétrie, le lagrangien du modèle contient des termes de masse pour les fermions massifs et des termes d'interaction avec le boson de Higgs H ,

$$\mathcal{L}_f = -m_f \bar{\psi}\psi - \frac{m_f}{v} \bar{\psi}\psi H, \quad \text{où} \quad m_f = \frac{v}{\sqrt{2}} g_f.$$

C'est la raison pour laquelle on dit que l'interaction des fermions avec le champ de Higgs leur donne leur masse.

L'observation du boson de Higgs était la dernière pièce pour valider ce mécanisme dans le MS. En 2012, les collaborations ATLAS et CMS au LHC ont été capables de le détecter dans les canaux $pp \rightarrow H \rightarrow \gamma\gamma$ et $pp \rightarrow H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$ ^[14-16]. Aujourd'hui, la masse du boson de Higgs est connue à la valeur de^[7]

$$m_H = 125,18 \pm 0,16 \text{ GeV}$$

et sa découverte représente un des grands succès de ce formalisme.

1.3 Physique au-delà du Modèle standard

Le MS est la combinaison de plusieurs développements dans la théorie des particules fondamentales. Aujourd'hui, le modèle est capable de décrire avec précision les phénomènes de l'infiniment petit dans un cadre qui unifie toutes les forces de la nature à l'exception de la gravité^[47]. Son succès est trouvé surtout dans sa capacité de décrire les mesures expérimentales jusqu'à l'échelle électrofaible, des processus avec énergie correspondant à la valeur mesurée du vev, $v \approx 246 \text{ GeV}$ ^[7]. Entre autres, ce modèle prédit les courants faibles et les masses des bosons W^+ , W^- et Z , ainsi que l'existence du quark t et du boson de Higgs^[48].

Par contre, ce modèle a plusieurs paramètres libres qui doivent être déterminés de façon *ad hoc*. Au total, il y a 25 paramètres libres, 26 avec la phase qui peut apporter de la violation CP aux interactions fortes, $\theta_{CP} \approx 0$. Parmi eux, on a les masses des 12 fermions, les 3 constantes de couplages, les 2 paramètres du potentiel de Higgs et les 8 angles des matrices CKM et PMNS^[16]. Ces paramètres sont calibrés de sorte que le modèle puisse concorder avec les mesures expérimentales^[17], tandis que l'on espère d'une théorie fondamentale le pouvoir de reconnaître les interdépendances dans ces valeurs ou même les déduire.

Au-delà de ces considérations théoriques, il existe des anomalies expérimentales qui

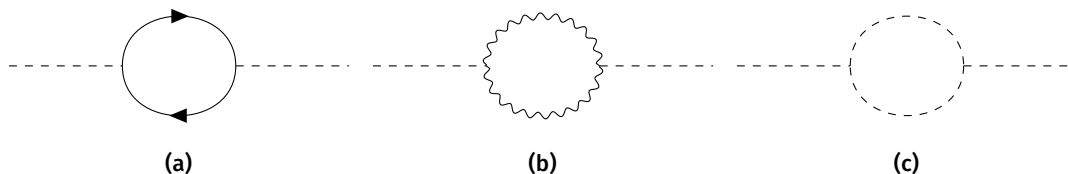


FIGURE 1.2 – Corrections aux niveaux des boucles pour la masse du boson de Higgs avec des (a) fermions, (b) des bosons de jauge ou même (c) du boson de Higgs dans la boucle.

nous font croire que le MS n'est pas une description complète. À présent, les plus apparentes sont des anomalies dans les désintégrations des mésons B . Celles-ci correspondent à une différence dans la prédiction de la valeur des rapports de désintégrations R_K et R_{K^*} de $\sim 2,5\sigma$, ainsi qu'une différence de $\sim 3,8\sigma$ dans la valeur de R_D et R_{D^*} ^[24]. Une deuxième source de conflit se trouve dans la mesure du moment magnétique anormal du muon^[21-23]. Le calcul de cette valeur est une des plus précises que l'on a réalisées dans le MS^[23] et la différence entre la théorie et l'expérience n'arrive que dans l'ordre de 10^{-9} . Par contre, la valeur mesurée diffère de la prédiction du MS en $\sim 3,5\sigma$ ^[49] et constitue donc un possible effet de la nouvelle physique (NP).

Finalement, il y a des phénomènes pour lesquels le MS ne possède pas d'explication. Notamment, le problème de la hiérarchie se présente comme un défi à ce cadre théorique et concerne la masse du boson de Higgs, observé à $m_H \approx 125$ GeV. Le calcul théorique de cette masse reçoit des contributions des diagrammes de boucles, comme ces représentés dans la Figure 1.2. Ces diagrammes totalisent une contribution avec une dépendance quadratique de l'échelle juste à laquelle le MS est valable, Λ ^[48]. Cela signifie que, si on suppose que le MS est valable jusqu'à de très grandes échelles, comme l'échelle de Planck ($\Lambda \sim 10^{19}$ GeV), ces corrections deviennent très grandes aussi. Il faudrait une annulation étonnante de ces termes de sorte à maintenir la masse du boson de Higgs dans l'échelle électrofaible que l'on l'observe aujourd'hui^[16]. En outre, la lacune dans la description de la matière et l'énergie sombre rend évident que notre compréhension de l'univers n'est pas complète^[7,19,20].

En effet, la recherche de la physique au-delà du MS dépend majoritairement de notre capacité de développer et comprendre des modèles de NP. Ces modèles sont aussi les guides dans la recherche dans les collisionneurs, puisqu'en sachant des propriétés de la particule que l'on cherche, on peut établir les meilleures façons de la détecter. Il est donc

évident l'importance du développement des modèles capable de faire des prédictions mesurables, de sorte que les données expérimentales puissent le valider ou l'exclure. La première façon de déterminer si une nouvelle particule existe est en cherchant des indices de sa création en regardant les produits de sa désintégration, ce que l'on appelle une recherche directe. De l'autre côté, on peut chercher l'influence indirecte de cette nouvelle particule dans les valeurs des observables que l'on mesure. Par exemple, la valeur de section efficace peut contenir des termes impliquant la NP et en mesurant cette valeur on peut mettre des contraintes dans le modèle en question. Le travail présenté dans ce mémoire réalise cette étude pour les modèles des *diquarks scalaires*, décrit dans le prochain chapitre.

2 Diquarks scalaires

There is a theory which states that if ever anyone discovers exactly what the Universe is for and why it is here, it will instantly disappear and be replaced by something even more bizarre and inexplicable. There is another theory which states that this has already happened.

Douglas Adams^[50]

2.1 Définition

On considère un modèle de physique au-delà du MS qui décrit une particule se couplant à deux quarks, le *diquark*. Cette particule est le résultat de la combinaison des deux quarks et ainsi correspond à un état bosonique scalaire ou vectoriel. Dans ce travail, on se concentre aux diquark scalaires et on suppose leur addition au spectre de particules du MS. Une telle particule n'a pas été détectée expérimentalement jusqu'à présent, mais son existence est encore possible dans des échelles des masses plus lourdes que celles atteintes dans les collisionneurs contemporains. Dans la littérature, on trouve des diquarks scalaires dans les modèles avec symétrie E_6 ^[25] et $SU(2)_L \times SU(2)_R \times SU(4)_C$ ^[51], ainsi que les modèles de supersymétrie avec violation de la parité R^[26]. En vue des études phénoménologiques réalisées jusqu'à présent^[51-82], il y a encore d'espace pour étudier l'effet d'un diquark scalaire dans les processus à haute énergie^[83-85].

Le couplage du diquark scalaire avec deux quarks du MS est décrit par un terme d'interaction de la forme

$$\mathcal{L}_{\text{Int}} = \sqrt{2} \bar{K}_k^{ab} D^k \bar{q}_a^i \lambda_{ij} P_{L,R} q_b^{jC} + \text{h.c.}, \quad (2.1)$$

où $a, b \in \{1, 2, 3\}$ sont des indices de couleur, $i, j \in \{1, 2, 3\}$ sont des indices de génération, $P_{L,R} \equiv (1 \mp \gamma^5)/2$ est l'opérateur de projection gaucher (L) ou droitier (R), $q^C \equiv C \bar{q}^T$ est le champ conjugué d'un quark et λ_{ij} est la valeur du couplage avec les générations i et j . Puisqu'il se couple avec deux quarks, le diquark D^k se transforme comme un sextet $\mathbf{6}$ ou un antitriplet $\bar{\mathbf{3}}$ sous $\text{SU}(3)_C$, de sorte que l'indice k indique les composantes de la représentation et prend les valeurs de 1 à 6 pour le $\mathbf{6}$ et de 1 à 3 pour le $\bar{\mathbf{3}}$. Les coefficients \bar{K}_k^{ab} sont des coefficients généralisés de Clebsch–Gordan couplant ces représentations avec les deux triplets $\mathbf{3}$ des quarks. Pour les $\mathbf{6}$, ils peuvent être donnés par^[56]

$$\begin{aligned} K^1 &= \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, & K^3 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, & K^5 &= \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \end{pmatrix}, \\ K^2 &= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}, & K^4 &= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & 1 & 0 \end{pmatrix}, & K^6 &= \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \end{aligned} \quad (2.2)$$

alors que pour les $\bar{\mathbf{3}}$, on a

$$K^1 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 1 \\ 0 & -1 & 0 \end{pmatrix}, \quad K^2 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & 0 & -1 \\ 0 & 0 & 0 \\ 1 & 0 & 0 \end{pmatrix}, \quad K^3 = \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 & 1 & 0 \\ -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 \end{pmatrix}. \quad (2.3)$$

On peut écrire les coefficients de la représentation conjuguée \bar{K}_k^{ab} en terme de coefficients K_{ab}^k avec la relation $\bar{K}_k^{ab} \equiv (K_{ba}^k)^* = K_{ba}^k$.

Du fait que les diquarks qui se transforment comme des $\bar{\mathbf{3}}$ sous $\text{SU}(3)_C$ sont des représentations antifondamentales de ce groupe, on peut les attribuer des indices de couleur. De plus, la nature antisymétrique de cette représentation nous permet d'écrire

les coefficients généralisés de Clebsch-Gordon en terme du tenseur de permutation antisymétrique avec $K_{abc} = \epsilon_{abc}/\sqrt{2}$. Ainsi,

$$[\overline{K}_k D^k]^{ab} = \frac{1}{\sqrt{2}} \epsilon^{cab} D_c. \quad (2.4)$$

Ceci nous permet d'écrire le lagrangien pour les diquarks qui se transforment comme des $\overline{\mathbf{3}}$ par

$$\mathcal{L}_{\text{Int}}^{\overline{\mathbf{3}}} = \epsilon^{cab} D_c \overline{q}_a^i \lambda_{ij} P_{L,R} q_b^j{}^C + \text{h.c.} \quad (2.5)$$

Étant donnée la nature de ce couplage, un diquark peut contribuer au niveau des arbres aux processus $q^i q^j \rightarrow q^k q^l$, où les indices i, j, k et l dénotent les générations des quarks concernés, ce qui est représenté dans la Figure 2.1a. La contribution de ce diagramme de Feynman pour la section efficace totale du processus est proportionnelle à $|\lambda_{ij} \lambda_{kl}^*|^2$. De même, il participe aux processus du type $q^i \overline{q}^j \rightarrow q^k \overline{q}^l$, représenté dans la Figure 2.1b, avec une contribution proportionnelle à $|\lambda_{il} \lambda_{kj}^*|^2$. De plus, ces contributions sont inversement proportionnelles à la masse M_D du diquark.

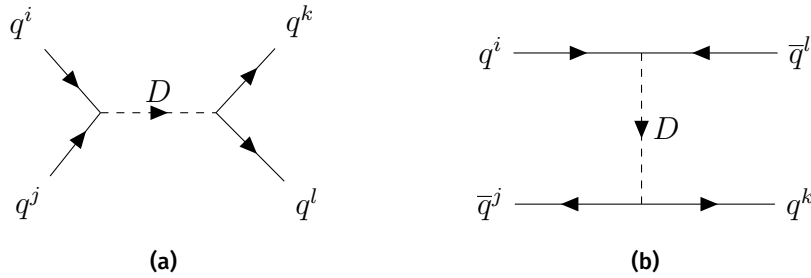


FIGURE 2.1 – Contributions des diquarks à l'amplitude des processus (a) $q^i q^j \rightarrow q^k q^l$ et (b) $q^i \overline{q}^j \rightarrow q^k \overline{q}^l$.

De plus, on note que le lagrangien ne contient pas de termes impliquant deux quarks avec chiralités différentes, puisque $\overline{q}_{L,R} = \overline{q} P_{R,L}$ et $q_{L,R}^C = P_{R,L} q^C$, donc

$$\overline{q}_R q_L^C = \overline{q} \underbrace{P_L P_R}_{=0} q^C = 0 \quad \text{et} \quad \overline{q}_L q_R^C = \overline{q} \underbrace{P_R P_L}_{=0} q^C = 0. \quad (2.6)$$

Alors, le couplage des diquarks se fait toujours avec deux quarks de même chiralité.

Comme exposé dans le chapitre précédent, les quarks du MS existent en trois couleurs, de sorte qu'ils sont associés aux représentations triplets $\mathbf{3}$ sous le groupe $\text{SU}(3)_C$.

D'ailleurs, les quarks gauchers forme un doublet $\mathbf{2}$ sous $SU(2)_L$, alors que les quarks droitiers sont des singulets $\mathbf{1}$. De la théorie des groupes, on sait que $\mathbf{3} \otimes \mathbf{3} = \mathbf{6} \oplus \bar{\mathbf{3}}$ et donc les diquarks se transforment sous le groupe $SU(3)_C$ soit comme des sextets $\mathbf{6}$, un état symétrique sous échange des quarks, soit comme des triplets $\bar{\mathbf{3}}$, un état antisymétrique. D'autre part, si on couple deux doublets $\mathbf{2}$ sous $SU(2)_L$, du fait que $\mathbf{2} \otimes \mathbf{2} = \mathbf{3} \oplus \mathbf{1}$, la combinaison sera soit un triplet $\mathbf{3}$, un état symétrique sous échange des quarks, soit un singulet $\mathbf{1}$, un état antisymétrique. Finalement, la combinaison de deux singulets $\mathbf{1}$ sera toujours un état singulet $\mathbf{1}$.

Alors, il est important de noter que la symétrie de l'état de diquark est liée à la symétrie de la combinaison des deux quarks sous les transformations du groupe du MS, $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. Par exemple, si la combinaison des quarks est antisymétrique sous $SU(3)_C$ mais symétrique sous $SU(2)_L$, le diquark sera antisymétrique sous échange des deux quarks. Néanmoins, si la combinaison est antisymétrique pour les deux groupes, le diquark sera symétrique. Par conséquent, pour les diquarks qui se couplent avec les paires $Q_L Q_L$, $u_R u_R$ et $d_R d_R$, telle symétrie sera présente dans les matrices de couplage dans l'espace de saveur. Ceci est valide dans la base de jauge, mais aussi dans la base des masses pour les couplages entre deux quarks du type up ou deux quarks du type down^[27].

Cette symétrie de l'état de diquark a des conséquences importantes puisqu'elle peut limiter le nombre de couplages possibles entre les quarks. En effet, les diquarks antisymétriques auront un couplage nul lorsque deux quarks de même saveur sont impliqués. Cette restriction que les quarks couplant avec le diquark doivent avoir des saveurs différentes entraîne une diminution du nombre de processus auxquels les diquarks peuvent participer et ainsi empêche que certaines contraintes s'appliquent aux diquarks, comme il sera discuté dans la Section 2.2.

Tout compte fait, si on considère les possibles combinaisons de nombres quantiques des diquarks scalaires, on classifie 8 types de diquarks différents, présentés dans le Tableau 2.1. On note que leurs nombres quantiques pourraient permettre aux diquarks de se coupler avec un lepton et un quark. Par contre, ce type de couplage permettrait la désintégration du proton, un fait qui n'est pas observé^[86]. Pour éviter ces contraintes, on ne considère que les couplages aux quarks.

TABLE 2.1 – Diquarks scalaires classifiés par leurs représentations sous le groupe de symétrie du Modèle standard. Les couplages symétriques par rapport aux saveurs sont représentés par des parenthèses, tandis que les couplages antisymétriques sont représentés par des crochets^[27].

