



HAL
open science

Reconstruction des paires $t\bar{t}$ du Modèle Standard avec le détecteur ATLAS

E. Cogneras

► **To cite this version:**

E. Cogneras. Reconstruction des paires $t\bar{t}$ du Modèle Standard avec le détecteur ATLAS. Journées de Rencontre des Jeunes Chercheurs 2005, Dec 2005, Aussois, France. pp.1-4. in2p3-00025895

HAL Id: in2p3-00025895

<https://hal.in2p3.fr/in2p3-00025895>

Submitted on 5 Apr 2006

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.

Reconstruction des paires $t\bar{t}$ du Modèle Standard avec le détecteur ATLAS

Eric COGNERAS

Laboratoire de Physique Corpusculaire, Clermont-Ferrand



Résumé

La physique des particules est aujourd'hui à l'aube d'une nouvelle ère. Le futur accélérateur de particules permettra de résoudre les points sombres subsistant dans le Modèle Standard. Dans cette optique, l'étude de la production de paires $t\bar{t}$ au LHC peut se révéler prometteuse et pourrait mettre en évidence une "Nouvelle Physique".

1.1 Introduction

Le Modèle Standard de la physique des particules a passé avec brio tous les tests auxquels il a été soumis. Ses prédictions correspondent aux valeurs expérimentales avec une précision remarquable. Cependant, certains points mal compris subsistent, notamment dans le secteur de la brisure de symétrie électrofaible. C'est la raison pour laquelle la construction du LHC (Large Hadron Collider) a été décidée. Dès sa mise en marche courant 2007, il sera possible de tester les nouvelles théories proposées pour résoudre les difficultés du Modèle Standard. Nombre de ces nouvelles théories font intervenir des particules se désintégrant en paires $t\bar{t}$, d'où l'intérêt de l'étude des paires $t\bar{t}$ produites dans le cadre du Modèle Standard.

Dans une première partie, les principales caractéristiques du détecteur ATLAS, l'un des quatre détecteurs du LHC, seront passées en revue. Ensuite, les motivations théoriques de la recherche de résonances $t\bar{t}$ seront exposées. Une troisième partie permettra d'énoncer les propriétés du quark top dans le cadre du Modèle Standard. Dans une quatrième partie, j'exposerai les principales étapes de l'analyse conduisant à la reconstruction des paires $t\bar{t}$. Je conclurai enfin en résumant les principaux résultats et en dressant les perspectives.

1.2 Le détecteur ATLAS

Le futur instrument des physiciens des particules, le LHC, est actuellement en cours de construction au CERN (Laboratoire Européen de Physique des Particules) à la frontière franco-suisse. Ce collisionneur proton-proton d'un diamètre de 9 km fournira une énergie $\sqrt{s} = 14$ TeV dans le centre de masse, ce qui per-

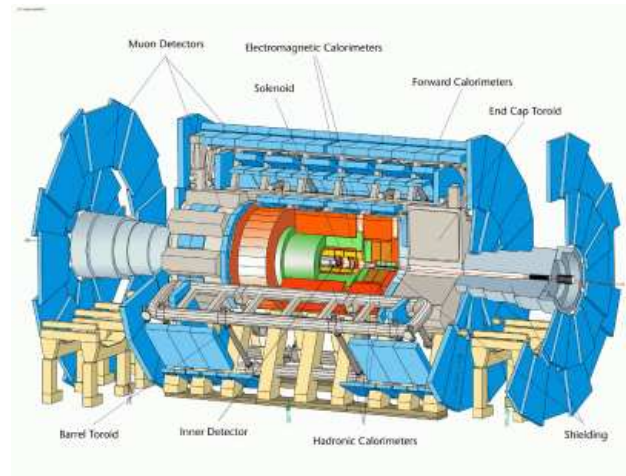


FIG. 1.1 – Le détecteur ATLAS.

mettra de sonder l'échelle d'énergie de la brisure de symétrie électrofaible. Il est prévu que les faisceaux de protons se croisent en quatre points où seront placés les quatre détecteurs du LHC. Parmi ceux-ci se trouve le détecteur ATLAS.

