



HAL
open science

Mesure des performances de reconstruction des électrons et recherche de Supersymétrie dans les canaux avec deux leptons de même charge dans les données du détecteur ATLAS

Julien Maurer

► **To cite this version:**

Julien Maurer. Mesure des performances de reconstruction des électrons et recherche de Supersymétrie dans les canaux avec deux leptons de même charge dans les données du détecteur ATLAS. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Aix-Marseille Université, 2013. Français. NNT : CPPM-T-2013-02 . tel-00952904

HAL Id: tel-00952904

<https://theses.hal.science/tel-00952904v1>

Submitted on 27 Feb 2014

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.



CPPM-T-2013-02

Aix-Marseille Université

Faculté des Sciences de Luminy
163, avenue de Luminy
13288 MARSEILLE Cedex 09

Thèse de doctorat

Spécialité *Physique et Sciences de la Matière*
Mention *Physique des Particules et Astroparticules*

présentée par

Julien MAURER

en vue d'obtenir le grade de docteur de l'université d'Aix-Marseille

Mesure des performances de reconstruction des électrons et recherche de Supersymétrie dans les canaux avec deux leptons de même charge dans les données du détecteur ATLAS

soutenue le 20 septembre 2013 devant le jury composé de :

Dr Andreas Hoecker	Examineur
Dr Fabrice Hubaut	Directeur de thèse
Dr Lydia Iconomidou-Fayard	Rapporteur
Dr Eric Kajfasz	Examineur
Dr Pascal Pralavorio	Co-directeur de thèse
Dr Patrice Verdier	Rapporteur

Introduction

Le début du XXI^{ème} siècle constitue une époque charnière pour la physique fondamentale. Les décennies passées ont vu l'avènement de la physique des particules, initiée par l'étude des nombreuses particules observées dans les rayons cosmiques puis produites dans les accélérateurs, et l'identification pour la majeure partie d'entre elles à des états composites d'un nombre restreint de particules élémentaires. L'existence de ces dernières, et leurs interactions fortes, faibles et électromagnétiques, sont décrites de manière cohérente par un Modèle Standard combinant les cadres des théories relativistes des champs (unification de la mécanique quantique et de la relativité restreinte) et des théories de jauge (symétries internes). Les prédictions théoriques fournies par ce modèle ont été vérifiées expérimentalement, souvent avec un accord impressionnant, ce qui en fait l'outil idéal pour la description des phénomènes aux énergies mises en jeu dans les différentes expériences actuelles.

Les problèmes apparaissant lors de l'extrapolation à plus haute énergie, ainsi que les manques de la théorie (gravitation, matière noire) suggèrent fortement que le Modèle Standard est l'approximation à basse énergie d'un modèle plus fondamental. Ce dernier pourrait alors être à l'origine de plusieurs effets observables, les plus explicites étant l'éventuelle existence de nouvelles particules élémentaires. Si plusieurs approches ont été développées pour fournir un cadre théorique à cette nouvelle physique et résoudre les problèmes du Modèle Standard, il est à présent nécessaire de disposer d'évidences expérimentales qui pourraient permettre de clarifier la direction à prendre. La nature des problèmes affectant le Modèle Standard suggère que de tels signes pourraient se manifester dès l'échelle du TeV. Si cela s'avérait être le cas, cette situation serait remarquablement favorable, car de telles énergies sont depuis peu à portée de l'expérience.

C'est dans ce contexte que s'est inscrite cette thèse, au cours de la période excitante qu'a été la première prise de données (2010-2012) du grand collisionneur de hadrons du CERN, le LHC, et plus particulièrement de l'expérience ATLAS, un des quatre grands détecteurs associés. Ces premières années de fonctionnement ont notamment permis de conforter expérimentalement la nature du mécanisme de brisure de la symétrie électrofaible, pierre angulaire du Modèle Standard à l'origine des masses des particules. Elles ont également initié une plongée dans l'inconnu de la physique à l'échelle du TeV, qui se poursuivra durant toute la phase d'exploitation du LHC. C'est essentiellement à ce deuxième aspect qu'ont contribué les travaux présentés dans ce document. Ils s'attachent tout particulièrement à la recherche de nouvelle physique dans le cadre de la Supersymétrie, un des modèles théoriques les plus attrayants et aboutis ayant été proposés pour étendre le Modèle Standard. L'objet principal de ce document est ainsi la recherche de manifestations de la Supersymétrie dans les états finaux comprenant deux leptons de charge identique, plusieurs jets et éventuellement de l'énergie transverse manquante, un processus très caractéristique car peu présent dans le Modèle Standard et donc propice aux découvertes.

Les premiers chapitres présentent le cadre théorique sous-jacent : principaux aspects du Modèle Standard et bref exposé de ses problèmes principaux, suivis par l'introduction de la Supersymétrie et de ses motivations, ainsi que de l'état actuel des recherches dédiées. Les chapitres 3 et 4 décrivent ensuite le cadre expérimental : le LHC, le détecteur ATLAS et ses différentes composantes, puis les procédures de reconstruction des différents objets accessibles à l'observateur.

Au cœur de l'environnement hadronique intense caractérisant les collisions proton-proton générées par le LHC, les leptons, électrons ou muons, constituent une signature caractéristique de processus électrofaibles. La reconstruction optimale de ces leptons est donc de première importance pour la mise en œuvre des différents programmes de recherche, et est notamment cruciale pour l'analyse dont cette thèse est le sujet. Une partie du travail mené dans le cadre de cette thèse s'intéresse ainsi en particulier aux efficacités de reconstruction et d'identification des électrons durant les deux premières années d'exploitation, et a été dédié à la mesure *in situ* de ces performances dans les premières données. Le chapitre 5 présente en détails la méthodologie employée, et les résultats obtenus.

Le cœur de cette thèse, la recherche de nouvelle physique dans l'état final particulier mentionné précédemment, est l'objet des chapitres 6 et 7. Ceux-ci décrivent l'analyse d'une partie puis de l'ensemble des données collectées par l'expérience ATLAS en 2012, et l'interprétation des observations dans le cadre de la Supersymétrie.

Remerciements

À l'heure de clore cette thèse, il me reste, étape traditionnelle mais non moins justifiée, à remercier l'ensemble des personnes ayant contribué à sa réalisation. J'ai eu la chance de passer un peu plus de trois ans dans un laboratoire à l'environnement très agréable, tant du côté du paysage que de l'ambiance générale. Je remercie donc l'ensemble du groupe ATLAS du CPPM, et tout particulièrement Mossadek Talby, dont j'ai pu apprécier les qualités d'enseignement et la disponibilité permanente en cas de besoin. Merci également aux autres membres permanents avec lesquels mes interactions ont toujours été fructueuses. Je voudrais remercier particulièrement Emmanuel Monnier pour l'animation enthousiaste et répétée de réunions hebdomadaires fournissant à la fois une motivation au travail si besoin (impossible de rester inactif!) et un entraînement à la communication, sans oublier une ouverture au travail des autres et un partage des connaissances. Merci pour l'aide efficace, le souci constant de placer les doctorants dans des conditions de travail idéales et collaboratives, et les efforts pour accueillir dans le groupe des étudiants étrangers. Merci aux autres doctorants ATLAS avec qui j'ai partagé mon quotidien : merci en particulier à Marine et Elisabeth, qui m'ont accueilli et précédé dans les travaux impliquant des électrons, à Shu pour son amitié et sa disponibilité, à Elodie pour son aide en plusieurs occasions (bon courage pour la dernière année!) et à Thomas pour nos nombreuses discussions. . .

Travailler sur ATLAS, c'est faire partie d'une grande collaboration internationale, et interagir peut-être encore plus qu'ailleurs avec des personnes d'autres laboratoires, d'autres pays. J'ai pu en faire pleinement l'expérience au cours de ces trois années, au sein des groupes de travail dont j'ai fait partie. Je voudrais notamment remercier, parmi les fans de *tag and probe*, Olivier Arnaez qui m'a en quelque sorte pris en main au démarrage de ma thèse, et Daniel Froideveaux qui représente pour moi un modèle de physicien. Du côté des recherches de Supersymétrie, ma reconnaissance va à David Côté qui a animé toutes nos réunions et n'a pas ménagé ses efforts pour s'assurer que notre analyse franchirait les écueils en temps et en heure, avec succès. Je ne peux non plus oublier les personnes impliquées dans l'opération du calorimètre à argon liquide que j'ai souvent côtoyées au CERN, et en particulier Benjamin Trocmé, coordinateur des activités de contrôle de la qualité des données collectées, pour son aide si souvent répétée et son travail constant pour l'amélioration des procédures. Merci également aux membres du groupe ATLAS de l'Institut de Physique Nucléaire de Bucarest et à son directeur Calin Alexa pour m'y avoir accueilli plusieurs semaines pour deux séjours très agréables.

Je renouvelle par écrit mes remerciements à l'ensemble de mon jury. Merci à Eric et Andreas d'avoir pris le temps de s'intéresser à mon travail. Un grand merci également à Lydia et Patrice d'avoir accepté d'être les rapporteurs de cette thèse, de s'être ainsi plongés de manière très approfondie dans ce document et de m'avoir permis de le corriger et l'améliorer grâce à leurs remarques judicieuses.

J'en viens à présent à mes directeurs de thèse, Fabrice et Pascal. Ils ont constamment veillé à ce que je sois plongé dans un cadre de travail me permettant de rester actif et contribuer de manière visible par la collaboration aux sujets dans lesquels j'étais impliqué, mais également à ce que je sois entouré de personnes compétentes, et ont toujours fortement insisté sur l'aspect de

la communication et de la présentation de mon travail, tâche pas forcément évidente en ce qui me concerne. Ce travail, principe fondamental de l'encadrement d'un doctorant, ils l'ont réalisé au mieux. Merci donc pour tous vos efforts, cela aura été un réel plaisir de travailler sous votre direction.

Pour finir, je remercie mes parents de m'avoir permis de poursuivre mes études dans des conditions idéales, et d'avoir insisté pour assister à ma soutenance malgré la distance : votre présence m'a fait très plaisir. Merci pour tout votre soutien, comme toujours !

Enfin, merci à Otilia pour toutes ces heures de travail passées ensemble. Je suis très heureux de poursuivre notre collaboration au-delà de cette thèse. . .

Table des matières

Introduction	2
Remerciements	4
1 Le Modèle Standard	9
1.1 Contenu du Modèle Standard	9
1.2 Cadre formel : théories de Yang-Mills	10
1.3 Interaction forte	11
1.4 Interactions électrofaibles	13
1.5 Mécanisme de Higgs	15
1.6 Évolution des constantes de couplage, anomalies	16
1.7 Limites du Modèle Standard	19
2 La Supersymétrie	23
2.1 Présentation générale	23
2.1.1 Atouts de la Supersymétrie	25
2.2 Formalisme et construction du MSSM	26
2.2.1 Super-espace et super-champs	26
2.2.2 Invariance de jauge	28
2.2.3 Potentiel du MSSM et parité R	29
2.2.4 Brisure de la Supersymétrie	31
2.2.5 Mécanisme de Higgs et états propres de masse	35
2.3 Phénoménologie et recherches expérimentales	37
2.3.1 Spectres de masse naturels	37
2.3.2 Modes de désintégration principaux	39
2.3.3 Recherches directes de Supersymétrie au LHC	39
2.3.4 Recherches indirectes et matière noire	43
2.4 Recherches avec deux leptons de même charge	47
3 Cadre de travail : l'expérience ATLAS au LHC	51
3.1 Le LHC, grand collisionneur de hadrons	51
3.2 Le détecteur ATLAS	54
3.2.1 Le trajectographe	55
3.2.2 Le calorimètre électromagnétique	59
3.2.3 Le calorimètre hadronique	65
3.2.4 Le spectromètre à muons	67
3.2.5 Le système de déclenchement	69

4	Reconstruction des différents objets	71
4.1	Électrons et photons	71
4.1.1	Reconstruction	71
4.1.2	Étalonnage	72
4.1.3	Identification	75
4.1.4	Isolation	78
4.2	Muons	78
4.3	Taus	79
4.4	Jets hadroniques	80
4.4.1	Reconstruction	80
4.4.2	Étalonnage	80
4.4.3	Performances	81
4.4.4	Identification de la saveur	82
4.5	Énergie transverse manquante	83
4.5.1	Performances	85
5	Mesures in situ des efficacités de reconstruction et d'identification des électrons	86
5.1	Présentation générale	87
5.1.1	Méthode <i>tag-and-probe</i> dans le canal $Z^0 \rightarrow e^+e^-$	87
5.1.2	Autres canaux de mesure utilisés par ATLAS	88
5.1.3	Définition et factorisation des mesures	88
5.2	Résultats avec l'ensemble des données 2010	90
5.3	Mise en œuvre et estimation du bruit de fond	92
5.3.1	Sélection des événements	92
5.3.2	Analyse qualitative du bruit de fond	94
5.3.3	Estimation du bruit de fond après reconstruction	96
5.3.4	Estimation du bruit de fond échouant la reconstruction	102
5.4	Incertitudes sur les mesures	108
5.4.1	Incertitude statistique	108
5.4.2	Incertitudes systématiques	111
5.4.3	Résumé : valeur centrale et incertitudes sur la mesure finale	115
5.5	Résultats et interprétation des mesures	117
5.5.1	Mesures intégrées : description qualitative des observations	117
5.5.2	Mesures de précision et coefficients de correction de la simulation	123
5.6	Autres méthodes de mesure	128
5.6.1	Alternatives pour la soustraction du bruit de fond	128
5.6.2	Utilisation de l'isolation comme variable discriminante	130
5.6.3	Mesures à basse énergie : canal $J/\psi \rightarrow e^+e^-$	132
5.7	Conclusion	133
6	Recherche de SUSY dans les événements avec deux leptons de même charge	135
6.1	Définition de la région de signal	135
6.1.1	Définition des objets	135
6.1.2	Définition de la région de signal	137
6.2	Estimation du bruit de fond	139
6.2.1	Bruit de fond irréductible	140
6.2.2	Assignation erronée de la charge électrique	141
6.2.3	Faux leptons	143
6.2.4	Validation de l'estimation	146
6.3	Résultats préliminaires	148
6.3.1	Interprétation des résultats	150

6.4	Conclusion	151
7	Extension et amélioration avec l'ensemble des données 2012	152
7.1	Réoptimisation des régions de signal	152
7.1.1	Variables discriminantes utilisées	153
7.1.2	Stratégie d'optimisation	156
7.1.3	Définition des régions de signal	160
7.2	Modifications dans l'analyse	162
7.2.1	Reconstruction et sélection des objets	162
7.2.2	Estimation du bruit de fond	165
7.2.3	Utilisation des simulations Monte-Carlo	166
7.2.4	Validation de l'estimation du bruit de fond	168
7.2.5	Sources d'incertitudes	173
7.3	Ajustement des données et établissement de limites	175
7.3.1	Fonction de vraisemblance	176
7.3.2	Limites d'exclusion	176
7.4	Résultats	179
7.4.1	Contenu des régions de signal	179
7.5	Limites d'exclusion	180
7.5.1	Limites générales	181
7.5.2	Exclusion de modèles particuliers	182
7.6	Conclusion	187
	Conclusion	190
A	Mesures des efficacités de reconstruction et d'identification des électrons	192
A.1	Incertitude statistique	192
A.2	Combinaison des variations : amélioration de la prise en compte du degré de corrélation	196
A.3	Tables diverses	198
B	Recherche de SUSY	202
B.1	Mesure du taux d'erreur sur la détermination de la charge	202
B.2	Mesure des efficacités ε et ζ pour la méthode de la matrice	206
B.3	Estimation du bruit de fond pour l'analyse de l'ensemble des données 2012	210
B.4	Implémentation des sources d'erreur dans <i>HistFitter</i>	214
B.5	Divers	214
	Résumé	228
	Abstract	228

Chapitre 1

Le Modèle Standard

Le Modèle Standard de la physique des particules permet d'expliquer avec succès les phénomènes observés dans les différentes expériences sondant la physique à l'échelle subatomique. Il décrit sous la forme d'une théorie quantique des champs les interactions fortes et électrofaibles régissant le comportement d'un ensemble cohérent de particules élémentaires, dont toutes ont été observées expérimentalement. Il a de plus été en mesure de fournir à de multiples reprises des prédictions ayant été confirmées ultérieurement : existence du méson Ω^- , des bosons W^\pm et Z^0 , des quarks c , b et t , ainsi que d'une multitude de résonances hadroniques... Ce chapitre rappelle brièvement la structure du Modèle Standard en tant que théorie de jauge, dans laquelle les différentes interactions résultent d'une invariance sous l'action locale du groupe $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$. Dans la dernière section les limitations principales du modèle sont exposées, afin de fournir des motivations au développement de nouvelles théories, et à la recherche expérimentale de signes de nouvelle physique en découlant.

1.1 Contenu du Modèle Standard

Les particules composant le Modèle Standard sont classifiées en deux grandes classes en fonction de leur spin : fermions et bosons. Cette distinction n'est pas arbitraire mais reflète les propriétés profondément différentes des règles statistiques régissant ces deux classes. Les particules fermioniques, toutes de spin $1/2$, constituent la matière connue. Elles se répartissent en trois générations successives consistant essentiellement en des répliques de la première génération, avec des nombres quantiques identiques mais des masses croissantes. Les particules chargées composant les deuxième et troisième générations sont instables et se désintègrent (par courant électrofaible chargé) vers des particules de générations inférieures. Elles se distinguent également par la nature de leurs interactions :

- Quarks : porteurs de charges électrique, d'isospin faible et de couleur, massifs, et donc sensibles à toutes les interactions. Ils n'ont jamais été observés de manière isolée, mais en état liés de couleur neutre, les hadrons, à part le quark top qui se désintègre promptement avant de s'hadroniser.
- Leptons chargés (électron, muon, tau) : interagissent par interactions électromagnétique et faible, et possèdent une masse.
- Leptons neutres (neutrinos) : uniquement sensibles à l'interaction faible. Dans la version minimale du Modèle Standard, les neutrinos n'ont pas de masse, et les neutrinos de chiralité droite (ainsi que les anti-neutrinos de chiralité gauche) n'existent pas.

À ces 12 fermions, accompagnés de leurs anti-particules, s'ajoutent 5 bosons

- Bosons de jauge : ces champs vectoriels sont les médiateurs des différentes interactions. Le photon et les 8 gluons, de masse nulle, sont associés respectivement aux interactions électromagnétique et forte ; les bosons W^\pm et Z^0 , massifs, à l'interaction faible.

Leptons	Électron	Muon	Tau	Neutrinos
Masse	511 keV	106 MeV	1.78 GeV	$0 < m_{\min}^{\dagger} < 2 \text{ eV}$ $m_{\max}^{\dagger} - m_{\min}^{\dagger} \leq 0.05 \text{ eV}$
(Q, S, T_3, Y_W)	$(-1, \frac{1}{2}, \frac{1}{2}, -\frac{1}{2})$			$(0, \frac{1}{2}, \frac{1}{2}, -\frac{1}{2})$

† hors oscillations, les limites sont $m_{\nu_e} < 2 \text{ eV}$, $m_{\nu_{\mu}} < 0.2 \text{ MeV}$, $m_{\nu_{\tau}} < 18 \text{ MeV}$.

Quarks	Down	Strange	Bottom	Up	Charm	Top
Masse	3-7 MeV	0.1 GeV	4.2 GeV	1.5-3 MeV	1.3 GeV	173 GeV
(Q, S, T_3, Y_W)	$(-\frac{1}{3}, \frac{1}{2}, -\frac{1}{2}, \frac{1}{6})$			$(\frac{2}{3}, \frac{1}{2}, \frac{1}{2}, \frac{1}{6})$		

Bosons	Gluons	Photon	W^{\pm}	Z^0	Higgs
Masse	0	0	80.4 GeV	91.2 GeV	126 GeV
(Q, S, T_3, Y_W)	$(0, 1, 0, 0)$		$(\pm 1, 1, \pm 1, 0)$	$(0, 1, 0, 0)$	$(0, 0, 0^{\dagger}, 0^{\dagger})$

† le champ scalaire complexe Φ forme sous $SU(2)_L$ un doublet d'hypercharge $-1/2$.

TABLE 1.1 – Particules composant le Modèle Standard avec quelques-unes de leurs propriétés les plus importantes : masse connue, charge électrique Q , spin S , composante z de l'isospin faible T_3 , et hypercharge faible Y_W . Les deux derniers nombres quantiques sont donnés pour des fermions de chiralité gauche. Pour les fermions de chiralité droite, $T_3 = 0$ et $Y_W = Q$.

- **Boson de Higgs** : champ scalaire permettant, au travers d'une brisure spontanée de symétrie, d'introduire des termes de masse pour les fermions et les bosons de jauge, tout en préservant l'invariance de jauge. Bien qu'il s'agisse de la dernière particule du Modèle Standard dont l'existence reste à confirmer, les observations actuelles laissent peu de place au doute, un boson scalaire [1–3] de masse 126 GeV et aux couplages identiques [4] à ceux prévus par le Modèle Standard pour le boson de Higgs ayant récemment été découvert au LHC [5, 6].

La table 1.1 résume l'ensemble des particules élémentaires composant le Modèle Standard, avec certaines de leurs propriétés les plus importantes, en particulier leurs charges sous les différentes interactions.

1.2 Cadre formel : théories de Yang-Mills

Le concept de symétries a joué un rôle fondamental dans l'établissement de la physique moderne. Ainsi, le théorème de Noether, permettant d'associer un invariant à chaque symétrie globale de l'action du système, s'est révélé une pierre angulaire de la mécanique analytique. Le développement de l'électromagnétisme classique a d'autre part fait émerger la notion de transformations de jauge, l'invariance des lois physiques sous certaines transformations locales des champs. Ainsi, les équations de Maxwell restent inchangées dans la translation des potentiels \mathcal{V} et \vec{A} par le gradient d'une fonction scalaire. L'équivalent de cette symétrie en mécanique quantique est l'invariance du Lagrangien sous un changement de phase du champ $\psi(x) \rightarrow e^{i\theta} \psi(x)$. La préservation de cette symétrie pour des changements de phases locaux $\theta(x)$ conduit à l'introduction d'un champ de jauge auxiliaire, correspondant au champ électromagnétique. L'interaction électromagnétique fut ainsi la première à être quantifiée par Tomonaga, Schwinger et Feynman [7–12] comme une théorie de jauge associée à l'invariance sous l'action locale du groupe $U(1)$. L'accord impressionnant constaté entre les prédictions de l'électrodynamique quantique (abrégé QED) et les mesures expérimentales (moment magnétique anormal des leptons, décalage de Lamb des raies d'émission de l'hydrogène) fournit une motivation importante pour tenter de décrire les autres interactions à l'aide du même formalisme.

Pour cela, il est nécessaire de disposer d'une généralisation de l'approche utilisée dans le

cadre de l'électrodynamique, permettant de traiter des symétries plus complexes. Ce cadre de travail fut développé par Yang et Mills [13] dans le cas des groupes de Lie compacts. On considère la transformation d'un champ massif $\psi(x) \rightarrow U(x)\psi(x)$ sous l'action d'un groupe de symétrie $U(x) \in G$, dont l'algèbre de Lie est générée par n générateurs T_a . L'expression du Lagrangien invariant sous cette transformation est alors :

$$\mathcal{L}_{\text{YM}} = -\frac{1}{4} \text{Tr} \{F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}\} + \bar{\psi}(i\gamma^\mu D_\mu - m)\psi \quad (1.1)$$

Afin de préserver l'invariance sous transformation locale, la dérivée usuelle a été remplacée par la dérivée covariante D_μ , qui nécessite l'introduction de n champs de jauge $A_\mu = \sum A_\mu^a T_a$ et d'une constante de couplage g :

$$D_\mu = \partial_\mu + ig \sum_{a=1}^n n A_\mu^a \quad (1.2)$$

$$A_\mu \rightarrow U A_\mu U^{-1} - \frac{i}{g} U \partial_\mu U^{-1} \quad (1.3)$$

La trace du terme $F_{\mu\nu}F^{\mu\nu}$ permet d'inclure la cinématique des champs A_μ dans le Lagrangien, sous une forme également invariante de jauge :

$$F_{\mu\nu} = [D_\mu, D_\nu] = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu + ig[A_\mu, A_\nu] \quad (1.4)$$

Les termes $\bar{\psi}A_\mu\psi$ apparaissant dans l'expression $\bar{\psi}D_\mu\psi$ se traduisent alors par des interactions entre champs ψ et boson de jauge, générant de nouveaux diagrammes de Feynman. Une interaction entre particules, dans le cadre des théories de jauge, est alors une conséquence d'une symétrie locale du Lagrangien se traduisant par l'échange de bosons médiateurs (champs de jauge). Dans le cas de groupes non-abéliens, le commutateur $[A_\mu, A_\nu]$ non-nul dans l'expression de $F_{\mu\nu}$ est à l'origine de termes additionnels d'interactions entre bosons de jauge eux-mêmes, non présents dans le cas de l'électrodynamique (le photon ne se couple pas avec lui-même). Cette particularité est par exemple à l'origine de la nature très différente de l'interaction forte et de l'électrodynamique.

1.3 Interaction forte

Les interactions entre nucléons furent décrites par Yukawa [14] comme un échange de pions, anticipant leur découverte ultérieure par Powell [15]. Dans les décennies suivantes, de nombreux autres hadrons furent observés expérimentalement, mettant en doute leur nature fondamentale. Les efforts de classification de ces particules en fonction de leurs spin-parité et parité de charge conduisirent Gell-Man [16] à identifier des groupes de particules aux propriétés similaires à des représentations irréductibles du groupe $SU(3)$, les différents membres d'un même multiplet étant distingués par leur isospin et leur hypercharge. Un succès immédiat de ce modèle nommé voie octuple (*Eightfold way*) fut la prédiction de l'existence et de la masse du baryon Ω^- , confirmée expérimentalement deux ans plus tard [17]. L'interprétation de cette classification apparemment arbitraire fut proposée par Gell-Man et Zweig [18, 19], suggérant de voir les hadrons comme composés de fermions élémentaires de trois saveurs différentes, dénommés quarks. En considérant $SU(3)$ comme groupe de symétrie de l'interaction forte sous rotation dans l'espace des saveurs, et en identifiant le triplet de quarks (u, d, s) à sa représentation fondamentale $\mathbf{3}$, ceci permet d'obtenir les différents groupes de mésons connus comme composés d'un quark et d'un anti-quark $\mathbf{3} \otimes \bar{\mathbf{3}} = \mathbf{1} \oplus \mathbf{8}$, et les baryons comme composés de trois quarks $\mathbf{3} \otimes \mathbf{3} \otimes \mathbf{3} = \mathbf{1} \oplus \mathbf{8} \oplus \mathbf{8} \oplus \mathbf{10}$.

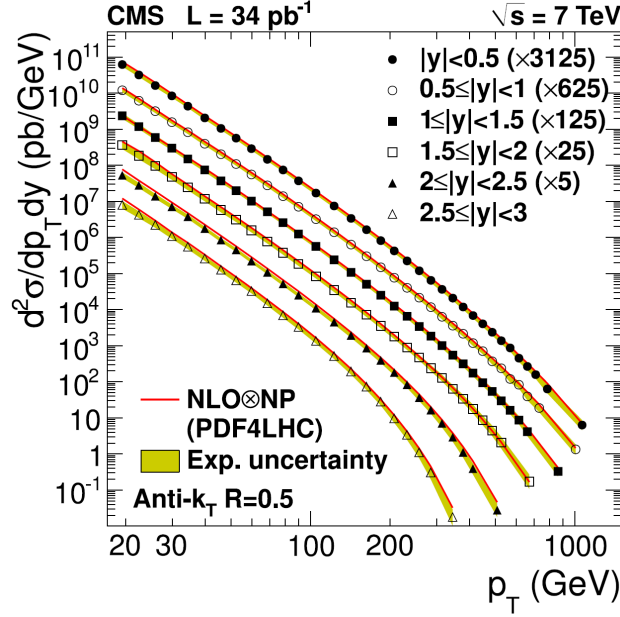


FIGURE 1.1 – Sections efficaces de production de jets hadroniques dans des collisions proton-proton à $\sqrt{s} = 7$ TeV, mesurées par l'expérience CMS et comparées aux prédictions du Modèle Standard. Source [34].

Cette symétrie est cependant brisée par les masses non-dégénérées des différents quarks, ainsi que par l'interaction faible. Elle est donc de moins en moins vérifiée lors de l'ajout successif des quarks plus lourds c , b et t . L'existence avérée des quarks fut démontrée par la mesure de la section efficace de diffusion inélastique d'électrons sur des nucléons [20, 21] : son évolution avec le moment transféré lors de l'interaction vérifie une relation établie par Björken [22] valide pour des partons ponctuels, alors que la distribution de la charge électrique dans un nucléon, mesurée à l'aide de diffusions élastiques, est étendue. Il fut par ailleurs vite réalisé [23] qu'un nombre quantique additionnel était requis pour permettre l'existence des baryons Δ^{++} et Ω^- , leur constitution homogène en quarks (uuu , sss) entrant autrement en conflit avec le principe d'exclusion de Pauli. Han, Nambu et Greenberg postulèrent donc [24, 25] l'existence d'une charge de couleur, pouvant générer les trois états orthogonaux requis. Le choix d'un nombre d'états de couleurs $N_C = 3$ permet de retrouver un accord satisfaisant [26] entre prédictions et mesures expérimentales du rapport d'embranchement de la désintégration $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, ainsi que du rapport des sections efficaces de production de hadrons et de muons dans des collisions e^+e^- .

La symétrie de jauge à l'origine de l'interaction forte est donc la rotation dans l'espace des couleurs. La théorie quantique des champs décrivant l'interaction forte est construite comme une théorie de Yang-Mills basée sur le groupe $SU(3)$ de couleur, travail réalisé par Politzer, Wilczek et Gross [27–30]. Les champs associés aux générateurs de l'algèbre de Lie correspondante (matrices de Gell-Man) sont les 8 gluons, médiateurs de l'interaction. Celle-ci peut être vue comme un échange de couleur entre les quarks. Les gluons, bosons vecteurs de masse nulle, ont été mis en évidence pour la première fois en 1979 [31, 32]. À l'instar des interactions faibles, le caractère non-abélien de $SU(3)$ résulte en des possibles interactions entre gluons. Outre des conséquences importantes sur la nature de l'interaction forte (voir plus loin), cela leur permettrait de former des états liés constitués uniquement de gluons ("glueball"), dont le représentant le plus léger serait un méson scalaire d'une masse comprise entre 1 et 1.7 TeV [33]. Pour le moment, ces états n'ont toutefois jamais été observés.

La figure 1.1 présente la section efficace de production de jets mesurée au LHC. Ces processus permettent de tester la compréhension de l'interaction forte à des énergies allant jusqu'au TeV.

Comme on peut le constater, un excellent accord est obtenu avec les prédictions du Modèle Standard.

1.4 Interactions électrofaibles

L'interaction faible fut d'abord décrite par Fermi [35] comme une interaction de contact entre 4 fermions, de manière à expliquer les mesures d'émission β ainsi que la désintégration du muon. Gamow et Teller [36] obtinrent une forme différente du couplage dans le cas des transitions β produisant des leptons de spin parallèle. Plus tard, Lee et Yang [37] postulèrent la violation de la parité par l'interaction faible pour comprendre les modes de désintégrations des kaons chargés. Cette violation fut observée peu après par Wu [38] dans les désintégrations β^- du cobalt 60. Dès lors, dans le cadre le plus général, 5 opérateurs différents – ou certaines de leurs combinaisons – peuvent intervenir dans le couplage. Sudarshan et Marshak [39], après une revue des mesures des spectres d'émission β de différents noyaux, établirent la seule forme possible du couplage compatible avec l'ensemble des expériences

$$J_{pn}^\mu J_\mu^{e\nu} \propto \bar{\psi}_p \gamma^\mu (C_V - C_A \gamma^5) \psi_n \bar{\psi}_e \gamma_\mu (1 - \gamma^5) \psi_\nu \quad (1.5)$$

combinant un couplage vectoriel γ^μ à un couplage axial $\gamma^\mu \gamma^5$: la théorie $V - A$. Celle-ci permet d'expliquer la violation maximale de parité constatée dans les désintégrations β , où seul le neutrino de chiralité gauche est observé¹. En effet, dans la forme proposée (1.5) seule cette composante interagit $(1 - \gamma^5) \psi_\nu = 2\psi_\nu^L$. Cependant, cette théorie effective est prise en défaut à plus haute énergie $\mathcal{O}(100 \text{ GeV})$, les sections efficaces calculées devenant trop grandes.

Une description plus complète de l'interaction faible fut construite par Glashow, Salam et Weinberg [40,41] dans le langage des théories de Yang-Mills. Cette approche permet de satisfaire un certain nombre de contraintes :

- théorie de Yang-Mills : interaction par échange de bosons
- interaction faible de courte portée : bosons de jauge massifs
- théorie chirale : composantes de chiralité gauche ou droite interagissent différemment
- unification avec l'électrodynamique quantique : propriétés similaires mais différence d'intensité des couplages due aux masses des médiateurs respectifs ; à une énergie de l'ordre de la masse du boson W , les couplages deviennent comparables.

Pour cela, les fermions sont assemblés en doublets (sous l'action de $SU(2)$ de chiralité gauche, et singletons de chiralité droite. Pour la première génération de fermions, on obtient :

$$\begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L \end{pmatrix}_{y=-\frac{1}{2}}, \quad \begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}_{y=\frac{1}{6}}, \quad (e_R)_{y=-1}, \quad (u_R)_{y=\frac{2}{3}}, \quad (d_R)_{y=-\frac{1}{3}} \quad (1.6)$$

Le groupe de symétrie associée à l'interaction électrofaible est le produit $U(1)_Y \times SU(2)_L$, correspondant respectivement à des invariances sous changement de phase et sous rotation dans l'espace d'isospin faible. La charge conservée associée à l'invariance sous $U(1)$ est l'hypercharge, contrairement au cas de l'électrodynamique. La dérivée covariante associée à ces transformations de jauge est donnée par :

$$\begin{cases} D_\mu \psi_L = \left(\partial_\mu + \frac{i}{2} g \sum_{j=1}^3 \sigma_j W_\mu^j + i g' y_L B_\mu \right) \psi_L \\ D_\mu \psi_R = \left(\partial_\mu + \frac{i}{2} g' y_R B_\mu \right) \psi_R \end{cases} \quad (1.7)$$

À partir du Lagrangien de Yang-Mills, les deux termes d'interaction par courant chargé sont :

1. dans la limite d'un neutrino de masse nulle, l'hélicité (paramètre mesuré) correspond à la chiralité.

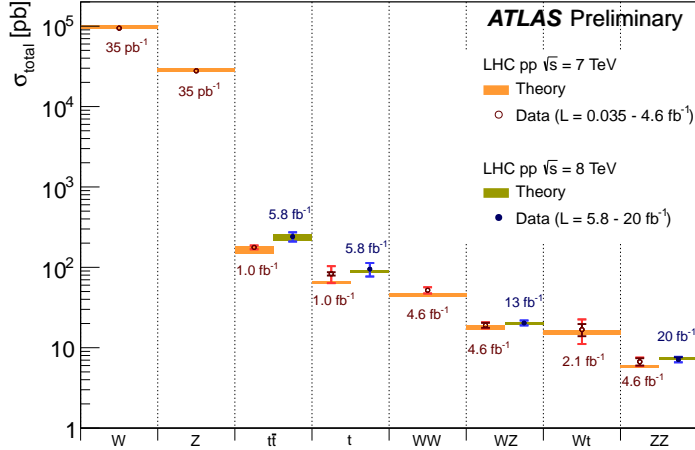


FIGURE 1.2 – Sections efficaces de production des bosons vecteurs de l’interaction électrofaible dans des collisions proton-proton mesurées par l’expérience ATLAS et comparées aux prédictions du Modèle Standard. Source [42].

$$\mathcal{L}_{W^\pm} = -\frac{g}{\sqrt{2}}\bar{\psi}_R\gamma^\mu(\sigma_1 \mp i\sigma_2)\psi_L W_\mu^\pm \quad (1.8)$$

où $W_\mu^\pm = W_\mu^1 \pm iW_\mu^2$ correspondent aux champs physiques, les bosons W . Comme attendu, l’interaction par courant chargé procède par un couplage $V - A$ pur. Les courants neutres sont obtenus par une rotation d’angle θ_W des champs $(B_\mu \ W_\mu^3) \rightarrow (A_\mu \ Z_\mu)$, correspondant au boson Z^0 et au photon. L’uniformité du couplage du photon aux spineurs de chiralité gauche ou droite ainsi que l’identification de l’intensité de ce couplage à la charge électrique élémentaire e se traduisent directement par une relation entre les constantes de couplage et l’angle de Weinberg :

$$g \sin \theta_W = g' \cos \theta_W = e \quad (1.9)$$

On retrouve alors l’électrodynamique quantique, ainsi que le courant neutre lié au boson Z^0 :

$$\begin{cases} \mathcal{L}_A = -e\bar{\psi}\gamma^\mu Q\psi \\ \mathcal{L}_Z = -\frac{1}{2}e \tan \theta_W [\bar{\psi}_R\gamma^\mu ((\sin \theta_W)^{-2}\sigma_3 - Q) \psi_L] Z_\mu \\ \quad + \frac{1}{2}e \tan \theta_W [\bar{\psi}_L\gamma^\mu Q\psi_R] Z_\mu \end{cases} \quad (1.10)$$

où apparaît l’opérateur de charge électrique Q , normalisé à la charge élémentaire e . Par commodité, ψ_R contient sous forme de doublet les deux singletons de chiralité droite (s’ils existent) associés au doublet ψ_L , bien qu’ils ne se transforment pas sous $SU(2)_L$. On peut noter que si le groupe $U(1)_{EM}$ avait été choisi à la place de $U(1)_Y$, la condition (1.9) se résumerait à $\sin \theta_W = 0$ et le boson Z^0 ne se couplerait pas aux spineurs de chiralité droite, en contradiction avec les mesures expérimentales (largeurs des modes de désintégrations $Z^0 \rightarrow f\bar{f}$ par exemple).

La figure 1.2 présente les sections efficaces de production des bosons W et Z mesurées au LHC. Là encore, l’accord entre théorie et observations est excellent.

Une constatation importante peut être faite : les courants neutres ne mélangent pas les composantes du doublet d’isospin (seules σ_3 et $\mathbb{1}$, diagonales, sont impliquées), au contraire des courants chargés (σ_1 et σ_2 impliquées). Ainsi, à l’ordre de l’arbre, il n’y a pas de changement de saveur par courant neutre dans le Modèle Standard. Ceci a permis notamment la prédiction

en 1970 de l'existence du quark c par Glashow, Iliopoulos et Maiani [43], pour expliquer le faible rapport de branchement $K^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$. Il s'agit également d'une voie intéressante pour la recherche d'effets de physique au-delà du Modèle Standard.

Les bosons W^\pm et Z^0 n'ont pas de masse dans cette théorie : les éventuels termes $m^2 W^\mu W_\mu$ qui pourraient être ajoutés au Lagrangien pour les générer, ne sont pas invariants de jauge et donc interdits. La nature chirale de l'interaction électrofaible empêche également l'inclusion de termes de masse pour les fermions : ces termes $m\bar{\psi}\psi = m(\bar{\psi}_R\psi_L + \bar{\psi}_L\psi_R)$ ne seraient pas non plus invariants de jauge. La théorie doit donc être complétée par un mécanisme permettant de procurer des masses à ces champs.

1.5 Mécanisme de Higgs

Le mécanisme de Higgs, proposé par plusieurs auteurs [44–46], permet de compléter le Modèle Standard en autorisant l'assignation de masses aux bosons de l'interaction faible ainsi qu'aux fermions, tout en préservant l'invariance de jauge de la théorie. L'idée générale est de coupler la brisure spontanée de symétrie d'un champ scalaire, qui génère des bosons de masse nulle selon le théorème de Goldstone, à une théorie de jauge. Les bosons de jauge peuvent alors absorber les degrés de liberté additionnels correspondant aux bosons de Goldstone, acquérir une polarisation longitudinale et par conséquent une masse.

Dans le cas du Modèle Standard, un doublet de champ scalaire complexe Φ d'hypercharge $-\frac{1}{2}$ est introduit, se transformant sous $U(1)_Y \times SU(2)_L$ comme précédemment. La partie cinématique du Lagrangien associé à ces nouveaux champs est la suivante :

$$\mathcal{L}_H = (D^\mu \Phi)^\dagger (D_\mu \Phi) - \mathcal{V}(\Phi^\dagger \Phi) \quad (1.11)$$

avec $\mathcal{V}(\Phi^\dagger \Phi) = -\mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \frac{1}{2} \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2$, $\lambda > 0$

Le potentiel \mathcal{V} , choisi pour respecter l'invariance sous $U(1)_Y \times SU(2)_L$ et préserver la renormalisabilité de la théorie (pas de terme d'ordre supérieur à 4 en champ), présente un minimum en $|\Phi|^2 = v^2 = \mu^2/\lambda$. L'invariance est cependant brisée spontanément par la valeur attendue du champ dans le vide $\langle 0|\Phi(x)|0\rangle$. Dans la jauge unitaire, le champ Φ s'exprime sous la forme :

$$\Phi(x) = \begin{pmatrix} \phi^0(x) \\ \phi^+(x) \end{pmatrix} \rightarrow \begin{pmatrix} v + \frac{1}{\sqrt{2}} H(x) \\ 0 \end{pmatrix} \quad (1.12)$$

avec $H(x)$ le champ réel associé au boson de Higgs. Les contributions du champ Φ au Lagrangien total peuvent alors être ré-écrites en séparant les contributions v et H . Ainsi, le Lagrangien (1.12) permet d'obtenir des termes de masse de la forme $m^2 A^\mu A_\mu$ pour les différents bosons de l'interaction électro-faible :

$$m_{W^\pm}^2 = \frac{1}{2} g^2 v^2 \quad m_Z^2 = \frac{m_{W^\pm}^2}{\cos^2 \theta_W} \quad m_A = 0 \quad m_H = 2\lambda v^2 \quad (1.13)$$

Afin de générer les masses des fermions, le même champ scalaire peut être utilisé pour construire des termes d'interaction de Yukawa invariants de jauge. En toute généralité, les couplages peuvent mélanger les trois générations de fermions :

$$\mathcal{L}_{\text{Yukawa}} = Y_u^{\alpha\beta} (\bar{u}_L^\alpha \bar{d}_L^\alpha) \Phi u_R^\beta + Y_d^{\alpha\beta} (\bar{u}_L^\alpha \bar{d}_L^\alpha) \tilde{\Phi} d_R^\beta + Y_\ell^{\alpha\beta} (0 \bar{\ell}_L^\alpha) \tilde{\Phi} \ell_R^\beta + \text{termes conjugués.}$$

avec $u^\alpha \in \{u, c, t\}$, $d^\alpha \in \{d, s, b\}$, $\ell^\alpha \in \{e, \mu, \tau\}$, $\tilde{\Phi}_a = \epsilon_{ab} \Phi_b^*$ (1.14)

Les termes de masse sont alors obtenus en remplaçant Φ par sa valeur attendue dans le vide, et en diagonalisant les matrices Y telle $U_u v Y_u \tilde{U}_u = \text{diag}(m_u, m_c, m_t)$. Ceci correspond à un changement de base par rapport aux états propres de l'interaction faible. Comme U_u et U_d sont *a priori* différentes, les couplages des courants faibles chargés, seule interaction associant des quarks de types 'up' et 'down' dans le Modèle Standard, sont modifiés et induisent un mélange entre les différentes générations de quarks. On obtient ainsi la matrice de Cabbibo-Kobaiashi-Maskawa $U_u \tilde{U}_d$, introduite empiriquement pour expliquer les rapports de modes de désintégrations de hadrons changeant ou non l'étrangeté. Avec les contraintes d'universalité de l'interaction faible entre les différentes générations de quarks et leptons, cette matrice est décrite uniquement par 4 paramètres : trois angles de rotation, et une phase induisant la violation de CP . Un ajustement des mesures les plus récentes [47] permet d'obtenir les valeurs suivantes pour les différents coefficients de couplages :

$$\begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 0.97427 \pm 0.00015 & 0.22534 \pm 0.00065 & 0.00351^{+0.00015}_{-0.00014} \\ 0.22520 \pm 0.00065 & 0.97344 \pm 0.00016 & 0.0412^{+0.0011}_{-0.0005} \\ 0.00867^{+0.00029}_{-0.00031} & 0.0404^{+0.0011}_{-0.0005} & 0.999146^{+0.000021}_{-0.000046} \end{pmatrix} \quad (1.15)$$

Bien que les termes dominants de cette matrice soient diagonaux, indiquant un couplage préférentiel entre quarks de même génération, les termes non-nuls hors diagonale montrent que le mélange entre générations est effectivement réalisé dans la nature. En l'absence de terme de masse pour les neutrinos, cette complication ne se produit pas pour les leptons, permettant ainsi la conservation du nombre leptonique par toutes les interactions.

1.6 Évolution des constantes de couplage, anomalies

En général, le calcul d'observables dans une théorie quantique des champs repose sur l'évaluation des premiers ordres d'un développement perturbatif (diagrammes de Feynman), à défaut de la capacité d'effectuer le calcul exact. Cette approximation présente notamment un inconvénient : la troncature retenue conduit souvent à des résultats non définis (intégrales divergentes en 4 dimensions) pour les observables. Les procédures de renormalisation de la théorie permettent dans certains cas de contourner ce problème. Bethe [48] fut le premier à utiliser cette approche, afin de calculer les décalages de Lamb. Elle consiste essentiellement en deux étapes :

- **Régularisation** : paramétrisation de l'intégrale afin d'en identifier les pôles et les résidus. Une des méthodes fréquemment employée est la régularisation dimensionnelle développée par 't Hooft [49] pour les théories de Yang-Mills.
- **Renormalisation** : redéfinition des paramètres du Lagrangien et ajout de contre-termes adéquats, afin d'absorber les divergences. Après renormalisation, le calcul des observables produit un résultat fini.

Une question importante est de savoir si un nombre fini d'opérations de renormalisation peut éliminer toutes les divergences de la théorie de manière cohérente, à tous les ordres du développement perturbatif. Dans le cas de l'électrodynamique quantique, ces divergences peuvent être ramenées à seulement trois diagrammes fondamentaux, qui induisent une renormalisation de la masse et la charge nue de l'électron ainsi que des champs de l'électron et du photon. Le Modèle Standard, en tant que théorie de jauge, est également renormalisable, comme l'ont montré 't Hooft et Veltman [50]. Ceci constitue un résultat très important : la théorie possède ainsi un grand pouvoir prédictif. Une autre conséquence est que le Modèle Standard est en principe valide pour la description de phénomènes à une échelle d'énergie arbitrairement élevée. En l'absence de cette propriété, les intégrales divergentes peuvent être tronquées pour obtenir des résultats physiquement acceptables, mais cela limite le domaine d'application de la théorie à des énergies inférieures à la coupure Λ introduite. Par exemple, la description de Fermi de l'interaction faible

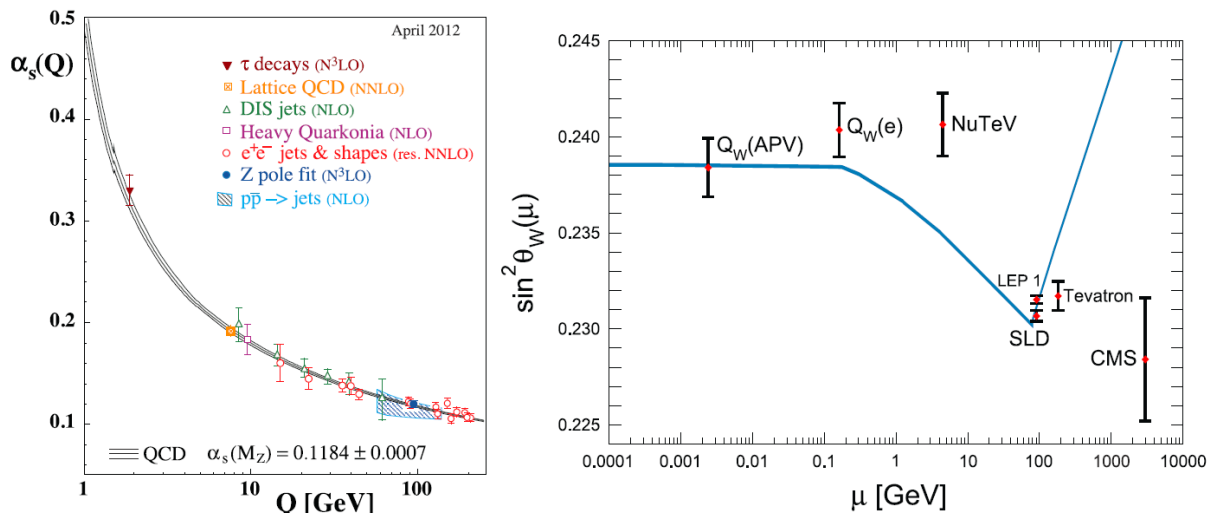


FIGURE 1.3 – Évolution de la constante de couplage de l’interaction forte α_s (gauche) et de l’angle de Weinberg (droite) en fonction de l’échelle d’énergie, mesurée par différentes expériences et comparée aux résultats théoriques. Dans le cas de θ_W , il existe une claire transition de régime à la masse du boson W . Les points mesurés par le Tevatron et CMS, décalés pour des raisons de clarté, sont en fait tous réalisés à $\mu = M_Z$. Les lignes continues (de couleur noire à gauche, bleue à droite) indiquent les prédictions théoriques. Source [47].

n’est pas renormalisable : il s’agit d’une théorie effective, qui n’est plus valide lorsque les énergies mises en jeu approchent la masse des propagateurs (bosons W et Z).

L’échelle de renormalisation μ apparaît comme un paramètre destiné à préserver la dimensionnalité nulle de l’action au cours de la régularisation. Les grandeurs renormalisées intervenant dans le calcul d’observables dépendent alors de μ . Par exemple, les constantes de structure fine à deux échelles de renormalisation μ_1 et μ_2 sont reliées par la relation suivante :

$$\alpha(\mu_2) = \frac{\alpha(\mu_1)}{1 - \frac{b_0}{2\pi} \ln \frac{\mu_2}{\mu_1}} \quad \text{avec } b_0 = \frac{2}{3} \quad (1.16)$$

La valeur prise par μ est *a priori* complètement arbitraire, cette variable apparaissant de manière *ad hoc* dans la procédure de renormalisation. Cependant, le calcul d’observables telles que la section efficace de diffusion de deux particules montre que μ doit être de l’ordre de grandeur de l’énergie échangée dans le processus, sans quoi le développement perturbatif à la base du calcul n’aurait pas de sens. En traduisant cette échelle d’énergie en l’inverse d’une longueur, l’équation (1.16) indique alors une décroissance de la constante de structure fine avec la distance. Ceci peut être interprété comme un effet d’écrantage de la charge nue d’une particule chargée, par la création de paires de particules-antiparticules virtuelles s’orientant comme des dipôles, de manière similaire à la polarisation d’un matériau par un champ électrique.

De manière similaire, la constante de couplage de l’interaction forte α_s dépend de l’échelle de renormalisation au travers de la même relation (1.16) mais avec une constante b_0 différente :

$$b_0 = - \left(\frac{11}{3} n_c - \frac{4}{3} n_f \right) \quad (1.17)$$

où n_c et n_f sont respectivement le nombre de couleurs et le nombre de générations de fermions. Pour $n_c = 3$ et moins de 9 générations de fermions (pour le moment, seules 3 sont connues), b_0 est négatif ce qui résulte en un accroissement d’ α_s avec la distance. Cette situation,

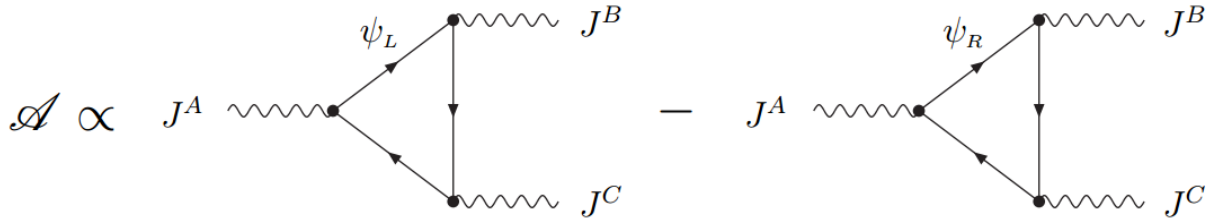


FIGURE 1.4 – Origine des anomalies de jauge : couplages électrofaibles différents pour les fermions de chiralité gauche et droite intervenant dans la boucle.

inverse de l'électrodynamique, peut être comprise par la possibilité pour les gluons d'interagir entre eux, contrairement aux photons. L'augmentation de la constante de couplage avec la distance permet d'autre part d'expliquer la liberté asymptotique des quarks. Elle permet également de comprendre de manière heuristique le confinement de la couleur (les états observés ont une charge de couleur nulle) : toute tentative d'éloignement de deux quarks se traduit par l'apport d'une énergie suffisante pour la création d'une nouvelle paire quark-antiquark se liant aux quarks séparés pour préserver la neutralité de la couleur de chaque côté. Cette image est à la base des modèles de tubes de flux utilisés avec succès dans les générateurs Monte Carlo pour implémenter l'hadronisation des partons produits dans l'état final. Toutefois, aucune démonstration rigoureuse de ce phénomène n'a pour le moment été proposée.

L'évolution des constantes de couplages est un phénomène bien établi expérimentalement : la figure 1.3 présente des résultats de mesures à différentes échelles d'énergie de la constante de couplage de l'interaction forte, et de l'angle de Weinberg. On peut constater que les observations sont conformes aux prédictions théoriques.

Anomalies de jauge et contraintes afférentes

Une autre particularité du passage à une théorie quantifiée est l'apparition éventuelle d'anomalies. Il s'agit de la perte, après régularisation de la théorie, d'une symétrie du Lagrangien original. Les anomalies associées aux symétries globales ne sont pas problématiques. Par exemple, l'anomalie d'Adler-Bell-Jackiw [51, 52], liée à la symétrie chirale globale sous transformation axiale $\psi_{L/R} \rightarrow e^{\pm i\gamma^5} \psi_{L/R}$, est la raison pour laquelle le pion neutre peut se désintégrer en paire de photons $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, bien que ce processus soit classiquement interdit par la symétrie chirale. Cette même anomalie entraîne la non-conservation du nombre baryonique, qui est une des conditions de Sakharov pour permettre la baryogénèse.

Au contraire, les anomalies des symétries de jauge brisent l'invariance de jauge et donc la consistance de la théorie. De telles anomalies apparaissent potentiellement dans le Modèle Standard : elles correspondent aux diagrammes en triangle indiqués à la Figure 1.4, qui ne se compensent pas à cause de la nature chirale de l'interaction faible. L'expression générale de ces anomalies en fonction des générateurs $T_{A,B,C}$ associés aux courants $J_{A,B,C}$ est la suivante :

$$\mathcal{A} = \text{Tr} [\{T_A, T_B\} T_C]_L - \text{Tr} [\{T_A, T_B\} T_C]_R \quad (1.18)$$

Le calcul des différentes anomalies permet de faire apparaître des relations surprenantes entre plusieurs propriétés du Modèle Standard apparemment indépendantes. Dans le cas d'un couplage $SU(2)_L^2 U(1)_Y$ par exemple, l'anomalie est donnée par :

$$\mathcal{A} = \frac{1}{2} \delta^{AB} (n_c \times y_{qL} + y_{\ell L}) = 0 \quad (1.19)$$

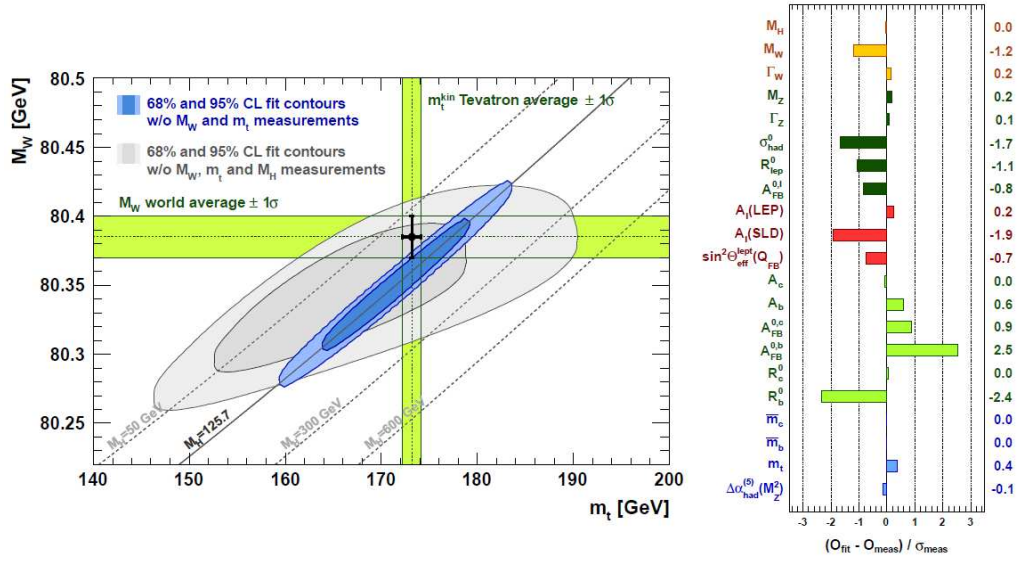


FIGURE 1.5 – Ajustement de différentes observables physiques par leurs corrélations calculées dans le cadre du Modèle Standard. La figure de gauche compare les masses observées du quark top et du boson W avec leur assignation dans l’ajustement, tandis que la figure de droite présente la différence entre valeurs expérimentale et ajustées des différentes observables utilisées, en termes de déviation standard sur la mesure. Source [53].

L’expression s’annule donc uniquement si le nombre de couleurs n_c est 3. De manière plus générale, on peut y voir un lien entre le nombre de couleurs et la charge électrique fractionnaire des quarks. Il est assez remarquable que cette propriété de l’interaction forte apparaisse dans une relation n’impliquant que l’interaction électrofaible. Pour un couplage $U(1)_Y^3$, l’expression obtenue est :

$$A = 2 (2n_c y_{qL}^3 + 2y_{\ell L}^3 - n_c y_{uR}^3 - n_c y_{dR}^3 - y_{\ell R}^3) = 0 \quad (1.20)$$

Ainsi, un Modèle Standard sans quarks ou sans leptons ne serait pas cohérent. S’il existe des partenaires lourds des quarks b et t aux propriétés similaires, ils sont nécessairement accompagnés d’une quatrième famille de leptons, car seule une génération complète de fermions permet l’annulation de l’anomalie. Ceci indique une connexion de nature fondamentale entre ces familles de particules, que le Modèle Standard n’explique pas : elles sont seulement incluses dans le modèle car elles sont observées.

1.7 Limites du Modèle Standard

Le Modèle Standard rencontre un succès impressionnant dans la description des phénomènes observés jusqu’à ce jour à l’échelle subatomique. La figure 1.5 illustre ainsi la compatibilité de différentes observables physiques dans le domaine électrofaible (masses, largeurs et rapports de branchements, asymétries). L’ajustement sur-contraint [53] des mesures expérimentales avec les calculs théoriques de leurs corrélations permet de constater la cohérence du Modèle Standard, les valeurs assignées aux observables après ajustement ne déviant pas significativement des mesures.

Malgré cela, le Modèle Standard comporte un certain nombre de failles, à la fois sur le plan théorique et sur le plan expérimental. L’une des plus évidentes est l’absence de description de la gravité, due à la difficulté majeure que consiste l’établissement d’une version quantique de la relativité générale. Ceci n’est pas un problème pour comprendre les expériences de physique

des particules, car l'effet de la gravitation à l'échelle microscopique est négligeable ; à l'inverse, les phénomènes quantiques n'entrent pas en jeu à l'échelle de l'Univers. Toutefois, il existe des domaines où une théorie quantique de la gravitation est nécessaire : il s'agit notamment de la description des trous noirs, ainsi que des instants primordiaux de l'Univers.

Naturalité et hiérarchie de masse

Dans le Modèle Standard, la symétrie chirale impose des masses nulles aux fermions, et l'invariance de jauge de même pour les bosons de jauge. La brisure de la symétrie électrofaible permet de générer des masses pour les différentes particules mais la symétrie originelle les empêche d'être arbitrairement grandes. Ainsi les pions, membres d'un multiplet d'isospin fort dont la symétrie est brisée par les masses différentes des quarks et les interactions électrofaibles, sont relativement légers. Le boson de Higgs au contraire possède un terme de masse invariant de jauge dans le Lagrangien. Le Modèle Standard requiert un boson de Higgs à l'échelle électrofaible (unitarité de l'amplitude de diffusion WW) ; toutefois, rien ne permet de comprendre pourquoi cette masse a effectivement le bon ordre de grandeur, alors qu'elle pourrait *a priori* prendre n'importe quelle valeur.

Ce problème se reflète dans les corrections radiatives à la masse du boson de Higgs. Ces corrections, impliquant des boucles de particules virtuelles se couplant au Higgs, induisent des divergences quadratiques en l'échelle de coupure Λ . Ainsi, après renormalisation, les corrections finies à la masse du boson de Higgs sont de l'ordre de la masse du quark top. La gravitation définit toutefois une échelle naturelle ($M_{\text{Planck}} \sim 10^{18}$ GeV) à laquelle on peut s'attendre à la présence de nouvelle physique. Les corrections radiatives à la masse du boson de Higgs provenant de phénomènes en jeu à cette échelle (par exemple des nouvelles particules) seraient ainsi gigantesques, et il faudrait une annulation incroyable entre les termes impliqués pour conserver la masse du boson de Higgs à l'échelle électrofaible. Une telle annulation n'est pas naturelle, ce qui laisse à penser qu'il doit exister un mécanisme permettant de protéger la masse du boson de Higgs, à l'instar des autres particules du Modèle Standard.

Observations cosmologiques

L'analyse des courbes de rotation des galaxies [54, 55] ainsi que d'autres objets massifs (étoiles, nuages de gaz, amas globulaires) a montré un désaccord flagrant avec la loi de Kepler. Les vitesses tangentielles des objets situés à la périphérie de la galaxie sont ainsi indépendantes du rayon, au lieu de décroître rapidement comme attendu. Ceci suggère la présence d'un halo de matière noire se prolongeant en-dehors de la galaxie, invisible mais dont l'influence gravitationnelle se fait clairement ressentir. Une évidence directe quant à la nature avérée de la matière noire (par rapport à des théories alternatives telle la dynamique newtonienne modifiée) a été apportée par l'étude de collisions de deux amas galactiques, tels l'amas du Boulet ou J0025.4-1222. Dans ces collisions, les galaxies sont peu ralenties, n'interagissant que par voie gravitationnelle. Au contraire, le gaz ionisé qui forme la majeure partie de la masse visible des amas, interagit fortement et se sépare distinctement des galaxies. L'étude de la densité par effet de lentille gravitationnelle permet alors d'identifier une structure massive et invisible à l'emplacement des galaxies. Ceci correspond bien à l'hypothèse d'une matière noire interagissant faiblement. Si plusieurs explications sont proposées quant à la nature de cette matière noire, une des pistes les plus favorables, en regard des observations cosmologiques, semble être l'existence d'au moins une particule de masse comprise entre 10 GeV et quelques TeV, aux couplages très faibles avec les différentes interactions connues (en particulier, neutre électriquement). Or, le Modèle Standard ne possède pas de candidat susceptible de tenir ce rôle. Pour finir, on peut noter que l'estimation de la densité totale de matière noire dans l'univers est près de 5 fois supérieure à celle formée par le rayonnement et la matière connue. Ceci illustre bien à quel point l'établissement de la nature de la matière noire est cruciale pour la compréhension de l'univers.

Outre le problème d'origine de la matière noire, les mesures des vitesses d'éloignement de supernovæ de type I-a (à partir du décalage vers le rouge de leur spectre lumineux) en fonction de leur distance ont permis de constater [56, 57] l'accélération de l'expansion de l'Univers. Ceci nécessite l'existence d'une source d'énergie répulsive de nature non établie, dominant les effets de la gravitation. Des mesures récentes du satellite Planck [58] (cartographie du fond diffus cosmologique) ont confirmé que la composition de l'Univers est dominée par cette énergie noire (68.3%), pour 26.8% de matière noire et 4.9% seulement de matière connue. Une explication possible concernant la nature de l'énergie noire pourrait être une constante cosmologique non nulle, ce qui correspondrait à l'énergie du vide dans une théorie des champs de la Relativité Générale. Cependant, la valeur naturelle attendue dans ce cadre fournit une constante cosmologique trop importante, par 100 ordres de grandeur. Le problème reste donc pour le moment ouvert.

Oscillation des neutrinos

Seuls les neutrinos de chiralité gauche participent à l'interaction faible. Pour cette raison, contrairement aux autres fermions, ils n'acquièrent pas de masse lors de la brisure spontanée de symétrie. Cependant, il est maintenant connu [59, 60] que les neutrinos subissent un phénomène d'oscillation de saveur au cours de leur propagation. Le mécanisme permettant d'expliquer ces oscillations, suggéré par Pontecorvo [61] avant même leur découverte expérimentale, se base sur une différence entre les états propres de masse et d'interaction, ce qui nécessite des neutrinos massifs. Le passage des états de masse aux états d'interaction est effectué avec une rotation par une matrice unitaire (Pontecorvo-Maki-Nakagawa-Ssakata), similaire à la matrice CKM. Elle est paramétrée par trois angles et une phase (violation de CP), dont les trois premiers sont à présent connus [62, 63] : $\sin^2 2\theta_{13} = 0.089 \pm 0.011$, $\tan^2 \theta_{12} = 0.457^{+0.040}_{-0.029}$ et $\sin^2 2\theta_{23} > 0.92$.

L'introduction de neutrinos de chiralité droite stériles dans le Modèle Standard permet d'ajouter des termes de masse à l'aide du champ de Higgs. Ce faisant, il paraît raisonnable de penser qu'à l'instar des quarks, l'intensité du couplage serait du même ordre de grandeur pour les neutrinos et les leptons chargés. Or, les observations indiquent toutefois des masses extrêmement faible, de l'ordre de 0.1 eV [63]. L'inclusion d'un mécanisme supplémentaire de balançoire permet de résoudre ce problème, dans l'hypothèse où les neutrinos seraient des particules de Majorana, ce qui permet d'ajouter au Lagrangien des termes de masse de Yukawa pour le neutrino. Une masse très élevée pour le neutrino droit stérile donnerait ainsi une masse au neutrino gauche compatible avec les mesures d'oscillations. Toutefois, la nature de Majorana du neutrino, sujet actif de recherche expérimentale, n'est pour le moment pas établie.

Violation de CP par l'interaction forte

Dans la limite de N quarks de masse nulle, le Lagrangien de la chromodynamique est invariant sous l'action globale du groupe $U(N)_L \times U(N)_R$ sur les spineurs de chiralité gauche et droite. Cette symétrie se décompose en composantes vectorielles et axiales selon $U(1)_V \times SU(N)_V \times SU(N)_A \times U(1)_A$. Le sous-groupe $U(1)_V$ engendre la conservation du nombre baryonique, et les multiplets d'isospin dans lesquels sont organisés les hadrons remplissent les représentations de $SU(N)_V$. La symétrie $SU(N)_A$ est brisée spontanément par les condensats $\langle \bar{q}RqL \rangle$, les trois pions étant les pseudo-bosons de Goldstone associés. La symétrie résiduelle $U(1)_A$ est plus problématique car elle n'est apparemment pas brisée (il n'y a pas de quatrième méson léger), mais ne correspond à aucune charge conservée. Weinberg en déduit l'absence de cette symétrie $U(1)_A$ dans l'interaction forte. En fait, il est possible de montrer que la transformation chirale modifie l'état du vide au travers de l'anomalie d'Adler-Bell-Jackiw. Ceci résulte en l'ajout au Lagrangien chromodynamique d'un terme qui s'avère non-invariant par CP. Les mesures expérimentales du moment dipolaire du neutron donnent cependant une borne supérieure extrêmement faible sur le paramètre régissant cette contribution additionnelle, $\theta < 10^{-9} - 10^{-10}$. La question de savoir pourquoi cette valeur est si faible est un problème ouvert du Modèle Standard.

Une des réponses possibles, proposée par Peccei et Quinn [64], rend θ dynamique et ajoute une nouvelle symétrie globale au Modèle Standard. La brisure spontanée de cette symétrie à $\theta = 0$ permet d'éliminer la violation de CP par l'interaction forte. L'axion, pseudo-boson de Goldstone très léger et faiblement interactif associé à cette brisure, est actuellement recherché activement par plusieurs expériences. Il pourrait notamment contribuer à la matière noire.

Autres

Il existe un certain nombre d'autres problèmes ou questions non résolues par le Modèle Standard, comme par exemple la raison pour laquelle le nombre de générations de fermions semble limitée à trois, ou bien l'origine des $18+7$ paramètres libres (couplages de Yukawa, masses des bosons Z^0 et H , constantes de couplages des interactions, oscillations des neutrinos). La nature de la baryogénèse reste également pour l'instant sans réponse satisfaisante, car l'amplitude de violation de CP prévue par le Modèle Standard est trop faible pour expliquer l'Univers tel qu'il est connu.

L'ensemble de ces problèmes motive ainsi la recherche à la fois de modèles théoriques permettant d'y apporter des réponses, et de signes expérimentaux de physique au-delà du modèle Standard qui pourraient jouer un rôle discriminant pour les différentes hypothèses.

Chapitre 2

La Supersymétrie

Parmi les différentes théories proposées pour remplacer le Modèle Standard à plus haute échelle d'énergie, la Supersymétrie [65–67] occupe une place de premier plan. Il s'agit en effet d'un cadre théorique au formalisme abouti, capable de prédictions phénoménologiques, et pouvant potentiellement résoudre plusieurs problèmes du Modèle Standard. De nombreuses recherches expérimentales de nouvelle physique sont ainsi fortement orientées par les suggestions fournies par des modèles supersymétriques. Ce chapitre présente les principales caractéristiques du formalisme supersymétrique, avant d'aborder la description des signaux pouvant potentiellement être mis en évidence dans un collisionneur tel que le LHC, ainsi que les contraintes expérimentales établies à ce jour. Pour finir, les motivations à la recherche de supersymétrie dans les événements avec deux leptons de même charge, objet principal de ce document, sont détaillées.

2.1 Présentation générale

La Supersymétrie trouve ses sources dans les tentatives d'unification des symétries du Modèle Standard. Dans le cadre de la théorie des champs perturbative, les interactions procèdent par échange de particules. Il n'y a donc pas de raison fondamentale de distinguer les fermions des bosons. Le Modèle Standard, par contre, assigne des rôles très différents aux bosons (champs de jauge) et aux fermions. De même, dans la voie octuple qui décrit la classification des hadrons, ceux-ci se répartissent dans des représentations différentes de $SU(3)$ en fonction de leur spin. La volonté de comprendre ces liens motive la recherche d'une symétrie plus générale, dans l'esprit de la physique moderne, qui pourrait englober le spin et certaines charges internes. Un résultat important se dresse cependant en travers de cette route : le théorème de Coleman-Mandula [68] assure que le groupe de symétrie maximal de la matrice de diffusion S est le produit direct du groupe de Poincaré et de l'ensemble des symétries internes. Il s'agit d'un obstacle de taille : il isole par exemple la gravitation des autres interactions, et empêche toute combinaison entre spin (ou masse) et nombres quantiques internes. Il explique également pourquoi les hadrons formant un multiplet partagent le même spin, l'action de $SU(3)$ ne pouvant le modifier. Cependant, le théorème ne concerne que les symétries (continues) formant des groupes de Lie, dont les générateurs (bosoniques) suivent des relations de commutation. L'ajout de générateurs obéissant à des relations d'anti-commutation – et ce faisant le passage à une structure de super-algèbre de Lie¹ – permet de contourner l'interdiction. Les représentations des super-algèbres peuvent s'écrire comme somme directe de deux espaces stables sous l'action des générateurs bosoniques, que l'on peut identifier aux fermions et aux bosons. L'action des nouveaux générateurs fermioniques Q en revanche permet de passer d'un espace à l'autre par incrément du spin d'une

1. Une algèbre (ici associative) munie d'une graduation \mathbb{Z}_2 et d'un crochet de Lie (supercommutateur) correspondant à un commutateur (resp. anti-) pour les éléments de degré pair (resp. impair).

