

# Recherche phénoménologique du sgluon dans les états finals contenant plusieurs quarks top

Loïc Valery

► **To cite this version:**

Loïc Valery. Recherche phénoménologique du sgluon dans les états finals contenant plusieurs quarks top. Journées Jeunes Chercheurs 2012, Dec 2012, Munster, France. 8 p. in2p3-00790220

**HAL Id: in2p3-00790220**

**<http://hal.in2p3.fr/in2p3-00790220>**

Submitted on 19 Feb 2013

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

# Recherche phénoménologique du sgluon dans les états finals contenant plusieurs quarks top

Loïc Valéry

Laboratoire de Physique Corpusculaire, Clermont Ferrand



## Résumé

Ce document présente brièvement la recherche phénoménologique menée pour étudier le potentiel de découverte de particules scalaires colorées (appelées *sgluons*) dans le contexte expérimental du LHC et de l'expérience ATLAS ainsi que ses principaux résultats, détaillés dans [1]. Cette recherche permet de prendre en compte de nombreux modèles de physique au delà du Modèle Standard comme des modèles de supersymétrie, ou de dimensions supplémentaires. Cette étude a notamment montré que l'expérience ATLAS pouvait être sensible à de telles particules jusqu'à des masses de plus de 600 GeV.

## 1.1 Contexte théorique

### 1.1.1 Du Modèle Standard ...

Le Modèle Standard de la physique des particules décrit avec une grande précision la plupart des observables accessibles expérimentalement aux énergies atteintes par les accélérateurs / collisionneurs de particules comme le LHC. Néanmoins, certaines limitations du Modèle Standard nous laissent penser que cette théorie n'est pas la théorie ultime décrivant la physique des particules. En particulier, deux limites peuvent être évoquées :

- La masse du boson de Higgs est particulièrement sensible aux corrections radiatives. La masse de cette particule diverge ainsi quadratiquement avec la limite de validité du Modèle Standard.
- Les observations astrophysiques relatives aux mouvements des galaxies peuvent seulement s'expliquer si l'on postule l'existence d'un type de matière inconnue (et non observée directement à l'heure actuelle) : la matière noire. Cette matière noire n'est pas prévue dans le Modèle Standard.

De nombreuses théories se proposent de combler ces lacunes en étendant le Modèle Standard, par l'ajout de symétries, ou par le changement de nature des particules qu'il contient, on parle de théories de **Nouvelle Physique**.

### 1.1.2 ... au sgluon ...

Parmi les théories de Nouvelle Physique, on trouve la supersymétrie [2, 3] qui supplée au Modèle Standard par l'ajout d'une symétrie entre les bosons et

les fermions. Le modèle le plus simple de supersymétrie est appelée MSSM (*Minimal Supersymmetric Standard Model*). Cette théorie propose une solution pour l'existence de la matière noire, et supprime les divergences quadratiques que l'on observait par exemple dans la masse effective du boson de Higgs. Cependant, elle pourrait permettre une violation de la conservation de la saveur dans le secteur des quarks supérieure à celle observée expérimentalement. Pour pallier cette difficulté, des modèles plus complexes peuvent être proposés, comme le MRSSM (*Minimal R-symmetric Supersymmetric Standard Model*) [4, 5, 6, 7, 8, 9, 10] qui prévoit l'existence de particules scalaires, octets de couleur, appelées *sgluons*, et notées  $\sigma$  dans la suite de ce document. Par ailleurs, d'autres théories au-delà du Modèle Standard, comme les dimensions supplémentaires prévoient des particules similaires.

Une telle recherche devra donc comprendre une approche effective afin de ne pas s'inscrire dans le cadre d'un modèle donné.

### 1.1.3 ... par un modèle effectif simplifié

L'établissement de ce modèle est nécessaire pour décrire le comportement des sgluons indépendamment d'une théorie ou d'un modèle. En effet, les couplages du sgluon aux particules du Modèle Standard diffèrent selon les modèles. De plus, au sein d'un même modèle (comme le MRSSM), ce couplage peut dépendre de paramètres libres de la théorie (comme les masses des squarks et des gluinos par exemple).

Le modèle effectif simplifié considéré au cours de cette étude est constitué de la façon suivante :

- On étend de façon minimale le Modèle Standard (on ne rajoute qu'un seul champ scalaire au contenu en champs du Modèle Standard).
- Les interactions entre ce champ et les particules standards sont inspirées de celles présentes dans le MRSSM.