Name	$SU(3)_C$	$SU(2)_L$	$U(1)_Y$	Couplage
I	6	3	+1/3	$(Q_L Q_L)$
II	$\bar{\mathbf{3}}$	3	+1/3	$[Q_L Q_L]$
III	6	1	+1/3	$[Q_L Q_L], u_R d_R$
IV	$\bar{\mathbf{3}}$	1	+1/3	$(Q_L Q_L), u_R d_R$
V	6	1	+4/3	$(u_R u_R)$
VI $\equiv D^u$	$\bar{\mathbf{3}}$	1	+4/3	$[u_R u_R]$
VII	6	1	-2/3	$(d_R d_R)$
VIII $\equiv D^d$	$\bar{\mathbf{3}}$	1	-2/3	$[d_R d_R]$

2.2 Contraintes à basse énergie

Parmi les processus auxquels les diquarks peuvent participer, on trouve notamment les mélanges des mésons $M^0-\bar{M}^0$, où un méson M^0 évolue à un état de superposition entre le méson et son antiparticule \bar{M}^0 . Les diagrammes qui contribuent à ces processus contiennent un état initial du type $q^i \bar{q}^j$ qui se transforme en $q^j \bar{q}^i$, de sorte que ces processus peuvent inclure des courants neutres avec changement de saveur (FCNC, de l'anglais *flavour changing neutral current*), où des quarks de saveurs différentes et même charge électrique interagissent entre eux^[87]. Comme ces courants ne sont pas observés au MS au niveau d'arbres, elles restreignent les particules qui peuvent en participer autant que particules virtuelles. Or, pourvu que la contribution des diquarks aux processus $M^0-\bar{M}^0$ peut se faire au niveau des arbres et au niveau des boucles, par voie des diagrammes présentés dans la Figure 2.2, le mélange de mésons offre une opportunité de mettre de limites dans ces particules^[27].

En effet, on est capable d'inférer la viabilité de certains diquarks en vue de leurs contributions à des FCNC^[27]. Tout d'abord, les diquarks I, V et VII possèdent un couplage symétrique à deux quarks du type up ou deux quarks du type down et donc

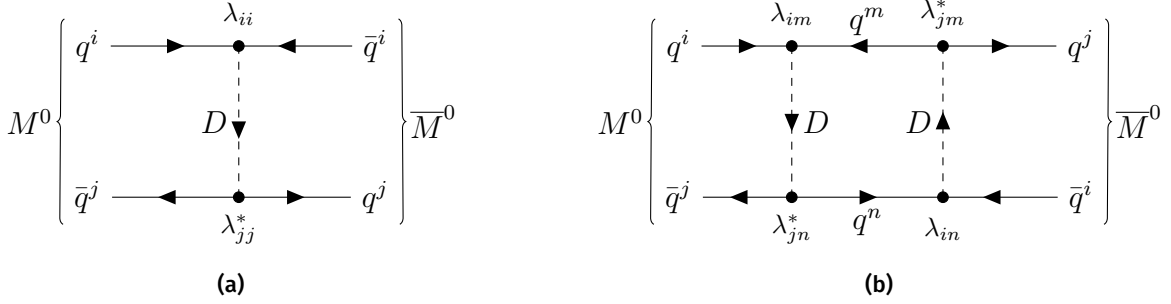


FIGURE 2.2 – Contribution des diquarks aux mélanges des mésons $M^0-\bar{M}^0$ (a) aux niveaux d’arbres et (b) aux niveaux de boucles.

contribuent au niveau des arbres dans les processus de mélange de mésons $M^0-\bar{M}^0$ (Figure 2.2a) pour $M = K, D, B_d, B_s$. Donc, cette contribution impose des contraintes fortes sur ces diquarks et rend leur existence peu probable. Tous les autres diquarks contribuent à ce processus au niveau des boucles (Figure 2.2b), mais l’importance de leur contribution dépend des particules virtuelles dans la boucle. Par exemple, le diquark II possède aussi un couplage aux paires de quarks de même type up ou down, mais ce couplage est antisymétrique. Alors, il ne contribue pas au niveau des arbres à ces processus, mais il participe à des diagrammes de boucle avec un seul diquark virtuel et un boson W^\pm . Étant donné que le boson W^\pm est plus léger que le diquark, cette contribution serait plus grande par rapport à des diagrammes avec deux diquarks internes. Par conséquent, les limites imposées sur ce diquark sont plus restreintes. D’un autre côté, les diquarks III et IV couplent simultanément aux paires $u_L d_L$ et $u_R d_R$ et donc contribuent à ces courants avec des termes non chiraux qui possèdent de limites expérimentales plus restreintes^[27]. Ainsi, ces diquarks possèdent aussi des contraintes fortes provenant du mélange des mésons.

Après ces considérations, il y a deux diquarks qui possèdent les contraintes les plus faibles : le diquark VI $\equiv D^u$ qui se couple avec deux quarks du type up droitiers, ainsi que le diquark VIII $\equiv D^d$ qui se couple deux quarks du type down droitiers. Leurs natures antisymétriques font que ces diquarks ne participent aux processus de mélange de mésons qu’au niveau des boucles et leurs contributions sont plus faibles que celles des autres diquarks. Par ailleurs, ils possèdent juste 3 couplages indépendants, ce qui nous permet de trouver des limites générales^[27]. Compte tenu de leur potentialité, les

diquarks D^q , avec $q = u, d$, sont le sujet central de ce travail de recherche.

Le mélange de mésons a été utilisé par Giudice, Gripaio et Sundrum (GGS) dans la Réf. [27] pour mettre des contraintes dans ces diquarks. Or, le diquark D^u se couple aux quarks u, c et t , alors il contribue aux mélanges $D^0-\bar{D}^0$ avec un quark t dans la boucle. D'autre part, le diquark D^d se couple aux quarks d, s et b , donc sa contribution est présente pour les mélanges $B_d^0-\bar{B}_d^0$ et $K^0-\bar{K}^0$. Dans leur analyse, les auteurs profitent de la nature antisymétrique des couplages pour les écrire comme

$$\lambda_{ij}^q \equiv \epsilon_{ijk} \lambda_k^q \quad \Longrightarrow \quad \lambda^q = \begin{pmatrix} 0 & \lambda_3^q & -\lambda_2^q \\ -\lambda_3^q & 0 & \lambda_1^q \\ \lambda_2^q & -\lambda_1^q & 0 \end{pmatrix}.$$

Les contraintes provenant du mélange des mésons obtenues par GGS et adaptés à la supposition des couplages réels se trouvent dans le Tableau 2.2.

Au-delà du mélange de mésons, ces diquarks contribuent aussi à d'autres processus sondables par les détecteurs contemporains. Notamment, le diquark D^d contribue aux

TABLE 2.2 – Contraintes sur les couplages des diquarks D^q , où $q = u, d$, en unités de M_D/TeV obtenue dans la Réf. [27] pour des couplages réelles $\lambda_{ij}^q \equiv \epsilon_{ijk} \lambda_k^q$.

Diquark	Processus	Contraintes (M_D/TeV)
D^d	Δm_K	$ \lambda_1^d \lambda_2^d \leq 4,6 \times 10^{-2}$
	$B_d^0-\bar{B}_d^0$	$ \lambda_1^d \lambda_3^d \leq 3,6 \times 10^{-2}$
	$b \rightarrow s\gamma$	$\sqrt{ \lambda_2^d \lambda_3^d } \leq 1,8$
	$b \rightarrow d\gamma$	$\sqrt{ \lambda_1^d \lambda_3^d } \leq 0,9$
	R_b	$ \lambda_{1,2}^d \leq 24$
	$B^\pm \rightarrow \phi\pi^\pm$	$\sqrt{ \lambda_1^d \lambda_3^d } \leq 0,1$
D^u	$D^0-\bar{D}^0$	$ \lambda_1^u \lambda_2^u \leq 1,5 \times 10^{-2}$
	A_c	$ \lambda_3^u \leq 24$

processus qui impliquent le quark b , comme $b \rightarrow s\gamma$, $b \rightarrow d\gamma$, l'observable R_b et la désintégration $B^\pm \rightarrow \phi\pi^\pm$. De l'autre côté, le diquark D^u peut participer aux termes supérieurs de couplage du boson Z aux quarks c et contribue donc à l'observable A_c ^[7]. Les contraintes obtenues à partir de telles mesures sont présentées également dans le Tableau 2.2.

Tout compte fait, on peut déterminer des limites pour l'espace de paramètres des diquarks par l'intermédiaire de plusieurs observables. Plus récemment, le LHC nous a permis de sonder des processus à haute énergie et offre donc une opportunité de mettre plus des contraintes sur les modèles des diquark D^u et D^d . Alors, on s'intéresse à l'utilisation de ces données à haute énergie pour établir d'autres limites qui nous permettent d'ajouter des contraintes sur l'existence de ces diquarks.

Pour cette analyse, on fait la distinction entre les couplages impliquant les quarks légers (première et deuxième génération) et ceux impliquant un quark de troisième génération. On suppose donc que les couplages λ_{13} et λ_{23} sont égales. La matrice de couplage des diquarks D^q s'écrit

$$\lambda^q = \begin{pmatrix} 0 & x^q & -y^q \\ -x^q & 0 & y^q \\ y^q & -y^q & 0 \end{pmatrix},$$

ce que dans la convention utilisée par GGS correspond à faire $\lambda_1^q = \lambda_2^q \equiv y^q$ et $\lambda_3^q \equiv x^q$. Par ailleurs, on suppose des valeurs réelles pour ces couplages.

TABLE 2.3 – Contraintes sur les couplages (x^q, y^q) des diquarks D^q , où $q = u, d$, pour les masses $M_D = 600$ GeV et $M_D = 1$ TeV.

$M_D = 600$ GeV	$M_D = 1$ TeV
$ y^u \leq 0,09$	$ y^u \leq 0,12$
$ x^u \leq 14,4$	$ x^u \leq 24$
$ y^d \leq 0,17$	$ y^d \leq 0,21$
$ x^d y^d \leq 0,022$	$ x^d y^d \leq 0,036$

En utilisant cette convention, on adapte les limites obtenues par GGS pour les couplages x^q et y^q . Pour le diquark D^u , on note que leur contrainte sur le mélange des mésons D^0 - \bar{D}^0 implique que $|y^u| \leq 0,12 \sqrt{(M_D/\text{TeV})}$, tandis que celle provenant de l'observable A_c restreint le couplage aux quarks légers à $|x^u| \leq 24 (M_D/\text{TeV})$. De l'autre côté, pour le diquark D^d , la différence de masse Δm_K du mélange K^0 - \bar{K}^0 implique $|y^d| \leq 0,21 \sqrt{(M_D/\text{TeV})}$ tandis que le mélange B_d^0 - \bar{B}_d^0 limite le produit des couplages à $|x^d y^d| \leq 3,6 \times 10^{-2} (M_D/\text{TeV})$. On souligne que même si la limite provenant de la désintégration $B^\pm \rightarrow \phi \pi^\pm$ est plus restreinte, avec $|x^d y^d| \leq 0,01 (M_D/\text{TeV})$, elle inclue des suppositions théoriques sur la factorisation de la QCD^[27] qui ne s'alignent pas avec l'analyse plus générale que l'on se propose à faire. Enfin, les limites provenant des autres processus n'additionnent pas de contraintes plus restreintes par rapport à celles discutées ici. Un résumé de ces contraintes pour les masses $M_D = 600 \text{ GeV}$ et $M_D = 1 \text{ TeV}$ est présenté dans le Tableau 2.3.

Compte tenu ces considérations, le prochain chapitre est dédié à la méthode utilisée pour obtenir de limites pour les modèles D^u et D^d à partir des mesures expérimentales récentes réalisées à haute énergie.

3 Contraintes à haute énergie

An experiment is a question which science poses to Nature and a measurement is the recording of Nature's answer.

Max Planck^[88]

3.1 Physique des collisionneurs

Depuis sa mise en fonctionnement, le LHC a réalisé des collisions à haute énergie avec des énergies du centre de masse de 7 TeV, 8 TeV et 13 TeV. Pendant que les préparations pour augmenter encore plus ces énergies sont réalisées^[89], les données recueillies lors de ces collisions sont analysées et publiées progressivement. On peut utiliser ces mesures pour sonder des modèles de NP comme les diquarks et, pour cela, il est important de se familiariser avec certains concepts de la physique des collisionneurs.

Tout d'abord, le LHC accélère des faisceaux de protons qui entrent en collision au centre des détecteurs localisés autour de l'anneau. Cela signifie que l'état initial des collisions implique deux paquets de quarks et gluons très énergétiques, particules que dans ce contexte on appelle *partons*^[90]. Chacune de ces particules transporte une partie de l'impulsion du proton et on quantifie la distribution de ces impulsions avec les fonctions de distributions de partons (PDF, de l'anglais *parton distribution functions*)^[91]. Cet outil nous permet de mieux décrire l'état initial et donc rend possible l'analyse des phénomènes de collisions en terme des quarks et des gluons impliqués.

Or, les phénomènes qui suivent la collision vont dépendre de l'énergie disponible pour le processus. Cette énergie correspond à l'énergie du centre de masse \sqrt{s} , donnée

en terme de la variable de Mandelstam s correspondant au carré de la somme des impulsions de deux particules initiales^[16]. En fonction de l'énergie disponible et des phénomènes impliqués, certaines particules peuvent être créées après la collision et leur dispersion est enregistrée par le détecteur. En particulier, les particules qui interagissent avec la force forte produisent une gerbe de quarks et gluons lors de leur absorption dans le détecteur^[7,16]. Ce flot collimaté de quelques dizaines de particules est appelé un *jet* et correspond à la signature expérimentale des hadrons et des quarks.

Au moment de la détection, les caractéristiques cinématiques des produits des collisions sont quantifiées. Notamment, l'absorption des certaines particules dans le détecteur nous permettent de mesurer son énergie E . Une autre variable expérimentale mesurée est la composante de l'impulsion \vec{p} sur le plan transverse à l'axe des faisceaux de protons, conventionnellement défini comme l'axe z , défini par

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}.$$

Étant perpendiculaire aux faisceaux, le plan transverse n'inclut pas l'énergie qui échappe le long de l'axe du faisceau et donc nous permet de quantifier l'énergie des particules invisibles par les détecteurs^[7].

Par ailleurs, si on appelle θ l'angle entre l'impulsion \vec{p} du jet et l'axe z , de sorte que $\cos \theta = p_z/|\vec{p}|$, on peut définir la pseudorapidité η par

$$\eta \equiv -\ln\left(\tan\frac{\theta}{2}\right).$$

Cette quantité nous permet de déterminer la position des particules par rapport à l'axe des faisceaux. De la définition, on note que les particules produites perpendiculaires aux faisceaux de protons correspondent à $\eta = 0$. De plus, dans la limite $|\vec{p}| \gg m$, comme est le cas pour les jets dont la masse est beaucoup plus petite que son énergie totale^[16], la pseudorapidité est une approximation de la rapidité y , définie par

$$y = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{E + p_z}{E - p_z}\right).$$

Dans ce contexte, on remarque que les différences de rapidité Δy et pseudorapidité $\Delta \eta$ sont invariantes sous des boosts le long de l'axe du faisceau. Cette caractéristique se présente avantageuse une fois que le centre de masse des collisions des partons n'est pas

nécessairement le centre de masse du système de protons^[16].

Finalement, une quantité de grande importance dans la caractérisation des états finaux est la masse invariante M , obtenue en terme de l'énergie et l'impulsion des éléments des états finaux. Elle représente la masse d'une particule qui se désintègre dans l'état final de la collision mesurée dans le référentiel où la particule est au repos^[7]. Donc, s'il y a un excès dans la distribution de masse invariante, on peut établir qu'une particule a été produite en résonance^[92].

3.2 Calculs théoriques

À partir des données expérimentales obtenues avec des processus à haute énergie, on peut déterminer pour quelle valeur des paramètres les modèles de diquarks D^q sont viables. Alors, une première approche pour tracer ces régions de l'espace de paramètres est de considérer une valeur de couplage fixe pour tous les diquarks et déterminer les valeurs de masses correspondantes qui satisfont aux critères expérimentaux. D'autre part, on peut fixer une masse M_D donnée et établir les bornes dans l'espace des couplages (x^q, y^q) correspondant aux valeurs expérimentales. Dans les deux cas, il faut que l'on compare les prédictions théoriques du modèle pour une certaine observable avec les mesures expérimentales et une observable pertinente pour ce type d'analyse est la section efficace du processus.

Les calculs nécessaires pour obtenir l'amplitude et ainsi la prédiction théorique de la section efficace d'un processus doivent inclure la contribution de tous les diagrammes impliqués. Cela signifie que dans la plupart de temps il faut évaluer des milliers de diagrammes^[93], une tâche qui devient très complexe pour se faire en papier. C'est la raison pour laquelle des outils numériques ont été développés pour aider les théoriciens à implémenter des modèles de NP et faire des prédictions quantitatives^[94].

Un de ces outils est le programme FeynRules^[95], implémenté sur le logiciel Mathematica^[96], que l'on utilise dans ce travail. À partir du lagrangien du modèle, il est capable de déterminer les règles de Feynman et les encoder dans un fichier au format UFO (de l'anglais, *Universal FeynRules Output*)^[97]. On a utilisé FeynRules pour implémenter les deux modèles de diquark D^u et D^d ensemble avec le MS, en utilisant le modèle de diquark triplet^[98] disponible dans sa base de données comme base.