	États propres		Partenaires	États propres	
	Interaction	Masse		Interaction	Masse
Leptons $S = 1/2$	$\begin{pmatrix} \nu_e \\ e_L \end{pmatrix}, e_R$		Sleptons $S = 0$	$\begin{pmatrix} \tilde{\nu}_e \\ \tilde{e}_L \end{pmatrix}, \tilde{e}_R$	
	$\begin{pmatrix} \nu_\mu \\ \mu_L \end{pmatrix}, \mu_R$			$\begin{pmatrix} \tilde{\nu}_\mu \\ \tilde{\mu}_L \end{pmatrix}, \tilde{\mu}_R$	
	$\begin{pmatrix} \nu_\tau \\ \tau_L \end{pmatrix}, \tau_R$			$\begin{pmatrix} \tilde{\nu}_\tau \\ \tilde{\tau}_L \end{pmatrix}, \tilde{\tau}_R$	$\tilde{\tau}_1, \tilde{\tau}_2, \tilde{\nu}_\tau$
Quarks $S = 1/2$	$\begin{pmatrix} u_L \\ d_L \end{pmatrix}, u_R, d_R$		Squarks $S = 0$	$\begin{pmatrix} \tilde{u}_L \\ \tilde{d}_L \end{pmatrix}, \tilde{u}_R, \tilde{d}_R$	
	$\begin{pmatrix} c_L \\ s_L \end{pmatrix}, c_R, s_R$			$\begin{pmatrix} \tilde{c}_L \\ \tilde{s}_L \end{pmatrix}, \tilde{c}_R, \tilde{s}_R$	
	$\begin{pmatrix} t_L \\ b_L \end{pmatrix}, t_R, b_R$			$\begin{pmatrix} \tilde{t}_L \\ \tilde{b}_L \end{pmatrix}, \tilde{t}_R, \tilde{b}_R$	$\tilde{t}_1, \tilde{t}_2, \tilde{b}_1, \tilde{b}_2$
Bosons de jauge $S = 1$	W^\pm, W^0, B, g	W^\pm, Z^0, γ, g	Gauginos $S = 1/2$	$\tilde{W}^\pm, \tilde{W}^0, \tilde{B}, \tilde{g}$	Gluino \tilde{g}
Bosons de Higgs $S = 0$	$\begin{pmatrix} H_u^+ \\ H_u^0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} H_d^0 \\ H_d^- \end{pmatrix}$	h^0, H^0, A^0, H^\pm	Higgsinos $S = 1/2$	$\begin{pmatrix} \tilde{H}_u^+ \\ \tilde{H}_u^0 \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \tilde{H}_d^0 \\ \tilde{H}_d^- \end{pmatrix}$	Neutralinos $\tilde{\chi}_1^0, \tilde{\chi}_2^0, \tilde{\chi}_3^0, \tilde{\chi}_4^0$ Charginos $\tilde{\chi}_1^\pm, \tilde{\chi}_2^\pm$

TABLE 2.1 – Liste des particules formant l’extension supersymétrique minimale du Modèle Standard (MSSM), organisées en multiplets de $SU(2)_L$.

demi-unité. Ils se comportent d’ailleurs comme des spineurs de Weyl sous une transformation de Lorentz. Dans le cas général, ils ne commutent ni avec les générateurs associés au groupe de Poincaré, ni avec ceux correspondant aux symétries internes. Il s’agit donc de la structure adéquate pour l’étude des symétries liant bosons et fermions. En fait, Haag, Lopuszanski et Sohnius [69] ont montré qu’il s’agit de la seule manière de le faire. Une propriété importante des super-algèbres est que les deux sous-espaces formant chaque représentation² sont de dimensions égales : le nombre de degrés de liberté fermionique et bosonique est identique.

Ceci n’est pas vérifié dans le Modèle Standard, qui comporte bien plus de fermions que de bosons. L’hypothèse de la Supersymétrie requiert donc l’introduction dans le modèle d’un certain nombre de nouvelles particules, afin d’apparier fermions et bosons [70]. La table 2.1 présente l’organisation des couples {particule du Modèle Standard, partenaire super-symétrique}. Il se trouve que les contraintes nécessaires à la formation de ces couples (égalité des nombres quantiques) rendent impossible³ l’association d’un fermion et d’un boson du Modèle Standard. Le nombre de particules élémentaires prévu dans une extension supersymétrique du Modèle Standard est donc au moins doublé. Une autre particularité est la nécessité d’introduire deux doublets de champ scalaire H_u et H_d pour obtenir la brisure spontanée de symétrie permettant l’assignation de masses aux particules. Une des raisons notamment est la suppression de l’anomalie de jauge, qui à cause des nouvelles contributions dues aux super-partenaires ne peut se réaliser en présence d’un seul doublet.

Aucun des super-partenaires prévus n’ayant pour l’heure été observé, leur masse doit nécessairement être bien plus importante que celle de leur partenaire du Modèle Standard (du moins

2. Vrai pour les représentations pour lesquelles l’action du générateur des translations P_μ est injective.

3. Le partenaire d’un neutrino pourrait être le champ scalaire ϕ^0 , mais cela est rendu difficile par la non-suppression de l’anomalie de jauge, la violation de la conservation du nombre leptonique, et la nécessité d’un neutrino relativement massif.

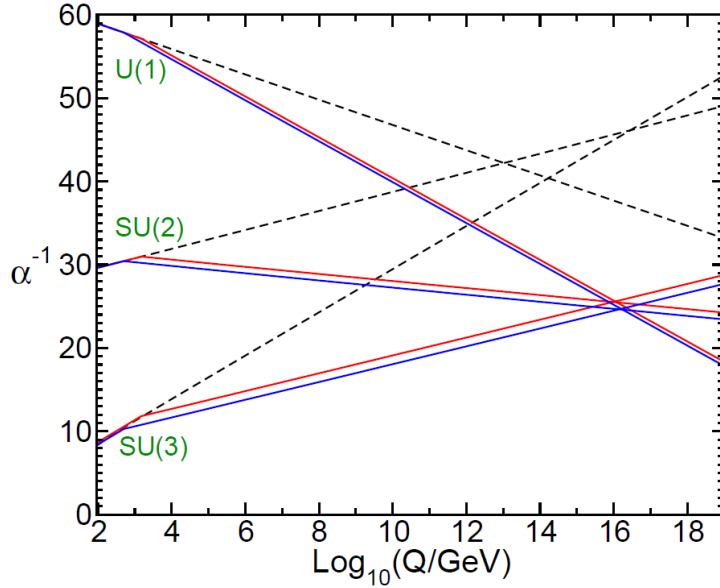


FIGURE 2.1 – Évolution avec l'échelle d'énergie des constantes de couplage associées aux trois groupes de jauge générant les interactions électrofaibles et fortes. Si aucun schéma particulier ne se dessine dans le cadre du Modèle Standard (lignes discontinues), les trois constantes semblent converger vers une valeur commune pour un modèle supersymétrique (lignes continues).

pour les particules aux couplages importants, notamment les porteurs de charges de couleur ou électriques). Ceci n'est possible que si la supersymétrie est brisée en-dessous d'une certaine échelle d'énergie. Le mécanisme de brisure n'est pas connu, car il n'y a pas d'évidence expérimentale sur la nature de la physique au-delà de l'échelle électrofaible. Il est cependant possible de paramétrer les effets de cette brisure, ce qui permet d'établir des modèles fonctionnels.

2.1.1 Atouts de la Supersymétrie

La Supersymétrie présente un intérêt théorique évident puisqu'elle généralise le modèle Standard en ajoutant une symétrie agissant sur le spin des particules. Elle ouvre la voie à des théories quantiques de la gravitation, puisqu'elle illustre la possibilité de traiter des symétries internes et de l'espace-temps (spin) dans un cadre commun. De fait, la théorie de jauge associée à des transformations locales supersymétriques fait apparaître un champ de jauge de spin 2, le graviton, qui correspond précisément au champ de jauge nécessaire à assurer l'invariance de l'action sous transformation de Lorentz locale. On peut noter par ailleurs qu'elle prédit un boson de Higgs relativement léger, compatible avec les observations actuelles [4]. Elle présente également un certain nombre d'atouts qui expliquent sa popularité :

Stabilisation de la masse du boson de Higgs

Les corrections radiatives engendrant une divergence quadratique de la masse du Higgs avec l'échelle de coupure, sont compensées par la présence de contre-termes provenant des superpartenaires [71], qui contribuent avec un signe opposé du fait de leur statistique.

$$\text{SM} : \Delta m_H^2 \sim \frac{y_f^2}{8\pi^2} n_c^f \Lambda^2 \quad \Rightarrow \quad \text{SUSY} : \Delta m_H^2 \sim \frac{y_f^2}{8\pi^2} n_c^f (m_{\tilde{f}}^2 - m_f^2) \ln \frac{\Lambda^2}{m_{\tilde{f}}^2} \quad (2.1)$$

où y_f est le couplage de Yukawa du fermion f , n_c^f le nombre d'états de couleurs possibles pour f , et $m_f, m_{\tilde{f}}$ les masses de f et de son partenaire supersymétrique.

Cependant, la brisure de la supersymétrie et la différence de masse entre les partenaires rend cette annulation uniquement partielle, quoique la divergence résiduelle soit seulement logarithmique. Pour que la Supersymétrie réduise donc le problème de hiérarchie de masse du Modèle Standard à un ajustement limité des paramètres intrinsèques, l'échelle d'énergie typique de la théorie (masse des super-partenaires) doit être le TeV. Cette énergie étant accessible au LHC, certains des partenaires supersymétriques pourraient donc y être mis en évidence.

Source de matière noire

Le candidat favori à l'explication de la nature de la matière noire est l'existence d'une particule massive, faiblement interactive [72]. Si le Modèle Standard ne contient pas de particule fondamentale susceptible de tenir ce rôle, c'est le cas de la Supersymétrie [73] : le neutralino le plus léger, s'il est suffisamment stable, possède les propriétés requises, de même que le gravitino, partenaire d'un hypothétique graviton. Un autre candidat envisageable aurait pu être un des partenaires des neutrinos, mais ils possèdent une section efficace d'auto-annihilation trop importante, et les résultats de mesures astrophysiques ne sont pas en faveur de cette hypothèse [74].

Vers une théorie de grande unification

L'évolution des trois constantes de couplages avec l'échelle d'énergie, donnée par les équations du groupe de renormalisation, peut être extrapolée à haute énergie à partir des valeurs mesurées à l'échelle électrofaible. La figure 2.1 présente cette progression pour le Modèle Standard et un modèle supersymétrique. Le cas de la Supersymétrie est remarquable [75], les trois constantes convergeant en effet vers un point d'intersection unique, contrairement au Modèle Standard. Il est peut-être utile de préciser qu'il ne s'agit pas d'une caractéristique de la théorie, mais d'une simple observation. Si cela peut sembler une coïncidence, il pourrait également s'agir d'une piste vers une théorie d'unification de l'interaction forte et de l'interaction électrofaible, qui se produirait donc à une échelle d'énergie de l'ordre de 10^{16} TeV.

2.2 Formalisme et construction du MSSM

Cette section introduit brièvement le formalisme de la Supersymétrie [76–78], puis présente le contenu du Modèle Supersymétrique Minimal (MSSM) [70, 71], qui est l'extension complète et renormalisable du Modèle Standard mettant en œuvre une transformation supersymétrique associée à un couple unique de générateurs Q, \bar{Q} .

2.2.1 Super-espace et super-champs

La construction d'un Lagrangien supersymétrique s'effectue à l'aide de champs d'un super-espace étendant l'espace de Minkowski par l'ajout de quatre coordonnées, les composantes de deux spineurs de Weyl θ et $\bar{\theta}$. Ces nouvelles coordonnées sont par ailleurs des variables de Grassmann, complètement anti-commutatives. En utilisant un développement de Taylor et la nilpotence de $\theta, \bar{\theta}$, le super-champ le plus général s'exprime en fonction de 8 fonctions complexes a, b, c, d, v_μ et 4 spineurs de Weyl ψ, χ, η, ξ , dépendant de $\{x_\mu\}$ seulement, appelées composantes du super-champ :

$$\begin{aligned}
S(x, \theta, \bar{\theta}) = & a(x) + \theta^\alpha \zeta_\alpha(x) + \bar{\theta}^{\dot{\alpha}} \bar{\chi}_{\dot{\alpha}}(x) + \theta^\alpha \theta_\alpha b(x) + \bar{\theta}^{\dot{\alpha}} \bar{\theta}_{\dot{\alpha}} c(x) + \bar{\theta}^{\dot{\alpha}} (\bar{\sigma}^\mu \theta)_{\dot{\alpha}} v_\mu(x) \\
& + \bar{\theta}^{\dot{\alpha}} \bar{\theta}_{\dot{\alpha}} \theta^\beta \eta_\beta(x) + \theta^\alpha \theta_\alpha \bar{\theta}^{\dot{\beta}} \bar{\theta}_{\dot{\beta}} \xi_\beta(x) + \theta^\alpha \theta_\alpha \bar{\theta}^{\dot{\beta}} \bar{\theta}_{\dot{\beta}} d(x)
\end{aligned} \tag{2.2}$$

Les transformations supersymétriques infinitésimales, dans le super-espace, s'expriment à l'aide des opérateurs suivants, agissant sur les super-champs :

$$Q_\alpha = i \frac{\partial}{\partial \theta^\alpha} + (\sigma_\mu \bar{\theta})_\alpha \partial_\mu, \quad \bar{Q}^{\dot{\alpha}} = -i \frac{\partial}{\partial \theta_{\dot{\alpha}}} + (\sigma_\mu \bar{\theta})^{\dot{\alpha}} \partial_\mu \quad (2.3)$$

Il est également nécessaire de disposer d'une dérivation par rapport aux coordonnées fermioniques. L'outil adéquat est la dérivée chirale covariante, qui commute avec Q_α et $\bar{Q}^{\dot{\alpha}}$:

$$D_\alpha = \frac{\partial}{\partial \theta^\alpha} - i (\sigma^\mu \bar{\theta})_\alpha \partial_\mu, \quad \bar{D}^{\dot{\alpha}} = \frac{\partial}{\partial \theta_{\dot{\alpha}}} - i (\sigma^\mu \bar{\theta})^{\dot{\alpha}} \partial_\mu \quad (2.4)$$

Dans le cadre de la construction du MSSM, seuls les super-champs suivants sont considérés :

- Supermultiplet chiral Φ : il vérifie la condition $\bar{D}_\alpha \Phi = 0$, et ne dépend donc pas de $\bar{\theta}$. Le super-champ contient alors un champ scalaire complexe ϕ , un spineur de Weyl ψ et un champ auxiliaire F disparaissant dans les équations de mouvement. Les fermions du Modèle Standard sont décrits par deux super-champs de ce type, un pour chaque chiralité, et sont donc associés à deux bosons scalaires.
- Supermultiplet vectoriel V : il vérifie la condition $V = V^*$. Le super-champ contient alors un champ vectoriel non-massif A_μ , un spineur de Majorana λ et un champ auxiliaire D , ainsi que d'autres champs a, b, ξ pouvant être éliminés dans la jauge de Wess-Zumino. Ce champ est utilisé pour décrire les bosons de jauge du Modèle Standard, qui sont donc associés à des fermions de Majorana, un type de particule élémentaire non présent dans le Modèle Standard ⁴.

L'évolution de ces super-champs sous une transformation supersymétrique infinitésimale $\epsilon Q + \bar{\epsilon} \bar{Q}$ correspond alors aux transformations suivantes de leurs composantes :

$$\begin{cases} \phi \rightarrow \epsilon^\alpha \psi_\alpha \\ \psi_\alpha \rightarrow -i (\sigma^\mu \bar{\epsilon})_\alpha \partial_\mu \phi + \epsilon_\alpha F \\ F \rightarrow -i \bar{\epsilon}^{\dot{\alpha}} (\bar{\sigma}^\mu \partial_\mu \psi)_{\dot{\alpha}} \end{cases} \quad \begin{cases} A_\mu \rightarrow i \epsilon^\alpha \partial_\mu \xi_\alpha - i \bar{\epsilon}^{\dot{\alpha}} \partial_\mu \bar{\xi}_{\dot{\alpha}} + \epsilon^\alpha (\sigma_\mu \bar{\lambda})_\alpha - \bar{\epsilon}^{\dot{\alpha}} (\bar{\sigma}_\mu \lambda)_{\dot{\alpha}} \\ \lambda_\alpha \rightarrow \epsilon_\alpha D + \frac{i}{2} (\sigma^\mu \bar{\sigma}^\nu)_\alpha (\partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu) \\ D \rightarrow -i \epsilon^\alpha (\sigma^\mu \partial_\mu \bar{\lambda})_\alpha - i \bar{\epsilon}^{\dot{\alpha}} (\bar{\sigma}^\mu \partial_\mu \lambda)_{\dot{\alpha}} \end{cases} \quad (2.5)$$

On constate que cette transformation relie effectivement les deux champs physiques constituant les supermultiplets. Les générateurs Q et \bar{Q} vérifient par ailleurs les relations de commutation et d'anti-commutation définissant la super-algèbre de Poincaré. Le formalisme de super-espace permet donc d'obtenir une réalisation de la supersymétrie

Le Lagrangien du MSSM est formé uniquement à partir de super-champs vectoriels et chiraux. Pour construire les termes permettant de reproduire le comportement du Modèle Standard à partir des super-champs fondamentaux, plusieurs propriétés sont mises en œuvre. Ainsi, le produit, ou plus généralement toute fonction holomorphe de deux super-champs chiraux, est également un super-champ chiral. Par ailleurs, $\Phi^* \Phi$ est un super-champ vectoriel, tout comme $\Phi + \Phi^*$ et $i(\Phi - \Phi^*)$. Pour finir, tout super-champ chiral peut s'exprimer comme double dérivée chirale covariante d'un super-champ S , précisément $\Phi = \bar{D} \bar{D} S$, la réciproque étant vraie également.

L'action de la théorie est obtenue par l'intégration du Lagrangien sur le super-espace. Une étape intermédiaire consiste en l'établissement de la densité lagrangienne spatio-temporelle, correspondant à l'intégration sur les coordonnées fermioniques seulement. Grâce au comportement très spécifique des variables de Grassmann sous intégration, cette étape correspond à la sélection de certaines des composantes seulement. Pour les super-champs vectoriels et chiraux, cette intégration produit le résultat suivant :

4. À l'exception éventuelle des neutrinos, mais il n'y a pour le moment pas d'évidence expérimentale.

$$[V]_D = \int d\theta^2 d\bar{\theta}^2 V = \frac{1}{2}D + \frac{1}{4}\partial^\mu \partial_\mu a \quad (2.6)$$

$$[\Phi]_F + \text{cc.} = \int d\theta^2 d\bar{\theta}^2 \left(\delta^{(2)}(\bar{\theta})\Phi + \delta^{(2)}(\theta)\Phi^* \right) = F + F^* \quad (2.7)$$

On peut noter que, la densité lagrangienne spatio-temporelle ne dépendant plus des coordonnées fermioniques, elle est dès lors toujours invariante sous l'action des transformations supersymétriques (2.3).

Le Lagrangien cinématique complet associé à des super-multiplets chiraux, en l'absence d'interactions, est simplement :

$$L = [\Phi_i^* \Phi^i]_D + \frac{1}{2} M_{ij} ([\Phi^i \Phi^j]_F + \text{cc.}) \quad (2.8)$$

2.2.2 Invariance de jauge

Les transformations de jauge sont implémentées par des super-champs chiraux Ω qui les généralisent en combinant simultanément une transformation de jauge et une transformation supersymétrique. Dans le cas abélien (invariance sous $U(1)$), l'action de la transformation de super-jauge sur les super-champs est la suivante :

$$\Phi \rightarrow e^{2igq\Omega} \Phi, \quad \Phi^* \rightarrow e^{-2igq\Omega^*} \Phi^*, \quad V \rightarrow V + i(\Omega^* - \Omega) \quad (2.9)$$

À l'instar des théories de Yang-Mills, l'invariance du Lagrangien sous transformation de super-jauge nécessite l'ajout d'un super-champ vectoriel V contenant en particulier le champ de jauge A_μ . De même, afin de générer les équations de mouvement du champ de jauge, un super-champ de courbure \mathcal{W}_α est défini (invariant de jauge par construction) :

$$\mathcal{W}_\alpha = -\frac{1}{4} \bar{D}^{\dot{\alpha}} \bar{D}_{\dot{\alpha}} D_\alpha V \quad (2.10)$$

On peut noter qu'il s'agit d'un super-champ chiral, comme le garantit la présence de la double dérivée chirale covariante.

L'expression du Lagrangien (2.8) est alors modifiée pour en assurer l'invariance de jauge :

$$L = [\Phi_i^* e^{2gq_i V} \Phi^i]_D + \frac{1}{2} M_{ij} ([\Phi^i \Phi^j]_F + \text{cc.}) + \frac{1}{4} ([\mathcal{W}^\alpha \mathcal{W}_\alpha]_F + \text{cc.}) \quad (2.11)$$

La construction peut être étendue au cas de plusieurs transformations de jauge correspondant à des algèbres de Lie non abéliennes, avec des générateurs T_a et des constantes de couplage g_a . Ceci nécessite l'introduction de super-champs vectoriels V_a ainsi que de transformations chirales Ω_a , dont l'action sur les champs est la suivante :

$$\begin{aligned} \Phi_i \rightarrow (e^{i\Omega})_i^j \Phi_j, \quad \Phi_i^* \rightarrow (e^{-i\bar{\Omega}})_i^j \Phi_j^*, \quad e^V \rightarrow e^{i\bar{\Omega}} e^V e^{-i\Omega} \\ \text{avec } V = \sum_a 2g_a V_a T_a \quad \text{et} \quad \Omega = \sum_a 2g_a \Omega_a T_a \end{aligned} \quad (2.12)$$

On voit que les super-champs V_a contenant les champ de jauge sont construits de manière canonique pour préserver l'invariance de jauge du terme $\Phi_i^* \Phi^i$ apparaissant dans le Lagrangien. L'expression de leurs composantes peut être déterminée à partir de cette équation définissante.

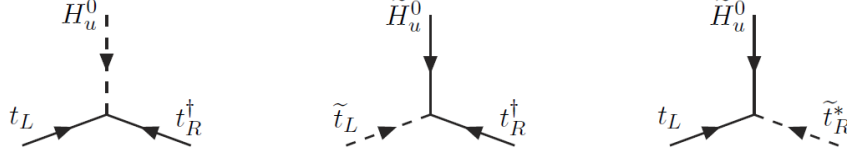


FIGURE 2.2 – Couplage de Yukawa du quark top à l’origine de sa masse, et couplages supersymétriques partageant le même élément de matrice Y_u^{33} . Source [77].

L’inclusion de la dynamique des champs de jauge requiert la généralisation du super-champ chiral de courbure par rapport au cas abélien :

$$\mathcal{W}_\alpha = \bar{D}^{\dot{\alpha}} \bar{D}_{\dot{\alpha}} (e^{-V} D_\alpha e^V) \quad \text{se transformant comme } \mathcal{W}_\alpha \rightarrow e^{i\Omega} \mathcal{W}_\alpha e^{-i\Omega} \quad (2.13)$$

La trace de $(\mathcal{W}^\alpha \mathcal{W}_\alpha)$ est donc invariante sous transformation de super-jauge, ce qui permet de former le terme requis comme dans le cas des théories de Yang-Mills non supersymétriques.

Le Lagrangien complet, invariant de jauge, est finalement donné par l’expression suivante :

$$L = \left[\Phi^{*i} (e^V)_i^j \Phi_j \right]_D + \left(\left[\frac{1}{4} \text{Tr} (\mathcal{W}^\alpha \mathcal{W}_\alpha) + W(\Phi_i) \right]_F + \text{cc.} \right) \quad (2.14)$$

où W correspond au potentiel associé aux super-champs chiraux (masses, interactions). Il doit donc en particulier être invariant de jauge, et comme mentionné précédemment ne pas dépendre des champs Φ_i^* afin d’être également un super-champ chiral. À ce stade, les champs auxiliaires scalaires D_i et F_j contenus dans les super-champs de jauge et chiraux doivent être éliminés, car ils n’ont pas de réalité physique. Pour cela, ils sont exprimés en fonction des autres champs par la résolution du système d’équations $\partial L / \partial F_i = \partial L / \partial D_j = 0$.

2.2.3 Potentiel du MSSM et parité R

Le potentiel du MSSM intervenant dans le Lagrangien (2.14) reproduit celui du Modèle Standard. Exprimé en fonction des super-champs, il correspond à :

$$W = u_R Y_u (u_L H_u^0 - d_L H_u^+) - d_R Y_d (u_L H_d^- - d_L H_d^0) - e_R Y_e (\nu H_d^- - e_L H_d^0) + \mu (H_u^+ H_d^- - H_u^0 H_d^0) \quad (2.15)$$

où les matrices Y_u, Y_d, Y_e mélangeant les trois générations de fermions correspondent aux couplages de Yukawa. On peut voir que comme les matrices sont associées aux super-champs, les différents couplages obtenus par leur développement en composantes ont la même intensité. En règle générale, des couplages identiques sont obtenus en remplaçant deux des particules impliquées par leur partenaire (cf Figure 2.2). On comprend également, à ce niveau, pourquoi deux doublets de Higgs sont nécessaires : dans le Modèle Standard, le couplage aux quarks u et d est réalisé respectivement par Φ et Φ^* , ce qui n’est pas autorisé ici pour préserver l’holomorphicité du potentiel W .

Le potentiel scalaire associé aux champs de Higgs et dérivé du potentiel W est le suivant, exprimé en termes de champs fondamentaux :

$$V = |\mu|^2 (|H_u^0|^2 + |H_u^+|^2 + |H_d^0|^2 + |H_d^-|^2) \quad (2.16)$$

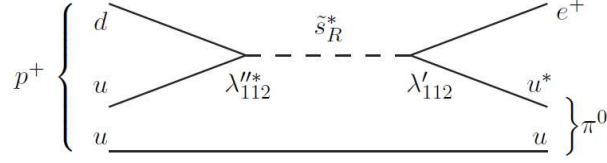


FIGURE 2.3 – Exemple de processus hypothétique contribuant à la désintégration du proton via des couplages violant la conservation des nombres baryonique et leptonique. Source [77].

Il est évident qu'un tel potentiel, dont le minimum est atteint en $H_u^0 = H_d^0 = 0$, n'est pas adéquat pour le mécanisme de génération des masses par brisure spontanée de symétrie, puisque la valeur moyenne du champ de Higgs dans le vide serait nulle. La situation est sauvée par l'ajout de termes supplémentaires à ce potentiel, dont la présence est due à la brisure de la super-symétrie, tel détaillé à la section suivante.

Par ailleurs, l'emploi de super-champs permet d'étendre le potentiel en incluant des termes interdits dans le Modèle Standard, car n'y respectant pas l'invariance de Lorentz.

$$W_{\Delta L, B} = \frac{1}{2} \lambda_{ijk} (\nu^i e_L^j - e_L^i \nu^j) e_R^k + \lambda'_{ijk} (\nu^i d_L^j - e_L^i u_L^j) d_R^k + \mu'_i (\nu H_u^0 - e_L H_u^+) + \frac{1}{2} \lambda''_{ijk} u_R^i d_R^j d_R^k \quad (2.17)$$

Dans l'hypothèse où certains de ces couplages seraient non-nuls, ils seraient à l'origine de processus violant la conservation du nombre leptonique ($\lambda^{ijk}, \lambda'^{ijk}, \mu'_i$) ou baryonique (λ''^{ijk}). Toutefois, un certain nombre de mesures expérimentales apportent des contraintes fortes sur l'amplitude maximale de ces termes : oscillations neutron-anti-neutron (λ''), universalité de la constante de Fermi dans les courants électrofaibles chargés (λ, λ'), masse très faible des neutrinos (μ'). Une autre contrainte forte sur l'existence simultanée de couplages λ' et λ'' non-nuls provient de la mesure de la durée de vie du proton ($> 10^{34}$ ans), qui serait fortement réduite si la contribution de processus tels Fig. 2.3 était significative.

Bien que la présence de ces termes ne soit pas incohérente avec la théorie, ni incompatible avec l'expérience si les couplages sont suffisamment petits, il est possible de les éliminer complètement par l'ajout d'une symétrie globale, discrète et multiplicative, la parité de matière. Elle est défini à partir des nombres baryoniques et leptoniques associés à chaque super-champ de la théorie :

$$P_M = (-1)^{3(B-L)} \quad (2.18)$$

Seuls les produits de champs fondamentaux avec $\prod P_M = 1$ peuvent alors apparaître dans le Lagrangien. C'est le cas des termes du potentiel (2.15), mais pas de ceux suggérés par (2.17), qui n'apparaissent donc plus dans la théorie. Bien qu'ajoutée dans le MSSM de manière arbitraire, cette symétrie est motivée dans plusieurs scénarios de grande unification, ou peut apparaître comme résidu d'une symétrie globale $U(1)_{B-L}$ brisée spontanément.

La conservation de la parité de matière combinée à la conservation du moment angulaire permet de définir un nombre quantique conservé dans les interactions entre particules :

$$R = (-1)^{3(B-L)+2S} \quad (2.19)$$

Avec cette définition, les particules du Modèle Standard sont caractérisées par $R = 1$, quand leurs partenaires supersymétriques vérifient $R = -1$.

2.2.4 Brisure de la Supersymétrie

Les générateurs Q et \bar{Q} commutant avec les générateurs des translations P_μ , les membres d'un même super-multiplet ont nécessairement la même masse. De toute évidence, ce n'est pas le cas, car de nombreux super-partenaires auraient déjà été observés. Par conséquent, la Supersymétrie doit être brisée en-dessous d'une certaine échelle d'énergie. Le mécanisme permettant cette brisure a pour conséquence l'introduction dans le Lagrangien d'un certain nombre de termes supplémentaires.

Afin de préserver un des atouts majeurs de la théorie, l'absence de divergences quadratiques dans les corrections radiatives aux masses des particules scalaires, cette brisure doit s'effectuer à relativement basse énergie, ce qui implique des termes dans le Lagrangien avec des coefficients de dimension positive en masse. La renormalisabilité de la théorie ajoute par ailleurs d'autres contraintes, telles la dimension maximale des termes employés.

Ainsi, la liste des contributions dues à la brisure de la Supersymétrie autorisées dans le cadre du MSSM est la suivante :

$$L_{\text{soft}} = - \left(\frac{1}{2} M_a \lambda^a \lambda^a + \frac{1}{6} a^{ijk} \phi_i \phi_j \phi_k + \frac{1}{2} b^{ij} \phi_i \phi_j \right) + \text{cc.} - (m^2)_j^i \phi^{*j} \phi_i \quad (2.20)$$

Avec le contenu en particules du MSSM, et l'invariance de jauge sous $SU(3) \times SU(2)_L \times U(1)_Y$, différentes classes de termes additionnels peuvent être alors établies :

- Termes de masse pour les gauginos $M_1 \tilde{B}\tilde{B} + M_2 \tilde{W}\tilde{W} + M_3 \tilde{g}\tilde{g}$
- Termes de masse pour les sfermions : matrices m_q^2, m_ℓ^2 (partenaires des fermions de chiralité gauche), et m_u^2, m_d^2, m_e^2 (chiralité droite), de type $(m_q^2)_{ij} \tilde{u}_L^{*j} \tilde{u}_L^i$.
- Couplages trilineaires : matrices a_u, a_d, a_ℓ , de type $(a_u)_{ij} \tilde{u}_R^j (\tilde{u}_L^i H_u^0 - \tilde{d}_L^i H_u^+)$
- Termes inclus dans le potentiel de Higgs : masses $m_{H_u}^2$ et $m_{H_d}^2$ identiques pour les deux composantes des doublets, et couplage $b(H_u^+ H_d^- - H_u^0 H_d^0)$.

Le nombre de paramètres libres nécessaires pour surmonter l'ignorance du mécanisme de brisure de la supersymétrie s'élève à 105 [77], ce qui s'avère *a priori* peu favorable à l'établissement de prédictions phénoménologiques. Ainsi, les entrées non-diagonales des matrices de masse, ainsi que des couplages trilineaires qui peuvent donner des termes semblables après brisure spontanée de la symétrie électrofaible, sont à l'origine de processus violant la conservation des nombres de saveur. Il existe cependant des limites très fortes quant à l'existence de tels processus, en provenance de mesures de désintégration $\mu \rightarrow e\gamma$ pour le secteur leptonique, et d'oscillations dans le système de kaons neutres ainsi que de modes interdits de désintégrations de divers mésons pour le secteur des quarks. Des contraintes similaires proviennent de la présence dans les couplages trilineaires ou dans les masses des gauginos, de sources de violation importante de CP dans divers secteurs, ce qui n'est pas en adéquation avec les observations actuelles (moments dipolaires de l'électron, du neutron). Enfin, les masses des squarks de première et deuxième génération doivent être assez proches (oscillations $K^0 - \bar{K}^0$), à moins d'être significativement supérieures au TeV.

Prenant en compte ces éléments, il est possible d'adopter certaines hypothèses simplificatrices permettant de réduire drastiquement le nombre de paramètres libres de la théorie :

- Matrices de masse $(m^2)_{ij}$ diagonales
- Couplages trilineaires proportionnels aux couplages de Yukawa du Modèle Standard $A \times Y_{ij}$
- Dégénérescence des masses des sfermions des trois générations
- Termes de masse des gauginos M_i et couplages trilineaires résiduels A réels pour éliminer les sources de violation de CP .

Avec ces contraintes, appelées "Universalité de la brisure faible de la Supersymétrie", ne subsistent que huit paramètres de masse pour les gauginos et les sfermions, les trois couplages

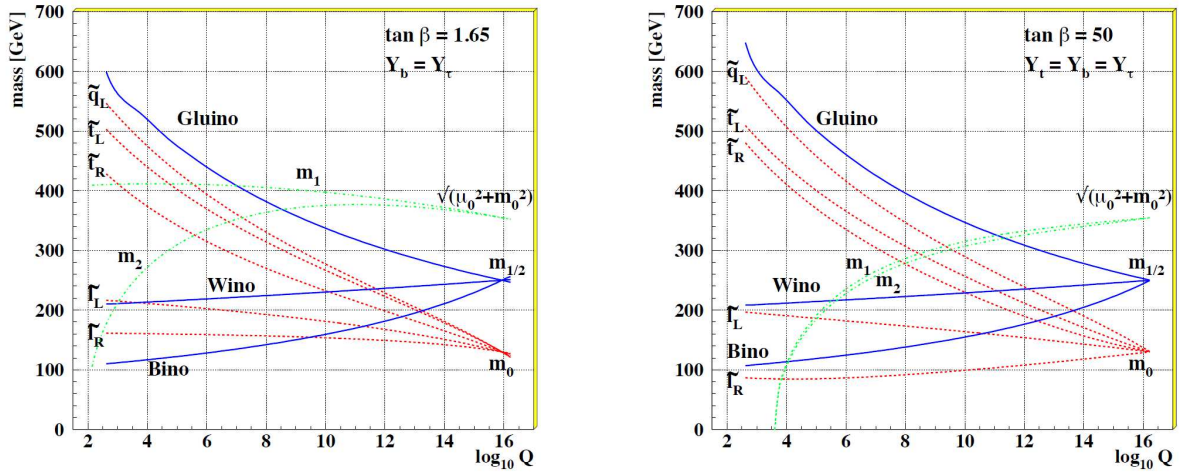


FIGURE 2.4 – Évolution des masses des différents super-partenaires avec l'échelle d'énergie, dans le cadre de l'hypothèse d'universalité des masses à l'échelle d'unification. Source [77].

trilinéaires, et quatre (trois⁵) paramètres de masse dans le secteur du Higgs soit 15 (ou 14) paramètres libres. Le relâchement de la troisième contrainte consistant en l'assignation de masses propres aux sfermions de troisième génération, soit 5 paramètres supplémentaires, constitue la base du modèle connu sous le nom de MSSM phénoménologique [79] (19 paramètres).

À l'inverse, il est possible de réduire encore l'ensemble des paramètres en supposant, à l'échelle d'une hypothétique grande unification, l'universalité des masses des bosons et des fermions, ainsi que des couplages trilinéaires. Cette hypothèse résulte en un modèle ne dépendant que de 5 paramètres :

- Masse commune m_0 des bosons (sfermions, Higgs)
- Masse commune $m_{1/2}$ des fermions (gauginos, higgsinos)
- Couplage trilinéaire commun A_0
- Coefficient μ du terme de masse des champs de Higgs
- Rapport des valeurs attendues dans le vide des champs de Higgs $\tan \beta = \langle H_u^0 \rangle / \langle H_d^0 \rangle$

Bien entendu, l'universalité n'est valide qu'à l'échelle d'unification, et les équations du groupe de renormalisation engendrent une diversification des paramètres à plus basse énergie. La figure 2.4 illustre ainsi l'évolution des masses des super-partenaires avec l'échelle d'énergie. La masse des squarks top, notamment, se différencie rapidement des autres squarks à cause de la masse élevée du quark top. L'hypothèse d'universalité peut paraître exagérée ; toutefois, elle peut trouver une justification dans certains scénarios de brisure de la supersymétrie.

Échelle de masse des super-partenaires

Le mécanisme de brisure de la Supersymétrie étant inconnu, ses paramètres le sont également, et l'échelle de masse des partenaires supersymétriques n'est *a priori* pas connue. Les observations expérimentales ainsi que la volonté de résoudre les questions ouvertes du Modèle Standard fournissent cependant des guides utiles. Ainsi, dans le scénario le plus favorable (spectres de masses dits naturels), les super-partenaires acquièrent des masses de l'ordre du TeV. La motivation principale de ce scénario est la volonté d'éliminer le problème de hiérarchie de masse, ce qui impose des contraintes sévères sur les masses de certaines particules (voir à la section 2.3.1). Une conséquence fondamentale (et bienvenue) est la possibilité de produire certains des super-partenaires dans les collisionneurs actuels, et donc de sonder en profondeur l'espace des pa-

5. L'échelle de brisure électrofaible étant connue et déductible de ces quatre paramètres, seuls trois d'entre eux sont usuellement employés.

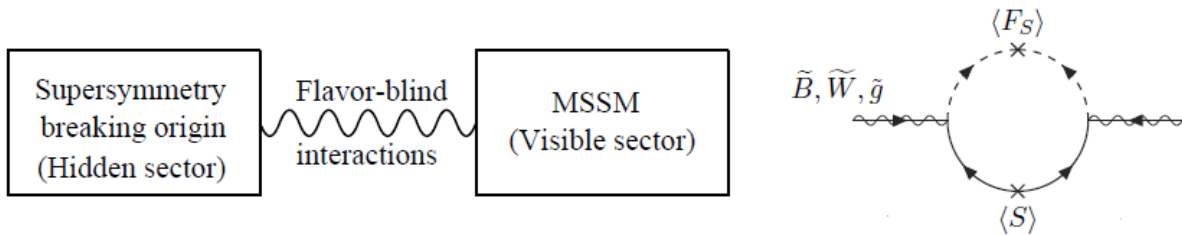


FIGURE 2.5 – Gauche : représentation traditionnelle de la brisure de la Supersymétrie dans un secteur caché (haute énergie), communiquée au secteur du MSSM (TeV) par certaines interactions. Droite : corrections radiatives aux masses des gauginos par une boucle de fermion-scalaire messagers virtuels (GMSB).

ramètres du MSSM. L'existence de super-partenaires à l'échelle du TeV a néanmoins d'autres intérêts : elle permet d'obtenir l'unification des constantes de couplage à haute énergie, et fournit un candidat à l'origine de la matière noire compatible avec les observations [80] (densité relique, section efficace d'interaction ou de coannihilation). Si l'on considère toutefois que le problème de hiérarchie de masse n'est pas un obstacle, ces deux derniers aspects imposent des contraintes moins importantes, ne requérant que quelques particules hors Modèle Standard à l'échelle du TeV. C'est ainsi le cas dans les scénarios de type *Split-SUSY* [81, 82], où seuls les gauginos et higgsinos ont des masses proches du TeV, alors que les sfermions sont significativement plus lourds, et n'interviennent pas dans la phénoménologie typique du LHC.

Origine de la brisure de Supersymétrie et super-gravité

Dans les scénarios les plus populaires, la Supersymétrie est brisée lorsque un terme F du super-potentiel développe une valeur moyenne dans le vide non nulle $\langle F \rangle$. Ceci peut survenir lorsque l'élimination simultanée dans le Lagrangien des composantes F_i d'un ensemble de super-champs chiraux est impossible. Les super-champs utilisés par le MSSM ne permettent pas un tel processus, aussi l'introduction de nouveaux champs est nécessaire. La génération des termes de brisure du type (2.20) intervient alors par les interactions entre champs du MSSM, et les champs additionnels (voir figure 2.5 gauches). Ces interactions ne peuvent toutefois pas prendre n'importe quelle forme. Ainsi, aucun couplage renormalisable gaugino-gaugino-scalaire, capable de donner des masses aux gauginos lorsque la valeur moyenne dans le vide du champ scalaire devient non-nulle, n'est autorisé dans la théorie. De tels couplages dans le cas des squarks ou des sleptons impliqueraient d'autre part des masses excessivement légères pour certains d'entre eux (inférieures à celles de leurs partenaires du Modèle Standard), expérimentalement exclues.

Plusieurs scénarios ont été proposés pour pallier ces problèmes. Dans le cas de figure le plus étudié, les nouveaux champs sont associés à la physique à l'échelle de Planck, donc en particulier aux interactions gravitationnelles. Les interactions avec les champs du MSSM procèdent alors au travers de couplages non-renormalisables (apparition de divergences ultra-violettes dans les diagrammes à deux boucles), supprimés à basse énergie par des constantes de couplages inversement proportionnelles à la masse de Planck M_P . La théorie effective associée à ces champs génère les termes de brisure figurant dans le Lagrangien (2.20). La Supersymétrie constitue par ailleurs un cadre privilégié pour la description de la gravité [83] : l'invariance sous difféomorphisme apparaît naturellement lorsque les transformations supersymétriques (2.5) sont rendues locales. Les champs de jauge associés sont alors le graviton (spin 2) et son super-partenaire le gravitino (spin 3/2), tous deux de masse nulle. La brisure de la Supersymétrie entraîne par le théorème de Goldstone l'existence d'un fermion de masse nulle, le goldstino. Toutefois, les deux degrés de liberté qu'il représente sont absorbés par le gravitino, lui conférant ainsi une polarisation longitudinale et une masse (mécanisme dit super-Higgs). Le modèle minimal de super-gravité mSUGRA [84]

suppose finalement, sans motivation autre que phénoménologique, l'universalité des couplages entre nouveau champs-gauginos ou sfermions. Celle-ci n'est *a priori* pas garantie, même par le fait que les interactions gravitationnelles à l'origine de ces couplages soient indépendantes des saveurs. Mais elle permet la réduction du nombre de paramètre libres aux cinq mentionnés dans le paragraphe précédent, et la suppression d'effets potentiellement dangereux, tels l'existence de courants neutres violant la conservation des saveurs.

Une alternative intéressante [85] à cette approche est la médiation de la brisure par les interactions de jauge du modèle Standard (abrégée GMSB dans la suite), qui permet de conserver la renormalisabilité complète de la théorie. Elle requiert l'existence de super-champs chiraux messagers, occupant des représentations non triviales des différents groupes de jauge. Ces champs messagers sont couplés à un super-champ chiral dont la composante scalaire et le terme F développent tous deux des valeurs moyennes dans le vide non-nulles, générant des masses différentes pour les composantes fermioniques et scalaires des champs messagers et brisant ainsi la Supersymétrie. Les champs messagers se couplent aux super-champs de jauge du MSSM de par leurs charges. Ceci induit l'apparition de corrections radiatives non nulles aux masses des gauginos au travers de diagrammes à une boucle impliquant des messagers virtuels (figure 2.5 droite). Les masses des sfermions reçoivent également des contributions non nulles sous la forme de diagrammes à deux boucles impliquant des bosons de jauge ou gaugino, et des champs messagers. Les fermions et bosons vecteurs du Modèle Standard ne sont par contre pas affectés, étant protégés par l'invariance de jauge. Comme la nature des corrections radiatives ne dépend que des charges des particules sous les différents groupes de jauge, les masses des squarks et des sleptons sont intrinsèquement dégénérées, supprimant ainsi les contributions supersymétriques aux processus changeant la saveur.

Une des différences fondamentales entre ces deux approches est l'échelle d'énergie associée à la brisure de la Supersymétrie $\sqrt{\langle F \rangle}$. Les masses des super-partenaires obtenues par les deux mécanismes sont respectivement de l'ordre de $\langle F \rangle / M_P$ (super-gravité), et $(\alpha/4\pi)\langle F \rangle / M_{\text{mess}}$ (GMSB, messagers de masse M_{mess}). Pour obtenir des masses à l'échelle du TeV, la brisure intervient alors à une échelle de 10^{10-11} GeV dans le premier cas, mais peut se réduire à seulement 10 TeV pour les modèles GMSB, lorsque la masse des messagers est comparable à l'échelle de brisure. Ceci a en particulier un impact direct sur la masse du gravitino, $m_{3/2} \sim \langle F \rangle / M_P$. Dans le cas d'une brisure initiée par la gravité, le gravitino a une masse comparable à celle des autres particules supersymétriques, et du fait de ses interactions très réduites (uniquement gravitationnelles!), n'intervient pas dans la phénoménologie de la Supersymétrie à l'échelle d'un collisionneur tel le LHC. Le gravitino GMSB a au contraire une masse de l'ordre du keV, ce qui en fait la particule supersymétrique la plus légère. Ceci a des conséquences fondamentales dans le cadre des modèles conservant la parité R (voir à la section 2.3.3). Dans ce contexte, les interactions du gravitino avec les autres particules peuvent être non-négligeables, car il contient deux degrés de liberté du goldstino qui participent aux interactions de jauge (étant le mécanisme de brisure).

Pour finir, il existe d'autres scénarios de brisure de la Supersymétrie [77]. En particulier, une classe importante de modèles est basée sur l'existence d'une dimension spatiale supplémentaire. Les supermultiplets chiraux du MSSM sont restreints à une certaine hypersurface, alors que les super-champs responsables de la brisure occupent une hypersurface parallèle, située à une distance R_5 . Cette disposition possède l'avantage conséquent de supprimer les effets de non-conservation de la saveur par un facteur exponentiellement décroissant avec R_5 , aussi ces effets disparaissent si la taille de la dimension supplémentaire est suffisante. Si les super-champs de jauge du MSSM se propagent dans l'espace complet, ils sont responsables de la communication de la brisure au secteur du MSSM. Ceci résulte en l'apparition de termes de masse pour les gauginos, et de termes fortement supprimés pour les sfermions. Ces derniers prennent les valeurs attendues lors de l'évolution jusqu'à l'échelle électrofaible. Si les super-champs de jauge sont au contraire

également restreints à l'hypersurface support des superchamps chiraux du MSSM, la brisure de Supersymétrie dans le secteur du MSSM est uniquement due à la super-gravité et résulte de la présence d'anomalies liées à la symétrie super-conforme⁶. Ces modèles sont connus sous les dénominations respectives de *gaugino mediation* [86,87] et *anomaly-mediated* (AMSB) [88].

2.2.5 Mécanisme de Higgs et états propres de masse

De manière similaire au Modèle Standard, la génération des masses des fermions et des bosons de jauge intervient lorsque la valeur moyenne des champs de Higgs dans le vide prend des valeurs non nulles, correspondant à un minimum non trivial du potentiel scalaire associé. Ce dernier rassemble des contributions du Lagrangien supersymétrique, ainsi que des termes additionnels brisant la supersymétrie. On peut noter que contrairement au Modèle Standard, le potentiel n'est pas arbitraire mais fixé par les interactions (invariance de jauge, couplages de Yukawa). Une transformation de jauge permet de fixer $H_u^+ = 0$ par convenance ; ce choix de jauge implique alors également $H_d^- = 0$ au minimum du potentiel. L'expression du potentiel est alors la suivante :

$$V = (|\mu|^2 + m_{H_u}^2)|H_u^0|^2 + (|\mu|^2 + m_{H_d}^2)|H_d^0|^2 - (bH_u^0H_d^0 + \text{cc.}) + \frac{1}{8}(g^2 + g'^2)(|H_u^0|^2 - |H_d^0|^2)^2 \quad (2.21)$$

On en déduit les conditions d'existence d'un minimum strictement positif :

$$\begin{cases} 2b < 2|\mu|^2 + m_{H_u}^2 + m_{H_d}^2 \\ b^2 > (|\mu|^2 + m_{H_u}^2)(|\mu|^2 + m_{H_d}^2) \end{cases} \quad (2.22)$$

Dans le cas où $m_{H_u} = m_{H_d}$, comme c'est souvent le cas à l'échelle d'unification (mSUGRA), les contraintes ne sont pas satisfaites. La brisure de la symétrie électrofaible intervient alors seulement à plus basse énergie, quand les corrections radiatives introduisent une différenciation suffisante entre m_{H_u} et m_{H_d} pour respecter les conditions (2.22). Ce mécanisme est dénommé "brisure radiative". D'une certaine manière, il introduit naturellement une hiérarchie entre l'échelle électrofaible et l'échelle de brisure de la Supersymétrie, qui pourrait indiquer pourquoi les masses des particules du Modèle Standard sont si distantes de la masse de Planck.

Lorsque les contraintes sont satisfaites, les champs H_u^0 et H_d^0 acquièrent des valeurs moyennes dans le vide strictement positives, qui vérifient les relations suivantes :

$$\begin{cases} \langle H_u^0 \rangle = v \sin \beta \\ \langle H_d^0 \rangle = v \cos \beta \end{cases} \begin{cases} v^2 = 2m_Z^2/(g^2 + g'^2) \\ \sin(2\beta) = \frac{2b}{m_{H_u}^2 + m_{H_d}^2 + 2|\mu|^2} \\ m_Z^2 = \frac{|m_{H_d}^2 - m_{H_u}^2|}{\sqrt{1 - \sin^2(2\beta)}} - (m_{H_u}^2 + m_{H_d}^2 + 2|\mu|^2) \end{cases} \quad (2.23)$$

La dernière équation impose que les paramètres m_{H_u} , m_{H_d} , b et μ soient tous de l'ordre de grandeur de m_Z , ou alors qu'une annulation remarquable des différentes contributions se produise. Ceci est particulièrement surprenant pour le cas du paramètre μ , qui provient de la partie supersymétrique du Lagrangien, quand les autres termes sont introduits par la brisure faible ; il n'y a donc *a priori* pas de raison pour laquelle l'ordre de grandeur de μ devrait être identique aux autres paramètres. Cette hiérarchie pourtant nécessaire est connue comme le "problème μ ".

6. Combinaison de la Supersymétrie et de l'invariance sous changement d'échelle.

Bosons de Higgs

Un certain nombre de termes de masse non-diagonaux pour les champs de Higgs apparaissent dans le Lagrangien, et certains degrés de liberté sont absorbés lors de la brisure de symétrie électrofaible pour donner des masses aux bosons de jauge. Les états propres de masse diagonalisant les matrices de masse correspondent à 5 champs scalaires réels : deux états h^0 et H^0 pairs sous CP , un état A_0 impair et deux états chargés H^\pm . Les masses de ces différents bosons sont les suivantes :

$$\begin{cases} m_{A_0}^2 = 2|\mu|^2 + m_{H_u}^2 + m_{H_d}^2 \\ m_{h^0}^2 = \frac{1}{2} \left(m_{A_0}^2 + m_Z^2 - \sqrt{(m_{A_0}^2 - m_Z^2)^2 + 4m_Z^2 m_{A_0}^2 \sin^2(2\beta)} \right) \\ m_{H^0}^2 = \frac{1}{2} \left(m_{A_0}^2 + m_Z^2 + \sqrt{(m_{A_0}^2 - m_Z^2)^2 + 4m_Z^2 m_{A_0}^2 \sin^2(2\beta)} \right) \\ m_{H^\pm}^2 = m_{A_0}^2 + m_W^2 \end{cases} \quad (2.24)$$

On peut voir en particulier que la masse du boson de Higgs le plus léger h^0 est contrainte par $m_{h^0}^2 < m_Z^2 |\cos(2\beta)|$. Toutefois, cette relation n'est valable qu'à l'ordre de l'arbre, et les corrections radiatives induites par des boucles impliquant le quark top et son partenaire scalaire ont pour effet un rehaussement de la masse du boson de Higgs (voir l'équation 2.1). La correction finie à m_{h^0} due au couple top-stop est :

$$\begin{aligned} \Delta m_{h^0}^2 = & \frac{3}{4\pi^2} \sin^2 \beta y_t^2 \left[m_t^2 \ln \frac{m_{\tilde{t}_1} m_{\tilde{t}_2}}{m_t^2} + \cos^2 \theta_t \sin^2 \theta_t (m_{\tilde{t}_2}^2 - m_{\tilde{t}_1}^2) \ln \frac{m_{\tilde{t}_2}^2}{m_{\tilde{t}_1}^2} \right. \\ & \left. + \frac{\cos^4 \theta_t \sin^4 \theta_t}{m_t^2} \left((m_{\tilde{t}_2}^2 - m_{\tilde{t}_1}^2)^2 - \frac{1}{2} (m_{\tilde{t}_2}^4 - m_{\tilde{t}_1}^4) \ln \frac{m_{\tilde{t}_2}^2}{m_{\tilde{t}_1}^2} \right) \right] \end{aligned} \quad (2.25)$$

Cette expression fait intervenir l'angle de mélange θ_t entre les états \tilde{t}_L et \tilde{t}_R (voir plus bas), et les masses des deux états physiques \tilde{t}_1 et \tilde{t}_2 .

En tenant compte de cette correction (contribution principale) ainsi que d'autres termes mineurs, la contrainte précédente devient alors $m_{h^0} < 135$ GeV, dans la limite où les particules participant aux corrections ont des masses inférieures au TeV, ce qui reste tout-à-fait compatible avec les observations actuelles.

Gauginos

La brisure de symétrie électrofaible engendre des termes de masse non-diagonaux pour les gauginos et un mélange avec les higgsinos, qui viennent se combiner avec les termes de masse introduits par la brisure faible de la supersymétrie. Le terme de masse complet intervenant dans le Lagrangien pour les champs neutres est alors le suivant :

$$L = -\frac{1}{2} \begin{pmatrix} \tilde{B} & \tilde{W}^0 & \tilde{H}_d^0 & \tilde{H}_u^0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} M_1 & 0 & -c_\beta s_W m_Z & s_\beta s_W m_Z \\ 0 & M_2 & c_\beta c_W m_Z & -s_\beta c_W m_Z \\ -c_\beta s_W m_Z & c_\beta c_W m_Z & 0 & -\mu \\ s_\beta s_W m_Z & -s_\beta c_W m_Z & -\mu & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \tilde{B} \\ \tilde{W}^0 \\ \tilde{H}_d^0 \\ \tilde{H}_u^0 \end{pmatrix} \quad (2.26)$$

avec $s_W = \sin \theta_W$, $c_W = \cos \theta_W$, $s_\beta = \sin \beta$, $c_\beta = \cos \beta$

Un mélange similaire apparaît pour les champs chargés :

$$L = -\frac{1}{2} \begin{pmatrix} \widetilde{W}^+ & \widetilde{H}_u^+ & \widetilde{W}^- & \widetilde{H}_d^- \end{pmatrix} \begin{pmatrix} 0 & \mathbf{X}^T \\ \mathbf{X} & 0 \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \widetilde{W}^+ \\ \widetilde{H}_u^+ \\ \widetilde{W}^- \\ \widetilde{H}_d^- \end{pmatrix} \quad \mathbf{X} = \begin{pmatrix} M_2 & \sqrt{2}s_\beta m_W \\ \sqrt{2}c_\beta m_W & \mu \end{pmatrix} \quad (2.27)$$

Les états propres des matrices de masse sont respectivement les quatre neutralinos $\widetilde{\chi}_i^0$, et les deux charginos (ainsi que leur anti-particules) $\widetilde{\chi}_j^\pm$. Les neutralinos conservent quant à eux le caractère de Majorana des gauginos. Pour finir, on peut noter que les gluinos ne subissent pas de phénomène de mélange, étant porteurs de charges de couleur et n'intervenant pas dans la partie du Lagrangien liée à l'interaction électrofaible.

Sfermions

Pour finir, les sfermions de nombres quantiques identiques – typiquement les deux super-partenaires $\widetilde{f}_L, \widetilde{f}_R$ des composantes de chiralités gauche et droite f_L, f_R des fermions du Modèle Standard – ont également la possibilité de se mélanger, à cause des termes de couplage trilineaire (brisure faible) ainsi que des couplages de Yukawa après attribution d'une valeur moyenne dans le vide aux champs de Higgs. Le mélange concerne donc surtout la troisième génération de sfermions à cause des couplages de Yukawa plus importants pour les quarks t, b et le lepton τ . Un mélange important pour les squarks de première ou deuxième génération entraînerait d'ailleurs l'apparition de processus impliquant des changements de saveur par courant neutre, fortement contraints par les mesures expérimentales en physique des saveurs (oscillations des mésons, rapport de branchement des modes de désintégrations supprimés).

2.3 Phénoménologie et recherches expérimentales

2.3.1 Spectres de masse naturels

L'étude de modèles supersymétriques a permis de dégager un certain nombre de règles qui, si elles ne sont pas forcément valides dans le cadre le plus général, se retrouvent fréquemment. La figure 2.6 (gauche) résume les contraintes sur les masses possibles des différents super-partenaires, dues à des origines diverses telles que les recherches directes, les mesures liées à la matière noire. . .

Si l'on suppose la conservation de la parité R , alors le neutralino $\widetilde{\chi}_1^0$ est généralement la particule supersymétrique la plus légère (LSP). Dans le cas où $M_1 < M_2, |\mu|$, ce neutralino est majoritairement formé par l'état \widetilde{B} , et possède une masse de l'ordre de la moitié de celle du chargino $\widetilde{\chi}_1^\pm$. Autrement, les deux particules ont des masses plutôt proches. Par ailleurs, lorsque les contributions dues à la brisure de symétrie électrofaible sont petites devant les termes de masse M_1, M_2 , le chargino $\widetilde{\chi}_1^\pm$ et le deuxième neutralino $\widetilde{\chi}_2^0$ sont quasiment dégénérés en masse. Une alternative existe dans le cas où le gravitino est plus léger que le neutralino, ce qui se produit dans les modèles de brisure de supersymétrie par médiation de jauge (GMSB).

Les neutralinos et les charginos ont généralement des masses significativement plus faibles que celle du gluino. En effet, si à l'instar des constantes de couplage, les masses des gauginos sont également unifiées à haut énergie, alors la relation suivante est vérifiée à toute échelle d'énergie :

$$\frac{M_1}{g_1^2} = \frac{M_2}{g_2^2} = \frac{M_3}{g_3^2} = \frac{m_{1/2}}{g_U^2} \quad (2.28)$$

Ainsi dans ces conditions, la masse du gluino à l'échelle du TeV est environ six fois supérieure à celle du neutralino. Même si les masses ne sont pas unifiées, cette hiérarchie est sans doute

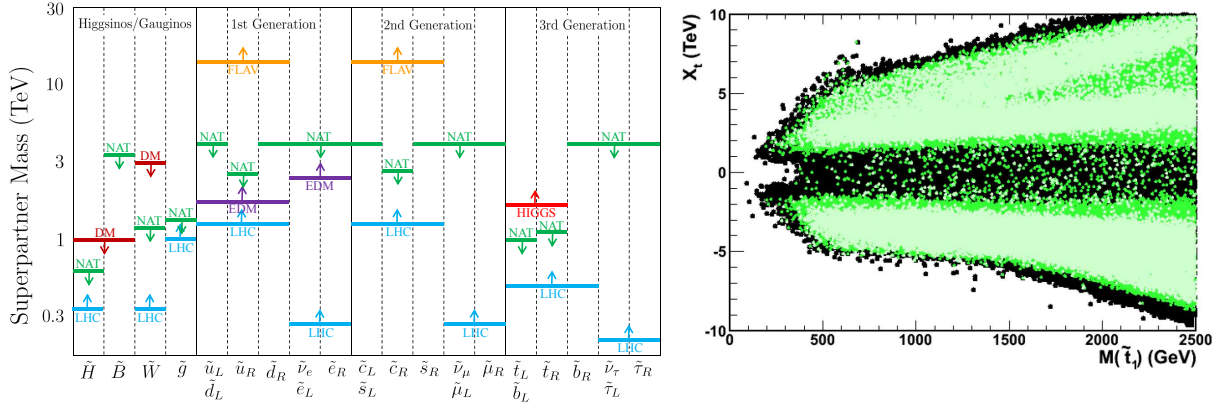


FIGURE 2.6 – Gauche : contraintes sur les masses des différents super-partenaires dans le cadre de modèles naturels, issues de recherches directes (LHC), de la matière noire (DM, EDM), de la masse observée du boson de Higgs, et d’un accord fin raisonnable des paramètres (NAT). Droite : contraintes directes sur la masse du stop en fonction du degré de mélange entre \tilde{t}_L et \tilde{t}_R pour différents points du pMSSM [79] satisfaisant aux contraintes expérimentales (recherches de SUSY, matière noire, physique des saveurs, observables électrofaibles de précision). Les points noirs correspondent à $m_H > 114$ GeV, les points verts à des scénarios compatibles avec les observations actuelles (masse, rapports de branchement). Sources [89] et [90].

respectée car les corrections radiatives à la masse du gluino, dominées par des particules colorées, sont bien plus importantes (voir la figure 2.4).

Les squarks de première et seconde génération n’ont pas de contraintes fortes sur leurs masses, à part le fait qu’ils ne peuvent être significativement plus légers que le gluino ($m_{\tilde{q}} > 0.8m_{\tilde{g}}$ dans mSUGRA) à cause des corrections radiatives à leur masse provenant de ce dernier. D’autre part, les masses des différents squarks sont quasiment dégénérées, sans quoi ils induiraient au travers de contributions virtuelles dans les désintégrations des mésons des changements de saveur par courant neutre d’une amplitude non observée expérimentalement.

Les squarks de troisième génération sont en général plus légers, surtout le stop. Cela est dû au couplage de Yukawa important du quark top ($m_t \sim 173$ GeV), et dans une moindre mesure du quark b . Ce couplage induit deux effets qui s’ajoutent : une contribution non-négligeable aux équations du groupe de renormalisation, ainsi qu’un mélange sans doute important entre les champs \tilde{t}_L et \tilde{t}_R . La masse du stop intervient de manière fondamentale dans les corrections radiatives à la masse du boson de Higgs, ce qui implique des contraintes assez fortes sur le stop [91]. Tout d’abord, dans le contexte où la Supersymétrie permettrait de résoudre le problème de hiérarchie de masse, le stop doit rester relativement léger, sa masse ne pouvant excéder le TeV (voir l’équation 2.1). À l’inverse, des corrections finies importantes sont nécessaires pour augmenter m_H ($< m_Z$ à l’ordre de l’arbre) à des valeurs non exclues par la théorie, ce qui place une borne inférieure sur la masse du stop. La figure 2.6 (droite) présente ainsi, pour les points de l’espace des paramètres du pMSSM [79] satisfaisant plusieurs contraintes expérimentales (recherches de super-partenaires, de matière noire, physique des saveurs, propriétés du boson de Higgs...), les masses acceptables du stop le plus léger \tilde{t}_1 en fonction du degré de mélange entre \tilde{t}_L et \tilde{t}_R . La combinaison de ces contraintes restreint ainsi plutôt sévèrement le domaine de masse autorisé du stop, et favorise un mélange important. On peut noter que les contraintes directes du Higgs sur les masses des autres super-partenaires sont bien moins importantes (couplages de Yukawa réduits). Toutefois, des contraintes indirectes s’exercent sur la masse du gluino, intervenant dans les corrections radiatives à la masse du stop, qui ne peut ainsi excéder 2 TeV, si la résolution du problème de hiérarchie de masse doit être préservée. Il est possible que le sbottom soit plus léger que les autres squarks, car les éléments de la matrice de masse m_q^2 (un

des termes brisant la supersymétrie) relatifs à la troisième génération sont communs aux deux squarks \tilde{t} et \tilde{b} , et contraints dans une certaine mesure par le premier.

Finalement, les sleptons sont sans doute plus légers que les squarks, car dans l'hypothèse où ils partagent une masse commune à l'échelle d'unification, les corrections radiatives (couplages électrofaibles) sont moins importantes que dans le cas des squarks (couplages forts). En cas de mélange important ($\tan\beta \gg 1$), le stau $\tilde{\tau}_1$ devrait être significativement plus léger que les autres sleptons chargés, l'amplitude du mélange y étant plus importante à cause de la masse du τ supérieure à celle des autres leptons.

2.3.2 Modes de désintégration principaux

Cette section recense les modes de désintégrations principaux des différents super-partenaires, dans le cadre de modèles conservant la parité R et où le neutralino $\tilde{\chi}_1^0$ est le partenaire le plus léger.

- Gluinos : étant uniquement sensibles à l'interaction forte, le seul mode de désintégration possible du gluino est une paire squark-antiquark de même saveur $\tilde{g} \rightarrow \tilde{q}\bar{q}$. Si le gluino est plus léger que l'ensemble des squarks, la désintégration se produit au travers d'un squark virtuel.
- Squarks : le mode de désintégration favori est $\tilde{q} \rightarrow q\tilde{g}$. S'il n'est pas autorisé, les canaux $\tilde{q} \rightarrow q\tilde{\chi}_i^0$ ou $\tilde{q} \rightarrow q'\tilde{\chi}_j^\pm$ contribuent. Les squarks \tilde{q}_L peuvent décroître préférentiellement dans les canaux avec charginos ou neutralinos lourds ($i > 1$), car le couplage $\tilde{q} - \tilde{W}$ est plus important que le couplage $\tilde{q} - \tilde{B}$. Les squarks \tilde{q}_R au contraire se désintègreront plutôt dans le canal le plus favorable cinématiquement, soit $q\tilde{\chi}_1^0$.
- Sleptons : ils se désintègrent en leptons et gauginos, selon $\tilde{\ell}^\pm \rightarrow \ell^\pm\tilde{\chi}_i^0$ ou $\nu\tilde{\chi}_j^\pm$, et $\tilde{\nu} \rightarrow \nu\tilde{\chi}_i^0$ ou $\ell^\pm\tilde{\chi}_j^\mp$. Dans la plupart des cas, le canal produisant directement un neutralino léger $\tilde{\chi}_1^0$ est favorisée, mais les autres canaux peuvent contribuer si la différence de masse sleptons-gauginos est importante.
- Gauginos : en fonction du spectre de masse, les gauginos peuvent se désintégrer en gauginos plus légers selon $\tilde{\chi}_i^0 \rightarrow W^\pm\tilde{\chi}_j^\pm$, $Z^0\tilde{\chi}_j^0$, $h^0\tilde{\chi}_j^0$, et pour les charginos $\tilde{\chi}_i^\pm \rightarrow W^\pm\tilde{\chi}_j^0$, $Z^0\tilde{\chi}_j^\pm$, $h^0\tilde{\chi}_j^\pm$, voire via des bosons de Higgs plus lourds (A^0, H^0, H^\pm). Si nécessaire (gauginos de masses proches), les bosons impliqués dans ces désintégrations sont virtuels. D'autre part, si les sleptons sont suffisamment légers, les canaux $\tilde{\chi}_i^0 \rightarrow \tilde{\ell}^\pm\ell^\mp$ ou $\tilde{\chi}_i^0 \rightarrow \tilde{\nu}\nu$, et $\tilde{\chi}_i^\pm \rightarrow \tilde{\ell}^\pm\nu$ ou $\tilde{\chi}_i^\pm \rightarrow \tilde{\nu}\ell^\pm$ sont également ouverts. Ceci est aussi valable pour les squarks, mais cette possibilité est peu favorisée car les sleptons sont en général plus légers.

2.3.3 Recherches directes de Supersymétrie au LHC

La conservation de la parité R dans les interactions a des conséquences phénoménologiques fondamentales :

- Les super-partenaires ne peuvent être produits (à partir de particules du Modèle Standard) ou annihilés (en particules du Modèle Standard) que par paires.
- Le super-partenaire le plus léger (LSP) doit donc être stable. Il constitue dès lors un candidat sérieux pour la matière noire, mais doit dans ce cas être faiblement interactif (en particulier neutre), sans quoi il aurait déjà été observé.

Dans les modèles inspirés par la supergravité, le neutralino $\tilde{\chi}_1^0$ est choisi comme LSP. Une fois produites, les particules supersymétriques se désintègrent donc en cascade dans les canaux autorisés, jusqu'à un état final constitué de particules du Modèle Standard accompagnées d'un (ou un nombre impair de) neutralino(s). Celui-ci, stable et interagissant faiblement, échappe au détecteur et constitue une source d'énergie manquante.

Dans les collisions proton-proton opérées au LHC, les super-partenaires colorés ont (à masse égale) la section efficace de production la plus importante, comme on peut le voir à la figure 2.7,

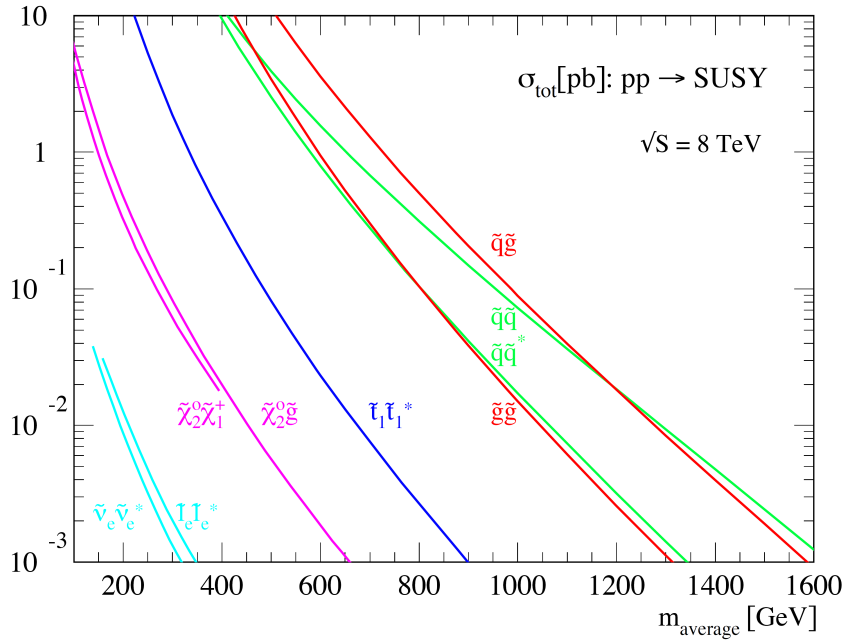


FIGURE 2.7 – Sections efficaces de production de paire de super-partenaires dans des collisions proton-proton à $\sqrt{s} = 8$ TeV. Source [92].

de 0.01 à 0.1 pb à une masse de 1 TeV. Le signal typique consiste donc en la création d'une paire de squarks ou de gluinos, qui se désintègrent en plusieurs quarks et neutralino. Les recherches de squarks et gluinos inclusives s'effectuent donc par la recherche d'événements contenant plusieurs jets énergétiques, et une énergie transverse manquante importante. Le bruit de fond principal de ces analyses provient de la production de jets accompagnés d'une mauvaise mesure de l'énergie manquante (principalement à cause de la mauvaise estimation de l'énergie d'un des jets), ou de la production associée de boson W ou Z et de jets, avec une source réelle d'énergie manquante $W \rightarrow \ell\nu$ ou $Z \rightarrow \nu\bar{\nu}$. Avec l'ensemble des données collectées au cours de l'année 2012, la sensibilité atteint une masse du gluino de 1.3 TeV, et une masse de squark de 740 GeV (voir figure 2.8). Les chaînes de désintégrations peuvent plus rarement produire des leptons (désintégrations de gauginos lourds en bosons W, Z et gauginos plus légers par exemple). La présence de leptons dans un environnement hadronique étant un marqueur assez fort de processus intéressants, il est donc utile de procéder à des recherches complémentaires dans des événements avec un ou plusieurs leptons. Ils sont caractérisés par un bruit de fond nettement plus faible (processus électrofaibles). Ils permettent donc la réduction des coupures appliquées à la sélection et donc l'accès à des régions de l'espace des phases où l'énergie des produits serait moins grande, par exemple en cas de spectre de masse compressé.

La recherche de squarks de troisième génération, surtout le stop, suscite un intérêt particulier car comme expliqué auparavant il existe de bonnes raisons de penser qu'ils seraient plus légers que les autres, et offrent donc une bonne opportunité de découverte. De plus, ces squarks ont des couplages privilégiés avec les quarks de troisième génération, qui présentent des signatures caractéristiques dans les détecteurs (identification des jets initiés par des quarks b , bosons W produits dans la désintégration des quarks tops...) La figure 2.9 présente les résultats les plus récents des différentes recherches dédiées au stop dans la collaboration ATLAS. On peut constater que les limites établies réduisent déjà significativement la plage de masse autorisée (pour mémoire, $m_{\tilde{t}_1} < 1$ TeV pour préserver la résolution du problème de hiérarchie de masse).