Le terme cinétique décrivant le nouveau champ est donné par :

$$\mathcal{L}_{\text{cin}} = \frac{1}{2} D_\mu \sigma^a D^\mu \sigma_a - \frac{1}{2} m_\sigma^2 \sigma^a \sigma_a$$

avec  $D_\mu$  la dérivée covariante standard de QCD (*Quantum Chromodynamics*) donnée par :

$$D_\mu \sigma^a = \partial_\mu \sigma^a + g_s f_{bc}^a G_\mu^b \sigma^c$$

Enfin, le lagrangien effectif permettant de décrire les interactions entre les particules du Modèle Standard et

le sgluon est :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{\text{eff}} = & \sigma^a \bar{d} T_a \left[ a_d^L P_L + a_d^R P_R \right] d + \\ & \sigma^a \bar{u} T_a \left[ a_u^L P_L + a_u^R P_R \right] u + \\ & a_g d_a^{bc} \sigma^a G_{\mu\nu b} G^{\mu\nu c} + \text{h.c.} \end{aligned}$$

Finalement, les interactions entre le sgluon et les particules du Modèle Standard considérées dans le modèle sont résumées par la Figure 1.1.

## 1.2 Phénoménologie du sgluon au LHC

### 1.2.1 Production

Dans la plupart des modèles prédisant l'existence d'un (ou plusieurs) octets de couleur scalaire, celui-ci est produit de façon prédominante par paire, *via* des processus QCD conduisant à une section efficace de production du sgluon importante au LHC, qui pourrait le rendre observable.

### 1.2.2 Désintégrations du sgluon

Le couplage effectif du sgluon aux quarks (voir Figure 1.1) permet de prendre en compte la désintégration d'un sgluon en une paire quark anti-quark. On peut alors discerner deux types de topologies de désintégration : le sgluon peut se désintégrer *via* un vertex violant la saveur en une paire  $tq$  (ou  $t\bar{q}$ ),  $q$  étant un quark léger ( $u$  ou  $c$ ), ou en conservation de saveur  $t\bar{t}$ . De telles désintégrations conduisent à trois topologies, que nous considérerons au cours de l'étude :

- $tjtj$  lorsque les deux sgluons se désintègrent en un quark top et un quark  $q$  donnant un jet  $j$ .
- $tjtt$  lorsqu'un sgluon se désintègre en une paire  $t\bar{t}$  et l'autre en  $tj$ .
- Enfin, la topologie  $tttt$  lorsque tous deux se désintègrent en une paire top-antitop.

Deux scénarios seront considérés : le scénario I, dans lequel les couplages  $\sigma \rightarrow t\bar{u}$ ,  $\sigma \rightarrow t\bar{c}$  et  $\sigma \rightarrow t\bar{t}$  sont égaux tandis que dans le scénario II, seule la désintégration en  $t\bar{t}$  est permise. Dans chacun des deux scénarios, on tient également compte de la désintégration du

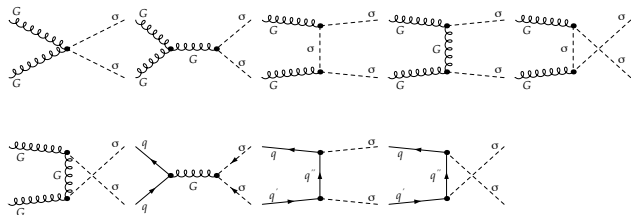


FIGURE 1.1 – Diagrammes de Feynman des interactions entre le sgluon  $\sigma$  et les particules du Modèle Standard autorisées dans le cadre du modèle effectif.

sgluon en deux jets ( $\sigma \rightarrow gg$ ). L'évolution du produit entre la section efficace et le rapport d'embranchement de chacune des topologies est présentée sur la Figure 1.2. Il apparaît que la topologie  $tjtj$  est celle qui présente le produit section efficace par rapport d'embranchement le plus élevé.

### 1.2.3 Canaux d'étude

Les états finals présentés plus tôt peuvent contenir 2, 3 ou 4 quarks top, chacun de ceux-ci pouvant se désintégrer leptoniquement ou hadroniquement. Afin de privilégier les signatures expérimentales les plus claires, les états finals leptoniques seront considérés, et scindés en deux études différentes mais complémentaires : une étude monoleptonique (requérant un lepton dans l'état final) et une étude multileptonique (requérant au moins deux leptons dans l'état final). On peut noter que l'étude multileptonique permet d'accéder à des états finals présentant plusieurs leptons de même signe, signature rare dans le Modèle Standard.