Une fois le modèle implémenté, on tourne vers le calcul de la section efficace. Pour cela, on simule des événements de collision de particules au niveau de partons avec le logiciel `MADGRAPH5_AMC@NLO`^[99], dorénavant MadGraph, un générateur Monte Carlo capable de lire des fichiers UFO. Il nous permet, entre autres, de calculer la section efficace totale d'un processus avec des états initial et final déterminés. Ces simulations considèrent des paramètres définis, comme l'énergie du centre de masse, les PDF et des conditions sur l'état final comme les impulsions transverses ou sa masse invariante. En analysant les événements générés, on obtient des prédictions de premier ordre (LO, de l'anglais *leading order*) de la section efficace totale du processus.

Bien que la combinaison de ces logiciels soit capable de calculer certains termes d'ordre supérieurs, le processus reste très coûteux en terme de ressources informatiques et exige une bonne connaissance du comportement de la QCD et des effets de la NP dans les diagrammes des boucles. Comme on travaille avec une théorie de perturbation, ces termes d'ordre supérieurs sont petits par rapport aux termes de premier ordre. Alors, cela nous permet d'utiliser des techniques pour les approximer de manière raisonnable. Afin de faire cette approximation, on utilise les facteurs K pour mettre les valeurs à l'échelle appropriée. Pour les calculer, on utilise les prédictions de la section efficace du processus dans le MS en incluant les premiers ordres supérieurs (NLO, de l'anglais *next-to-leading order*), $\sigma_{\text{NLO}}^{\text{MS}}$, ainsi que la prédiction de premier ordre, $\sigma_{\text{LO}}^{\text{MS}}$. Les facteurs K sont définis tout simplement comme le ratio de ces quantités,

$$K = \frac{\sigma_{\text{NLO}}^{\text{MS}}}{\sigma_{\text{LO}}^{\text{MS}}}.$$

En ce qui suit, on décrit le processus d'obtention des limites sur les paramètres des modèles de diquark D^u et D^d à partir des calculs de section efficace. D'abord, on considère le processus de production du dijet et l'analyse au niveau des partons. Ensuite, le processus de production d'un seul quark top est considéré, en utilisant la valeur de section efficace totale ainsi que les résultats de section efficace différentielle pour réduire l'espace des impulsions concernées.

3.3 Production du dijet

La détection directe d'une particule dans les collisionneurs est faite par la recherche d'un excès localisé dans les données, correspondant par exemple à la résonance d'une particule massive^[100]. Plus précisément, si la particule est produite lors d'une collision et ensuite se désintègre, un pique se forme autour de la valeur de sa masse dans la distribution de la masse invariante de l'état final^[92]. Cette recherche pour les piques a été fondamentale dans la détection des particules du MS, comme le boson de Higgs^[14,15], et correspond à un aspect fondamental dans la détection de toute autre nouvelle particule.

Or, si un diquark est produit dans les collisionneurs, il se désintégrerait en deux quarks. Chacun de ces quarks aurait comme signature expérimentale un jet, donc les événements avec deux jets à l'état final, communément appelés les processus de production de *dijet*, nous permettent de vérifier expérimentalement si un diquark a été produit en résonance. Même si les distributions ne présentent pas un excès, ces données nous permettent d'établir les valeurs de la masse M_D et des couplages (x^q, y^q) des modèles D^q qui doivent être abandonnés. Pour cette raison, on analyse la contribution de ces diquarks à la production du dijet.

Afin de sonder la production d'un diquark en résonance à haute énergie, on utilise les mesures expérimentales pour la production des dijet lors des collisions proton-proton au LHC. Telles mesures ont été réalisées au détecteur CMS pour des énergies de centre de masse de $\sqrt{s} = 13$ TeV correspondants à une luminosité de 36 fb^{-1} ^[101]. Dans son étude, la collaboration CMS présente des limites supérieures avec un niveau de confiance à 95% au produit σBA de la section efficace totale σ de production de la particule en résonance, le rapport d'embranchement B pour une désintégration en deux jets et l'acceptance A , une quantité qui simule les conditions cinétiques imposées lors du processus de détection. Ces mesures tiennent en compte une approximation de largeur étroite et sont indépendantes des modèles. Le fait qu'elles peuvent être utilisées dans une analyse au niveau de partons sans le besoin de simuler le détecteur nous a permis d'utiliser ces valeurs pour restreindre les modèles de diquarks scalaires qui font l'objet d'étude de ce travail.

Alors, de sorte à obtenir les prédictions théoriques pour la production du dijet, les modèles de diquarks D^q ont été implémentés à l'aide du logiciel FeynRules. Ensuite, la section efficace en premier ordre du processus $pp \rightarrow D^q$ a été calculée avec MadGraph.

En considérant les analyses réalisées dans la Réf. [56], on a utilisé un facteur K donné par $K = 1,3$ pour approximer la valeur de section efficace NLO. De même, le rapport d'embranchement du processus de désintégration des diquarks dans les quarks les plus légers, à savoir $B(D^u \rightarrow uc)$ et $B(D^d \rightarrow ds)$, ont été calculés à l'aide de MadGraph. Pour tous ces calculs, la PDF choisi était la CTEQ6L1^[102] et les échelles de renormalisation et factorisation ont été fixées à la masse du diquark M_D .

De plus, l'acceptance doit concorder avec celle utilisée par la collaboration CMS. Cette valeur adimensionnelle a été définie comme le produit $A = A_\Delta A_\eta$, où A_Δ est l'acceptance pour exiger $|\Delta\eta| < 1,3$ dans le système du dijet et A_η est l'acceptance pour exiger de plus que $|\eta| < 2,5$ pour chacun des jets^[101]. En suivant leurs recommandations, on a choisi $A_\Delta = 0,57$ pour toutes les masses de diquarks considérés, dû au fait que les désintégrations des particules scalaires sont isotropiques. La quantité A_η doit tenir en compte la diminution d'acceptance attendu pour les particules plus légères au détecteur, alors elle a été choisie à $A_\eta = 0,95$ pour des masses entre 600 GeV et 1,6 TeV, tandis que pour toute autre masse elle a été fixée à l'unité. En résumé, les valeurs d'acceptance utilisé pour les diquarks légers était de $A = 0,54$, alors que pour les diquarks plus massifs, elle était fixée à $A = 0,57$. D'ailleurs, l'approximation de largeur étroite requise aux modèles a été satisfaite pour tous les calculs, étant donné que le ratio Γ/M_D est resté plus petit que 2% pour toutes les valeurs de couplages λ_{ij} jusqu'à 0,2 et plus petit que 5% pour les couplages jusqu'à 0,3.

Pour une première analyse, on a considéré les modèles D^q avec des couplages au niveau de la force électromagnétique, à savoir $x^q = y^q = 0,3$. Cette analyse nous permet de faire un survol du régime des masses valides pour les diquarks à partir de ces mesures expérimentales. En effet, une analyse similaire a été réalisée par la collaboration CMS pour le diquark scalaire du modèle E_6 ^[25] et ses résultats excluent ce modèle pour les masses plus petites que 7,2 TeV^[101]. Notre analyse a obtenu des résultats moins restreints pour les diquarks D^q , comme il sera présenté dans la Section 4.4 du chapitre suivant. Cependant, la supposition que les couplages des diquark aux différentes générations sont tous égaux peut être levée, ce qui donne l'opportunité pour les masses plus légères d'avoir des contributions encore valables.

Une deuxième étude a été réalisée pour analyser les masses des diquarks potentiellement accessibles au LHC. Pour les masses de 600 GeV et 1 TeV, on a calculé les

prédictions du produit σBA pour les paires des couplages (x^q, y^q) avec valeurs entre 0,05 et 0,3 en pas de 0,01. Cette limite inférieure est due au fait que, pour les couplages plus petits que 0,05, la largeur partielle du diquark est plus petite que l'échelle de la QCD et la théorie de perturbation n'est plus valide dans ce régime. Dans le but d'obtenir les valeurs du produit σBA pour toute cette région de l'espace de paramètres, une interpolation cubique de ces valeurs a été réalisée en utilisant la bibliothèque SciPy^[103], version 1.4.1, dans un code en Python développé à cet effet. Une fois les prédictions théoriques pour σBA ont été calculées, on a pu établir la région de l'espace de paramètres (x^q, y^q) pour laquelle le modèle de diquark est valide. Ces résultats seront aussi présentés dans la Section 4.4.

3.4 Production d'un seul quark top

Au-delà des recherches directes, on peut obtenir des contraintes sur les paramètres des modèles de diquark de façon indirecte. En effet, la participation d'un diquark virtuel dans les diagrammes d'un processus additionne des termes à son amplitude et ainsi influe sur la prédiction théorique de la section efficace. Ces nouveaux termes disputent avec les contributions du MS et peuvent même interférer avec celles-ci. Alors, les valeurs de la section efficace totale nous permettent de quantifier l'influence d'un diquark dans un processus. De l'autre côté, les quarks de la troisième génération jouent un rôle important dans les études phénoménologiques contemporaines^[7,24] et, notamment, le quark t attire l'attention due à son couplage d'ordre unitaire au boson de Higgs^[7,104]. Tout compte fait, on s'intéresse à la contribution des diquarks aux processus de production du quark t .

Évidemment, puisqu'il n'y a pas des couplages entre le diquark D^d et le quark t , les processus impliquant le quark t concernent seulement l'étude du diquark D^u . Au LHC, on peut sonder notamment les processus de production en pair avec tt et $t\bar{t}$ dans l'état final^[105-107]. En raison de sa nature antisymétrique, le diquark D^u ne se couple pas à deux quarks de même saveur et donc ne contribue pas aux processus de production du pair tt . D'autre part, les processus de production $t\bar{t}$ sont dominé par la collision des gluons, des particules présentes en grand nombre dans les protons à haute énergie^[16,91]. Même si on considère seulement les processus du type $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$, auxquels le diquark peut contribuer, la contribution provenant du MS est prédominant. Par conséquent, il

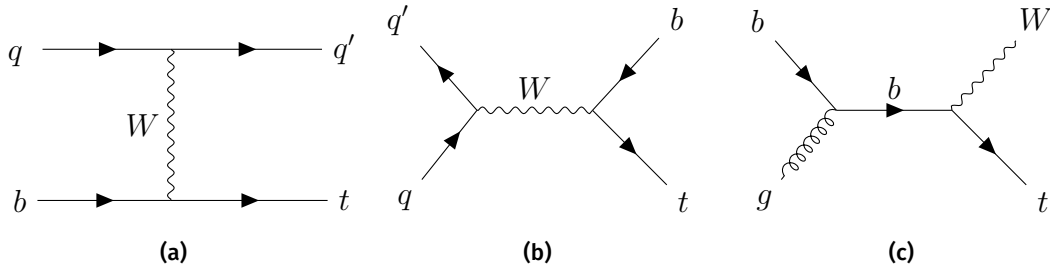


FIGURE 3.1 – Diagrammes aux niveaux d’arbres pour la production d’un seul quark top dans le Modèle standard, appelés respectivement (a) canal t , (b) canal s et (c) production tW . Seulement les processus impliquant le quark b sont dessinés du fait que les processus impliquant les quarks d ou s sont beaucoup moins probables.

n’est pas possible d’obtenir des contraintes significatives à partir de ces mesures.

Donc, afin de mettre les contraintes dans le diquark D^u , on considère la production d’un seul quark top (STP, de l’anglais *single top production*). Au LHC, ce processus électrofaible a lieu par trois canaux, présentés dans les diagrammes de la Figure 3.1. Le processus plus probable parmi les trois est celui qui a comme état final un quark t accompagné d’un quark léger, nommé *canal t* du fait que dans le MS un boson W est échangé au canal t ^[108,109]. Ensuite, le processus qui produit un quark t accompagné d’un quark b est appelé *canal s* , en correspondant à l’échange d’un boson W au canal s . Ce processus est le plus rare des trois possibilités^[110,111]. La troisième façon consiste dans la production d’un quark t accompagné d’un boson W à partir d’un état initial formé par un quark b et un gluon, nommé production tW ^[112,113]. Les sections efficaces de ces trois canaux ont été mesurées au LHC par les détecteurs ATLAS et CMS^[114] et un résumé des valeurs est présenté dans la Figure 3.2.

Parmi les mesures disponibles, les plus précises correspondent aux processus où le quark top est produit accompagné d’un quark léger, le canal t . En effet, on considère dans notre analyse la section efficace combinée des processus $pp \rightarrow tq$ et $pp \rightarrow \bar{t}q$, $\sigma(tq + \bar{t}q)$. Pour une énergie de centre de masse de $\sqrt{s} = 8$ TeV, la valeur mesurée par la collaboration ATLAS correspond à $\sigma(tq + \bar{t}q) = 89,6_{-6,3}^{+7,1}$ pb^[116]. De l’autre côté, pour une énergie de $\sqrt{s} = 13$ TeV, la collaboration CMS a obtenu la valeur $\sigma(tq + \bar{t}q) = 207 \pm 31$ pb^[109].

Avant d’obtenir les contraintes, on note que la contribution du diquark D^u pour ces processus de STP est faite en additionnant 6 nouveaux diagrammes au calcul de la

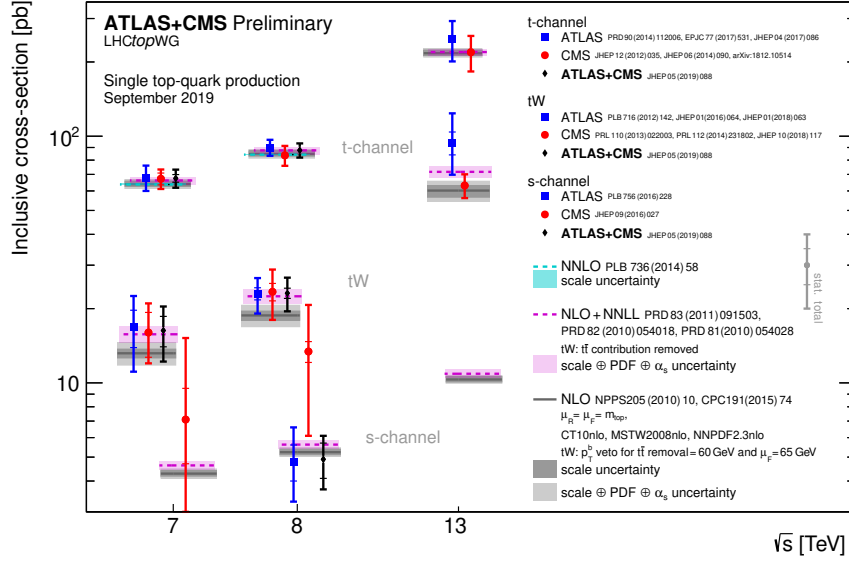


FIGURE 3.2 – Sommaire des mesures expérimentales de la production d'un seul quark top au LHC^[115].

section efficace pour $pp \rightarrow tq$, représentés dans la Figure 3.3. D'autres 6 diagrammes sont additionnés pour $pp \rightarrow \bar{t}q$, obtenu par l'inversion des courants fermioniques et scalaire. Comme discuté dans la Section 2.1, cette contribution est proportionnelle au carré du produit des couplages impliqués et inversement proportionnelle à la masse du diquark. Alors, le calcul de la section efficace avec ces contributions est une façon indirecte d'obtenir des limites dans ces paramètres du modèle de diquarks.

Une fois les contributions du diquark D^u établies, la section efficace en premier ordre $\sigma_{\text{LO}}(tq + \bar{t}q)$ a été calculé à l'aide du logiciel MadGraph pour les différentes valeurs des paramètres (x^u, y^u) pour une masse M_D fixe. De sorte à approximer les contributions d'ordres supérieurs de la QCD, on a utilisé les prédictions théoriques du MS recommandée par les collaborations ATLAS et CMS^[117], à savoir $\sigma_{\text{NLO}}^{\text{MS}}(tq + \bar{t}q) = 84,7^{+3,8}_{-3,2}$ pb pour une énergie de $\sqrt{s} = 8$ TeV et $\sigma_{\text{NLO}}^{\text{MS}}(tq + \bar{t}q) = 217^{+9,0}_{-7,7}$ pb pour $\sqrt{s} = 13$ TeV. Ces valeurs ont été calculées pour une masse du quark top de $m_t = 172,5$ GeV en incorporant les contributions d'ordres supérieurs de la QCD en utilisant le logiciel Hathor version 2.1^[118,119]. Les incertitudes sur les PDF et la constante de couplage de la force forte α_S ont été calculées en utilisant la prescription PDF4LHC^[120] avec les PDF MSTW2008 68% CL NLO^[121,122], CT10 NLO^[123] et NNPDF2.3^[124], tous additionné en quadrature

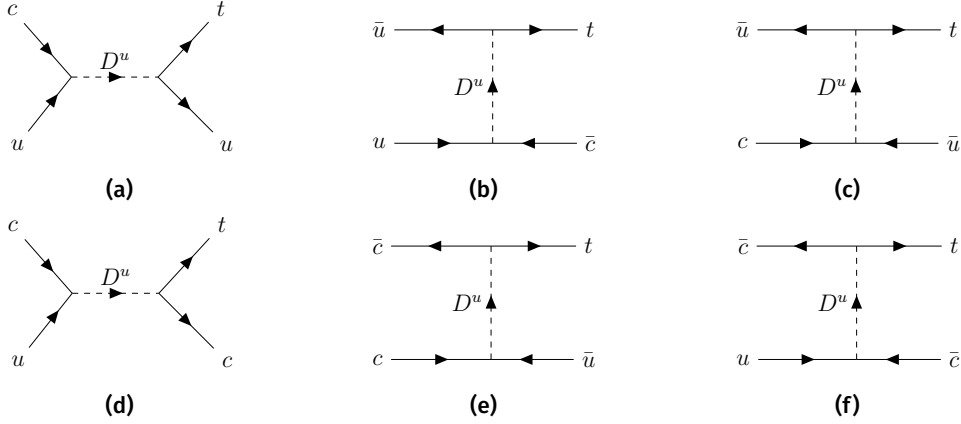


FIGURE 3.3 – Contributions du diquark D^u aux processus de production d'un seul quark top $pp \rightarrow t\bar{q}$.

dans l'échelle de l'incertitude^[117].