L'expérience ATLAS, approuvée en 1996, est une collaboration regroupant environ 1800 physiciens venant de plus de 150 laboratoires dans le monde. La conception du détecteur ATLAS a été optimisée de façon à couvrir le très large éventail de recherche offert par le LHC. ATLAS, représenté sur la figure 1.1, est en effet un détecteur généraliste : son domaine d'étude va de la recherche du boson de Higgs à celle de dimensions supplémentaires en passant par la mise en évidence de la supersymétrie, de la compositivité ou de l'identification de la matière noire [1]. Cette liste n'est évidemment pas exhaustive.

Pour ce faire, ATLAS est pourvu de sous-détecteurs très performants, en plus de ces dimensions titaniques : $42 \times 22 \times 22$ m pour une masse d'environ 7000 tonnes. Voici quelques critères auxquels doivent répondre ces sous-détecteurs :

- **Détecteur interne :**
 - mesure précise de l'impulsion des traces chargées,
 - identification efficace des électrons,
 - reconstruction précise des vertex secondaires,

- étiquetage efficace des jets b et des leptons τ , associé à une grande réjection des jets légers.
- **Calorimètres :**
 - séparation γ - π^0 et γ -jet,
 - bonne séparation angulaire,
 - capacité d'identifier un électron provenant de la désintégration semi-leptonique d'un quark b,
 - bonne résolution en énergie, aussi bien pour les électrons et les photons que pour les jets,
 - grande couverture angulaire pour assurer une bonne herméticité,
 - linéarité de la réponse sur tout le spectre en énergie.
- **Chambres à muons :**
 - grande efficacité de détection des muons,
 - mesure de l'impulsion des muons sur toute la gamme d'énergie.

1.3 Motivations théoriques

Le Modèle Standard de la physique des particules est un modèle stable et cohérent dont les prévisions reproduisent les données expérimentales au niveau du pour mille.

Cependant, la communauté est convaincue que ce modèle n'est qu'un modèle effectif à basse énergie. En effet, il reste encore de nombreux points à élucider. Parmi ceux-ci, le boson de Higgs prévu par le Modèle Standard dans le cadre de la brisure de symétrie électrofaible n'a pas encore été découvert. De plus, le mécanisme même de brisure de symétrie électrofaible est ajouté *ad hoc* pour justifier les masses différentes de particules appartenant à un même multiplet. Ce mécanisme doit avoir des fondements qui ne sont cependant pas expliqués par le Modèle Standard. Pour finir, les très nombreux paramètres libres de ce modèle sont un handicap. Pour s'affranchir de ces difficultés, les théoriciens ont développé de nouvelles théories résorbant les problèmes du Modèle Standard.

Dans ce contexte, qu'apporte l'étude particulière basée sur le quark top ? D'abord, dans le cadre du Modèle Standard, la masse excessivement grande du quark top par rapport à celle des autres quarks reste inexpliquée. En outre, cette très grande masse fait du quark top une excellente sonde pour explorer l'échelle de brisure électrofaible. De plus, les corrections quantiques du Modèle Standard lient la masse du top à la masse du Higgs et montrent qu'avec une mesure précise de la masse du quark top, il est possible de contraindre la masse du Higgs.

Dans le cadre des nouvelles théories, le quark top peut jouer un rôle prépondérant. Ces nouvelles théories font intervenir des particules élémentaires de masse encore plus élevée qui se désintègrent en paires $t\bar{t}$. Ce fort couplage de la nouvelle physique avec le quark top

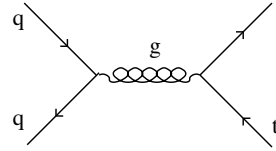


FIG. 1.2 – Production de paires $t\bar{t}$ par fusion de quarks.