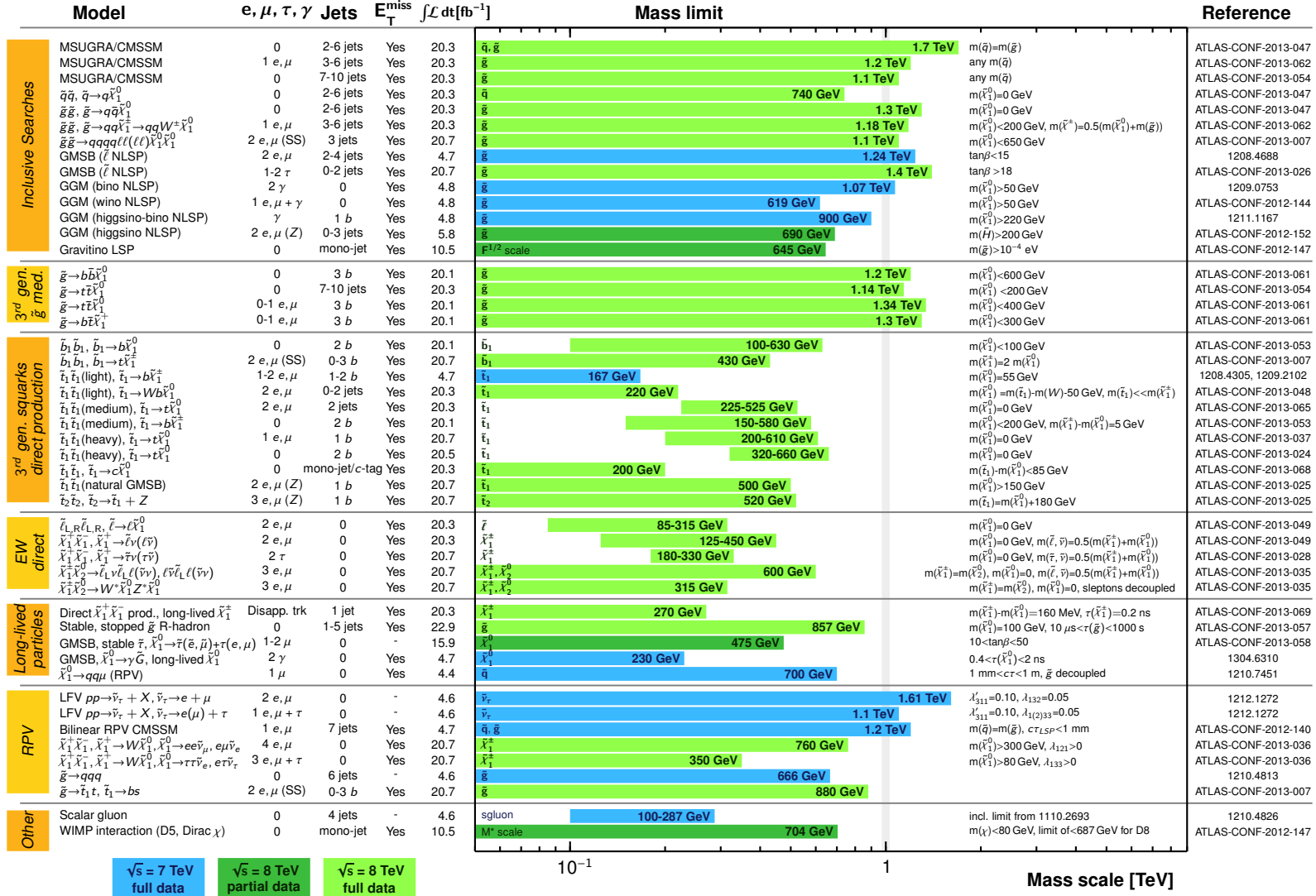
La production directe de paires de gauginos ou de sleptons est également une piste de recherche. Comme l'indique la figure 2.7, la section efficace dans les collisions proton-proton est

ATLAS SUSY Searches* - 95% CL Lower Limits

Status: EPS 2013

ATLAS Preliminary

$$\int \mathcal{L} dt = (4.4 - 22.9) \text{ fb}^{-1} \quad \sqrt{s} = 7, 8 \text{ TeV}$$



*Only a selection of the available mass limits on new states or phenomena is shown. All limits quoted are observed minus 1σ theoretical signal cross section uncertainty.

FIGURE 2.8 – Aperçu des recherches de Supersymétrie menées par l'expérience ATLAS et les limites d'exclusions sur les masses de différents partenaires, dans différents scénarios. Source [93].

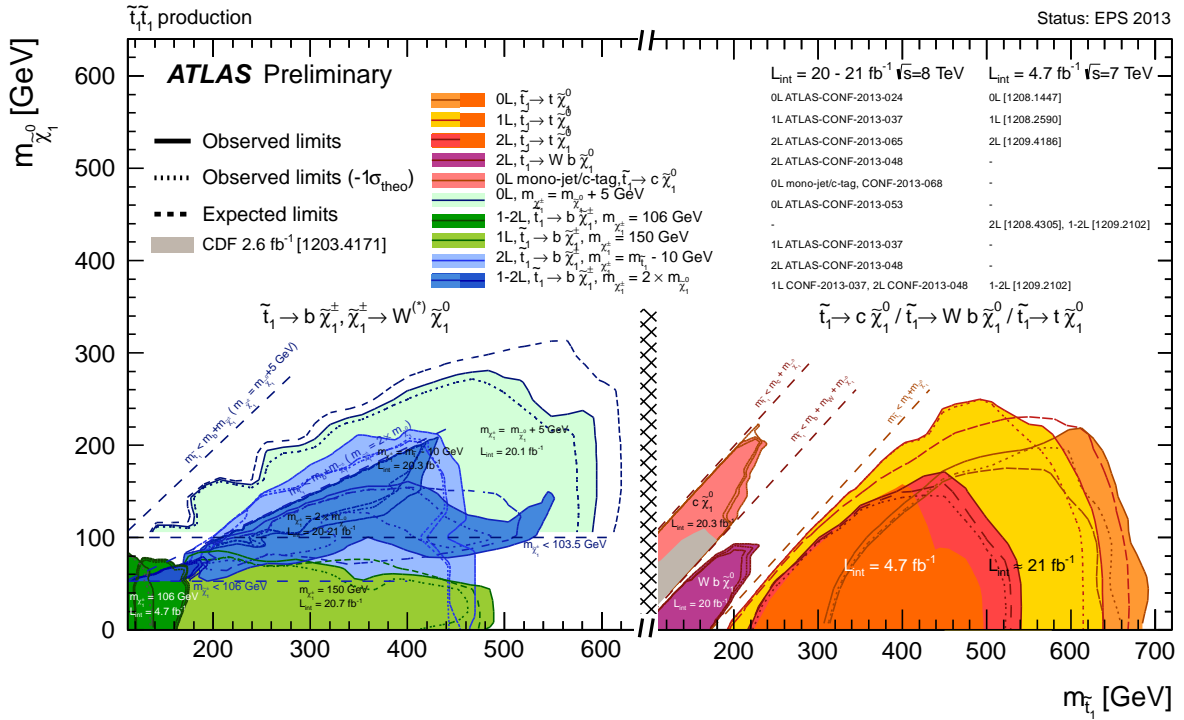


FIGURE 2.9 – Limites d'exclusion obtenues par l'expérience ATLAS sur la masse du stop \tilde{t}_1 en fonction de la masse du neutralino $\tilde{\chi}_1^0$, dans différents scénarios de désintégration. Source [94].

relativement faible, mais tout-de-même accessible : par exemple, la production d'une paire $\tilde{\chi}_1^\pm \tilde{\chi}_2^0$ à une masse commune de 300 GeV a une section efficace de 0.1 pb. Les événements sont typiquement bien moins énergétiques que dans les désintégrations de squarks ou gluinos, car la masse des particules initiales est plus faible. Les recherches de tels processus se basent donc sur le couplage privilégié des gauginos et sleptons aux leptons (via des bosons W et Z dans le premier cas), adoptant une sélection requérant la présence de deux, trois voire quatre leptons et d'énergie manquante. Ces analyses ont une sensibilité permettant d'atteindre des masses de l'ordre de 300 GeV.

Un autre aspect important des recherches de Supersymétrie concerne le secteur du Higgs [95], singulièrement différent du Modèle Standard. La première approche est basée sur l'étude des couplages du boson de Higgs le plus léger h^0 , au travers de ses modes de production et de désintégration [4]. Les couplages aux quarks d, s, b et aux leptons chargés sont en effet augmentés par rapport au Modèle Standard, alors que les couplages aux quarks u, c, t ou aux bosons vecteurs sont réduits. Cette différence est d'autant plus marquée que les autres bosons scalaires ne sont pas découplés. L'autre approche, complémentaire, consiste en la recherche directe des bosons H^0, A^0 et H^\pm . Elle exploite le couplage privilégié à la troisième génération de fermions en s'intéressant au canal $\tau^+\tau^-$ pour les bosons neutres [96] et $\tau\nu$ [97] ou $t\bar{b}$ pour les bosons chargés (transition à $m_{H^\pm} \sim 160 \text{ GeV}$). Dans le cas où les bosons H^\pm ont une masse inférieure à celle du quark top, celui-ci peut se désintégrer selon $t \rightarrow H^+b$. Il est alors possible de chercher ces bosons dans les désintégrations du quark top (abondamment produit au LHC), soit directement dans le canal $H^+ \rightarrow \bar{c}s$ [98], soit indirectement dans le canal $H^+ \rightarrow \tau^+\nu_\tau$ en examinant l'universalité leptonique dans les événements $t\bar{t}$ [99], qui serait mise à mal par l'existence de ce canal privilégiant le lepton τ . Toutefois, les résultats de l'ensemble de ces recherches sont pour le moment négatifs. Une remarque importante est qu'il n'existe aucune contrainte théorique sur la masse des bosons scalaires H^0, A^0, H^\pm . Dans la limite où ces masses sont significativement plus élevées ($> 300 \text{ GeV}$) que celle du boson h^0 , les deux secteurs sont découplés et les propriétés de

h^0 sont relativement similaires à celles du boson de Higgs du Modèle Standard.

Autres contextes (LSP $\neq \tilde{\chi}_1^0$, parité R non conservée)

Dans le cas de scénarios tels la brisure de Supersymétrie par médiation de jauge, le gravitino est de masse très faible est constitue donc le super-partenaire le plus léger. Toutefois, ses couplages aux autres particules sont également très faibles. Une situation typique est donc la désintégration en cascade des super-partenaires jusqu'à celui possédant la deuxième masse la plus légère; ce dernier se désintègre alors en gravitino. Si le partenaire le plus léger après le gravitino est un slepton, il y a de bonnes chances qu'il s'agisse du stau $\tilde{\tau}_1$, qui est plus léger que les autres sleptons à cause du mélange $\tilde{\tau}_L - \tilde{\tau}_R$. Une attention particulière est ainsi portée aux événements contenant des leptons τ . De même, si le second partenaire le plus léger est un neutralino, le canal de désintégration $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \gamma \tilde{G}$ motive des recherches basées sur la présence de deux photons et d'énergie manquante.

À cause du couplage très faible du gravitino, il est possible que les particules pouvant seulement se désintégrer en celui-ci soient pourvues d'une durée de vie non-négligeable. Suivant la nature de la particule intermédiaire et sa durée de vie, ceci peut donner lieu à des signatures très caractéristiques telles la présence de vertex déplacés par rapport au point de collisions, ou de passage de particules chargées très ionisantes car très massives (sleptons, charginos), ou encore de traces interrompues au milieu du trajectographe.

La recherche de production directe de paires de LSP (ou plus généralement de matière noire) est également une piste intéressante : elle peut s'effectuer par des événements contenant une énergie manquante importante, et accompagnés d'un photon ou d'un jet correspondant à une radiation de l'état initial.

Finalement, il est possible que la parité R ne soit pas conservée. Ceci impliquerait nécessairement l'existence de processus violant la conservation des nombres leptoniques ou baryoniques, dans la limite des contraintes expérimentales. La violation du nombre leptonique – couplages λ ou μ' dans le superpotentiel (2.17) – autorise par exemple une désintégration du neutralino selon $\tilde{\chi}_1^0 \rightarrow \ell^+ \ell'^- \nu$, produisant des événements avec quatre leptons. La recherche de résonances de leptons (éventuellement de saveurs différentes) ou de jets ($\tilde{g} \rightarrow qqg$) est également une piste exploitée. La figure 2.8 présente également les limites obtenues par ATLAS pour ces différents scénarios.

2.3.4 Recherches indirectes et matière noire

Les nouvelles particules prévues par la Supersymétrie peuvent potentiellement se manifester dans les observables de physique de plus basse énergie, au travers de contributions virtuelles (boucles) à l'origine de diagrammes de Feynman supplémentaires. La mise en évidence d'une déviation importante entre la mesure de telles observables et leurs prédictions dans le cadre du Modèle Standard pourrait ainsi être interprétée comme un signe de nouvelle physique. Un aspect très intéressant de cette stratégie est qu'elle permet de sonder des échelles d'énergie élevées (potentiellement hors d'atteinte des recherches directes) sans nécessiter la réalisation de collisions à cette énergie. Ainsi, les observables liées à la physique des quarks b permettent d'atteindre une échelle de 100 TeV, alors que l'énergie caractéristique des processus mis en jeu est inférieure à 10 GeV. Un désavantage évident est l'interprétation d'une éventuelle observation positive, plus ambiguë que dans le cadre de recherches directes. Toutefois, les recherches indirectes offrent un complément fondamental aux recherches directes, et il est très satisfaisant de pouvoir mener ces deux approches simultanément.

Des contraintes importantes peuvent ainsi être obtenues dans le cadre de la physique des mésons B , en particulier dans l'étude de processus rares dans le Modèle Standard. Ceux-ci incluent notamment [101] le canal $B \rightarrow \tau \nu$ (BR $\sim 10^{-4}$), sensible à l'existence d'un boson de Higgs chargé médiateur de la désintégration à l'ordre de l'arbre, ou encore $B_s \rightarrow X_s \gamma$

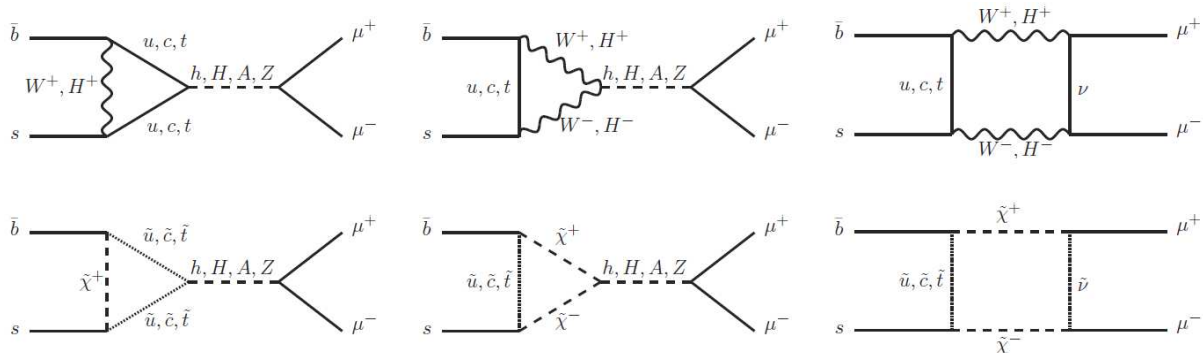


FIGURE 2.10 – Manifestation indirecte de nouvelle physique dans le canal $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$: principaux diagrammes contribuant à la désintégration dans le cadre du Modèle Standard et du MSSM. Source [100].

($\text{BR} \sim 3.10^{-4}$), également sensible à la présence d'un secteur de Higgs étendu. Un processus ayant particulièrement suscité l'espoir, et à présent à l'origine de contraintes fortes, est le canal $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$. Cette désintégration est fortement supprimée dans le Modèle Standard : il s'agit d'une transition par courant neutre violant deux fois la conservation de la saveur ; de plus, les contributions principales (figure 2.10) proviennent de l'échange d'un boson Z (75%) ou d'une boucle de bosons W (25%) : la chiralité (et donc l'hélicité, puisque $m_{B_s} \gg m_\mu$) des muons produits résulte donc en une suppression additionnelle de la désintégration, le méson B_s étant de spin 0. Le rapport de branchement théorique est ainsi extrêmement faible, $\text{BR} = 3.2.10^{-9}$, ce qui en fait un outil très efficace pour la recherche de nouvelle physique. Les contributions du MSSM à ce processus proviennent essentiellement de diagrammes "pingouin" avec un boson de Higgs h^0 et une boucle de squarks et charginos (voir figure 2.10 également). Le Higgs étant une particule scalaire, l'hélicité des muons produits ne s'oppose plus à la désintégration. Le couplage de ce boson aux quarks de type *down* et aux leptons chargés étant par ailleurs proportionnel à $\tan \beta$ (pour $\tan \beta \gg 1$), les contributions dues à ces diagrammes sont de l'ordre de $(\tan \beta)^6$, pouvant conduire (pour certains jeux de paramètres) à une augmentation du rapport d'embranchement de plusieurs ordres de grandeur par rapport au Modèle Standard. Les premières observations au LHC de cette désintégration [102, 103] ont malheureusement confirmé la prédiction du Modèle Standard, ce qui résulte en l'établissement de contraintes sur les paramètres du MSSM.

La figure 2.11 présente de telles contraintes dans le cadre du modèle mSUGRA, et du MSSM phénoménologique, issues de [100]. On peut notamment y remarquer l'accroissement très marqué du rapport de branchement de ce canal avec $\tan \beta$. Ceci provoque des tensions avec les propriétés du candidat boson de Higgs, dont la masse observée au LHC (125 GeV), plutôt importante dans le cadre de la Supersymétrie, favorise des modèles avec des valeurs élevées de $\tan \beta$ (voir l'équation 2.25). Cette opposition de contraintes est difficilement satisfaite dans le cadre de mSUGRA : on peut voir sur la figure que la valeur mesurée du rapport de branchement $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$ exclut l'ensemble de l'espace des phases, à l'exception de quelques points sporadiques⁷. Bien sûr, les incertitudes actuelles sur la mesure nuancent singulièrement cette proposition, un certain nombre de scénarios étant compatibles avec une fluctuation positive de moins d'une déviation standard de la valeur mesurée. Dans le cadre plus général du pMSSM par contre, une partie de l'espace des phases s'accorde parfaitement avec les mesures. Les observations suggèrent donc au mieux que les hypothèses d'universalité utilisées pour la construction de mSUGRA sont sans doutes inadéquates. Elles permettent également de restreindre de manière non négligeable l'espace des paramètres possibles du MSSM, mais sans compromettre de manière majeure le bien-fondé des théories supersymétriques.

7. Ils sont toutefois déjà exclus par les recherches directes, car ils correspondent à $m_{1/2} < 50$ GeV

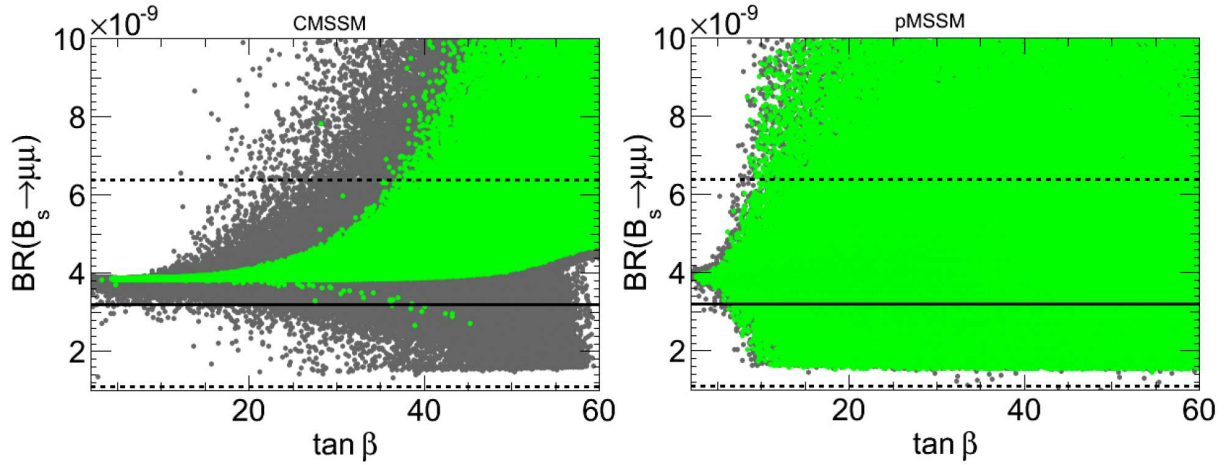


FIGURE 2.11 – Manifestation indirecte de nouvelle physique dans le canal $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$: rapport d'embranchement de la désintégration en fonction de $\tan \beta$, pour différents points de l'espace des phases dans les modèles mSUGRA (gauche, 5 paramètres libres) et pMSSM (droite, 19 paramètres). Les points verts indiquent des scénarios prédisant une masse du boson de Higgs h^0 compatible avec les mesures du LHC. Les lignes continues matérialisent la valeur mesurée expérimentalement pour le rapport de branchement $B_s \rightarrow \mu^+ \mu^-$, très proche de la prédiction du Modèle Standard, et les lignes discontinues les incertitudes ($\pm 2\sigma$) associées. Source [100].

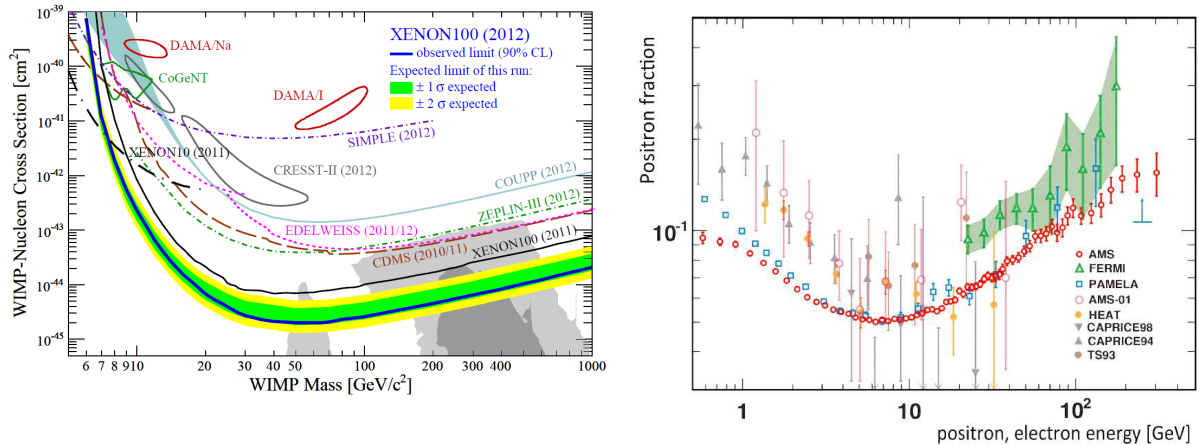


FIGURE 2.12 – Gauche : Limite supérieure sur la section efficace de diffusion nucléaire des composants de la matière noire en fonction de leur masse. Droite : rapport entre flux de positrons et d'électrons dans les rayons cosmiques, en fonction de l'énergie mesurée. Le bruit de fond attendu étant décroissant, la partie $E > 8$ GeV de la distribution pourrait être un signe de co-annihilation de matière noire. Sources [104, 105].

Impact des recherches de matière noire

L'existence de nouvelles particules relativement massives et neutres sous les interactions forte et électromagnétique (WIMP), est comme mentionné auparavant la piste actuellement la plus vraisemblable pour expliquer la nature de la matière noire. Celle-ci étant cinq fois plus abondante que la matière connue dans l'Univers, il semble tout-à-fait naturel d'étudier les propriétés de ces nouvelles particules (masse, couplages) à partir du réservoir existant que constitue la matière noire.

Deux classes d'expériences sont organisées dans ce but. Les recherches directes s'intéressent

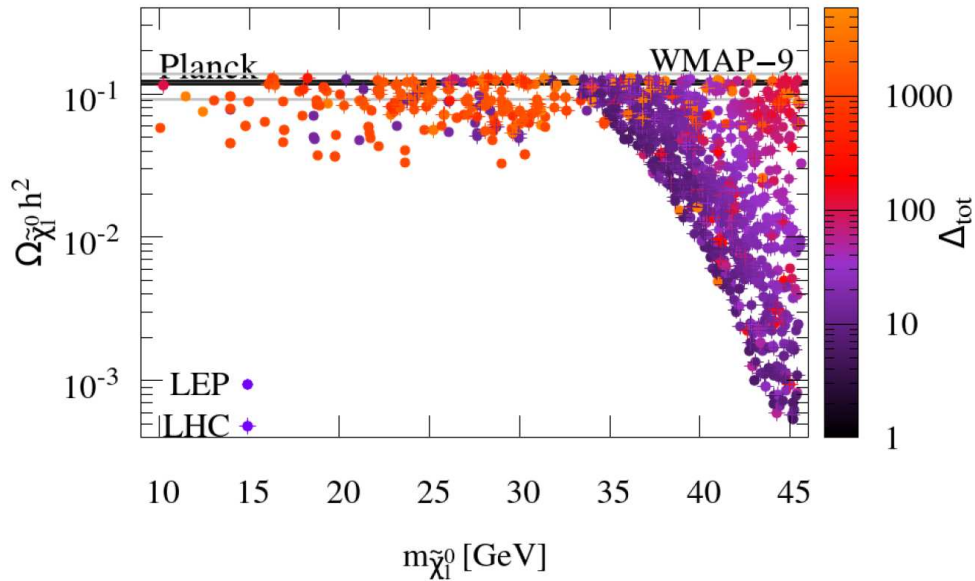


FIGURE 2.13 – Densité relique de matière noire pour plusieurs points du pMSSM ordonnés par la masse du neutralino le plus léger, et densités mesurées par Planck et WMAP avec leurs incertitudes. La couleur des points indique le degré de naturalité du scénario considéré (une faible valeur de Δ_{tot} étant optimale) ; les deux catégories de marqueurs indiquent quant à elles les scénarios satisfaisant les contraintes sur les masses des squarks obtenues au LEP ou au LHC. Source [113].

à la diffusion élastique de WIMPs sur des atomes, et sont associées à des détecteurs sous-terrains couvrant de larges volumes et mesurant l'énergie dissipée par le recul des atomes (détecteurs cryogéniques à cristaux, tels CDMS [106] ou EDELWEISS [107]), ou encore la scintillation de gaz nobles liquides (Xenon100 [104]). Les différentes expériences dédiées à cette tâche n'ont pour le moment pas abouti l'observation d'un signal significatif, aussi une limite supérieure est placée sur la section efficace de diffusion nucléaire (figure 2.12 gauche). Les recherches indirectes tentent de mettre en évidence les produits issus de la co-annihilation de deux WIMPs, par exemple par la mesure du flux de positrons ou d'anti-protons dans les rayons cosmiques (PAMELA [108], AMS [105]), du spectre énergétique des photons (Fermi-LAT [109]), ou encore du flux de neutrinos (IceCube [110]) en provenance du centre de la galaxie voire du Soleil où la matière noire pourrait s'accumuler dans un piège gravitationnel. La figure 2.12 droite présente ainsi le rapport entre les flux de positrons et d'électrons en fonction de l'énergie du lepton, mesuré par AMS et d'autres expériences. La partie croissante de la distribution est en désaccord manifeste avec le bruit de fond attendu (décroissance monotone). Ce comportement est cohérent avec certains scénarios de co-annihilation de matière noire ; il existe toutefois des explications cosmologiques concurrentes (contributions de quasars). La mesure de certains paramètres cosmologiques (densité relique de matière noire par WMAP [111], effet réducteur de la ré-ionisation sur l'anisotropie du fond diffus cosmologique par Planck [58, 112]) dépendant de la section efficace de co-annihilation et de la masse des WIMPs permet également d'établir des contraintes sur ces dernières. La figure 2.13 illustre ainsi, à l'aide d'un balayage des points du pMSSM, les contraintes sur la masse du neutralino le plus léger imposées par la mesure de la densité relique de matière noire. On peut constater la sélectivité importante de ce paramètre dans l'espace des phases du MSSM.

2.4 Recherches avec deux leptons de même charge

Les signatures incluant des leptons offrent un complément intéressant à la recherche la plus inclusive (jets + énergie manquante), car le niveau de bruit de fond est – à coupures cinématiques égales – réduit. L’analyse décrite dans ce document s’intéresse au cas particulier de la production de deux leptons de charges électriques identiques [114], accompagnés de plusieurs jets et éventuellement d’énergie transverse manquante. Cette sélection pousse à l’extrême l’argument de la réduction du bruit de fond, car les processus du Modèle Standard possédant cette signature sont extrêmement rares. Au contraire, la Supersymétrie propose un certain nombre de scénarios qui pourraient conduire à des états finaux de ce type.

La pièce manquante dans le formalisme supersymétrique, est la nature exacte du mécanisme de brisure de cette nouvelle symétrie. Cette ignorance a pour conséquence la profusion de modèles implémentant cette brisure à partir de différentes hypothèses, voire en paramétrant ses conséquences à l’échelle électrofaible au moyen de termes effectifs dans le Lagrangien. Du point de vue des recherches expérimentales, se pose alors la question de l’interprétation des résultats. Dans l’idéal, en l’absence de signal, des contraintes devraient pouvoir être mises sur chaque théorie. Il n’est en pratique pas envisageable de pouvoir tester chaque théorie, sans compter les modèles futurs. Toutefois, ces théories ne sont pas complètement isolées les unes des autres et partagent plusieurs points communs, dont l’un des plus évidents est l’existence des super-partenaires associés. Si la hiérarchie des masses de ces super-partenaires, ainsi que leurs couplages, dépendent de la théorie sous-jacente, les différentes possibilités pour leurs modes de désintégrations ne sont pas infinies, et même relativement limitées.

Une alternative intéressante à la mise en place de contraintes sur un nombre limité (donc nécessairement incomplet) de théories, est donc l’examen de différents scénarios (hiérarchie grossière de masse, modes de désintégration), de manière indépendante. Une telle approche consiste généralement en l’établissement d’un spectre de masse simplifié ne comportant qu’un nombre restreint de particules en interaction, les autres étant découplées (masses élevées). Les modes de désintégration des quelques particules actives sont alors choisis, avec des rapports de branchement arbitraires. Bien entendu, les limites établies dans le cadre de ces scénarios n’ont pas de réel sens physique. Cependant, elles offrent l’avantage de pouvoir être utilisées ultérieurement pour contraindre une théorie arbitraire, pour peu que les hypothèses du modèle soient compatibles avec les prédictions de cette théorie. Les limites sur la théorie complète peuvent être dérivées des résultats sur les modèles simplifiés, en tenant compte de la section efficace de production (dans le modèle complet) du scénario considéré dans le modèle simplifié.

Ainsi, les résultats obtenus dans le cadre de la recherche présentée dans ce document sont interprétés essentiellement en termes de contraintes sur ces modèles simplifiés. Cette approche est d’autant plus justifiée que cette analyse consiste en une recherche inclusive d’événements avec une signature rare (deux leptons de même charge accompagnés de jets), plutôt que d’un type de signal en particulier.

La figure 2.14 résume les différents modèles, sources potentielles de leptons de même charge, pour lesquels des limites sont présentées à partir des résultats de cette analyse. Ils peuvent être classés en différentes catégories :

- Production de paires de gluinos avec désintégration en squarks de troisième génération : ces scénarios s’inscrivent dans le contexte de la Supersymétrie naturelle, avec des squarks top ou bottom relativement légers, et un gluino à l’échelle du TeV. Les états finaux intéressants dans le cadre de cette analyse sont en particulier $\tilde{g} \rightarrow t\bar{t}\tilde{\chi}_1^0$ et $\tilde{g} \rightarrow t\bar{b}\tilde{\chi}_1^\pm$, obtenus par la médiation d’un squark top $\tilde{t}_1 \rightarrow t\tilde{\chi}_1^0$ ou $b\tilde{\chi}_1^\pm$, ou bottom $\tilde{b}_1 \rightarrow t\tilde{\chi}_1^-$. Les cas de désintégration à trois corps du gluino, dans lesquels les squarks \tilde{t}_1 ou \tilde{b}_1 interviennent hors couche de masse, sont également considérés, bien que ces scénarios n’entrent plus vraiment dans ce cadre de naturalité. L’ensemble de ces processus est caractérisé par la

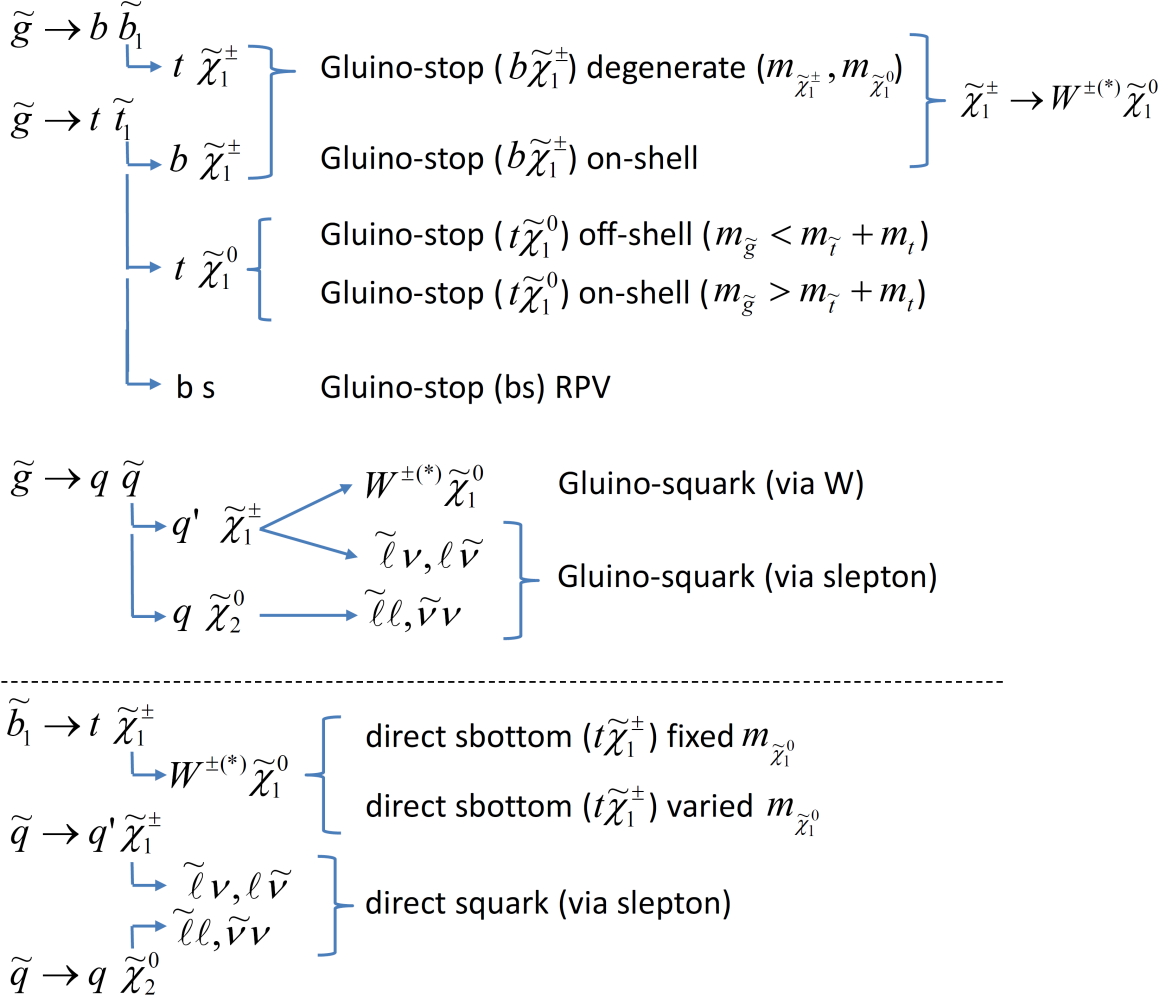


FIGURE 2.14 – Possibles sources d'états finaux contenant des leptons de même signe, à partir de désintégrations de particules supersymétriques. Les modèles listés sont utilisés pour l'interprétation des résultats obtenus dans le document présent. Source [115].

présence dans l'état final de 4 bosons W , deux neutralinos $\tilde{\chi}_1^0$, ainsi que de 4 quarks b . Les bosons W y sont produits par la désintégration d'un quark top ou d'un chargino $\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow W^\pm \tilde{\chi}_1^0$.

- Production directe de paire de squarks bottom $\tilde{b}_1 \tilde{b}_1^*$, avec comme au point précédent $\tilde{b}_1 \rightarrow t \tilde{\chi}_1^-$. L'état final est similaire avec la présence de 4 bosons W , deux neutralinos, mais seulement 2 quarks b . La section efficace associée à la production de paires $\tilde{b}_1 \tilde{b}_1^*$ est également réduite, par deux ordres de grandeur, ce qui donne accès à un domaine de masse bien plus restreint ($m_{\tilde{b}_1} \lesssim 500$ GeV, contre $m_{\tilde{g}} \lesssim 1$ TeV). La sensibilité est donc potentiellement moins bonne que pour les recherches de gluinos, l'énergie disponible dans l'événement étant deux fois plus faible, ce qui réduit l'acceptance liée aux coupures cinématiques de la sélection (impulsion des produits de désintégration).
- Production de paires de gluinos avec désintégrations en cascade : le premier niveau, commun, correspond à la production d'un squark de première ou deuxième génération $\tilde{g} \rightarrow q \tilde{q}^*$, éventuellement hors couche de masse. Plusieurs topologies sont ensuite considérées :
 - Avec une étape : $\tilde{q} \rightarrow q' \tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow q' W^\pm \tilde{\chi}_1^0$. Seuls deux bosons W sont produits dans ce scénario, arbitrairement de charges égales ou opposées comme le gluino est une particule de Majorana. Ils sont accompagnés de 4 quarks de saveurs légères.

	≥ 1 lepton	≥ 2 leptons	≥ 2 leptons même charge	≥ 3 leptons
$\tilde{g} \rightarrow t\tilde{t}_1^*, b\tilde{b}_1^*$	69% (62%)	27% (21%)	13% (9%)	5% (3%)
si $\Delta m[\tilde{\chi}_1^\pm, \tilde{\chi}_1^0], p_T[\tilde{\chi}_1^\pm] \sim 0$	44% (39%)	6% (5%)	3% (2%)	0 (0)
direct $b_1\tilde{b}_1^*$	69% (62%)	27% (21%)	13% (9%)	5 (3%)
si $\Delta m[\tilde{\chi}_1^\pm, \tilde{\chi}_1^0], p_T[\tilde{\chi}_1^\pm] \sim 0$	44% (39%)	6% (5%)	0 (0)	0 (0)
$\tilde{g} \rightarrow qq'W\tilde{\chi}_1^0$ via $\tilde{\chi}_1^\pm$	44% (39%)	6% (5%)	3% (2%)	0 (0)
$\tilde{g} \rightarrow$ sleptons via $\tilde{\chi}_1^\pm$ ou $\tilde{\chi}_2^0$	92% (67%)	56% (39%)	31% (19%)	20% (14%)
$\tilde{q} \rightarrow$ sleptons via $\tilde{\chi}_1^\pm$ ou $\tilde{\chi}_2^0$	92% (67%)	56% (39%)	23% (14%)	20% (14%)
$\tilde{g} \rightarrow qq'WZ\tilde{\chi}_1^0$ via $\tilde{\chi}_1^\pm$ et $\tilde{\chi}_2^0$	87% (47%)	39% (18%)	22% (8%)	13% (6%)
$\tilde{q} \rightarrow q'WZ\tilde{\chi}_1^0$ via $\tilde{\chi}_1^\pm$ et $\tilde{\chi}_2^0$	87% (47%)	39% (18%)	19% (6%)	13% (6%)
$\tilde{g} \rightarrow t\tilde{t}_1^* \rightarrow tbs$	44% (39%)	6% (5%)	3% (2%)	0 (0)

TABLE 2.2 – Proportion d'événements contenant un ou plusieurs leptons (électron ou muon), en-dehors de toute considération sur les propriétés cinématique des produits. Quelques situations typiques sont montrées, parmi les différents modèles d'intérêt. Les nombres entre parenthèse excluent les contributions provenant de désintégrations $\tau \rightarrow \ell\bar{\nu}_\ell\nu_\tau$.

- Avec deux étapes (cascade de gauginos) : $\tilde{q} \rightarrow q'\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow q'W^\pm\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow q'W^\pm Z\tilde{\chi}_1^0$. Ce modèle, dont l'état final contient deux bosons W et deux bosons Z , n'est pas considéré dans les résultats inclus dans ce document.
- Avec deux étapes (sleptons) : le squark se désintègre en chargino $\tilde{q} \rightarrow q'\tilde{\chi}_1^\pm$ ou neutralino $\tilde{q} \rightarrow q\tilde{\chi}_2^0$, suivis respectivement par $\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow \ell^\pm\tilde{\nu}/\tilde{\ell}^\pm\nu$ et $\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow \ell^\pm\tilde{\ell}^\mp/\tilde{\nu}\nu$. Les sleptons se désintègrent respectivement par $\tilde{\ell} \rightarrow \ell\tilde{\chi}_1^0$ et $\tilde{\nu} \rightarrow \nu\tilde{\chi}_1^0$. Dans le modèle implémenté, les rapports d'embranchements sont tous équiprobables et une dégénérescence de masse $\tilde{\chi}_1^\pm = \tilde{\chi}_2^0$ est choisie. L'état final contient donc jusqu'à 4 leptons (mais également 0 dans les cas défavorables), accompagnés de 4 quarks de saveurs légères.

Les deux derniers scénarios peuvent également être considérés dans le cas de production directe de paires squark-antisquark (hors troisième génération). Les taux d'occurrence de leptons de même charge y sont toutefois réduits (respectivement de 13 et 25%, cf Table 2.2) car les charges des particules dans les deux branches sont partiellement corrélées, contrairement au cas du gluino (Majorana).

- Les recherches directes de supersymétrie au LHC se basent généralement sur la présence d'énergie transverse manquante, associée à la conservation de la parité R . Ces recherches n'ayant toutefois pas abouti pour le moment, il est tentant d'élargir le champ des signatures analysées. Ainsi, les contraintes existantes sur les masses des squarks et gluinos sont dans certains cas plus faibles dans le cadre de modèles autorisant la violation de la parité R . Dans un article récent [116], un tel scénario est proposé : le gluino y décroît au travers du processus $\tilde{g} \rightarrow t\tilde{t}_1^*$, favorisé par la masse relativement légère du squark top (dans le contexte de Supersymétrie naturelle), auquel succède la désintégration $\tilde{t}_1^* \rightarrow bs$. Ce modèle implémente une violation du nombre baryonique au travers du couplage non-nul λ_{tbs} . L'état final est donc caractérisé par la présence de 2 quarks top de charges arbitraires, ainsi que de 4 autres quarks dont 2 b . L'énergie manquante dans l'événement provient uniquement de la désintégration leptonique des quarks top, et est donc potentiellement moins importante que lors de la présence de neutralinos dans l'état final.

Dans l'ensemble des scénarios proposés, la production de leptons de même charge est due soit à la nature du gluino (particule de Majorana), soit simplement (et plus souvent) au fait que les états finaux contiennent potentiellement 3 leptons ou plus. La table 2.2 présente pour illustration la fréquence d'occurrence de différentes multiplicités de leptons dans l'état final, en particulier deux leptons de même charge, pour les scénarios énumérés ci-dessus. Ces fractions

sont seulement indicatives, car elles négligent différents aspects contribuant à la sélection finale : acceptation géométrique du détecteur, impulsion des leptons produits. . . Le taux d'événements avec deux leptons de charge identique est donc de l'ordre de 10 à 20%, mais peut descendre à 3% lorsque seuls deux leptons au plus sont produits. Ce taux n'est pas favorable en comparaison de recherches avec des états finaux différents (0 ou 1 lepton), mais le niveau de bruit de fond très faible permet souvent de compenser ce désavantage. Au contraire, les modèles incluant des sleptons bénéficient d'un taux élevé (de l'ordre de 30%), grâce au rapport d'embranchement exclusif pour la désintégration de sleptons en leptons.

Conclusion

La Supersymétrie constitue une alternative intéressante au Modèle Standard, et prédit une nouvelle et riche phénoménologie. Certains des partenaires supersymétriques, fortement contraints dans le cadre de scénarios naturels réduisant les corrections radiatives à la masse du boson de Higgs, devraient pouvoir être observés au LHC. La recherche de Supersymétrie présentée dans ce document s'intéresse dans ce contexte à des signatures impliquant deux leptons de même charge, accompagnés de jets et d'énergie transverse manquante. Les chapitres suivants décrivent le cadre expérimental associé, à savoir le détecteur ATLAS et ses différents sous-systèmes, ainsi que les méthodes de reconstruction des objets nécessaires à cette analyse.

Chapitre 3

Cadre de travail : l'expérience ATLAS au LHC

3.1 Le LHC, grand collisionneur de hadrons

Le LHC [117, 118] est un collisionneur de protons opéré par le Centre Européen de Recherche Nucléaire (CERN). Il est situé dans un tunnel approximativement circulaire de près de 27 km de circonférence, creusé à une centaine de mètres de profondeur dans la région transfrontalière de Genève. Comme tous les accélérateurs modernes de haute énergie, il s'agit d'un synchrotron.

Les faisceaux de protons sont admis dans l'anneau du LHC avec une énergie initiale de 450 GeV. Cette impulsion est communiquée aux faisceaux par une série d'accélérateurs en amont, impliquant successivement le LINAC2 (accélérateur linéaire, $p = 50$ MeV), puis les anneaux de stockage PS (synchrotron à protons, $p = 26$ GeV) via son booster ($p = 1.4$ GeV), et enfin le SPS (super synchrotron à protons). Le LHC est prévu pour une énergie nominale au centre de masse des collisions de 14 TeV. Les faisceaux sont fragmentés en paquets de l'ordre de 10^{11} protons. Un remplissage complet du LHC impliquerait 2808 paquets, espacés de 25 ns. Avec des faisceaux d'une taille de $15 \mu\text{m}$ aux points d'interaction, ces paramètres correspondent à une luminosité instantanée de $10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$, soit une luminosité intégrée de 80 à 120fb^{-1} par année d'exploitation.

Contrôle des faisceaux

Un des défis technologiques majeurs nécessaire à la réalisation du LHC était la réalisation à une échelle industrielle d'un système magnétique capable de générer le champ intense requis pour le maintien des faisceaux de protons sur une orbite fermée. Cette performance a pu être atteinte par l'emploi d'électroaimants supraconducteurs, dont la faisabilité avait été démontrée par le tokamak Tore Supra. Les bobines de ces aimants sont conçues à partir d'un alliage niobium-titane maintenu à une température de 1.9 K par un refroidissement assuré par la circulation de 60 tonnes d'hélium superfluide. Pour des raisons de coût, le LHC a été construit dans le tunnel du collisionneur électron-positron LEP l'ayant précédé. La place y étant relativement limitée (3.7 m de largeur), les deux faisceaux circulent dans le même cryostat, chacun disposant de son propre système de guidage, à l'exception des régions de croisement. Ceci a posé des contraintes particulières durant la conception, la proximité des faisceaux entraînant des couplages magnétiques et mécaniques. Les éléments principaux constituant l'anneau (70% de la circonférence) sont des dipôles (figure 3.1 droite) assurant la courbure des faisceaux, au nombre de 1232. Chaque pièce mesure 16.5 m de long, pèse 27 tonnes, et est en mesure de générer un champ nominal de 8.33 T. Cette performance est atteinte sous un courant de 11850 A, qui génère une force horizontale de $2 \text{MN} \cdot \text{m}^{-1}$. La focalisation des faisceaux est assurée par 392 quadrupôles (maille de réseau classique de type FODO), disposés à intervalle réguliers. Ces aimants sont capables

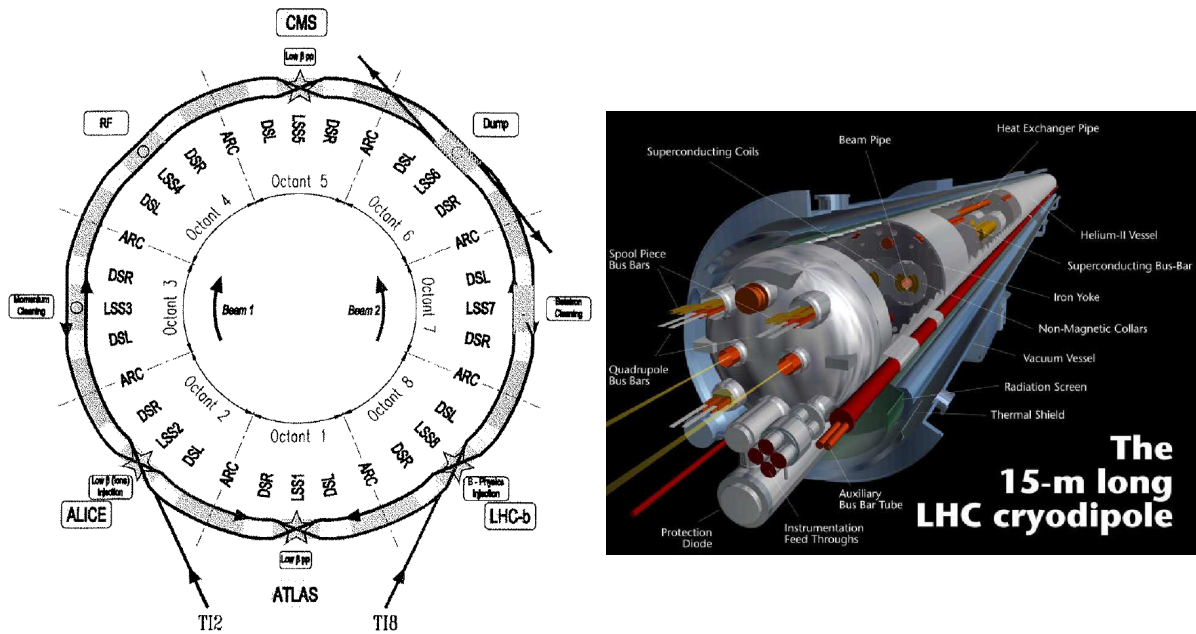


FIGURE 3.1 – Gauche : disposition générale du LHC, avec l'emplacement des quatre détecteurs principaux aux points de croisement des faisceaux, l'admission et l'évacuation, ainsi que les cavités accélératrices. Droite : constitution d'un cryodipôle, élément principal du LHC, avec la chambre à vide, les blindages thermiques, la masse froide contenant les bobines supraconductrices et les tubes de guidage des faisceaux.

de générer un gradient de champ de $223 \text{ T} \cdot \text{m}^{-1}$ (pour un champ maximal de 6.9 T). Les autres aimants, la plupart de dimensions plus réduites, assurent les corrections de l'orbite ainsi que l'insertion et l'extraction des faisceaux. Au total, le LHC met en œuvre près de 9600 aimants supraconducteurs. Ils représentent 90% de la masse froide, qui est de 40000 tonnes.

L'énergie nominale est communiquée aux protons par une cavité accélératrice haute fréquence produisant un champ électrique maximal de 16 MV (8 MV à l'injection) à 400.8 MHz, l'accélération des faisceaux étant réalisée par l'augmentation progressive du champ magnétique de courbure de 0.54 T à l'injection jusqu'à la valeur nominale. Le gain d'énergie par tour étant de 485 keV, il faut donc une vingtaine de minutes pour passer du régime d'injection (protons d'impulsion $p = 450 \text{ GeV}$) au régime de collisions ($p = 7\text{-}8 \text{ TeV}$). La durée de vie des faisceaux est alors d'une quinzaine d'heures.

Lors du fonctionnement à l'énergie nominale ($\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$), l'énergie stockée dans le système magnétique est de 1.1 GJ par octant, bien plus importante que celle des faisceaux, et a la capacité de provoquer des dégâts non négligeables. Ceci requiert un système de protection sophistiqué : en cas de rupture de la supraconductivité d'un aimant (*quench*), une batterie de condensateurs le réchauffe rapidement pour uniformiser la dissipation et éviter une fusion locale du conducteur. Des diodes (15 kA sous 6 V) placées en parallèle permettent par ailleurs de limiter le courant traversant l'aimant lors de ces situations. La puissance destructrice a malheureusement été illustrée en septembre 2008 lorsqu'une jonction supraconductrice défaillante a abouti à la création d'un arc électrique, malgré l'activation correcte des systèmes de protection, qui a perforé le cryostat et occasionné un réchauffement explosif de l'hélium liquide. L'incident a endommagé une trentaine d'aimants et retardé la mise en service du LHC de plus d'un an.

Activité

Le LHC est entré en service à une énergie au centre de masse de 900 GeV fin 2009 pour une

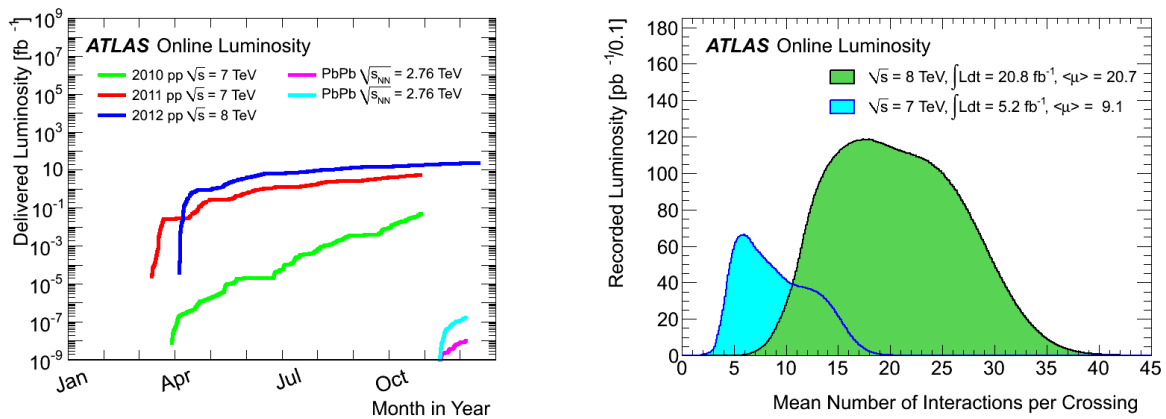


FIGURE 3.2 – Gauche : évolution de la luminosité intégrée délivrée par le LHC au point de collision IP1 (décteur ATLAS), au cours des trois années ayant suivi la mise en service. Droite : distribution du nombre moyen d’interactions par croisement de paquet.

période de tests (progressivement augmentée jusqu’à 2.37 TeV), puis de 7 TeV à partir d’avril 2010. La première année de fonctionnement avait essentiellement pour but une mise en route graduelle de la machine et la maîtrise de son comportement, ainsi que le réglages des différents détecteurs. Au cours de cette année, la luminosité instantanée a été rapidement augmentée, gagnant six ordres de grandeur en l’espace de 9 mois (figure 3.2 gauche). Ceci a permis la redécouverte du Modèle Standard avec l’observation des bosons W et Z puis du quark top, produits en abondance à la luminosité nominale. Un certain nombre de mesures dans le cadre du Modèle Standard ont également été réalisées (sections efficaces à $\sqrt{s} = 7$ TeV notamment). L’année 2011 a ensuite permis la collecte d’un ensemble de données correspondant à 4.7 fb^{-1} . En raison des bonnes performances de la machine dès son entrée en service, l’énergie au centre de masse a été élevée à $\sqrt{s} = 8$ TeV pour l’année 2012 sans nécessiter de changement matériel. Cette hausse a permis une amélioration significative de la sensibilité des recherches de physique au-delà du Modèle Standard dans les scénarios impliquant la création de particules très massives : pour la Supersymétrie par exemple, la section efficace de production de paires de gluinos ou de squarks à une masse de 1 TeV est doublée. La luminosité intégrée collectée au cours de l’année 2012 s’est élevée à environ 20 fb^{-1} , avec un nombre de paquets dans la machine approchant la moitié de la valeur nominale, et une luminosité instantanée maximale de $7.7 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, proche de la valeur nominale. L’espacement entre les paquets était de 50 ns, la valeur nominale étant moitié moindre. Dans ces conditions, le nombre d’interactions simultanées (bruit d’empilement) devient significatif : on peut voir sur la figure 3.2 (droite) qu’il était de 21 en moyenne au cours de l’année 2012, ce qui pose des contraintes certaines aux différentes expériences.

Les analyses présentées dans ce document utilisent l’ensemble de données collectées en 2010 puis 2011 (pour la partie traitant des performances de reconstruction des électrons), et 2012 (recherche de la Supersymétrie).

Expériences installées au LHC

Le LHC possède à la fois la plus grande énergie au centre de masse jamais atteinte, et la plus haute luminosité instantanée pour des collisions proton-proton. Cela lui permet d’afficher des objectifs ambitieux dans différents domaines de la physique des hautes énergies. Pour cela, quatre expériences principales sont installées auprès des points de croisement des faisceaux (figure 3.1) :

- ATLAS et CMS sont deux expériences dont la vocation est de sonder le comportement des particules élémentaires à l’échelle du TeV. Ils sont respectivement le détecteur le plus volumineux et les plus lourd (en terme d’instrumentation) mis en œuvre en physique des

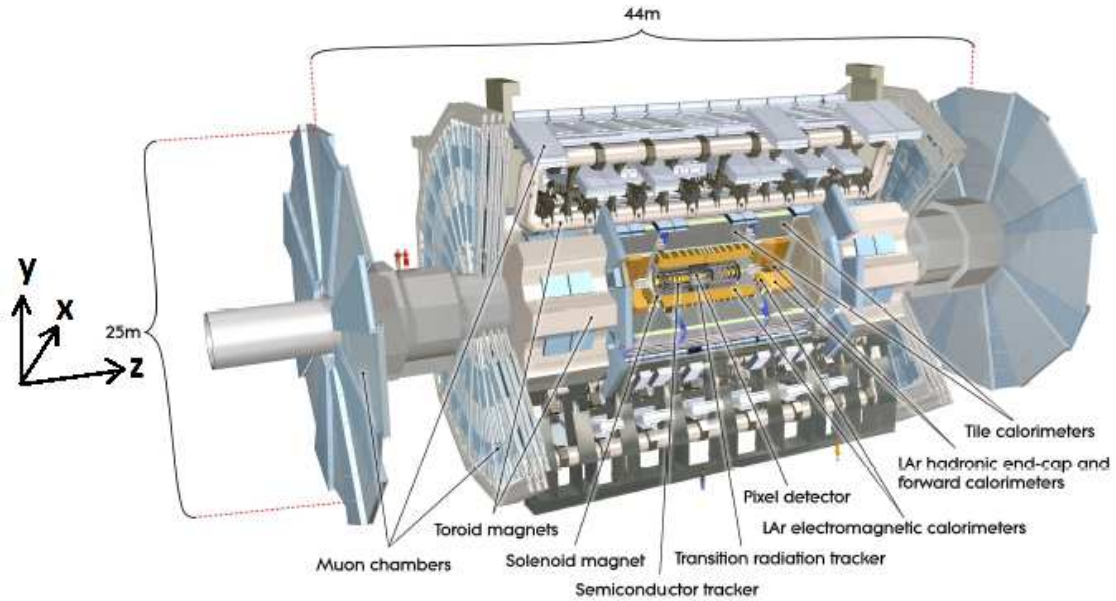


FIGURE 3.3 – Vue du détecteur ATLAS et de ses différents sous-systèmes.

hautes énergies. Leur but principal est la compréhension de la nature de la brisure de la symétrie électrofaible, et la recherche directe de signes de physique au-delà du Modèle Standard, notamment par l’observation de nouvelles résonances, de particules n’interagissant pas avec le détecteur, ou d’états finaux caractéristiques.

- LHCb est une expérience de physique des saveurs, qui met à profit le nombre important de paires $b\bar{b}$ créées au LHC à l’avant. Son objectif principal est également la recherche de nouvelle physique, mais de manière indirecte, par l’étude de processus rares du Modèle Standard (par exemple $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$) auxquels la contribution virtuelle de nouvelles particules peut apporter des déviations significatives. La luminosité instantanée dans cette expérience est plus basse que pour les deux précédentes (d’un facteur 10 environ), car le bruit d’empilement est plus contraignant dans le contexte de la physique des saveurs, qui met souvent en œuvre une reconstruction complète de la topologie de l’événement.
- ALICE a pour but l’étude du plasma quark-gluon formé lors de collisions entre ions de plomb ou ion-proton.

3.2 Le détecteur ATLAS

L’expérience ATLAS [119] met en œuvre un détecteur couvrant tout l’angle solide (figure 3.3), à l’exception de deux cônes de 0.2° d’ouverture permettant le passage des faisceaux. Cette géométrie est notamment dictée par la précision requise pour la reconstruction de l’énergie transverse manquante, outil capital dans la recherche de nouvelle physique, qui requiert la prise en compte de l’ensemble des particules produites dans l’interaction. Une autre motivation est la caractérisation du boson de Higgs, qui nécessite l’étude de ses modes de production, dont l’un (fusion de bosons vecteurs WW ou ZZ) est associé à l’émission de deux jets vers l’avant. La figure 3.3 présente l’organisation du détecteur en sous-ensembles imbriqués l’un dans l’autre, conception classique permettant l’identification des différentes particules mises en jeu. Il est équipé d’un trajectographe mesurant le passage de particules chargées, d’un calorimètre électromagnétique arrêtant les électrons et les photons et déterminant leur énergie, d’un calorimètre hadronique effectuant la même tâche pour les jets, et enfin d’un spectromètre à muons. Ces différents systèmes offrent généralement une haute précision dans la région centrale, et des

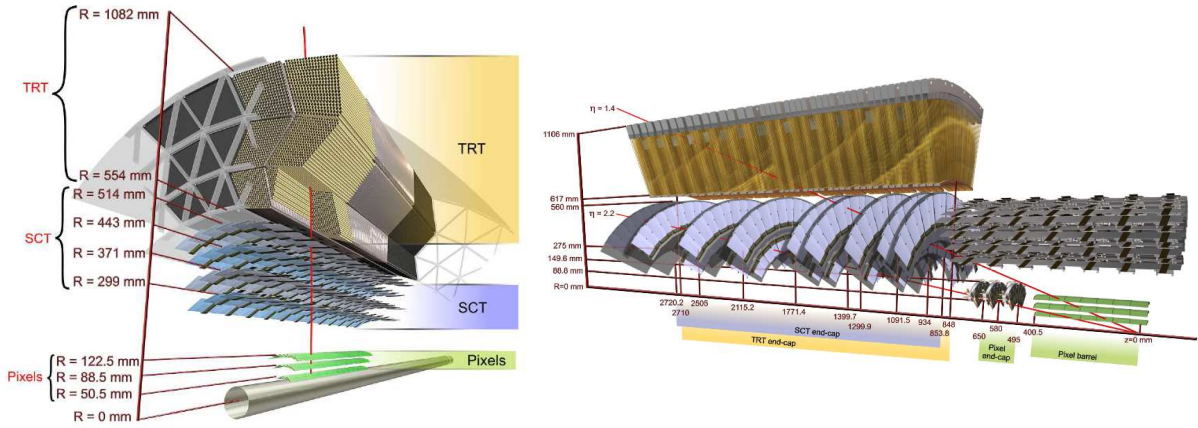


FIGURE 3.4 – Disposition des différentes couches constituant le trajectographe : tonneaux dans la partie centrale (gauche), et disques (droite) assurant une couverture angulaire complète jusqu'à $|\eta| = 2.5$ (seulement 2.0 pour le détecteur à rayonnement de transition).

performances plus limitées dans les régions proches des faisceaux.

Le système de coordonnées d'ATLAS utilisé dans ce document, correspondant au repère indiqué sur la figure 3.3, est exprimé par un angle azimutal $\tan \varphi = y/x$, un angle polaire $\tan \theta = \sqrt{x^2 + y^2}/z$ préférentiellement remplacé par la pseudo-rapacité $\eta = -\ln \tan(\theta/2)$, et la coordonnée longitudinale z . La séparation angulaire entre deux objets est souvent exprimée par $\Delta R = \sqrt{\Delta \eta^2 + \Delta \varphi^2}$.

3.2.1 Le trajectographe

Le trajectographe permet la reconstitution non intrusive des trajectoires des particules chargées, ainsi que la reconstruction des vertex d'interactions. Il est placé à l'intérieur d'un solénoïde fournissant un champ magnétique de 2 T induisant une courbure des trajectoires dans le plan transverse afin de mesurer l'impulsion des particules visibles. Il est composé de trois sous-systèmes, adoptant tous la forme de tonneaux imbriqués dans la région centrale, complétés par des disques à l'avant pour compléter la couverture de l'angle solide jusqu'à $|\eta| = 2.5$. L'ensemble constitue un cylindre de 6.2 m de longueur et 1.2 m de rayon. La figure 3.4 présente la disposition générale des différentes couches de détecteurs.

Détecteur à pixels

Ce détecteur est positionné au plus près des faisceaux, à une distance radiale comprise entre 5 et 15 cm. Cette proximité, associée à une excellente résolution spatiale, est nécessaire pour assurer une reconstruction précise des vertex dans les conditions nominales de collisions (plusieurs dizaines d'interactions proton-proton simultanées). En particulier, la reconstruction des vertex déplacés est un ingrédient fondamental de l'identification des jets initiés par des quarks b . Il est composé de 3 couches de semi-conducteurs (diodes de silicium polarisées en inverse) sous forme de pixels individuels de taille $50 \times 400 \mu\text{m}$, et d'épaisseur $250 \mu\text{m}$, ayant nécessité un développement poussé pour pouvoir résister à l'irradiation intense. Les jonctions sont de type n^+np (figure 3.5), afin de conserver un pixel fonctionnel après la transition $n \rightarrow p$ sous l'effet des radiations, la dégradation étant compensée par une augmentation de la tension de biais (150 V initialement, puis rehaussé jusqu'à 600 V). Cette configuration requiert une lithographie sur les deux faces de la plaque de silicium. Par ailleurs, l'utilisation de silicium oxydé permet également de réduire l'impact des radiations (abaissement de la tension de biais). Malgré cette technologie avancée, la durée de vie du détecteur à pixels n'est que de quelques années. Les pixels sont

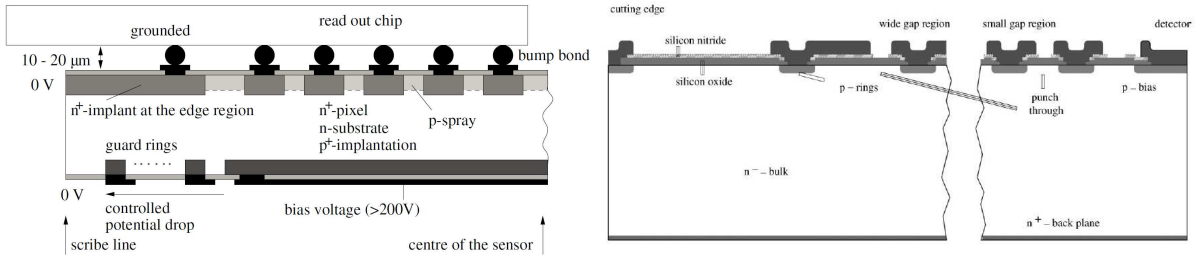


FIGURE 3.5 – Schémas des capteurs à semi-conducteur utilisés dans le détecteur à pixels (gauche) et le SCT (droite). La structure plus complexe des pixels permet une résistance accrue aux radiations, l'opération restant possible lorsque la matrice dopée n se convertit progressivement en dopage p.

regroupés avec leur alimentation et l'électronique de lecture (composants CMOS de standard industriel) en 1744 modules comportant chacun 46080 canaux. Afin d'assurer une couverture complète, les modules se recouvrent partiellement, étant montés avec un angle d'inclinaison de 20° par rapport à la normale au rayon ; cette valeur est également liée à l'angle de dérive des porteurs dans le silicium en présence du champ magnétique. Le détecteur comprend un total de 80.4 millions de pixels, ce qui représente la majorité des canaux de lecture d'ATLAS. Après installation, seuls 0.3% des pixels étaient défectueux. Ce nombre est passé à près de 5% [120] au bout de trois années d'exploitation, les principales raisons de perte des modules étant la défaillance des transmetteurs optiques, la rupture de l'alimentation en haute tension ainsi que la perte du signal d'horloge. L'efficacité d'acquisition des données du détecteur à pixels est de 99.9% pour l'année 2012 [121].

Détecteur à pistes (SCT)

Il complète le détecteur à pixels et a pour but principal la mesure précise de l'impulsion des traces. Il est constitué de quatre doubles couches cylindriques de semi-conducteurs, complétées par neuf disques de part et d'autres. L'ensemble occupe une portion du détecteur comprise entre des rayons de 30 et 56 cm. Chaque couche est divisée en fines bandes de $80 \mu\text{m}$ de largeur, pour une longueur de 6 cm et une épaisseur de $285 \mu\text{m}$. Les deux composantes de la double couche sont orientées avec un angle différentiel de 40mrad, de manière à former artificiellement des pixels d'une hauteur d'environ 2 mm. Cette architecture permet de disposer d'une précision similaire au détecteur à pixels, mais avec un nombre de canaux bien plus réduit : le SCT couvrant une surface active de près de 63 m^2 , ceci représenterait plusieurs centaines de millions de pixels. La disposition en bande limite ce nombre à 6.3 millions de canaux, répartis en 4088 modules de 2×768 pistes. La conception des capteurs (figure 3.5) est d'ailleurs plus simple (jonctions pn, lithographie mono-face) que pour le détecteur à pixels, qui doit subir un flux de radiation bien plus important mais couvre une surface plus réduite. Les modules sont montés avec une inclinaison de 11° , pour les mêmes raisons que le détecteur à pixels. Les deux détecteurs sont plongés dans une atmosphère neutre d'azote, et sont maintenus à une température d'environ -7°C , assurée par la circulation de fluides réfrigérants (C_3F_8). La puissance de refroidissement totale du trajectographe est de 85 kW.

Le nombre de canaux défectueux à la mise en service du SCT était de 0.2%, et inférieur à 1% sur l'ensemble de la période de prise de données [120] (perte et remplacement de transmetteurs optiques). L'efficacité de l'acquisition des données en 2012 s'élevait à 99.1% [121], la fraction perdue étant principalement due [122] à la saturation de l'électronique de lecture en cas d'événements répétés avec une période trop courte (le taux d'occupation du détecteur étant plus important qu'attendu), ainsi que d'un courant de fuite apparaissant dans certains modules.

Détecteur à rayonnement de transition (TRT)

Il s'agit de la partie externe du trajectographe et celle occupant le plus grand volume, entre des rayons de 55 cm et 1.1 m. Son rôle est de fournir un grand nombre de points de mesure d'une trajectoire afin d'aider à les identifier, ainsi que de reconstruire les traces de particules produites avec un certain retard et ayant donc laissé peu ou pas de signaux dans les couches de précision, par exemple un électron issu de la conversion d'un photon. Il est constitué d'un grand nombre de chambres à dérive disposées longitudinalement dans la région centrale (segmentée en deux parties à $\eta = 0$), et radialement dans les bouchons ($|\eta| > 1.0$). Les chambres se présentent sous forme de pailles de polyimide de 4 mm de diamètre, et d'une longueur respective de 144 ou 37 cm dans la région centrale ou les bouchons. La résolution polaire est donc très mauvaise. Elles sont disposées dans une structure de support en fibres de carbone constituée dans la région centrale de trois anneaux concentriques divisés en 32 modules triangulaires, et de 20 roues de part et d'autre. Cet arrangement comporte 73 couches de pailles dans la région centrale, et 160 couches dans les bouchons, correspondant à un nombre total de pailles de respectivement 52544 et 122880. Comme il existe un décalage angulaire entre les couches, le nombre de pailles effectivement traversées par une particule est moindre. Toutefois, il est toujours au moins égal à 36, à part dans la région de transition $0.8 < |\eta| < 1.0$ où il est réduit à 22. Les chambres sont opérées sous une tension de dérive de 1530 V, appliquée entre une cathode d'aluminium incorporée dans la paroi du tube (film de $0.2 \mu\text{m}$ d'épaisseur) et une anode formée d'un fil de tungstène doré de $31 \mu\text{m}$ de diamètre. Elles sont remplies d'un mélange de xénon (70%), de dioxyde de carbone (27%) et d'oxygène (3%). Cette combinaison permet une amplification des charges d'ionisation par un facteur 25000. Des fibres de polypropylène de $19 \mu\text{m}$ de diamètre (remplacées par des feuilles dans les bouchons) sont intercalées entre les pailles afin d'ajouter une capacité d'identification des particules au TRT : le changement de constante diélectrique entre les différents milieux traversés par une particule chargée provoque sporadiquement l'émission d'un rayonnement dur (photon X) absorbé par le xénon et résultant en un signal plus important. L'électronique de lecture des tubes est capable de discerner les deux types de signaux. Comme la probabilité d'émission d'un tel rayonnement décroît fortement avec la masse de la particule, la fraction du nombre de points de la trace détectés avec le seuil haut permet ainsi de discriminer les électrons d'autres particules plus lourdes (voir au chapitre suivant, des détails sur l'identification des électrons). Les pailles sont plongées dans une atmosphère de dioxyde de carbone, qui a pour triple rôle d'éviter les décharges électriques, de transmettre la chaleur à la structure de support dans laquelle circule un fluide réfrigérant (le TRT est maintenu à température ambiante), et d'éviter l'accumulation de xénon hors des pailles (suite à des fuites) qui absorberait les rayonnements de transition en-dehors des pailles et neutraliserait ainsi les capacités d'identification.

À l'issue de l'assemblage, le nombre de canaux non opérationnels du TRT s'élevait à près de 2% dans le tonneau, et 1.6% dans les bouchons. Après la période d'exploitation 2010-2012, ce nombre est passé à 2.5% [120] (dont 1% avec un problème mécanique, 1.5% électronique). L'efficacité d'acquisition des données est également très élevée, atteignant 99.8% [121]. Un des problèmes principaux rencontrés dans la mise en œuvre du TRT est la présence de fuites de gaz plus importantes que prévues. S'il s'avère impossible d'y remédier durant l'arrêt technique 2013-2015, le xénon entrant dans la composition du mélange devra pour des raisons de coût être remplacé par de l'argon, Ceci serait sans conséquence sur la qualité de la trajectographie, mais résulterait en une perte totale des capacités de détection des rayonnements de transition.

Performances

Une trace de qualité optimale est associée, dans la région centrale, à 3 points de mesure dans le détecteur à pixels, 4 points dans le SCT, et une trentaine de points dans le TRT. La précision azimutale et longitudinale sur le point d'impact d'une trace sur une couche est de $10 \times 115 \mu\text{m}$ dans les pixels, $17 \times 580 \mu\text{m}$ dans le SCT, et $130 \mu\text{m}$ dans le TRT (pour une paille isolée). La

FIGURE 3.6 – Résolution sur la position du vertex primaire pour les coordonnées azimutales (gauche) et longitudinale (droite), mesurée dans des collisions proton-proton à $\sqrt{s} = 7$ TeV. Source [123].