Donc, en faisant le ratio de ces valeurs $\sigma_{\text{NLO}}^{\text{MS}}(tq + \bar{t}q)$ avec la prédiction théorique du MS en premier ordre $\sigma_{\text{LO}}^{\text{MS}}(tq + \bar{t}q)$ calculé avec MadGraph, on a pu obtenir les facteurs K pour les processus considérés. Les valeurs obtenues sont $K = 1,13$ pour $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ et $K = 1,12$ pour $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$. Pour cette analyse, on a considéré les mêmes masses analysées auparavant dans la production du dijet, à savoir 600 GeV et 1 TeV, et on a réalisé les calculs pour tous les paires des couplages (x^u, y^u) variant entre 0,05 et 0,3 en pas de 0,05. Encore une fois, une interpolation cubique de ces valeurs a été réalisée en utilisant un code en Python développé à cet effet pour généraliser les résultats pour toute la région de l'espace de paramètres en question. Ces résultats seront présentés dans la Section 4.5.

Dans le but de trouver des limites plus restreintes, on a considéré les processus de STP dans un espace de phase réduit. En effet, si on déconsidère les processus avec valeurs de l'impulsion transverse p_T du quark t petits par rapport à la masse du diquark, les effets de la NP sur la section efficace seront accentués. Dans ce cas, on compare les prédictions théoriques avec les valeurs intégrées des mesures de la section efficace différentielle sur l'intervalle des p_T d'intérêt. Dans cette analyse, on a utilisé les mesures de la collaboration ATLAS pour les processus à $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ ^[116], en considérant deux intervalles $50 \text{ GeV} \leq p_T(t) \leq 300 \text{ GeV}$ et $100 \text{ GeV} \leq p_T(t) \leq 300 \text{ GeV}$. Après l'intégration sur ces intervalles, on a obtenu les valeurs expérimentales $\sigma(tq + \bar{t}q) =$

$47,7 \pm 2,5$ pb pour l'intervalle qui commence à 50 GeV et $\sigma(tq + \bar{t}q) = 16,1 \pm 1,5$ pb pour ce qui commence à 100 GeV.

Ces mesures expérimentales ont été comparées avec la prédiction théorique du modèle de diquark avec masse $M_D = 600$ GeV. Les calculs ont suivi la même méthode décrite auparavant, où on a calculé les valeurs de section efficace en premier ordre avec MadGraph pour les couplages (x^u, y^u) variant de 0,05 à 0,2 en pas de 0,01, suit d'une interpolation cubique. Pour approximer les valeurs à NLO, on a utilisé les facteurs K calculés avec le même processus d'intégration de section efficace différentielle cette fois-ci sur les prédictions du MS faites par la collaboration ATLAS^[125]. Les valeurs des facteurs K obtenu dans cette analyse était $K = 1,33$ pour l'intervalle qui commence à 50 GeV et $K = 1,53$ pour ce qui commence à 100 GeV. Ces résultats seront aussi présentés dans la Section 4.5 dans le prochain chapitre. Finalement, on note que l'analyse a été faite pour un diquark de masse $M_D = 1$ TeV, mais pour obtenir des contraintes significatives, il fallait inclure la région des impulsions plus élevée et ces données n'étaient pas disponible.

4 Résultats : LHC Constraints on Scalar Diquarks

Science is not about building a body of known ‘facts’. It is a method for asking awkward questions and subjecting them to a reality-check, thus avoiding the human tendency to believe whatever makes us feel good.

Terry Pratchett^[126]

Les résultats obtenus sont présentés sous forme d’un article publié dans la revue *Journal of High Energy Physics*^[127]. Dans ce qui suit, la nature des contributions de chaque auteur à ce travail est présentée.

Je déclare que j’ai été responsable du travail de révision bibliographique des mesures expérimentales utilisées, en plus des contributions pour la révision bibliographique des modèles de diquarks. J’ai réalisé l’implémentation numérique des modèles de diquark étudiés, les développements des codes pour automatiser les simulations et traiter les données ainsi que l’obtention des résultats à partir de l’analyse de ces données. En outre, j’ai été responsable de la création des figures de l’article, sauf la Figure 4.6. J’ai contribué à la rédaction des Sections 4.2, 4.3, 4.4 et 4.5 ainsi qu’à la révision générale de l’article. Pratishruti Saha et David London ont conjointement proposé l’idée du projet. Pratishruti Saha a contribué à la révision bibliographique des mesures expérimentales utilisées, avec l’expertise pour utiliser les logiciels et à l’analyse des résultats. De plus, elle a contribué à la révision générale de toutes les sections de l’article. David London

a été responsable de la révision bibliographique des modèles de diquark, la supervision générale du travail de recherche et l'analyse des résultats. Finalement, il a contribué à la rédaction des Sections 4.1 et 4.6 et le résumé, ainsi qu'à la révision générale de l'article.

LHC Constraints on Scalar Diquarks

Bruna Pascual-Dias^a, Pratishruti Saha^b and David London^a

^a Physique des Particules, Université de Montréal,
C.P. 6128, succ. centre-ville, Montréal, QC, Canada H3C 3J7

^b Harish-Chandra Research Institute,
Chhatnag Road, Jhansi, Allahabad - 211019, India

Abstract: A number of years ago, low-energy constraints on scalar diquarks, particles that couple to two quarks, were examined. It was found that the two most weakly-constrained diquarks are D^u and D^d , colour antitriplets that couple to $u_R^i u_R^j$ and $d_R^i d_R^j$, respectively. These diquarks have not been observed at the LHC. In this paper, we add the LHC measurements to the low-energy analysis, and find that the constraints are significantly improved. As an example, denoting x^u as the D^u coupling to the first and second generations, for $M_{D^u} = 600$ GeV, the low-energy constraint is $|x^u| \leq 14.4$, while the addition of the LHC dijet measurement leads to $|x^u| \leq 0.13\text{--}0.15$. Further improvements are obtained by adding the measurement of single top production with a p_T cut. These new constraints must be taken into account in making predictions for other low-energy indirect effects of diquarks.

4.1 Introduction

The Standard Model (SM) has been extremely successful in explaining almost all experimental measurements to date. However, for a variety of reasons – the hierarchy problem, dark matter, CP violation and the matter-antimatter asymmetry, etc. – it is generally believed that it is not complete. There must be physics beyond the SM. It was hoped that the LHC would produce new-physics (NP) particles directly, but so far

this has unfortunately not happened. The scale of NP may be above the present reach of the LHC.

Still, even if this is the case, all hope is not lost: one can also search for NP through indirect signals. (Indeed, there are currently indirect hints of NP in $b \rightarrow s\mu^+\mu^-$ and $b \rightarrow c\tau^-\bar{\nu}_\tau$ transitions^[24]) Of course, for a particular kind of NP, if one wants to examine how large the indirect effects can be in a given process, one must include the constraints on its mass and couplings derived from direct searches.

One possible type of NP is a diquark, a particle that couples to two quarks. A diquark can be a scalar or a vector, and transforms as a $\mathbf{6}$ or $\bar{\mathbf{3}}$ of $SU(3)_C$. In this paper, we focus on scalar diquarks. These appear in models with E_6 ^[25] or $SU(2)_L \times SU(2)_R \times SU(4)_C$ ^[51] symmetry, and in supersymmetry with R-parity violation^[26]. Studies of diquark phenomenology mostly fall into three categories: (i) the LHC discovery reach for scalar diquarks^[51–66], (ii) explanations of the Tevatron $t\bar{t}$ forward-backward asymmetry^[67–75], and (iii) contributions to $n-\bar{n}$ oscillations^[60,76–82]. Thus, there is a good deal of room to examine the effect of diquarks in other processes (for example, see Refs. [83–85]).

In 2011, Giudice, Gripaos and Sundrum (GGS)^[27] considered diquarks with sizeable flavour-dependent couplings to light quarks, and examined the low-energy constraints¹ from flavour-changing neutral currents, electric-dipole moments and neutral meson mixing. This was done for both the $\mathbf{6}$ and $\bar{\mathbf{3}}$ diquarks. They found that two types of diquark, both transforming as a $\bar{\mathbf{3}}$ under $SU(3)_C$, were rather immune to the constraints. That is, they could be rather light even while keeping reasonably large couplings. They are D^u and D^d , diquarks that couple to $u_R^i u_R^j$ and $d_R^i d_R^j$, respectively (here i and j are generation indices). They encouraged the search for these scalar diquarks at the LHC.

Now, we know that, to date, diquarks have not been observed at the LHC. But this does not exclude the possibility of measurable indirect effects in low-energy processes. As noted above, if one wants to predict how large such effects can be in a particular process, it is important to take into account the constraints from direct searches on the diquark's mass and couplings.

1. Other analyses have examined the constraints on diquarks from LEP data^[128] and flavour physics^[129].

With this in mind, in this paper we extend the GGS analysis to include the constraints from the LHC. These come in two types. First, there are the constraints from direct searches, which apply to both D^u and D^d . Second, there are indirect constraints on D^u due to its contribution to top-quark production. Processes that can potentially be important include the production of $t\bar{t}$, tt and single top production. We will show that the LHC constraints reduce the allowed parameter space of diquark masses and couplings compared to GGS.

We begin in Sec. 4.2 with a summary of the various scalar diquarks. The low-energy (GGS) constraints are reviewed in Sec. 4.3. Sec. 4.4 contains our analysis of the constraints from direct searches at the LHC. Constraints from single top production are examined in Sec. 4.5. We conclude in Sec. 4.6.

4.2 Scalar Diquarks

We consider the addition of a scalar diquark to the SM. This scalar diquark D has mass M_D , spin 0, and couples to a pair of quarks. Similar to the parametrization of Ref. [56], we write the interaction Lagrangian after electroweak symmetry breaking as

$$\mathcal{L} = \sqrt{2} \bar{K}_k^{ab} D^k \bar{q}_a^i \lambda_{ij} P_{L,R} q_b^{jC} + \text{h.c.} \quad (4.1)$$

Here $a, b \in \{1, 2, 3\}$ are colour indices, $i, j \in \{1, 2, 3\}$ are generation indices, $P_{L,R} \equiv (1 \mp \gamma^5)/2$ is the left- or right-chirality projection operator, and $q^C \equiv C \bar{q}^T$ is the conjugate quark field. Since it couples to two quarks, the diquark D^k transforms as a **6** or $\bar{\mathbf{3}}$ of $\text{SU}(3)_C$; the index k runs over the components of the representation (1 to 6 for a **6**, 1 to 3 for a $\bar{\mathbf{3}}$). The \bar{K}_k^{ab} are the $\text{SU}(3)_C$ Clebsch–Gordan coefficients coupling this representation to two **3**s. λ_{ij} is the coupling to the i and j generations. Note that the two quarks coupling to the diquark have the same chirality.

The Clebsch–Gordan coefficients K_{ab}^k for the **6** diquark representation are symmetric, while for the $\bar{\mathbf{3}}$ diquark representation the K_{ab}^k are antisymmetric. Given that a $\bar{\mathbf{3}}$ diquark is an antifundamental representation of $\text{SU}(3)_C$ [56], we can assign it a single colour index c . This allows us to write the Lagrangian for a $\bar{\mathbf{3}}$ diquark as

$$\mathcal{L}^{\bar{\mathbf{3}}} = \epsilon^{cab} D_c \bar{q}_a^i \lambda_{ij} P_{L,R} q_b^{jC} + \text{h.c.} \quad (4.2)$$

Name	$SU(3)_C$	$SU(2)_L$	$U(1)_Y$	Coupling
I	6	3	+1/3	$(Q_L Q_L)$
II	$\bar{\mathbf{3}}$	3	+1/3	$[Q_L Q_L]$
III	6	1	+1/3	$[Q_L Q_L], u_R d_R$
IV	$\bar{\mathbf{3}}$	1	+1/3	$(Q_L Q_L), u_R d_R$
V	6	1	+4/3	$(u_R u_R)$
VI $\equiv D^u$	$\bar{\mathbf{3}}$	1	+4/3	$[u_R u_R]$
VII	6	1	-2/3	$(d_R d_R)$
VIII $\equiv D^d$	$\bar{\mathbf{3}}$	1	-2/3	$[d_R d_R]$

Table 4.1 – Scalar diquarks classified by their charges under the SM gauge group. In the ‘Coupling’ column, parentheses indicate a symmetric coupling and square brackets indicate an antisymmetric coupling with respect to flavour indices^[27].

When two quarks combine to form a diquark, the symmetry of the combined state is directly dependent on the individual symmetries under $SU(3)_C$ and $SU(2)_L$. For instance, consider $Q_L Q_L$. Under $SU(3)_C$, the combination of two **3**s produces a **6** (symmetric) and a $\bar{\mathbf{3}}$ (antisymmetric). Under $SU(2)_L$, $\mathbf{2} \times \mathbf{2}$ yields a **3** (symmetric) and a **1** (antisymmetric). Thus, the state $(\bar{\mathbf{3}}, \mathbf{1})_{+1/3}$ of $SU(3)_C \times SU(2)_L$ is overall symmetric. Similarly, if one considers $u_R u_R$, the state $(\bar{\mathbf{3}}, \mathbf{1})_{+4/3}$ is antisymmetric.

The symmetry of the combined state under interchange of quarks has important implications for the couplings of the diquark. If the diquark state is antisymmetric under the exchange of two quarks, then the coupling to two quarks of the same flavour vanishes. As a consequence, we see that the antisymmetric diquarks only couple to pairs of quarks with different flavours. We thus see that the antisymmetry of the diquark state under the SM gauge group entails an antisymmetry under flavour^[27]. This antisymmetry has important consequences, as it implies that any flavour-changing diagram must involve all three generations of quarks^[27].

With this in mind, all possible scalar diquarks that couple to quarks within the SM can be classified by their charges under the SM gauge group $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ ^[27,59]. They are presented in Table 4.1, where we use the convention $Q = I_3 + Y$.

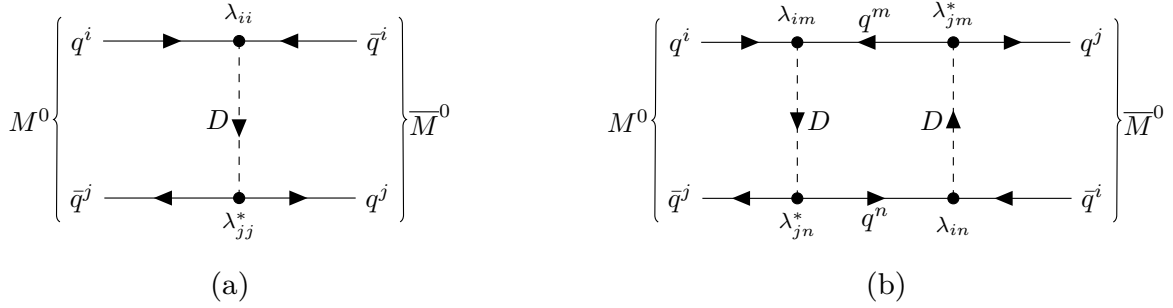


Figure 4.1 – Diquark contributions to M^0 - \bar{M}^0 mixing at (a) tree level and (b) one loop.

4.3 Low-energy Constraints

In Ref. [27], GGS worked out the low-energy constraints on these diquarks. We review their results in this section.

First, if one imposes only the $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$ gauge symmetry, diquarks can also have a dimension-four Yukawa-type coupling to a lepton and a quark^[130]. The presence of both diquark and leptoquark couplings would lead to proton decay^[27], and would of course place extremely stringent constraints on the diquarks' couplings and masses. This would essentially rule out any effects at the TeV scale and below. In order to avoid this, there must be an additional global symmetry, such as lepton number or baryon number, that forbids this leptoquark coupling.