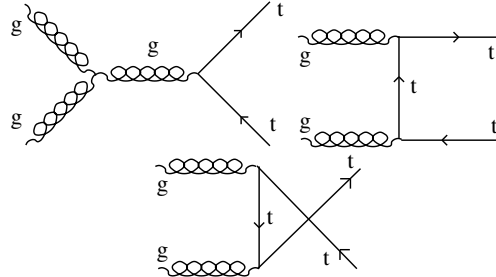


FIG. 1.3 – Production de paires $t\bar{t}$ par fusion de gluons.

a nécessairement un impact sur la section efficace de production de paires $t\bar{t}$.

Ainsi, une fois que l'analyse et la reconstruction des paires $t\bar{t}$ du Modèle Standard seront optimales, il sera possible de comparer le Modèle Standard et les modèles alternatifs pour mettre en évidence cet impact.

1.4 Le quark top et le Modèle Standard

Dans le cadre du Modèle Standard, les paires $t\bar{t}$ peuvent être produites par fusion de quarks (figure 1.2) ou de gluons (figure 1.3). Au LHC, la collision proton contre proton implique que la production $t\bar{t}$ se fait par fusion de gluon dans 90 % des cas. Les théoriciens prédisent une section efficace de production $t\bar{t}$ de 833 pb au niveau de la boucle.

Le quark top se désintègre avant hadronisation en un boson W et un quark b à plus de 99,9 %. Cette désintégration avant hadronisation garantit que les propriétés des enfants seront directement liées à celle du top, sans la dilution d'information habituellement imposée par l'hadronisation.

Le boson W se désintégrant en une paire de lepton ou une paire de quarks, le quark top donne dans l'état final soit un lepton, un neutrino et un quark b (rapport de branchement 32 %), soit deux quarks légers et un quark b (rapport de branchement 68 %). La désintégration des paires $t\bar{t}$ peut donc se faire suivant trois combinaisons :

- le mode tout leptonique, dans lequel chacun des deux quarks top se désintègre en lepton, neutrino et b. La présence de deux neutrinos dans ce mode de désintégration interdit une bonne reconstruc-

- tion de la paire $t\bar{t}$;
- le mode tout hadronique, pour lequel l'état final compte quatre jets légers et deux jets b. Il n'y a pas d'énergie manquante dans ce type de désintégration mais le LHC étant un collisionneur hadronique, de nombreux jets parasites rendront la reconstruction de ce type de désintégration difficile ;
 - le mode semi-leptonique, qui compte dans l'état final deux jets légers, deux jets b, un lepton et de l'énergie manquante. Ce mode combine les avantages des 2 modes précédents tout en éliminant leurs inconvénients. En effet, le nombre raisonnable de jets dans l'état final autorise la reconstruction du quark top qui se désintègre en 2 jets légers et un jet b. Pour la reconstruction du deuxième top, le manque d'information dû à la présence du neutrino peut être résolu par une contrainte liée à la reconstruction du premier top.

1.5 Analyse

Dans la suite, seule la reconstruction des événements $t\bar{t}$ semi-leptoniques muoniques nous intéressera. L'état final comportera donc deux jets légers, deux jets identifiés comme jets b, un muon et de l'énergie manquante :

$$pp \rightarrow X \rightarrow t\bar{t} \rightarrow WbW\bar{b} \rightarrow b\mu\nu_\mu bjj$$

Cette analyse se fait de façon séquentielle : le côté hadronique est reconstruit en premier à partir de 2 jets légers et d'un jet b afin de déterminer le W puis le top hadronique. Quand cette première phase peut être menée à terme, il est alors possible de reconstruire le W puis le top leptonique.

1.5.1 Sélection des événements

La topologie des désintégrations regroupées dans le tableau 1.1 est la même que celle de la désintégration $t\bar{t}$ que nous cherchons à reconstruire. Il faut donc appliquer des coupures permettant de se débarrasser de ce type d'événements parasites. Des études préalables ont montré que les coupures suivantes étaient suffisantes pour atteindre cet objectif [2] :

- au moins 4 jets avec $P_T > 40$ GeV et $|\eta| < 2.5$, parmi lesquels 2 jets b,
- au moins un muon isolé avec $P_T > 20$ GeV et $|\eta| < 2.5$,
- une impulsion transverse manquante supérieure à 20 GeV.