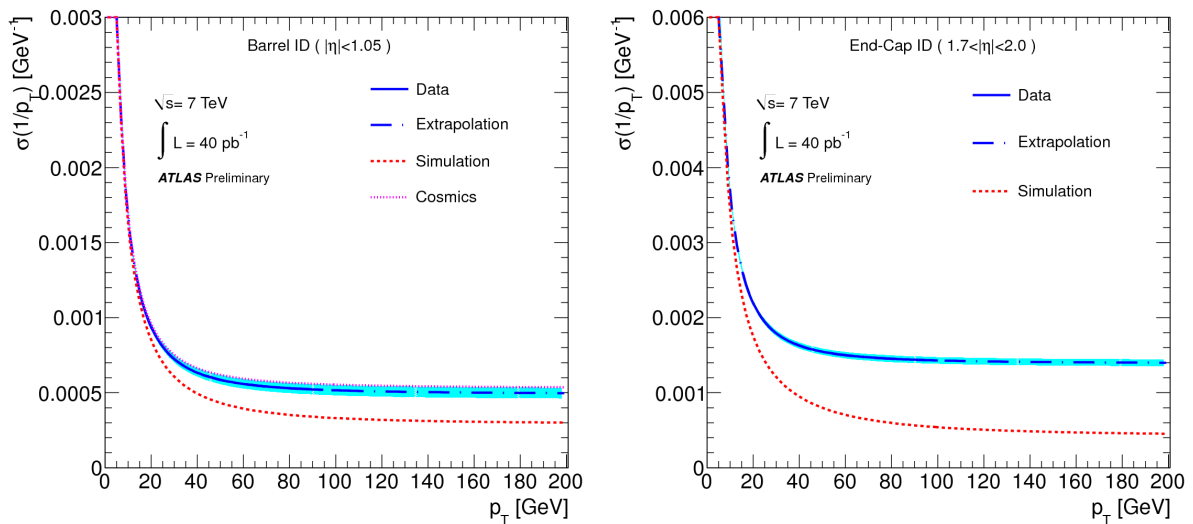


FIGURE 3.7 – Résolution du trajectographe sur la mesure de l’impulsion de traces de muons, déterminée à l’aide d’événements $Z \rightarrow \mu\mu$ à $\sqrt{s} = 7$ TeV, dans la région $|\eta| < 1.05$ (gauche) et $1.7 < |\eta| < 2.0$ (droite). La résolution se dégrade rapidement à haute impulsion (5 à 15% pour $p_T = 100$ GeV). Source [124].

reconstruction de traces est initiée par la création d’amas (groupes de pixels adjacents activés) dans les couches de silicium. Des prototypes de traces sont constitués par les amas du détecteur à pixels et de la première couche du SCT, puis étendus à l’ensemble du SCT et ajustés avec la forme analytique d’une trajectoire relativiste. Ces prototypes pixels+SCT sont filtrés par des critères de qualité (limites sur le nombre de trous, d’amas partagés avec d’autres traces), puis étendus au TRT. L’ajustement de l’ensemble des points du trajectographe associés à la trace est alors comparé au prototype pixels+SCT. Si la qualité est moindre, les points responsables sont retirés de l’ajustement (mais conservés dans la liste de points associés à la trace). Après l’application de cette procédure, les segments de points dans le TRT n’ayant pas été utilisés servent de base à la constitution de traces supplémentaires, contenant éventuellement quelques points des couches internes. Une fois l’ensemble des traces constitué, les algorithmes d’identification des vertex primaires sont appliqués. Ils sont suivis par la localisation des vertex secondaires (vertex

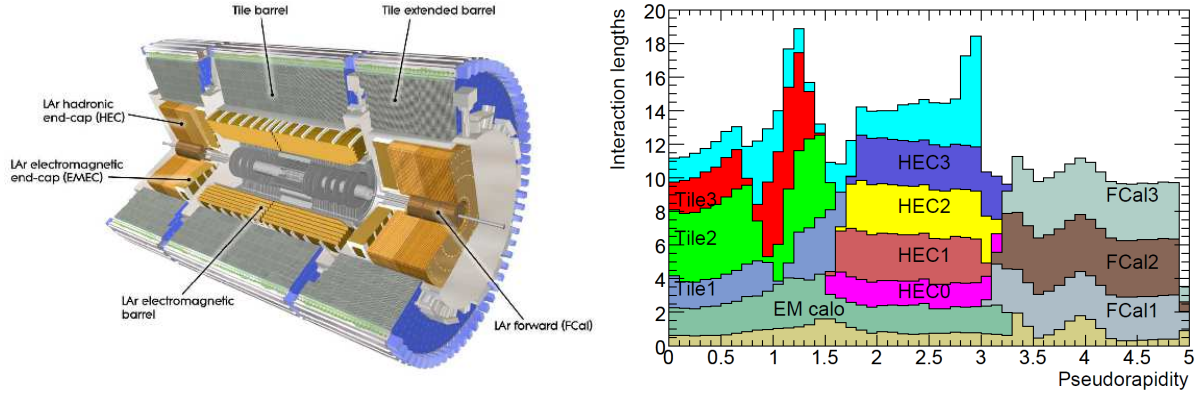


FIGURE 3.8 – Gauche : disposition des différents sous-systèmes de calorimétrie d’ATLAS. Droite : quantité de matière dans le détecteur, en termes de longueur d’interaction de pions, en amont des calorimètres et dans les différents sous-systèmes.

déplacés de hadrons de saveur lourde, conversions de photons, désintégrations de leptons τ). L’efficacité de reconstruction d’un vertex primaire est de l’ordre de 99% dans des événements $Z \rightarrow \ell^+\ell^-$, et $\sim 100\%$ dans des événements $t\bar{t}$ impliquant plus d’objets dans l’état final. La figure 3.7 présente la résolution atteinte sur la position des vertex, paramètre crucial pour l’identification des jets de saveur b , ou pour l’emploi du paramètre d’impact des traces comme variable discriminante. Elle est de l’ordre de quelques dizaines de micromètres dans le plan transverse. La figure 3.7 montre un autre paramètre important, la résolution de l’impulsion des traces mesurée dans le trajectographe à l’aide de muons dans des événements $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$. Elle est paramétrée grossièrement par :

$$\frac{\sigma(p_T)}{p_T} = p_T \left(\frac{a}{p_T} \oplus b \right) \quad (3.1)$$

avec un terme constant b dominant au-delà de 40 GeV, et compris entre 0.05 et 0.15%. Ceci correspond par exemple à une incertitude de l’ordre de 10% pour des particules avec $p_T = 100$ GeV. A titre de comparaison, le terme constant du trajectographe de CMS est près de trois fois plus faible, grâce à un détecteur entièrement constitué de pixels et pistes, et un champ magnétique d’intensité double.

3.2.2 Le calorimètre électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique a pour but principal l’arrêt et la mesure de l’énergie des électrons et des photons, ainsi que leur identification. D’excellentes performances de ce détecteur sur un large plage d’énergie sont vitales pour la réalisation des objectifs d’ATLAS : la reconstruction du boson de Higgs dans le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$ nécessite une excellent résolution de l’énergie des photons dans la gamme 20 – 100 GeV ; la recherche de résonances massives (bosons Z' , W') requiert une bonne résolution pour des électrons à l’échelle du TeV ; l’identification des électrons, signature de processus intéressants, doit aboutir à un rejet des jets avec un facteur $10^5 \dots$

Il est constitué de plusieurs sous-ensembles (figure 3.8) : deux tonneaux symétriques dans la région centrale ($|\eta| < 1.475$), d’une longueur de 3.2 m pour un rayon compris entre 1.4 et 2 m, ainsi que des bouchons sous forme de deux roues concentriques couvrant respectivement les régions $1.375 < |\eta| < 2.5$ (roue externe) et $2.5 < |\eta| < 3.2$ (roue interne), d’une épaisseur de 63 cm et d’un rayon allant de 33 cm à 2 m. Ils sont complétés par un calorimètre à l’avant

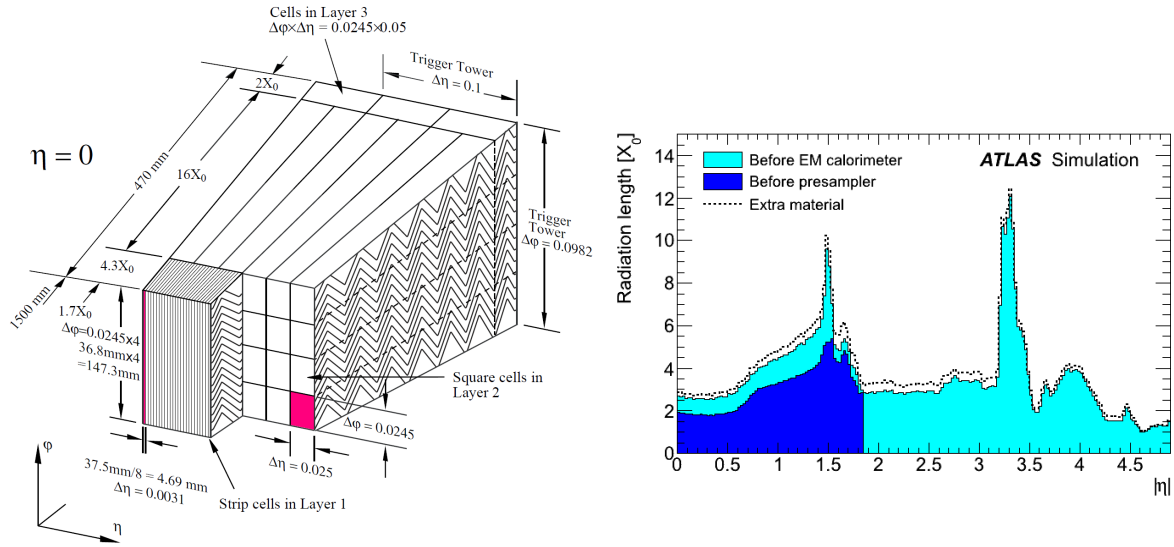


FIGURE 3.9 – Gauche : segmentation du calorimètre en trois couches longitudinales de granularités différentes dans la région centrale (ici $\eta = 0$). Droite : quantité de matière en amont du calorimètre électromagnétique, exprimée en longueurs de radiation.

couvrant la région $3.1 < |\eta| < 4.9$. L'épaisseur totale du calorimètre électromagnétique varie entre 22 et 33 longueurs de radiation dans le tonneau (distance moyenne parcourue par un électron avant de perdre plus de 63% de son énergie), et de 24 à 38 dans les bouchons, auxquelles s'ajoute environ une longueur de radiation dans le pré-échantillonneur. La grande majorité de l'énergie des électrons et des photons est donc contenue dans le calorimètre électromagnétique.

L'architecture retenue pour l'ensemble de ces composantes est celle d'un calorimètre à échantillonnage, dans lequel des couches d'absorbeurs, matériau dense déclenchant la formation de gerbes, alternent avec des couches de milieu actif, ionisé par le passage des particules chargées. Dans le cas des calorimètres électromagnétiques d'ATLAS, le milieu actif est l'argon liquide (température -184.5°C), et l'absorbeur est formé par des plaques de plomb couvertes de feuilles d'acier. Les plaques sont pliées sous formes d'accordéons afin d'obtenir une réponse azimutale relativement uniforme. Les accordéons se développent radialement dans les tonneaux et longitudinalement dans les bouchons (figure 3.9). Les absorbeurs ont une épaisseur de 1.1 ou 1.5 mm dans les tonneaux (pour $|\eta| > 0.8$ ou < 0.8) et 1.7 ou 2.2 mm dans les bouchons ($|\eta| < 2.5$ ou > 2.5). Les électrodes de lecture sont placées au milieu des intervalles entre les plaques, et sont maintenues en place par une structure en nid d'abeille intercalée entre l'absorbeur et l'électrode, et dans laquelle circule l'argon liquide. Elles sont constituées de 3 feuilles de cuivre séparées par des feuilles de kapton. Le champ électrique nécessaire pour la collecte des charges est généré par l'application d'une différence de potentiel entre les couches externes et les absorbeurs. La couche centrale constitue alors l'électrode de lecture, où le signal est obtenu, par couplage capacitif avec ses voisines. Les deux électrodes de champ sont alimentées par deux sources indépendantes, ce qui permet de conserver une cellule opérationnelle en cas de défaut affectant un des côtés. L'espacement typique entre absorbeurs et électrodes est de 2 mm dans le tonneau, ce qui correspond à un temps de dérive de 450 ns.

Pré-échantillonneur

Le calorimètre électromagnétique est précédé d'un pré-échantillonneur dans la région $|\eta| < 1.8$, qui est essentiellement un bloc de calorimètre plat privé de ses absorbeurs. Il se présente sous la forme de 32 lattes longitudinales ($\Delta\eta \times \Delta\varphi = 1.52 \times 0.2$) par tonneau, d'une épaisseur de

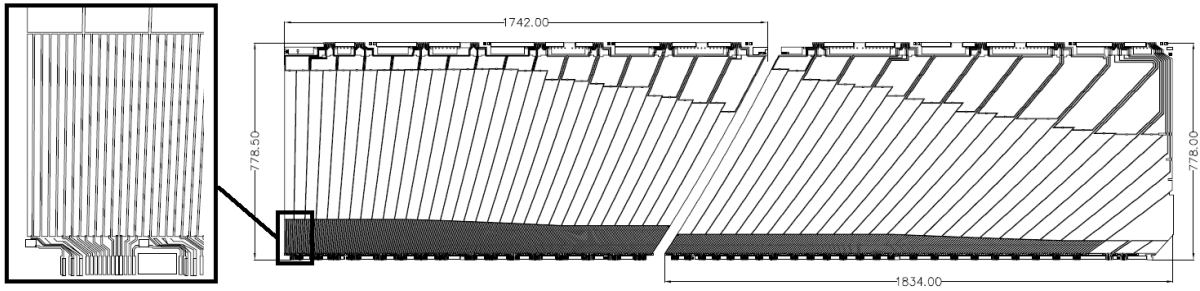


FIGURE 3.10 – Segmentation longitudinale des électrodes dans le tonneau du calorimètre électromagnétique ($0 < \eta < 1.475$), la séparation entre les deux feuilles intervenant à $\eta = 0.8$. Les cellules ainsi définies, de largeur $\Delta\eta$ constante, sont orientées de manière projective. On distingue clairement les trois couches de granularité différente, avec un premier niveau huit fois plus fin que la couche centrale.

11 mm, divisées en cellules de taille 0.025×0.1 . Le rôle de ce sous-ensemble est de détecter les gerbes ayant été initiées par l'interaction des particules avec la matière en amont du calorimètre (voir figure 3.9 droite) : celle-ci représente une épaisseur équivalente à ~ 0.5 longueur de radiation dans la région $|\eta| < 0.5$, et au moins 1.5 au-delà. On peut d'ailleurs remarquer sur cette figure que la concentration de matière dans la zone de transition entre tonneau et bouchons à $1.37 < |\eta| < 1.52$ est particulièrement importante, ce qui a pour effet de limiter significativement les performances dans cette région. L'information mesurée par le pré-échantillonneur est utilisée pour raffiner l'évaluation de l'énergie des électrons et des photons reconstruits.

Segmentation du calorimètre électromagnétique

L'empilement de paires absorbeur-électrode produit une segmentation du calorimètre très fine en φ : les tonneaux contiennent ainsi 1024 plaques, contre 256 et 768 dans les roues internes et externes. Les signaux provenant d'électrodes adjacentes sont additionnés (respectivement par groupes de 4, 4 et 3), si bien que la division nominale de l'angle azimutal est $\Delta\varphi = 0.0245$ pour $|\eta| < 2.5$ et $\Delta\varphi = 0.0982$ au-delà. Les surfaces de cuivre formant les électrodes sont divisées en bandes étroites, ainsi qu'en deux ou trois niveaux de profondeur, afin d'obtenir une discrétisation en trois dimensions du calorimètre. La figure 3.10 illustre cette segmentation dans le tonneau : les cellules ainsi formées sont orientées de manière projective, et ont une taille $\Delta\eta$ constante. Ceci permet de conserver un flux moyen de particules similaire dans les différentes cellules. Les trois couches en profondeur ont des granularités différentes, qui peuvent être vues plus en détail sur la figure 3.9 (gauche) qui décrit la configuration typique dans la région de précision ($|\eta| < 2.5$). La première couche, d'une épaisseur d'environ quatre longueurs de radiation, possède une granularité en η très fine, les cellules étant huit fois plus étroites que dans la couche principale. Ceci permet d'obtenir une mesure précise de la pseudorapacité des particules (surtout les photons) ainsi qu'un profil détaillé de la partie avant de la gerbe électromagnétique, information utilisée pour l'identification des électrons et des photons. La couche principale, la plus importante en terme d'épaisseur (16 longueurs de radiation), collecte la majeure partie de l'énergie des particules incidentes, dans des cellules de taille 0.025×0.0245 . La couche la plus à l'arrière permet finalement d'estimer la partie de la gerbe non contenue dans le calorimètre électromagnétique, dans des cellules de taille 0.025×0.049 . Cette information est utilisée en particulier dans l'évaluation de l'énergie des électrons et des photons reconstruits. La figure 3.11 présente les dimensions des cellules dans l'ensemble du calorimètre électromagnétique. Celles-ci sont plus grossières dans les régions de transition entre tonneaux et bouchons ($1.375 < |\eta| < 1.5$), peu propices à des mesures précises, la densité de matière à cet endroit étant élevée (cryostats des calorimètres, services du trajectographe notamment). À l'approche de $|\eta| = 2.5$, les cellules

	Barrel		End-cap	
EM calorimeter				
Number of layers and $ \eta $ coverage				
Presampler	1	$ \eta < 1.52$	1	$1.5 < \eta < 1.8$
Calorimeter	3	$ \eta < 1.35$	2	$1.375 < \eta < 1.5$
	2	$1.35 < \eta < 1.475$	3	$1.5 < \eta < 2.5$
			2	$2.5 < \eta < 3.2$
Granularity $\Delta\eta \times \Delta\phi$ versus $ \eta $				
Presampler	0.025×0.1	$ \eta < 1.52$	0.025×0.1	$1.5 < \eta < 1.8$
Calorimeter 1st layer	$0.025/8 \times 0.1$	$ \eta < 1.40$	0.050×0.1	$1.375 < \eta < 1.425$
	0.025×0.025	$1.40 < \eta < 1.475$	0.025×0.1	$1.425 < \eta < 1.5$
			$0.025/8 \times 0.1$	$1.5 < \eta < 1.8$
			$0.025/6 \times 0.1$	$1.8 < \eta < 2.0$
			$0.025/4 \times 0.1$	$2.0 < \eta < 2.4$
			0.025×0.1	$2.4 < \eta < 2.5$
			0.1×0.1	$2.5 < \eta < 3.2$
Calorimeter 2nd layer	0.025×0.025	$ \eta < 1.40$	0.050×0.025	$1.375 < \eta < 1.425$
	0.075×0.025	$1.40 < \eta < 1.475$	0.025×0.025	$1.425 < \eta < 2.5$
			0.1×0.1	$2.5 < \eta < 3.2$
Calorimeter 3rd layer	0.050×0.025	$ \eta < 1.35$	0.050×0.025	$1.5 < \eta < 2.5$
Number of readout channels				
Presampler	7808		1536 (both sides)	
Calorimeter	101760		62208 (both sides)	

FIGURE 3.11 – Segmentation $\Delta\eta \times \Delta\phi$ des différentes couches du calorimètre électromagnétique, en fonction de la pseudo-rapacité.

de la première couche sont élargies progressivement, la taille des électrodes ne pouvant être réduite en-dessous de quelques mm. Dans la région à l'avant ($2.5 < |\eta| < 3.2$), toutes les cellules sont de taille 0.1×0.1 , et seulement deux couches sont présentes.

Tenue haute tension du calorimètre électromagnétique

La tension de dérive nominale est de 2000 V, correspondant à un intervalle absorbeur-électrode de 2.1 mm uniforme dans les tonneaux. Dans les bouchons, l'alignement axial des accordéons et la différence importante entre les rayons extrêmes induit une variation continue de cet espacement, de 0.9 à 2.8 mm dans la roue extérieure et de 1.8 à 3.1 mm dans la roue intérieure. Afin de conserver une uniformité dans la réponse des cellules du calorimètre, la tension nominale est donc adaptée. La figure 3.12 (droite) montre les seuils retenus dans les différentes régions, correspondant à une plage de tensions comprises entre 1000 et 2500 V. Les cellules sont alimentées par des modules haute tension desservant généralement 32 électrodes chacun. Par sécurité, les deux faces d'une électrode sont associées à des modules différents. Au cours des opérations du détecteur, la tension appliquée n'est pas toujours nominale, pour plusieurs raisons. Il arrive sporadiquement que les modules d'alimentation subissent une chute de tension importante, suite à une augmentation intolérable du courant (dû par exemple à une décharge) ; le retour à la tension nominale nécessite alors un certain temps (le taux de montée typique est 2 V/s)¹. Ce type d'incident a en particulier conduit à la perte d'une fraction des données : 1% en 2011, réduit à 0.46% en 2012 après installation de modules d'alimentation plus tolérants. D'autre part, la tension d'un certain nombre d'électrodes peut être abaissée de manière permanente, pour des raisons diverses (cellules bruyantes, courts-circuits...). Un cas particulièrement illustratif est l'ensemble du pré-échantillonneur dans la région centrale, dont la tension d'opération a été ramenée à 1200 V (au lieu de 2000 V) pour limiter le bruit à haute luminosité. Les cellules peuvent toutefois

1. Il est à noter que l'intégrité des données (niveau de bruit notamment) est acceptable durant cette période.

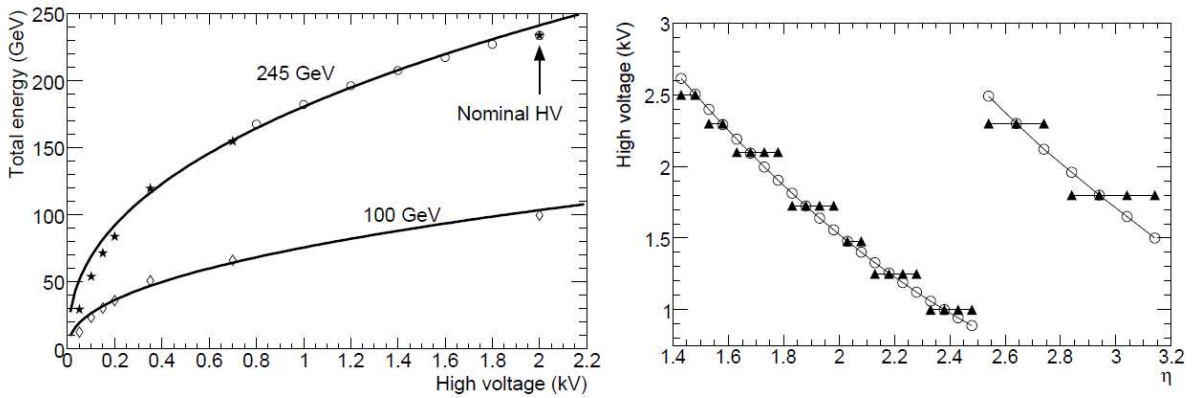


FIGURE 3.12 – Tension de dérive dans les cellules du calorimètre électromagnétique. Gauche : mesure de la réponse en énergie d’une cellule de la région centrale, lorsque la tension décroît en-dessous de sa valeur nominale, modélisée par une loi $E \sim E_{nom}(V/V_{nom})^\alpha$ (ligne continue). Droite : ajustement de la tension nominale dans les cellules des bouchons, dont l’intervalle entre électrode et absorbeur varie avec la pseudo-rapidité. Les marqueurs circulaires indiquent la tension idéale, les marqueurs triangulaires correspondent à la tension effectivement appliquée. Source [119].

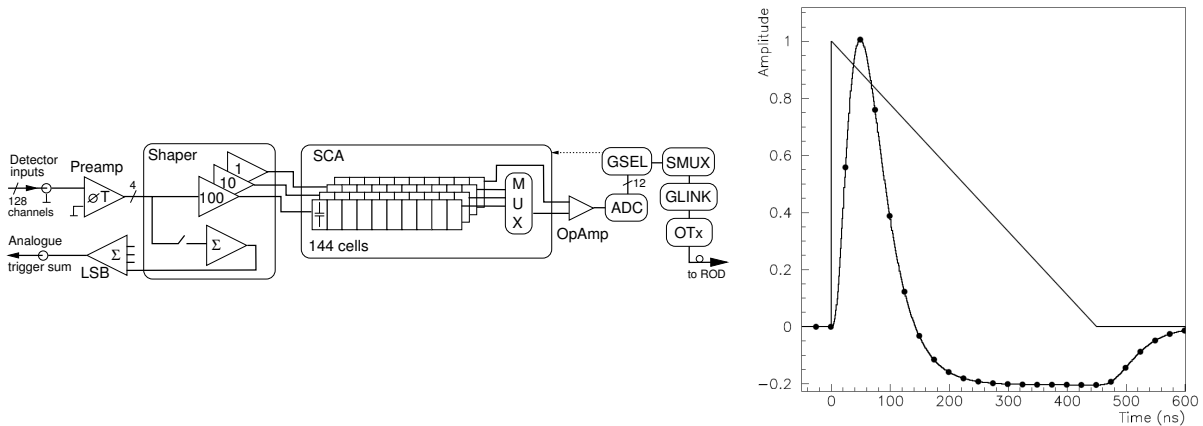


FIGURE 3.13 – Gauche : schéma fonctionnel de l’électronique de lecture embarquée des cellules du calorimètre électromagnétique. Droite : signal physique triangulaire lu sur l’électrode, puis après mise en forme et échantillonnage (points). Source [119].

être utilisées lorsque la tension n’est pas nominale, pourvu qu’elle soit relativement stable. La réponse d’une électrode en fonction de la tension de dérive est connue (figure 3.12 gauche), et permet d’établir un facteur de correction pour le calcul de l’énergie déposée dans la cellule. Ce facteur tient compte de l’état des deux faces de l’électrode ; par exemple, lorsque l’une d’elle est complètement désactivée et l’autre à tension nominale, le facteur de correction est 2.

Reconstruction de l’énergie déposée

La figure 3.13 gauche présente l’organisation schématique de l’électronique de lecture des électrodes. Le signal induit par la collecte de charges d’ionisation par l’électrode est amplifié dans trois canaux de gains différents (1/10/100 unités arbitraires) afin de couvrir avec une précision optimale une large plage d’énergie, de quelques centaines de MeV à plusieurs TeV, dictée par la variété des objectifs d’ATLAS. Il est ensuite mis en forme (figure 3.13 droite) afin de réduire les effets

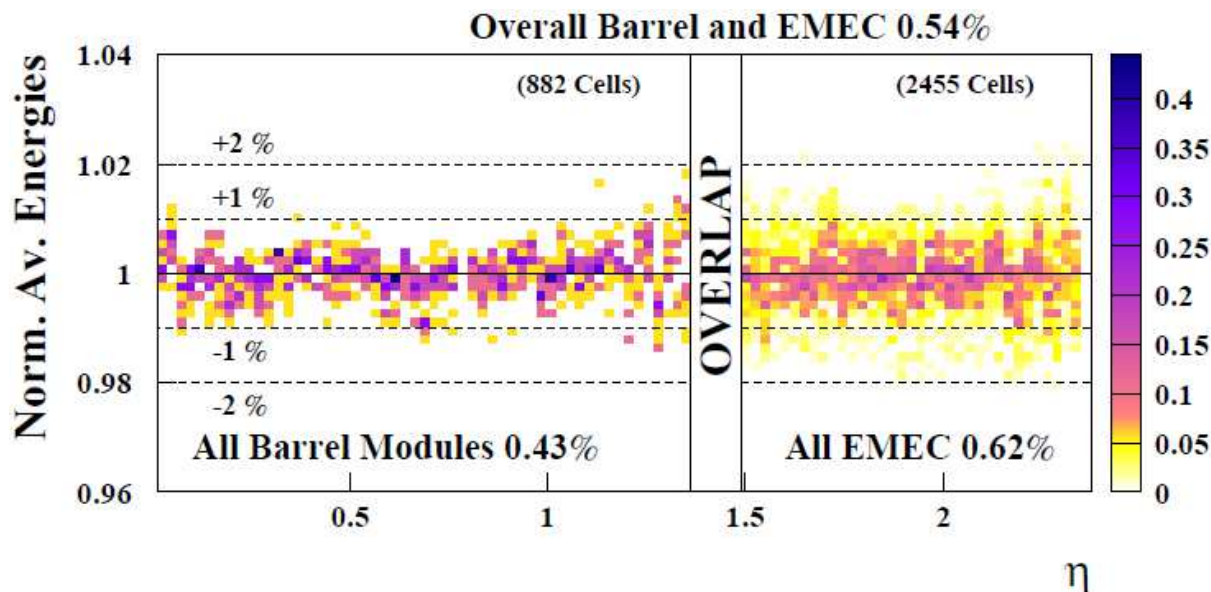


FIGURE 3.14 – Réponse de différents modules du calorimètre électromagnétique à des faisceaux d'électrons d'énergie 245 GeV (tonneau, gauche) et 120 GeV (bouchons, droite). Source [125].

du bruit électronique ou du bruit d'empilement, la durée d'annulation d'une impulsion triangulaire typique d'un signal physique (450 ns) étant largement plus grande que la période de croisement des faisceaux (25 ou 50 ns). Le signal résultant est échantillonné à une fréquence de 40 MHz, et conservé pendant $3.6 \mu\text{s}$ dans une ligne à retard. Si la décision est prise de conserver l'événement, le signal est alors digitalisé et transmis par fibre optique à une unité de traitement calculant l'énergie déposée comme une somme pondérée des différents points de l'échantillon. Durant les collisions, pour des raisons de volume de données, seuls les 5 premiers points (sur 32) de l'échantillon sont conservés. Ils servent également à calculer, de manière similaire, le temps associé à l'événement, ainsi qu'un facteur de qualité correspondant à l'écart quadratique entre les courbes échantillonnées du signal mesuré et de la forme théorique connue par la calibration. Ce facteur de qualité a été employé intensivement au cours de l'exploitation du calorimètre, les cellules trop bruyantes au cours d'une séquence de prise de données étant systématiquement masquées dans la reconstruction d'un événement lorsque leur énergie et le facteur de qualité associé dépassent un certain seuil. Le nombre de cellules masquées de cette manière était en moyenne de plusieurs centaines au cours de l'année 2012, ce qui ne représente toutefois que $\sim 0.3\%$ de l'ensemble des canaux. Le nombre de canaux inutilisables (comprenant ceux masqués de manière permanente) est encore plus réduit, la fraction utilisable du détecteur à la fin de l'année 2012 étant toujours de 99.9% [120].

Performances

La résolution en énergie du calorimètre est paramétrée par l'expression suivante :

$$\frac{\sigma(E_T)}{E_T} = \frac{a}{\sqrt{E_T}} \oplus \frac{b}{E_T} \oplus c \quad (3.2)$$

Le terme stochastique $a \sim 10\% \text{ GeV}^{1/2}$ est principalement dû aux fluctuations de la fraction d'énergie de la gerbe déposée dans les absorbeurs (et donc invisible), proportionnelle au nombre de particules chargées s'y arrêtant. Le terme de bruit électronique $b \sim 10 - 50 \text{ MeV}$ provient essentiellement des amplificateurs collectant le signal des électrodes, en tête de l'électronique de

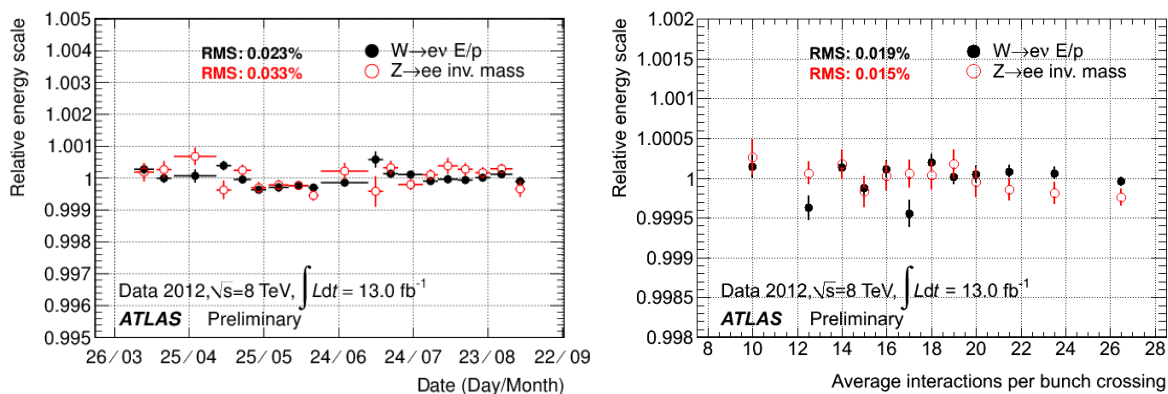


FIGURE 3.15 – Stabilité de la réponse en énergie du calorimètre électromagnétique pour des électrons issus de désintégrations $Z \rightarrow e^+e^-$ collectées dans les données 2012, en fonction du temps ou du nombre moyen d'interactions par événement. Source [126,127].

lecture ; il est toutefois négligeable à l'échelle du GeV. Le terme constant c correspond aux variations de la réponse lorsque la position de la particule incidente change ; elles peuvent être dues à la modélisation insuffisante de la complexité de la géométrie des cellules, aux non-uniformités dues à des imperfections dans la construction, à la présence de matière en amont du calorimètre. . . Le cahier des charges du détecteur vise l'obtention d'un terme constant inférieur à 0.7%.

La linéarité de la réponse des modules, étudiée à l'aide de faisceaux d'électrons d'énergie calibrée [119,125], est excellente ($< 1\%$) sur toute la plage testée ($15 < E_T < 180$ GeV). Le terme constant local c de la résolution en énergie d'un module individuel est de l'ordre de 0.2-0.4% (tonneau). La résolution en énergie à l'échelle globale du calorimètre est légèrement inférieure et s'établit à $\sim 0.4\%$ pour le tonneau et $\sim 0.6\%$ pour les bouchons (voir figure 3.14), à cause des non-uniformités entre les différents modules. Des mesures de résolution [128] basées sur les données 2010 à l'aide d'événements $Z \rightarrow e^+e^-$ indiquent un terme constant global de $1.2 \pm 0.6\%$ dans le tonneau, et de $1.8 \pm 0.6\%$ dans les bouchons. Ces valeurs seront sans doute réduites dans le futur, avec l'accroissement de la compréhension du détecteur (cartographie précise de la distribution de matière, en particulier). La stabilité de la réponse en énergie du calorimètre avec le temps et le bruit d'empilement a été vérifiée dans les collisions [126,127] à l'aide de la masse invariante de la résonance $Z^0 \rightarrow e^+e^-$. Comme on peut le voir à la figure 3.15, les variations sont inférieures à 0.1%.

La résolution du calorimètre sur la mesure de l'angle polaire a également été évaluée lors des tests en faisceaux. Grâce à la segmentation très fine de la première couche, une précision de 50 à 60 mrad/ $\sqrt{E_T}$ peut être atteinte [119].

3.2.3 Le calorimètre hadronique

La fonction principale de ce calorimètre est de contenir et de mesurer l'énergie des jets. Comme le montre la figure 3.8, il est divisé en trois composantes de conception assez différentes : un tonneau s'étendant jusqu'à $|\eta| = 1.7$, des bouchons couvrant la région $1.5 < |\eta| < 3.2$, et un calorimètre à l'avant pour la région $3.1 < |\eta| < 4.9$. L'épaisseur totale du calorimètre, en comptant la matière en amont et le calorimètre électromagnétique, est de l'ordre d'une dizaine de longueurs d'interaction (libre parcours moyen de pions). Le nombre de hadrons atteignant le spectromètre à muons est donc très faible.

Constitution du tonneau

La partie centrale du calorimètre hadronique est divisée en un tonneau de 5.8 m de longueur

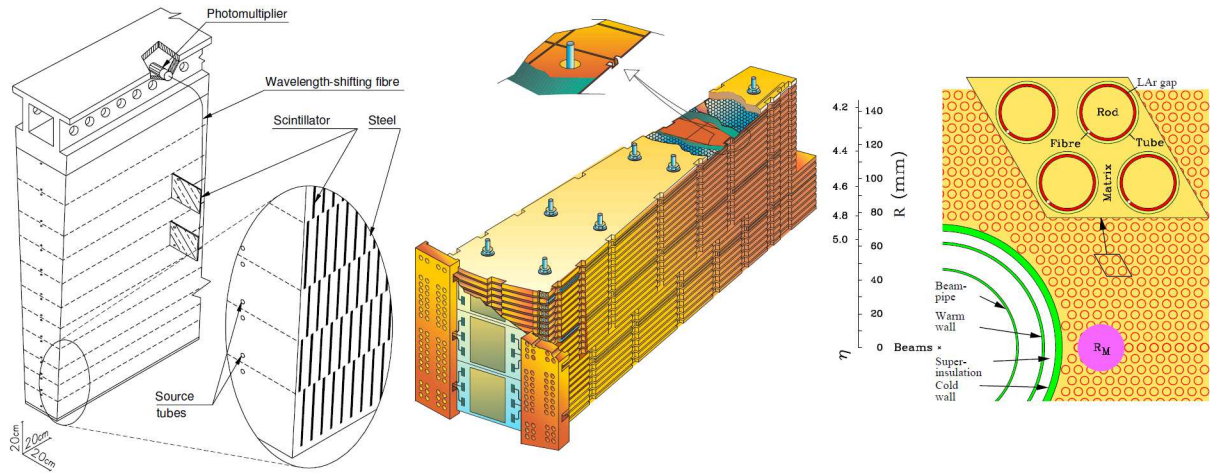


FIGURE 3.16 – Schémas de modules du calorimètre hadronique : scintillateurs dans les tonneaux (gauche), argon liquide dans les bouchons (centre), et structure tubulaire dans le calorimètre à l’avant (droite).

($|\eta| < 1.0$), complété par deux extensions de 2.6 m de part et d’autre ($0.8 < |\eta| < 1.7$). L’ensemble s’étend entre des rayons 2.28 et 4.25 m. La technologie retenue pour la réalisation de cette partie est celle d’un calorimètre à échantillonnage avec des couches d’absorbeur en acier, et des scintillateurs de polystyrène dopé au fluor (conversion de la longueur d’onde du domaine ultraviolet en lumière visible) comme milieu actif. La figure 3.16 (gauche) présente la disposition d’un module : les tuiles de scintillateurs sont disposées dans le plan transverse au faisceau. Chaque tuile a une épaisseur de 3 mm, pour une couche d’absorbeur environ cinq fois plus importante. Le signal lumineux est propagé par des fibres optiques jusqu’à des photo-multiplieurs. Deux fibres sont assignées à chaque tuile, assurant une redondance de la lecture du signal. L’association de plusieurs tuiles à un même photo-multiplieur est choisie de manière à former trois couches de cellules projectives, de dimensions $\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0.1 \times 0.1$ (à part la dernière couche dans laquelle $\Delta\varphi = 0.2$). Cette configuration correspond à 9852 canaux de lecture, pour près de 460000 tuiles de scintillateurs installées. La fraction opérationnelle du détecteur fin 2012 était de 98.3% [120], l’origine des défaillances étant l’électronique de lecture ; chaque module défectueux entraîne la perte d’une vingtaine de canaux. L’efficacité d’acquisition des données en 2012 s’est par ailleurs élevée à 99.6% [121].

Constitution des bouchons

Les bouchons, séparés en couples de deux roues de taille identique (rayon externe de 2 m) inscrites dans les tonneaux étendus (voir figure 3.8), sont des calorimètres à argon liquide et absorbeurs de cuivre. Chaque roue est constituée d’un empilement de 24 plaques de cuivre plates de 25 mm d’épaisseur, avec des intervalles de 8.5 mm contenant l’argon liquide (figure 3.16 centrale). Le nombre de canaux de lecture choisi est de 5632, répartis entre quatre couches en profondeur, et des cellules de taille $\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0.1 \times 0.1$ pour $|\eta| < 2.5$ et 0.2×0.2 au-delà.

Calorimètre à l’avant

Ce détecteur complète l’acceptance d’ATLAS à faible angle polaire. Il est constitué d’un tonneau de rayon compris entre 8 et 45 cm, et de 1.35 m de longueur, divisé en trois sections de 45 cm dont la première cible la composante électromagnétique, et les deux autres les gerbes hadroniques. Il est également réalisé comme un calorimètre à argon liquide, avec des absorbeurs de cuivre dans la couche électromagnétique, puis de tungstène dans les suivantes. Toutefois, le flux intense de radiations lié à sa position très proche de l’axe du faisceau nécessite une structure plus

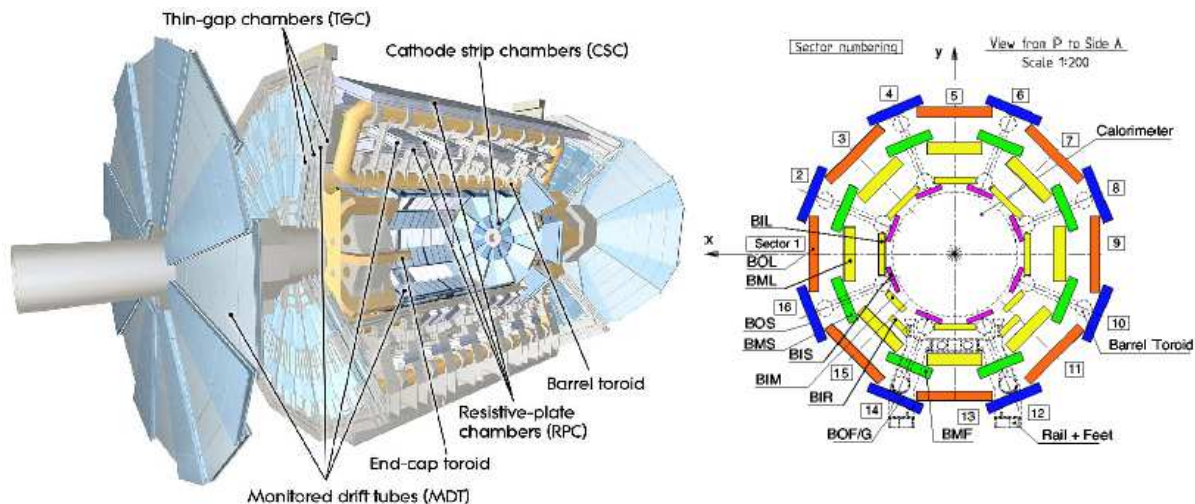


FIGURE 3.17 – Vue d’ensemble du spectromètre à muons : système magnétique et différentes chambres de mesure. Les chambres de précision dans la région centrale sont organisées en trois anneaux concentriques (droite).

résistante que les autres calorimètres. Comme l’illustre la figure 3.16 (droite), ces calorimètres sont construits comme un bloc de métal homogène (plaques juxtaposées) dans lequel sont percés 12260 trous cylindriques. Des cathodes tubulaires sont insérées dans ces trous, contenant elles-mêmes des anodes sous forme de barreaux cylindriques. L’intervalle annulaire entre les deux (respectivement 269, 376 et 508 μm dans les trois couches) est rempli d’argon. Les électrodes sont groupées par 4, 6 et 9, pour former 3524 cellules d’une surface allant de 10 à 20 cm^2 .

Performances

En reprenant la paramétrisation de la résolution en énergie donnée par la formule (3.2), des tests effectués avec des faisceaux de pions sur des modules isolés ont fourni [119] les résultats suivants :

- Tonneau (scintillateurs) : terme stochastique $a = 56\% \text{ GeV}^{1/2}$, terme constant $c = 5.5\%$.
- Bouchons (argon liquide) : terme stochastique $a = 71\% \text{ GeV}^{1/2}$, terme constant $c = 5.8\%$.
- Calorimètre à l’avant : terme stochastique $a = 94\% \text{ GeV}^{1/2}$, terme constant $c = 7.5\%$.

Dans le cas de faisceaux d’électrons, ces paramètres se réduisent à 29% et 3.5%.

Ces valeurs sont plus importantes que pour le calorimètre électromagnétique : en effet, les gerbes hadroniques souffrent d’une imprécision supplémentaire liée à la fraction d’énergie invisible de la gerbe (réactions nucléaires telles spallation ou excitation, avec des temps propres de l’ordre de la microseconde). Les spécifications du calorimètre hadronique requièrent un terme stochastique de 50% $\text{GeV}^{1/2}$ et un terme constant de 3%. Comme une fraction non-négligeable de l’énergie des hadrons est déposée dans le calorimètre électromagnétique, cette information est utilisée dans le calcul de l’énergie ; ainsi, la résolution finale dépend également de la composante électromagnétique. Un test combiné [119] avec des modules des deux calorimètres a montré $a = 52\% \text{ GeV}^{1/2}$ et $c = 3.5\%$, proche des objectifs.

3.2.4 Le spectromètre à muons

Le spectromètre à muons est la couche externe du détecteur ATLAS, et la plus volumineuse, s’étendant jusqu’à 10 m de rayon. Il est composé d’un système magnétique ayant pour but de courber les trajectoires des muons, et d’une multitude de chambre de détection. Celles-ci sont réparties en deux classes : des chambres de précision permettant d’atteindre une résolution

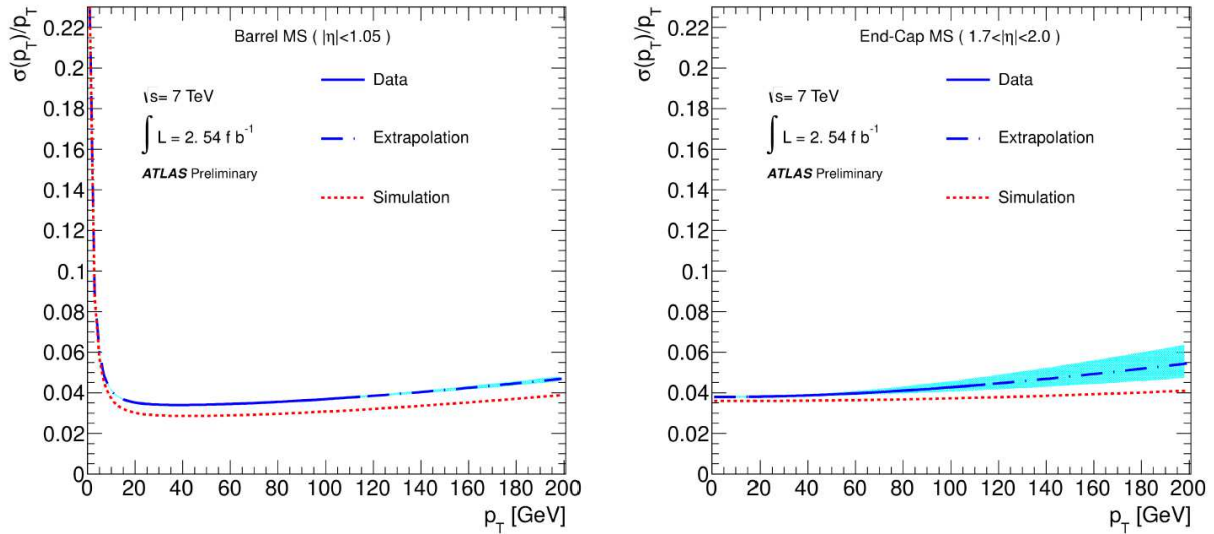


FIGURE 3.18 – Incertitude relative sur la mesure de l’impulsion transverse de muons à l’aide du spectromètre à muons seul, dans la région centrale $|\eta| < 1.0$ (gauche) et une région plus à l’avant $1.7 < |\eta| < 2.0$ (droite). Ces valeurs sont obtenues par l’étude de la masse invariante de paires $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$. Source [129].

optimale, et des chambres plus grossières mais plus rapides utilisées par le premier niveau du système d’acquisition. Le système magnétique est composé d’un toroïde central (longueur 25.3 m, diamètre externe 20.1 m), complété par deux toroïdes dans les bouchons (longueur 5.0 m, diamètre externe 10.7 m). Ces trois composants partagent des caractéristiques communes : les aimants sont formés de huit bobines supraconductrices maintenues à une température de 4.5 K, alimentées par un courant de 20.5 kA et générant un champ magnétique pouvant atteindre 4 T. Ce dernier n’est cependant pas uniforme, et varie dans une plage de 0.2 à 3.5 T dans les chambres. Sa connaissance précise, nécessaire pour les mesures d’impulsions des muons, est établie par 1800 sondes de Hall.

Chambres de précision

Les chambres sont disposées selon trois cylindres concentriques dans le tonneau (figure 3.17), et trois disques à ailettes dans les bouchons. Leur forme y est respectivement rectangulaire ou trapézoïdale. La plupart d’entre elles sont composées d’un assemblage de chambres à dérive individuelles tubulaires d’un rayon de 3 cm, arrangées en 3 ou 4 couches de 30 à 72 tubes juxtaposés, d’une longueur comprise entre 1 et 6 m. L’ensemble du spectromètre comporte 1088 chambres de ce type, correspondant à plus de 350000 tubes. Les chambres à dérive utilisent un mélange argon-dioxyde de carbone à une pression de 3 bars, sous un champ électrique de 3080 V. Elles offrent une résolution spatiale moyenne de $80 \mu\text{m}$, dépendant fortement de la distance entre la trace et l’anode. Le flux maximal sous lequel peuvent opérer ces chambres est de 150 événements par seconde et par cm^2 . Cette contrainte est dépassée dans la région $2.0 < |\eta| < 2.7$, aussi dans le disque le plus proche du point d’interaction, les chambres tubulaires sont remplacées par des chambres proportionnelles multifils, qui offrent une meilleure résolution spatiale ($60 \mu\text{m}$) et un temps de dérive des charges d’ionisation bien plus réduit (40 ns contre 700 ns). Elles tolèrent ainsi un flux six fois plus important.

La position des chambres doit être connue à $30 \mu\text{m}$ près pour atteindre les objectifs de résolution sur la mesure de l’impulsion des muons. Pour cela, un réseau complexe (plus de 10000 composants) de diodes lasers et de capteurs optoélectroniques permet de réaliser un alignement optique des différentes chambres, avec une précision de quelques centaines de μm . Un aligne-

Électrons	$p_T > 24$ (iso), 60	Deux électrons	$p_T > 2 \times 12, 24 + 7$
Photons	$p_T > 120$	Deux photons	$p_T > 35 + 25$
Muons	$p_T > 24$ (iso), 36	Deux muons	$p_T > 18 + 8, 2 \times 13$
Électron+muon	$p_T > 12 + 8, 7 + 18$	Trilepton	$3\mu/2\mu e/2e\mu$ avec $p_T(\mu, e) > 6, 7$
Jets	$p_T > 360$	Multijets	$p_T > 3 \times 170, 4 \times 80, 5 \times 55, 6 \times 45$
Énergie manquante	$\cancel{E}_T > 80$	Énergie totale	$\sum p_T > 1600$
Taus	$p_T > 115$	Jet b + jets	$p_T > 45 + 4 \times 45$

TABLE 3.1 – Liste de quelques chaînes de déclenchement utilisées pour l’acquisition des événements dans la prise de données 2012. La mention (iso) indique un critère d’isolation de la trace des leptons. Toutes les énergies sont exprimées en GeV.

ment plus précis nécessite l’étude de la continuité des traces issues de rayons cosmiques ou de collisions dans le détecteur. Au démarrage, la position des chambres était ainsi connue à $100 \mu\text{m}$ près [119], correspondant à une résolution de 25% sur un muon avec une impulsion de 1 TeV. Cette incertitude a par la suite pu être réduite à 10 – 20% pour l’exploitation des données 2012.

Chambres de déclenchement

La détection rapide de muons dans un événement est assurée dans la région centrale ($|\eta| < 1$) par une série de chambres à plaques résistives formant trois anneaux concentriques à des rayons de 7.8, 8.4 et 10.2 m. Elles sont constituées de plaques parallèles (matière plastique) séparées par un intervalle de 2 mm empli d’un mélange gazeux et soumises à une différence de potentiel de 9800 V. Les décharges provoquées par le passage de particules ionisantes induisent un signal par couplage capacitif sur des électrodes (bandes métalliques) placées à l’extérieur des plaques. Le temps de réponse de ces chambres est inférieur à 10 ns, et elles génèrent un signal d’une largeur de 5 ns. Dans la région $1.0 < |\eta| < 2.4$, les contraintes plus importantes (chambres placées en-dehors du champ magnétique, muons d’impulsion plus élevée) nécessitent une meilleure résolution spatiale. Dans cette région, trois disques de chambres proportionnelles multifils sont employés.

Performances

La figure 3.18 présente la résolution sur la mesure de l’impulsion transverse de muons en fonction de p_T , réalisée à partir d’ajustement de la masse invariante de paires de muons provenant de désintégrations $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ dans les données collectées en 2011 [129]. L’incertitude sur la mesure est de l’ordre de 4% pour des impulsions de quelques dizaines de GeV, et augmente avec l’énergie. La fraction de chambres de précision (tubes à dérive) opérationnelles à la fin de l’année 2012 était de 99.7% [120], l’efficacité d’acquisition des données étant de 99.6% [121].

3.2.5 Le système de déclenchement

À la luminosité nominale du LHC, le taux de collisions maximal est de 40 MHz (20 MHz durant la période 2010-2012). La réponse temporelle d’un certain nombre de sous-systèmes et de leur électronique de lecture, mais surtout la bande passante admissible en sortie (200 Hz initialement, mais ATLAS a été en mesure d’employer un taux de 400 Hz), ne permettent de sauvegarder qu’une fraction de ces événements. Le système de déclenchement joue le rôle de filtre afin de ne conserver que des signatures intéressantes. Il est divisé en trois étages successifs :

- Niveau L1 : cet étage est purement matériel pour des raisons de rapidité, et permet de réduire le taux à 75 kHz. Il se base sur les informations communiquées par les détecteurs les plus rapides (calorimètres, chambres de déclenchement du spectromètre à muons) avec une granularité et une précision limitée. Ainsi, les cellules des calorimètres sont regroupées en blocs de dimensions 0.1×0.1 . Ces blocs sont utilisés pour identifier la présence po-

tentielle d'un jet, d'un électron ou d'un photon, ou d'un lepton τ , ainsi que la présence d'énergie élevée ou manquante dans l'événement (somme scalaire ou vectorielle de l'impulsion transverse des blocs), et de muons (spectromètre). Le niveau L1 contient une série de critères paramétrables (jusqu'à 256) sur la multiplicité de différents objets avec des seuils d'énergie particuliers. La satisfaction d'un des critères valide l'événement pour être soumis à l'étage suivant, et déclenche la lecture complète des différents détecteurs. Les signaux enregistrés par les détecteurs étant conservés seulement temporairement par leur électronique de lecture, le niveau L1 doit être en mesure de communiquer sa décision en moins de $2.5 \mu\text{s}$.

- Niveau L2 : cet étage procède à la reconstruction de l'événement avec les informations de l'ensemble des détecteurs, dans leur granularité optimale. Cependant, pour des raisons de temps de traitement, la reconstruction n'est effectuée que dans des régions d'intérêt correspondant aux objets identifiés par le niveau précédent. Ce niveau ainsi que le suivant sont logiciels, exécutés sur une ferme d'ordinateurs située dans la caverne d'ATLAS. Par conséquent, des algorithmes plus complexes peuvent être mis en œuvre pour la sélection des événements, comme l'application de critères d'identification des objets, ou le calcul de variables cinématiques. Le taux en sortie de l'étage L2 est réduit à 3.5 kHz, pour un temps de réponse moyen de 40 ms.
- Filtre d'événements : cet étage applique une reconstruction complète de l'événement en utilisant le même environnement logiciel (Athena) que pour l'analyse de données hors ligne. Le temps de traitement est ainsi de quelques secondes.

La table 3.1 donne les seuils des critères de sélection pour différentes signatures au cours de la prise de données 2012. On peut remarquer en particulier que les bonnes performances d'identification des électrons ont permis de conserver, pour la chaîne requérant la présence d'un électron, un seuil en énergie aussi bas que $p_T > 24 \text{ GeV}$.

Conclusion

Le détecteur ATLAS est équipé d'un ensemble de sous-systèmes dont la conception a nécessité un long travail de développement pour pouvoir satisfaire au cahier des charges qui, afin de répondre aux objectifs de l'expérience, requiert des performances combinant une précision encore jamais atteinte auparavant avec un environnement caractérisé par un flux de radiation important et un taux de collisions très élevé. Cette étape a cependant été franchie avec succès, et a permis la réalisation d'un détecteur répondant aux attentes [130–135]. Le bon fonctionnement du détecteur sur une période étendue est illustré par l'efficacité d'acquisition des données, atteignant 95.5% (avec tous les sous-systèmes opérationnels) sur l'ensemble de la prise de donnée 2012 [121]. Le chapitre suivant décrit les procédures employées pour la reconstruction et l'identification des divers objets physiques, ainsi que leurs performances dans les premières années d'exploitation du détecteur.

Chapitre 4

Reconstruction des différents objets

Ce chapitre décrit les performances de reconstruction et d'identification des différents objets, combinant les informations recueillies par les différents systèmes de détection d'ATLAS détaillés au chapitre précédent. Il s'intéresse principalement aux objets utilisés dans la recherche de Supersymétrie présentée dans ce document. Une attention particulière est portée aux électrons, dont la mesure des performances fait l'objet d'un chapitre dédié.

4.1 Électrons et photons

Comme déjà mentionné auparavant, les leptons constituent des signatures caractéristiques de processus dignes d'intérêt, parmi un bruit de fond hadronique très important. Ils sont principalement produits dans les désintégrations de bosons W et Z , ce qui en fait des outils fondamentaux pour remplir l'objectif principal d'ATLAS, qui est de sonder la physique à l'échelle de la brisure de la symétrie électrofaible. Les photons sont également cruciaux, le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$ étant particulièrement intéressant pour un boson de Higgs de basse masse. D'excellentes performances de reconstruction (incluant la résolution sur l'énergie et la position) et d'identification de ces objets sont donc requises.

4.1.1 Reconstruction

La méthode principale de reconstruction des électrons et des photons (appelée *egamma* ultérieurement) est initiée par la recherche de dépôts d'énergie dans le calorimètre électromagnétique. Ceux-ci sont construits [128] à partir de blocs de taille fixe de 3×5 cellules de la couche principale ($\Delta\eta \times \Delta\varphi = 0.025 \times 0.025$), alignés de manière à maximiser l'énergie contenue et ne pas se recouvrir. Seuls les pré-amas d'énergie transverse supérieure à 2.5 GeV sont conservés. Dans une deuxième étape, les traces reconstruites dans le trajectographe sont extrapolées jusqu'au calorimètre électromagnétique (non trivial à cause du champ magnétique variable), puis leur proximité aux pré-amas est examinée. Une trace est associée à un pré-amas si son impulsion et sa direction sont compatibles. Lorsque plusieurs traces satisfont à ces conditions pour un même amas, elles sont classées par qualité (présence d'au moins 4 coups dans les couches de précision pixels et SCT) puis par proximité (ΔR). Les pré-amas sont alors classifiés en électrons ou photons, en fonction de leur association réussie ou non avec une trace, et si cette trace provient ou non d'un vertex de conversion. Après cette séparation en deux catégories, les amas finaux sont formés. Dans la région centrale ($|\eta| < 1.4$), les amas des électrons ont une taille 3×7 , ceux des photons non-convertis 3×5 , et ceux des photons convertis 3×7 également. Dans les bouchons, une fenêtre unique 5×5 est employée. L'élargissement de la fenêtre en φ dans le tonneau pour les électrons et photons convertis permet d'inclure l'énergie contenue dans un éventuel rayonnement de freinage, qui n'est pas dévié par le champ magnétique, contrairement

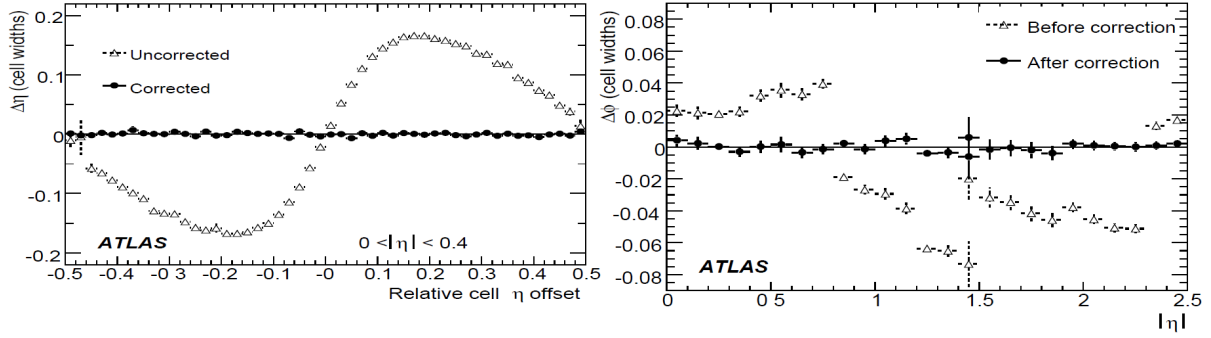


FIGURE 4.1 – Gauche : biais sur la reconstruction de la pseudo-rapidité η d'un amas, en fonction du point d'impact ν de la gerbe à l'intérieur d'une cellule de la couche principale. Les deux axes sont exprimés relativement à la taille d'une cellule ($\Delta\eta = 0.025$). Droite : biais sur la reconstruction de la position en φ dans la couche principale, en fonction de la pseudo-rapidité. Source [137].

à l'électron source. L'avantage procuré par l'utilisation d'une taille d'amas fixe est que ses propriétés sont bien connues, ce qui permet d'atteindre une grande précision dans la calibration ou l'emploi de variables discriminantes. Cette approche est possible grâce à la compacité des gerbes électromagnétiques, qui ne nécessitent pas d'amas très étendus, réduisant donc la sensibilité au bruit.

Les électrons dans la partie à l'avant ($2.5 < |\eta| < 4.9$) n'ont pas de trace puisqu'en-dehors de l'acceptance du trajectographe, et sont donc reconstruits uniquement à partir d'amas topologiques (voir la section 4.4 traitant des jets), de géométrie variable et optimisés pour un faible niveau de bruit. Il existe d'autres algorithmes de reconstruction dans la région centrale : l'un d'eux (*soft*) est dédié aux électrons de basse énergie ou non-isolés (produits dans des désintégrations semi-leptoniques de hadrons de saveur lourde). Il est initié par une trace, et recherche un dépôt calorimétrique (dans une fenêtre de taille fixe) à l'endroit où pointe la trace. Enfin, un autre algorithme reconstruit les photons de faible énergie dans la région centrale à partir d'amas topologiques,

Jusqu'en 2012, la reconstruction des traces utilisées pour former les électrons n'incluait pas la prise en compte de l'émission d'un rayonnement de freinage (l'algorithme utilisé par défaut, non spécifique aux électrons, est optimisé pour des traces de pions). Ceci peut dégrader l'efficacité de reconstruction des électrons, car l'ajustement des points utilisés pour former la trace peut échouer, ou résulter en une trace ne pointant pas suffisamment sur l'amas calorimétrique. Pour remédier à ce problème, les algorithmes utilisés en 2012 ont été améliorés [136] pour intégrer un modèle d'émission de rayonnement de freinage dans des filtres de Kalman utilisés pour l'ajustement des points. Le gain d'efficacité afférent est montré au chapitre suivant.

4.1.2 Étalonnage

Position

La position d'un amas (η, φ) est estimée comme le barycentre énergétique de cet amas, déterminé principalement à partir de la première couche du calorimètre (η) ou seulement la couche principale (φ). La géométrie du détecteur est responsable de plusieurs effets fins sur cette position, qu'il convient de corriger. Tout d'abord, comme il apparaît clairement à la figure 4.1 (gauche), la pseudo-rapidité mesurée en fonction du point d'impact de la gerbe à l'intérieur d'une cellule est biaisée vers ce centre (forme en *S* de la réponse), simplement car la mesure d'un dépôt d'énergie au bord d'une cellule est reconstruit avec la position du centre de la cellule. L'amplitude de cet effet sur la position de l'amas est assez importante, allant jusqu'à un quart de la largeur d'une

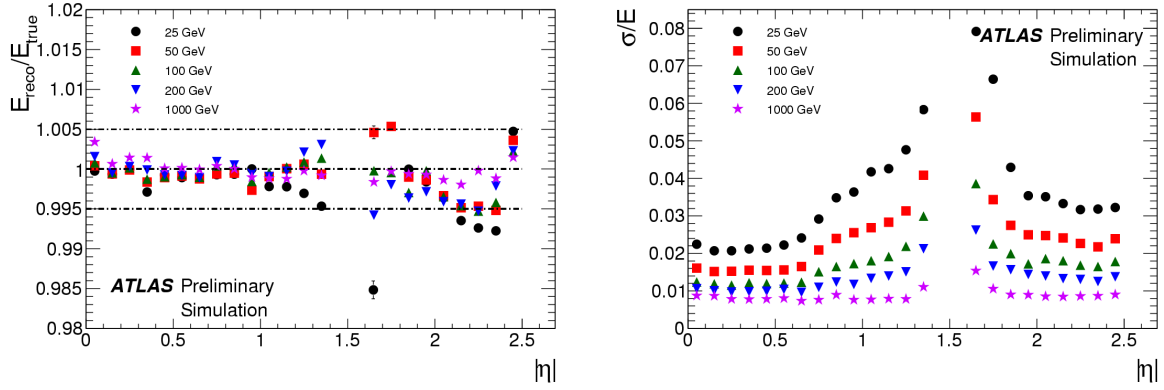


FIGURE 4.2 – Linéarité de l'énergie calibrée (gauche) et résolution en énergie (droite) attendues pour des électrons en fonction de la pseudo-rapidité et pour plusieurs gammes d'énergie. Source [138].

cellule. Une correction est alors appliquée à η en fonction de sa distance ν par rapport au centre de la cellule la plus proche :

$$\Delta\eta(\nu) = A_0(\eta) \tan^{-1} [A_1(\eta)\nu] + A_2(\eta)\nu + A_3(\eta)|\nu| + A_4(\eta) \quad \text{avec } A_i(\eta) = \sum_j a_{ij}\eta^j \quad (4.1)$$

Les coefficients a_{ij} sont déterminés, dans plusieurs gammes d'énergie, par un ajustement des distributions telle la figure 4.1. La correction permet d'atteindre une résolution en η (pour des photons) de 2.5 à 3.5×10^{-4} dans la première couche, et 5 à 6×10^{-4} dans la couche principale.

Cet effet est nettement réduit pour la coordonnée φ , à cause de la structure en accordéon du calorimètre : les dépôts en bord de cellule sont aussi vus par la cellule voisine, car il y a un recouvrement entre les deux. Il existe cependant un faible biais (figure 4.1 droite), de quelques % de la largeur d'une cellule, corrigé également. La résolution obtenue, pour des photons, varie entre 0.5 et 1 mrad.

Les électrons utilisent les variables angulaires correspondant à leur trace, plus précises, lorsque celle-ci contient au moins quatre coups dans les détecteurs à silicium. Sinon, seule l'information en φ de la trace est utilisée, car le TRT ne fournit pas de mesure pour η . Ce dernier cas ne concerne généralement pas les électrons mis en œuvre dans les analyses, pour lesquels des critères de qualité de la trace sont requis.

Énergie

L'étalonnage des amas tient compte [137, 138], outre l'énergie déposée dans le calorimètre électromagnétique, des pertes en amont et en aval. Ces quantités sont paramétrées par deux observables, l'énergie mesurée dans le pré-échantillonneur E_0 , et le barycentre longitudinal de la gerbe X exprimé en longueurs de radiation et calculé à partir des dépôts d'énergie dans les quatre couches du calorimètre E_0 à E_3 . L'établissement des corrélations est effectué à l'aide d'échantillons simulés spécifiques d'électrons¹ mono-énergétiques dans lesquels l'énergie déposée dans toutes les couches passives du détecteur est conservée. L'énergie calibrée d'un amas est alors donnée par :

1. Il est fait de même avec des photons couverts et non-convertis, pour les calibrations respectives de ces types de particules.

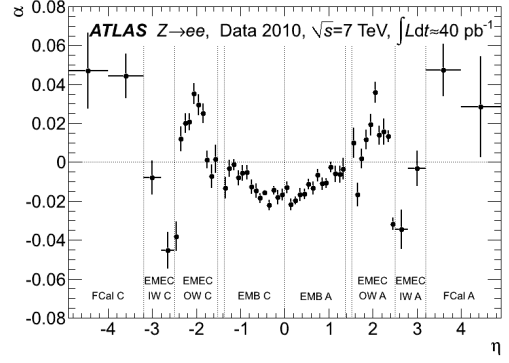
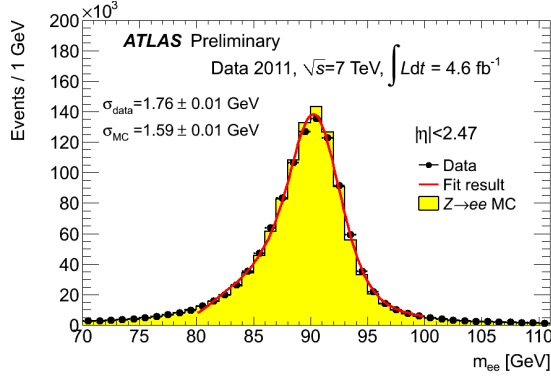


FIGURE 4.3 – Gauche : ajustement de la distribution de masse invariante de paires e^+e^- dans les données 2011 permettant de constater la qualité de la calibration en énergie des électrons, et d’extraire la résolution correspondante σ_{data} , la largeur intrinsèque du boson Z étant 2.50 GeV. La simulation inclut un terme constant nul, et la résolution n’est ici pas corrigée. Droite : facteurs de correction multiplicatifs (calibration résiduelle) initiaux extraits des données 2010, en fonction de la pseudo-rapidité. Source [128].

$$E = \left[\left(\sum_{i=0}^2 a_i(E_A, \eta) E_0^i \right) + E_A (1 + f_{\text{leak}}(X, \eta)) \right] F(\eta, \varphi) \quad (4.2)$$

avec $E_A = \frac{s_A(X, \eta)}{f_{\text{out}}(X, \eta)} (E_1 + E_2 + E_3)$

Le premier terme de cette expression correspond à l’énergie perdue en amont du calorimètre. Dans la région centrale, a_1 est proche de 1, et a_0 vaut quelques centaines de MeV. Le terme quadratique est présent seulement dans les bouchons. Dans la région $|\eta| > 1.8$ sans pré-échantillonneur, cette paramétrisation est remplacée par une autre impliquant uniquement le barycentre longitudinal. E_A correspond à l’énergie totale déposée dans le calorimètre (hors pré-échantillonneur), établie à partir des dépôts dans les couches actives et de corrections liées à la fraction d’échantillonnage s_A (énergie dans les absorbeurs) et à l’énergie non contenue dans l’amas f_{out} (pertes latérales). Cette contribution à l’énergie totale de l’amas est elle-même corrigée pour tenir compte des modulations de la réponse du calorimètre en fonction du point d’impact de la gerbe à l’intérieur d’une cellule $F(\eta, \varphi)$ (de manière similaire aux corrections de la position, voir paragraphe précédent), ainsi qu’à l’énergie perdue en aval f_{leak} . Dans la région centrale, où les fuites longitudinales sont les plus importantes, la fraction d’énergie perdue de ce fait est inférieure à 0.5% pour $X < 12$, puis augmente pour atteindre 2 à 3%.

La figure 4.2 présente les performances attendues de ce système de calibration. La linéarité (rapport entre énergie reconstruite et valeur véritable) est meilleure que 0.5% dans la région de précision ($|\eta| < 2.5$, à l’exception de la zone de transition tonneau-bouchons), et dans une grande gamme d’énergies. La résolution varie de 3 à 1% lorsque l’énergie passe de 25 à 200 GeV, avec une dépendance à la pseudo-rapidité très importante. Celle-ci provient de la quantité de matière variable en amont du détecteur. En particulier, la résolution est fortement dégradée à basse énergie dans la région $1.2 < |\eta| < 1.8$, où la quantité de matière en amont du calorimètre est élevée (voir la figure 3.9 droite).

Calibration *in situ*

La détermination de l’échelle d’énergie absolue du calorimètre électromagnétique est réalisée à partir de l’étude de la masse invariante du boson Z^0 reconstruite à partir de sa désintégration

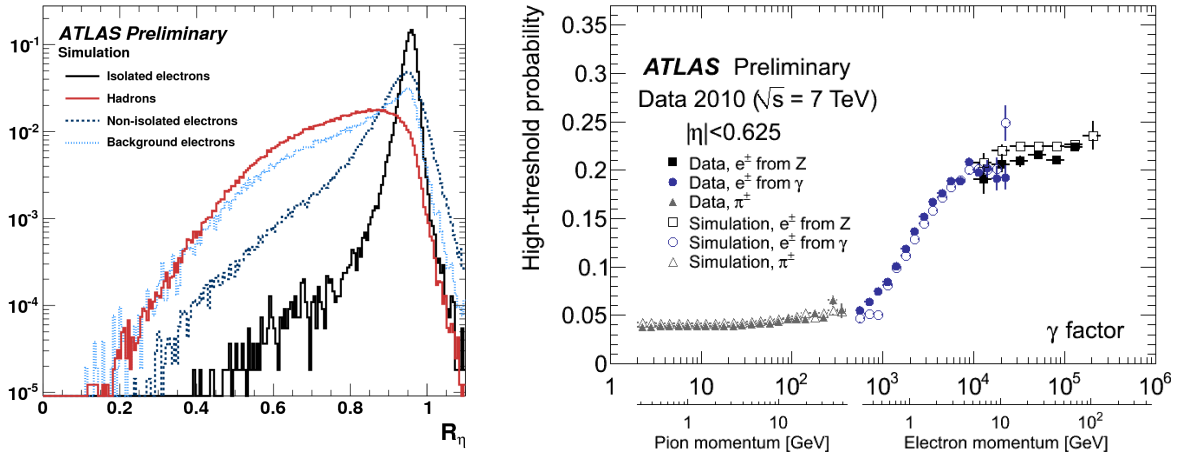


FIGURE 4.4 – Gauche : distribution de la variable discriminante R_η (voir texte) associée à l’aplatissement latéral de la gerbe, dans la simulation, pour des électrons isolés (courbe noire) et différents types de bruit de fond incluant des photons convertis (“background”) et des électrons issus de désintégrations de hadrons de saveurs lourdes (“non isolated”). Droite : probabilité d’émission d’un rayonnement de transition (capacité du TRT) en fonction du facteur de Lorentz de la particule, permettant une discrimination des électrons grâce à leur masse très légère. Sources [139] et [140].

dans le canal e^+e^- . L’ajustement des distributions observées dans les données avec un modèle issu de la simulation permet de déterminer les corrections résiduelles à appliquer, ainsi que de mesurer la résolution finale sur l’énergie des électrons. La figure 4.3 (gauche) présente une telle distribution (données 2011) après correction de l’échelle, pour un échantillon d’électrons inclusif ($|\eta| < 2.5$). Dans cette gamme d’énergie ($p_T \sim 40$ GeV), la résolution atteinte est de 1.8 GeV, soit de l’ordre de 5%. On peut également voir sur la figure l’ampleur des corrections initiales (i.e., la première série de corrections *in situ*). Elles sont de l’ordre de 2% dans le tonneau, et jusqu’à 4% dans les bouchons. Comme déjà noté dans le chapitre précédent (figure 3.15), l’étalonnage de l’énergie des électrons est parfaitement stable dans le temps, ainsi que par rapport au niveau de bruit d’empilement.