Diquarks I, V and VII all contribute at tree level to the $\Delta F = 2$ process M^0 - \bar{M}^0 mixing ($M = K, D, B_d, B_s$) (see Fig. 4.1a). This leads to very strong constraints on these diquarks. The other diquarks contribute to meson mixing at one loop via a box diagram (see Fig. 4.1b). However, not all contributions are the same size. Consider diquark II. Since it couples only to left-handed quarks, there is also a box diagram in which one of the internal diquarks is replaced by a W . And since the W is considerably lighter than the D , this amplitude is larger than the analogous amplitude with two virtual diquarks, leading to stronger constraints on diquark II. As for diquarks III and IV, they couple to both left- and right-handed $u^i d^j$ pairs. This leads to non-chiral $\Delta F = 2$ operators which are greatly enhanced when compared to the chiral operators. Once again, this leads to stronger constraints on diquarks III and IV. This result holds even in the case where one of the couplings (left- or right-handed) dominates^[27].

The upshot is that, of the eight possible diquarks, two of them – VI $\equiv D^u$ and

Process	Bound (M_D/TeV)
Δm_K	$ \lambda_1^d \lambda_2^d \leq 4.6 \times 10^{-2}$
$B_d^0 - \bar{B}_d^0$ mixing	$ \lambda_1^d \lambda_3^d \leq 3.6 \times 10^{-2}$
$b \rightarrow s\gamma$	$\sqrt{ \lambda_2^d \lambda_3^d } \leq 1.8$
$b \rightarrow d\gamma$	$\sqrt{ \lambda_1^d \lambda_3^d } \leq 0.9$
R_b	$ \lambda_{1,2}^d \leq 24$
$B^\pm \rightarrow \phi\pi^\pm$	$\sqrt{ \lambda_1^d \lambda_3^d } \leq 0.1$
$D^0 - \bar{D}^0$ mixing	$ \lambda_1^u \lambda_2^u \leq 1.5 \times 10^{-2}$
A_c	$ \lambda_3^u \leq 24$

Table 4.2 – Bounds in units of M_D/TeV on the couplings of the diquarks D^d and D^u ^[27].

VIII $\equiv D^d$ – are more weakly constrained than the others. It is for this reason that GGS suggested that these scalar diquarks be searched for at the LHC. In this paper, we examine the additional constraints on these diquarks from the LHC using direct searches and measurements of top production.

The D^q diquark ($q = u, d$) couples to $q_R^i q_R^j$. Since it transforms as $(\bar{\mathbf{3}}, \mathbf{1})$ under $\text{SU}(3)_C \times \text{SU}(2)_L$, the coupling λ_{ij} is antisymmetric. In their analysis, GGS write this coupling as

$$\lambda_{ij}^q \equiv \epsilon_{ijk} \lambda_k^q \quad \Longrightarrow \quad \lambda^q = \begin{pmatrix} 0 & \lambda_3^q & -\lambda_2^q \\ -\lambda_3^q & 0 & \lambda_1^q \\ \lambda_2^q & -\lambda_1^q & 0 \end{pmatrix}. \quad (4.3)$$

The constraints on the λ_i^q come from a variety of processes. For real couplings, which we consider in our analysis, they are as follows. For λ_i^d , they include $K^0 - \bar{K}^0$ and $B_d^0 - \bar{B}_d^0$ mixing, $b \rightarrow s\gamma$ and $b \rightarrow d\gamma$, R_b , and $B^\pm \rightarrow \phi\pi^\pm$. For λ_i^u , there are only $D^0 - \bar{D}^0$ mixing and A_c (defined in terms of the coupling of the Z boson to charm quarks). The constraints from these various quantities are given in Table 4.2.

In our analysis, we distinguish between the couplings that involve only light quarks (first and second generations) and those involving the third generation of quarks (we

assume the couplings involving the first and third generations have the same magnitude as those involving the second and third generations). In the GGS convention, this corresponds to setting $\lambda_1^q = \lambda_2^q = y^q$ and $\lambda_3^q = x^q$. The coupling matrix is then given by

$$\lambda^q = \begin{pmatrix} 0 & x^q & -y^q \\ -x^q & 0 & y^q \\ y^q & -y^q & 0 \end{pmatrix}. \quad (4.4)$$

We can now translate the GGS bounds to our notation. For D^u , the bound from D^0 - \bar{D}^0 mixing yields $|y^u|^2 \leq 1.5 \times 10^{-2} (M_D/\text{TeV})$, or $|y^u| \leq 0.12 \sqrt{(M_D/\text{TeV})}$. The bound from the electroweak precision tests (A_c) is $|x^u| \leq 24 (M_D/\text{TeV})$. For D^d , the K^0 - \bar{K}^0 mass difference Δm_K imposes that $|y^d| \leq \sqrt{4.6 \times 10^{-2} (M_D/\text{TeV})}$. Similarly, the constraints from B_d^0 - \bar{B}_d^0 mixing require $|x^d y^d| \leq 3.6 \times 10^{-2} (M_D/\text{TeV})$.

In our analysis, we consider two diquark masses, $M_D = 600 \text{ GeV}$ and $M_D = 1 \text{ TeV}$. For these two masses, the constraints are ²

$$\begin{array}{ll} M_D = 600 \text{ GeV} & M_D = 1 \text{ TeV} \\ |y^u| \leq 0.09 , & |y^u| \leq 0.12 , \\ |x^u| \leq 14.4 , & |x^u| \leq 24 , \\ |y^d| \leq 0.17 , & |y^d| \leq 0.21 , \\ |x^d y^d| \leq 0.022 , & |x^d y^d| \leq 0.036 . \end{array} \quad (4.5)$$

4.4 LHC Constraints: Direct Searches

In this section, we obtain constraints on the diquark parameter space using measurements of dijet production at the LHC. In Ref. [101], the CMS Collaboration presents measurements of narrow dijet resonances at $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$. It is found that the data exclude the scalar diquarks in E_6 models^[25] with a coupling constant of electromagnetic strength for masses less than 7.2 TeV. This result is obtained from the model-independent observed 95% CL upper limits on the product $\sigma B A$ for quark-quark resonances. Here σ is the production cross section, B is the branching ratio for a dijet decay,

2. For $|x^d y^d|$, we consider the constraint from B_d^0 - \bar{B}_d^0 mixing, as the constraint from $B^\pm \rightarrow \phi \pi^\pm$, though apparently more stringent, involves additional theoretical assumptions^[27].

and A is the acceptance, which includes kinematic requirements of the dijet final state. The observed and expected values of σBA from Ref. [101] are presented in Fig. 4.2 as black dots and a red dashed line, respectively. Ref. [101] states that these limits can be directly compared to parton-level calculations of σBA without detector simulation.

In order to get constraints from direct searches, we compare these results with the predictions of σBA for the scalar diquarks D^u and D^d . These are obtained by calculating the leading-order (LO) cross section for the production process $pp \rightarrow D^{u,d}$, as well as the branching ratio for the decay of the corresponding diquark into light quarks, namely $BR(D^u \rightarrow uc)$ and $BR(D^d \rightarrow ds)$. The acceptance is calculated following the prescription in Ref. [101]. It is defined as $A = A_\Delta A_\eta$, where A_Δ is the acceptance of requiring $|\Delta\eta| < 1.3$ for the dijet system and A_η is the acceptance of also requiring $|\eta| < 2.5$ for each of the jets. Since we are considering scalar diquarks, which have isotropic decays, we set $A_\Delta = 0.57$ for all masses. For diquark masses less than 1.6 TeV, we set $A_\eta = 0.95$ to account for the decrease of acceptance in this lower mass range. For larger masses, A_η is set to 1. In summary, the acceptance for the low-mass range is set to $A = 0.54$ while for higher masses it is set to $A = 0.57$.

The calculations are performed using MadGraph5_amc@NLO version 2.7.2^[99] by implementing the NP alongside the SM with FeynRules^[95]. We base our implementation on the existing model file for triplet diquarks in the FeynRules model database^[98]. The parton distribution function (PDF) used is CTEQ6L1^[102] and both the renormalization and factorization scales are set to the diquark mass M_D . The LO cross section calculated by MadGraph5_amc@NLO is multiplied by an approximate NLO K factor ($K = 1.3$) based on the results of Ref. [56]. In all calculations, the requirements for the narrow-width approximation are satisfied: the Γ/M_D ratio is smaller than 2% for couplings up to 0.2 and it is smaller than 5% for couplings up to 0.3.

We begin by considering the case where all the diquark couplings are equal and of electromagnetic strength, $\lambda_{ij} = 0.3$, for masses ranging from 600 GeV to 8.1 TeV. The predicted values of σBA for both diquarks are presented in Fig. 4.2. We find the lower bounds on the masses to be $M_{D^u}, M_{D^d} \gtrsim 2.5$ TeV. The limits are nearly identical for D^u and D^d . This is expected. For each diquark, the production is dominated by one subprocess: $uc \rightarrow D^u$ and $ds \rightarrow D^d$. At the same time, the relative densities of the initial-state quarks inside the proton roughly follow the order $u > d > s > c$. The

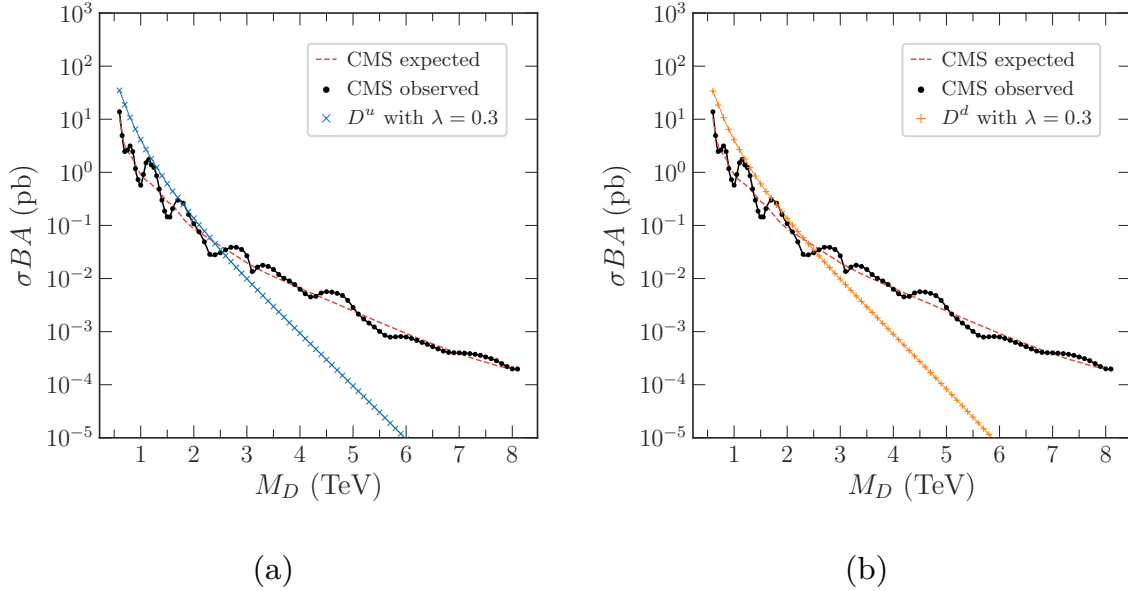


Figure 4.2 – Theoretical predictions of σ_{BA} for diquarks D^u (blue cross) and D^d (orange plus sign), for the case where all couplings are equal and of electromagnetic strength. Observed values at 95% CL (black dots) and expected values (red dashed line) from Ref. [101] are presented for comparison.

combination of the two effects means that the predictions for σ_{BA} are very similar in the two cases. The differences become more pronounced as we go to higher diquark masses.

Next, we explore the scenario where the light-quark couplings x^q and the third-generation couplings y^q are different. We consider two representative diquark masses of 600 GeV and 1 TeV, and perform a scan over the pair of couplings (x^q, y^q) , in which each coupling varies from 0.05 to 0.3 in steps of 0.01. For each pair, we calculate the corresponding prediction for σ_{BA} . A cubic interpolation is then performed in order to span the entire region of interest in the parameter space. The resulting values are compared to the observed upper limits obtained by CMS. It must be noted that, for coupling values lower than 0.05, the calculated partial width of the diquark is smaller than the QCD scale, meaning that a perturbative approach is no longer valid. For this reason we do not consider couplings less than 0.05.

The σ_{BA} predictions for D^u can be found in Fig. 4.3. We superpose the bounds

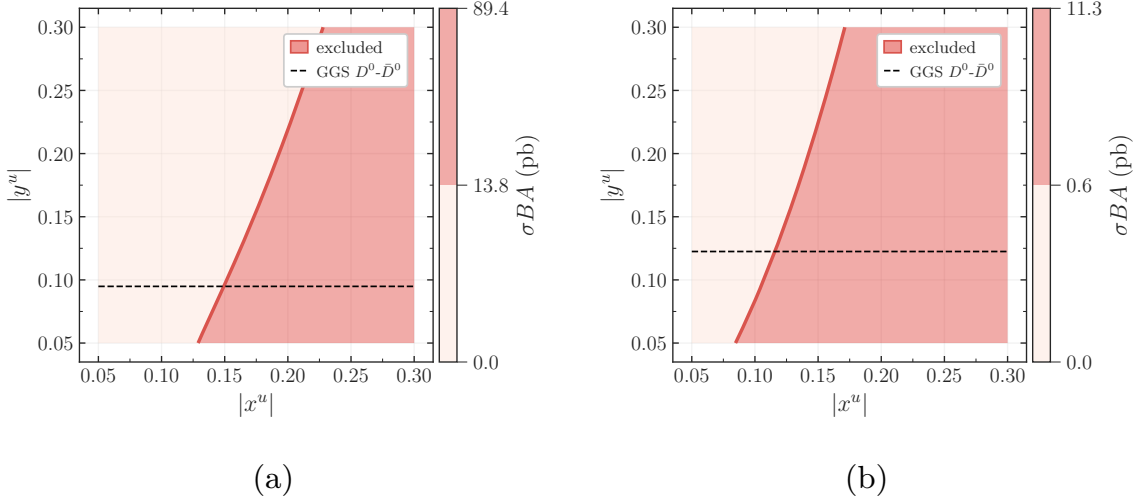


Figure 4.3 – Theoretical predictions of σBA for the D^u diquark with (a) $M_{D^u} = 600$ GeV and (b) $M_{D^u} = 1$ TeV for different values of the light-quark coupling $|x^u|$ and the third-generation coupling $|y^u|$. The observed 95% CL upper limit on $\sigma BA^{[101]}$ is indicated by the red solid line. The black dashed line denotes the GGS constraint on $|y^u|$ [Eq. (4.5)].

from GGS [Eq. (4.5)] (black dashed line). The region of parameter space above this line is excluded. We draw the bound on σBA from CMS (red solid line), so the region to the right of this line (dark shade of red) is excluded and the region to the left (light shade of red) is allowed. The net effect is that there is a considerable improvement over the GGS bounds. Specifically, there are new constraints on the coupling to lighter generations, $|x^u|$. For $M_{D^u} = 600$ GeV, $|x^u|$ must take values less than 0.13–0.15, while, for $M_{D^u} = 1$ TeV, this upper limit is 0.08–0.11. In both cases, the value of the upper limit on $|x^u|$ depends on the value of $|y^u|$.

For D^d , the σBA predictions are shown in Fig. 4.4. The GGS bounds [Eq. (4.5)] on $|x^d y^d|$ (black dashed line) and $|y^d|$ (black dotted line) are superposed, as is the σBA bound from CMS (red solid line). As above, the region to the right of this red solid line is excluded and the region to the left is allowed. Once again, we find a significant improvement over the GGS bounds: $|x^d| \leq 0.15$ – 0.17 ($M_{D^d} = 600$ GeV) and 0.09 – 0.13 ($M_{D^d} = 1$ TeV).

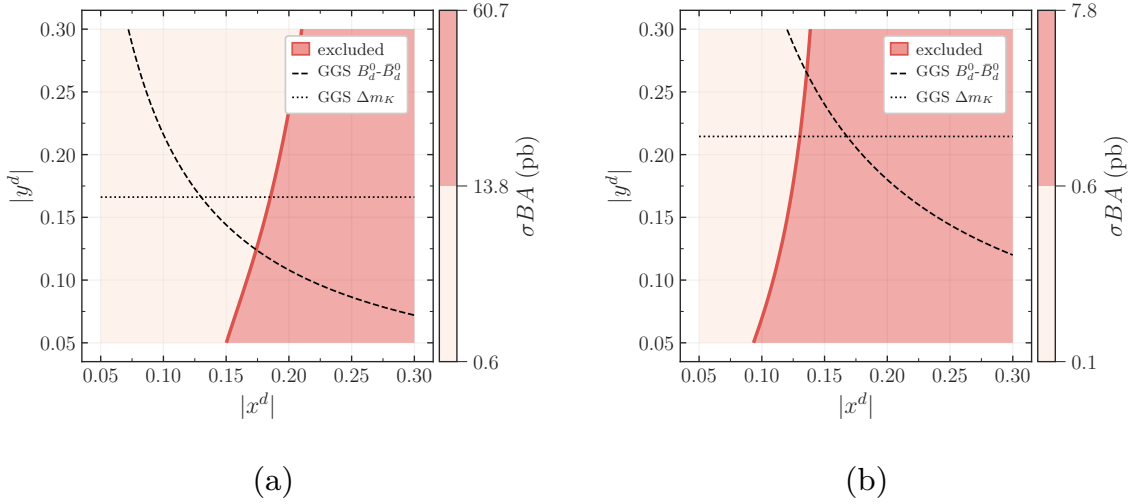


Figure 4.4 – Theoretical predictions of σBA for the D^d diquark (a) $M_{D^d} = 600$ GeV and (b) $M_{D^d} = 1$ TeV, for different values of the light-quark coupling $|x^d|$ and the third-generation coupling $|y^d|$. The observed 95% CL upper limit on σBA ^[101] is indicated by the red solid line. The black dashed line and black dotted line denote the GGS constraints on $|x^d y^d|$ and $|y^d|$, respectively [Eq. (4.5)].