L'application de ces coupures conserve 16 % des paires $t\bar{t}$ se désintégrant dans le canal semi-leptonique muonique.

Bruit de fond	$(\sigma \times \text{Br})(\text{pb})$
$bb \rightarrow \mu\nu + jets$	2.2×10^6
$W + jets \rightarrow \mu\nu + jets$	7.8×10^3
$Z + jets \rightarrow \mu^+\mu^- + jets$	1.2×10^3

TAB. 1.1 – Principaux bruits de fond de la désintégration $t\bar{t}$ semi-leptonique muonique.

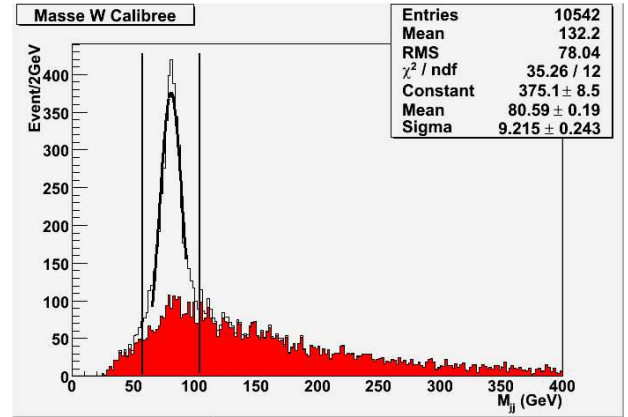


FIG. 1.4 – Reconstruction du W hadronique. L'aire pleine correspond aux événements pour lesquels l'un au moins des 2 jets n'a pas été associé au quark Monte Carlo

1.5.2 Reconstruction du W hadronique

La première étape consiste à reconstruire le W se désintégrant en deux jets légers. Après la calibration des jets, une première approche naïve consisterait à réaliser toutes les combinaisons de 2 jets à partir de tous les jets légers présents dans l'événement. Une telle approche conduit naturellement à une pureté¹ de reconstruction relativement faible, de l'ordre de 16 %. Parmi toutes ces combinaisons, une seule est susceptible d'être le W hadronique. Pour améliorer la pureté du lot, le W est donc défini comme étant la combinaison dont la masse reconstruite est la plus proche de la masse Monte Carlo du boson W (80,4 GeV). Parmi ces combinaisons, seule celle avec une masse reconstruite dans l'intervalle $M_W^{\text{MC}} \pm 25$ GeV est conservée (figure 1.4).

Cette méthode de reconstruction permet d'atteindre une pureté de 60 % pour une efficacité² de 4 %.

¹La pureté est le nombre de particules reconstruites identifiées comme "vraies", rapporté au nombre total de particules reconstruites, ici comme dans la suite de ce document. Une "vraie" particule est une particule qui est liée par critère géométrique au quark Monte Carlo correspondant.

²L'efficacité est le nombre de particules reconstruites sur le nombre de particules générées

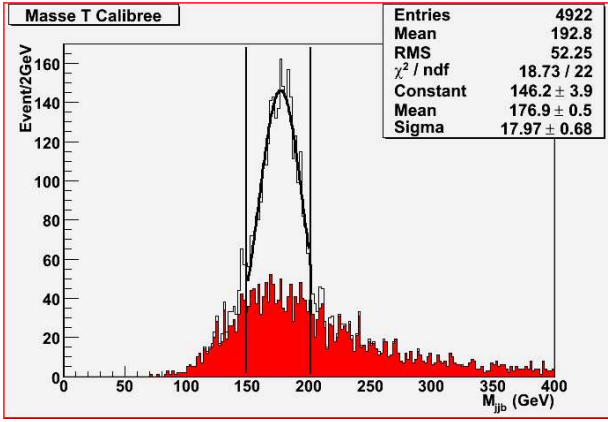


FIG. 1.5 – Reconstruction du top hadronique. L'aire pleine correspond aux événements pour lequel le W reconstruit ou le jet b n'est pas associé au Monte Carlo

1.5.3 Reconstruction du top hadronique

Lorsqu'un événement permet de reconstruire un W hadronique vérifiant les critères exposés précédemment, l'association d'un jet b à ce W donne le top hadronique. De la même façon, naïvement, nous pouvons commencer par associer à ce W hadronique reconstruit tous les jets b présents dans l'événement : la pureté de reconstruction atteint alors 27 %.