4.1.3 Identification

Les électrons et les photons sont les particules stoppées le plus rapidement dans le détecteur, et leur utilisation implique la capacité de les discriminer efficacement des dépôts laissés par les autres particules, en particulier les hadrons, dont la section efficace de production au LHC est cinq ordres de grandeur supérieure à celle des leptons. L’identification de ces particules [139] repose sur l’utilisation d’un certain nombre de variables discriminantes liées au notamment au développement des gerbes dans le calorimètre électromagnétique, qui sont détaillées ici. Des valeurs de coupures indicatives sont mentionnées dans le texte (correspondant aux définitions utilisées au cours de l’année 2011), mais les seuils dépendent de l’énergie transverse, de la pseudo-rapacité, et du niveau de discrimination souhaité. En particulier, la région de transition $1.37 < |\eta| < 1.52$ a souvent des seuils assez différents, à cause de la mauvaise instrumentation du détecteur à cet emplacement, et la quantité accrue de matière en amont.

- **Variables utilisant l’information du calorimètre**

- **Fraction d’énergie hadronique** R_{had} : rapport entre l’énergie transverse déposée dans la première couche du calorimètre hadronique (ou son ensemble pour $0.8 < |\eta| < 1.37$,

- région de transition entre tonneau hadronique et extensions) et l'énergie transverse de l'amas électromagnétique. Il ne doit pas excéder un seuil de l'ordre de 1%.
- **Aplatissement latéral de la gerbe** R_η : rapport entre l'énergie transverse déposée dans la couche principale dans des fenêtres de 3×7 et 7×7 cellules. Les électrons ont des gerbes plus compactes que les hadrons, aussi ce rapport doit être supérieur à $\sim 90\%$. La distribution typique de cette variable peut être consultée à la figure 4.4 (gauche).
 - **Extension latérale de la gerbe** $W_{\eta 2}$: largeur de la gerbe suivant η , calculée à partir des écarts quadratiques au barycentre des cellules de l'amas pondérés par leurs énergie. Pour les mêmes raisons que précédemment, cette largeur ne doit pas excéder 0.01, soit environ une demi-cellule.
 - **Extension latérale de la gerbe** W_{tot} : essentiellement identique à $W_{\eta 2}$, mais établie à partir des cellules de la première couche du calorimètre, ayant une granularité huit fois plus fine, et utilisant 40 cellules voisines. La coupure correspond à une largeur maximale de 2 à 3 cellules dans cette couche. Elle n'est appliquée que si la fraction de l'énergie déposée dans la couche de précision est au moins 0.5% de l'énergie totale, comme toutes les variables liées à cette couche.
 - **Concentration de l'énergie en un point unique** E_{ratio} : rapport entre la différence et la somme des énergies des deux cellules de la première couche ayant enregistré le signal le plus intense. Il ne doit pas être inférieur à 0.8-0.9. Cette coupure vise en particulier le rejet des événements $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ dans lesquels un seul amas est formé, mais où les photons induisent une distribution de l'énergie à deux pics qui peut être résolue par la précision de la première couche du calorimètre.
 - **Variables utilisant l'information du trajectographe**
 - **Qualité de la trace** n_{Si} : au moins 7 coups dans les couches de précision (pixels + SCT), en incluant les points associés à la trace mais non inclus dans son ajustement. Ceci permet de disposer d'une trace non ambiguë, et à la résolution optimale. Ce critère peut être renforcé par la requête d'une trentaine de coups dans le TRT, d'un ou deux coups dans le détecteur à pixels, et même d'un coup dans la première couche de celui-ci, à quelques cm des faisceaux, ce qui assure que l'électron n'a pas été produit par la conversion d'un photon ayant interagi avec le détecteur.
 - **Rayonnement de transition** R_{TRT} : fraction du nombre de coups enregistrés dans le TRT pour lesquels un rayonnement de transition a été détecté. La figure 4.4 (droite) présente la probabilité d'émission d'un tel rayonnement en fonction du facteur de Lorentz de la particule. La coupure est établie à environ 10% de coups à haut seuil.
 - **Paramètre d'impact transverse** d_0 : seuil maximal afin de rejeter les électrons non produits par l'interaction dure, par exemple les désintégrations semi-leptoniques des mésons B et D .
 - **Présence d'un vertex de conversion** : bien qu'identifiés comme des photons convertis, de tels objets sont également considérés comme des électrons. Ce choix peut être modifié par le rejet de ces cas de figure.
 - **Variables combinant les informations du calorimètre et du trajectographe**
 - **Qualité de l'association amas-trace pour les variables angulaires** $\Delta\eta$, $\Delta\varphi$: différence entre η , φ mesurés par la trace et extrapolés au calorimètre, et les variables de l'amas dans respectivement la première et la deuxième couche du calorimètre. La fenêtre de compatibilité est restreinte par rapport à celle utilisée pour la reconstruction. À cause de la présence du champ magnétique, la fenêtre $\Delta\varphi$ est asymétrique, par un facteur 2 à 3, correspondant à une coupure $-0.04 < \Delta\varphi < 0.015$.
 - **Qualité de l'association amas-trace pour l'impulsion** E/p : rapport entre l'énergie transverse de l'amas et l'impulsion transverse mesurée avec la trace. Ce rapport doit être compris entre une borne inférieure de 70 à 90% et une borne supérieure de 300-500%, la

sévérité des critères décroissant avec l'impulsion. Les électrons avec $p_T > 80$ GeV n'ont pas de borne inférieure, la résolution de la trace se dégradant avec l'énergie.

On peut noter qu'aucune variable n'est associée à l'extension latérale de la gerbe dans la direction φ . La raison est simplement que l'émission fréquente d'un rayonnement de freinage a pour effet d'élargir le dépôt d'énergie dans le calorimètre dans cette direction, car le photon résultant n'est pas défléchi par le champ magnétique, contrairement à l'électron. Ce phénomène n'étant pas présent pour les photons non-convertis, une variable de ce type (R_φ) est utilisée dans leur identification². Les critères d'identification employés en 2012 mettent également à profit l'information liée à la quantité de rayonnement de freinage mesurée, la fraction d'énergie dans la couche arrière du calorimètre, et ont globalement été ré-optimisés pour améliorer la robustesse au bruit d'empilement, comme il sera décrit au chapitre suivant.

La méthode principale d'identification des électrons pendant les trois premières années de fonctionnement d'ATLAS est basée sur un ensemble de coupures orthogonales sur les variables décrites ci-dessus. Cette approche simple mais robuste a permis de disposer de critères efficaces dès le démarrage de l'expérience. Les seuils des coupures varient en fonction de la pseudorapidité et de l'énergie transverse du candidat, et ont été déterminés par une analyse multivariée permettant d'optimiser le facteur de rejet du bruit de fond pour une efficacité donnée, en tenant compte des corrélations entre les différentes variables discriminantes. Trois niveaux de sévérité sont définis, d'efficacité décroissante à l'inverse de leur rejet du bruit de fond :

- ***loose++*** : utilisation des variables calorimétriques, de qualité de trace avec au moins un coup dans le détecteur à pixels, et $\Delta\eta < 0.015$. Le facteur de rejet typique de hadrons reconstruits comme des électrons est de l'ordre de 500 [128]. Ce critère est employé lorsque le niveau de bruit de fond est faible (par exemple recherche du boson de Higgs $H \rightarrow 4\ell$), ainsi que dans la chaîne de déclenchement associée à la présence de deux électrons (seuil $p_T > 12$ GeV).
- ***medium++*** : renforcement de certaines des coupures employées par *loose++* et ajout d'autres variables : présence d'un coup dans la première couche du détecteur à pixels ($|\eta| < 2$) ou de deux coups dans son ensemble ($|\eta| > 2$), paramètre d'impact $d_0 < 5$ mm, coupure sur R_{TRT} (détection de rayonnements de transition), $\Delta\eta < 0.005$. Ce critère est employé dans la chaîne de déclenchement liée à la présence d'un électron. Le facteur de rejet est de l'ordre de 5000.
- ***tight++*** : renforcement de *medium++* et ajout des variables d'association trace-amas complémentaires $\Delta\varphi$, E/p , ainsi que le nombre total de coups dans le TRT et l'absence d'un vertex de conversion. Le facteur de rejet est de l'ordre de 50000. Il s'agit du critère utilisé pour obtenir une réduction optimale du bruit de fond.

L'efficacité de ces critères pour des électrons réels fait l'objet d'un chapitre complet dans ce document.

Identification des photons

Le même ensemble de variables discriminantes bâties sur le développement de la gerbe dans le calorimètre est utilisé pour l'identification des photons [141]. Deux ensembles de critères sont définis, *loose* et *tight*. Outre R_φ , quelques variables supplémentaires liées à la couche de précision sont employées dans le critère *tight*, afin d'augmenter le rejet des pions neutres : la largeur de la gerbe calculée à partir des 3 cellules entourant de part et d'autre celle avec le dépôt d'énergie maximum, la fraction d'énergie hors d'un cœur de 3 cellules, et la différence entre l'énergie de la cellule ayant le deuxième dépôt le plus important et celle de la cellule avec le dépôt minimal parmi celles situées entre les deux dépôts maximums. L'efficacité de ce critère *tight* [142] varie de $\sim 80\%$ ($E_T = 20$ GeV) à $> 90\%$ ($E_T > 40$ GeV), à la fois pour les photons convertis et non

2. Elle est utilisée également pour les photons convertis, mais avec un seuil de coupure plus lâche.

FIGURE 4.5 – Efficacités de reconstruction de muons combinés (gauche) puis incluant également des muons étiquetés par des segments du spectromètre (droite), mesurées dans les données 2011 à l'aide de désintégrations $Z \rightarrow \mu\mu$. Source [144].

convertis. Le facteur de rejet typique associé à ce critère [141] est de l'ordre de 5000.

4.1.4 Isolation

Les catégories d'événements généralement considérés comme bruits de fond dans la sélection de leptons ou photons (hadrons reconstruits comme électrons, leptons produits par des hadrons lourds) sont caractérisés par une activité hadronique importante. Une catégorie additionnelle de variables discriminantes peut donc être construite, mettant à profit cette propriété. Ces variables d'isolation sont de deux types :

- Isolation calorimétrique E_T^{cone} : somme des dépôts d'énergie (transverse) dans le calorimètre dans un cône centré sur l'objet d'ouverture $\Delta R = 0.20, 0.30$ ou 0.40 , moins l'énergie de l'objet lui-même. Pour une efficacité de 95%, le facteur de rejet de hadrons typique est de l'ordre de 5 à 10.
- Isolation de la trace p_T^{cone} : somme de l'impulsion transverse des traces ($p_T > 400$ MeV) dans un cône centré sur l'objet (mêmes ouvertures que précédemment), à l'exception de la trace de l'objet lui-même. Le facteur de rejet typique associé à une efficacité de 95% est de l'ordre de 2 à 5.

Les variables calorimétriques sont plutôt sensibles au bruit [143], en particulier le bruit d'empilement. Des corrections basiques (interpolation polynômiale de la dépendance au nombre de vertex reconstruits) sont ainsi mises en œuvre pour réduire cette sensibilité. Dans les données 2012, la restriction de l'utilisation des cellules calorimétriques à celles faisant partie d'amas topologiques a également permis d'améliorer significativement la robustesse par rapport au bruit d'empilement [143].

4.2 Muons

La section efficace d'interaction faible des muons avec la matière leur permet de parvenir hors du détecteur. Toutefois, en tant que particules chargées, ils laissent des traces de leur passage sous forme d'ionisation dans les chambres à muons. Ils sont donc reconstruits en utilisant cette information, ainsi éventuellement que celle du trajectographe interne qui est également en mesure d'observer leur passage. Les algorithmes de reconstruction se divisent en trois catégories [137], en fonction de la manière dont sont combinées ces différentes informations. La collaboration ATLAS a par ailleurs développé deux chaînes de reconstruction indépendantes, *Staco* et *Muid*, qui possèdent chacun leur propre algorithme pour chaque catégorie de muon.

- **Indépendants** (*standalone*) : traces indépendantes dans le spectromètre. Les coups enregistrés dans les chambres à muons sont associés pour former des segments, qui sont ajustés pour construire des traces. Celles-ci sont extrapolées jusqu'au point d'interaction en tenant compte de manière paramétrique des pertes d'énergie dans le calorimètre, voire en utilisant l'information calorimétrique lorsque l'extrapolation paraît douteuse (*Muid*). Comme ces algorithmes n'utilisent pas l'information du trajectographe, ils permettent de détecter des muons jusqu'à $|\eta| = 2.7$. Ils présentent toutefois l'inconvénient de reconstruire plus souvent que les autres méthodes les muons indésirables produits dans les désintégrations de pions ou kaons dans le calorimètre.
- **Combinés** : association de traces compatibles dans le trajectographe et le spectromètre. L'algorithme employé par *Staco* effectue une combinaison statistique des deux traces à l'aide de leur matrice de covariance, afin d'optimiser la résolution de la mesure. Dans la région centrale, l'information du trajectographe domine le résultat pour $p_T < 80$ GeV, tandis que celle du spectromètre contribue majoritairement dans le domaine $p_T > 100$ GeV. L'algorithme pour *Muid* refait un ajustement global de la trace incluant simultanément les points du trajectographe et du spectromètre.
- **Étiquetés** (*tagged*) : extrapolation des traces du trajectographe jusqu'au spectromètre, et recherche de segments de traces non utilisés par les méthodes précédentes. Les informations de la trace interne uniquement (trajectographe) sont retenues.

La différence principale entre les deux chaînes est donc la méthode de combinaison des traces internes et externes. La chaîne *Staco* présente globalement les meilleures performances, elle est donc utilisée préférentiellement. La figure 4.5 présente les efficacités de reconstruction de muons par cette chaîne, pour les catégories de muons combinés et étiquetés. Ces mesures ont été réalisées dans les données 2011 à l'aide d'événements $Z \rightarrow \mu\mu$ [144]. Comme on peut le voir, l'efficacité de reconstruction est généralement très élevée ($> 95\%$), à part dans les régions $|\eta| \sim 0$ et $|\eta| \sim 1.2$, qui souffrent d'un trou dans la couverture instrumentale. Le taux de muons indésirables reconstruits correspondant est de l'ordre de 0.1% [137].

4.3 Taus

Les leptons τ , avec leur masse plus élevée que les autres leptons, jouent un rôle important dans l'accomplissement des objectifs d'ATLAS, que ce soit la caractérisation du boson de Higgs (couplage aux leptons par le canal $H \rightarrow \tau^+\tau^-$), ou la recherche de Supersymétrie, où le slepton $\tilde{\tau}$ est potentiellement plus léger que les autres. Il est donc important de pouvoir reconstruire les taus de manière efficace, ce qui exclut la possibilité de ne considérer que les électrons ou muon issus de leurs désintégrations leptoniques, trop peu fréquentes (35%) et difficiles à discriminer de la production directe de ces leptons. Les taus sont donc aussi reconstruits [145] à partir de leurs désintégrations hadroniques, dont les plus fréquentes impliquent un (49.5%) ou trois (15.2%) pions chargés, accompagnés d'un neutrino et éventuellement de pions neutres. Leur signature caractéristique est la présence d'une ou plusieurs traces, associées à un dépôt d'énergie relativement étroit dans le calorimètre, les produits de désintégrations du tau étant collimatés. Les candidats taus sont formés à partir de jets, recalibrés pour tenir compte du rapport entre pions chargés et neutres caractéristique du tau, et classifiés en fonction du nombre de traces associées. Un certain nombre de variables discriminantes sont alors formées, notamment à partir de différents moments énergétiques des amas hadroniques et électromagnétiques formant le candidat, ainsi que des traces. Elles sont utilisées par deux méthodes d'identification indépendantes basées respectivement sur un arbre de décision boosté et un rapport de fonctions de vraisemblance, destinées à rejeter les candidats erronés (jets, électrons). Le facteur de rejet typique des jets associé à ces critères [145] est de l'ordre de 100 pour une efficacité de 30%, et de 10 pour une efficacité de 60%, qui correspond également à un facteur de rejet des électrons de l'ordre de

4.4 Jets hadroniques

Les jets constituent la signature observable des particules colorées présentes dans l'état final d'une interaction, qui s'hadronisent et résultent en une gerbe de hadrons collimatés (formée de pions, kaons et nucléons, accompagnés de leptons et de photons). Le passage de l'observable (multiples dépôts d'énergie dans le détecteur) à la source (impulsion du parton initial) nécessite une procédure de reconstruction et de calibration complexe.

4.4.1 Reconstruction

La méthode de reconstruction principalement employée par ATLAS est l'algorithme anti- k_t [146], avec un rayon $R = 0.4$. Elle est capable d'utiliser indifféremment un ensemble (dénoté C) de cellules, de groupes de cellules, ou de particules ("vrais" jets dans la simulation). Pour deux objets i et j de cet ensemble, les quantités suivantes sont définies :

$$d_{ij} = \begin{cases} \left(p_T^{(i)}\right)^2 & \text{si } i = j \\ \min\left(p_T^{(i)}, p_T^{(j)}\right)^2 \frac{\Delta\eta_{ij}^2 + \Delta\varphi_{ij}^2}{R^2} & \text{sinon.} \end{cases} \quad (4.3)$$

L'algorithme procède alors à la détermination itérée de l'élément minimal de l'ensemble $\{d_{ij}|i, j \in C\}$. Si pour cet élément minimal $i \neq j$, les objets i et j sont combinés (somme de leurs quadrivecteurs) en un objet k qui les remplace dans C . Si $i = j$, l'objet est considéré comme un jet complet et isolé, et il est retiré de C . La procédure est répétée jusqu'à ce que C soit vide. Cette définition satisfait aux contraintes théoriques : sûreté infrarouge (nombre de jets reconstruits indépendant du nombre de particules de faible énergie), sûreté colinéaire (résultats identiques si une particule est divisée en deux particules colinéaires), et indépendance de l'ordre (résultats identiques quand l'algorithme est appliqué aux partons, après fragmentation, ou au niveau du détecteur).

L'algorithme de reconstruction [137, 147] n'utilise pas directement l'ensemble des cellules du calorimètre (trop nombreuses : 200000 canaux, et trop sensibles au bruit). Celles-ci sont donc groupées en amas topologiques, qui permettent de les associer par origine. Les amas sont initiés par des cellules ayant enregistré un signal s quatre fois supérieur à leur niveau de bruit σ . À ces cellules sont associées leurs voisines vérifiant $s > 2\sigma$, puis toutes les voisines de ces dernières, avec un seuil ayant évolué avec le niveau de bruit d'empilement. Les structures obtenues sont ensuite partagées en amas indépendants autour des cellules ayant enregistré un maximum local d'énergie $E > 500$ MeV. L'intérêt de cette procédure est la prise en compte des cellules ayant enregistré un signal même faible, tout en opposant un rejet efficace du bruit.

4.4.2 Étalonnage

Les gerbes hadroniques sont complexes, contenant une partie électromagnétique (électrons et photons, dûs en particulier aux désintégrations $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$), une partie hadronique visible car ionisante (p , π^\pm , K^\pm), une partie hadronique invisible (interactions nucléaires retardées), et une partie non-interactive (neutrinos). Ces différentes contributions représentent respectivement près de 50, 25, 25 et 2% de l'énergie totale de la gerbe. À cause de l'énergie hadronique invisible, les calorimètres d'ATLAS ont une réponse en énergie différente pour les électrons et les pions : le rapport est à énergie égale $e/\pi \sim 1.5$. La calibration des jets [147] prend en compte cette différence en identifiant chaque amas à un type de dépôt (électromagnétique ou hadronique), en

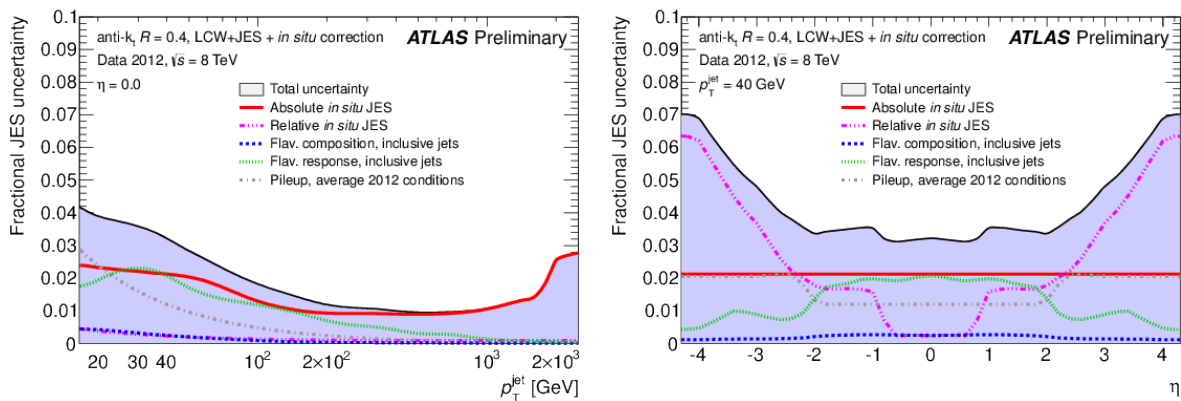


FIGURE 4.6 – Incertitude sur l’échelle d’énergie des jets, en fonction de leur impulsion transverse dans la région centrale $\eta \sim 0$ (gauche), ou de leur pseudo-rapidité (droite), mesurée dans les données 2012. Source [148].

fonction de la densité locale d’énergie, la compacité du dépôt et sa position longitudinale (en particulier la fraction d’énergie dans le calorimètre électromagnétique), et en appliquant une correction aux cellules des amas de type hadronique. Les amas eux-mêmes sont ultérieurement corrigés pour des effets tels que la fraction d’énergie débordant de l’amas, ou perdue dans des zones mortes du détecteur.

Les amas calibrés sont utilisés pour la reconstruction des jets. À ce niveau, d’autres corrections entrent en jeu [147], pour remédier aux effets tels que la fraction de hadrons de la gerbe non détectés (énergie trop faible, ou stoppés par la matière ou le champ magnétique en amont) ainsi que le bruit, en particulier d’empilement [149]. La dernière étape consiste à remonter à l’impulsion du parton initial. Elle fait intervenir des facteurs de calibration déterminés *in situ* à partir de configurations où cette impulsion est connue [147] : recul du jet dans des événements γ +jet ou Z +jet (précision de l’impulsion des leptons ou photons), ou encore dans la production de paires de jets, très abondante.

4.4.3 Performances

La figure 4.6 présente l’incertitude associée à l’échelle d’énergie des jets en fonction de p_T ou η , dans les conditions (bruit d’empilement, algorithmes, calibration) de l’exploitation des données collectées en 2012 [148]. Elle est de l’ordre de 3 à 4% pour les jets les moins énergétiques ($20 < p_T < 50$ GeV), et descend jusqu’à 1% dans le domaine $0.2 < p_T < 1$ TeV. Elle est relativement uniforme dans la région de précision ($|\eta| < 2.0$), mais croît régulièrement pour finir doublée à la limite de l’acceptance du détecteur ($|\eta| > 4.0$), car les jets dans cette région sont calibrés par rapport aux jets centraux (et seule l’impulsion dans le plan transverse peut être utilisée).

La résolution en énergie des jets mesurée dans les données 2011 (voir figure 4.7 gauche), est de l’ordre de 25% à $p_T = 20$ GeV, 15% à 50 GeV, 10% à 100 GeV et tend vers 5% à plus haute énergie, en l’absence de correction du bruit d’empilement. Celui-ci a un impact significatif sur la résolution des jets de faible énergie [152] : lorsque le nombre moyen d’interactions $\langle \mu \rangle$ par croisement passe de 5 à 35, la résolution est dégradée de moitié, en l’absence de corrections. Une estimation basée sur le produit de l’aire du jet par la densité moyenne d’énergie dans le calorimètre due au bruit d’empilement [149, 153] permet de réduire de 40% l’accroissement de la résolution avec $\langle \mu \rangle$.

D’autre part, la présence de jets liée à une autre interaction proton-proton simultanée peut être problématique s’ils sont utilisés par erreur dans l’identification de l’événement principal.

FIGURE 4.7 – Gauche : résolution en énergie des jets, en fonction de leur impulsion transverse, mesurée dans les données 2011. Droite : facteur de rejet attendus (simulation) de différents algorithmes d’identification des jets b , en fonction de l’efficacité de sélection souhaitée. Sources [150] et [151].

Pour $\langle \mu \rangle = 30$, chaque événement contient en moyenne un tel jet vérifiant $p_T > 20$ GeV et $|\eta| < 2.1$. Une méthode permettant de réduire singulièrement ce taux rejette les jets ayant une fraction importante de traces associées provenant d’un autre vertex que le vertex principal. Elle n’est toutefois pas appliquée (car inutile) dans l’analyse décrite dans ce document, car les jets considérés ont une impulsion plus importante.

4.4.4 Identification de la saveur

L’identification des jets initiés par des quarks b revêt une importance particulière : ils sont produits dans la désintégration des quarks top, sont favorisés dans certains canaux de désintégration du fait de leur masse plus élevée que celle des autres quarks (par exemple $H \rightarrow b\bar{b}$), et dans le contexte d’une troisième génération de sfermions plus légère, peuvent apparaître plus souvent que les autres quarks dans les désintégrations de particules supersymétriques. À cause de leur masse, ils se désintègrent par interaction faible, et les hadrons les contenant ont donc des temps de vie relativement longs. Il est de l’ordre de 10 ps pour les mésons B , qui parcourent donc une distance de l’ordre du mm avant de se désintégrer. Cette signature caractéristique (vertex déplacé) peut être observée grâce à la précision du trajectographe. Différents algorithmes ont été mis au point [154] pour l’identification des jets b dans ATLAS :

- *IP3D* : cet algorithme est basé sur le paramètre d’impact transversal d_0 (distance entre vertex primaire et trace projetée dans le plan transverse aux faisceaux) et longitudinal z_0 (coordonnée z au point d’approche minimale). La première variable est signée, étant définie positive si l’extrapolation de la trace croise la direction du jet en aval du vertex primaire (cas typique de traces issues d’une désintégration retardée) et négative sinon. Les variables discriminantes employées par l’algorithme sont en fait les significances des ces paramètres d’impact, soit leurs valeurs divisées par les incertitudes correspondantes. L’ensemble des traces associées au jet satisfaisant certains critères de qualité est alors utilisé pour construire un rapport de fonctions de vraisemblances à partir des distributions bidimensionnelles $(d_0/\sigma_{d_0}, z_0/\sigma_{z_0})$ de référence données par la simulation pour des jets initiés par des quarks légers ou b .
- *SV1* : cet algorithme reconstruit le vertex secondaire associé à la désintégration du méson B . Pour cela, l’ensemble des traces associées au jet mais suffisamment éloignées du vertex primaire est considéré. Les traces sont alors appariées (toutes les combinaisons sont testées)

et rejetées si le vertex ainsi formé (lorsque cela s'avère possible) est compatible avec la désintégration d'un kaon ou d'un hyperon. Les traces restantes constituent le prototype d'un vertex secondaire, raffiné par une procédure itérative ôtant de la combinaison la trace la moins compatible jusqu'à ce que l'ajustement des traces en un vertex unique soit satisfaisant (χ^2). Le vertex secondaire reconstruit fournit des critères discriminants tels que la signification de la distance de vol (distance entre vertex primaire et secondaire pondérée par l'inverse de son incertitude et signée par rapport à la direction du jet), la masse invariante des traces associées au vertex, la somme de l'énergie pour les traces associées au vertex secondaire par rapport à la somme de toutes les traces du jet, le nombre de vertex à deux traces reconstruits, et la distance ΔR entre l'axe vertex primaire-secondaire et la direction du jet. L'algorithme d'identification est alors basé sur un rapport de fonctions de vraisemblance construit à partir de ces variables.

- *JetFitter* [155] : cet algorithme tente de reconstruire la topologie de la désintégration du méson B , qui implique la présence d'un méson D et sa désintégration retardée par rapport au vertex secondaire. Il n'est pas possible de reconstruire efficacement les différents vertex de la chaîne de désintégration, mais l'algorithme utilise un filtre de Kalman pour définir une direction de vol du méson B (tirant profit de l'alignement du vertex primaire et des vertex B et D) et combiner les traces en un ensemble de vertex compatibles avec cette hypothèse. Des variables similaires au cas précédent sont alors employées pour assurer la discrimination entre jets légers et jets b .

L'algorithme d'identification des jets b utilisé dans ce document (dénommé MV1 [151]) combine dans un réseau de neurones les résultats de ces trois algorithmes. La figure 4.7 (droite) illustre les performances attendues de ces algorithmes. Pour un point de fonctionnement standard caractérisé par une efficacité d'identification de 70% (inclusive, pour des événements $t\bar{t}$ simulés), le facteur de rejet des jets issus de quarks légers ou de gluons est ~ 140 , ~ 13 pour des leptons τ (désintégrations hadroniques), et ~ 5 pour des jets issus de quarks c . Pour une variation d'efficacité de $\pm 10\%$, le rejet des jets légers est modifié par un facteur 4 à 5. On peut remarquer par ailleurs le gain appréciable apporté par la combinaison des différents algorithmes, qui permet d'augmenter le facteur de rejet de 50 à 100% pour une efficacité inférieure à 80%.

Les efficacités d'identification dans les données ont été étudiées [151,156] dans des événements enrichis en jets b , et sont compatibles avec la simulation à moins de 10%.

4.5 Énergie transverse manquante

Les particules faiblement interactives et dotées d'une durée de vie longue (neutrinos, ou certaines particules hypothétiques apparaissant dans les extensions du Modèle Standard, telle le partenaire supersymétrique le plus léger) ne laissent pas de trace dans le détecteur. Leur présence peut toutefois être inférée sous forme d'une contribution manquante pour atteindre l'équilibre dans la somme vectorielle des impulsions transverses des objets observés. Seule la composante transverse peut être identifiée car le boost longitudinal de l'état initial n'est pas connu, les partons possédant des fractions variables de l'impulsion des protons.

Afin d'atteindre une précision optimale, le calcul de l'énergie manquante utilise des objets reconstruits et identifiés (et non des dépôts) ce qui permet de bénéficier de leur meilleure calibration [137,157]. Les termes intervenant dans la somme sont par conséquent :

$$\cancel{E}_T = \cancel{E}_T^{(\text{électrons})} + \cancel{E}_T^{(\text{photons})} + \cancel{E}_T^{(\text{taus})} + \cancel{E}_T^{(\text{jets})} + \cancel{E}_T^{(\text{amas})} + \cancel{E}_T^{(\text{muons})} \left(+ \cancel{E}_T^{(\text{muons calo})} \right) \quad (4.4)$$

Les jets considérés dans le terme $\cancel{E}_T^{(\text{jets})}$ vérifient $p_T > 20$ GeV, et sont séparés angulairement des électrons et taus. Le terme $\cancel{E}_T^{(\text{amas})}$ collecte les autres dépôts dans le calorimètre

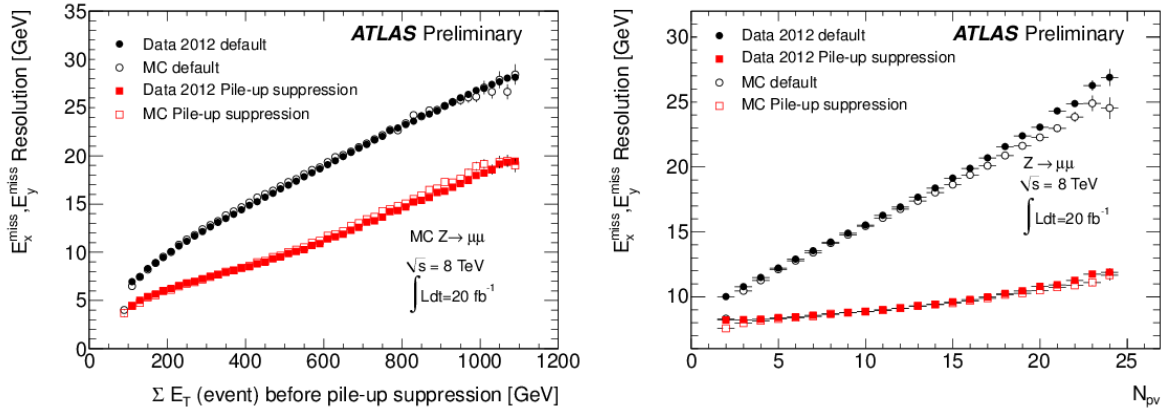


FIGURE 4.8 – Résolution sur l'énergie transverse manquante mesurée dans des événements $Z \rightarrow \mu\mu$ (données 2012), en fonction de l'énergie transverse totale (gauche) ou du nombre moyen de vertex reconstruits (droite). Les courbes rouges correspondent à une reconstruction incluant une correction du bruit d'empilement (jets, amas topologiques), contrairement aux courbes noires pour lesquelles cette correction n'est pas appliquée. Source [158].

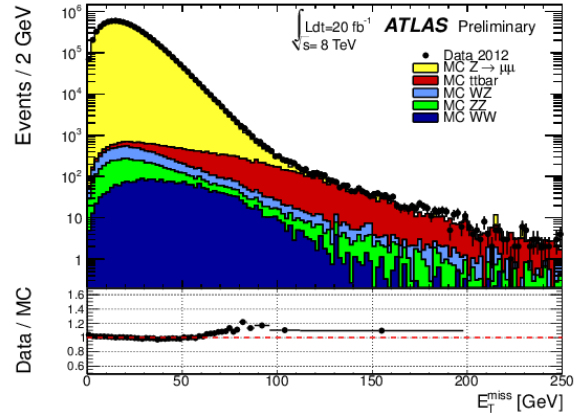


FIGURE 4.9 – Gauche : décomposition par source de l'incertitude totale sur la magnitude de l'énergie transverse manquante dans des événements $W \rightarrow e\nu$ simulés, avec la configuration utilisée pour les données 2011. Droite : distribution de l'énergie transverse manquante dans des événements $Z \rightarrow \mu\mu$ (données 2012), et composition de l'échantillon prédite par la simulation, en bon accord avec les observations. Sources [157] et [158].

(particules d'énergie plus faible). Il est formé par les amas topologiques non utilisés par les objets précédents, avec la calibration hadronique. Afin d'augmenter la précision, une association entre amas et traces est réalisée ; l'impulsion des traces est alors utilisée à la place de l'énergie de l'amas, lorsque la résolution est meilleure (typiquement à basse énergie). Le terme $\cancel{E}_T^{(\text{muons calo})}$ correspond à une estimation de l'énergie perdue par les muons dans le calorimètre ; celle-ci est généralement déjà prise en compte dans le calcul de l'impulsion des muons, aussi ce terme est présent seulement lorsque ce n'est pas le cas (muons non isolés, utilisation uniquement de l'information du spectromètre à muons).

4.5.1 Performances

La figure 4.8 présente la résolution sur l'énergie transverse manquante [158], étudiée dans des événements $Z \rightarrow \mu\mu$ qui n'en possèdent pas de source intrinsèque. Cette résolution peut être paramétrée par l'énergie transverse totale associée à l'événement (somme scalaire pour toutes les particules reconstruites) selon $\sigma = k\sqrt{\sum E_T}$. La forme de cette expression provient essentiellement du terme stochastique de la résolution des calorimètres. Comme on peut le voir sur la figure, k est de l'ordre de 70%, en l'absence de correction pour le bruit d'empilement. Les leptons ayant une résolution en énergie plutôt bonne, les principales contributions proviennent des jets (à haut $\sum E_T$) et du terme collectant l'énergie hors des objets reconstruits (bas $\sum E_T$). Cette hiérarchie se retrouve dans la décomposition par source des incertitudes liées à l'échelle de l'énergie transverse manquante (figure 4.9 gauche). L'incertitude totale est de l'ordre de 2% pour une énergie transverse totale de 100 GeV, et de 10% à 800 GeV. À haute énergie, cette incertitude est donc nettement plus importante que la résolution. La figure 4.9 (droite) illustre la composition de l'échantillon utilisé pour les mesures. Outre un bon accord entre données et simulation, on peut noter que la queue haute de la distribution suit une forme gaussienne relativement fidèlement, jusqu'au point où d'autres contributions prennent de l'importance.

Comme on peut le constater sur la figure 4.8 (droite), la dépendance au bruit d'empilement est très importante, la résolution étant dégradée d'un facteur 2 lorsque le nombre de vertex reconstruits dans l'événement passe de 2 à 15. Pour atténuer ce problème, la procédure de comptabilisation de l'énergie des objets utilisée dans la reconstruction a été modifiée : pour les termes les plus sensibles au bruit (jets, amas), les objets sont inclus avec un poids correspondant à la fraction des traces qui, parmi celles associées à cet objet, proviennent du vertex principal de l'événement. L'application de cette procédure résulte en une réduction très importante de la dépendance au bruit (courbe rouge sur la figure). La résolution de l'énergie transverse manquante dans les données 2012 est alors caractérisée par un facteur $k \sim 50\%$ (figure 4.8 gauche).

Conclusion

Des méthodes complexes ont été développées pour permettre la reconstruction et l'identification des objets nécessaires aux analyses avec la précision voulue, malgré le défi posé par les conditions d'exploitation (bruit d'empilement, bruit de fond hadronique important). Une étape nécessaire à la mise en œuvre de ces objets est le contrôle des performances dans le détecteur en fonctionnement, autrement dit la vérification de la compatibilité entre le comportement observé dans les données et les prédictions de la simulation. Le chapitre suivant détaille ce travail dans le cadre des performances de reconstruction et d'identification des électrons.

Chapitre 5

Mesures in situ des efficacités de reconstruction et d'identification des électrons

L'importance capitale des leptons dans l'environnement hadronique intense accompagnant les collisions proton-proton a déjà été soulignée dans les parties introductives. Ils sont la signature observable de processus électro-faibles dont la plupart présentent un intérêt certain, qu'ils soient associés à la recherche de nouvelle particules, ou bien à des mesures de précision dans le cadre du Modèle Standard. Deux aspects peuvent être distingués dans le domaine de la reconstruction et de l'identification des leptons. Il est d'abord souvent souhaitable de disposer d'une efficacité de sélection élevée. Cela concerne principalement les recherches de signes de nouvelle physique, où le nombre d'événements de signal attendu est faible. L'exemple le plus approprié, bien qu'entrant dans le cadre du Modèle Standard, est bien évidemment la recherche du boson de Higgs [5] ; plusieurs canaux de désintégration engendrent des leptons, notamment $H \rightarrow W^+W^- \rightarrow \ell + \ell^- \nu \bar{\nu}$ [159] ou encore $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\ell$ [160]. Dans ce dernier cas, l'état final est caractérisé par un niveau de bruit de fond et un rapport d'embranchement très faibles : le bénéfice procuré par une efficacité de reconstruction élevée est par conséquent primordial. Dans le cas du canal WW par contre, il est important de bénéficier d'un grand facteur de rejet. Le meilleur compromis entre efficacité élevée et facteur de rejet est ainsi propre à chaque type de recherche, ce qui motive la définition de plusieurs critères d'identification caractérisés par leurs différents points de fonctionnement.

Un autre aspect est la connaissance précise de ces efficacités. Dans la plupart des recherches mentionnées précédemment, cet aspect n'est pas primordial, car d'autres sources d'incertitude dominant les mesures (par exemple échelle d'énergie des jets, incertitudes sur la section efficace et la modélisation du signal ou des bruits de fond dans des régions mal connues de l'espace des phases). Au contraire, de nombreuses analyses requièrent, plus qu'une acceptation élevée, une très bonne connaissance de la valeur de l'efficacité de reconstruction et d'identification des leptons. Il s'agit notamment de mesures de précision dans le domaine électrofaible, comme la mesure de section efficace de la production de bosons W ou Z [161, 163, 168], éventuellement associée à un photon [162] ou des jets [164, 169], ou également de la production associée de deux bosons massifs [165–167, 170, 171]. Dans toutes ces analyses, l'incertitude sur l'efficacité associée à la reconstruction et l'identification des leptons, en particulier des électrons, est une source importante d'incertitude systématique (voir la table 5.1). Une autre motivation à la mise en œuvre de mesures précises des performances de reconstruction et d'identification des leptons est que celles-ci permettent de jauger la compréhension et le bon fonctionnement des détecteurs constituant l'expérience ATLAS. En effet, les différents algorithmes de reconstruction, ainsi que l'ensemble des variables discriminantes utilisées pour l'identification, sont directement liés au

Section efficace	Luminosité intégrée	Stat \oplus syst \oplus lumi	Reco.	ID.	Autres sources majeures
$W \rightarrow e\nu$ [161] $Z/\gamma^* \rightarrow ee$ [161]	35 pb ⁻¹	0.3 \oplus 2.3 \oplus 3.4% 0.9 \oplus 3.3 \oplus 3.4%	0.8% 1.6%	0.9% 1.8%	Extrapol. accept. 1.5 – 2%
$W\gamma$ [162] $Z\gamma$ [162]	4.6 fb ⁻¹	1.8 \oplus 7.1 \oplus 3.9% 2.3 \oplus 7.6 \oplus 3.9%	1.5% 2.9%		Identification photons 6%
$Z^*/\gamma^* > m_Z$ [163] Z +jets [164]	4.9 fb ⁻¹ 4.6 fb ⁻¹	1.1 \oplus 4.2 \oplus 1.8% 0.1 \oplus 7.9 \oplus 1.8%	1.6% 2.8%	2.3%	Calibration électrons 2% Calibration jets 7.4%
$WW \rightarrow e\mu\nu\bar{\nu}$ [165] $WW \rightarrow ee\nu\bar{\nu}$ [165]	1.02 fb ⁻¹	8.7 \oplus 6.2 \oplus 3.9% 20.3 \oplus 7.2 \oplus 3.9%	2.3% 4.1%		Veto présence jets 5%
$WW \rightarrow e\mu\nu\bar{\nu}$ [166] $WW \rightarrow ee\nu\bar{\nu}$ [166]	4.6 fb ⁻¹	4.7 \oplus 3.2 \oplus 3.9% 12.1 \oplus 4.2 \oplus 3.9%	1.4% 2.9%		Veto présence jets 2.8%
$WZ \rightarrow \mu\mu e\nu$ [167] $WZ \rightarrow ee\mu\nu$ [167] $WZ \rightarrow eee\nu$ [167]	4.6 fb ⁻¹	13.2 \oplus 2.3 \oplus 1.8% 12.5 \oplus 3.4 \oplus 1.8% 15.5 \oplus 4.8 \oplus 1.8%	0.8% 1.7% 2.5%	1.2% 2.3% 3.5%	Distribution partons 1.2%

TABLE 5.1 – Contribution de l’efficacité de reconstruction et d’identification des électrons aux incertitudes sur les mesures de sections efficaces de plusieurs processus électro-faibles.

comportement des leptons dans le détecteur et leur interaction avec ses différents constituants.

Ce chapitre est dédié à la description de la mesure des performances de reconstruction et d’identification des électrons, à l’aide de données issues de collisions proton-proton à une énergie dans le centre de masse nominale de $\sqrt{s} = 7$ TeV, enregistrées par l’expérience ATLAS au cours de l’année 2011. Les résultats obtenus avec l’ensemble des données 2010, ayant servi de point de départ pour l’amélioration de la méthodologie, sont présentés au préalable. Ces travaux ont été réalisés dans le cadre du sous-groupe de travail dédié aux mesures d’efficacités, au sein du groupe d’étude des performances des électrons et photons dans l’expérience ATLAS. Ils correspondent notamment aux résultats présentés dans la documentation interne associée aux données de l’année 2011 [172], dont les résultats synthétisés seront publiés dans [173], ainsi que les résultats définitifs pour l’année 2010 publiés dans [128]. Toutefois, la méthode développée dans ce but est toujours employée pour les analyses de données plus récentes.

5.1 Présentation générale

5.1.1 Méthode *tag-and-probe* dans le canal $Z^0 \rightarrow e^+e^-$

La mesure *in-situ* des efficacités de reconstruction et d’identification des électrons est basée principalement sur les données. Elle nécessite donc la sélection d’un ensemble d’événements contenant des électrons, et cette sélection ne doit pas être biaisée par les critères dont on veut mesurer l’efficacité, ni même par d’autres critères partiellement corrélés (comme un autre algorithme d’identification des leptons). De telles conditions peuvent être satisfaites, par exemple par l’utilisation de méthodologies connues sous la dénomination générale de *tag and probe* (littéralement ”marque et teste”). Le principe commun à ces méthodes est une sélection basée sur la topologie de l’état final du processus source d’électrons ; ces topologies font généralement intervenir d’autres objets que l’électron dont on veut se servir pour la mesure, et des coupures contraignantes sont appliquées sur ces objets annexes dans le but d’éliminer le bruit de fond, et de conserver uniquement des événements du type souhaité. Ceci permet d’obtenir un lot raisonnablement pur d’électrons dans les données, tout en respectant le critère d’absence de biais dans la sélection.

Dans le cadre du Modèle Standard, il existe un certain nombre de tels processus, incluant des électrons dans l’état final. Le processus généralement le plus employé fait intervenir la

désintégration du boson Z^0 en une paire de leptons de charges opposées. Il offre l'avantage d'avoir une section efficace importante (environ 17000 candidats électrons (avec $15 < p_T < 50$ GeV) produits en 2010, près de 3 millions en 2011), et une topologie particulière – une paire de leptons – permettant une sélection à haute efficacité par le système d'acquisition. Les coupures permettant de discriminer ce signal du bruit de fond correspondant portent sur la qualité de l'identification de l'électron auxiliaire non-utilisé pour la mesure (appelé *tag*), ainsi que la masse invariante de la paire électron-positron, qui doit être proche de la masse du Z^0 . Une description plus détaillée de la sélection employée est donnée plus loin.

L'utilisation d'une sélection *tag and probe* permet donc l'obtention dans les données et de manière non-biaisée, d'un lot d'électrons. La principale difficulté de la méthode est l'évaluation et la soustraction du bruit de fond résiduel. La description d'une méthode développée dans ce but, et dans le cadre de cette thèse, fait l'objet des sections 5.3 et 5.4. D'autres méthodes utilisées en complément, ou pour des mesure plus anciennes, sont par ailleurs décrites plus succinctement à la section 5.6.1.

5.1.2 Autres canaux de mesure utilisés par ATLAS

Le groupe de travail *egamma* de l'expérience ATLAS n'a cependant pas basé uniquement les mesures d'efficacités sur le canal $Z^0 \rightarrow e^+e^-$, mais a également utilisé d'autres processus ; ceci afin de réduire les incertitudes par la combinaison de différents canaux indépendants, ainsi que contrôler la validité des résultats (accord des différents canaux), et enfin étendre le domaine en énergie sur lequel la mesure peut-être effectuée : en particulier, l'atteinte de domaines à basse énergie ($p_T < 15$ GeV) dont la mesure avec des électrons de Z^0 est difficile (peu d'événements, bruit de fond important). Une source abondante d'électrons est fournie par la désintégration du boson W en $W^\pm \rightarrow e^\pm\nu$. Dans ce cas, les critères de sélection portent sur la présence d'un neutrino dans l'état final : énergie transverse manquante significative, masse transverse dans un certain domaine, et séparation angulaire entre énergie manquante et jets pour pallier à la fausse énergie manquante résultant de la mauvaise mesure de l'énergie d'un jet. L'avantage de ce canal est sa section efficace importante, environ un ordre de grandeur supérieure à celle du Z^0 . Cependant, les contraintes sur le système d'acquisition en rendent son exploitation plus complexe. Dans la première phase d'exploitation du LHC où la luminosité était limitée (années 2010-2011), ces contraintes étaient suffisamment basses pour rendre la mesure parfaitement exploitable. De fait, les mesures du canal $W \rightarrow e\nu$ ont été utilisées conjointement à celles procurées par le Z^0 au cours de cette période. À plus basse énergie (impulsion transverse entre 5 et 15 GeV), d'autres canaux ont également été exploités : il s'agit des désintégrations dileptoniques de certaines résonances (quarkonia), comme le J/ψ , qui engendre tous deux une paire électron-positron dans l'état final. La mesure est pour ces canaux rendue difficile par de nombreuses contraintes : acquisition des événements très limitée par la bande passante disponible, bruit de fond difficile à modéliser, production de ces mésons soit de manière isolée, soit comme produit de désintégration en vol de hadrons plus lourds... Toutefois, des mesures d'efficacité avec une incertitude raisonnable sont possibles malgré ces problèmes.

5.1.3 Définition et factorisation des mesures

L'objectif de ce travail est la mesure des efficacités de reconstruction et d'identification des électrons. Les algorithmes assurant ces différentes tâches sont décrits de manière détaillée à la section 4.1. La mesure des efficacités correspondantes requiert la manipulation de candidats électrons à différentes étapes de leur reconstruction puis de leur identification. Le niveau primitif, dénominateur de toutes les mesures, correspond à la présence d'un amas d'énergie dans le calorimètre électromagnétique. Il est supposé que l'efficacité de reconstruction d'un tel amas, pour des électrons dans la gamme d'énergie considérée ($p_T > 15$ GeV), est de 100%. Une première

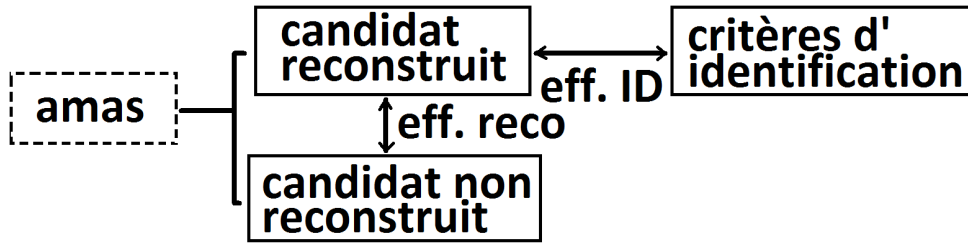


FIGURE 5.1 – Organisation des mesures : factorisation des efficacités de reconstruction et d’identification.

étape de la mesure est donc le passage de ces amas à des candidats électrons reconstruits. Ce faisant, l’efficacité de deux processus distincts entre en jeu :

- la reconstruction d’une trace à partir des signaux laissés par les particules dans les modules des différentes couches du détecteur interne ;
- la qualité de son association avec un amas électromagnétique, de par son extrapolation au calorimètre tenant compte du champ magnétique.

Une autre étape est l’application à ces candidats électrons reconstruits, des diverses coupures sur les variables discriminantes définies à la section 4.1.3, dans le but de rejeter les candidats ne correspondant pas à de vrais électrons isolés.

Il paraîtrait naturel d’effectuer toutes les mesures d’efficacité par rapport à ce dénominateur constitué d’amas calorimétriques. En effet, factoriser une mesure en deux parties successives – par exemple, reconstruction puis identification – ne pourrait résulter qu’en une augmentation des incertitudes associée à la mesure totale, à moins d’être en mesure de contrôler les corrélations entre les deux parties d’une manière parfaite. Ceci serait vrai si un seul type de mesure était effectué. Or, comme il a été expliqué précédemment, plusieurs canaux sont utilisés pour les mesures. Il se trouve que les mesures effectuées à l’aide du canal $W \rightarrow e\nu$ nécessitent l’utilisation d’électrons reconstruits comme dénominateur. La raison principale est que ce canal est sensible à un certain type de bruit de fond provenant de l’interaction de l’entourage des faisceaux de protons avec le détecteur, qu’il est possible de supprimer par l’application de critères de qualité de la trace de l’électron. Le canal $Z \rightarrow e^+e^-$ par contre, est totalement insensible à ce type de bruit de fond. De plus, la corrélation significative d’une variable discriminante utilisée pour l’estimation du bruit de fond dans le canal $W \rightarrow e\nu$ avec une des variables mises en œuvre pour l’identification¹, nécessite l’ajout de cette dernière comme une des contraintes de sélection des électrons intervenant au dénominateur de la mesure.

Deux solutions sont alors possibles : ne pas faire intervenir la mesure issue du canal $W \rightarrow e\nu$ et utiliser une efficacité mesurée en une seule opération par le canal $Z \rightarrow e^+e^-$; ou bien, factoriser la mesure en une partie constituée de l’efficacité de reconstruction (adjointe aux quelques contraintes issues du W listées précédemment), et une autre partie provenant de la combinaison des efficacités d’identification mesurées dans les deux canaux W et Z . C’est cette deuxième approche (figure 5.1) qui a été retenue en 2010 et 2011 par la collaboration ATLAS, pour plusieurs raisons :

- Les processus intervenant dans la reconstruction sont généralement bien modélisés dans la simulation. Aussi, il est plus facile d’extrapoler certains résultats, notamment en négligeant ou réduisant la dépendance de ces efficacités à certaines variables cinématiques (η, p_T) : par exemple, par l’utilisation d’intervalles en η plus larges pour les mesures, ou bien l’extrapolation à basse énergie du bon accord trouvé à plus haute énergie. Ceci permet une réduction des incertitudes de mesure (par exemple, statistiques).

1. Corrélation entre l’isolation calorimétrique et la fuite dans le calorimètre hadronique ; se référer à la section 5.6.2 pour plus de détails

- Au contraire, certaines des variables discriminantes utilisées pour l'identification sont notamment plus difficiles à modéliser, et des différences significatives entre données et simulations ont été observées. Il est ainsi crucial d'avoir des mesures d'efficacité précises, incluant une granularité fine dans la partition en η utilisée pour la mesure, car l'extrapolation mentionnée précédemment est rendue moins justifiée par les différences observées, et surtout par leur caractère non-uniforme.
- Dans la première phase d'exploitation du LHC, les incertitudes statistiques étaient une des principales sources d'imprécision. Dans ce contexte, le nombre nettement plus important d'événements disponibles dans le canal W par rapport au canal Z , rendait donc celui-ci indispensable, d'autant que les contraintes de sélection étaient moins restrictives, dû à une luminosité plus faible.

On peut ajouter que, pour les analyses se basant sur les données collectées en 2012, les difficultés techniques accrues liées à la mise en œuvre des mesures *tag and probe* dans le canal W ont résulté en une moins grande facilité à produire des mises à jour dans des délais courts ; ainsi, dans certains cas où cela s'est avéré nécessaire, seules les mesures issues du canal Z ont été utilisées. Néanmoins, la factorisation des efficacités de reconstruction et identification a été conservée, car la nécessité de mesures plus fines pour l'identification que pour la reconstruction est un argument toujours valide ; de plus, une des méthodes d'estimation du bruit de fond dans le canal Z utilisant l'isolation comme variable discriminante, très similaire à celle utilisée pour le W , souffre des mêmes problèmes de corrélation entre identification et isolation, et requiert par conséquent l'inclusion de la variable concernée dans la définition des candidats intervenant au dénominateur de la mesure, tout comme dans le cas du W .

5.2 Résultats avec l'ensemble des données 2010

L'ensemble des données collectées par l'expérience ATLAS au cours de l'année 2010, caractérisé par un faible bruit d'empilement et des critères de déclenchement peu sévères pour l'acquisition des événements, a été utilisé entre autre pour la réalisation d'un certain nombre de mesures entrant dans le cadre du Modèle Standard, comme les sections efficaces de divers processus électro-faibles. Les efficacités de reconstruction et d'identification des électrons, nécessaires à ces mesures, ont été obtenues dans cet échantillon de données [128]. Les dépendances à la pseudorapidité et à l'impulsion des candidats ont été examinées séparément, par manque de statistique.

Dans le cas des mesures utilisant le canal $Z \rightarrow ee$, deux méthodes d'estimation du bruit de fond ont été considérées. Pour l'étude de la dépendance des critères d'identification à la rapidité, le bruit de fond est extrapolé depuis les régions latérales à la région de mesure, dans la distribution de masse invariante des paires de même charge. Pour les mesures en fonction de l'impulsion, ainsi que les mesures d'efficacité de reconstruction, un ajustement combiné des données avec des modèles pour le signal et le bruit de fond a été employé. Ces deux méthodes sont présentées avec plus de détails à la fin de ce chapitre.

Les figures 5.2 et 5.3 présentent les efficacités de reconstruction et d'identification (pour le critère *medium*) mesurées dans l'ensemble des données 2010. Bien que les incertitudes statistiques soient non négligeables (de 1 à 2% dans les différents intervalles de pseudorapidité), on peut constater que les incertitudes systématiques constituent la source d'incertitude majoritaire. Cette observation est confirmée par la table 5.2, qui liste les différents types d'incertitudes affectant les mesures. Plus de détails sont donnés à la section 5.6.1 quant à l'origine de ces incertitudes importantes ; il s'agit essentiellement de biais des méthodes dûs à des approximations trop grossières : propriétés du bruit de fond, convergence difficile des procédures d'ajustement, en particulier en présence de statistique faible.

Ainsi, le passage au lot de données 2011, d'une taille cent fois plus importante, ne résulterait

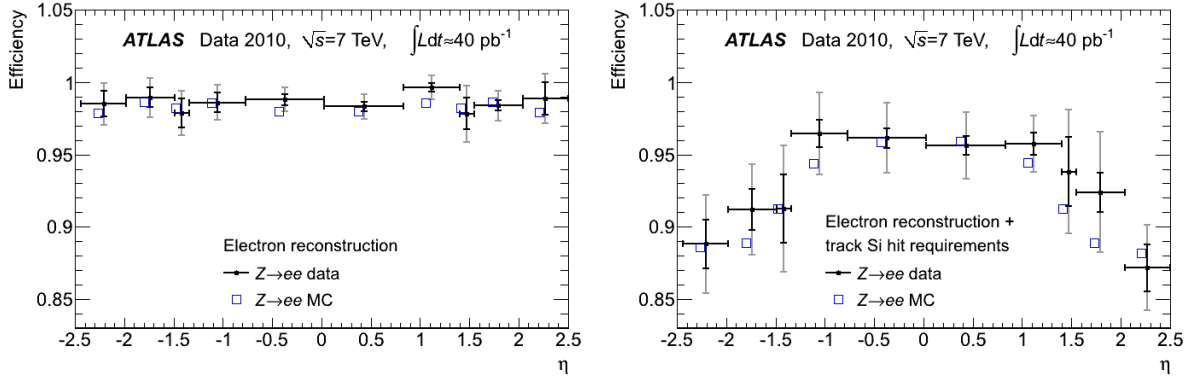


FIGURE 5.2 – Efficacités de reconstruction des électrons dans les données 2010, incluant ou non les critères de qualité de la trace, mesurées dans l'échantillon $Z \rightarrow ee$, en fonction de η . Les incertitudes représentées incluent la contribution statistique seule, et l'incertitude totale. Source [128].

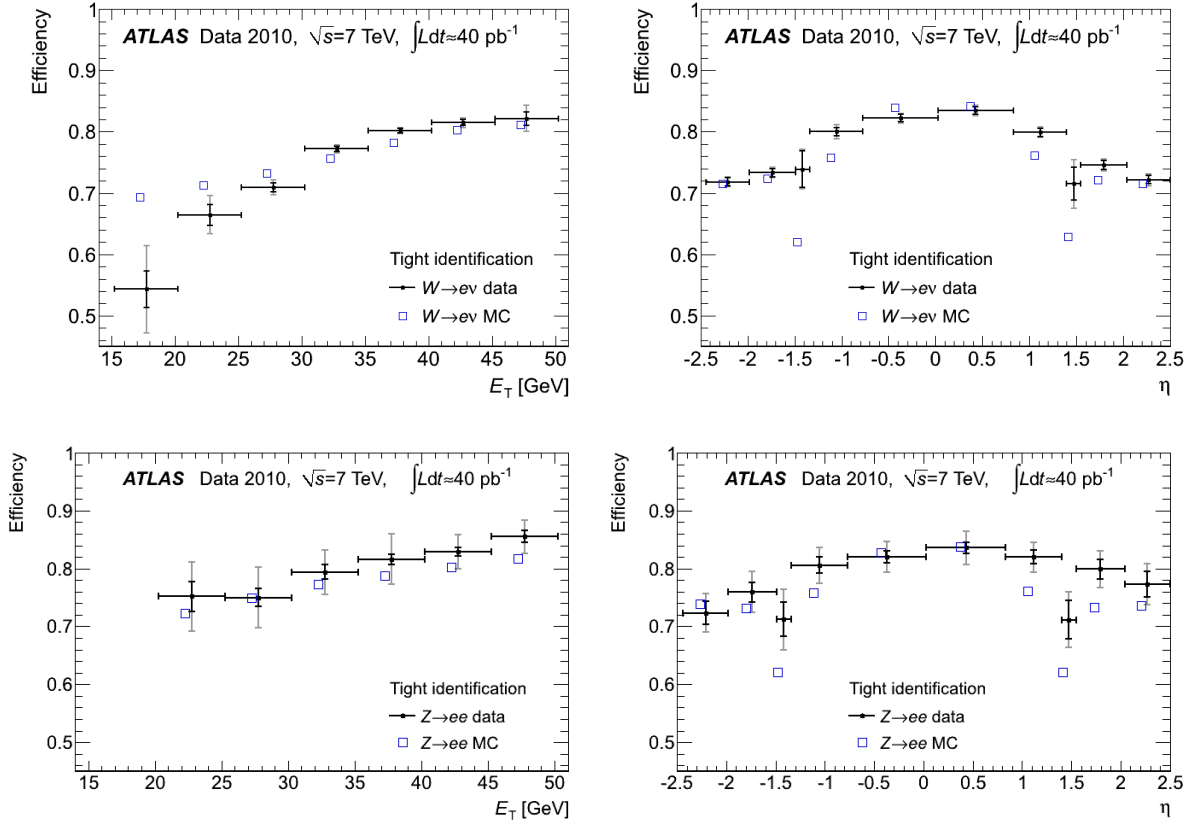


FIGURE 5.3 – Efficacités du critère d'identification *tight* des électrons dans les données 2010, mesurées dans les échantillons $W \rightarrow e\nu$ (haut) et $Z \rightarrow ee$ (bas), en fonction de p_T ou η . Les incertitudes représentées incluent la contribution statistique seule, et l'incertitude totale. Source [128].

qu'en une amélioration marginale de la précision des mesures, malgré une baisse des incertitudes statistiques d'un facteur 10. Un travail conséquent est donc nécessaire pour parvenir à une réduction des incertitudes systématiques à la hauteur de l'avantage fourni par l'accroissement

p_T (GeV)	$W \rightarrow e\nu$			$Z \rightarrow ee$	
	15 – 20	20 – 25	35 – 40	20 – 25	40 – 45
Statistique	3.0%	1.7	0.3	3.5	0.9
Variation du niveau de bruit de fond	1.2%	1.3%	0.3%	4.4%	0.9%
Variable discriminante (définition, forme, régions)	4.8%	1.9%	0.3%	3.3%	1.5%
Biais sur la mesure	3.7%	0.6%	0.1%	1.7%	1.8%
Total	7.1%	3.1%	0.5%	8.0%	3.6%

TABLE 5.2 – Répartition des sources d’incertitudes affectant les mesures de l’efficacité du critère d’identification *tight* avec l’ensemble des données 2010. Source de la table [128].

de l’ensemble des données disponibles pour les mesures.

On peut constater sur la figure 5.3 que les mesures fournies par le canal $W \rightarrow e\nu$ sont bien meilleures, à la fois grâce à un nombre d’événements plus élevé, ainsi qu’un meilleur contrôle du bruit de fond (son niveau est en fait plus bas, à cause d’une coupure sur l’isolation des candidats), ayant pour résultat des incertitudes systématiques plus petites. Ce canal constituait donc en 2010 la source principale des mesures d’efficacité, les mesures du canal $Z \rightarrow ee$ apportant une vérification indépendante des résultats. Cependant, comme expliqué dans l’introduction, l’augmentation de la luminosité en 2011 a impliqué l’apparition de contraintes fortes sur le système d’acquisition des événements, qui ont réduit l’acceptance du canal $W \rightarrow e\nu$ bien plus que le canal $Z \rightarrow ee$. L’importance des mesures issues du canal Z est donc accrue significativement dans l’exploitation du LHC ultérieure à l’année 2010. Ceci motive donc l’amélioration significative de la méthodologie, et les sections suivantes présentent en détail ce travail. Il est à noter par ailleurs que les critères d’identification ont évolué significativement entre les données 2010 et 2011. Outre une réoptimisation rendue possible par un alignement et une simulation du détecteur améliorés, une des contraintes principales a été la réduction du taux d’acquisition du *trigger* basé sur un seul électron, devenant trop élevé avec l’accroissement de la luminosité. Le facteur de rejet du bruit de fond du critère *medium* (devenu *medium++*) a ainsi été augmenté, au prix d’une légère baisse d’efficacité.

5.3 Mise en œuvre et estimation du bruit de fond

Cette section détaille en premier lieu les critères de sélection appliqués à l’ensemble des données collectées en 2011 pour en isoler un lot non-biaisé d’électrons. Malgré le fait que cette sélection *tag-and-probe* permette d’obtenir un ensemble d’événements enrichi en électrons, il subsiste tout-de-même une partie de bruit de fond qui peut être importante, surtout à basse énergie. Il est donc crucial de pouvoir estimer ce bruit de fond avec une grande précision, tâche ardue car il est constitué majoritairement de hadrons falsifiant la signature d’un électron dans le détecteur. L’essentiel de cette section est donc dédié à la description de la méthode employée pour cette estimation.

5.3.1 Sélection des événements

La sélection des événements a pour but de réduire le bruit de fond autant que possible, tout en évitant de biaiser le lepton utilisé pour la mesure. Ces coupures incluent donc :

- Un électron bien identifié (*tag*) :
 - dans la zone de précision du détecteur (en particulier le trajectographe) : $p_T > 20$ GeV, $|\eta| < 2.47$ hormis la région $1.37 < |\eta| < 1.52$ moins bien instrumentée.

p_T (GeV)	10-15	15-20	20-25	25-30	30-35	35-40	40-45	45-50	50-60	60-70
Candidats ($\times 10^3$)	311	268	294	359	459	592	663	398	228	71
	70-80	80-100	100-120	120-140	140-170	170-200	200-250	250-300	> 300	
	31	22	6.4	2.6	1.6	0.74	0.41	0.16	0.10	

TABLE 5.3 – Nombre de candidats électrons *probe* dans les données 2011 passant la sélection, en fonction de leur impulsion transverse p_T . Le bruit de fond n'est pas soustrait ici.

- passant le critère d'identification renforcée *tight++*
- ayant déclenché l'acquisition de l'événement par un *trigger* requérant la présence d'un électron identifié et avec une énergie $p_T > 20$ GeV.²
- Un amas de cellules reconstruit dans le calorimètre électromagnétique (*probe*) :
 - dans la zone de précision du détecteur, $|\eta| < 2.47$. Des mesures spécifiques ont été réalisées pour les électrons reconstruits dans la région $2.47 < |\eta| < 4.9$, mais cela n'entre pas dans le cadre de ce document.
 - séparé par $\Delta R > 0.4$ de tout jet satisfaisant $p_T > 20$ GeV, cette coupure étant utilisée par la plupart des analyses et pouvant potentiellement modifier la distribution de certaines variables discriminantes, donc l'efficacité d'identification.
- Une masse invariante de la paire *tag-probe* compatible avec la masse du boson Z^0 (91.19 GeV) ; par défaut, l'intervalle $80 < m_{ee} < 100$ GeV est utilisé.
- Des charges électriques opposées pour le *tag* et le *probe*. Ce critère n'est pas appliqué pour la mesure des efficacités de reconstruction, car la charge d'un amas calorimétrique n'est pas connue.
- Pour les mesures sur la simulation seulement, l'assurance que le candidat *probe* est bien un électron, provenant soit directement d'un boson Z^0 , soit de la gerbe électromagnétique produite par l'électron issu du boson Z^0 , ou encore de la conversion d'un photon émis par l'électron original (rayonnement de freinage, ou radiation de l'état final).

Les deux candidats électrons sont tour à tour considérés comme *tag* sous réserve de satisfaction des critères associés. Dans le format de données utilisé pour cette analyse, les amas de cellules ne sont pas accessibles directement, car non inclus afin de réduire la taille des fichiers. Cependant, les amas reconstruits sont classifiés soit comme électron soit comme photon, si une trace a respectivement pu ou non être associée à l'amas (voir section 4.1.1). Ainsi, l'ensemble des amas peut être obtenu par la fusion des collections contenant l'ensemble des électrons et des photons reconstruits. Seuls les photons distants ($\Delta R > 0.15$) de tout candidat électron sont conservés, car certains candidats peuvent appartenir aux deux collections (photons convertis, par exemple).

Avec l'ensemble des données collectées en 2011 (4.7 fb^{-1}), la sélection détaillée ci-dessus permet d'obtenir un échantillon d'électrons conséquent, près de trois millions de candidats (voir la table 5.3), permettant des mesures précises, même pour une granularité fine en η et p_T .

L'efficacité du critère ciblé peut alors être évaluée par l'expression générale suivante :

$$\varepsilon = \frac{N_{pass}^{signal}}{N_{pass}^{signal} + N_{fail}^{signal}} = \frac{N_P^e - B_P^e}{(N_P^e - B_P^e) + (N_F^e - B_F^e) + (N^\gamma - B^\gamma)} \quad (5.1)$$

où N_P^e, N_F^e représentent respectivement le nombre observé de candidats *probe* reconstruits comme électrons et passant/échouant le critère additionnel testé, B_P^e, B_F^e l'estimation du bruit de fond correspondant à ces termes, et N^γ, B^γ respectivement le nombre de *probe* non reconstruits comme électron et l'estimation du bruit de fond associée.

2. Trois différents seuils de déclenchement ont été successivement utilisés au cours de l'année 2011 : *e20_medium*, *e22_medium*, *e22vh_medium1*.

p_T (GeV)	10-15	15-20	20-25	25-30	30-35	35-40	40-45	45-50	50-60	60-70
Non-reconstruits	10.1%	6.8%	4.8%	3.5%	2.6%	2.0%	1.6%	1.3%	1.4%	1.5%
	70-80	80-100	100-120	120-140	140-170	170-200	200-250	250-300	> 300	
	1.4%	1.3%	0.9%	0.8%	0.4%	0.7%	0.7%	0	0	

TABLE 5.4 – Fraction (en %) des candidats *probe* non reconstruits comme électrons, en fonction de leur impulsion transverse p_T . Le bruit de fond n'est pas soustrait ici.

p_T (GeV)	10-15	15-20	20-25	25-30	30-35	35-40	40-45	45-50	50-60	60-70
Bruit de fond	95%	78%	50%	29%	15%	7.8%	4.5%	4.7%	8.8%	12%
	70-80	80-100	100-120	120-140	140-170	170-200	200-250	250-300	> 300	
	13%	13%	15%	15%	11%	10%	10%	6.2%	5.9%	

TABLE 5.5 – Fraction de bruit de fond pour des candidats *probe* après reconstruction, en fonction de leur impulsion transverse p_T , estimée grossièrement à partir du nombre de paires de même charge électrique.

La proportion d'événements avec un candidat *probe* non reconstruit comme un électron est indiquée dans la table 5.4 pour quelques intervalles en p_T différents, ces valeurs incluant le bruit de fond. Cette proportion diminue avec p_T , variant de 10% ($p_T < 25$ GeV) à moins de 1% ($p_T > 100$ GeV).

5.3.2 Analyse qualitative du bruit de fond

La table 5.5 présente une estimation de la proportion de bruit de fond dans différents intervalles d'impulsion transverse, pour les événements passant la sélection *tag-and-probe*, avec des candidats *probe* passant la reconstruction. L'impact du bruit de fond sur la précision de la mesure est en effet maximal pour ce niveau de sélection. Cette estimation est obtenue en considérant comme bruit de fond l'ensemble des paires *tag-probe* de même charge électrique, pondéré par un facteur 2 pour tenir compte de l'absence de coupure sur la charge des candidats dans la sélection principale. Cette estimation est assez grossière car elle s'appuie notamment sur l'hypothèse que les processus contribuant au bruit de fond génèrent des paires *tag-probe* de charges identiques ou opposées avec une égale probabilité, ce qui se vérifie seulement dans une certaine mesure ($\sim 20\%$). De plus, elle néglige la contamination en événements $Z \rightarrow e^+e^-$ de la distribution avec paires de même charge, qui n'est pas nulle à cause des possibles incertitudes lors de la reconstruction de la charge d'un électron³. Ceci a pour conséquence une surestimation du bruit de fond à haute énergie. Bien entendu, la méthode utilisée pour la soustraction du bruit de fond lors de la mesure effective est plus précise, et est détaillée dans les sections suivantes ; néanmoins, l'approximation mise en œuvre pour cette table est suffisante pour donner une idée de l'importance (ou non) du bruit de fond dans la sélection.