4.5 LHC Constraints: Single Top Production

Further LHC constraints on diquarks can come from measurements of top-quark production. Processes potentially include the production of $t\bar{t}$ pairs, tt pairs, and single top production. These constraints are explored in this section. Note that here we are interested in obtaining an improvement over the constraints already obtained from the dijet channel.

Two points are immediately obvious. First, only the D^u diquark can contribute to these processes since the D^d diquark does not couple to top quarks. Thus, any constraints apply only to D^u . Second, because this diquark is an antisymmetric state, it cannot couple to two quarks of the same flavour. As a result, it does not contribute to tt production. This leaves us with $t\bar{t}$ and single top production.

Consider first the production of $t\bar{t}$ pairs. At the LHC, its cross-section is dominated by gluon-initiated processes. The remaining contributions arise from $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$ processes, which would include contributions from the D^u diquark. However, if we restrict to couplings allowed by the GGS and dijet data, we find that the diquark contribution

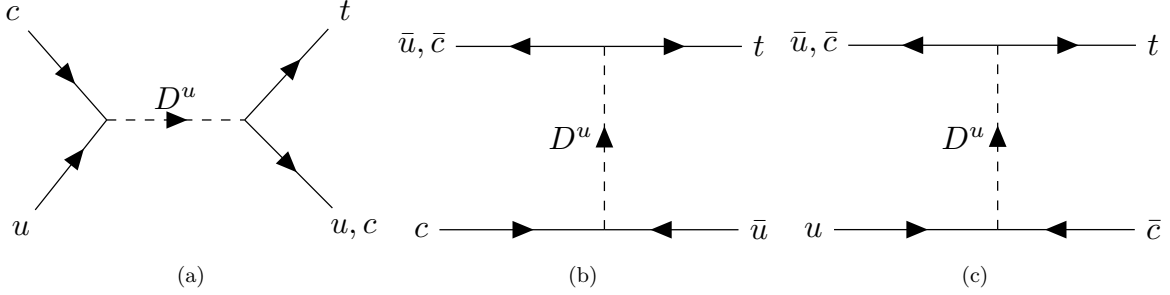


Figure 4.5 – Diquark contributions to single-top production in the t channel in pp collisions.

is overwhelmed by the SM contributions. For this reason, we are not able to obtain meaningful constraints from $t\bar{t}$ production measurements.

We now turn to single-top production (STP)^[131]. In the SM, this process occurs at LO via three modes: a t -channel process $q b \rightarrow q' t$ and an s -channel process $q \bar{q}' \rightarrow t \bar{b}$, both occurring through W -boson exchange, and a direct tW production. Of these, the dominant production mechanism at the LHC is via the t -channel. Indeed, this has been measured by both the ATLAS and the CMS Collaborations with greater precision than the other modes. Now, the D^u diquark can contribute at tree level to this STP mode, as shown in Fig. 4.5. Thus, by comparing the measured value of the cross section for this process with the predicted value including both the SM and NP, it is possible to put further constraints on the mass and couplings of the D^u diquark.

A summary of the measurements of the STP cross sections at the LHC is shown in Fig. 4.6. For the combined productions of t and \bar{t} quarks in the t channel, we have the following measurements: $\sigma(tq + \bar{t}q) = 89.6_{-6.3}^{+7.1}$ pb for $\sqrt{s} = 8$ TeV from ATLAS^[116] and $\sigma(tq + \bar{t}q) = 207 \pm 31$ pb for $\sqrt{s} = 13$ TeV from CMS^[109]. These must be compared to the SM prediction. The SM prediction of the t -channel STP cross section for pp collisions recommended by the ATLAS and CMS Collaborations^[117] is $\sigma_{\text{SM}}(tq + \bar{t}q) = 84.7_{-3.2}^{+3.8}$ pb at $\sqrt{s} = 8$ TeV and $\sigma_{\text{SM}}(tq + \bar{t}q) = 217_{-7.7}^{+9.0}$ pb at $\sqrt{s} = 13$ TeV. These are calculated for $m_t = 172.5$ GeV at next-to-leading order (NLO) in QCD using Hathor v2.1^[118,119]. The PDF and α_S uncertainties are calculated using the PDF4LHC prescription^[120] with the MSTW2008 68% CL NLO^[121,122], CT10 NLO^[123] and NNPDF2.3^[124] PDF sets, added in quadrature to the scale uncertainty^[117].

In order to put constraints on the D^u diquark, we calculate the LO cross section $\sigma_{\text{LO}}(tq + \bar{t}q)$ for the production of a t or \bar{t} accompanied by a light quark from a pp

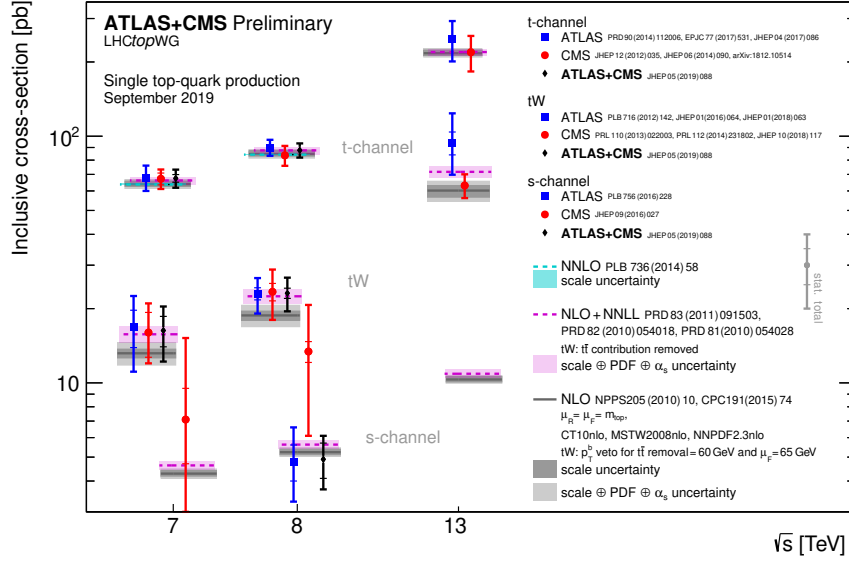


Figure 4.6 – Summary of the available single-top production cross-section measurements from the LHC^[115].

collision. These calculations are once again performed using MadGraph5_amc@NLO version 2.7.2^[99] by implementing the NP alongside the SM with FeynRules^[95]. We use the CTEQ6L1 PDF^[102] and both the renormalization and factorization scales are set to $m_t = 173$ GeV. In order to approximate higher-order QCD corrections, this value is then scaled with the corresponding K factors obtained from the NLO SM predictions, $K = \sigma_{\text{NLO}}^{\text{SM}}/\sigma_{\text{LO}}^{\text{SM}}$, which are $K = 1.13$ for $\sqrt{s} = 8$ TeV and $K = 1.12$ for $\sqrt{s} = 13$ TeV. In our analysis, we consider diquark masses of 600 GeV and 1 TeV, and we scan over the pair of couplings (x^u, y^u) , in which each coupling varies from 0.05 to 0.3 in steps of 0.05. Moreover, a cubic interpolation is performed in order to span the region of interest in the parameter space and to draw filled contour plots.

The predictions for the t -channel STP cross section at $\sqrt{s} = 8$ TeV and 13 TeV, for $M_{D^u} = 600$ GeV are shown in Fig. 4.7. The corresponding experimental measurement is drawn, as are the boundaries of the regions describing the 1σ , 2σ and 3σ deviations from the experimental central value. Constraints from GGS and from the direct searches described in Sec. 4.4 are also shown. We see that, at this stage, STP measurements do not lead to an improvement over the previously-obtained constraints, *i.e.*, those from GGS and dijet measurements. In fact, for $M_{D^u} = 1$ TeV, the predictions for $\sigma(tq + \bar{t}\bar{q})$

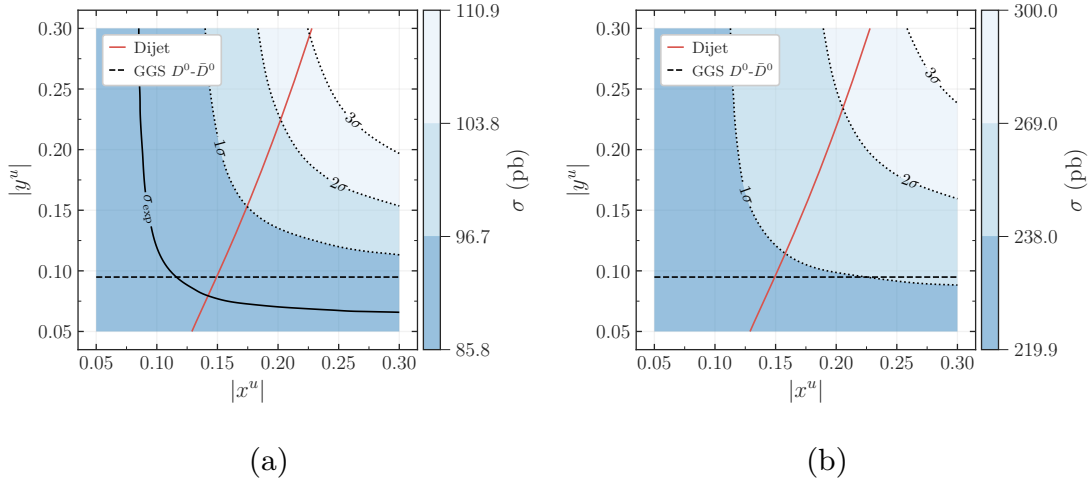


Figure 4.7 – Theoretical predictions of the total STP cross section σ including the contributions of the diquark D^u . Results are shown for $M_{D^u} = 600$ GeV at (a) $\sqrt{s} = 8$ TeV and (b) $\sqrt{s} = 13$ TeV. The central value σ_{exp} of the experimental measurement is shown (black solid line), as are the 1σ , 2σ and 3σ regions (black dotted lines). Constraints from $D^0-\bar{D}^0$ mixing (black dashed line)^[27] and direct searches (red solid line) (Sec. 4.4) are also included.

lie entirely within the 1σ region of the measurement, for all $|x^u|$ and $|y^u|$ considered. For this reason we do not include those plots here.

In order to improve upon the earlier constraints, we focus on a reduced phase space. To be specific, we consider two p_T intervals: $50 \text{ GeV} \leq p_T(t) \leq 300 \text{ GeV}$ and $100 \text{ GeV} \leq p_T(t) \leq 300 \text{ GeV}$. While these cuts can be easily implemented in MadGraph5_amc@NLO to obtain the theory SM+NP prediction, the corresponding measurements are not readily available. We use measurements of the differential cross section from ATLAS^[116] at $\sqrt{s} = 8$ TeV and integrate over a subset of the bins to obtain both the experimental central value and the uncertainties for each range of $p_T(t)$. We obtain 47.7 ± 2.5 pb for the interval starting at 50 GeV and 16.1 ± 1.5 pb for the one starting at 100 GeV. Furthermore, as our calculation in MadGraph5_amc@NLO is at LO, we need to obtain appropriate K factors to approximate the NLO contribution. We do this by carrying out the same integration procedure, this time on the SM prediction in the ATLAS analysis^[116,125]. Our LO results are then scaled up using K factors, namely $K = 1.33$ for the interval starting at 50 GeV and $K = 1.53$ for the interval starting at 100 GeV.

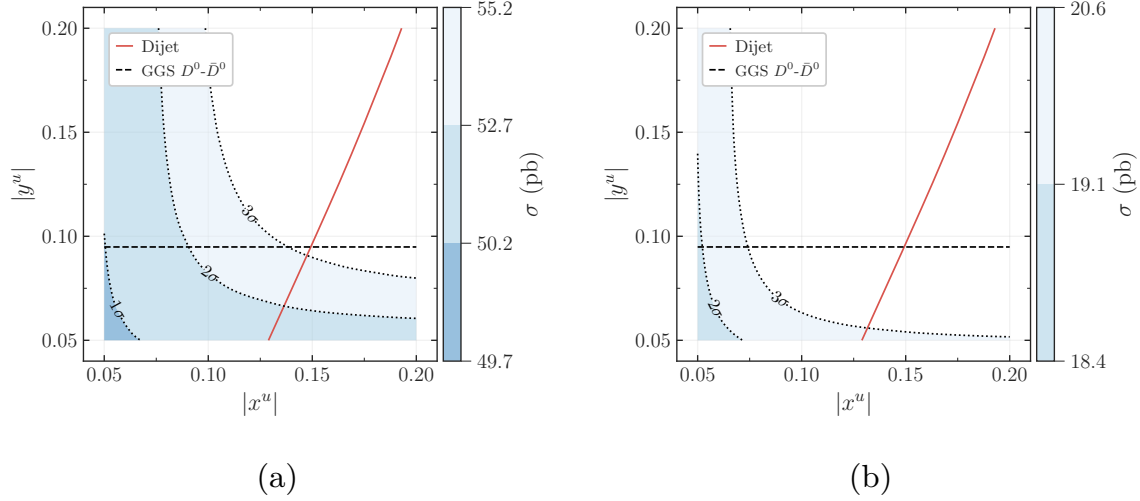


Figure 4.8 – Theoretical predictions of the total STP cross section σ at $\sqrt{s} = 8$ TeV including the contributions of the diquark D^u with $M_{D^u} = 600$ GeV. Results are shown for different top transverse momentum $p_T(t)$ intervals, where the minimum values for $p_T(t)$ are (a) 50 GeV and (b) 100 GeV, both having a maximum value of 300 GeV. The central value σ_{exp} of the experimental measurement is shown (black solid line), as are the 1σ , 2σ and 3σ regions (black dotted lines). Constraints from D^0 - \bar{D}^0 mixing (black dashed line)^[27] and direct searches (red solid line) from Sec. 4.4 are also included.

The theoretical predictions for the total STP cross section with $M_{D^u} = 600$ GeV and the aforementioned cuts on $p_T(t)$ are shown in Fig. 4.8. We have varied (x^u, y^u) from 0.05 to 0.2 in steps of 0.01. We now observe a reduction of the allowed region of coupling values compared to the allowed regions from the previously-discussed constraints. These results indicate that the consideration of cuts can indeed strengthen the constraints on the D^u diquark.

A similar analysis can be performed for $M_{D^u} = 1$ TeV. However, in order to obtain an improvement on the constraints, one would have to choose a different p_T interval, excluding more of the lower p_T region and including more of the higher p_T region. That is, measurements of the differential cross section up to higher values of p_T would be required. These are as yet unavailable. If they do become available in the future, for $\sqrt{s} = 8$ TeV and/or 13 TeV, it would be possible to obtain more stringent constraints on diquarks of masses 1 TeV and higher.

4.6 Conclusions

For a variety of reasons, it is generally believed that there must be physics beyond the SM. The clearest evidence of this NP would be if new particles were produced at high-energy colliders. Unfortunately, to date, direct searches at the LHC have not found any evidence of new particles. The other way of finding NP is through indirect searches: if the measurement of a low-energy process disagreed with the SM prediction, that would indicate the presence of NP. Suppose that such an indirect signal were seen. In order to check if a particular type of NP could be responsible, it would be necessary to (i) determine what mass and couplings of the NP particle are required to explain the indirect signal, and (ii) check whether such values of the mass and couplings are consistent with constraints from direct searches. In other words, as part of the program of indirect searches for NP, it is important to keep track of the direct-search constraints.

In this paper, we apply this to scalar diquarks, particles that couple to two quarks. There are eight different types of scalar diquarks. In Ref. [27], Giudice, Gripaio and Sundrum (GGS) found that the two most weakly-constrained diquarks are D^u and D^d , which both transform as a $\bar{\mathbf{3}}$ under $SU(3)_C$, and couple respectively to $u_R^i u_R^j$ and $d_R^i d_R^j$. To date, these diquarks have not been observed at the LHC. We therefore extend the GGS analysis to include the constraints from the LHC, focusing on two masses: $M_D = 600$ GeV and 1 TeV.

There are two types of LHC constraints. First, there are the measurements by the CMS Collaboration of narrow dijet resonances at $\sqrt{s} = 13$ TeV^[101] which apply to both D^u and D^d . We find that these measurements provide significant improvements on the GGS constraints. Here are some examples. We denote x^q as the D^q coupling to the first and second generations, and y^q as the D^q couplings to the first and third or second and third generations. For $M_D = 600$ GeV, GGS finds $|x^u| \leq 14.4$ and $|x^d y^d| \leq 0.022$ (with $|y^d| \leq 0.17$). The LHC dijet constraints imply $|x^u| \leq 0.13\text{--}0.15$ and $|x^d| \leq 0.15\text{--}0.17$.