Pour se montrer plus constructifs, parmi toutes les combinaisons W+b disponibles, seule sera conservée celle qui fournit au top hadronique l'impulsion transverse la plus élevée (figure 1.5).

En ne conservant que les événements dont la masse du top se trouve dans une fenêtre de 25 GeV autour du pic, la pureté atteint 63 % pour une efficacité de 2 %.

1.5.4 Reconstruction du côté leptonique

Pour la reconstruction du côté leptonique, la présence du neutrino conduit à un manque d'information : les neutrinos étant indétectables, il est impossible de connaître leur quadri-moment.

Pour résoudre ce problème, les P_x et P_y du neutrino sont pris comme étant l'impulsion transverse manquante. Pour déterminer le P_z du neutrino, nous utilisons le fait que l'association du muon et du neutrino redonne la masse du W, le neutrino étant considéré de masse nulle. Ceci conduit à une équation quadratique en P_z . Parmi les deux solutions, seule est conservée celle qui donne au top une masse la plus proche de la masse du top hadronique.

Encore une fois, pour obtenir une meilleure pureté de la reconstruction, seuls les tops leptoniques dans une fenêtre de 25 GeV autour du pic sont conservés (figure

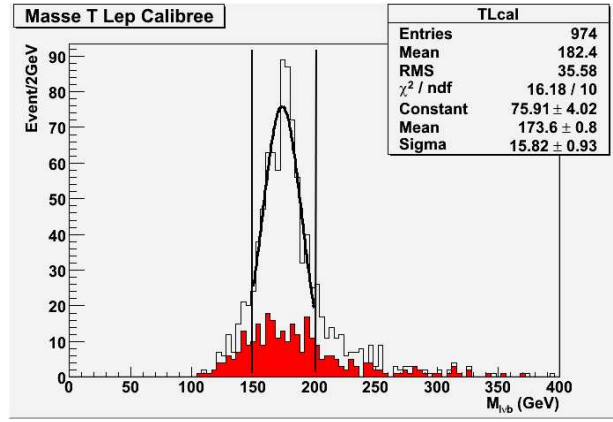


FIG. 1.6 – Reconstruction du top leptonique. L'aire pleine correspond aux événements pour lequel le μ ou le jet b n'est pas associé au Monte Carlo

1.6).

Lorsque cette étape aboutit, il est enfin possible de reconstruire la paire $t\bar{t}$ en associant le top hadronique au top leptonique. Cependant, la pureté obtenue à l'heure actuelle n'est pas acceptable et doit être améliorée.

1.6 Conclusion

A ce stade, la reconstruction des côtés hadronique et leptonique de la désintégration $t\bar{t}$ est satisfaisante même si du travail reste à faire. En effet, il me faut améliorer les puretés et efficacités à chaque étape de la reconstruction. Il reste également à déterminer précisément la masse du quark top par une méthode d'ajustement cinématique. Il me reste aussi à générer des résonances $t\bar{t}$ pour effectuer l'étude comparative, et déterminer par exemple le potentiel de découverte de ces résonances. Donc beaucoup de travail en perspective...

Remerciements

Je tiens à remercier les organisateurs et coordinateurs pour la très bonne semaine qu'ils nous ont concoctés.

Références

- [1] ATLAS Collaboration, 'ATLAS Technical Proposal', CERN/LHCC 94-43(1994).
- [2] P. Roy, 'Perspectives de mesure de la masse du quark Top avec le détecteur ATLAS', Thèse de doctorat, Université Blaise Pascal, Clermont-Ferrand (2002), 1999.