A haute énergie ($p_T \sim 40$ GeV, valeur typique pour des électrons provenant de bosons W ou Z^0), le bruit de fond est faible, de l'ordre de quelques %. À plus basse énergie en revanche, le bruit de fond est bien plus important, pouvant atteindre une proportion supérieure à 80% dans la région $p_T < 20$ GeV. Il est toutefois important d'avoir des mesures précises également à basse énergie, car il existe des processus impliquant des électrons dans ce domaine d'énergie et qui revêtent une importance certaine dans les recherches actuelles : on peut penser par exemple à la désintégration du boson de Higgs en ZZ^* , dans lequel la virtualité du second boson Z (nécessaire avec $m_H \sim 126$ GeV) induit des leptons moins énergétiques. Pour cela, une très

3. Voir à ce sujet des explications plus détaillées à la section 6.2.2 du chapitre suivant.

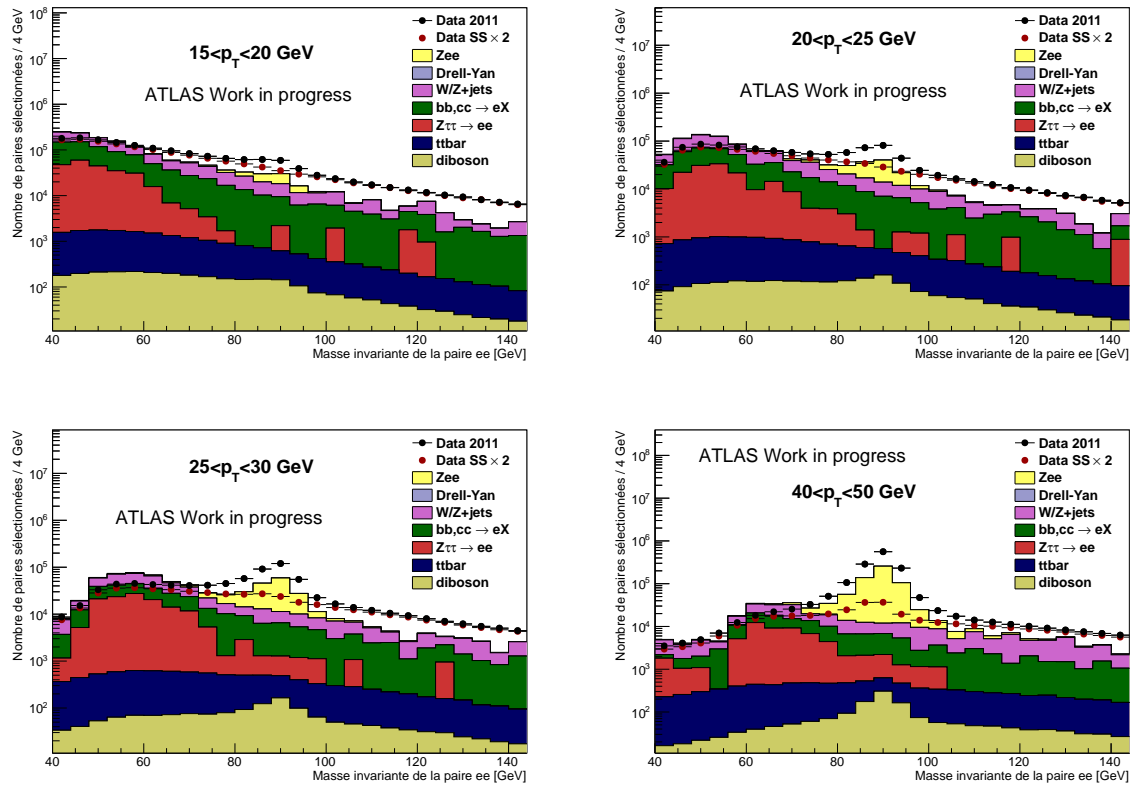


FIGURE 5.4 – Distribution de masse invariante pour des paires d’électrons passant la sélection. Les candidats *probe* sont choisis après l’étape de reconstruction. Différents processus contribuant au bruit de fond sont indiqués (simulation Monte-Carlo). La composante correspondant aux événements avec deux hadrons légers reconstruits comme des électrons n’est pas incluse. La distribution des paires de charges identiques dans les données (points rouge) donne une idée de la forme du bruit de fond réel. Le mauvais accord entre données et prédiction, illustre la nécessité de pouvoir estimer le bruit de fond à partir des données uniquement.

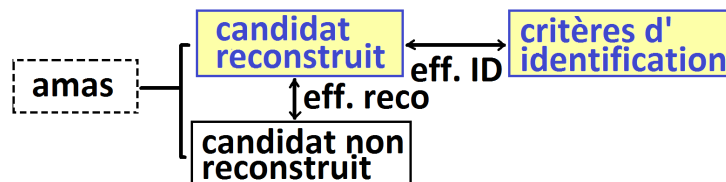
bonne compréhension du bruit de fond est nécessaire.

La figure 5.4 présente la distribution de masse invariante de paires *tag-probe* après la sélection, dans quelques intervalles d’énergie différents. Outre le signal, clairement matérialisé par le pic de la distribution aux alentours de 91 GeV, il est intéressant d’examiner la composition du bruit de fond, dans la limite de confiance qui peut être accordée aux prédictions de la simulation. La grande majorité des événements constituant ce bruit de fond proviennent de processus dans lequel le candidat *probe* n’est pas un électron isolé, mais correspond soit à un hadron imitant la signature d’un électron (et donc reconstruit comme tel), soit à un électron produit par la désintégration semi-leptonique d’un hadron de saveur *b* ou *c*, et donc non-isolé car accompagné d’une gerbe de hadrons. On peut voir, à basse masse invariante, que la simulation a tendance à surestimer le bruit de fond réel. D’autre part, la forme de la distribution de masse n’est pas bien reproduite. Ceci n’est pas surprenant car il manque une composante dans la prédiction, correspondant aux événements avec deux hadrons légers reconstruits comme des électrons (événements dijets), qui ne peut malheureusement pas être incluse par manque de statistique dans l’échantillon disponible. Au vu de la différence de forme des distributions, et si l’on ajuste la prédiction de la simulation pour – au minimum – ne pas excéder l’ensemble des données observées à basse masse (il faudrait réduire cette prédiction d’un facteur 2 au moins), on peut alors supposer une importante contribution de ces événements di-jets au bruit de fond

dans la région $80 < m_{ee} < 100$ GeV.

Connaissant la nature du bruit de fond, il est dès lors possible de mettre au point une méthode d'estimation plus précise, tirant profit des spécificités particulières de ce bruit de fond. La section suivante décrit en détail cette estimation. Pour les candidats ne passant pas la reconstruction (termes N^γ et B^γ dans la relation 5.1), i.e. des amas calorimétriques sans trace associée, la situation est quelque peu différente car d'autres types de bruit de fond peuvent potentiellement intervenir, et la méthode décrite en premier ne donne pas de résultats satisfaisants. De ce fait, l'estimation de bruit de fond pour ces candidats est différente, et est décrite dans la section ultérieure. L'approche étudiée dans le cadre de ce travail utilise le fort pouvoir discriminant de la masse invariante de la paire *tag-probe*. Cependant, d'autres alternatives peuvent être également être employées, par exemple basées sur l'isolation des candidats *probe*. Une description succincte de ces autres méthodes est présentée à la fin du chapitre.

5.3.3 Estimation du bruit de fond après reconstruction



Pour les candidats reconstruits, un modèle de bruit de fond est construit à partir des données. Cette approche offre des avantages conséquents : elle permet notamment de s'affranchir de toute dépendance à la simulation du bruit de fond, qui ne reproduit pas les observations de manière satisfaisante, comme il apparaît clairement sur la figure 5.4. D'autre part, elle ne requiert pas non plus une connaissance analytique de la distribution de masse invariante pour le bruit de fond. Celle-ci est en première approximation exponentiellement décroissante, mais les contraintes cinématiques appliquées dans la sélection complexifient cette forme ; notamment l'augmentation de la coupure en impulsion transverse des candidats *probe* lors de l'étude de la dépendance des efficacités mesurées à l'énergie des électrons. Un aperçu des performances d'un ajustement analytique de ces distributions avec des fonctions exponentielles peut d'ailleurs être trouvé dans la section 5.6.1.

Modèle de bruit de fond

L'objectif est la sélection dans les données d'un ensemble de paires *tag-probe*, reproduisant au mieux les caractéristiques du bruit de fond : même forme de la distribution de masse invariante, même composition... En particulier, la contamination de cet échantillon par des paires d'électrons provenant du signal doit être extrêmement réduite. Sont donc sélectionnés, les événements de la distribution originale pour lesquels le candidat *probe* ne satisfait pas un certain critère d'identification. Grâce aux importants facteurs de rejet atteint par les critères standard d'identification d'ATLAS, l'essentiel du bruit de fond sera ainsi contenu dans le modèle. Toutefois, certains événements de signal échouant au critère choisi, du fait de son efficacité non parfaite, se retrouveront également dans le modèle de bruit de fond. Ainsi, il y a un intérêt certain à choisir un critère avec une efficacité très élevée sur des électrons réels, mais conservant un facteur de rejet important.

Discussion relative au choix du modèle

Une remarque importante peut être faite : de par cette sélection, il existe une grande corrélation entre le modèle de bruit de fond et la distribution principale, puisque l'ensemble des événements inclus dans le modèle provient de cette distribution de base. Cela a comme conséquence en particulier une réduction des incertitudes statistiques au regard d'un modèle construit avec un

ensemble d'événements totalement disjoint. Cela procure également une plus grande confiance en la validité du modèle pour décrire le bruit de fond de la distribution principale, puisque les événements sont de nature identique.

Une autre remarque concerne le choix du *probe* plutôt que du *tag* pour appliquer la coupure d'identification inversée. Bien que jouer plutôt sur le *tag* permettrait de s'affranchir de tout biais sur le candidat *probe*, la mise en œuvre d'une telle procédure s'avère compliquée. Par exemple, le candidat *tag* doit passer certaines coupures d'identification pour déclencher l'acquisition de l'événement, ce qui limite drastiquement les possibilités d'appliquer des coupures "inversées" additionnelles. Il s'avère de plus que changer le niveau d'identification du *tag* modifie la forme de la distribution de masse invariante, ce qui peut se comprendre dans la mesure où le bruit de fond est constitué d'événements avec 0 (di-jet) ou 1 électron réel (W/Z+jets). Modifier l'identification du *tag* a ainsi comme conséquence de changer les proportions des différentes composantes du bruit de fond, et un modèle ainsi obtenu ne pourrait décrire convenablement le bruit de fond de la distribution principale.

Choix du critère d'identification

Comme expliqué ci-dessus, le choix du critère d'identification utilisé pour la construction du modèle de bruit de fond relève d'un compromis entre un important facteur de rejet, et une efficacité élevée sur des vrais électrons, pour limiter la contamination du modèle en événements de signal. Le critère retenu est basé sur les excellentes performances proposées par les critères d'identification standard d'ATLAS, qui ont été optimisés pour offrir le meilleur facteur de rejet en fonction des variables cinématiques p_T et η du candidat, et sont aisément accessibles. Toutefois, comme ils sont utilisés ici à contre-emploi, l'inversion simple du critère de base n'est pas suffisante pour atteindre le niveau de rejet du signal souhaité. Les conditions suivantes doivent être satisfaites simultanément par les candidats *probe* :

- échec d'au moins deux des coupures sur les variables discriminantes définissant le critère d'identification *loose++*. Les variables reliées à la qualité de la trace (nombre de points de haute précision) ne sont pas considérées.
- mauvaise isolation calorimétrique du candidat *probe* : $E_T^{\text{cone40}} > 0.05 \times p_T$.

Cet ensemble de conditions est caractérisé par un très grand rejet du signal sur toute la plage de mesure (> 99%), en conservant une efficacité de sélection du bruit de fond acceptable (> 80%).

Les dépendances de ces deux paramètres essentiels à η et p_T peuvent être consultées dans les tables 5.6 et 5.7. En général, les performances se dégradent à basse énergie (plus grande contamination en signal du modèle par exemple), car l'efficacité des critères d'identification baisse de manière similaire. Ces tables présentent aussi les performances obtenues pour des définitions graduellement simplifiées des modèles (pas de critère d'isolation inversé, puis simple échec du critère *loose++*). La contamination en signal de ces modèles apparaît trop élevée, ce qui justifie l'emploi des définitions présentées dans ce paragraphe, qui offrent le meilleur compromis. Afin de réduire encore la proportion de signal dans les modèles, essentiellement pour ceux requérant que le critère R_{had} soit satisfait, la contribution résiduelle des événements de signal prédite par la simulation est soustraite.

Pour illustration, la table A.2 incluse en annexe présente pour des événements contenus dans le modèle de bruit de fond, la nature des variables discriminantes associées au critère *loose++* ayant, par l'échec de la coupure associée, contribué à la sélection de l'événement dans le modèle. Les variables les plus discriminantes (i.e. les plus utilisées par le modèle) correspondent à la fraction d'énergie dans le calorimètre hadronique R_{had} , l'aplatissement latéral de la gerbe R_η , ainsi que son extension latérale calculée dans la couche de haute granularité W_{tot} .

Normalisation du modèle

Comme la sélection des événements utilisée pour la construction du modèle de bruit de fond a une

(a) Candidats <i>probe</i> échouant au critère <i>loose++</i>					
	$0.0 < \eta < 0.8$	$0.8 < \eta < 1.4$	$1.4 < \eta < 1.5$	$1.5 < \eta < 2.0$	$2.0 < \eta < 2.5$
$15 < p_T < 20$	98.71 ± 0.02	97.88 ± 0.03	91.37 ± 0.13	97.45 ± 0.04	97.18 ± 0.05
$20 < p_T < 25$	97.58 ± 0.04	97.34 ± 0.05	90.57 ± 0.19	95.83 ± 0.08	95.03 ± 0.10
$25 < p_T < 30$	97.07 ± 0.06	96.65 ± 0.08	89.55 ± 0.30	94.76 ± 0.14	93.47 ± 0.18
$30 < p_T < 35$	97.57 ± 0.08	96.83 ± 0.12	91.14 ± 0.41	94.53 ± 0.21	93.56 ± 0.27
$35 < p_T < 40$	98.12 ± 0.10	96.94 ± 0.16	92.50 ± 0.55	95.38 ± 0.28	94.45 ± 0.38
$40 < p_T < 45$	98.02 ± 0.14	97.18 ± 0.22	92.50 ± 0.80	96.79 ± 0.34	95.56 ± 0.50
$45 < p_T < 50$	97.89 ± 0.20	98.20 ± 0.25	94.10 ± 0.98	96.83 ± 0.48	95.73 ± 0.71

(b) Candidats <i>probe</i> échouant à deux des coupures définissant le critère <i>loose++</i>					
	$0.0 < \eta < 0.8$	$0.8 < \eta < 1.4$	$1.4 < \eta < 1.5$	$1.5 < \eta < 2.0$	$2.0 < \eta < 2.5$
$15 < p_T < 20$	93.74 ± 0.04	90.42 ± 0.06	59.33 ± 0.22	89.45 ± 0.09	89.24 ± 0.10
$20 < p_T < 25$	92.73 ± 0.06	90.55 ± 0.09	57.85 ± 0.32	87.99 ± 0.13	86.93 ± 0.16
$25 < p_T < 30$	91.80 ± 0.10	89.71 ± 0.14	55.30 ± 0.49	86.03 ± 0.21	84.71 ± 0.26
$30 < p_T < 35$	92.67 ± 0.14	90.32 ± 0.20	57.47 ± 0.71	86.94 ± 0.31	84.70 ± 0.39
$35 < p_T < 40$	93.38 ± 0.18	90.93 ± 0.27	57.97 ± 1.04	87.60 ± 0.44	86.06 ± 0.57
$40 < p_T < 45$	93.85 ± 0.25	91.21 ± 0.38	56.63 ± 1.50	88.37 ± 0.62	87.57 ± 0.80
$45 < p_T < 50$	94.41 ± 0.33	93.15 ± 0.47	53.47 ± 2.08	88.81 ± 0.86	88.40 ± 1.12

(c) Identique à (b), avec en plus le critère d'isolation inversé $E_T^{\text{cone40}} > 0.05 \times p_T$					
	$0.0 < \eta < 0.8$	$0.8 < \eta < 1.4$	$1.4 < \eta < 1.5$	$1.5 < \eta < 2.0$	$2.0 < \eta < 2.5$
$15 < p_T < 20$	93.06 ± 0.04	89.82 ± 0.07	59.25 ± 0.22	88.77 ± 0.09	88.77 ± 0.10
$20 < p_T < 25$	91.97 ± 0.07	89.85 ± 0.09	57.75 ± 0.32	87.19 ± 0.14	86.37 ± 0.16
$25 < p_T < 30$	90.98 ± 0.10	88.93 ± 0.14	55.20 ± 0.49	85.12 ± 0.22	83.98 ± 0.26
$30 < p_T < 35$	91.65 ± 0.14	89.44 ± 0.20	57.41 ± 0.71	85.84 ± 0.32	83.68 ± 0.40
$35 < p_T < 40$	92.45 ± 0.20	90.09 ± 0.28	57.92 ± 1.04	86.76 ± 0.45	85.22 ± 0.58
$40 < p_T < 45$	93.19 ± 0.26	90.52 ± 0.39	56.54 ± 1.50	87.24 ± 0.65	86.57 ± 0.83
$45 < p_T < 50$	93.74 ± 0.34	92.46 ± 0.49	53.47 ± 2.08	88.00 ± 0.88	87.18 ± 1.17

(d) Identique à (b), avec en plus le critère d'isolation inversé $E_T^{\text{cone40}} > 0.2 \times p_T$					
	$0.0 < \eta < 0.8$	$0.8 < \eta < 1.4$	$1.4 < \eta < 1.5$	$1.5 < \eta < 2.0$	$2.0 < \eta < 2.5$
$15 < p_T < 20$	91.57 ± 0.05	88.24 ± 0.07	58.90 ± 0.22	87.30 ± 0.09	87.57 ± 0.10
$20 < p_T < 25$	89.76 ± 0.08	87.43 ± 0.10	57.18 ± 0.33	84.81 ± 0.15	84.54 ± 0.17
$25 < p_T < 30$	87.99 ± 0.12	85.73 ± 0.16	54.53 ± 0.49	82.05 ± 0.24	81.08 ± 0.28
$30 < p_T < 35$	87.94 ± 0.17	85.25 ± 0.24	56.44 ± 0.71	82.11 ± 0.35	79.13 ± 0.44
$35 < p_T < 40$	87.84 ± 0.24	85.08 ± 0.34	56.55 ± 1.04	82.26 ± 0.51	79.86 ± 0.66
$40 < p_T < 45$	88.24 ± 0.33	85.04 ± 0.48	55.26 ± 1.50	82.41 ± 0.74	80.06 ± 0.97
$45 < p_T < 50$	89.23 ± 0.44	87.66 ± 0.61	52.08 ± 2.08	83.87 ± 1.00	82.17 ± 1.34

TABLE 5.6 – Estimation de la fraction d'événements de bruit de fond (en %) contenus dans le modèle de bruit de fond, pour différentes définitions de celui-ci. Ces valeurs sont calculées par rapport à l'ensemble des candidats *probe* échouant au critère d'identification *medium++*, dans l'intervalle de masse $40 < m_{ee} < 70$ GeV dominé par le bruit de fond. À l'exception de la région de transition entre les parties centrales et les bouchons du calorimètre ($1.37 < |\eta| < 1.52$), l'efficacité de sélection du bruit de fond est supérieure à 80% dans les modèles retenus, (c) et (d) – ce dernier étant utilisé uniquement pour l'évaluation des systématiques.

(a) Candidats *probe* échouant au critère *loose++*

	$0.0 < \eta < 0.8$	$0.8 < \eta < 1.4$	$1.4 < \eta < 1.5$	$1.5 < \eta < 2.0$	$2.0 < \eta < 2.5$
$15 < p_T < 20$	8.01 ± 0.18	9.53 ± 0.22	9.98 ± 0.44	8.50 ± 0.21	6.38 ± 0.18
$20 < p_T < 25$	7.38 ± 0.11	9.15 ± 0.15	10.05 ± 0.31	7.18 ± 0.14	5.68 ± 0.13
$25 < p_T < 30$	5.92 ± 0.07	7.06 ± 0.10	7.00 ± 0.21	5.76 ± 0.10	4.15 ± 0.09
$30 < p_T < 35$	5.43 ± 0.05	6.24 ± 0.07	8.51 ± 0.18	5.64 ± 0.09	4.15 ± 0.08
$35 < p_T < 40$	4.55 ± 0.04	4.90 ± 0.05	7.00 ± 0.14	4.57 ± 0.07	3.63 ± 0.07
$40 < p_T < 45$	4.03 ± 0.04	3.65 ± 0.04	4.44 ± 0.12	4.49 ± 0.07	4.07 ± 0.07
$45 < p_T < 50$	3.32 ± 0.04	2.96 ± 0.05	3.32 ± 0.14	3.60 ± 0.07	3.48 ± 0.09

(b) Candidats *probe* échouant à deux des coupures définissant le critère *loose++*

	$0.0 < \eta < 0.8$	$0.8 < \eta < 1.4$	$1.4 < \eta < 1.5$	$1.5 < \eta < 2.0$	$2.0 < \eta < 2.5$
$15 < p_T < 20$	1.48 ± 0.08	1.67 ± 0.10	0.70 ± 0.12	1.57 ± 0.10	0.98 ± 0.07
$20 < p_T < 25$	1.54 ± 0.05	1.73 ± 0.07	0.51 ± 0.07	1.37 ± 0.06	0.88 ± 0.05
$25 < p_T < 30$	1.24 ± 0.03	1.39 ± 0.05	0.32 ± 0.05	1.08 ± 0.05	0.64 ± 0.04
$30 < p_T < 35$	1.23 ± 0.03	1.39 ± 0.04	0.32 ± 0.04	1.13 ± 0.04	1.01 ± 0.04
$35 < p_T < 40$	1.09 ± 0.02	1.12 ± 0.03	0.17 ± 0.02	0.86 ± 0.03	0.94 ± 0.04
$40 < p_T < 45$	0.96 ± 0.02	0.87 ± 0.02	0.10 ± 0.02	0.76 ± 0.03	0.89 ± 0.04
$45 < p_T < 50$	0.82 ± 0.02	0.70 ± 0.03	0.06 ± 0.02	0.65 ± 0.03	0.82 ± 0.04

(c) Identique à (b), avec en plus le critère d'isolation inversé $E_T^{\text{cone40}} > 0.05 \times p_T$

	$0.0 < \eta < 0.8$	$0.8 < \eta < 1.4$	$1.4 < \eta < 1.5$	$1.5 < \eta < 2.0$	$2.0 < \eta < 2.5$
$15 < p_T < 20$	0.84 ± 0.06	0.84 ± 0.07	0.47 ± 0.10	0.74 ± 0.07	0.45 ± 0.05
$20 < p_T < 25$	0.73 ± 0.04	0.88 ± 0.05	0.37 ± 0.06	0.56 ± 0.04	0.39 ± 0.04
$25 < p_T < 30$	0.53 ± 0.02	0.67 ± 0.03	0.23 ± 0.04	0.43 ± 0.03	0.25 ± 0.02
$30 < p_T < 35$	0.49 ± 0.02	0.56 ± 0.02	0.26 ± 0.03	0.40 ± 0.02	0.34 ± 0.02
$35 < p_T < 40$	0.35 ± 0.01	0.41 ± 0.02	0.11 ± 0.02	0.26 ± 0.02	0.31 ± 0.02
$40 < p_T < 45$	0.24 ± 0.01	0.25 ± 0.01	0.06 ± 0.01	0.22 ± 0.01	0.21 ± 0.02
$45 < p_T < 50$	0.17 ± 0.01	0.17 ± 0.01	0.03 ± 0.01	0.17 ± 0.02	0.15 ± 0.02

(d) Identique à (b), avec en plus le critère d'isolation inversé $E_T^{\text{cone40}} > 0.2 \times p_T$

	$0.0 < \eta < 0.8$	$0.8 < \eta < 1.4$	$1.4 < \eta < 1.5$	$1.5 < \eta < 2.0$	$2.0 < \eta < 2.5$
$15 < p_T < 20$	0.59 ± 0.05	0.49 ± 0.05	0.30 ± 0.08	0.39 ± 0.05	0.21 ± 0.03
$20 < p_T < 25$	0.33 ± 0.02	0.38 ± 0.03	0.22 ± 0.05	0.26 ± 0.03	0.15 ± 0.02
$25 < p_T < 30$	0.19 ± 0.01	0.22 ± 0.02	0.12 ± 0.03	0.12 ± 0.02	0.09 ± 0.01
$30 < p_T < 35$	0.13 ± 0.01	0.13 ± 0.01	0.07 ± 0.02	0.07 ± 0.01	0.07 ± 0.01
$35 < p_T < 40$	0.06 ± 0.01	0.06 ± 0.01	0.04 ± 0.01	0.04 ± 0.01	0.03 ± 0.01
$40 < p_T < 45$	0.03 ± 0.00	0.02 ± 0.00	0.01 ± 0.01	0.02 ± 0.00	0.02 ± 0.00
$45 < p_T < 50$	0.02 ± 0.00	0.01 ± 0.00	0.01 ± 0.01	0.01 ± 0.00	0.01 ± 0.01

TABLE 5.7 – Estimation du rapport (en %) entre le nombre d'événements de signal contenus dans le modèle de bruit de fond, et le nombre total d'événements de signal, pour différentes définitions du modèle. Ces valeurs sont obtenues par la simulation, dans l'intervalle de masse $80 < m_{ee} < 100$ GeV utilisé pour la mesure. Elles peuvent être interprétées comme le biais (relatif) sur l'estimation du nombre d'événements de signal après soustraction du bruit de fond, en l'absence de correction appropriée. On peut voir toutefois que ce biais est plutôt faible dans les modèles retenus, (c) et (d) – ce dernier étant utilisé uniquement pour l'évaluation de systématiques.

efficacité limitée, il est nécessaire de remettre la distribution résultante à l'échelle correspondant au niveau de bruit de fond dans la distribution principale. L'approche retenue est simple : la distribution modèle est normalisée dans la région de haute masse ($110 < m_{ee} < 250$ GeV) de la distribution principale, qui est largement dominée par le bruit de fond. La contribution résiduelle du signal dans cette région de normalisation est estimée à l'aide de la simulation, et prise en compte dans le calcul ainsi que dans les sources d'incertitude. Plus précisément, le nombre d'événement de signal dans la région de haute masse est obtenu en divisant le nombre d'événements dans les données $N_{\text{tail}}^{\text{tight++}}$ avec un candidat *probe* passant le critère d'identification *tight++*, par l'efficacité de ce critère $\varepsilon_{\text{tail}}^{\text{tight++}}$ mesurée dans la simulation pour des événements dans la même région de masse invariante. Une estimation de la teneur en signal dans cette région, basée également sur l'examen des candidats *probe* passant *tight++*, peut être trouvée dans la table 5.8. La contribution peut atteindre 1%, ce qui n'est pas négligeable au vu de la précision de mesure souhaitée, et justifie la nécessité de la correction décrite ci-dessus.

	$0.0 < \eta < 0.8$	$0.8 < \eta < 1.4$	$1.4 < \eta < 1.5$	$1.5 < \eta < 2.0$	$2.0 < \eta < 2.5$
$15 < p_T < 20$	0.28 ± 0.04	0.96 ± 0.10	2.06 ± 0.31	1.01 ± 0.11	1.36 ± 0.13
$20 < p_T < 25$	0.28 ± 0.03	0.52 ± 0.05	0.73 ± 0.12	0.59 ± 0.06	0.75 ± 0.07
$25 < p_T < 30$	0.28 ± 0.02	0.37 ± 0.03	0.56 ± 0.08	0.50 ± 0.04	0.55 ± 0.05
$30 < p_T < 35$	0.23 ± 0.01	0.35 ± 0.02	0.43 ± 0.06	0.47 ± 0.03	0.55 ± 0.04
$35 < p_T < 40$	0.28 ± 0.01	0.29 ± 0.02	0.49 ± 0.05	0.42 ± 0.03	0.52 ± 0.04
$40 < p_T < 45$	0.30 ± 0.01	0.32 ± 0.02	0.47 ± 0.05	0.45 ± 0.03	0.57 ± 0.03
$45 < p_T < 50$	0.71 ± 0.02	0.77 ± 0.03	1.17 ± 0.10	0.82 ± 0.04	1.06 ± 0.06

TABLE 5.8 – Rapport (en %) entre le nombre d'événements de signal dans la région de normalisation $110 < m_{ee} < 250$ GeV et la région de mesure $80 < m_{ee} < 100$ GeV. Ces valeurs sont obtenues en comparant le nombre de candidats *probe* dans les données satisfaisant le critère d'identification *tight++*. Elles peuvent être interprétées comme le biais (relatif) potentiel sur le nombre d'événements de signal estimé après soustraction du bruit de fond, en l'absence de correction.

En résumé, le nombre d'événements de bruit de fond estimé dans la région de la mesure (pic de masse invariante du boson Z^0) est donc :

$$B^e = N_{\text{peak}}^{\text{template}} \times \frac{N_{\text{tail}}^e - N_{\text{tail}}^{\text{tight++}} / \varepsilon_{\text{tail}}^{\text{tight++}}}{N_{\text{tail}}^{\text{template}}} \quad (5.2)$$

où N^e, N^{template} indiquent respectivement le nombre d'événements dans la distribution de base et le modèle de bruit de fond, et les indices $N_{\text{peak}}, N_{\text{tail}}$ le nombre d'événements dans la région de mesure ou la région de normalisation (haute masse).

Au vu de la forme de la distribution de masse invariante (exponentiellement décroissante), il paraîtrait plus avantageux d'utiliser la région de basse masse pour normaliser le modèle de bruit de fond, car le nombre d'événements présents y est nettement plus important qu'à haute masse, ce qui permettrait une réduction substantielle des incertitudes statistiques sur la mesure. Cependant, cette région contient également une fraction bien plus importante d'événements de signal, principalement la contribution de processus Drell-Yan $Z/\gamma^* \rightarrow e^+e^-$, qui doit être prise en compte dans la normalisation. Ceci est particulièrement vrai pour des candidats *probe* d'impulsion élevée ($p_T > 25$ GeV). Aussi, l'utilisation de la région de haute masse a été retenue pour cette analyse. Cependant, l'ajustement sur tout le domaine de masse invariante de la distribution principale avec un modèle de bruit de fond combiné à un modèle de signal (analytique, ou procuré par la simulation) pourrait peut-être s'avérer plus performant. Cela n'entre toutefois

pas dans le cadre de ce travail.

Spécialisation du modèle

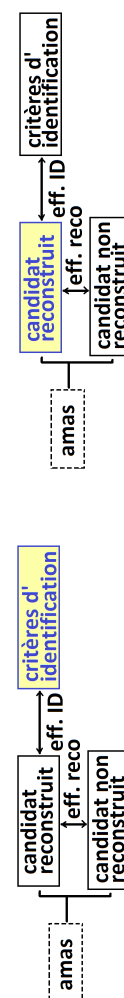
Dans le calcul de l'efficacité d'un critère donné, le bruit de fond est estimé séparément pour les candidats passant ou échouant au critère, comme il a été spécifié dans l'équation 5.1. La définition de base du modèle de bruit de fond présentée précédemment est alors légèrement modifiée pour chaque cas, pour correspondre à la sélection des candidats *probe* associés. Un modèle distinct est donc utilisé pour chacun des deux termes de bruit de fond B_P^e et B_F^e . Il a été vérifié que les résultats des mesures étaient améliorés par la spécialisation des modèles indiquée : les incertitudes se trouvent réduites par une stabilité accrue en réponse à des variations induites du niveau de bruit de fond. Les différentes configurations nécessaires aux mesures sont les suivantes :

- Efficacité de reconstruction seulement :
 - B_P^e, B_F^e : modèle de base
- Reconstruction + critères de qualité de la trace :
 - B_P^e : modèle de base + qualité de la trace satisfaite
 - B_F^e : modèle de base + échec des critères de qualité de la trace
- Reconstruction + qualité de la trace + faible dépôt dans le calorimètre hadronique R_{had} :
 - B_P^e : modèle de base avec 3 critères échoués au lieu de 2 (et autres que R_{had}) + qualité de la trace et coupure sur R_{had} satisfaites. Étant donné la contamination en signal accrue du modèle et le changement de nature du bruit de fond dû à R_{had} qui a un facteur de rejet important, les résultats obtenus avec le modèle utilisé pour le terme B_F^e ci-dessous sont également comparés.
 - B_F^e : modèle de base + échec des critères de qualité de la trace ou R_{had} .
- Efficacités d'identification :
 - B_P^e, B_F^e : mêmes modèles que pour le terme B_P^e du point précédent, à l'exception du modèle alternatif qui correspond ici simplement au modèle de base + qualité de trace. De plus, seules les paires *tag-probe* de charge opposées sont considérées.

Concernant le numérateur (terme B_P^e) dans le cadre des mesures pour les efficacités d'identification, la région de haute masse n'est plus dominée par le bruit de fond du fait de l'important facteur de rejet des critères d'identification. Aussi, la normalisation du modèle est réalisée à la place dans la région de haute masse des paires *tag-probe* de même charge passant la même sélection que la distribution principale. La contamination en signal dans les paires de charges identiques est fortement réduite, ce qui permet son utilisation. Une incertitude est associée à l'extrapolation aux paires de charges opposées, décrite plus loin. Cependant, le niveau de bruit de fond passant les critères d'identification est généralement très faible, aussi l'incertitude sur son estimation peut rester conséquente sans avoir d'impact sur la précision de la mesure.

Performances

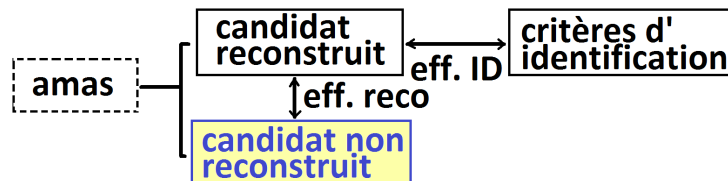
Les tables 5.9 et 5.10 présentent la proportion de bruit de fond dans les distributions impliquant des candidats *probe* à différentes étapes de leur reconstruction et de leur identification. Comme indiqué précédemment, cette proportion varie pour des candidats reconstruits de 75% à l'énergie la plus basse, à environ 5% à haute énergie. L'application des différents critères d'identification permet de réduire de manière substantielle ces proportions. Par exemple, la coupure sur la fraction d'énergie dans le calorimètre hadronique R_{had} permet de réduire ces proportions d'un



facteur 4 (basse énergie) à 10 (haute énergie). On peut remarquer que les coupures sur ces variables discriminantes introduisent une forte dépendance du niveau de bruit de fond à la pseudorapidité η . Ceci est attendu, et reflète la géométrie du détecteur (dimension variable des cellules du calorimètre par exemple), aussi bien que les seuils de coupures évoluant avec η et p_T utilisés pour la plupart des variables discriminantes.

Les figures 5.5 et 5.6 permettent d'illustrer la mise en œuvre de la méthode d'estimation du bruit de fond décrite dans cette section, en présentant les distributions de masse invariante de candidats *probe* à plusieurs étapes de leur reconstruction. Les modèles de bruit de fond utilisés parviennent généralement assez bien à reproduire les données en-dehors de la région de mesure, ce qui procure une certaine confiance quant à la validité de la prédiction de bruit de fond. La différence entre modèles et données souvent visible à basse masse est simplement due à la présence de signal (processus Drell-Yan, ou électrons ayant subi un rayonnement de freinage très intense). Pour le cas des candidats satisfaisant la coupure sur R_{had} , les modèles de bruit de fond construits suivant la définition de base, ou à partir de candidats *probe* satisfaisant la coupure sur R_{had} sont comparés, étant de nature plutôt éloignées. On peut d'ailleurs constater, à basse masse et dans les distributions pour les candidats d'impulsion peu élevée, une différence visible entre les prédictions des deux modèles. La différence est toutefois largement réduite dans la région d'intérêt, sous le pic de masse invariante du boson Z . Il est de plus intéressant de pouvoir comparer les résultats provenant de divers modèles, afin d'en extraire une incertitude sur la prédiction. Par ailleurs, les modèles du deuxième type souffrent généralement d'une statistique significativement plus faible que le modèle de base, ce qui est attendu puisque les candidats provenant du bruit de fond sont généralement rejetés par la coupure sur R_{had} .

5.3.4 Estimation du bruit de fond échouant la reconstruction



La construction d'un modèle de bruit de fond pour les candidats *probe* échouant la reconstruction (i.e. reconstruits comme des photons) apparaît plus difficile. En particulier, des essais basés sur l'utilisation de divers critères d'identification inversés, ou de variables d'isolation, n'ont pas permis de reproduire de manière satisfaisante la forme du bruit de fond. Cela pourrait en particulier être dû à la présence de vrais photons dans l'échantillon (par exemple radiations dans des processus de type di-jet ou W/Z), dont la réponse aux critères de sélection du modèle seraient à la fois différentes de celle des vrais électrons, et des hadrons ou électrons non isolés constituant le reste du bruit de fond.

Pour cette raison, la stratégie retenue pour l'évaluation du terme de bruit de fond pour les candidats non-reconstruits B^γ est complètement différente : la distribution de masse invariante de la paire électron-photon (correspondant respectivement aux candidats *tag* et *probe*) est modélisée par un polynôme de degré 3. Cette description analytique a pour but la description du bruit de fond seulement. Aussi, les coefficients du polynôme sont déterminés en ajustant la distribution de masse invariante principale dans un intervalle excluant la région de signal, autrement dit uniquement dans la combinaison de régions à basse ($m_{ee} < 80$ GeV) et haute masse ($m_{ee} > 100$ GeV). Ces régions sont dominées par le bruit de fond, et la contamination en signal résiduelle y est soustraite à partir de l'estimation fournie par la simulation. Différents intervalles de masse sont choisis et comparés pour l'ajustement, afin d'assurer la validité et la robustesse de l'estimation.

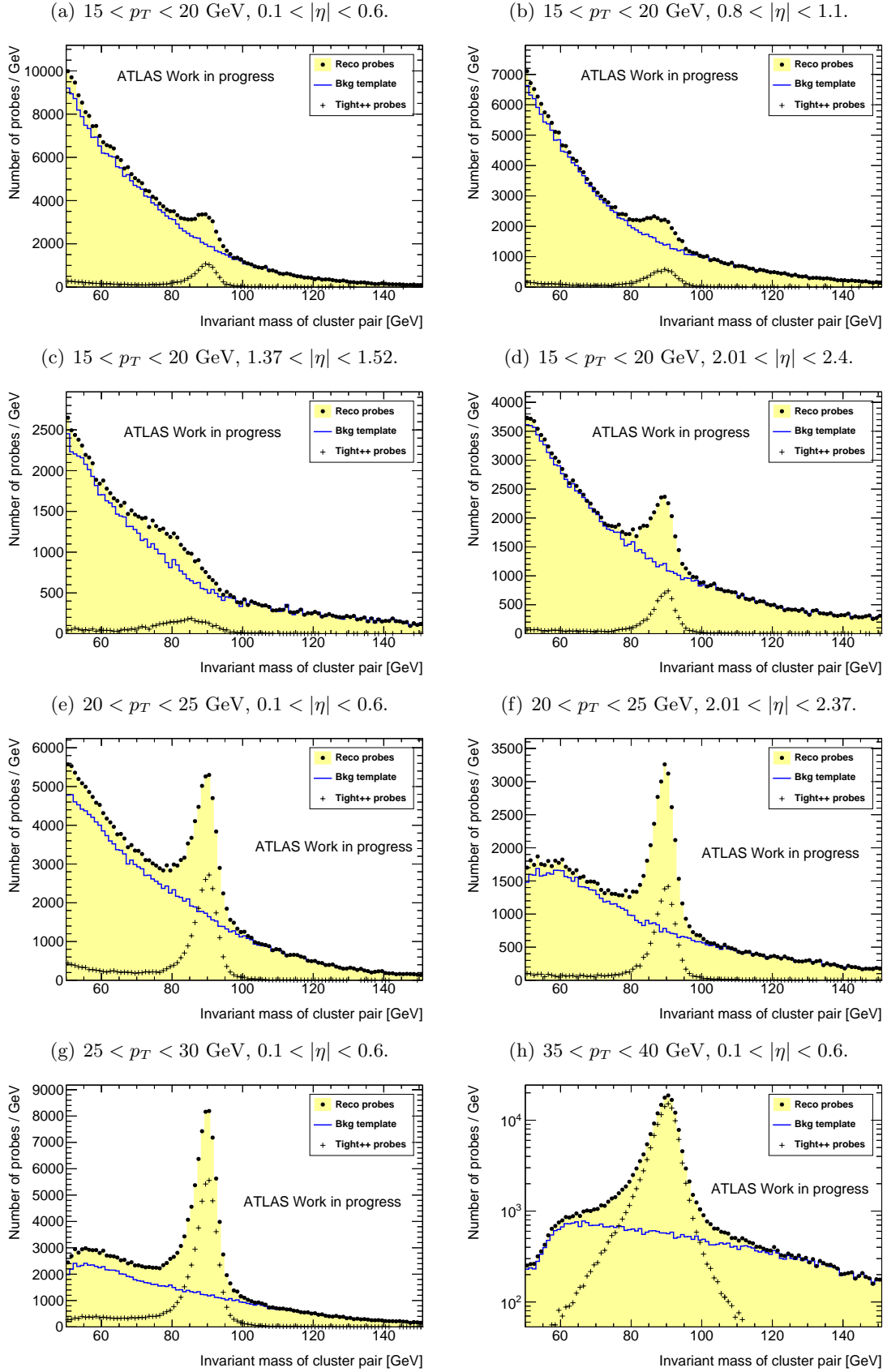


FIGURE 5.5 – Distribution de masse invariante des candidats *probe* reconstruits, pour différentes régions en p_T et $|\eta|$. La ligne bleue indique l'estimation du bruit de fond associé. La distribution matérialisée par les marqueurs en croix indique les candidats *probe* satisfaisant le critère d'identification *tight++*, ce qui permet de donner une idée de la forme et de l'importance du signal.

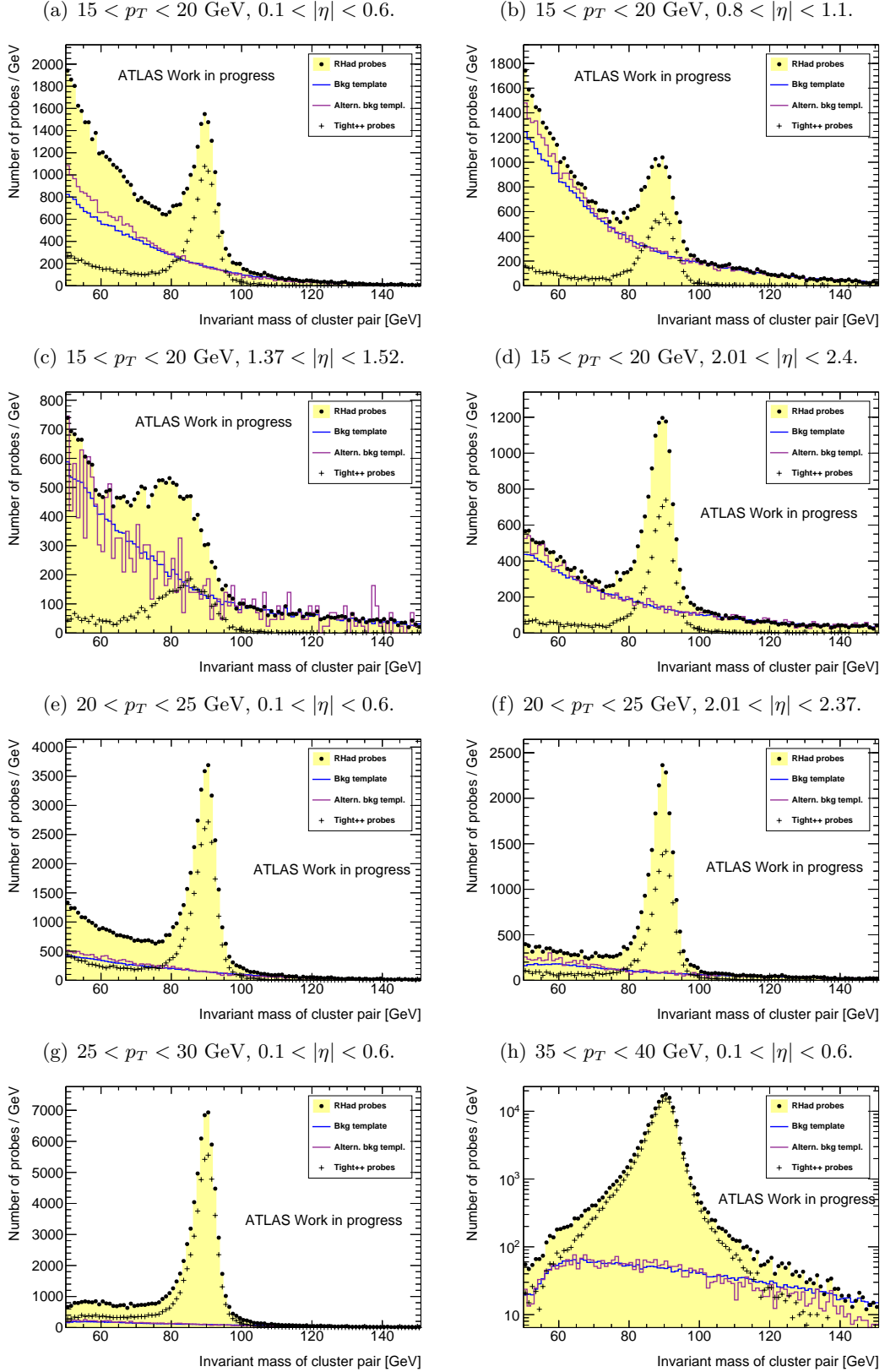


FIGURE 5.6 – Distribution de masse invariante des candidats *probe* reconstruits et satisfaisant les critères de qualité de trace et R_{had} , pour différentes régions en p_T et $|\eta|$. La ligne bleue indique l'estimation du bruit de fond associé. La distribution matérialisée par les marqueurs en croix indique les candidats *probe* satisfaisant le critère d'identification *tight++*, ce qui permet de donner une idée de la forme et de l'importance du signal. Les prédictions issues de deux modèles de bruit de fond sont indiquées (modèle de base, et alternative incluant la coupure sur R_{had}).

(a) Candidats *probe* reconstruits comme électrons

$\eta \setminus p_T$	15-20 GeV	20-25 GeV	25-30 GeV	30-35 GeV	35-40 GeV	40-45 GeV	45-50 GeV
[-0.10,0.10]	76.5%	49.7%	26.4%	14.3%	7.1%	3.8%	4.3%
[0.10,0.80]	75.0%	52.5%	29.8%	14.1%	7.3%	4.1%	4.6%
[0.80,1.37]	75.5%	53.7%	30.7%	15.6%	7.2%	4.2%	4.5%
[1.37,1.52]	74.7%	52.2%	29.0%	15.9%	7.4%	5.6%	6.5%
[1.52,2.01]	70.1%	45.1%	27.0%	14.5%	7.3%	4.3%	4.8%
[2.01,2.47]	68.0%	42.1%	24.6%	14.2%	8.3%	4.8%	4.9%

(b) Candidats *probe* reconstruits passant les critères de qualité de trace

$\eta \setminus p_T$	15-20 GeV	20-25 GeV	25-30 GeV	30-35 GeV	35-40 GeV	40-45 GeV	45-50 GeV
[-0.10,0.10]	73.9%	47.1%	24.3%	12.9%	6.3%	3.4%	3.8%
[0.10,0.80]	72.6%	49.4%	27.5%	12.7%	6.6%	3.7%	4.1%
[0.80,1.37]	72.0%	49.7%	27.6%	13.7%	6.3%	3.6%	4.0%
[1.37,1.52]	71.9%	47.4%	25.9%	14.0%	6.2%	4.9%	5.4%
[1.52,2.01]	66.0%	41.3%	24.1%	12.6%	6.3%	3.6%	4.1%
[2.01,2.47]	65.3%	39.5%	22.4%	12.6%	7.2%	4.1%	4.2%

(c) Candidats *probe* reconstruits passant les critères de qualité de trace et la coupure sur R_{had}

$\eta \setminus p_T$	15-20 GeV	20-25 GeV	25-30 GeV	30-35 GeV	35-40 GeV	40-45 GeV	45-50 GeV
[-0.10,0.10]	15.8%	6.9%	2.6%	1.2%	0.6%	0.3%	0.3%
[0.10,0.80]	22.1%	9.4%	3.8%	1.4%	0.7%	0.4%	0.5%
[0.80,1.37]	38.2%	17.2%	6.5%	2.7%	1.1%	0.6%	0.7%
[1.37,1.52]	43.4%	16.5%	6.4%	2.5%	1.0%	0.8%	1.0%
[1.52,2.01]	25.3%	9.8%	5.0%	1.9%	0.8%	0.4%	0.4%
[2.01,2.47]	23.8%	9.0%	3.7%	1.9%	0.9%	0.5%	0.5%

TABLE 5.9 – Fraction de bruit de fond dans la région de mesure $80 < m_{ee} < 100$ GeV pour des candidats *probe* passant la sélection par défaut définie dans la section 5.3.1, à différentes étapes de leur reconstruction, en fonction de p_T (colonnes) et η (rangées). Ces valeurs sont obtenues à partir de l'ensemble des données, avec la méthode décrite cette section.

La figure 5.7 montre un exemple d'ajustement pour différents intervalles, dans une région largement dominée par le bruit de fond, et s'étant avérée une des plus problématiques lors des tentatives de mise en place d'un modèle de bruit de fond. La description du bruit de fond paraît qualitativement correcte, et cohérente entre les différents intervalles testés. Le comportement du polynôme est par ailleurs satisfaisant (pas d'oscillations excessives).

Ajustement des données

La détermination des coefficients du polynôme modélisant la distribution du bruit de fond est effectuée comme suit. La distribution de masse invariante est échantillonnée en intervalles de largeur constante $\Delta m = 5$ GeV. Le polynôme est écrit sous la forme suivante :

$$\beta(\mu) := K_3\mu^3 + K_2\mu^2 + K_1\mu + K_0 \quad (5.3)$$

expression à partir de laquelle la variable χ utilisée pour l'ajustement aux données est construite :

$$\chi^2 := \sum_i (n_i - \beta(\mu_i))^2 \quad (5.4)$$

Dans cette expression, μ_i représente la masse invariante au centre de l'intervalle i , et n_i le nombre moyen d'événements par GeV dans cet intervalle (donc le nombre d'événements

(a) Candidats *probe* reconstruits avec critères de qualité de trace et R_{had}

$\eta \setminus p_T$	15-20 GeV	20-25 GeV	25-30 GeV	30-35 GeV	35-40 GeV	40-45 GeV	45-50 GeV
[-0.10,0.10]	10.23%	3.57%	1.60%	0.64%	0.39%	0.16%	0.18%
[0.10,0.80]	13.68%	5.41%	2.07%	0.73%	0.39%	0.17%	0.26%
[0.80,1.37]	24.72%	10.10%	3.55%	1.46%	0.59%	0.32%	0.40%
[1.37,1.52]	30.51%	9.39%	3.76%	1.49%	0.53%	0.37%	0.49%
[1.52,2.01]	15.52%	5.57%	2.86%	1.01%	0.43%	0.22%	0.24%
[2.01,2.47]	13.62%	5.29%	2.14%	1.00%	0.50%	0.33%	0.31%

(b) Candidats *probe* reconstruits satisfaisant le critère d'identification *loose++*

$\eta \setminus p_T$	15-20 GeV	20-25 GeV	25-30 GeV	30-35 GeV	35-40 GeV	40-45 GeV	45-50 GeV
[-0.10,0.10]	0.62%	0.41%	0.07%	0.06%	0.01%	0.00%	0.00%
[0.10,0.80]	0.77%	0.36%	0.13%	0.02%	0.02%	0.01%	0.01%
[0.80,1.37]	2.37%	0.60%	0.23%	0.08%	0.04%	0.03%	0.02%
[1.37,1.52]	11.57%	2.74%	0.97%	0.39%	0.17%	0.12%	0.14%
[1.52,2.01]	1.99%	0.71%	0.44%	0.15%	0.06%	0.06%	0.04%
[2.01,2.47]	3.11%	0.78%	0.41%	0.19%	0.10%	0.05%	0.06%

(c) Candidats *probe* reconstruits satisfaisant le critère d'identification *medium++*

$\eta \setminus p_T$	15-20 GeV	20-25 GeV	25-30 GeV	30-35 GeV	35-40 GeV	40-45 GeV	45-50 GeV
[-0.10,0.10]	0.34%	0.27%	0.00%	0.03%	0.00%	0.00%	0.00%
[0.10,0.80]	0.55%	0.20%	0.05%	0.00%	0.01%	0.01%	0.00%
[0.80,1.37]	0.60%	0.22%	0.06%	0.04%	0.01%	0.01%	0.01%
[1.37,1.52]	3.66%	0.83%	0.21%	0.05%	0.03%	0.02%	0.05%
[1.52,2.01]	0.49%	0.20%	0.12%	0.04%	0.02%	0.02%	0.02%
[2.01,2.47]	1.21%	0.22%	0.18%	0.08%	0.01%	0.01%	0.02%

(d) Candidats *probe* reconstruits satisfaisant le critère d'identification *tight++*

$\eta \setminus p_T$	15-20 GeV	20-25 GeV	25-30 GeV	30-35 GeV	35-40 GeV	40-45 GeV	45-50 GeV
[-0.10,0.10]	0.42%	0.08%	0.00%	0.02%	0.00%	0.00%	0.01%
[0.10,0.80]	0.48%	0.12%	0.03%	0.01%	0.01%	0.00%	0.00%
[0.80,1.37]	0.34%	0.13%	0.04%	0.02%	0.01%	0.00%	0.00%
[1.37,1.52]	1.17%	0.35%	0.05%	0.05%	0.01%	0.01%	0.02%
[1.52,2.01]	0.25%	0.08%	0.08%	0.03%	0.01%	0.01%	0.01%
[2.01,2.47]	0.42%	0.03%	0.03%	0.04%	0.00%	0.01%	0.00%

TABLE 5.10 – Fraction de bruit de fond dans la région de mesure $80 < m_{ee} < 100$ GeV pour des candidats *probe* passant la sélection par défaut définie dans la section 5.3.1, à différentes étapes de leur identification, en fonction de p_T (colonnes) et η (rangées). Ces valeurs sont obtenues à partir de l'ensemble des données, avec la méthode décrite dans cette section. La différence entre la table (a) ci-présente et la table 5.9(c) provient de l'ajout de la coupure sur les charges (requis opposées) des constituants de la paire *tag-probe*.

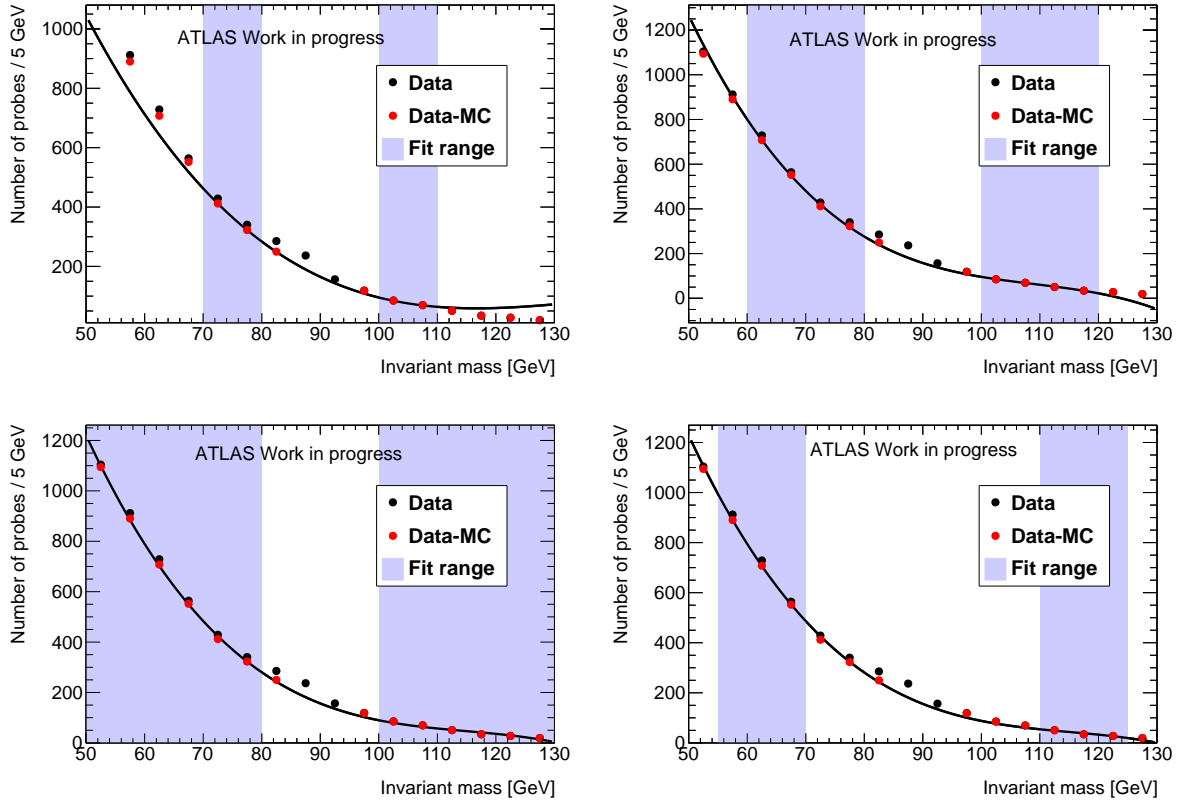


FIGURE 5.7 – Description du bruit de fond pour les candidats *probe* ne passant pas la reconstruction dans l'intervalle $15 < p_T < 20$ GeV et $0.1 < \eta < 0.8$, par l'ajustement des données avec un polynôme de degré 3, après soustraction de la contamination en signal estimée par la simulation. Les régions ombrées sont utilisées pour contraindre l'ajustement. Les quatres figures montrent les différents intervalles d'ajustement employés sur le même ensemble de données.

divisé par 5). Comme indiqué précédemment, la contribution due au signal est soustraite de ces quantités :

$$n_i = n_i^{\text{data}} - n_i^{\text{mc}} \quad (5.5)$$

Il est à noter que la variable χ^2 est nommée de cette manière par analogie, mais sa densité en tant que variable aléatoire ne suit pas une loi de χ^2 , et elle n'est pas utilisée comme telle.

L'ajustement est réalisé par la minimisation de la variable χ^2 , ce qui fixe les 4 coefficients du polynôme β . Comme χ^2 dépend de manière quadratique seulement de ces coefficients, une solution analytique simple peut être établie. Son expression peut être donnée en définissant les symboles suivants :

$$M := \begin{pmatrix} S_{60} & S_{50} & S_{40} & S_{30} \\ S_{50} & S_{40} & S_{30} & S_{20} \\ S_{40} & S_{30} & S_{20} & S_{10} \\ S_{30} & S_{20} & S_{10} & S_{00} \end{pmatrix} \quad \text{avec} \quad S_{jk} := \sum_i \mu_i^j n_i^k \quad (5.6)$$

ce qui permet d'écrire la solution de manière compacte :

$$\begin{pmatrix} K_3 \\ K_2 \\ K_1 \\ K_0 \end{pmatrix} = M^{-1} \cdot \begin{pmatrix} S_{31} \\ S_{21} \\ S_{11} \\ S_{01} \end{pmatrix} \quad (5.7)$$

Le nombre d'événements de bruit de fond dans l'intervalle $[\mu_{\min}, \mu_{\max}]$ est alors obtenu par l'intégration du polynôme β dans cet intervalle :

$$B^\gamma = \sum_{j=1}^4 \frac{1}{j} K_{j-1} (\mu_{\max}^j - \mu_{\min}^j) \quad (5.8)$$

Cette solution possède une propriété très intéressante : avec la définition de χ^2 choisie, la matrice de Hankel M ne dépend que de l'ensemble des μ_i , en d'autres termes du choix de l'intervalle utilisé pour l'ajustement. Mais elle ne dépend pas du nombre d'événements observés dans chaque intervalle, ces nombres intervenant seulement dans la partie droite (vecteur colonne) de (5.7). En cas de mesure conjointe à effectuer sur un grand nombre de distributions différentes, il est ainsi possible de construire et inverser un nombre de matrices seulement égal au nombre d'intervalles d'ajustement souhaités pour la construction de β , et de partager ces matrices entre toutes les mesures. Ceci peut être utile étant donné le nombre d'opérations nécessaires pour inverser une matrice de dimension 4. Dans le cas présent, le nombre de distributions à évaluer (différents critères de reconstruction, mesures dépendant de η et p_T , variations de la sélection utilisées pour évaluer les incertitudes systématiques...) rend le gain de temps d'exécution tout-à-fait appréciable.

Une autre conséquence est qu'une expression analytique des incertitudes reliées à la prédiction du bruit de fond peut être déterminée (au premier ordre, par la formule classique de propagation des incertitudes).

Performances

La table 5.11 présente le niveau de bruit de fond estimé dans plusieurs intervalles en p_T et η , à l'aide de la méthode décrite précédemment. On peut constater une présence de bruit de fond importante à basse énergie (entre 80% et 95% des événements), ainsi que sa persistance à haute énergie, à hauteur de 20%. Cette situation est quelque peu différente du cas du bruit de fond affectant les candidats *probe* reconstruits, qui est supprimé de manière plus renforcée à haute énergie.

La figure 5.8 montre plusieurs exemples de distributions de masse invariante, accompagnées de l'estimation de bruit de fond. On peut constater une variation non négligeable entre les résultats obtenus pour les différents intervalles d'ajustement utilisés. Ceci est dû à la simplicité de la forme retenue pour modéliser la distribution de masse pour le bruit de fond. De ce fait, l'incertitude systématique associée à la prédiction du bruit de fond est importante. Cependant, étant donné la faible proportion de candidats non-reconstruits (indiquée précédemment dans la table 5.4 et visible également sur cette figure), l'impact de cette incertitude sur la mesure finale est fortement dilué. Il est donc tolérable d'avoir une estimation moins précise que pour le cas des candidats reconstruits.

5.4 Incertitudes sur les mesures

5.4.1 Incertitude statistique

L'incertitude statistique sur la mesure de l'efficacité donnée par l'équation (5.1) est calculée à l'aide de la formule standard de propagation des incertitudes au premier ordre. Il existe une

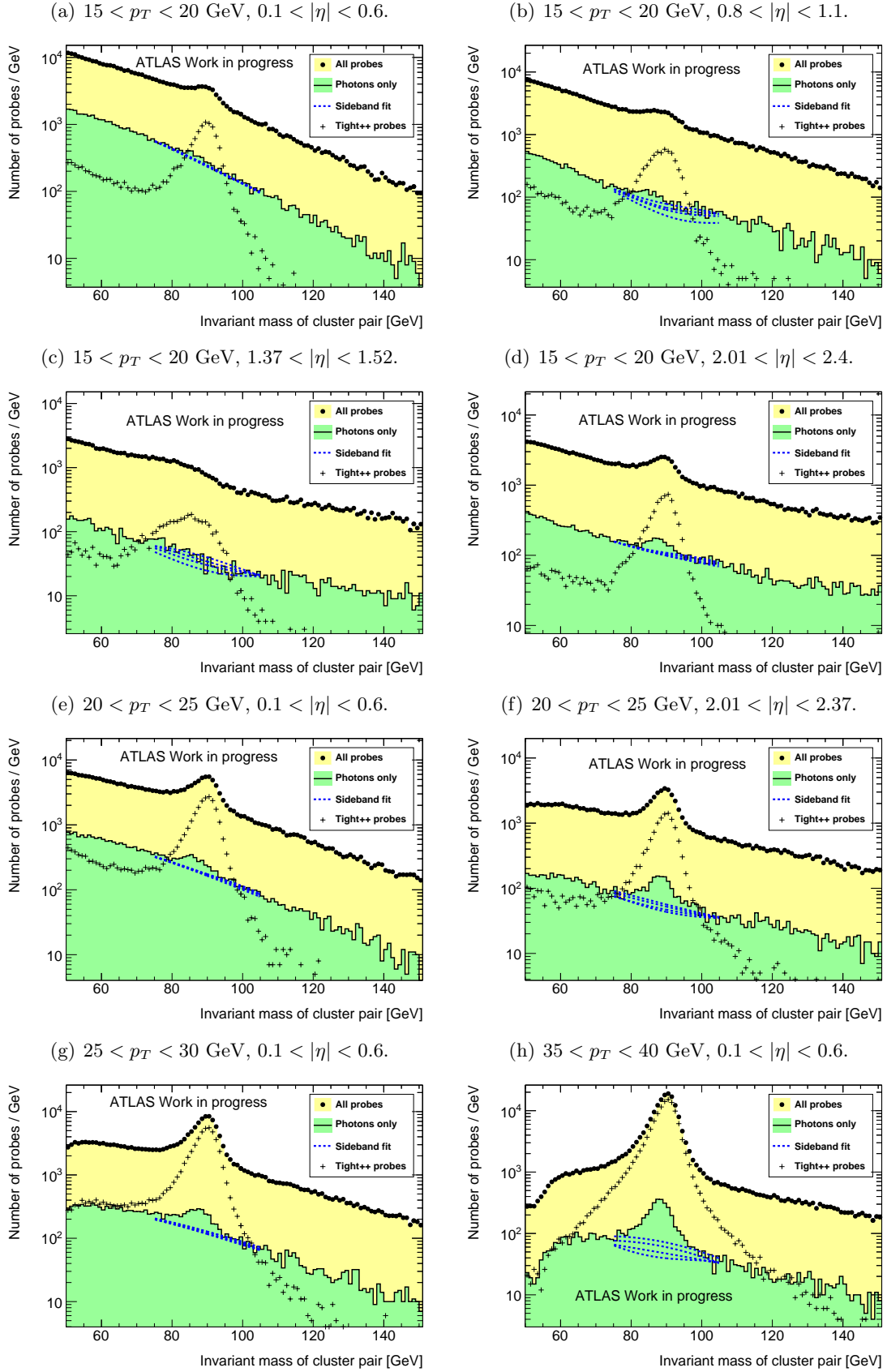


FIGURE 5.8 – Distribution de masse invariante des candidats *probe* dans différents intervalles en p_T et $|\eta|$. La partie verte correspond à l'ensemble des candidats non-reconstruits. L'estimation du bruit de fond associé est matérialisée par les quatre lignes bleues, correspondant aux différents intervalles d'ajustement utilisés.

$\eta \setminus p_T$	15-20 GeV	20-25 GeV	25-30 GeV	30-35 GeV	35-40 GeV	40-45 GeV	45-50 GeV
[-0.10,0.10]	94%	86%	64%	42%	34%	23%	25%
[0.10,0.80]	87%	71%	63%	39%	22%	20%	35%
[0.80,1.37]	75%	67%	33%	15%	11%	19%	8%
[1.37,1.52]	96%	25%	14%	22%	13%	23%	37%
[1.52,2.01]	75%	42%	31%	13%	7%	9%	14%
[2.01,2.47]	88%	56%	41%	27%	23%	7%	16%

TABLE 5.11 – Fraction de bruit de fond dans la région de mesure $80 < m_{ee} < 100$ GeV pour des candidats *probe* passant la sélection par défaut définie dans la section 5.3.1, et non reconstruits comme électrons, en fonction de p_T (colonnes) et η (rangées). Ces valeurs sont obtenues à partir de l'ensemble des données, avec la méthode décrite dans la section 5.3.4. L'intervalle de masse invariante choisi pour l'ajustement de la distribution est ici $[70, 80] \cup [100, 110]$ GeV (voir figure 5.7 supérieure gauche).

forte corrélation entre les événements composant le modèle de bruit de fond et la distribution principale, qui doit bien évidemment être prise en compte. Étant données les modifications dans la définition des modèles pour chaque type de mesure, et donc leurs relations différentes avec les distributions principales correspondantes, la formule donnant l'expression de l'incertitude statistique est propre à chaque type de mesure, et même au choix du modèle de bruit de fond lorsque deux modèles alternatifs sont considérés (mesure pour la reconstruction + qualité de la trace + R_{had} , ainsi que pour l'identification). La description détaillée des différents cas de figure est incluse en annexe.

Dans les cas correspondant aux mesures pour la reconstruction + qualité de trace (également + R_{had} dans le cas où le modèle incluant R_{had} est utilisé), l'efficacité est exprimée sous la forme suivante :

$$\varepsilon = \frac{P - T \frac{P_H}{T_H}}{P - T \frac{P_H}{T_H} + F - U \frac{F_H}{U_H} + \Gamma} = \frac{U_H(ST_H - TS_H)}{U_H(ST_H - TS_H) + T_H(RU_H - UR_H) + \Gamma T_H U_H} \quad (5.9)$$

avec P et F le nombre de candidats reconstruits satisfaisant ou non les critères de qualité de la trace, T et U le nombre d'événements dans les modèles de bruit de fond correspondant à ces deux catégories, et Γ le nombre de candidats non reconstruits après soustraction du bruit de fond. Les variables indexées X_H correspondent aux nombres d'événements dans la région de haute masse. Le membre de droite, contenant uniquement des variables indépendantes entre elles, est obtenu en définissant $S = P - T$, $S_H = P_H - T_H$, $R = F - U$ et $R_H = F_H - U_H$.

L'incertitude statistique sur ε est alors donnée par :

$$\Delta\varepsilon^2 = \frac{T_H^2(ST_H - TS_H)^2}{(\text{denom.})^4} [U^2 R_H^2 \Delta U_H^2 + U_H^2 (U_H^2 \Delta R^2 + U_H^2 \Delta \Gamma^2 + U^2 \Delta R_H^2 + R_H^2 \Delta U^2)] \\ + \frac{U_H^2 (RU_H - UR_H + \Gamma U_H)^2}{(\text{denom.})^4} [T^2 S_H^2 \Delta T_H^2 + T_H^2 (T_H^2 \Delta S^2 + T^2 \Delta S_H^2 + S_H^2 \Delta T^2)] \quad (5.10)$$

Dans cette expression, l'abréviation (denom.) correspond au dénominateur du membre de droite de (5.9). $\Delta\Gamma$ est donné par (5.13) ci-dessous, les autres termes $\Delta\mathcal{X}$ étant simplement les incertitudes poissoniennes sur les variables \mathcal{X} . Des expressions similaires dans la méthodologie sont obtenues pour les autres types de mesures, et sont indiquées en annexe.

Terme $\Delta\Gamma$ dû aux candidats non reconstruits

L'incertitude statistique sur l'estimation du bruit de fond B^γ pour les candidats non-reconstruits

est obtenue par la propagation des incertitudes statistiques sur les nombres d'événements dans les différents intervalles utilisés dans la détermination des coefficients du polynôme β par l'ajustement aux données. En reprenant les notations introduites dans la section 5.3.4, cette incertitude correspond donc au premier ordre à :

$$\Delta B^\gamma = \sqrt{\sum_i \left(\frac{\partial B^\gamma}{\partial y_i} \right)^2 \left(\Delta y_i^{(\text{stat})} \right)^2} \quad (5.11)$$

où $\Delta y_i^{(\text{stat})}$ correspond à l'incertitude poissonnienne sur le nombre d'événements y_i dans l'intervalle i . Les dérivées partielles intervenant dans cette expression ont l'expression suivante :

$$\frac{\partial B^\gamma}{\partial y_i} = (\delta^{(4)}/4 \quad \delta^{(3)}/3 \quad \delta^{(2)}/2 \quad \delta^{(1)}) \cdot M^{-1} \cdot \begin{pmatrix} x_i^3 \\ x_i^2 \\ x_i \\ 1 \end{pmatrix} \quad \text{où} \quad \delta^{(j)} := x_{\text{max}}^j - x_{\text{min}}^j \quad (5.12)$$

qui possède également la propriété d'être indépendante de l'ensemble des y_i , autorisant ainsi un calcul très rapide pour un grand nombre de mesures conjointes.

L'incertitude statistique sur le terme $\Gamma = N^\gamma - B^\gamma$ intervenant dans les expressions (A.2), (5.10) et (A.6) est alors simplement

$$\Delta \Gamma^2 = (\Delta N^\gamma)^2 + (\Delta B^\gamma)^2, \quad (5.13)$$

où ΔN^γ est l'incertitude (poissonnienne) sur le nombre de candidats non-reconstruits observé dans la région de la mesure.

5.4.2 Incertitudes systématiques

Un certain nombre de sources d'incertitudes systématiques sont associées aux mesures. Comme on peut s'en douter, la contribution principale correspond à la validité de l'estimation du bruit de fond, en d'autres termes la forme et la normalisation du modèle. Les paragraphes suivants détaillent les procédures employées pour l'évaluation de ces différentes incertitudes.

Sources évaluées simultanément

Afin d'évaluer l'impact des différentes sources d'incertitudes affectant la mesure, plusieurs variations de la sélection principale sont appliquées. Ces variations ont essentiellement pour but de vérifier la robustesse et la validité de l'estimation du bruit de fond, en modifiant son niveau, sa forme et sa composition.

- Niveau d'identification de l'électron *tag* : par défaut le critère *tight++*, deux alternatives sont considérées avec l'utilisation des critères *medium++* ou *tight++* tous deux associés à un critère d'isolation $E_T^{\text{cone40}} < 5$ GeV. Ces variations permettent de modifier le niveau de bruit de fond (table 5.12, à comparer avec la table 5.9a), ainsi que sa nature (proportion d'événements avec un vrai électron isolé de type W/Z +jets, contre événements de type QCD ne contenant pas de vrai électron).
- Intervalle de masse invariante pour la mesure : par défaut [80, 100] GeV, remplacé par [85, 95] ou [75, 105] GeV. Outre un changement significatif du niveau de bruit de fond (table 5.12), l'efficacité de certains critères dépend de la masse invariante (figure 5.9), notamment car la partie à faible masse est enrichie en électrons ayant produit un rayonnement de freinage.