The second constraint applies only to D^u , and arises from its indirect contribution to single top production. We find that, using only the cross section measurements (Fig. 4.6), there are no improvements on the above constraints. However, for $M_D = 600$ GeV, we find that the allowed region of $(|x^u|, |y^u|)$ parameter space can be significantly reduced by applying a p_T cut.

Finally, the reader may have wondered why we chose diquark masses of 600 GeV

and 1 TeV for our detailed analysis. So far, we have not addressed/explained this choice. On the other hand, by now it may have already become clear: our purpose was to demonstrate how the constraints on the diquark parameter space can be improved using data from dijet and STP measurements. We chose diquark masses for which this demonstration was possible with the existing experimental data. The LHC will run for several more years, and additional data, particularly for STP in the high p_T region, can be used in the future to improve and extend the limits obtained here.

Acknowledgments: We thank J.-F. Arguin for useful discussions. This work was financially supported by NSERC of Canada (BPD, DL). The work of PS was supported by the Department of Science and Technology, India, under the INSPIRE Faculty Scheme Grant No. IFA14-PH-105.

Conclusion

Le Modèle standard de la physique des particules (MS) est le cadre théorique qui décrit les particules fondamentales et leurs interactions. Malgré ses nombreux succès expérimentaux, il y a des évidences pour croire qu'il n'est pas complet. Alors, des études phénoménologiques des modèles impliquant la physique au-delà du MS sont une partie importante de la recherche contemporaine en physique de particules. Telles analyses nous permettent d'évaluer la plausibilité d'une nouvelle particule, de sorte à guider les recherches expérimentales capables de la découvrir ou la rejeter au complet. Pour cette raison, l'établissement des contraintes à partir des données expérimentales contemporaines joue un rôle important dans le développement des modèles de l'avenir.

Dans ce contexte, on considère l'addition au MS d'une particule scalaire se couplant à deux quarks, le *diquark scalaire*. Sa participation dans des processus hadroniques a permis à Giudice, Gripaio et Sundrum (GGS) d'obtenir des contraintes sur ce modèle à partir des processus à basse énergie^[27]. Suite à leur analyse, les diquarks plus viables sont ceux qui se couplent de manière antisymétrique à deux quarks droitiers du type up ou du type down, respectivement les diquarks D^u et D^d . En effet, les contraintes obtenues par GGS à basse énergie les rendent accessibles dans les collisionneurs contemporains comme le Grand collisionneur d'hadrons (LHC) au CERN.

Cela dit, l'objectif de ce travail a été d'obtenir des limites plus restreintes aux paramètres des modèles de diquarks D^q , où $q = u, d$, en utilisant des données expérimentales récentes obtenues dans le LHC. Au-delà de leurs masses M_D , ces paramètres incluent les couplages x^q avec les quarks légers, plus précisément de première et deuxième générations, ainsi que leurs couplages y^q avec les quarks de troisième génération. D'abord, notre analyse a considéré les mesures expérimentales pour la production du dijet à $\sqrt{s} = 13$ TeV par la collaboration CMS^[101], de sorte à sonder de façon directe la pro-

duction de la particule en résonance. Ensuite, la contribution indirecte de ces diquarks à la section efficace de la production d'un seul quark top a été évaluée, en considérant les mesures expérimentales à $\sqrt{s} = 8$ TeV réalisées par la collaboration ATLAS^[116] et les mesures à $\sqrt{s} = 13$ TeV réalisés par la collaboration CMS^[109].

Les données de production du dijet obtenus par la collaboration CMS^[101] à une énergie de centre de masse de $\sqrt{s} = 13$ TeV permettent une comparaison directe avec les prédictions théoriques au niveau de partons. Suite à notre analyse, on a pu obtenir des contraintes plus restrictives que ces disponibles dans la littérature. En particulier, on souligne les résultats pour les diquarks D^u et D^d de masse $M_D = 600$ GeV, pour lesquels on a établi les limites $|x^u| \leq 0,13-0,15$ et $|x^d| \leq 0,15-0,17$, respectivement.

Ensuite, on a sondé l'influence du diquark D^u dans la section efficace du processus de production d'un seul quark top, un processus pour lequel le diquark D^d ne contribue pas. Pour cela, on a d'abord considéré la contribution d'un diquark de 600 GeV aux processus avec une énergie de centre de masse de $\sqrt{s} = 8$ TeV et $\sqrt{s} = 13$ TeV mesurés par les collaborations ATLAS^[116] et CMS^[109], respectivement. La comparaison des prédictions théoriques pour la section efficace totale combinée des processus $pp \rightarrow tq$ et $pp \rightarrow \bar{t}q$ avec les données expérimentales disponibles a démontré qu'il y a encore d'espace pour la viabilité de ce diquark, étant donné que la section efficace théorique est à 1σ de la valeur expérimentale centrale mesurée. Dans le but d'établir des contraintes plus restreintes, une réduction de l'espace de phase a été considérée aussi. Cette fois-ci, on a utilisé les valeurs de section efficace différentielle disponible à 8 TeV^[116] et on a démontré qu'une réduction de l'intervalle du moment transverse p_T du quark top considéré nous permette de restreindre encore plus la viabilité de ce modèle.

Cependant, il est important de noter que notre analyse n'utilise que les valeurs expérimentales déjà publiées, et donc possède un caractère de preuve de concept. Parmi ces limitations, on souligne, par exemple, l'utilisation des facteurs K pour approximer les valeurs de section efficace à ordres supérieurs, étant donné que cette approximation ne considère pas des contributions de nouvelle physique à ordre supérieures. Une autre limitation de notre étude est la réalisation d'une analyse au niveau des partons avec les données expérimentales de production d'un seul quark top sans considérer, par exemple, la simulation du détecteur. Néanmoins, les mesures de production du dijet utilisées pour trouver les nouvelles contraintes présentées dans ce travail permettent la comparaison

directe avec les prédictions théoriques selon l'analyse effectuée par la collaboration CMS^[101]. Finalement, on précise qu'un choix de minimiser les hypothèses théoriques a été fait dans ce travail et les limites préexistantes avec lesquelles on compare nos résultats satisfont à cette consigne.

Tout bien considéré, on présente nos résultats avec l'intention d'évaluer la viabilité des modèles des diquarks scalaires D^u et D^d . D'autres processus hadroniques peuvent aussi être utilisés afin de consolider ou exclure ces modèles des diquarks scalaires et leurs études sont encouragées. Notamment, une analyse à la contribution des diquarks dans les désintégrations des mésons B peut présenter une opportunité d'expliquer certaines anomalies^[24]. De plus, on a démontré que des réductions de l'espace de phase en considérant des coupures dans la valeur du moment transverse p_T permettent un meilleur sondage des modèles de nouvelle physique et donc cette considération peut servir de motivation pour des études futures.

Bibliographie

- [1] S. L. Glashow, « Partial-symmetries of weak interactions », *Nuclear Physics* **22**, 579 (1961).
- [2] S. Weinberg, « A Model of Leptons », *Physical Review Letters* **19**, 1264 (1967).
- [3] A. Salam, « Weak and electromagnetic interactions », *Conf. Proc. C* **680519**, 367 (1968).
- [4] S. L. Glashow, J. Iliopoulos and L. Maiani, « Weak Interactions with Lepton-Hadron Symmetry », *Physical Review D* **2**, 1285 (1970).
- [5] C. Bouchiat, J. Iliopoulos and P. Meyer, « An anomaly-free version of Weinberg's model », *Physics Letters B* **38**, 519 (1972).
- [6] T. Aoyama, M. Hayakawa, T. Kinoshita and M. Nio, « Tenth-order electron anomalous magnetic moment: Contribution of diagrams without closed lepton loops », *Physical Review D* **91**, 033006 (2015).
- [7] M. Tanabashi et al., « Review of Particle Physics », *Physical Review D* **98**, 030001 (2018).
- [8] D. J. Gross and F. Wilczek, « Ultraviolet Behavior of Non-Abelian Gauge Theories », *Physical Review Letters* **30**, 1343 (1973).
- [9] H. D. Politzer, « Reliable Perturbative Results for Strong Interactions? », *Physical Review Letters* **30**, 1346 (1973).
- [10] D. J. Gross, « Asymptotic Freedom », *Physics Today* **40**, 39 (1987).
- [11] F. Englert and R. Brout, « Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons », *Physical Review Letters* **13**, 321 (1964).

- [12] P. W. Higgs, « Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons », *Physical Review Letters* **13**, 508 (1964).
- [13] G. S. Guralnik, C. R. Hagen and T. W. B. Kibble, « Global Conservation Laws and Massless Particles », *Physical Review Letters* **13**, 585 (1964).
- [14] ATLAS Collaboration, « Observation of a new particle in the search for the Standard Model Higgs boson with the ATLAS detector at the LHC », *Physics Letters B* **716**, 1 (2012), [arXiv:1207.7214 \[hep-ex\]](#).
- [15] CMS Collaboration, « Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC », *Physics Letters B* **716**, 30 (2012), [arXiv:1207.7235 \[hep-ex\]](#).
- [16] M. Thomson, *Modern Particle Physics* (Cambridge University Press, 2013), ISBN: 978-1-107-03426-6.
- [17] R. N. Cahn, « The eighteen arbitrary parameters of the standard model in your everyday life », *Reviews of Modern Physics* **68**, 951 (1996).
- [18] J. L. Feng, « Naturalness and the Status of Supersymmetry », *Annual Review of Nuclear and Particle Science* **63**, 351 (2013).
- [19] J. G. de Swart, G. Bertone and J. van Dongen, « How dark matter came to matter », *Nature Astronomy* **1**, 0059 (2017), [arXiv:1703.00013 \[astro-ph.CO\]](#).
- [20] G. Bertone and D. Hooper, « History of dark matter », *Reviews of Modern Physics* **90**, 045002 (2018), [arXiv:1605.04909 \[astro-ph.CO\]](#).
- [21] J. P. Miller, E. d. Rafael and B. L. Roberts, « Muon ($g - 2$): experiment and theory », *Reports on Progress in Physics* **70**, 795 (2007).
- [22] F. Jegerlehner and A. Nyffeler, « The Muon $g - 2$ », *Physics Reports* **477**, 1 (2009), [arXiv:0902.3360 \[hep-ph\]](#).
- [23] J. P. Miller, R. Eduardo de, B. L. Roberts and D. Stöckinger, « Muon ($g - 2$): Experiment and Theory », *Annual Review of Nuclear and Particle Science* **62**, 237 (2012).
- [24] D. London, « Anomalies in B Decays: A Sign of New Physics? », (2019), [arXiv:1911.06238 \[hep-ph\]](#).

- [25] J. Hewett, « Low-energy phenomenology of superstring-inspired E_6 models », *Physics Reports* **183**, 193 (1989).
- [26] R. Barbier et al., « R-Parity-violating supersymmetry », *Physics Reports* **420**, 1 (2005), [arXiv:hep-ph/0406039](https://arxiv.org/abs/hep-ph/0406039).
- [27] G. F. Giudice, B. Gripaios and R. Sundrum, « Flavourful production at hadron colliders », *Journal of High Energy Physics* **2011**, 55 (2011), [arXiv:1105.3161 \[hep-ph\]](https://arxiv.org/abs/1105.3161).
- [28] R. P. Feynman, R. B. Leighton and M. L. Sands, *The Feynman Lectures on Physics*, Vol. I (Basic Books, New York, 2011), ISBN: 978-0-465-04085-8, <https://www.feynmanlectures.caltech.edu/>.
- [29] R. Brown, « XXVII. A brief account of microscopical observations made in the months of June, July and August 1827, on the particles contained in the pollen of plants; and on the general existence of active molecules in organic and inorganic bodies », *The Philosophical Magazine* **4**, 161 (1828).
- [30] A. Einstein, « Über die von der molekularkinetischen Theorie der Wärme geforderte Bewegung von in ruhenden Flüssigkeiten suspendierten Teilchen », *Annalen der Physik* **322**, 549 (1905).
- [31] J. J. Thomson, « XL. Cathode Rays », *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* **44**, 293 (1897).
- [32] H. Geiger and E. Marsden, « On a diffuse reflection of the α -particles », *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character* **82**, 495 (1909).
- [33] H. Geiger, « The scattering of α -particles by matter », *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character* **83**, 492 (1910).
- [34] E. Rutherford, « LXXIX. The scattering of α particles by matter and the structure of the atom », *The London, Edinburgh, and Dublin Philosophical Magazine and Journal of Science* **21**, 669 (1911).

- [35] J. Cockcroft and E. Walton, « Experiments with high velocity positive ions. — (I) Further developments in the method of obtaining high velocity positive ions », *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character* **136**, 619 (1932).
- [36] J. Cockcroft and E. Walton, « Experiments with high velocity positive ions. II. — The disintegration of elements by high velocity protons », *Proceedings of the Royal Society of London. Series A, Containing Papers of a Mathematical and Physical Character* **137**, 229 (1932).
- [37] E. O. Lawrence and M. S. Livingston, « The Production of High Speed Light Ions Without the Use of High Voltages », *Physical Review* **40**, 19 (1932).
- [38] P. W. Anderson, « Plasmons, Gauge Invariance, and Mass », *Physical Review* **130**, 439 (1963).
- [39] D. T. Lawson et al., « Attenuation of Zero Sound and the Low-Temperature Transitions in Liquid ^3He », *Physical Review Letters* **30**, 541 (1973).
- [40] D. N. Paulson, R. T. Johnson and J. C. Wheatley, « Propagation of Collisionless Sound in Normal and Extraordinary Phases of Liquid ^3He below 3 mK », *Physical Review Letters* **30**, 829 (1973).
- [41] P. B. Littlewood and C. M. Varma, « Gauge-Invariant Theory of the Dynamical Interaction of Charge Density Waves and Superconductivity », *Physical Review Letters* **47**, 811 (1981).
- [42] D. Pekker and C. Varma, « Amplitude/Higgs Modes in Condensed Matter Physics », *Annual Review of Condensed Matter Physics* **6**, 269 (2015).
- [43] M. E. Peskin and D. V. Schroeder, *An Introduction to Quantum Field Theory* (Addison-Wesley Pub. Co, Reading, 1995), ISBN: 978-0-201-50397-5.
- [44] C. G. Tully, *Elementary Particle Physics in a Nutshell* (Princeton University Press, 2011), ISBN: 978-0-691-13116-0.
- [45] C. Quigg, *Gauge Theories of the Strong, Weak, and Electromagnetic Interactions*, 2nd ed. (Princeton University Press, 2013), ISBN: 978-0-691-13548-9.

-
- [46] S. Braibant, G. Giacomelli and M. Spurio, *Particles and Fundamental Interactions: an Introduction to Particle Physics*, Undergraduate lecture notes in physics (Springer, Dordrecht ; New York, 2012), ISBN: 978-94-007-2463-1.
- [47] A. Seiden, *Particle Physics: A Comprehensive Introduction* (Addison Wesley, San Francisco, 2005), ISBN: 978-0-8053-8736-0.
- [48] P. Langacker, *The Standard Model and Beyond*, 2nd ed., Series in high energy physics, cosmology and gravitation (CRC Press, Taylor & Francis Group, Boca Raton, 2017), ISBN: 978-1-4987-6321-9.
- [49] ETM Collaboration, « Strange and charm HVP contributions to the muon ($g-2$) including QED corrections with twisted-mass fermions », *Journal of High Energy Physics* **2017**, 157 (2017).
- [50] D. Adams, *The Restaurant at the End of the Universe*, The Hitchhiker's Guide to the Galaxy 2 (Pan Original, London, 1980), ISBN: 978-0-330-26213-2.
- [51] R. N. Mohapatra, N. Okada and H.-B. Yu, « Diquark Higgs bosons at the CERN LHC », *Physical Review D* **77**, 011701 (2008), [arXiv:0709.1486 \[hep-ph\]](#).
- [52] H. Tanaka and I. Watanabe, « Color sextet quark productions at hadron colliders », *International Journal of Modern Physics A* **07**, 2679 (1992).
- [53] S. Atağ, O. Çakır and S. Sultansoy, « Resonance production of diquarks at the CERN LHC », *Physical Review D* **59**, 015008 (1998).
- [54] O. Çakır and M. Şahin, « Resonant production of diquarks at high energy pp , ep and e^+e^- colliders », *Physical Review D* **72**, 115011 (2005), [arXiv:hep-ph/0508205](#).
- [55] C.-R. Chen, W. Klemm, V. Rentala and K. Wang, « Color sextet scalars at the CERN Large Hadron Collider », *Physical Review D* **79**, 054002 (2009), [arXiv:0811.2105 \[hep-ph\]](#).
- [56] T. Han, I. Lewis and T. McElmurry, « QCD corrections to scalar diquark production at hadron colliders », *Journal of High Energy Physics* **2010**, 123 (2010), [arXiv:0909.2666 \[hep-ph\]](#).
- [57] I. Gogoladze, Y. Mimura, N. Okada and Q. Shafi, « Color triplet diquarks at the LHC », *Physics Letters B* **686**, 233 (2010), [arXiv:1001.5260 \[hep-ph\]](#).