## 1.3 Recherche du sgluon dans les états finals multitops au LHC

### 1.3.1 Echantillons Monte Carlo

Pour étudier la sensibilité du LHC aux particules du type sgluon, nous considérons aussi les processus du Modèle Standard qui conduisent à des états finals analogues, comme la désintégration de paires  $t\bar{t}$ , associée à la création de bosons  $Z$  ou  $W^\pm$  (bruits de fond  $t\bar{t}W$ ,  $t\bar{t}WW$ ,  $t\bar{t}Z$  par exemple). Ces bruits de fond sont générés par MADGRAPH5 [12], à une énergie de 8 TeV dans le référentiel du centre de masse au LHC, puis les étapes de fragmentation et d'hadronisation sont simulées par PYTHIA6.4 [13]. Pour les échantillons Monte Carlo décrivant le signal, la même procédure est appliquée, le lagrangien effectif considéré étant injecté dans FEYNRULES puis exporté au format UFO [14].

Le programme DELPHES v1.9 [15] permet la simulation rapide du détecteur ATLAS au moyen d'une carte publique.

### 1.3.2 Analyses monoleptoniques

Dans un premier temps, des critères doivent être définis pour sélectionner les événements de signal, et ceux qui appartiennent à des bruits de fond. Ces critères de sélections tiennent compte du contenu attendu de l'état final déduit des paragraphes précédents.

Dans cette analyse, pour être sélectionné, un événement doit contenir exactement un lepton (électron ou muon) de  $P_T \geq 25$  GeV et  $|\eta| \leq 2.5$ , une énergie transverse manquante supérieure à 40 GeV, ainsi qu'une masse transverse pour le boson  $W$  leptonique supérieure à 25 GeV. Enfin, une sélection additionnelle est réalisée sur le nombre de jets présents dans l'événement. Ainsi, au moins 6 (resp. 7 et 8) jets sont demandés dans la topologie  $tjtj$  (resp.  $tjtt$  et  $tttt$ ). Pour

terminer, la désintégration du quark top étant en quasi-totalité selon le processus  $t \rightarrow Wb$ , une caractéristique supplémentaire est de demander que chacun des événements contienne au moins un (resp. deux) jets étiquetés  $b$  dans la topologie  $tjtj$  (resp.  $tjtt$  et  $tttt$ ).

Malgré cette sélection, il subsiste des événements de bruit de fond parmi les événements sélectionnés. Pour affiner la discrimination entre le signal et le bruit de fond, une reconstruction du sgluon est réalisée. Cette reconstruction a pour but de sélectionner les leptons et les jets issus de la désintégration des sgluons, et est faite au moyen du calcul d'une variable (de type  $\chi^2$ ) dont le minimum est atteint lorsque les objets sélectionnés sont les objets issus des désintégrations des sgluons sans hypothèses sur la masse de ces derniers. Le spectre de masse reconstruite obtenu par cet algorithme est présenté sur la Figure 1.3.

Dans le cadre des topologies  $tjtt$  et  $tttt$ , une autre variable que la masse invariante est utilisée pour discriminer le signal et le bruit de fond : la variable  $H_T$  définie comme :

$$H_T = \sum P_T(\text{jets}) + P_T(\text{lepton}) + MET$$

Finalement les formes des variables discriminantes (masse invariante et  $H_T$ ) sont utilisées pour calculer le potentiel de découverte, ou limite attendue, du sgluon. La limite attendue correspond à la section efficace au delà de laquelle les événements de type sgluon deviendraient visibles en dépit des bruits de fond subsistant après sélection. Cette limite est calculée au moyen du programme MCLIMIT (00-04-00) [16].

Les sections efficaces du sgluon qui pourraient être exclues à 95% de degré de confiance au LHC dans une expérience généraliste comme ATLAS, avec des collisions  $p-p$  à une énergie de 8 TeV dans le référentiel du centre de masse, et en supposant une luminosité intégrée de  $20 \text{ fb}^{-1}$  sont représentées sur la Figure 1.2, en fonction de la masse générée du sgluon. Une telle analyse permettrait d'exclure des sgluons dont les masses seraient situées entre 200 et 550 GeV (topologie  $tjtj$ ), 400 et 500 GeV (topologie  $tjtt$ ) ou entre 400 et 660 GeV (topologie  $tttt$ , scenario II). Il est à noter que le scenario I ne conduit à aucune exclusion possible du fait du très faible produit section efficace par rapport de branchement. Finalement, la topologie  $tttt$  (dans le scenario II) est celle à laquelle est le plus sensible le LHC.