- Forme et contamination en signal du modèle de bruit de fond : le critère d'isolation inversé $E_T^{\text{cone40}} > 0.05 \times p_T$ est renforcé à $> 0.2 \times p_T$. La proportion de signal présente dans le modèle est ainsi réduite d'un facteur 2 à 10 (table 5.7). Pour les candidats reconstruits passant la coupure R_{had} (ce qui inclut toutes les mesures d'identification), deux définitions différentes des modèles sont en plus comparées, incluant ou non R_{had} , ce qui double le nombre de modèles alternatifs utilisés.
- Intervalle d'ajustement pour la détermination du bruit de fond non-reconstruit : quatre intervalles de masse différents sont utilisés (voir figure 5.7), correspondant à $[70, 80] \cup [100, 110]$, $[60, 80] \cup [100, 120]$, $[50, 80] \cup [100, 130]$, et $[55, 70] \cup [110, 125]$ GeV. Ceci permet d'évaluer la validité de la forme analytique choisie pour décrire le bruit de fond, en contrôlant sa stabilité lors de la modification de la région d'ajustement.

(a) Sélection lâche : région de mesure $75 < m_{ee} < 105$ GeV, identification du $tag\ medium\ H\ H$ + isolation

$\eta \setminus p_T$	15-20 GeV	20-25 GeV	25-30 GeV	30-35 GeV	35-40 GeV	40-45 GeV	45-50 GeV
[-0.10,0.10]	85.5%	61.2%	33.2%	17.7%	8.5%	4.3%	4.4%
[0.10,0.80]	83.7%	62.9%	36.8%	17.5%	8.6%	4.6%	4.9%
[0.80,1.37]	82.4%	62.2%	37.4%	18.5%	8.4%	4.7%	5.0%
[1.37,1.52]	78.0%	54.9%	31.5%	15.7%	7.8%	5.8%	6.1%
[1.52,2.01]	72.0%	49.4%	30.4%	17.0%	8.2%	4.6%	5.0%
[2.01,2.47]	70.0%	46.1%	28.9%	16.5%	8.9%	5.1%	5.0%

(b) Sélection sévère : région de mesure $85 < m_{ee} < 95$ GeV, identification du $tag\ tight\ H\ H$ + isolation

$\eta \setminus p_T$	15-20 GeV	20-25 GeV	25-30 GeV	30-35 GeV	35-40 GeV	40-45 GeV	45-50 GeV
[-0.10,0.10]	60.4%	30.0%	12.4%	6.0%	2.8%	1.3%	1.6%
[0.10,0.80]	57.2%	31.6%	14.5%	5.8%	2.7%	1.4%	1.6%
[0.80,1.37]	58.1%	34.2%	15.4%	6.3%	2.5%	1.4%	1.6%
[1.37,1.52]	63.9%	36.2%	17.4%	7.6%	3.1%	2.2%	2.3%
[1.52,2.01]	49.7%	24.9%	12.5%	5.8%	2.6%	1.3%	1.5%
[2.01,2.47]	40.6%	19.0%	9.5%	4.7%	2.5%	1.3%	1.6%

TABLE 5.12 – Proportion de bruit de fond dans la région de mesure pour des candidats $probe$ reconstruits, pour deux sélections différentes utilisées lors de l'évaluation des incertitudes systématiques. Le niveau de bruit de fond est significativement modifié, ce qui permet de tester la robustesse de la méthode utilisée pour la prédiction de ce bruit de fond.

La combinaison de tous ces critères alternatifs, appliqués indépendamment, résulte en un ensemble de 72 variations de la sélection par défaut (144 pour le cas reconstruction + qualité de trace + R_{had} , 36 pour les mesures d'identification). Il apparaît clairement dans la liste que, bien que les différentes classes de variations aient pour but de tester des effets différents, plusieurs d'entre elles ont des répercussions communes. Il est par exemple impossible (avec cette méthode du moins) d'évaluer la dépendance des efficacités à la masse invariante, sans modifier le niveau de bruit de fond. Aussi, les impacts des différentes sources ne sont pas évalués séparément pour être sommés en quadrature à la fin, ce qui résulterait en une sur-estimation des incertitudes par comptage multiple de certaines sources, mais déterminés simultanément. Pour ce faire, la distribution des efficacités obtenues pour l'ensemble des variations énumérées précédemment est considérée. La valeur centrale de l'efficacité retenue est simplement la moyenne empirique de cette distribution, et l'incertitude systématique correspondant à l'ensemble des sources testées est l'écart-type associé. Dans certaines situations pathologiques peu fréquentes (estimation de bruit de fond supérieure au nombre d'événements observé par exemple), la valeur de l'efficacité obtenue n'est pas retenue pour la valeur centrale. Par contre, elle est bien prise en compte dans le calcul de l'écart-type (ramenée à 0 ou 100% selon la nature du problème).

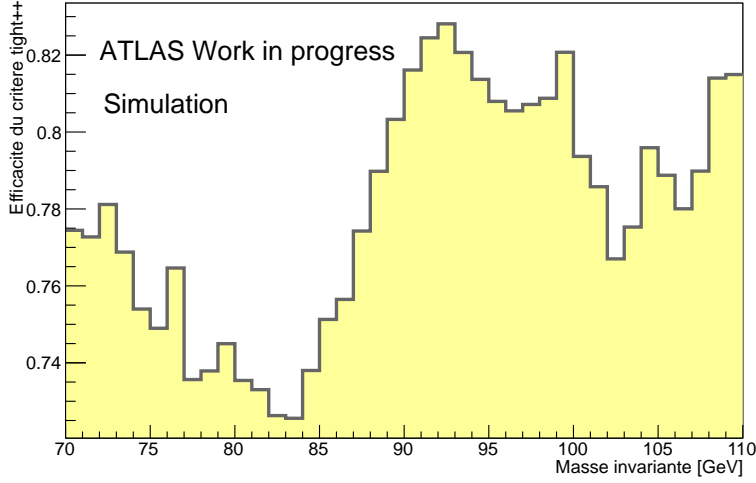


FIGURE 5.9 – Efficacité du critère d’identification *tight++* en fonction de la masse invariante de la paire *tag-probe* utilisée. Ce résultat provient de la simulation, pour des candidats *probe* satisfaisant $0 < \eta < 1.37$ et $35 < p_T < 45$ GeV. Une très nette dépendance est visible, qui peut être due en particulier à l’émission d’un rayonnement de freinage pour les candidats à plus basse masse, venant modifier les propriétés de la gerbe électromagnétique.

	$0.0 < \eta < 0.8$	$0.8 < \eta < 1.4$	$1.4 < \eta < 1.5$	$1.5 < \eta < 2.0$	$2.0 < \eta < 2.5$
$15 < p_T < 20$	1.61 ± 8.51	-3.56 ± 6.33	6.14 ± 11.97	-6.91 ± 6.17	4.33 ± 5.55
$20 < p_T < 25$	3.82 ± 5.04	-2.64 ± 4.62	1.76 ± 7.70	-8.48 ± 4.06	-1.85 ± 4.16
$25 < p_T < 30$	-3.35 ± 3.02	0.36 ± 3.26	2.85 ± 6.67	6.21 ± 3.99	-4.28 ± 3.32
$30 < p_T < 35$	5.24 ± 2.24	2.71 ± 2.77	1.04 ± 5.26	0.99 ± 2.89	3.71 ± 3.00
$35 < p_T < 40$	0.93 ± 1.57	3.53 ± 2.29	-2.59 ± 4.67	-0.90 ± 2.47	-0.44 ± 2.46
$40 < p_T < 45$	2.53 ± 1.35	-0.18 ± 1.79	-1.70 ± 4.03	1.26 ± 2.11	1.51 ± 2.33
$45 < p_T < 50$	2.45 ± 1.10	4.60 ± 1.54	6.17 ± 3.75	2.47 ± 1.90	0.16 ± 2.08

TABLE 5.13 – Différence (en %) entre les efficacités du critère d’identification *tight++* pour des candidats *probe* dans la région de normalisation $110 < m_{ee} < 250$ GeV et la région de mesure $80 < m_{ee} < 100$ GeV. Ces valeurs sont obtenues avec la simulation. On n’observe pas de déviation significative.

Autre source : signal dans la région de normalisation

La contamination en signal dans la région de normalisation du modèle de bruit de fond n’étant pas nulle, cette contribution est évaluée et soustraite d’après la procédure décrite dans la section 5.3.3 et résumée dans l’équation (5.2). L’efficacité du critère d’identification *tight++* intervenant dans cette estimation devrait en principe être mesurée dans la région de normalisation. Ceci n’est clairement pas possible dans les données ; quant à la simulation, le manque de statistique ne permet pas d’obtenir des valeurs très précises. Pour cette raison, l’efficacité issue de la simulation et mesurée dans la région $80 < m_{ee} < 100$ GeV, bien plus riche en événements, est utilisée. La table 5.13 présente la différence d’efficacité entre la région de mesure et la région de normalisation, estimée dans la simulation. Dans la limite des incertitudes statistiques, ces différences sont de l’ordre de quelques pourcents, et dans tous les cas inférieures à 7%. Une incertitude totale conservatrice de 20% est assignée à l’estimation de la contribution résiduelle en signal dans la région de normalisation. Elle couvre en particulier les différences d’efficacité du critère *tight++* entre les données et la simulation (inférieures à 15%), mises en évidence dans des mesures antérieures, et confirmées *a posteriori* par les résultats présentés dans ce document (figure 5.19).

Autre source : signal dans la région d'ajustement (candidats non reconstruits)

Outre la validité de la forme analytique choisie pour modéliser le bruit de fond et testée en modifiant l'intervalle d'ajustement aux données, une source d'incertitude additionnelle est reliée à la présence de signal dans la région utilisée pour la détermination des coefficients du polynôme β . Cette contribution est évaluée et soustraite à partir de la prédiction de la simulation. Une incertitude de 30% est associée à cette prédiction. Elle est propagée à l'incertitude sur le nombre d'événements de bruit de fond prédit, par la formule suivante :

$$\Delta B_{(\text{syst})}^{\gamma} = \sum_i \left| \frac{\partial B^{\gamma}}{\partial y_i} \right| \Delta y_i^{(\text{syst})} \quad \text{avec} \quad \Delta y_i^{(\text{syst})} = 0.3 y_i^{(\text{mc})}, \quad (5.14)$$

qui correspond à un traitement complètement corrélé des incertitudes entre les différents intervalles i , procédure à la fois conservatrice (l'incertitude obtenue est maximale) et réaliste (la mauvaise simulation de la reconstruction dépend peu de la masse invariante). L'expression des dérivées partielles intervenant dans cette relation est identique à la section 5.4.1 et est donnée par (5.12). L'incertitude de 30% associée à la prédiction de la simulation est motivée par les possibles différences d'efficacité de reconstruction avec les données. En se basant sur les mesures *a posteriori*, cette efficacité est mesurée à $95 \pm 1.5\%$ à bas p_T , qui correspond au cas le plus défavorable. L'incertitude sur le nombre de candidats non-reconstruits est donc $1.5/(100 - 95) \approx 30\%$.

Autre source : bruit de fond satisfaisant les critères d'identification

Du fait du grand facteur de rejet associé aux divers critères d'identification standard, la région de normalisation du modèle de bruit de fond contient, pour les candidats passant ces critères, une grande proportion d'événements de signal, la rendant par conséquent impropre à la normalisation du modèle. Comme déjà expliqué, la distribution des paires de charge identique est utilisée en lieu et place de la distribution principale. À cette procédure sont associées essentiellement deux sources d'incertitudes :

- Différence potentielle de niveau de bruit de fond entre les distributions de paires de charges identiques ou opposées. À l'ordre de l'arbre, la plupart des processus $2 \rightarrow 2$ impliqués dans la composition du bruit de fond ont un état final constitué de particules de charges opposées : on peut penser par exemple à la production de di-jets par $gg(q\bar{q}) \rightarrow q\bar{q}$, de boson W par $gu(gd) \rightarrow dW^+(uW^-)$, ou encore de paires $b\bar{b}$ dans lesquelles les leptons (non isolés) issus de la désintégration des mésons B conservent le signe des charges initiales des quarks b . Des contres-exemples incluent la production de Z +jet $q\bar{q} \rightarrow gZ$, ou bien la radiation de gluons dans les états initiaux ou finaux de divers processus. Bien sûr, le phénomène d'hadronisation de ces partons vient complexifier cette vision naïve. Il s'avère (table 5.14) que la production de paires de charges opposées pour le bruit de fond est en effet légèrement supérieure, entre 0 et 15%, de part et d'autre de la région de mesure. Une incertitude systématique uniforme de 15% est donc assignée à la prédiction de bruit de fond correspondante, pour tenir compte de cet effet.
- Contribution résiduelle du signal à la distribution de paires de charges identiques. Ceci peut être notamment dû à la présence d'électrons dont la charge reconstruite n'est pas correcte. Pour évaluer cette contamination, le nombre de paires de charges opposées à haute masse est multiplié par le rapport entre le nombre de paires de charges identiques et opposées dans la région de mesure, qui correspond à une borne supérieure sur le taux d'incertitude de reconstruction de la charge. Grossièrement, le nombre d'événements de signal est donc $N_{SS}^{\text{signal}} \approx N_{SS}^{\text{tail}} \times N_{SS}^{\text{peak}} / N_{OS}^{\text{peak}}$. La table 5.15 présente l'ordre de grandeur

(a) Candidats dans l'intervalle $40 < m_{ee} < 70$ GeV

	$0.0 < \eta < 0.8$	$0.8 < \eta < 1.4$	$1.4 < \eta < 1.5$	$1.5 < \eta < 2.0$	$2.0 < \eta < 2.5$
$15 < p_T < 20$	-4.73 ± 0.08	-4.25 ± 0.11	-4.97 ± 0.22	-4.19 ± 0.14	-3.16 ± 0.15
$20 < p_T < 25$	-7.55 ± 0.12	-7.22 ± 0.15	-8.55 ± 0.31	-6.92 ± 0.20	-5.83 ± 0.22
$25 < p_T < 30$	-10.86 ± 0.16	-10.51 ± 0.21	-11.84 ± 0.43	-10.30 ± 0.28	-9.26 ± 0.32
$30 < p_T < 35$	-11.97 ± 0.23	-12.25 ± 0.29	-13.13 ± 0.62	-12.28 ± 0.40	-11.12 ± 0.48
$35 < p_T < 40$	-10.61 ± 0.33	-10.93 ± 0.43	-10.59 ± 0.94	-11.00 ± 0.60	-10.58 ± 0.73
$40 < p_T < 45$	-11.21 ± 0.47	-11.48 ± 0.60	-10.99 ± 1.36	-10.24 ± 0.87	-8.48 ± 1.09
$45 < p_T < 50$	-10.13 ± 0.65	-8.94 ± 0.86	-11.38 ± 1.88	-9.55 ± 1.22	-9.96 ± 1.56

(b) Candidats dans l'intervalle $110 < m_{ee} < 250$ GeV

	$0.0 < \eta < 0.8$	$0.8 < \eta < 1.4$	$1.4 < \eta < 1.5$	$1.5 < \eta < 2.0$	$2.0 < \eta < 2.5$
$15 < p_T < 20$	-1.10 ± 0.45	-1.83 ± 0.36	-1.04 ± 0.59	-1.03 ± 0.32	-0.82 ± 0.30
$20 < p_T < 25$	-1.53 ± 0.39	-1.98 ± 0.38	-0.90 ± 0.68	-1.89 ± 0.38	-1.48 ± 0.36
$25 < p_T < 30$	-2.87 ± 0.36	-1.92 ± 0.40	-2.16 ± 0.77	-2.26 ± 0.44	-1.65 ± 0.44
$30 < p_T < 35$	-3.86 ± 0.36	-3.54 ± 0.42	-2.70 ± 0.85	-3.34 ± 0.50	-2.14 ± 0.51
$35 < p_T < 40$	-5.37 ± 0.36	-5.04 ± 0.45	-4.01 ± 0.93	-4.79 ± 0.55	-2.46 ± 0.59
$40 < p_T < 45$	-5.93 ± 0.38	-5.76 ± 0.48	-6.19 ± 1.01	-4.16 ± 0.61	-4.11 ± 0.66
$45 < p_T < 50$	-7.86 ± 0.40	-7.51 ± 0.51	-5.84 ± 1.09	-6.23 ± 0.68	-4.73 ± 0.74

TABLE 5.14 – Différence relative (en %) entre le nombre de candidats *probe* provenant du bruit de fond pour des paires de même charge, et de charges opposées.

de cette contamination : elle varie de 5 à 100%, les valeurs les plus importantes étant typiquement obtenues à grande valeur de $|\eta|$, où le taux d'incertitude sur la charge reconstruite est accru, et pour le critère d'identification *tight++*, pour lequel le niveau de bruit de fond est le plus faible. Une incertitude systématique dépendante de η et p_T est donc ajoutée à la prédiction du bruit de fond ; les valeurs assignées sont résumées ci-dessous :

	$0 < \eta < 1.5$	$1.5 < \eta < 2.5$
$15 < p_T < 30$ GeV	$\pm 10\%$	$\pm 20\%$
$30 < p_T < 40$ GeV	$\pm 20\%$	$\pm 50\%$
$40 < p_T < 50$ GeV	$\pm 30\%$	$\pm 100\%$

Pour des raisons de simplicité, cette incertitude est appliquée de manière symétrique, bien qu'en principe seule la variation allant dans le sens de la réduction du niveau de bruit de fond devrait être considérée.

En combinant ces deux effets, l'incertitude systématique ajoutée à la prédiction du bruit de fond pour les candidats *probe* satisfaisant les coupures d'identification varie donc de 20 à 100%. Cette incertitude est bien plus importante que pour l'estimation du bruit de fond relative aux candidats *probe* reconstruits, avant l'application de critère d'identification. Elle reflète la difficulté accrue de la mesure du bruit de fond dans des distributions largement dominées par le signal, même en-dehors de la région de mesure. Cependant, l'incertitude importante accompagnant cette estimation n'impacte pas la précision de la mesure finale, car le niveau de bruit de fond après identification est très bas.

5.4.3 Résumé : valeur centrale et incertitudes sur la mesure finale

La section précédente décrit par le détail les différentes sources d'incertitudes systématiques, et leur traitement. La contribution principale provient des différences entre les mesures réalisées avec les diverses variations de la sélection. Il a été indiqué plus haut que la valeur centrale finale retenue pour la mesure de l'efficacité est prise comme la moyenne empirique de la distribu-

(a) Candidats <i>probe</i> passant le critère d'identification <i>loose++</i>					
	$0.0 < \eta < 0.8$	$0.8 < \eta < 1.4$	$1.4 < \eta < 1.5$	$1.5 < \eta < 2.0$	$2.0 < \eta < 2.5$
$15 < p_T < 20$	8.58 ± 1.55	8.18 ± 0.67	23.31 ± 1.37	11.13 ± 0.72	16.41 ± 0.84
$20 < p_T < 25$	5.65 ± 0.81	4.87 ± 0.51	9.00 ± 0.74	9.60 ± 0.80	15.69 ± 1.08
$25 < p_T < 30$	6.30 ± 0.85	5.13 ± 0.58	7.07 ± 0.67	10.38 ± 0.92	16.35 ± 1.29
$30 < p_T < 35$	7.83 ± 1.18	6.94 ± 0.82	7.05 ± 0.86	13.74 ± 1.46	21.44 ± 2.09
$35 < p_T < 40$	8.79 ± 1.31	9.15 ± 1.16	8.48 ± 1.08	21.23 ± 2.58	25.12 ± 2.53
$40 < p_T < 45$	6.94 ± 0.98	8.88 ± 1.09	8.29 ± 1.16	22.53 ± 2.72	34.49 ± 3.95
$45 < p_T < 50$	9.04 ± 1.35	14.01 ± 2.09	9.00 ± 1.21	33.66 ± 4.97	47.32 ± 6.34
(b) Candidats <i>probe</i> passant le critère d'identification <i>medium++</i>					
	$0.0 < \eta < 0.8$	$0.8 < \eta < 1.4$	$1.4 < \eta < 1.5$	$1.5 < \eta < 2.0$	$2.0 < \eta < 2.5$
$15 < p_T < 20$	6.45 ± 1.73	5.62 ± 0.94	6.49 ± 0.78	6.83 ± 0.90	11.63 ± 1.05
$20 < p_T < 25$	6.16 ± 1.35	5.33 ± 1.05	4.74 ± 0.91	11.03 ± 2.17	15.47 ± 2.14
$25 < p_T < 30$	10.51 ± 2.41	8.10 ± 1.86	5.96 ± 1.34	13.14 ± 2.26	17.47 ± 2.53
$30 < p_T < 35$	12.42 ± 2.85	11.47 ± 2.34	11.63 ± 3.68	24.39 ± 4.98	25.93 ± 4.11
$35 < p_T < 40$	10.46 ± 2.01	13.39 ± 2.53	17.11 ± 5.16	36.24 ± 7.73	35.53 ± 6.02
$40 < p_T < 45$	10.62 ± 2.21	18.60 ± 3.97	40.19 ± 20.10	44.66 ± 9.75	48.61 ± 8.24
$45 < p_T < 50$	16.19 ± 3.82	26.30 ± 6.38	16.69 ± 4.46	53.51 ± 12.28	65.71 ± 12.44
(c) Candidats <i>probe</i> passant le critère d'identification <i>tight++</i>					
	$0.0 < \eta < 0.8$	$0.8 < \eta < 1.4$	$1.4 < \eta < 1.5$	$1.5 < \eta < 2.0$	$2.0 < \eta < 2.5$
$15 < p_T < 20$	5.91 ± 1.87	5.36 ± 1.20	3.28 ± 0.72	5.20 ± 1.11	7.73 ± 1.37
$20 < p_T < 25$	8.14 ± 2.35	5.01 ± 1.34	4.27 ± 1.74	10.75 ± 3.40	16.42 ± 4.56
$25 < p_T < 30$	15.52 ± 4.91	8.80 ± 2.93	8.79 ± 4.39	10.39 ± 2.39	27.79 ± 8.79
$30 < p_T < 35$	18.72 ± 5.92	14.07 ± 4.06	10.77 ± 4.82	18.89 ± 4.88	28.66 ± 7.41
$35 < p_T < 40$	12.16 ± 2.95	13.40 ± 3.07	36.92 ± 21.32	35.42 ± 9.83	42.90 ± 11.91
$40 < p_T < 45$	11.38 ± 2.84	20.11 ± 5.38	43.75 ± 30.94	42.54 ± 11.37	86.30 ± 27.31
$45 < p_T < 50$	17.38 ± 5.02	37.16 ± 13.14	35.52 ± 17.76	52.34 ± 15.11	150.34 ± 56.84

TABLE 5.15 – Estimation de la fraction d'événements de signal (en %) dans la région de normalisation, pour des paires de même charge. Ces distributions sont utilisées pour l'estimation du bruit de fond passant les différents critères d'identification. La contamination en signal peut atteindre des valeurs telles que la prédiction du bruit de fond est entachée d'une incertitude de 100%. Cependant, la précision finale de la mesure n'est pas affectée grâce au très faible niveau de bruit de fond passant les critères d'identification.

tion des différentes variations systématiques. L'écart-type de cette distribution est comptabilisé comme un terme d'incertitude systématique. Les autres termes d'incertitudes systématiques $\Delta\varepsilon_i^{(\text{syst})}$, moins significatifs, sont considérés comme complètement corrélés entre les différentes N variations :

$$\langle \varepsilon \rangle = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N \varepsilon_i \quad (5.15)$$

$$\langle \Delta\varepsilon^{(\text{syst})} \rangle = \sqrt{\frac{1}{N-1} \left(\sum_i \varepsilon_i^2 \right) - \frac{N}{N-1} \langle \varepsilon \rangle^2 + \left(\frac{1}{N} \sum_i \Delta\varepsilon_i^{(\text{syst})} \right)^2} \quad (5.16)$$

Il reste à préciser comment les incertitudes statistiques associées à chaque variation sont combinées pour obtenir l'incertitude statistique finale sur la mesure.

L'approche la plus simple consiste à considérer les résultats provenant des différentes variations comme complètement corrélés (ce qui est vrai pour le signal notamment), auquel cas

l'incertitude statistique sur le résultat final est simplement la moyenne empirique des incertitudes statistiques associées à chaque variation $\sigma_i^{(\text{stat})}$:

$$\langle \Delta \varepsilon^{(\text{stat})} \rangle = \frac{1}{N} \sum_i \Delta \varepsilon_i^{(\text{stat})} \quad (5.17)$$

Cette expression a le mérite d'être conservative, car elle correspond au pire cas possible (incertitudes complètement corrélées). Cependant, elle ne correspond pas tout-à-fait à la réalité : en particulier, le niveau de bruit de fond peut changer significativement d'une variation à l'autre (c'est d'ailleurs le but !). Ainsi, il existe des contributions aux mesures fournies par les différentes variations, qui ne sont pas corrélées entre elles. Un raffinement de cette approche a donc été étudié, dans lequel une prise en compte plus adéquate des termes non corrélés est mise en œuvre. La description détaillée de cette méthode est incluse en annexe (section A.2). Les résultats obtenus par cette approche modifiée, comparés avec l'expression simplifiée de l'équation (5.17), montrent une réduction des incertitudes statistiques d'au plus 5% pour les mesures liées à l'identification, et 1% pour les mesures liées à la reconstruction. En se rappelant que les incertitudes sont estimées à l'aide d'approximations au premier ordre, le gain est ainsi anecdotique. Il est toutefois satisfaisant de constater que l'approche simplifiée ne surestime pas les incertitudes de manière exagérée.

5.5 Résultats et interprétation des mesures

Cette section détaille les résultats obtenus pour les mesures d'efficacité réalisées avec l'ensemble des données 2011.

5.5.1 Mesures intégrées : description qualitative des observations

Les figures 5.10 à 5.13 présentent une vue générale de l'évolution des efficacités de reconstruction et d'identification, en fonction de l'impulsion transverse du candidat, ou de sa pseudorapidité. On peut constater un très bon accord général entre les données et la simulation, reflétant la bonne modélisation de la réponse des différents sous-détecteurs d'ATLAS.

Les efficacités incluses dans ces graphiques sont en fait issues de mesures bi-dimensionnelles (p_T, η) , projetées suivant p_T ou η avec la distribution du nombre de candidats *probe* $N(p_T, \eta)$ prédite par la simulation :

$$\varepsilon(\eta) = \frac{1}{N(\eta)} \sum_{p_T} \varepsilon(p_T, \eta) N(p_T, \eta) \quad \text{avec} \quad N(\eta) = \sum_{p_T} N(p_T, \eta) \quad (5.18)$$

Reconstruction

En premier lieu, les figures 5.10 et 5.11 permettent de constater une efficacité de reconstruction plutôt uniforme, variant sur la plage de mesure en p_T de 95 à 98%. L'ajout de critères de qualité de la trace induit en revanche une forte dépendance à la pseudorapidité η , ainsi qu'une baisse de l'efficacité à basse énergie. Cette dépendance reflète la présence accrue de matière dans le détecteur, qui augmente singulièrement la probabilité d'émission de rayonnements de freinage par les électrons. Or, le modèle utilisé par défaut pour la reconstruction des traces en 2011 procédait à un ajustement des points de mesure en prenant pour hypothèse le passage d'un pion chargé. L'émission de rayonnement, source de modification de la trajectoire de l'électron, n'était donc pas prise en compte, ce qui explique la dégradation des performances. Depuis 2012, un algorithme plus optimal est employé, permettant la prise en compte de ces rayonnements.

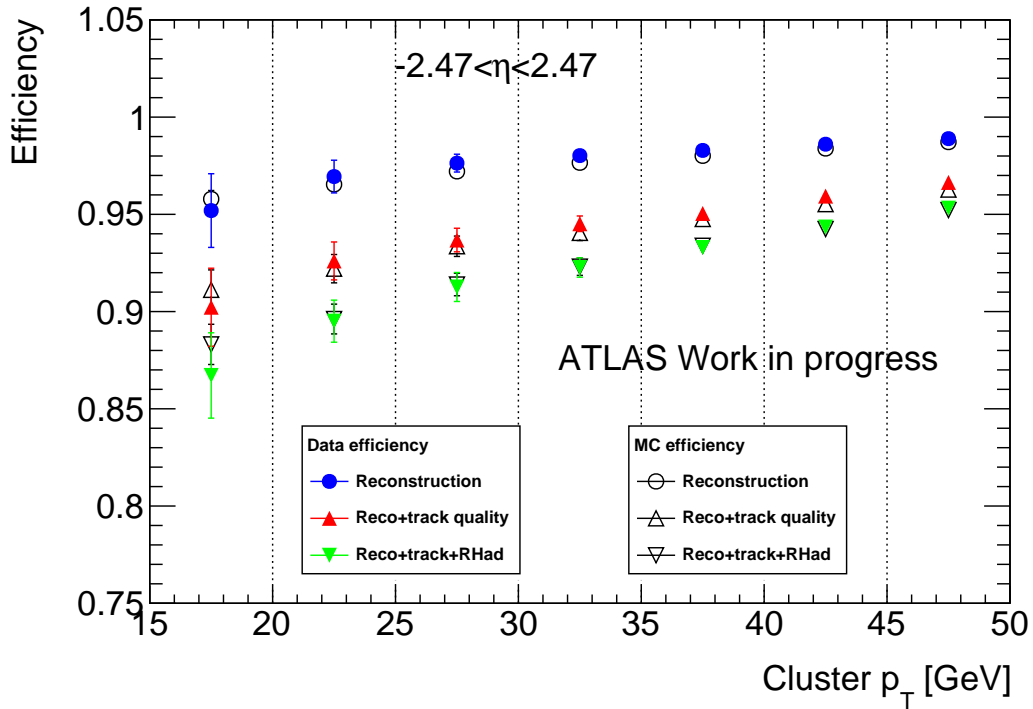


FIGURE 5.10 – Efficacités de reconstruction dans les données et la simulation, en fonction de l'impulsion transverse p_T du candidat *probe*.

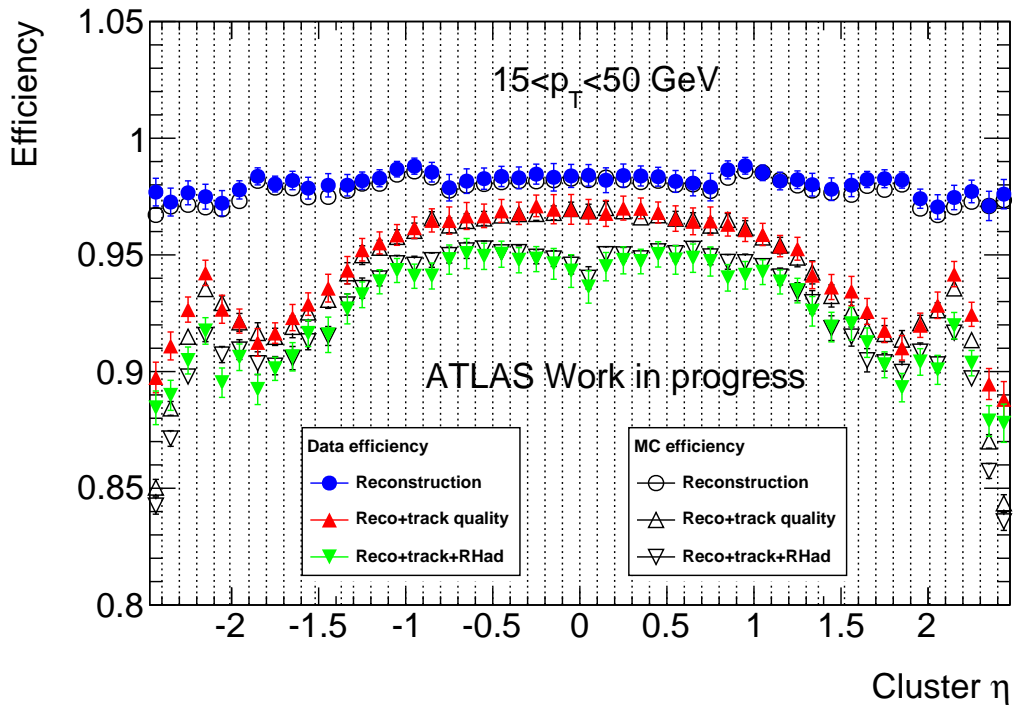


FIGURE 5.11 – Efficacités de reconstruction dans les données et la simulation, en fonction de la pseudorapidité η du candidat *probe*.

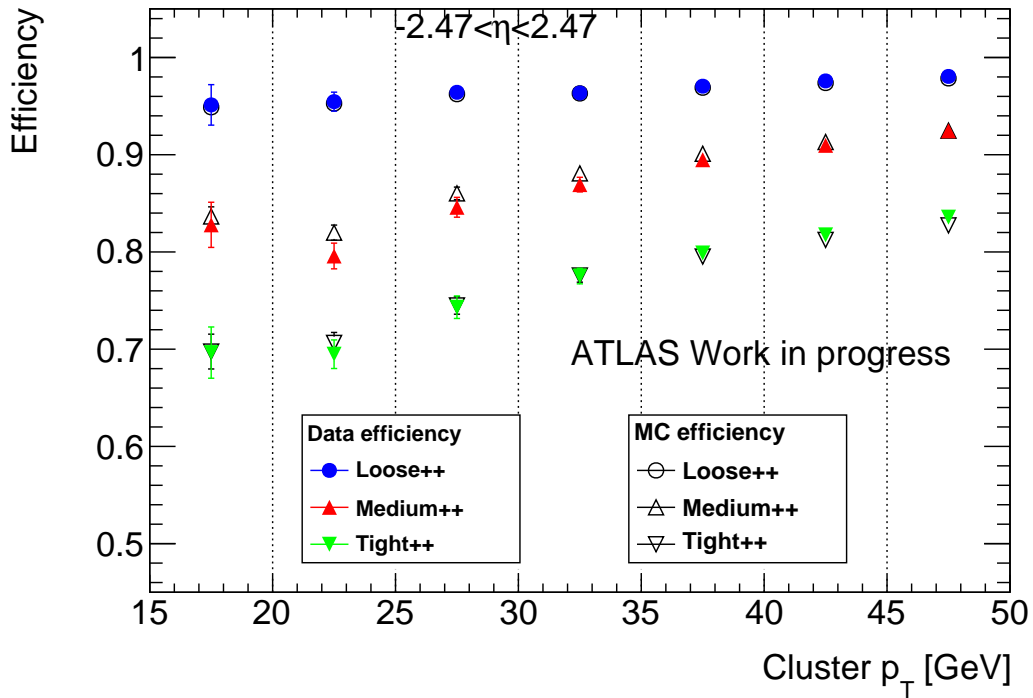


FIGURE 5.12 – Efficacités d’identification pour les différents critères standard dans les données et la simulation, en fonction de l’impulsion transverse p_T du candidat *probe*.

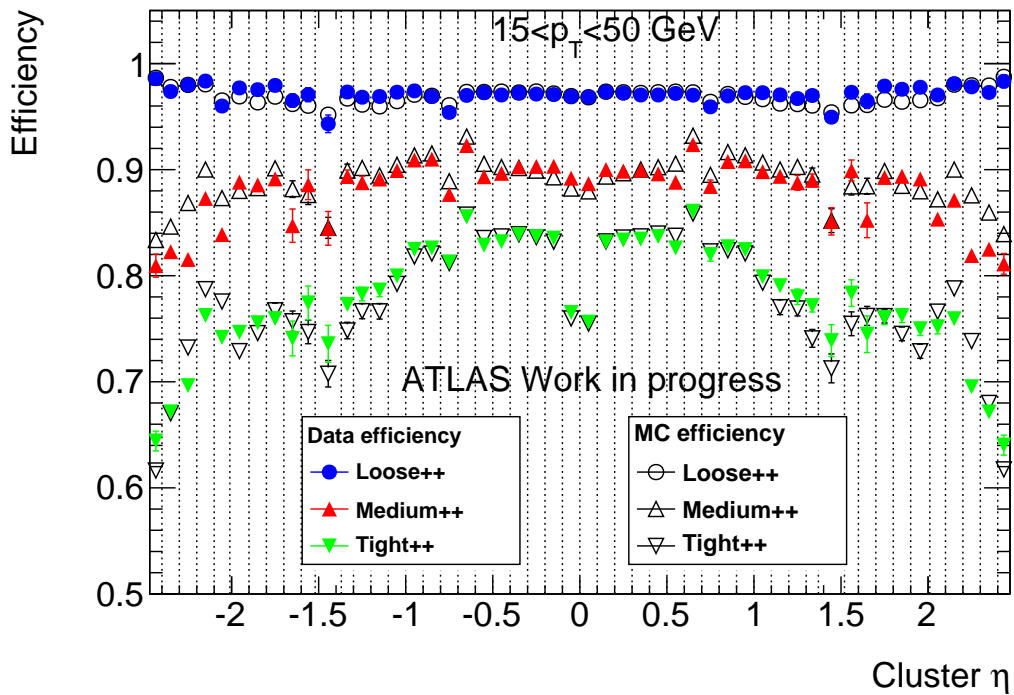


FIGURE 5.13 – Efficacités d’identification pour les différents critères standard dans les données et la simulation, en fonction de la pseudorapidité η du candidat *probe*.

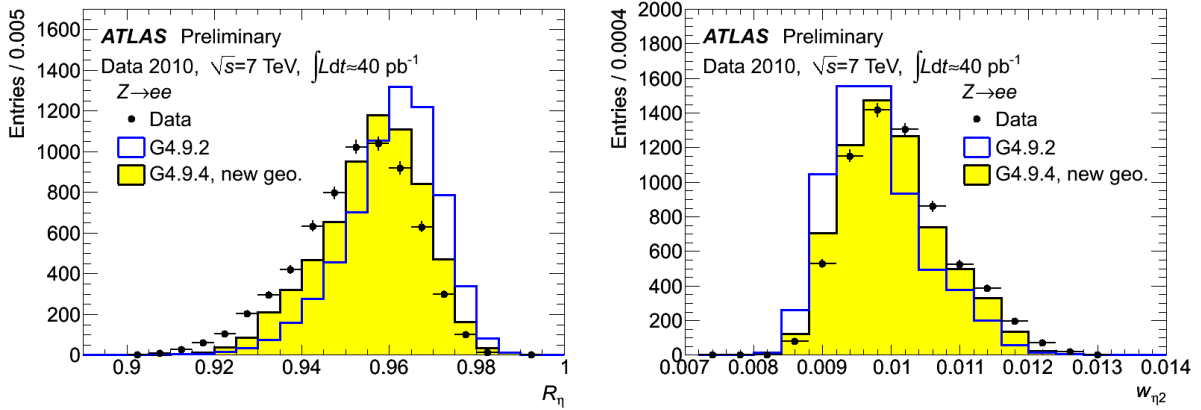


FIGURE 5.14 – Distribution de deux variables liées au développement de la gerbe électromagnétique, pour des électrons issus de désintégrations $Z \rightarrow ee$ dans les données 2010. La figure de gauche représente l’aplatissement latéral R_η , et la figure de droite l’extension latérale W_{η^2} . Les histogrammes à contour bleu ou noir indiquent les distributions obtenues avec deux versions de la simulation correspondant à deux versions du logiciel *Geant4* simulant l’interaction des particules avec le détecteur, et une description plus détaillée de la constitution du calorimètre.

L’efficacité de reconstruction incluant une trace de bonne qualité s’en trouve significativement améliorée dans les région concernées, et retrouve une dépendance plus uniforme en η (figure 5.17 gauche), ainsi qu’à basse énergie.

Identification

Les efficacités des critères d’identification standard sont présentées aux figures 5.12 et 5.13. Comme expliqué en introduction, les mesures sont effectuées en prenant pour référence des candidats *probe* satisfaisant les critères de qualité de trace et la coupure sur R_{had} . Ainsi, l’efficacité totale doit être prise comme le produit des valeurs incluses dans ces figures, avec la courbe verte des figures précédentes dédiées à la reconstruction. L’efficacité du critère *loose++* est ainsi très élevée (supérieure à 95% dans la partie centrale), et très uniforme. Les variables discriminantes associées à ce niveau sont liées au développement de la gerbe dans le calorimètre, et des seuils de coupure relativement lâches sont employés. Les critères d’identification plus sévères *medium++* et *tight++* perdent cette uniformité, en raison de la plus grande implication de variables liées à la trace, et plus généralement de l’augmentation de la sévérité des coupures, ce qui augmente la sensibilité à la géométrie précise du détecteur. En particulier, le critère d’identification *medium++* étant utilisé au niveau du système de déclenchement pour sélectionner des événements avec un électron, les seuils de coupures ont été optimisés pour conserver un taux d’acquisition compatible avec les limites de la bande passante. Cela a notamment conduit à l’augmentation de la sévérité des seuils à haut η . On peut distinguer clairement sur la figure 5.13 les différentes régions moins bien instrumentées du détecteur, où l’efficacité est dégradée : en particulier, la séparation entre la partie centrale et les bouchons du calorimètre à $1.37 < |\eta| < 1.52$, ainsi que la séparation entre les parties A et C de ce même calorimètre à $\eta \sim 0$. Les régions à la limite de l’acceptance du trajectographe souffrent également d’une dégradation significative de l’efficacité, en particulier dans les régions non couvertes par le détecteur de rayonnements de transition ($|\eta| > 2.0$). Les prédictions de la simulation s’accordent là encore généralement bien aux mesures dans les données, ce qui permet de valider les performances de la modélisation non seulement de la géométrie du détecteur, mais également de l’interaction des électrons avec celui-ci, notamment

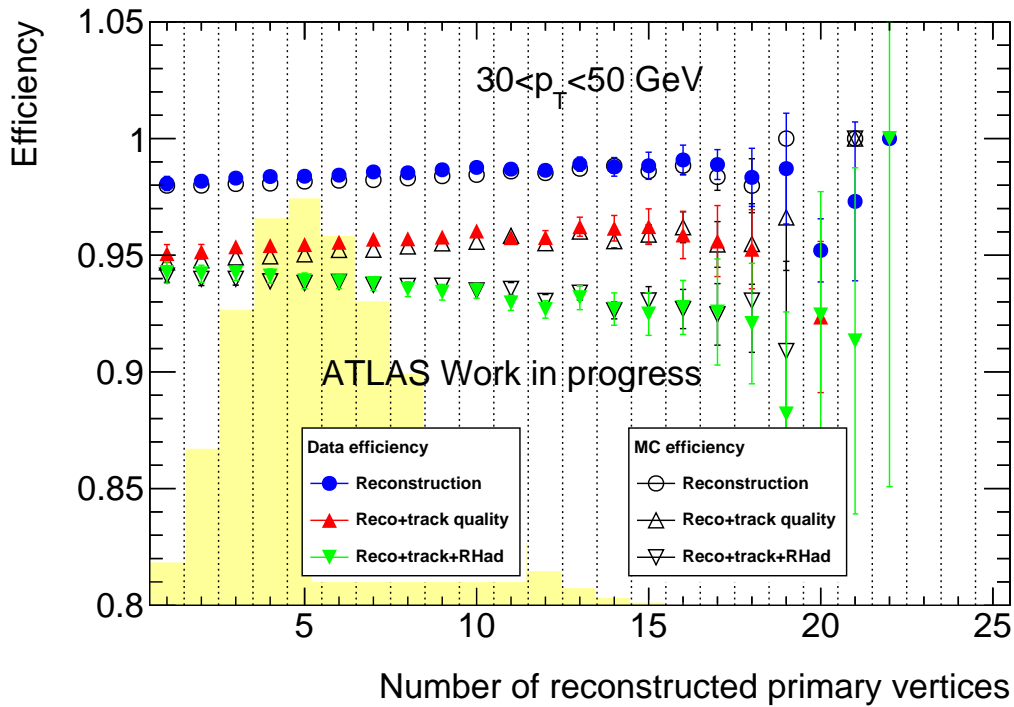


FIGURE 5.15 – Efficacités de reconstruction dans les données et la simulation, en fonction du nombre de points d’interaction reconstruits, dont la distribution pour l’ensemble des données 2011 est matérialisée par l’histogramme jaune en arrière-plan.

le développement des gerbes électromagnétiques dans le calorimètre. Les différences résiduelles entre données et simulation fluctuent dans une plage de 2 à 3% ; en particulier, l’accord est bon sur toute la plage d’énergie transverse. Ces différences sont attribuées à la modélisation de la gerbe, ainsi qu’à la calibration du détecteur à rayonnement de transition notamment dans la région $1.0 < |\eta| < 2.0$. L’exploitation de ces informations peut permettre l’amélioration de la simulation. Par exemple, la comparaison données 2010/simulation des distributions associées aux variables décrivant ces gerbes a souligné la nécessité d’une description plus complexe de la structure des couches d’absorbeurs du calorimètre électromagnétique, auparavant simplement traitées comme des blocs de matière homogène, mais incluant à présent un niveau de détail accru (couches de différents métaux, colle...). Le résultat, visible à la figure 5.14, est un meilleur accord entre données et simulation.

Bruit d’empilement

Un aspect très important pour la reconstruction et l’identification des électrons, et plus généralement de tous les objets physiques et leurs calibrations utilisés par les analyses, est de pouvoir contrôler la dégradation des performances liée à l’augmentation du bruit d’empilement. Dans le cadre des électrons, on peut s’attendre notamment à une modification des distributions associées aux variables discriminantes décrivant la gerbe électromagnétique, du fait de l’activité accrue dans le calorimètre et de la possible interférence avec des produits d’autres collisions générés à proximité de l’électron. Outre l’assurance de la stabilité des performances sur l’ensemble des données utilisées par les différentes analyses, ces vérifications permettent également d’orienter les travaux de développement pour tenir compte des contraintes futures bien plus exigeantes, relatives à l’accroissement de la luminosité instantanée. Les figures 5.15 et 5.16 présentent ainsi les variations des efficacités de reconstruction et des critères d’identi-

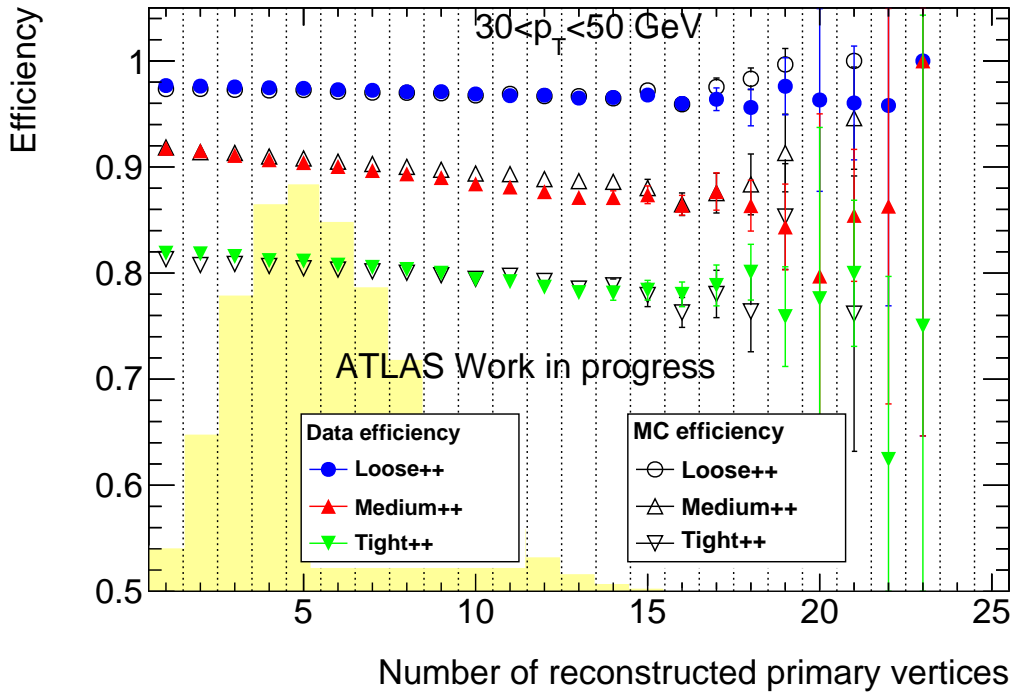


FIGURE 5.16 – Efficacités d’identification pour les différents critères standard dans les données et la simulation, en fonction du nombre de points d’interaction reconstruits, dont la distribution pour l’ensemble des données 2011 est matérialisée par l’histogramme jaune en arrière-plan.

cation en réponse à l’augmentation du bruit d’empilement, matérialisé par le nombre de vertex primaires reconstruits dans l’événement. On peut constater que la dépendance des différentes efficacités au niveau d’empilement n’est pas dramatique ; les variations sur la plage correspondant à l’ensemble des données 2011 s’élèvent au plus à quelques pourcents. De plus, la simulation reproduit cette dépendance de manière tout-à-fait satisfaisante pour les différents critères. Les efficacités de reconstruction, incluant ou non les critères de qualité de trace, ont la particularité d’augmenter légèrement avec le niveau d’empilement. Une hypothèse pour expliquer ce phénomène est l’association aléatoire d’un candidat non-reconstruit avec une trace d’une autre origine ; la probabilité d’occurrence d’une telle association étant évidemment accrue en présence d’un plus grand nombre d’interactions. À partir de l’inclusion de la coupure sur R_{had} , les efficacités décroissent avec le niveau d’empilement, comme attendu. Il se trouve que cette variable R_{had} est l’une des plus sensible à l’empilement, car elle dépend de l’énergie déposée dans le calorimètre hadronique, moins efficace pour réduire le bruit. Lors de la prise de données 2012, le niveau d’empilement était deux fois plus important que pour 2011. En extrapolant à partir des figures 5.15 et 5.16, ceci correspond à une baisse d’efficacité pour le critère *medium++* d’au moins 5% par rapport à la valeur nominale. Toutefois, la ré-optimisation des seuils de coupures pour les différents critères d’identification standard ayant précédé la campagne de données 2012, motivée par ces mesures, a permis de réduire la sévérité de la coupure sur les variables les plus sensibles (dont R_{had}), en renforçant les coupures sur d’autres variables plus robustes. De ce fait, l’uniformité de l’efficacité du critère *medium++* a pu être préservée en 2012 sur une plage plus importante, permettant de conserver une haute efficacité malgré l’accroissement de la luminosité (figure 5.17 droite) pour une performance de rejet similaire .

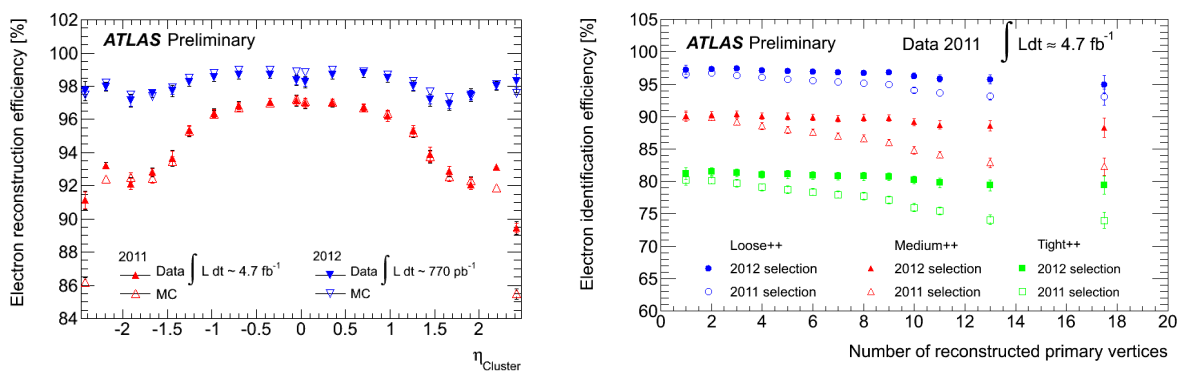


FIGURE 5.17 – Améliorations des algorithmes pour la prise de données 2012 : prise en compte du rayonnement de freinage (gauche), insensibilité au bruit d’empilement (droite).

5.5.2 Mesures de précision et coefficients de correction de la simulation

Outre l’interprétation des mesures en termes de signes de problèmes potentiels, la connaissance précise des efficacités de reconstruction et d’identification est elle-même requise. Cette information est mise sous la forme de facteurs de correction à appliquer à la simulation, afin de retrouver l’efficacité mesurée dans les données. Ces facteurs sont simplement les rapports des efficacités dans les données et dans la simulation. Ceci peut sembler trivial, mais d’autres approches auraient tout aussi bien pu être retenues. Par exemple, dans le cas de l’identification des photons, des corrections sont d’abord appliquées sur certaines variables discriminantes dans la simulation afin de reproduire les observations, et la décision du critère d’identification souhaité est ré-évaluée en se basant sur les variables corrigées. Un facteur de correction résiduel est ensuite appliqué. Dans le cas présent, la procédure est plus simple et consiste simplement en une pondération des événements contenant un ou plusieurs électrons identifiés. L’incertitude sur ces facteurs, provenant essentiellement de la précision des mesures dans les données, peut alors être considérée comme une source d’incertitude systématique dans les analyses exploitant ces mesures.

Les figures 5.18 et 5.19 présentent les mesures détaillées des efficacités dans les données et la simulation, en fonction de p_T et η , telles qu’utilisées pour le calcul des facteurs de correction. Les intervalles choisis pour partitionner les mesures correspondent à la géométrie du détecteur, ainsi qu’aux intervalles utilisés pour la définition des seuils des coupures sur les variables discriminantes employées pour l’identification. L’objectif initial de mesure de précision est atteint, puisqu’on peut voir que dans la région $p_T > 25$ GeV, l’incertitude est généralement inférieure au pourcent. Dans le cas d’électrons d’énergie $p_T > 35$ GeV, valeur typique pour des électrons issus de bosons W ou Z , l’incertitude totale est plutôt de l’ordre de 0.5%. Ces faibles valeurs autorisent une division relativement fine du domaine de pseudorapidité pour les mesures, permettant ainsi une correction optimale de la simulation. En effet, les performances des critères d’identification dépendent fortement de la géométrie du détecteur et sont très sensibles aux effets locaux liés à la présence de sous-systèmes du détecteur (matière en amont du calorimètre), d’inhomogénéités dans la réponse et la granularité des détecteurs, ainsi qu’aux seuils de coupures sur les variables discriminantes qui évoluent avec la pseudorapidité et l’impulsion des candidats. On constate ainsi sur ces figures la forte variabilité de l’efficacité du critère d’identification *tight++*, qui est le critère mettant en œuvre l’ensemble des variables discriminantes, avec des coupures sévères et donc plus sensibles aux effets d’interactions entre électrons et détecteur. On peut également noter que le niveau de précision atteint permet la réalisation de mesures en deux dimensions (p_T, η), ce qui n’était pas le cas jusqu’à présent : les dépendances en p_T et η des facteurs de correction de la simulation étaient factorisées, ce qui nécessitait l’hypothèse que cette factorisation

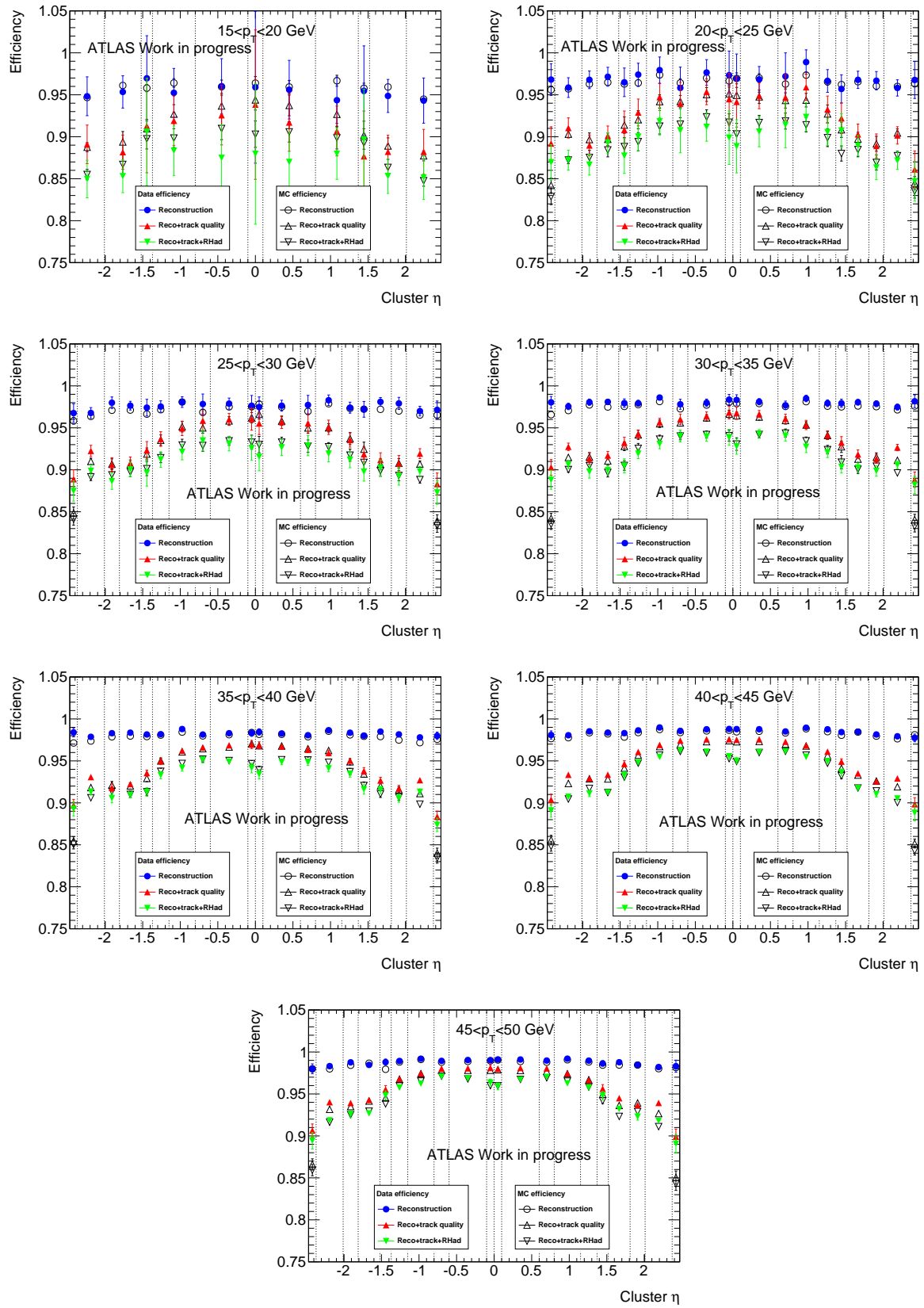


FIGURE 5.18 – Efficacités de reconstruction dans les données et la simulation, en fonction de l’impulsion transverse p_T (différentes figures) et de la pseudorapidité η du candidat $probe$. Les barres d’incertitudes représentent l’incertitude totale sur la mesure.

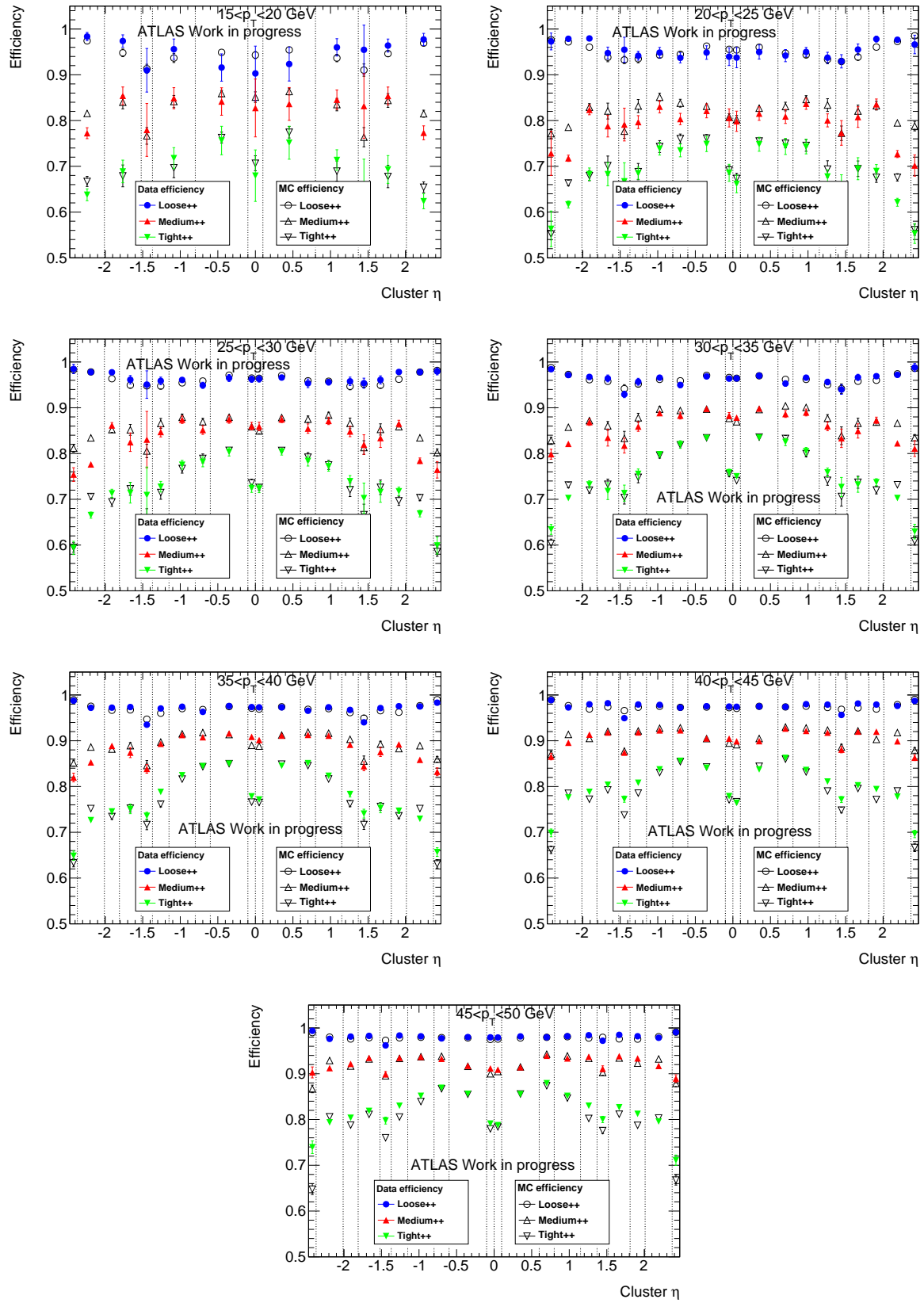


FIGURE 5.19 – Efficacités d’identification pour les différents critères standard dans les données et la simulation, en fonction de l’impulsion transverse p_T (différentes figures) et de la pseudorapidité η du candidat *probe*. Les barres d’incertitudes représentent l’incertitude totale sur la mesure.

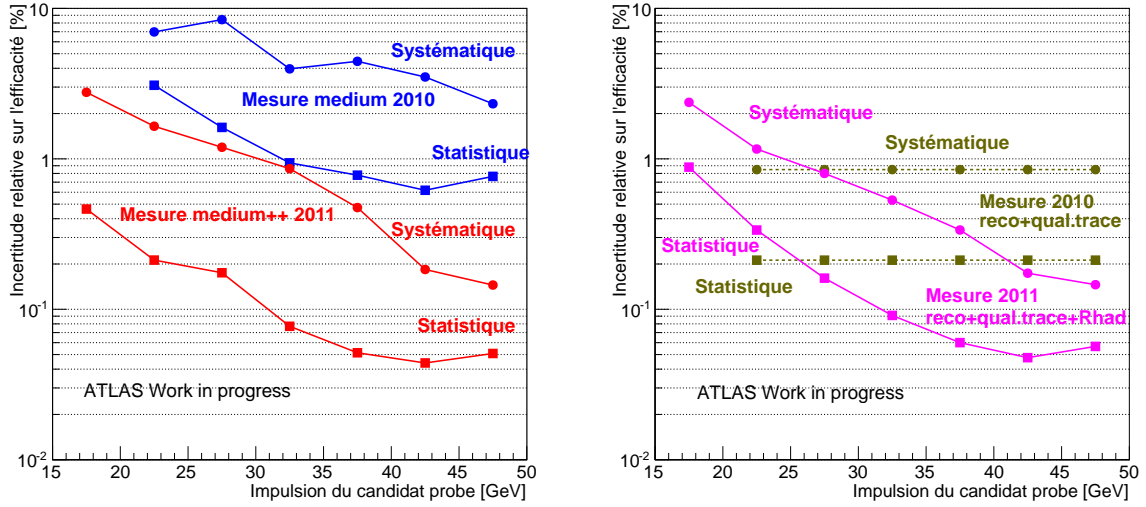


FIGURE 5.20 – Évolution des incertitudes affectant les mesures d’efficacités d’identification (gauche) et de reconstruction (droite) entre 2010 et 2011, en fonction de p_T et séparées en leurs contributions statistiques et systématiques. Les mesures 2010 pour la reconstruction sont complètement inclusives (pas de division en η ou p_T).

était avérée. Les résultats présentés par ces figures confirment *a posteriori*, et grossièrement, la véracité de cette hypothèse. Cependant, grâce à la réduction des incertitudes affectant les mesures, cette approximation n’est plus nécessaire, remplacée par des mesures directes en deux dimensions.

La figure 5.20 décrit l’évolution des incertitudes sur les mesures en fonction de l’énergie de l’électron, entre les premiers résultats avec les données 2010, et ceux obtenus avec la méthode présentée ici. Pour cette comparaison, les mesures bi-dimensionnelles (η, p_T) réalisées avec les données 2011 sont projetées pour ne conserver que la dépendance à p_T (voir l’équation 5.18). Une réduction d’un facteur 10 a été gagnée sur les incertitudes statistiques, mais également systématiques, ce qui était un des objectifs de base. On peut noter sur cette figure que l’incertitude systématique sur la mesure des efficacités de reconstruction incluant la coupure sur R_{had} est un peu plus faible que pour les mesures des efficacités d’identification. Ceci peut paraître paradoxal, car le bruit de fond est plus important dans le premier cas. Une explication possible est que le bruit de fond satisfaisant R_{had} est plus difficile à estimer et domine l’incertitude. Or, dans le premier cas, il intervient à la fois au numérateur et au dénominateur de la mesure, ce qui résulte en une réduction partielle de son impact. Cet effet est absent dans le second cas, où l’incertitude due à ce bruit de fond contribue donc plus.

La table 5.16 donne pour finir la liste des coefficients de corrections obtenus pour l’étape de reconstruction associée aux critères de qualité de trace et R_{had} , ainsi que pour le critère d’identification standard *medium++*. Les tables correspondant aux autres étapes de la reconstruction, ainsi qu’aux autres critères d’identification, sont incluses en annexe (section A.3, tables A.3 et A.4). La comparaison des incertitudes statistiques et systématiques permet de voir que dans la plupart des cas, la première source domine, bien que dans certains intervalles moins nombreux les deux sources soient équivalentes. Ceci permet donc d’espérer une réduction accrue des incertitudes lors de la mesure des efficacités avec l’ensemble des données 2012, contenant près de quatre fois plus d’événements.

(a) Reconstruction + qualité de trace + R_{had} .

	15-20 GeV	20-25 GeV	25-30 GeV	30-35 GeV	35-40 GeV	40-45 GeV	45-50 GeV
[-2.47,-2.01]	$0.994 \pm 0.023 \pm 0.011$	$1.008 \pm 0.010 \pm 0.007$	$1.012 \pm 0.005 \pm 0.005$	$1.014 \pm 0.004 \pm 0.003$	$1.013 \pm 0.003 \pm 0.002$	$1.009 \pm 0.003 \pm 0.001$	$1.007 \pm 0.004 \pm 0.001$
[-2.01,-1.52]	$0.984 \pm 0.019 \pm 0.012$	$1.000 \pm 0.008 \pm 0.007$	$0.998 \pm 0.005 \pm 0.003$	$0.998 \pm 0.003 \pm 0.002$	$0.996 \pm 0.003 \pm 0.002$	$0.997 \pm 0.002 \pm 0.001$	$0.999 \pm 0.003 \pm 0.001$
[-1.52,-1.37]	$1.012 \pm 0.052 \pm 0.048$	$0.988 \pm 0.020 \pm 0.011$	$0.995 \pm 0.012 \pm 0.011$	$0.999 \pm 0.007 \pm 0.003$	$1.000 \pm 0.005 \pm 0.003$	$1.002 \pm 0.004 \pm 0.003$	$1.011 \pm 0.006 \pm 0.003$
[-1.37,-0.80]	$0.983 \pm 0.026 \pm 0.017$	$1.007 \pm 0.010 \pm 0.012$	$0.994 \pm 0.004 \pm 0.004$	$0.994 \pm 0.003 \pm 0.002$	$0.995 \pm 0.002 \pm 0.001$	$0.999 \pm 0.001 \pm 0.001$	$0.997 \pm 0.002 \pm 0.001$
[-0.80,-0.10]	$0.961 \pm 0.029 \pm 0.026$	$0.988 \pm 0.011 \pm 0.009$	$0.999 \pm 0.005 \pm 0.004$	$0.998 \pm 0.002 \pm 0.004$	$0.999 \pm 0.002 \pm 0.001$	$1.001 \pm 0.001 \pm 0.001$	$1.000 \pm 0.001 \pm 0.001$
[-0.10,0.10]	$0.976 \pm 0.082 \pm 0.040$	$0.984 \pm 0.019 \pm 0.015$	$0.988 \pm 0.008 \pm 0.007$	$0.997 \pm 0.005 \pm 0.002$	$0.994 \pm 0.003 \pm 0.002$	$1.002 \pm 0.002 \pm 0.001$	$1.001 \pm 0.003 \pm 0.001$
[0.10,0.80]	$0.961 \pm 0.027 \pm 0.024$	$0.991 \pm 0.011 \pm 0.008$	$0.995 \pm 0.005 \pm 0.004$	$0.999 \pm 0.002 \pm 0.002$	$0.997 \pm 0.002 \pm 0.002$	$1.000 \pm 0.001 \pm 0.001$	$1.000 \pm 0.001 \pm 0.001$
[0.80,1.37]	$0.979 \pm 0.026 \pm 0.015$	$1.010 \pm 0.010 \pm 0.007$	$0.993 \pm 0.004 \pm 0.004$	$0.994 \pm 0.003 \pm 0.003$	$0.994 \pm 0.002 \pm 0.001$	$1.000 \pm 0.001 \pm 0.001$	$0.998 \pm 0.002 \pm 0.001$
[1.37,1.52]	$1.005 \pm 0.052 \pm 0.037$	$1.031 \pm 0.021 \pm 0.010$	$0.988 \pm 0.011 \pm 0.006$	$0.994 \pm 0.007 \pm 0.004$	$0.995 \pm 0.005 \pm 0.002$	$1.004 \pm 0.004 \pm 0.002$	$1.006 \pm 0.005 \pm 0.002$
[1.52,2.01]	$0.988 \pm 0.020 \pm 0.014$	$1.000 \pm 0.008 \pm 0.004$	$1.002 \pm 0.005 \pm 0.004$	$0.999 \pm 0.003 \pm 0.002$	$1.003 \pm 0.003 \pm 0.002$	$0.998 \pm 0.002 \pm 0.001$	$1.003 \pm 0.003 \pm 0.001$
[2.01,2.47]	$1.005 \pm 0.023 \pm 0.020$	$0.996 \pm 0.010 \pm 0.005$	$1.016 \pm 0.006 \pm 0.003$	$1.017 \pm 0.004 \pm 0.002$	$1.020 \pm 0.003 \pm 0.001$	$1.011 \pm 0.003 \pm 0.001$	$1.014 \pm 0.004 \pm 0.001$

(b) Critère d'identification standard *medium++*.