- [58] E. L. Berger et al., « Color Sextet Scalars in Early LHC Experiments », *Physical Review Letters* **105**, 181802 (2010), [arXiv:1005.2622 \[hep-ph\]](#).
- [59] T. Han, I. Lewis and Z. Liu, « Colored resonant signals at the LHC: largest rate and simplest topology », *Journal of High Energy Physics* **2010**, 85 (2010), [arXiv:1010.4309 \[hep-ph\]](#).
- [60] I. Baldes, N. F. Bell and R. R. Volkas, « Baryon number violating scalar diquarks at the LHC », *Physical Review D* **84**, 115019 (2011), [arXiv:1110.4450 \[hep-ph\]](#).
- [61] P. Richardson and D. Winn, « Simulation of sextet diquark production », *The European Physical Journal C* **72**, 1862 (2012), [arXiv:1108.6154 \[hep-ph\]](#).
- [62] D. Karabacak, S. Nandi and S. K. Rai, « Diquark resonance and single top production at the Large Hadron Collider », *Physical Review D* **85**, 075011 (2012), [arXiv:1201.2917 \[hep-ph\]](#).
- [63] M. Kohda, H. Sugiyama and K. Tsumura, « Lepton number violation at the LHC with leptoquark and diquark », *Physics Letters B* **718**, 1436 (2013), [arXiv:1210.5622 \[hep-ph\]](#).
- [64] R. S. Chivukula, P. Ittisamai, K. Mohan and E. H. Simmons, « Color discriminant variable and scalar diquarks at the LHC », *Physical Review D* **92**, 075020 (2015), [arXiv:1507.06676 \[hep-ph\]](#).
- [65] Y. C. Zhan et al., « Threshold resummation for the production of a color sextet (antitriplet) scalar at the LHC », *The European Physical Journal C* **74**, 2716 (2014), [arXiv:1305.5152 \[hep-ph\]](#).
- [66] Z. L. Liu et al., « Transverse momentum resummation for color sextet and antitriplet scalar production at the LHC », *The European Physical Journal C* **74**, 2771 (2014), [arXiv:1307.4341 \[hep-ph\]](#).
- [67] J. Shu, T. M. P. Tait and K. Wang, « Explorations of the top quark forward-backward asymmetry at the Tevatron », *Physical Review D* **81**, 034012 (2010), [arXiv:0911.3237 \[hep-ph\]](#).
- [68] I. Doršner, S. Fajfer, J. F. Kamenik and N. Košnik, « Light colored scalars from grand unification and the forward-backward asymmetry in $t\bar{t}$ production », *Physical Review D* **81**, 055009 (2010), [arXiv:0912.0972 \[hep-ph\]](#).

-
- [69] I. Doršner, S. Fajfer, J. F. Kamenik and N. Košnik, « Light colored scalar as messenger of up-quark flavor dynamics in grand unified theories », *Physical Review D* **82**, 094015 (2010), [arXiv:1007.2604 \[hep-ph\]](#).
- [70] A. Arhrib, R. Benbrik and C.-H. Chen, « Forward-backward asymmetry of the top quark in diquark models », *Physical Review D* **82**, 034034 (2010), [arXiv:0911.4875 \[hep-ph\]](#).
- [71] Z. Ligeti, G. M. Tavares and M. Schmaltz, « Explaining the $t\bar{t}$ forward-backward asymmetry without dijet or flavor anomalies », *Journal of High Energy Physics* **2011**, 109 (2011), [arXiv:1103.2757 \[hep-ph\]](#).
- [72] K. Hagiwara and J. Nakamura, « Diquark contributions to top quark charge asymmetry at the Tevatron and LHC », *Journal of High Energy Physics* **2013**, 100 (2013), [arXiv:1205.5005 \[hep-ph\]](#).
- [73] B. C. Allanach and K. Sridhar, « R -parity violating supersymmetric explanation for the large $t\bar{t}$ forward-backward asymmetry », *Physical Review D* **86**, 075016 (2012), [arXiv:1205.5170 \[hep-ph\]](#).
- [74] G. Dupuis and J. M. Cline, « Top quark forward-backward asymmetry in R -parity violating supersymmetry », *Journal of High Energy Physics* **2013**, 58 (2013), [arXiv:1206.1845 \[hep-ph\]](#).
- [75] C. Han et al., « Two-Higgs-doublet model with a color-triplet scalar: a joint explanation for top-quark forward–backward asymmetry and Higgs decay to diphoton », *The European Physical Journal C* **73**, 2664 (2013), [arXiv:1212.6728 \[hep-ph\]](#).
- [76] R. N. Mohapatra and R. E. Marshak, « Local $B - L$ Symmetry of Electroweak Interactions, Majorana Neutrinos, and Neutron Oscillations », *Physical Review Letters* **44**, 1316 (1980).
- [77] K. S. Babu, P. S. B. Dev and R. N. Mohapatra, « Neutrino mass hierarchy, neutron-antineutron oscillation from baryogenesis », *Physical Review D* **79**, 015017 (2009), [arXiv:0811.3411 \[hep-ph\]](#).

- [78] M. A. Ajaib, I. Gogoladze, Y. Mimura and Q. Shafi, « Observable n - \bar{n} oscillations with new physics at the LHC », *Physical Review D* **80**, 125026 (2009), [arXiv:0910.1877 \[hep-ph\]](#).
- [79] P.-H. Gu and U. Sarkar, « Baryogenesis and neutron–antineutron oscillation at TeV », *Physics Letters B* **705**, 170 (2011), [arXiv:1107.0173 \[hep-ph\]](#).
- [80] K. Babu and R. Mohapatra, « Coupling unification, GUT scale baryogenesis and neutron–antineutron oscillation in SO(10) », *Physics Letters B* **715**, 328 (2012), [arXiv:1206.5701 \[hep-ph\]](#).
- [81] J. M. Arnold, B. Fornal and M. B. Wise, « Simplified models with baryon number violation but no proton decay », *Physical Review D* **87**, 075004 (2013), [arXiv:1212.4556 \[hep-ph\]](#).
- [82] K. S. Babu, P. S. Bhupal Dev, E. C. F. S. Fortes and R. N. Mohapatra, « Post-sphaleron baryogenesis and an upper limit on the neutron-antineutron oscillation time », *Physical Review D* **87**, 115019 (2013), [arXiv:1303.6918 \[hep-ph\]](#).
- [83] N. B. Beaudry et al., « The $B \rightarrow \pi K$ puzzle revisited », *Journal of High Energy Physics* **2018**, 74 (2018), [arXiv:1709.07142 \[hep-ph\]](#).
- [84] C.-H. Chen and T. Nomura, « Left-handed color-sextet diquark in the kaon system », *Physical Review D* **99**, 115006 (2019), [arXiv:1811.02315 \[hep-ph\]](#).
- [85] P. S. B. Dev, R. Mohanta, S. Patra and S. Sahoo, « Unified explanation of flavor anomalies, radiative neutrino mass and ANITA anomalous events in a vector leptoquark model », (2020), [arXiv:2004.09464 \[hep-ph\]](#).
- [86] K. Abe et al., « Search for proton decay via $p \rightarrow e^+\pi^0$ and $p \rightarrow \mu^+\pi^0$ in 0.31 megaton \cdot years exposure of the Super-Kamiokande water Cherenkov detector », *Physical Review D* **95**, 012004 (2017).
- [87] U. Nierste, « Three Lectures on Meson Mixing and CKM phenomenology », (2009), [arXiv:0904.1869 \[hep-ph\]](#).
- [88] M. Planck, *Scientific Autobiography and Other Papers* (Philosophical Library, United Kingdom, 1949), ISBN: 978-0-8065-3075-8.
- [89] European Strategy Group, *2020 Update of the European Strategy for Particle Physics* (Geneva : CERN Council, 2020), ISBN: 978-92-9083-575-2.

-
- [90] Richard Feynman, « The Behavior of Hadron Collisions at Extreme Energies », in *High energy collisions: Third International Conference held at State University of New York, Stony Brook, September 5 and 6, 1969* (Gordon & Breach, New York, 1969), pp. 237–249, ISBN: 978-0-677-13950-0.
- [91] J. J. Ethier and E. R. Nocera, « Parton Distributions in Nucleons and Nuclei », *Annual Review of Nuclear and Particle Science* **70** (2020).
- [92] ATLAS Collaboration, « Search for new resonances in mass distributions of jet pairs using 139 fb^{-1} of pp collisions at $\sqrt{s} = 13 \text{ TeV}$ with the ATLAS detector », *Journal of High Energy Physics* **2020**, 145 (2020), arXiv:1910.08447 [hep-ex].
- [93] N. D. Christensen and C. Duhr, « FeynRules - Feynman rules made easy », *Computer Physics Communications* **180**, 1614 (2009), arXiv:0806.4194.
- [94] T. Stelzer and W. Long, « Automatic generation of tree level helicity amplitudes », *Computer Physics Communications* **81**, 357 (1994), arXiv:hep-ph/9401258.
- [95] A. Alloul et al., « FeynRules 2.0 — A complete toolbox for tree-level phenomenology », *Computer Physics Communications* **185**, 2250 (2014), arXiv:1310.1921 [hep-ph].
- [96] Wolfram Research, Inc., *Mathematica*, Version 11.3 (Wolfram Research, Inc., 2018).
- [97] C. Degrande et al., « UFO – The Universal FeynRules Output », *Computer Physics Communications* **183**, 1201 (2012), arXiv:1108.2040.
- [98] J. Alwall and C. Duhr, *Triplet diquark model*, <https://feynrules.irmp.ucl.ac.be/wiki/Triplets>, 2010.
- [99] J. Alwall et al., « The automated computation of tree-level and next-to-leading order differential cross sections, and their matching to parton shower simulations », *Journal of High Energy Physics* **2014**, 79 (2014), arXiv:1405.0301 [hep-ph].
- [100] G. Choudalakis, « On hypothesis testing, trials factor, hypertests and the BumpHunter », (2011), arXiv:1101.0390 [physics.data-an].

- [101] CMS Collaboration, « Search for narrow and broad dijet resonances in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV and constraints on dark matter mediators and other new particles », *Journal of High Energy Physics* **2018**, 130 (2018), [arXiv:1806.00843 \[hep-ex\]](#).
- [102] J. Pumplin et al., « New Generation of Parton Distributions with Uncertainties from Global QCD Analysis », *Journal of High Energy Physics* **2002**, 012 (2002), [arXiv:hep-ph/0201195](#).
- [103] P. Virtanen et al., « SciPy 1.0: Fundamental algorithms for scientific computing in Python », *Nature Methods* **17**, 261 (2020).
- [104] F. Déliot, N. Hadley, S. Parke and T. Schwarz, « Properties of the Top Quark », *Annual Review of Nuclear and Particle Science* **64**, 363 (2014).
- [105] ATLAS Collaboration, « Search for new phenomena in events with same-charge leptons and b-jets in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector », *Journal of High Energy Physics* **2018**, 39 (2018), [arXiv:1807.11883 \[hep-ex\]](#).
- [106] ATLAS Collaboration, « Measurement of the $t\bar{t}$ production cross-section and lepton differential distributions in $e\mu$ dilepton events from pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector », *The European Physical Journal C* **80**, 528 (2020), [arXiv:1910.08819 \[hep-ex\]](#).
- [107] CMS Collaboration, « Measurement of the $t\bar{t}$ production cross section, the top quark mass, and the strong coupling constant using dilepton events in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV », *The European Physical Journal C* **79**, 368 (2019), [arXiv:1812.10505 \[hep-ex\]](#).
- [108] ATLAS Collaboration, « Measurement of the inclusive cross-sections of single top-quark and top-antiquark t-channel production in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with the ATLAS detector », *Journal of High Energy Physics* **2017**, 86 (2017), [arXiv:1609.03920 \[hep-ex\]](#).
- [109] CMS Collaboration, « Measurement of the single top quark and antiquark production cross sections in the t channel and their ratio in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV », *Physics Letters B* **800**, 135042 (2020), [arXiv:1812.10514 \[hep-ex\]](#).

-
- [110] ATLAS Collaboration, « Evidence for single top-quark production in the s-channel in proton–proton collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV with the ATLAS detector using the Matrix Element Method », *Physics Letters B* **756**, 228 (2016), [arXiv:1511.05980 \[hep-ex\]](#).
- [111] CMS Collaboration, « Search for s channel single top quark production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV », *Journal of High Energy Physics* **2016**, 27 (2016), [arXiv:1603.02555 \[hep-ex\]](#).
- [112] ATLAS Collaboration, « Measurement of the cross-section for producing a W boson in association with a single top quark in pp collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV with ATLAS », *Journal of High Energy Physics* **2018**, 63 (2018), [arXiv:1612.07231 \[hep-ex\]](#).
- [113] CMS Collaboration, « Measurement of the production cross section for single top quarks in association with W bosons in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 13$ TeV », *Journal of High Energy Physics* **2018**, 117 (2018), [arXiv:1805.07399 \[hep-ex\]](#).
- [114] ATLAS Collaboration and CMS Collaboration, « Combinations of single-top-quark production cross-section measurements and $|f_{LV}V_{tb}|$ determinations at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV with the ATLAS and CMS experiments », *Journal of High Energy Physics* **2019**, 88 (2019), [arXiv:1902.07158 \[hep-ex\]](#).
- [115] LHC Top Working Group, *LHC Top Working Group Summary Plots*, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCPhysics/LHCTopWGSummaryPlots>.
- [116] ATLAS Collaboration, « Fiducial, total and differential cross-section measurements of t-channel single top-quark production in pp collisions at 8 TeV using data collected by the ATLAS detector », *The European Physical Journal C* **77**, 531 (2017), [arXiv:1702.02859 \[hep-ex\]](#).
- [117] ATLAS Collaboration and CMS Collaboration, *ATLAS-CMS recommended predictions for single-top cross sections using the Hathor v2.1 program*, <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCPhysics/SingleTopRefXsec>, 2017.
- [118] M. Aliev et al., « HATHOR – HAdronic Top and Heavy quarks crOss section calculatoR », *Computer Physics Communications* **182**, 1034 (2011), [arXiv:1007.1327 \[hep-ph\]](#).

- [119] P. Kant et al., « HatHor for single top-quark production: Updated predictions and uncertainty estimates for single top-quark production in hadronic collisions », *Computer Physics Communications* **191**, 74 (2015), [arXiv:1406.4403 \[hep-ph\]](#).
- [120] M. Botje et al., « The PDF4LHC Working Group Interim Recommendations », (2011), [arXiv:1101.0538 \[hep-ph\]](#).
- [121] A. D. Martin, W. J. Stirling, R. S. Thorne and G. Watt, « Parton distributions for the LHC », *The European Physical Journal C* **63**, 189 (2009), [arXiv:0901.0002 \[hep-ph\]](#).
- [122] A. D. Martin, W. J. Stirling, R. S. Thorne and G. Watt, « Uncertainties on α_S in global PDF analyses and implications for predicted hadronic cross sections », *The European Physical Journal C* **64**, 653 (2009), [arXiv:0905.3531 \[hep-ph\]](#).
- [123] H.-L. Lai et al., « New parton distributions for collider physics », *Physical Review D* **82**, 074024 (2010), [arXiv:1007.2241 \[hep-ph\]](#).
- [124] R. D. Ball et al., « Parton distributions with LHC data », *Nuclear Physics B* **867**, 244 (2013), [arXiv:1207.1303 \[hep-ph\]](#).
- [125] ATLAS Collaboration, *private communication*.
- [126] T. Pratchett, I. Stewart and J. S. Cohen, *The Science of Discworld* (Ebury, London, 1999), ISBN: 978-0-09-186515-3.
- [127] B. Pascual-Dias, P. Saha and D. London, « LHC constraints on scalar diquarks », *Journal of High Energy Physics* **2020**, 144 (2020), [arXiv:2006.13385 \[hep-ph\]](#).
- [128] G. Bhattacharyya, D. Choudhury and K. Sridhar, « New LEP bounds on B -violating scalar couplings: R -parity violating supersymmetry or diquarks », *Physics Letters B* **355**, 193 (1995), [arXiv:hep-ph/9504314](#).
- [129] E. C. F. S. Fortes, K. S. Babu and R. N. Mohapatra, « Flavor Physics Constraints on TeV Scale Color Sextet Scalars », (2013), [arXiv:1311.4101 \[hep-ph\]](#).
- [130] N. Assad, B. Fornal and B. Grinstein, « Baryon number and lepton universality violation in leptoquark and diquark models », *Physics Letters B* **777**, 324 (2018).
- [131] D. Stolarski and A. Tonerio, « Constraining New Physics with Single Top production at LHC », (2020), [arXiv:2004.07856](#).