### 1.3.3 Analyses multileptoniques

Pour cette étude, les événements doivent contenir au moins deux leptons (exactement deux leptons dans la topologie  $tjtj$ ) de même signe. On demande également à ce que l'énergie transverse manquante soit supérieure ou égale à 40 GeV, et que le nombre de jets soit supérieur ou égal à 3 (resp. 4 et 5) dans la topologie  $tjtj$  (resp.  $tjtt$  et  $tttt$ ). De la même façon que dans l'étude précédente, on attend que certains jets soient issus de l'hadronisation de quarks  $b$  et soient étiquetés comme tels grâce à la longueur de vol des hadrons  $B$  (efficacité fixée à 60%). Pour cela, au moins 1 jet de  $b$  est requis

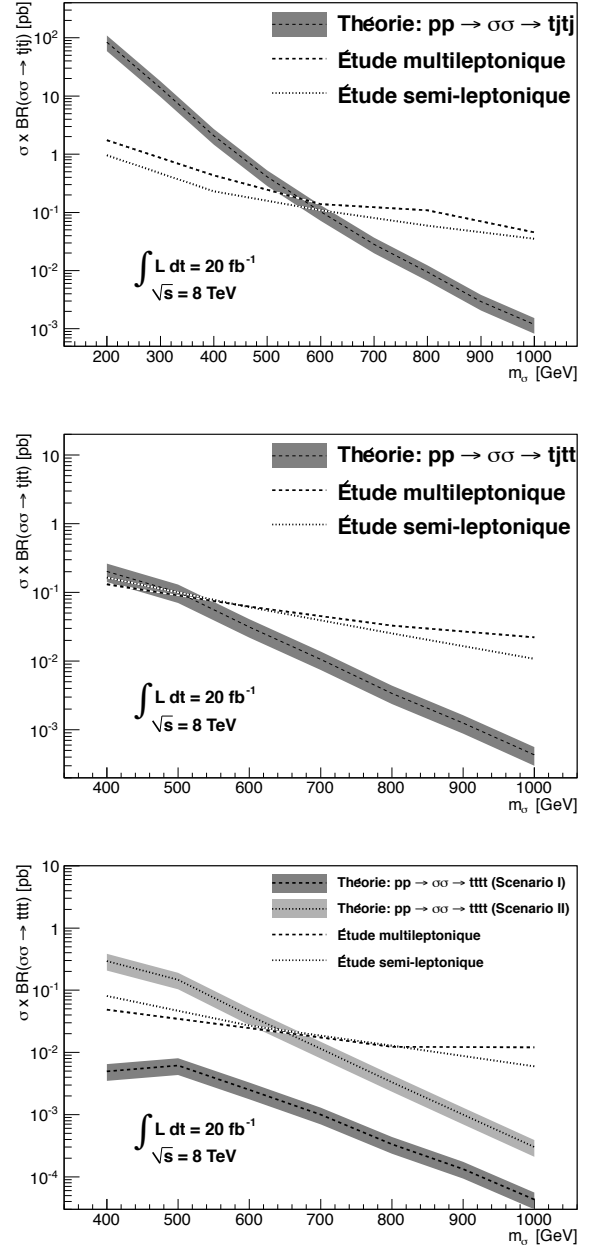


FIGURE 1.2 – Limites attendues (lignes pointillées) sur le produit section efficace par rapport d'embranchement du sgluon en fonction de sa masse générée. Les bandes représentent les sections efficaces théoriques NLO affectées de leurs incertitudes (30%).

dans la topologie  $tjtj$ , 2 en  $tjtt$  et 3 dans la topologie  $tttt$ .

Après sélection, la discrimination entre le signal et le bruit de fond peut être améliorée en prenant en compte une variable discriminante, comme  $H_T$  définie plus haut. Finalement, les distributions en  $H_T$  sont utilisées pour extrapoler la limite attendue du sgluon dans le cadre de l'analyse dileptonique, et les résultats sont présentés dans la Figure 1.2. Ces études montrent que les analyses multileptoniques conduisent à des résultats comparables à ceux obtenus par l'analyse mono-leptonique en terme de potentiel de découverte.

## 1.4 Conclusion

L'étude phénoménologique présentée au cours de ce document a permis d'étudier le potentiel de découverte du sgluon dans les états finals pouvant contenir jusqu'à 4 quarks top. Elle a notamment montré que de telles particules pourraient être observées au moyen d'expériences généralistes comme l'expérience ATLAS.

Plus précisément, deux types d'études pourraient être envisagés : une étude monoleptonique et une étude multileptonique, conduisant toutes deux à des sensibilités comparables. Parmi les différents états finals auxquels la désintégration de sgluons pourrait conduire, ceux contenant 4 quarks top semblent offrir la meilleure sensibilité. En étudiant cette topologie, on peut atteindre une limite en masse de plus de 660 GeV, dépassant les limites existantes dans ATLAS (obtenues en considérant la désintégration de sgluons en une paire de gluons) [11] de plus de 300 GeV.

Toutefois, il est à noter que cette étude ne prend pas en compte la dégradation des résultats qui pourrait résulter du phénomène d'empilement des événements, ni d'éventuelles erreurs dans l'identification des signes des leptons dans l'état final. Une étude plus raffinée, utilisant les données enregistrées par le détecteur ATLAS en 2012, et basée sur les résultats préliminaires présentés ici, est en cours.

## Remerciements

Un grand merci à tous les organisateurs et coordinateurs de sessions qui ont permis de faire de cette semaine un très bon moment. Merci également à tous les autres participants pour les échanges passionnants que l'on a pu avoir, sans oublier les nombreux "meurtres" qui rythmaient nos soirées.

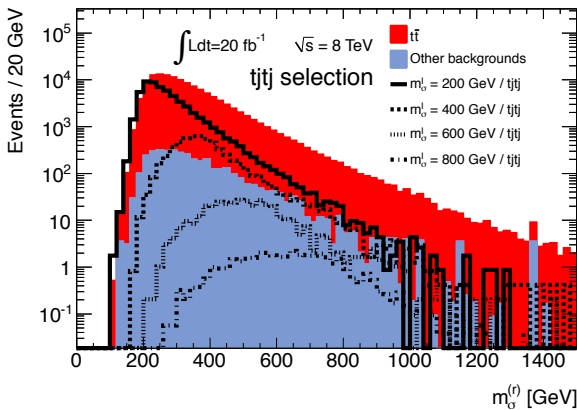


FIGURE 1.3 – Spectre de masse reconstruite des sgluons dans la topologie  $ttjtj$  par l'algorithme du  $\chi^2$ . Les surfaces pleines correspondent aux bruits de fond physique et les lignes au signal pour différents points de masse.

## Références

- [1] S. Calvet, B. Fuks, Ph. Gris et L. Valéry arXiv:1212.3360 [hep-ph]
- [2] H. P. Nilles, Phys. Rept. **110** (1984) 1.
- [3] H. E. Haber et G. L. Kane, Phys. Rept. **117** (1985) 75.
- [4] L. Alvarez-Gaume et S. F. Hassan, Fortsch. Phys. **45** (1997) 159.
- [5] T. Plehn et T. M. P. Tait, J. Phys. G G **36** (2009) 075001.
- [6] S. Y. Choi, M. Drees, A. Freitas et P. M. Zerwas, Phys. Rev. D **78** (2008) 095007.
- [7] S. Y. Choi, M. Drees, J. Kalinowski, J. M. Kim, E. Popena et P. M. Zerwas, Phys. Lett. B **672** (2009) 246.
- [8] S. Y. Choi, M. Drees, J. Kalinowski, J. M. Kim, E. Popena et P. M. Zerwas, Acta Phys. Polon. B **40** (2009) 1947.
- [9] S. Y. Choi, D. Choudhury, A. Freitas, J. Kalinowski, J. M. Kim et P. M. Zerwas, JHEP **1008** (2010) 025.
- [10] S. Y. Choi, D. Choudhury, A. Freitas, J. Kalinowski et P. M. Zerwas, Phys. Lett. B **697** (2011) 215 [Erratum-ibid. B **698** (2011) 457].
- [11] S. Schumann, A. Renaud et D. Zerwas, JHEP **1109** (2011) 074.
- [12] J. Alwall, M. Herquet, F. Maltoni, O. Mattelaer and T. Stelzer, JHEP **1106** (2011) 128.
- [13] T. Sjöstrand, S. Mrenna and P. Z. Skands, JHEP **0605** (2006) 026.
- [14] C. Degrande, C. Duhr, B. Fuks, D. Grellscheid, O. Mattelaer and T. Reiter, Comput. Phys. Commun. **183** (2012) 1201.
- [15] S. Ovin, X. Rouby and V. Lemaitre, arXiv :0903.2225 [hep-ph].
- [16] MCLIMIT website, [www-cdf.fnal.gov/~trj/mclimit/production/mclimit.html](http://www-cdf.fnal.gov/~trj/mclimit/production/mclimit.html)