	15-20 GeV	20-25 GeV	25-30 GeV	30-35 GeV	35-40 GeV	40-45 GeV	45-50 GeV
[-2.47,-2.01]	$0.947 \pm 0.011 \pm 0.009$	$0.914 \pm 0.008 \pm 0.004$	$0.930 \pm 0.005 \pm 0.003$	$0.958 \pm 0.004 \pm 0.002$	$0.962 \pm 0.003 \pm 0.002$	$0.982 \pm 0.003 \pm 0.001$	$0.988 \pm 0.003 \pm 0.001$
[-2.01,-1.52]	$1.017 \pm 0.010 \pm 0.013$	$0.974 \pm 0.006 \pm 0.007$	$0.986 \pm 0.004 \pm 0.007$	$0.981 \pm 0.003 \pm 0.008$	$0.993 \pm 0.003 \pm 0.004$	$1.002 \pm 0.002 \pm 0.001$	$1.004 \pm 0.002 \pm 0.001$
[-1.52,-1.37]	$1.017 \pm 0.054 \pm 0.050$	$1.019 \pm 0.032 \pm 0.029$	$1.031 \pm 0.051 \pm 0.054$	$0.981 \pm 0.010 \pm 0.008$	$0.991 \pm 0.006 \pm 0.003$	$0.996 \pm 0.005 \pm 0.002$	$1.004 \pm 0.007 \pm 0.003$
[-1.37,-0.80]	$1.009 \pm 0.014 \pm 0.023$	$0.967 \pm 0.007 \pm 0.006$	$0.987 \pm 0.004 \pm 0.004$	$0.985 \pm 0.002 \pm 0.003$	$0.996 \pm 0.002 \pm 0.001$	$0.996 \pm 0.001 \pm 0.001$	$1.001 \pm 0.002 \pm 0.001$
[-0.80,-0.10]	$0.980 \pm 0.011 \pm 0.029$	$0.982 \pm 0.005 \pm 0.012$	$0.991 \pm 0.003 \pm 0.006$	$0.997 \pm 0.002 \pm 0.003$	$0.999 \pm 0.001 \pm 0.001$	$0.999 \pm 0.001 \pm 0.001$	$0.999 \pm 0.002 \pm 0.001$
[-0.10,0.10]	$0.972 \pm 0.031 \pm 0.067$	$0.997 \pm 0.011 \pm 0.020$	$1.007 \pm 0.005 \pm 0.006$	$1.009 \pm 0.004 \pm 0.002$	$1.018 \pm 0.003 \pm 0.001$	$1.010 \pm 0.003 \pm 0.001$	$1.009 \pm 0.003 \pm 0.001$
[0.10,0.80]	$0.969 \pm 0.012 \pm 0.037$	$0.984 \pm 0.005 \pm 0.013$	$0.991 \pm 0.003 \pm 0.005$	$0.996 \pm 0.002 \pm 0.002$	$0.997 \pm 0.001 \pm 0.001$	$0.994 \pm 0.001 \pm 0.001$	$0.999 \pm 0.002 \pm 0.001$
[0.80,1.37]	$1.013 \pm 0.014 \pm 0.021$	$0.976 \pm 0.007 \pm 0.006$	$0.983 \pm 0.004 \pm 0.003$	$0.984 \pm 0.002 \pm 0.003$	$0.991 \pm 0.002 \pm 0.001$	$0.993 \pm 0.001 \pm 0.000$	$0.998 \pm 0.002 \pm 0.001$
[1.37,1.52]	$1.090 \pm 0.081 \pm 0.057$	$1.001 \pm 0.019 \pm 0.017$	$1.008 \pm 0.016 \pm 0.008$	$0.994 \pm 0.011 \pm 0.010$	$0.987 \pm 0.005 \pm 0.003$	$0.994 \pm 0.005 \pm 0.002$	$1.009 \pm 0.006 \pm 0.002$
[1.52,2.01]	$1.012 \pm 0.010 \pm 0.012$	$0.992 \pm 0.006 \pm 0.008$	$0.990 \pm 0.004 \pm 0.007$	$0.991 \pm 0.003 \pm 0.004$	$0.993 \pm 0.003 \pm 0.003$	$1.007 \pm 0.002 \pm 0.001$	$1.007 \pm 0.002 \pm 0.001$
[2.01,2.47]	$0.949 \pm 0.010 \pm 0.014$	$0.913 \pm 0.007 \pm 0.006$	$0.942 \pm 0.005 \pm 0.004$	$0.951 \pm 0.004 \pm 0.003$	$0.965 \pm 0.003 \pm 0.001$	$0.980 \pm 0.003 \pm 0.001$	$0.987 \pm 0.003 \pm 0.001$

TABLE 5.16 – Coefficients de correction de la simulation (rapport entre efficacités mesurées dans les données et la simulation), en fonction de p_T (colonnes) et η (rangées). Les valeurs sont accompagnées de leurs incertitudes statistiques et systématiques (dans l'ordre d'apparition).

5.6 Autres méthodes de mesure

5.6.1 Alternatives pour la soustraction du bruit de fond

La méthode de soustraction du bruit de fond dont la description constituait l'essentiel de ce chapitre, a été utilisée pour les mesures finales sur l'ensemble des données 2011. Cependant, d'autres méthodes ont été employées auparavant pour les différents résultats intermédiaires, en particulier pour les mesures lors de la prise de données 2010. Une description succincte de ces alternatives est présentée dans cette section.

Interpolation des régions latérales

Cette méthode a été utilisée pour les premiers résultats sur les mesures d'efficacités d'identification en 2010, en particulier pour les résultats finaux publiés dans [128]. L'estimation du bruit de fond dans la région de masse invariante utilisée pour la mesure $[m_L, m_H]$ est simplement obtenue par une interpolation linéaire du nombre d'événements dans les régions latérales $[m_L - \Delta m, m_L]$ et $[m_H, m_H + \Delta m]$. La proportion d'événements de signal pouvant être relativement importante dans les régions définies pour l'interpolation, la distribution de paires *tag-probe* de charge identique est utilisée à la place. Le nombre d'événements estimés de bruit de fond est alors simplement :

$$N_{[m_L, m_H]}^{\text{bkg}} = \frac{m_H - m_L}{2\Delta m} \left(N_{[m_L - \Delta m, m_L]}^{\text{SS}} + N_{[m_H, m_H + \Delta m]}^{\text{SS}} \right) \quad (5.19)$$

La valeur typique de Δm est de 20 GeV, pour des régions de mesures identiques à celles mentionnées plus haut. Cette valeur est alternativement réduite à 10 GeV pour l'évaluation des incertitudes systématiques.

Comme on peut s'en douter, cette méthode est trop grossière pour fournir des résultats précis. Notamment, la forme du bruit de fond ne se prête pas très bien à une approximation linéaire, et le niveau de bruit de fond pour les distributions de paires de charges identiques ou opposées peut différer jusqu'à 10%. Les incertitudes systématiques liées à ce biais s'élèvent pour les résultats publics 2010 à 2% pour les mesures intégrées dans l'intervalle $20 < m_{ee} < 50$ GeV, et 1% dans l'intervalle $30 < m_{ee} < 50$ GeV. À titre de comparaison, l'incertitude systématique totale obtenue avec la méthode décrite dans ce chapitre, pour un niveau de bruit de fond similaire ($\sim 10\%$), s'élève seulement à 0.2%. Cependant, cette méthode a été employée avec succès au début de prise de données, lorsque les mesures souffraient d'un manque de statistique disponible (luminosité intégrée pour 2010 près de cent fois inférieure à celle obtenue pour l'année 2011). L'accumulation d'un grand nombre d'événements a permis une étude plus approfondie de la forme du bruit de fond, et le développement de méthodes plus précises.

Ajustement de la distribution de masse invariante

Une approche différente consiste à ajuster la distribution de masse invariante dans les données, par la combinaison de modèles (analytiques ou non) décrivant le signal et le bruit de fond. Cette méthode a par exemple été employée pour la mesure des efficacités de reconstruction avec les données 2010 incluse dans [128], ainsi que pour l'étude de la dépendance en impulsion transverse des efficacités d'identification dans le même document, et pour certains résultats préliminaires basés sur les données 2011. Une grande variété de choix des modèles de signal et de bruit de fond est possible, les options retenues sont les suivantes :

- Modélisation du bruit de fond : convolution entre la partie $m_{ee} > 0$ d'une exponentielle décroissante et une gaussienne centrée en \bar{m}_{ee} . Cette combinaison préserve une forme exponentielle pour $m_{ee} \gg \bar{m}_{ee}$ mais introduit une coupure lisse de la distribution résultante à hauteur de \bar{m}_{ee} . L'origine de cet effet est simplement l'application de seuils minimaux en p_T pour la sélection des électrons, qui induit une borne inférieure sur la masse invariante

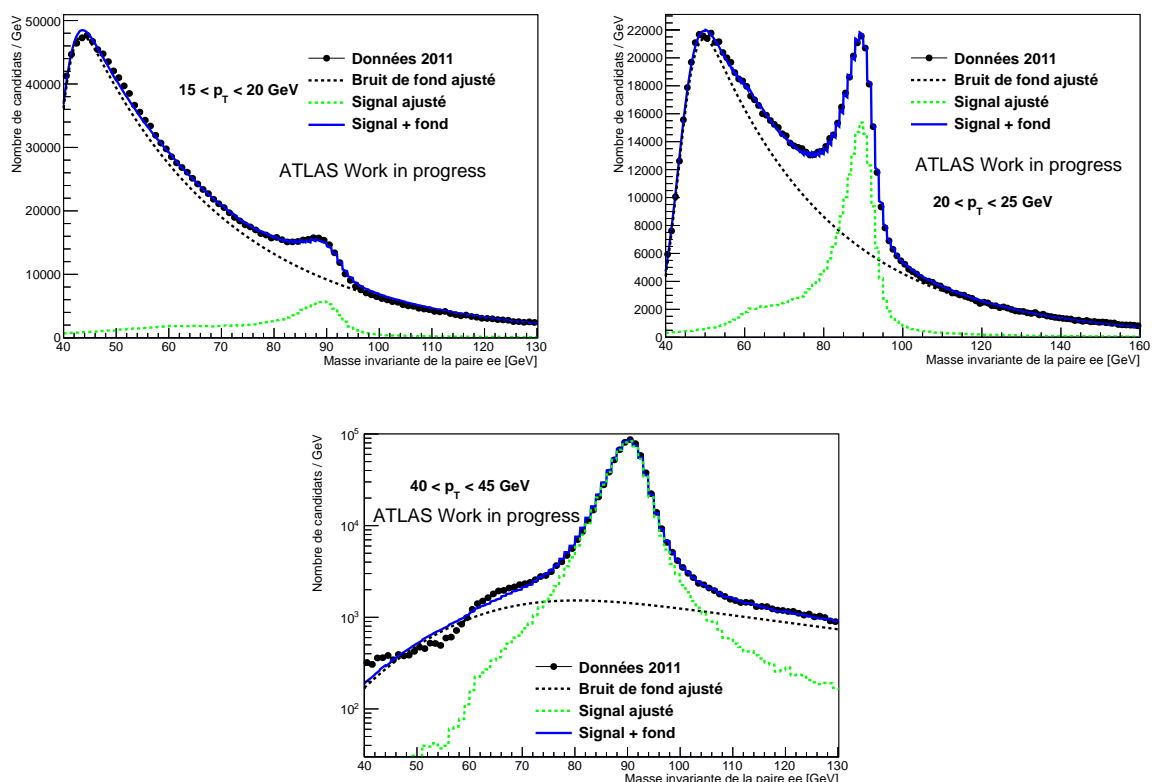


FIGURE 5.21 – Ajustement de la distribution de masse invariante pour des candidats *probe* reconstruits, à l’aide d’un modèle de signal issu de la simulation, et une forme analytique pour le bruit de fond. L’ensemble des données 2011 est utilisé, séparé en différents intervalles d’impulsion transverse p_T .

résultante, du moins pour des particules avec une nette séparation angulaire, comme c’est le cas dans la majorité des processus contribuant au bruit de fond. La description du bruit de fond choisie fait donc appel à 3 paramètres libres.

- Description analytique du signal : convolution entre une distribution de Breit-Wigner relativiste pour la description de la résonance à la masse du boson Z^0 , et une distribution de type Crystal Ball (distribution gaussienne avec une queue en puissance m_{ee}^α en-dessous d’un certain seuil de masse) pour tenir compte de la résolution du détecteur, et en particulier de la déperdition d’énergie des électrons par rayonnement de freinage (queue renforcée du côté $m_{ee} < 91$ GeV). Afin de faciliter la convergence de l’ajustement qui dépend dans ce cas d’un grand nombre de paramètres (2+4 pour le signal), la masse et la largeur de désintégration du boson Z^0 sont fixées dans la distribution Breit-Wigner, à leurs valeurs connues (respectivement 91.188 GeV et 2.495 GeV).
- Alternativement, description du signal par un modèle obtenu par la simulation, en combinant les processus $Z^0 \rightarrow e^+e^-$ et la contribution Drell-Yan $Z^0/\gamma^* \rightarrow e^+e^-$.

Si la motivation à l’origine des modèles utilisés pour le signal est claire, le choix de la distribution pour le bruit de fond est plus arbitraire. L’inclusion de la coupure cinématique de la distribution à basse masse est nécessaire, car l’ajustement doit être réalisé sur un large intervalle de masse afin de pouvoir estimer tous les paramètres. Cette contrainte exclut les modèles les plus simples (par exemple une simple exponentielle décroissante), et la fonction proposée est sans doute la plus économique en nombre de paramètres.

La figure 5.21 donne un aperçu des performances d’un tel ajustement à reproduire les

données. À basse énergie, l'accord paraît plutôt bon. Cependant, la stabilité de la mesure en réponse à des variations de la sélection (intervalle de mesure, d'ajustement des données, niveau de bruit de fond) s'avère moins bon que ce que l'accord visuel pourrait laisser penser. De plus, la convergence de l'ajustement s'avère sporadiquement sujette à l'échec, en cas de faible nombre d'événements disponibles, comme c'est le cas pour les mesures de précision utilisant des intervalles fins en η et p_T , ou également pour l'évaluation du bruit de fond au numérateur de la mesure. À plus haute énergie, la coupure naturelle dans la distribution de masse invariante, résultant des coupures cinématiques dans la sélection des leptons, se produit dans la région de la résonance du boson Z^0 . La procédure d'ajustement peine alors à prédire correctement le niveau de bruit de fond dans la région de mesure, comme on peut le voir sur cette même figure 5.21, où la prédiction de bruit de fond ne paraît pas fiable. Le cumul de ces inconvénients, ajouté à la contrainte importante en temps de calcul nécessaire pour les ajustements, ont été à l'origine du développement de la méthode décrite dans ce chapitre. Cependant, les performances obtenues avec un ajustement pourraient être fortement améliorées par l'utilisation d'un modèle de bruit de fond plus adéquat, par exemple ceux employés pour les résultats présentés dans ce document. Cette approche n'a pas été retenue pour le moment, car la région de normalisation du modèle utilisée en remplacement de l'ajustement permet de s'affranchir d'un modèle de signal, et donc en grande partie de la dépendance à la qualité de la simulation.

Modèle de bruit de fond avec paires de même charge

Des résultats intermédiaires sur les données 2011 et même 2012 ont été obtenus avec une définition antérieure du modèle de bruit de fond, utilisant des paires *tag-probe* de même charge. L'avantage offert par cette sélection est bien évidemment la contamination en signal extrêmement réduite du modèle, ce qui permet de réduire la sévérité des autres coupures. Les événements peuvent ainsi être inclus dans le modèle si le candidat *probe* échoue au simple critère d'identification *loose++*, au lieu de la définition plus complexe utilisée dans ce document et nécessaire pour les paires de charges opposées. De cette manière, l'efficacité de sélection du bruit de fond est améliorée : on peut voir par exemple dans la table 5.6 que dans la partie centrale du calorimètre ($|\eta| < 1.37$), l'acceptance passe de 90 à 98%. Malheureusement, des études complémentaires ont montré une différence entre la forme des distributions de masse invariante pour les bruits de fond constitués de paires de charges identiques ou opposées. Cette différence apparaît essentiellement à basse impulsion transverse du candidat *probe*, où le niveau de bruit de fond est important et la précision de son estimation par conséquent cruciale. Le nombre d'événements dans la région à basse masse $m_{ee} < 80$ GeV dominée par le bruit de fond, est sous-estimé lors de l'utilisation du modèle basé sur les paires de même charge. Bien que cette région ne soit pas employée lors de la mesure, elle permet de douter de la validité complète de la prédiction du bruit de fond dans la région d'intérêt, où un contrôle direct est évidemment impossible à cause de la présence d'événements de signal. Pour cette raison, le modèle avec paires de même charge a été remplacé par le modèle documenté dans ce chapitre.

5.6.2 Utilisation de l'isolation comme variable discriminante

Toutes les méthodes décrites jusqu'à présent basent l'estimation du bruit de fond sur la forme de la distribution de masse invariante. Il est cependant possible d'utiliser d'autres variables discriminantes. L'emploi de l'isolation calorimétrique des candidats *probe* a notamment été introduite dans le cadre des mesures *tag-and-probe* effectuées à l'aide d'une sélection d'événements $W \rightarrow e\nu$. Dans ce canal, la masse invariante du boson W ne peut évidemment être reconstruite, comme seule la composante transverse de l'impulsion du neutrino est connue. Une variable similaire comme la masse transverse m_T fait partie de la sélection dans ce canal, mais la plus grande largeur intrinsèque du pic de masse correspondant, ainsi que la résolution sur l'énergie

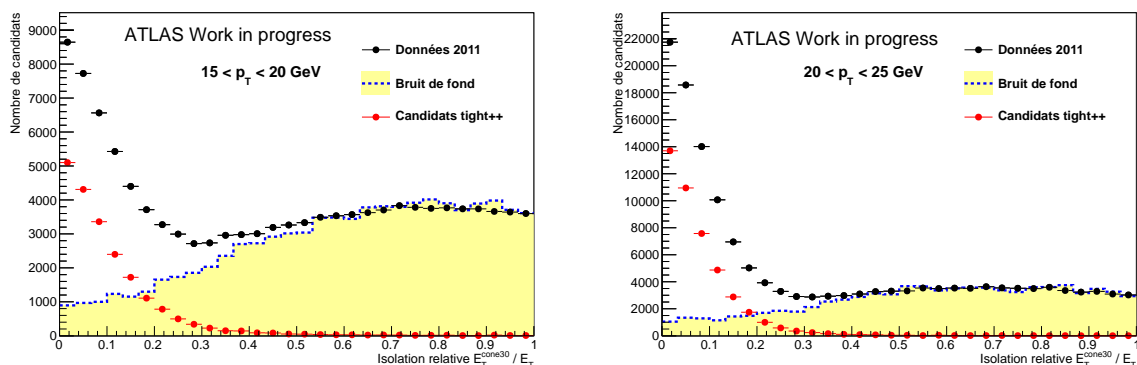


FIGURE 5.22 – Distributions de l’isolation calorimétrique relative E_T^{cone30}/E_T pour des candidats *probe* reconstruits de basse énergie. Le bruit de fond est estimé à partir des candidats échouant simultanément aux coupures sur la largeur de la gerbe dans la partie de haute précision du calorimètre W_{tot} , ainsi que la fraction de coups de la trace correspondant à des rayonnements de transition. Ce modèle est normalisé aux données dans la région $E_T^{\text{cone30}}/E_T > 0.4$. La distribution de l’isolation pour les candidats satisfaisant le critère *tight++* permet d’avoir une idée de la forme de la distribution pour le signal.

manquante bien moindre que pour le cas des électrons, en réduisent fortement le pouvoir discriminant. La séparation entre événements de signal et de bruit de fond est donc assurée par le niveau d’isolation des candidats *probe*. En effet, la grande majorité des événements de bruit de fond provient de hadrons falsifiant la signature d’électrons, ou encore d’électrons issus de désintégrations de mésons de saveurs lourdes. Dans tous les cas, le candidat correspondant est entouré d’une activité hadronique non négligeable, ce qui motive l’emploi de l’isolation comme variable discriminante, et laisse présager de bonnes performances.

Bien entendu, la méthode peut être transposée naturellement aux mesures dans le canal $Z \rightarrow ee$. La figure 5.22 présente la distribution d’une des variables discriminantes possibles, pour des candidats *probe* de basse énergie. On peut constater que la forme des distributions est complètement différente pour les événements de signal, et de bruit de fond. L’évaluation du bruit de fond est réalisée d’une manière semblable à la méthode appliquée dans le cas principal de ce chapitre. Un modèle de bruit de fond est défini par l’inversion de deux coupures utilisées dans les critères d’identification standard, et normalisé à la distribution principale dans la région $E_T^{\text{cone30}}/E_T > 0.4$ qui est largement dominée par le bruit de fond.

Le niveau de bruit de fond est singulièrement plus bas ($\sim 10\%$ dans l’intervalle $15 < p_T < 20$ GeV) que les valeurs ayant été montrées par exemple dans la table 5.5. Cela n’est cependant pas spécifique à la méthode, mais simplement dû à la présence de la coupure additionnelle définissant la région de signal, $E_T^{\text{cone30}}/E_T < 0.4$. En fait, la même coupure pourrait également être appliquée dans le cadre des mesures utilisant la masse invariante comme variable discriminante, et permettrait d’obtenir le même niveau de bruit de fond. La raison pour laquelle cette coupure n’est pas appliquée dans ce cas, est l’existence d’une faible corrélation entre l’isolation d’un électron, et la fraction d’énergie déposée dans le calorimètre hadronique. L’application de cette coupure pourrait ainsi biaiser la mesure de l’efficacité. L’existence de cette corrélation est la raison même pour laquelle la mesure de l’efficacité est fractionnée en une partie associée à la reconstruction ainsi que l’application des critères de qualité de trace et la coupure sur R_{had} , puis une partie correspondant aux critères d’identification appliqués en addition. Seule la méthode utilisant la masse invariante comme variable discriminante permet de mesurer l’efficacité de la première composante de manière non biaisée. La deuxième composante peut alors être mesurée par diverses méthodes : isolation dans les canaux W et Z , masse invariante dans le canal $Z \dots$

Noter qu'avec la ré-optimisation des critères d'identification effectuée en amont de la prise de données 2012, la sévérité de la coupure sur R_{had} a été diminuée, ce qui a également réduit l'impact de sa corrélation avec l'isolation sur la valeur de l'efficacité des différents critères. Pour cette raison, la mesure de l'efficacité d'identification en 2012 peut s'opérer également à partir de candidats *probe* reconstruits, moyennant une étude approfondie des corrélations résiduelles avec l'isolation.

5.6.3 Mesures à basse énergie : canal $J/\psi \rightarrow e^+e^-$

Le faible nombre d'événements attendu, et la très large proportion de bruit de fond, ne permettent pas d'effectuer des mesures d'efficacités pour des candidats *probe* d'impulsion $p_T < 15$ GeV dans le canal $Z \rightarrow e^+e^-$, du moins avec la méthode et la sélection employée dans ce chapitre. Cependant, la collaboration ATLAS a dès le début de la prise de données 2010 été en mesure de fournir des mesures pour les électrons dans la plage $4 < p_T < 15$ GeV, grâce à l'utilisation de l'abondante résonance mésonique J/ψ et de sa désintégration en une paire e^+e^- . Si la topologie de l'état final paraît similaire à celle du canal $Z \rightarrow e^+e^-$, la mise en œuvre des mesures s'avère bien plus complexe :

- La production des mésons J/ψ est soit directe, comme produit de l'interaction partonique sous-jacente à la collision pp , soit indirecte dans la désintégration d'un méson B. Les électrons issus des candidats J/ψ indirects sont donc mal isolés, et ces événements ne sont pas désirables pour la mesure car l'efficacité d'identification est fortement dégradée par la présence de l'environnement hadronique. Ils doivent donc dans la mesure du possible être éliminés.
- La masse du J/ψ étant relativement faible, ces particules sont produites avec une impulsion conséquente, ce qui résulte en une moins bonne séparation angulaire entre les deux électrons issus de leurs désintégrations. Des précautions doivent être prises pour traiter correctement les éventuels recouvrements.
- La topologie de l'événement (deux électrons de faible énergie, dont un non biaisé par l'application de critères d'identification) pose de grandes contraintes au système d'acquisition. Il est, dans les conditions de luminosités atteintes en 2011, impossible de conserver tous les événements souhaités. Seule une fraction aléatoire des candidats est enregistrée, dans la limite de la bande passante disponible. Ceci résulte en une forte diminution du nombre de candidats disponibles pour la mesure, en regard de ce que l'on pourrait attendre à partir de la section efficace de production. De plus, 5 différentes chaînes d'acquisition ont été utilisées au cours de la prise de données, résultant en des échantillons de propriétés différentes (notamment la proportion de J/ψ indirects). Ceci a permis de couvrir différentes régions en p_T , au prix d'une complication technique.

La contribution correspondant aux candidats J/ψ produits de manière indirecte peut être réduite en examinant la durée de vol des candidats : les J/ψ issus de mésons B étant produits à une certaine distance du point d'interaction primaire, du fait du temps de vie des mésons B. L'application d'un seuil maximal pour cette durée de vol (typiquement $-1 < L < 0.2$ ps), ainsi que l'application d'une coupure minimale d'isolation des candidats (énergie des traces environnantes), permet de limiter la proportion de J/ψ indirects à 15% au plus. La fraction subsistante peut être alors soit être insérée dans la simulation (pondération adéquate des processus directs et indirects), afin de corriger l'efficacité prédite pour tenir compte de la contribution des électrons non-isolés, soit extraite d'un ajustement de la distribution de durée de vol et éliminée de l'échantillon utilisé pour la mesure, de manière à accéder directement l'efficacité pour des électrons isolés.

La figure 5.23 présente la distribution de masse invariante des candidats retenus, dans différents intervalles d'impulsion du candidat *probe*. Le niveau de bruit de fond est non-négligeable sur toute la plage de mesure. Malgré cela, une précision de l'ordre de 5% peut être atteinte sur la

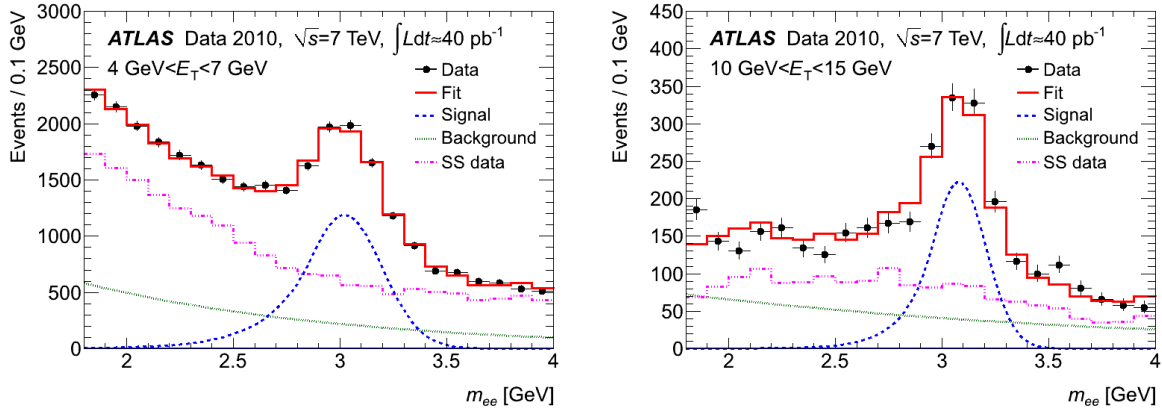


FIGURE 5.23 – Distribution de masse invariante des paires *tag-probe* dans la région de résonance du méson J/ψ . Source [128].

mesure des facteurs de correction. L'étude de ce canal fournit ainsi une excellente source de mesure d'efficacité et de validation de la simulation, dans le domaine de basse énergie $p_T < 15$ GeV.

5.7 Conclusion

Ce chapitre était dédié à la présentation détaillée d'une méthodologie de mesure *in-situ* des efficacités de reconstruction et d'identification des électrons, à l'aide d'un échantillon de données provenant de processus $Z \rightarrow e^+e^-$. Cette méthode a été appliquée à l'ensemble des données 2011, et a permis une réduction d'un facteur dix des incertitudes systématiques par rapport à des méthodes antérieures utilisées pour les données 2010. Le niveau de précision atteint ($\sim 2\%$ pour $15 < p_T < 25$ GeV, $\sim 1\%$ pour $25 < p_T < 35$ GeV, $\sim 0.5\%$ au-delà, les mesures étant réalisées jusqu'à $p_T = 50$ GeV) permet d'exploiter pleinement la grande taille de l'échantillon de données disponible, en réalisant une mesure finement partitionnée à la fois en énergie transverse et en pseudorapidité, indispensable à la mise en évidence des variations les plus fines des efficacités dues à la géométrie du détecteur. Ces résultats, confrontés à la simulation, valident la connaissance du détecteur et de son interaction avec les électrons, étape nécessaire à la mise en œuvre de mesures de précision, à la fois dans le cadre du Modèle Standard ou de la recherche de nouvelle physique, telle la recherche de Supersymétrie présentée dans les chapitres suivants.

Les mesures des efficacités d'identifications réalisées dans les différents canaux sont combinées statistiquement afin de fournir un résultat d'une précision encore accrue, ainsi que de vérifier la compatibilité de ces mesures entre elles. Comme les candidats *probe* ont généralement des distributions cinématiques différentes dans des canaux distincts, seuls les facteurs de correction de la simulation sont combinés, étant nettement moins dépendant de cet effet. À haute énergie ($p_T > 20$ GeV), les efficacités utilisées proviennent du canal $W \rightarrow e\nu$, employant l'isolation du candidat *probe* comme variable discriminante, ainsi que du canal $Z \rightarrow ee$ avec la méthode décrite dans ce chapitre. Les efficacités extraites avec l'isolation comme variable discriminante dans le canal $Z \rightarrow ee$ n'apparaissent pas directement dans la combinaison. Cependant une incertitude additionnelle est ajoutée aux résultats obtenus avec la méthode principale, correspondant aux différences observées entre les deux stratégies le cas échéant. La combinaison des mesures provenant des deux canaux est alors réalisée. Dans une première étape, la corrélation entre les différents intervalles en η et p_T est étudiée pour chaque canal, par la construction d'une matrice de covariance à partir de l'ensemble de variations systématiques, qui permet d'identifier les sources d'incertitudes globales ou propres à chaque intervalle. Ceci constitue accessoirement

une information utile pour le traitement adéquat des incertitudes sur les facteurs de correction dans la mise en œuvre de mesures de précision. Les résultats combinés sont alors obtenus par la minimisation d'un χ^2 construit à partir de cette matrice de covariance. Cette grandeur permet également de caractériser la compatibilité des différentes mesures. À plus basse énergie ($15 < p_T < 20$ GeV), le canal J/ψ est ajouté à la combinaison, et fournit seul les résultats pour $p_T < 15$ GeV. Il apparaît clairement que les mesures sont généralement en bon accord entre elles, à l'exception de certains intervalles. Ceci est confirmé par la valeur atteinte par le test χ^2 à son minimum, qui est légèrement inférieure à 1 dans les deux cas. Les compatibilités observées pour les critères *loose++* et *medium++* sont même meilleures, ce qui indique que certaines des incertitudes considérées sont trop conservatives. La procédure de combinaison des résultats permet donc de réduire ces incertitudes. La réalisation de mesures complémentaires, stratégie retenue par la collaboration ATLAS, permet donc de vérifier la validité des résultats et de les combiner afin d'en améliorer la précision. Ceci permet l'obtention d'un ensemble de facteurs de corrections caractérisé à haute énergie par une incertitude totale de l'ordre de 0.5%, avec l'utilisation d'une division fine de l'espace des phases ($\Delta\eta \times \Delta p_T = 0.1 \times 5$ GeV) suivant au plus près les variations de l'efficacité causées par la géométrie du détecteur.

Chapitre 6

Recherche de SUSY dans les événements avec deux leptons de même charge

La découverte de signes de physique au-delà du Modèle Standard est un des objectifs majeurs du LHC. Les expériences ATLAS et CMS procèdent donc à de multiples recherches, examinant des événements de topologies variées, espérant mettre en évidence un excès significatif par rapport aux prédictions du Modèle Standard. Bien que les différents états finals soient généralement plus ou moins motivés par un scénario de nouvelle physique (nouvelles résonances, processus inexistant dans le Modèle Standard...), la stratégie générale tente de couvrir tout l'espace des phases afin de ne pas rater un scénario non prévu. La Supersymétrie occupe cependant une place particulière dans cette organisation. Il s'agit, comme on l'a vu en introduction, d'un environnement théorique particulièrement attractif, de par sa capacité à résoudre simultanément un certain nombre de problèmes du Modèle Standard, ainsi que son élégance intrinsèque, généralisant de manière naturelle le Modèle Standard dans le cadre des symétries qui a guidé la physique du XX^{ème} siècle. L'attention portée à cette extension du Modèle Standard va donc au-delà d'un simple guide pour les recherches. De plus, sa grande capacité prédictive et sa riche phénoménologie en font un environnement de choix pour la mise au point d'analyses variées.

La recherche de Supersymétrie présentée dans ce chapitre et le suivant s'intéresse aux paires de leptons de même charge accompagnés de jets, et éventuellement d'énergie transverse manquante. Comme on l'a vu à la section 2.4, cet état final est caractérisé par un bruit de fond attendu extrêmement faible, alors que des contributions potentiellement importantes peuvent être espérées dans certains scénarios supersymétriques. Ce chapitre détaille d'abord une analyse préliminaire effectuée sur une partie des données 2012, ayant permis de valider (dans la continuité de recherches antérieures) la sensibilité aux signaux potentiels, ainsi que la robustesse des méthodes d'estimation du bruit de fond. Cette connaissance a par la suite été mise à profit pour l'amélioration de l'analyse et l'étude de l'ensemble des données 2012, décrite dans le chapitre suivant.

6.1 Définition de la région de signal

6.1.1 Définition des objets

Les différents objets physiques utilisés dans cette analyse sont obtenus par les méthodes de reconstruction et de calibration standard décrites au chapitre 4. Des raffinements dans la sélection des objets sont ensuite ajoutés, afin de ne conserver que des objets clairement identifiés

et aux performances optimales. Ces différents critères constituaient au moment de la publication de l'analyse un consensus partagé par la majorité des recherches de SUSY au sein d'ATLAS, et ne sont donc pas spécifiques au cas présenté ici.

- **Électrons** : reconstruction par l'algorithme standard, avec $p_T > 20$ GeV et $|\eta| < 2.47$. Les candidats doivent satisfaire le critère d'identification *medium++*. Afin de rejeter les électrons produit dans la désintégration de hadrons, une séparation nette avec les candidats jets définis ci-dessous de $\Delta R > 0.4$ est requise. Une catégorie d'électrons de type *signal* est également définie : afin d'augmenter la pureté de la sélection, le critère *tight++* doit être satisfait ainsi que des coupures sur l'isolation de la trace ($p_T^{\text{cone20}} < 0.2 \times p_T$).
- **Muons** : reconstruction par l'algorithme *Staco* (voir section 4.2), combinant les informations du trajectographe et du spectromètre à muons, pour des candidats avec $p_T > 20$ GeV également et jusqu'à $|\eta| = 2.4$. Les muons reconstruits à partir de traces dans ce dernier uniquement ne sont pas conservés. Des critères de qualité de la trace dans le trajectographe (nombre minimal de coups, en particulier dans les couches de précision) sont requis afin de conserver une résolution en énergie optimale. Pour des raisons identiques au cas des électrons, une séparation de $\Delta R > 0.4$ avec les candidats jets est imposée. De manière similaire, une catégorie de muons *signal* est définie par l'ajout d'une coupure sur l'isolation de la trace (détecteur interne) associée au muon, $p_T^{\text{cone20}} < 1.8$ GeV.
- **Jets** : reconstruction par l'algorithme *anti- k_T* , les candidats étant retenus pour $|\eta| < 2.8$. Les électrons, caractérisés par une trace et un dépôt d'énergie dans le calorimètre, résultent la plupart du temps en la reconstruction (erronée) d'un candidat jet à l'emplacement de leur passage. Pour cette raison, les jets reconstruits trop proches d'un électron passant la sélection de base (pour une impulsion étendue au domaine $p_T > 10$ GeV) ne sont pas considérés, le critère à satisfaire étant $\Delta R > 0.2$. Opérant dans un collisionneur hadronique, les jets sont particulièrement sensibles au bruit d'empilement. Cette contamination par des particules extérieures à l'événement intéressant est néanmoins corrigée, dans la mesure du possible, au cours de la reconstruction du jet. Pour les énergies de jet considérées dans cette analyse (voir la sélection dans la section suivante), il a été vérifié que l'impact résiduel du bruit d'empilement est négligeable.
- **Énergie transverse manquante** : la reconstruction détaillée dans la section 4.5 est employée. Les définitions des objets intervenant dans la composition des différents termes sont ajustées pour correspondre aux définitions propres à l'analyse : utilisation des leptons avec $p_T > 10$ GeV (électrons *medium++*) mais avant rejet dû à la proximité d'un jet, et le terme spécifique aux leptons tau n'est pas considéré.

De plus, différents critères de qualité sont appliqués sur ces objets (voir notamment [174]), ayant pour but notamment la suppression d'événements dûs à des rayons cosmiques (muons), ou de problèmes liés à la prise de données (dysfonctionnement partiel d'un sous-détecteur, bruit...) affectant la reconstruction des objets, ou même étant à l'origine (artificielle) de cette reconstruction.

Acquisition des événements

En conséquence de l'importante luminosité instantanée développée par le LHC, et des limites matérielles du système d'acquisition (fortes contraintes sur la bande passante), un élément déterminant dans la constitution d'une analyse est le choix des critères requis pour le déclenchement et la sauvegarde de l'événement. Dans le cas présent, les deux leptons constituant l'état final constituent un signal tout-à-fait caractéristique au milieu d'interactions produisant essentiellement des hadrons. Ainsi, l'acquisition de l'événement pourrait être lié à la présence d'un voire deux leptons, ce qui est le choix de la très grande majorité des analyses impliquant des leptons. Dans ce cas précis, il s'est (curieusement) avéré plus optimal d'opérer la sélection des événements à l'aide d'un déclenchement basé uniquement sur la présence d'énergie transverse manquante. La

reconstruction de cette quantité en temps réel est bien entendue entachée d'une résolution assez nettement dégradée par rapport aux performances finales. En effet, les différents objets intervenant dans l'estimation sont reconstruits hors ligne avec leur meilleure calibration, indisponible en temps réel. Au premier niveau du système de déclenchement notamment, l'énergie manquante est seulement estimée à partir des amas d'énergie déposée dans les différents calorimètres et de l'activation de chambres à muons, mais aucune information en provenance du trajectographe n'est utilisée. Cependant, le seuil de coupure utilisé lors de l'acquisition est plutôt bas¹, fixé à 80 GeV pour la prise de données 2012. Étant donné que la définition de la région de signal requiert une énergie transverse manquante environ deux fois plus importante (voir la section suivante), l'efficacité de sélection des événements correspondant est en conséquence très élevée (proche de 100%), ce qui motive le choix d'un déclenchement associé à la présence d'énergie manquante, et non de leptons.

Le choix retenu, guidé par la recherche d'une efficacité optimale, correspond à la sélection d'événements dans la région de signal. La situation est différente dans les régions de contrôle utilisées pour la validation de la prédiction du bruit de fond, ou pour la construction d'échantillons d'événements servant à la mesure de paramètre requis pour cette prédiction. Dans les deux cas, la présence d'énergie manquante n'est en général pas requise, ou à la rigueur avec un seuil inférieur. L'acquisition des événements est alors basée sur deux leptons. Les chaînes de déclenchement associées utilisent des seuils en énergie et des critères d'identification des leptons différents en fonction de la saveur de la paire considérée². Les paires di-électron sont sélectionnées avec des électrons d'impulsion $p_T > 12$ GeV satisfaisant le critère *loose++*. Dans le cas des paires électron-muon, un électron de $p_T > 12$ GeV et de niveau *medium++* est requis, accompagné d'un muon avec $p_T > 8$ GeV. Pour finir, les paires di-muon sont associées à la présence de deux muons d'impulsions respectives $p_T > 18$ et $p_T > 8$ GeV. Les efficacités associées à ces différentes chaînes, au regard de leptons d'impulsion $p_T > 20$ GeV tels qu'utilisés dans l'analyse, sont de l'ordre de 95% pour le cas *ee*, 75% pour le cas *eμ*, et également 75% pour le cas *μμ*. Il est important de noter qu'elles ne correspondent qu'aux chaînes mentionnées et utilisées de manière isolée, et non à une combinaison des différentes chaînes disponibles pour les leptons (incluant en particulier des chaînes ne requérant qu'un seul lepton), qui serait plus efficace mais plus complexe. Le facteur limitant pour ces efficacités est principalement la reconstruction en temps réel des muons, notamment dans la région centrale, qui ne peut se faire que de manière incomplète au premier niveau du système de déclenchement. Cependant, la perte d'acceptance résultante affecte seulement les régions de contrôle, où il n'est pas nécessaire de disposer de la meilleure efficacité de sélection possible.

6.1.2 Définition de la région de signal

La présélection des événements est basée sur la présence d'une paire de leptons (électrons ou muons) de charge identique, d'impulsion transverse $p_T > 20$ GeV typique pour des leptons issus de production électrofaible, et provenant des catégories *signal* définies précédemment. Les événements sont séparés en trois canaux, en fonction de la saveur des leptons de la paire (*ee*, *eμ* ou *μμ*). Cette distinction est opérée car la nature du bruit de fond associé est assez différente d'un canal à l'autre. Seule la combinaison des résultats des trois canaux est toutefois considérée pour l'interprétation. Afin de rejeter les paires de même signe pouvant éventuellement être produites dans les désintégrations complexes de hadrons de saveurs lourdes (voir quelques exemples dans la table 6.1), une coupure sur la masse invariante des deux leptons $m_{\ell\ell} > 12$ GeV est ajoutée. Cette coupure n'affecte pas le signal, les leptons provenant soit d'une même particule très lourde,

1. Les chaînes de *trigger* sont *EF_xe80T_tclcw_loose* puis *EF_xe80_tclcw_loose* à partir de la période B6.

2. Les chaînes de *trigger* sont *2e12Tvh_loose1*, *e12Tvh_medium1_mu8*, et *mu18_tight_mu8_EFFS*. Dans le dernier cas, seul le muon de $p_T > 18$ GeV est requis au premier niveau du système de déclenchement.

$B^0, B^+ \rightarrow D\ell^+\nu X$ (9-10%)
$D^0, D^+ \rightarrow \eta X$ (6-10%), $\eta' X$ (1-2%), ϕX (1%)
$\eta \rightarrow \ell^+\ell^-\gamma$ (1%)
$\phi, \eta' \rightarrow \ell^+\ell^- X$ (1%)
$D^+ \rightarrow \omega\ell^+\nu$ (0.5%)
$\omega \rightarrow \ell^+\ell^- X$ (0.1%)
$B_s^0 \rightarrow D_s^-\ell^+\nu X$ (8%)
$D_s^- \rightarrow \eta X$ (30%), $\eta' X$ (12%), ϕ (16%), ωX (6%)
$B_c^0 \rightarrow J/\psi \ell^+\nu X$
$J/\psi \rightarrow \ell^+\ell^-$ (12%)

TABLE 6.1 – Exemples de chaînes de désintégrations (et leurs rapports d'embranchements) de mésons B ou D, abondamment produits au LHC, aboutissant à des leptons de même charge.

soit de deux particules complètement indépendantes, auquel cas la séparation angulaire entre ces leptons tend à être importante, et donc la masse invariante aussi.

Seuls les deux leptons d'impulsion transverse maximale sont considérés pour la formation de la paire. Dans le cas d'événements contenant plus de 3 leptons, cette stratégie peut résulter en une perte d'acceptance non négligeable : les cas avec 3 leptons de même charge étant très rares (et même absents des modèles étudiés), la sélection utilisée peut conduire au rejet de la moitié des événements produits avec 3 leptons. Malgré cela, la constitution de la paire de leptons est appliquée telle énoncée. En fait, le bruit de fond constitué d'événements avec 3 leptons est d'un niveau encore plus bas que celui affectant l'analyse présentée ici. Il est ainsi bien plus optimal de dédier une sélection adéquate à ce type d'événements, en imposant des coupures moins sévères que celles présentées dans cette section (table 6.2), et améliorer ainsi l'acceptance bien plus qu'en essayant d'ajuster la sélection de la paire de leptons. Ceci constitue ainsi une analyse séparée et indépendante, dont les résultats pourraient éventuellement être combinés. La collaboration ATLAS conduit évidemment de telles recherches, par exemple [175] qui cible le même type de modèles (figure 2.14) que cette analyse. La combinaison des deux n'est toutefois pas possible car dans les résultats présentés ici, les événements avec trois leptons ne sont pas rejetés, et il existe donc un recouvrement entre les deux analyses.

2 leptons (e, μ) de même charge, $p_T > 20$ GeV
≥ 4 jets avec $p_T > 50$ GeV
Énergie transverse manquante $\cancel{E}_T > 150$ GeV.

TABLE 6.2 – Sélection des événements dans la région de signal, pour l'analyse $\mathcal{L} = 5.8 \text{ fb}^{-1}$.

Le rejet du bruit de fond est assuré par une coupure sur l'énergie transverse manquante $\cancel{E}_T > 150$ GeV, et la présence d'au moins 4 jets avec une énergie transverse $p_T > 50$ GeV. Le choix de ces coupures était en fait optimal, en termes de signficance du signal attendu, pour une analyse opérant sur un lot de données de 2 fb^{-1} à une énergie au centre de masse de $\sqrt{s} = 7$ TeV, correspondant aux résultats publiés antérieurement [176]. Le manque de temps n'a pas permis une réoptimisation des coupures pour les résultats intermédiaires présentés dans ce chapitre. Toutefois, cet exercice a été répété pour les résultats utilisant l'ensemble des données 2012, et une description détaillée peut en être trouvée dans le chapitre suivant.

Les coupures de sélection pour la région de signal sont résumées dans la table 6.2. Le nombre d'événements de signal attendus dans le cadre du modèle de référence $\tilde{g} \rightarrow t\bar{t}\tilde{\chi}_1^0$, est présenté sur la figure 6.1 (gauche), pour différentes masses du gluino et du neutralino. Pour rappel, la section efficace du signal (production de paires de gluinos) varie de 1 pb à 10 fb lorsque la masse du

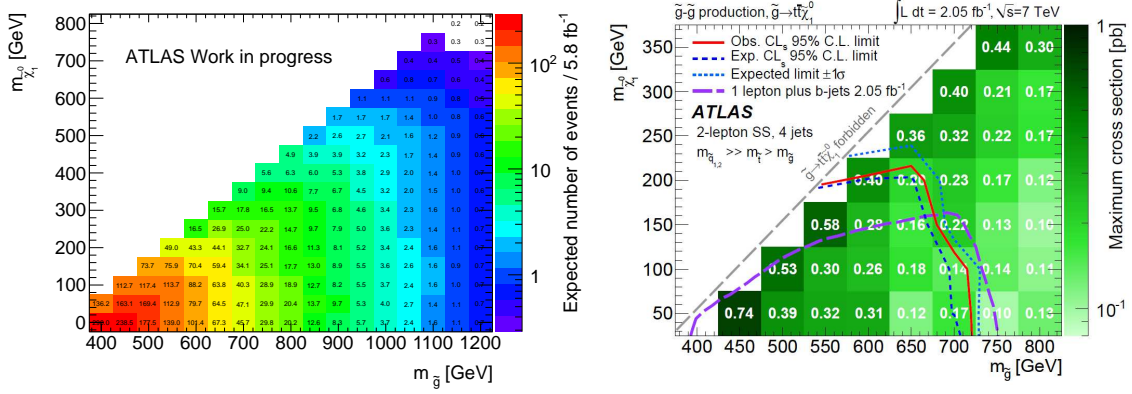


FIGURE 6.1 – Nombre d'événements de signal attendu pour $\mathcal{L} = 5.8 \text{ fb}^{-1}$, $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$, dans le modèle $\tilde{g} \rightarrow t\tilde{t}\tilde{\chi}_1^0$. Le bruit de fond attendu est de l'ordre de 2.5 événements, extrapolé à partir de l'analyse antérieure des données 2011 [176]. La figure de droite montre les limites précédemment établies par [176] pour $\mathcal{L} = 2.1 \text{ fb}^{-1}$ et $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$.

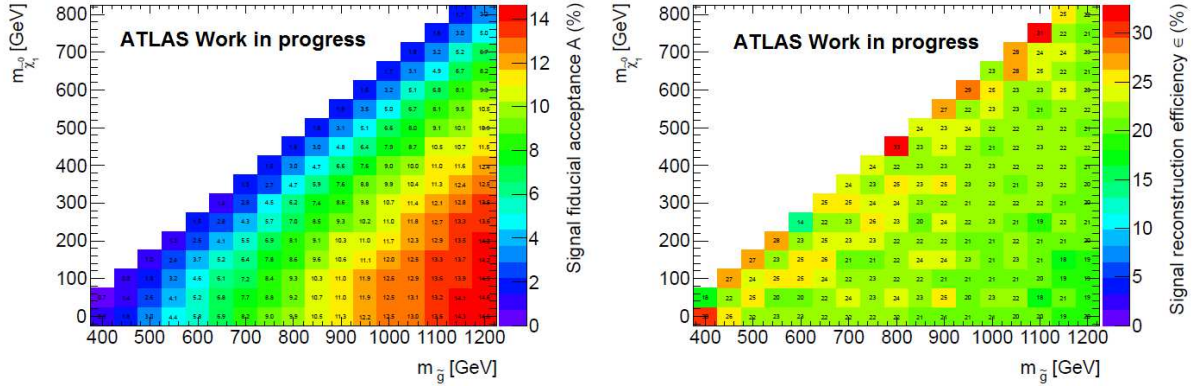


FIGURE 6.2 – Efficacité de sélection (acceptance) du signal (modèle $\tilde{g} \rightarrow t\tilde{t}\tilde{\chi}_1^0$) définie par les coupures dans la région de signal (gauche), et efficacité de reconstruction (droite).

gluino passe de 600 GeV à 1 TeV (figure 2.7). La figure 6.2 indique les efficacités de sélection et de reconstruction des événements pour ce modèle. La première varie entre 1 et 10%, la seconde est de l'ordre de 20 à 25%. La perte d'acceptance notable près de la diagonale est due à un intervalle de masse réduit entre gluino et neutralino, ayant pour effet la diminution singulière de l'impulsion des produits de désintégration du premier. Les coupures sur l'énergie manquante et les jets affectent donc particulièrement l'efficacité de sélection dans cette région. On peut espérer de cette analyse une sensibilité pour une grande plage de masse du gluino allant jusqu'à 900 GeV, donc bien au-delà des limites obtenues à $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ (figure 6.1 droite).

6.2 Estimation du bruit de fond

Le bruit de fond associé à la sélection présentée ci-dessus est composé de plusieurs sources. Il existe d'une part un certain nombre de processus irréductibles associés à la production de paires de leptons de même charge dans le cadre du Modèle Standard. D'autre part, la reconstruction imparfaite des événements peut également aboutir à la création de telles paires, par exemple en cas d'erreur sur la charge d'un lepton, ou de particules imitant la signature d'un lepton isolé. Les sections suivantes fournissent plus de détails sur ces différents bruits de fond, et présentent les méthodes employées pour estimer leur contribution à la région de signal.

$WZ^{(*)} \rightarrow 3\ell\nu$	$ZZ^{(*)} \rightarrow 4\ell$	$W^\pm W^\pm$	WWW^*, WZW^*, ZZZ^*	
10.2 pb	8.7 pb	0.04 pb	0.4 pb	
$t\bar{t} + W$	$t\bar{t} + Z$	$t\bar{t} + WW$	$t\bar{t} + H$	WH, ZH
0.2 pb	0.2 pb	0.001 pb	$25\% \times 0.13$ pb	$25\% \times 1.1$ pb

TABLE 6.3 – Sections efficaces NLO de production à $\sqrt{s} = 8$ TeV pour quelques processus engendrant des leptons de même signe (les rapports d’embranchement en leptons ne sont pas inclus, sauf mention contraire). Le facteur indicatif $\times 25\%$ correspond au rapport d’embranchement inclusif $H \rightarrow WW^*$ ou ZZ^* pour $m_H = 125$ GeV.

6.2.1 Bruit de fond irréductible

Bien que le Modèle Standard favorise considérablement la production de leptons de charges opposées, notamment au travers de désintégrations dileptoniques de particules neutres, il existe un certain nombre de processus générant des leptons de même charge, avec des sections efficaces assez importantes pour être observées, au vu de l’importante luminosité intégrée disponible. Il s’agit principalement de la production associée de plusieurs sources de leptons (W^\pm, Z^0, t), correspondant à des états finaux contenant potentiellement 3 leptons ou plus.

La table 6.3 liste les contributions les plus importantes, ainsi que leurs sections efficaces. Celles-ci ne prennent toutefois pas en compte les rapports d’embranchement pour les désintégrations leptoniques des bosons (3 fois plus fréquentes pour le W que pour le Z), qui peuvent modifier quelque peu la hiérarchie apparente de cette table. On peut néanmoins constater que les contributions majoritaires proviennent de processus WZ et ZZ , comme il sera confirmé dans les distributions présentées plus loin dans ce chapitre. Cependant, les deux bosons devant nécessairement se désintégrer en leptons, aucun quark n’est produit à l’ordre de l’arbre, et ces processus engendrent donc des états finaux avec pas ou peu de jets. Ils sont donc largement supprimés par le critère de la région de signal requérant la présence d’au moins 4 jets énergétiques.

Pour cette raison, les contributions majoritaires à la région de signal proviennent d’événements de type $t\bar{t} + W$ ou $t\bar{t} + Z$, dans lesquels les leptons de même charge sont accompagnés intrinsèquement par au moins 4 quarks (dont 2 b). L’énergie transverse manquante peut également être significative, accrue par l’impulsion acquise par les bosons W issus de la désintégration des quarks top. L’état final de ces événements correspond ainsi à une signature très similaire à celle du signal recherché. Heureusement, la section efficace de production de tels processus est plutôt faible (de l’ordre de 0.4 pb), permettant une grande sensibilité aux contributions non prévues par le Modèle Standard. Un inconvénient cependant, conséquence directe de ce faible taux de production, est que ces processus sont assez mal connus. Les événements de type $t\bar{t}W$ n’ont encore jamais été observés de manière isolée, mais seulement en association avec des événements de type $t\bar{t}Z$ [177]. Quant aux processus $t\bar{t}Z$ en eux-mêmes, plus aisés à identifier expérimentalement de par la contrainte sur la masse invariante des deux leptons issus du Z qui peut être ajoutée à la sélection, le meilleur résultat à ce jour, également reporté dans [177], est une évidence à 3.3σ ; l’incertitude correspondante sur la mesure expérimentale de la section efficace est de l’ordre de 50%, pour un résultat compatible avec la prédiction NLO du Modèle Standard.

Les contributions au bruit de fond dans la région de signal issues de processus conduisant à des états finaux avec deux leptons de même charge, sont estimées à partir de la simulation. Le détail des échantillons Monte-Carlo utilisés pour cela est donné dans le chapitre suivant, à la section 7.2.3 (mais ne concerne que l’analyse de l’ensemble des données 2012). La validité de ces prédictions peut être constatée dans les comparaisons avec les données observées présentées plus loin.

6.2.2 Assignation erronée de la charge électrique

La connaissance de la charge d'un lepton provient de la mesure de la courbure de sa trace dans le champ magnétique. Comme toute mesure expérimentale, cette procédure n'est pas complètement sûre et il peut arriver que la charge estimée soit différente de la charge réelle du lepton. Deux sources d'erreur peuvent être distinguées :

- Mauvais ajustement des points de mesure associés à la trace. Ceci pourrait notamment arriver en cas d'inclusion dans l'ajustement de points n'appartenant pas à la trace, ou encore en cas de perturbation de la trajectoire du lepton par l'émission d'un rayonnement de freinage, qui peut résulter en une apparente courbure inversée. Cet effet est réduit en 2012 pour les électrons par l'utilisation d'un algorithme de reconstruction de trace capable de tenir compte de telles émissions et d'ajuster la description analytique de la trace en conséquence.
- La trace choisie pour la reconstruction du lepton considéré provient en fait d'une autre particule. Dans le cas des électrons, il peut arriver sporadiquement qu'une des nombreuses traces présentes dans le trajectographe soit sélectionnée à la place de la trace réelle de l'électron, si elle est plus proche de la position estimée de l'amas calorimétrique que la trace authentique. Dans le cas des muons, cet effet est moins susceptible de se produire car la multiplicité de traces dans le spectromètre à muons est très largement inférieure à celle du trajectographe. De plus, un des critères de qualité imposé dans la sélection des muons requiert une bonne correspondance entre les courbures des traces dans le trajectographe et le spectromètre. Ce critère réduit donc fortement la probabilité d'un mauvais choix de la trace interne, et il faudrait ainsi une erreur simultanée sur les deux traces pour obtenir une charge erronée, ce qui est très improbable [178].

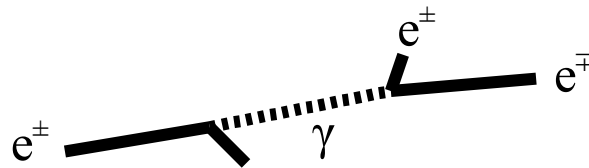


FIGURE 6.3 – Contribution principale à l'origine de l'assignation erronée de la charge électrique lors de la reconstruction d'un électron : la trace e^\mp est utilisée au lieu de la trace originale.

Il s'avère que les cas de mauvais ajustement de la trace sont très rares [178], et que la plupart des erreurs sur la charge des leptons sont dues au deuxième point mentionné. La figure 6.3 illustre le cas le plus fréquent : il s'agit de l'émission par l'électron original d'un rayonnement de freinage important, qui emporte la majorité de l'impulsion originale. Ce photon se convertit ultérieurement en paire électron-positron, et lors de la reconstruction de l'électron la trace d'un des produits de la conversion est utilisée, résultant en une assignation arbitraire de la charge de l'électron. Ce phénomène, provoqué par l'interaction du lepton incident avec la matière du détecteur, est donc bien plus important pour les électrons que pour les muons.

La figure 6.4 confirme ce dernier commentaire. Y sont présentées les distributions de masse invariante de paires ee et $\mu\mu$, pour des paires de charges opposées ou identiques, à proximité de la résonance $Z \rightarrow \ell\ell$ afin d'identifier un échantillon de leptons pur comme décrit en détail dans le chapitre 5. La sélection imposée dans cette figure restreint le domaine en pseudorapidité d'un des leptons à $|\eta| > 2.1$, région dans laquelle la quantité de matière en amont du calorimètre est importante, ce qui favorise l'émission de radiation par les leptons incidents. Il apparaît clairement que dans le cas des électrons, le taux d'erreur sur la détermination de la charge n'est pas négligeable, à hauteur de 2% des événements dans la région sélectionnée. La distribution

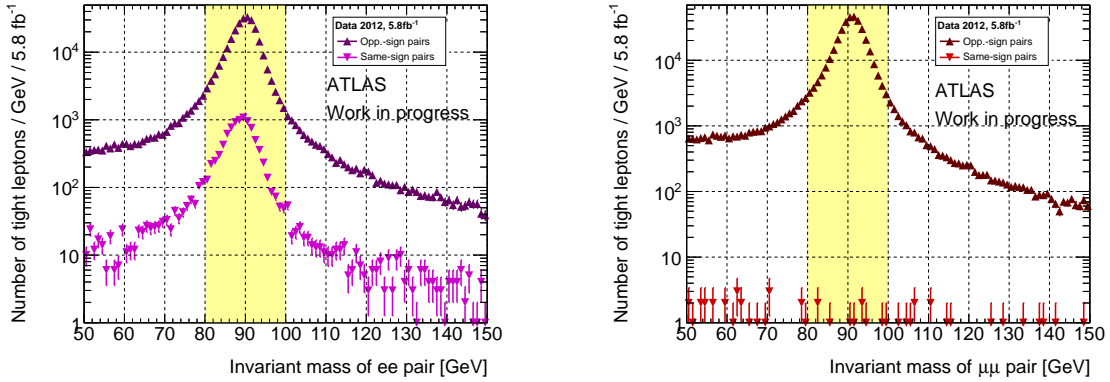


FIGURE 6.4 – Distributions de masse invariante dans les données pour des paires ee (gauche) et $\mu\mu$ (droite), avec des leptons de charges opposées (courbes supérieures) ou égales (courbes inférieures), dont au moins provient de la région $|\eta| > 2.1$. La présence d'un pic à 91 GeV dans la distribution $e^\pm e^\pm$ témoigne de l'existence significative de cas de mauvaise attribution de la charge électrique. Cet effet est absent dans le cas des muons.

dans le cas des muons, en revanche, ne montre aucun signe de pic. Dans ce cas, le taux d'erreur est négligeable.

Une partie du bruit de fond dans la région de signal, pour les paires ee et $e\mu$ est donc constitué d'événements avec deux leptons de charges réelles opposées, mais dont la charge reconstruite d'un électron diffère de la charge réelle. Étant données les coupures sur l'énergie transverse manquante et le nombre de jets requis dans la région de signal, la contribution dominante provient d'événements $t\bar{t}$ dileptoniques, bien qu'à l'ordre de l'arbre ils soient accompagnés de deux jets seulement (quarks b issus de la désintégration des quarks top). L'estimation du bruit de fond est alors réalisée en pondérant la prédiction de la simulation pour les paires de charges opposées passant la même sélection, par un poids w_Q tenant compte du taux d'erreur sur la reconstruction de la charge de l'électron $\psi(\eta, p_T)$:

$$\begin{cases} \text{Paires } ee : w_Q = \psi(\eta^{(1)}, p_T^{(1)}) + \psi(\eta^{(2)}, p_T^{(2)}) - 2\psi(\eta^{(1)}, p_T^{(1)})\psi(\eta^{(2)}, p_T^{(2)}) \\ \text{Paires } e\mu : w_Q = \psi(\eta^{(e)}, p_T^{(e)}) \end{cases} \quad (6.1)$$

les indices référant aux variables cinématiques des deux électrons de la paire (le seul électron dans le cas $e\mu$). La mesure du taux d'erreur sur la détermination de la charge $\psi(\eta, p_T)$ est donc nécessaire, et décrite dans le paragraphe suivant.

Dans la publication antérieure à ces résultats [176], les prédictions de la simulation de processus avec deux leptons de charge opposées (mais dont un est reconstruit avec une charge incorrecte) étaient directement utilisées, après application d'un facteur de correction pour la différence de taux d'erreur sur la mesure de la charge entre données et simulation. L'avantage de l'approche employée ici est un gain notable en terme d'incertitude statistique sur cette prédiction, à la fois par le fait que les événements de charges opposés disponibles sont beaucoup plus nombreux, et également par l'absence de besoin de facteur de correction (qui nécessite des mesures dans la simulation également). L'inconvénient, partagé avec l'approche antérieure, est la dépendance à la simulation des processus de charge opposées (en l'occurrence, $t\bar{t}$) qui induit des sources d'incertitudes systématiques (section efficace, efficacité globale de reconstruction). Dans l'analyse utilisant l'ensemble des données 2012 et dont les résultats sont présentés dans le chapitre suivant, l'approche retenue a été le remplacement de la simulation par l'échantillon de données passant les mêmes coupures, mais avec des leptons de charges opposées. Toute dépendance à la

simulation est dans ce cas complètement éliminée.

Mesure du taux d'erreur sur la détermination de la charge

Le taux d'erreur sur la détermination de la charge est mesuré dans les données à l'aide de paires d'électrons issues de la désintégration de bosons Z^0 . La description détaillée de la mesure est incluse en annexe, à la section B.1. Une forte dépendance est observée vis-à-vis de la pseudo-rapacité, le taux variant d'un facteur 20 entre les régions extrêmes ($\eta \sim 0$, $\eta \sim 2.47$). La dépendance à l'impulsion du candidat, quoique présente, est nettement moins marquée. Les valeurs typiques du taux d'erreur sont de l'ordre de 0.1% dans la région centrale, et 2% dans la région $|\eta| > 2$. Une incertitude relative de 30% ($|\eta| < 1.52$) ou 10% ($|\eta| > 1.52$) est assignée à la mesure (voir en annexe). Par ailleurs, La procédure d'estimation du bruit de fond dû aux faux leptons requiert également la connaissance du taux d'erreur pour des électrons satisfaisant les critères de base mais échouant à la catégorie *signal*. Le taux de reconstruction erronée de la charge est dans ce cas largement supérieur à ceux des électrons de la catégorie *signal*, de l'ordre de 1% dans la région centrale, pour atteindre 15% dans la région $|\eta| > 2$.

6.2.3 Faux leptons

Outre les sources de leptons mentionnées à la section 6.2.1, différents cas de figures peuvent aboutir à l'identification erronée d'un lepton :

- Hadron arrêté dans le calorimètre électromagnétique, imitant la signature d'un électron
- Conversion d'un photon en une paire électron-positron
- Pions parvenant au spectromètre à muons
- Muon issu de la désintégration en vol d'un kaon
- Leptons non isolés issus de désintégrations de hadrons de saveurs lourdes

Bien que d'origines différentes, les candidats leptons reconstruits en provenance de ces sources, partagent plusieurs points communs : ils ont une réponse aux critères d'identification et d'isolation des leptons favorisant leur rejet, et la prédiction précise du taux d'occurrence de tels événements est plus difficile, car elle dépend notamment de phénomènes radiatifs ou d'hadronisation. Pour cette raison, l'estimation de ces bruits de fond ne peut en général s'appuyer sur la simulation, et requiert l'emploi d'une méthode basée sur les données. Le paragraphe suivant décrit une telle méthode, appliquée à l'analyse présentée dans ce document. Cette méthode traite les différentes catégories énumérées ci-dessus sans distinction, et les leptons reconstruits pour une de ces raisons sont par la suite dénommés sous le terme générique de faux lepton. Cette approche est justifiée par les propriétés communes de ces différentes sources (rejet par les critères d'identification), et des incertitudes systématiques tiennent compte de cette approximation.

Il est intéressant de savoir toutefois que la simulation prévoit que dans la région de signal, la contribution dominante provient d'événements $t\bar{t}$, dans lesquels le hadron B produit par la désintégration d'un quark top est la source d'un lepton non-isolé venant former la paire de même charge avec un lepton en provenance du boson W produit par l'un des quarks top. Ces événements sont là encore caractérisés par la présence d'énergie manquante (désintégration leptonique d'un W), et de jusqu'à 3 jets à l'ordre de l'arbre, ce qui explique leur prédominance dans la région de signal.

Méthode de la matrice

L'idée principale de cette méthode est d'utiliser la réponse différente des leptons et du bruit de fond, à des critères d'identification renforcés ou d'isolation. L'échantillon d'événements avec deux leptons de base³ passant une sélection donnée, peut être partitionné en 4 sous-ensembles indépendants en fonction de l'appartenance ou non de chaque lepton à la catégorie *signal*.

3. Définis à la section 6.1.1 : critères d'identification relâchés, pas de coupure d'isolation.

Ces ensembles sont dénotés $N_{SS}, N_{SX}, N_{XS}, N_{XX}$, correspondant respectivement au nombre d'événements avec deux leptons *signal*, un seul lepton *signal*, et finalement aucun. Si ε et ζ sont respectivement les probabilités de satisfaire les critères *signal* pour un lepton de base réel ou non (indiqués par R et B dans la suite), il est possible de relier par exemple le nombre d'événements avec deux leptons *signal* aux nombres d'événements avec respectivement 2,1 ou 0 lepton réels $N_{RR}, N_{RB}, N_{BR}, N_{BB}$ avant application des critères *signal* :

$$N_{SS} = \varepsilon_1 \varepsilon_2 N_{RR} + \varepsilon_1 \zeta_2 N_{RB} + \zeta_1 \varepsilon_2 N_{BR} + \zeta_1 \zeta_2 N_{BB} \quad (6.2)$$

Des relations similaires peuvent être écrites pour les autres ensembles. Ainsi, en définissant :

$$\Lambda := \begin{pmatrix} \varepsilon_1 \varepsilon_2 & \varepsilon_1 \zeta_2 & \zeta_1 \varepsilon_2 & \zeta_1 \zeta_2 \\ \varepsilon_1 (1 - \varepsilon_2) & \varepsilon_1 (1 - \zeta_2) & \zeta_1 (1 - \varepsilon_2) & \zeta_1 (1 - \zeta_2) \\ (1 - \varepsilon_1) \varepsilon_2 & (1 - \varepsilon_1) \zeta_2 & (1 - \zeta_1) \varepsilon_2 & (1 - \zeta_1) \zeta_2 \\ (1 - \varepsilon_1)(1 - \varepsilon_2) & (1 - \varepsilon_1)(1 - \zeta_2) & (1 - \zeta_1)(1 - \varepsilon_2) & (1 - \zeta_1)(1 - \zeta_2) \end{pmatrix} \quad (6.3)$$

les quatre équations peuvent être regroupées sous la forme :

$$\begin{pmatrix} N_{SS} \\ N_{SX} \\ N_{XS} \\ N_{XX} \end{pmatrix} = \Lambda \cdot \begin{pmatrix} N_{RR} \\ N_{RB} \\ N_{BR} \\ N_{BB} \end{pmatrix} \quad (6.4)$$

La résolution de ce système d'équations linéaires permet d'obtenir, à partir des observables $(N_{SS}, N_{SX}, N_{XS}, N_{XX})$, le nombre d'événements avec des leptons réels ou non $(N_{RR}, N_{RB}, N_{BR}, N_{BB})$. Comme indiqué précédemment, ces nombres correspondent à des candidats leptons de base. Ils peuvent être convertis à l'échelle de leptons *signal* en pondérant à nouveau par les probabilités de satisfaction des critères *signal*, par exemple $N_{RR}^{\text{signal}} = \varepsilon_1 \varepsilon_2 N_{RR}$. On s'intéresse de plus seulement au nombre total d'événements avec au moins un faux lepton $N_B = N_{RB} + N_{BR} + N_{BB}$. Ainsi, en définissant

$$\varpi := \begin{pmatrix} 0 & \varepsilon_1 \zeta_2 & \zeta_1 \varepsilon_2 & \zeta_1 \zeta_2 \end{pmatrix}, \quad (6.5)$$

l'estimation du nombre d'événements avec au moins un faux lepton dans la région d'intérêt se résume en :

$$N_B^{\text{signal}} = \varpi \cdot \Lambda^{-1} \cdot \begin{pmatrix} N_{SS} \\ N_{SX} \\ N_{XS} \\ N_{XX} \end{pmatrix} \quad (6.6)$$

Les paramètres ε, ζ intervenant dans cette relation doivent être mesurées dans des échantillons indépendants. Ces mesures sont décrites dans les deux paragraphes suivants. Les valeurs prises par ces efficacités ne sont pas nécessairement les mêmes d'un événement à l'autre, car elles dépendent de la nature des leptons composant la paire (électrons ou muons), ainsi que de leurs cinématiques. Plutôt que de répartir les événements en différentes catégories, en se basant sur la linéarité de l'équation (6.6), on voit qu'il est possible de calculer N_B^{signal} pour chaque événement (ce qui correspond alors à un poids pour cet événement). L'estimation finale du bruit de fond dû

	Électrons	Muons
Efficacité ζ	0.197 ± 0.049	0.211 ± 0.027
Erreur statistique	± 0.026	± 0.009
Soustraction MC	± 0.006	± 0.011
Composition	± 0.041	± 0.023

TABLE 6.4 – Efficacités de sélection dans la catégorie *signal* des faux leptons (électrons, muons), accompagnées des différentes sources d’incertitudes associées. La signification de ces sources est détaillée en annexe.

aux faux leptons est alors simplement la somme de ces poids. Cette approche est évidemment équivalente, et retenue pour des raisons de simplicité dans le contexte des outils employés⁴.

L’incertitude systématique associée à la mesure provient de la propagation des incertitudes sur les mesures des paramètres ε et ζ , en tenant compte des éventuelles corrélations entre les deux leptons.

Une difficulté supplémentaire provient des événements contenant un électron avec une charge reconstruite erronée. Comme il est apparu clairement dans la section précédente, la probabilité pour cette catégorie d’électrons de satisfaire les critères *signal* est plus faible que pour les électrons sans problème. Ainsi, la présence de ces événements interfère dans l’application de la méthode décrite ci-dessus, le système d’équation construit ne prenant en compte que deux catégories de leptons. L’estimation du bruit de fond associé aux faux leptons est alors plutôt :

$$N_B^{\text{signal}} = \varpi \cdot \Lambda^{-1} \cdot \begin{pmatrix} N_{SS} - N_{SS}^{\text{flip}} \\ N_{SX} - N_{SX}^{\text{flip}} \\ N_{XS} - N_{XS}^{\text{flip}} \\ N_{XX} - N_{XX}^{\text{flip}} \end{pmatrix} = \varpi \cdot \Lambda^{-1} \cdot \begin{pmatrix} N_{SS} \\ N_{SX} \\ N_{XS} \\ N_{XX} \end{pmatrix} - \varpi \cdot \Lambda^{-1} \cdot \begin{pmatrix} N_{SS}^{\text{flip}} \\ N_{SX}^{\text{flip}} \\ N_{XS}^{\text{flip}} \\ N_{XX}^{\text{flip}} \end{pmatrix} \quad (6.7)$$

où les variables N^{flip} correspondent aux nombres d’événements avec un électron de charge incorrecte, aux différents niveaux d’identification (leptons *signal* ou non). Ces nombres peuvent être estimés à partir des événements avec des leptons de charges opposées, pondérés par le taux d’erreur sur la détermination de la charge comme décrit dans la section précédente. On comprend cependant la nécessité de connaître le taux d’erreur à la fois pour des électrons satisfaisant et échouant aux critères de la catégorie *signal*. Pour les mêmes raisons de simplicité que précédemment, et grâce à la linéarité de cette expression, il est possible de traiter chaque événement séparément. En résumé, les événements sont donc comptabilisés avec un poids :

$$\begin{cases} w_{\text{total}} = N_B^{\text{signal}} & \text{pour les paires de charges identiques} \\ w_{\text{total}} = -w_Q N_B^{\text{signal}} & \text{pour les paires de charges opposées} \end{cases} \quad (6.8)$$

où N_B^{signal} est donné par (6.6) et w_Q par (6.1). Noter que cette pondération ne concerne que l’estimation du bruit de fond dû aux faux leptons, et que les paires constituées de leptons *signal* de charges opposées interviennent par ailleurs pour le bruit de fond dû aux électrons de charge incorrecte, comme décrit à la section précédente.

Mesures des efficacités ε et ζ

Les efficacités ε et ζ , correspondant aux probabilités pour des leptons de base réels (ε) ou non (ζ) de satisfaire les critères de la catégorie *signal*, sont mesurées dans des échantillons de données

4. Tels que remplissage d’histogrammes ou lecture de conteneurs *TTree* dans l’environnement ROOT

enrichis (par une sélection appropriée) en leptons réels ou en faux leptons. La description détaillée des procédures mises en œuvre pour ces mesures est incluse en annexe, section B.2. Les efficacités pour les leptons réels sont de 97 – 98% pour les muons, et varient entre 85 et 95% pour les électrons en fonction de la pseudo-rapacité et de l’impulsion des candidats. Les efficacités pour les faux leptons sont résumées dans la table 6.4, avec leurs incertitudes. Dans les deux canaux, les valeurs obtenues sont de l’ordre de 20%, avec une incertitude totale (relative) sur la mesure de 25% (électrons) et 13% (muons). On peut donc constater que par rapport à la catégorie de base, les critères définissant la catégorie *signal* assurent une bonne discrimination additionnelle entre les leptons réels (efficacités > 90%) et les faux leptons. La méthode de la matrice peut donc être appliquée pour l’estimation du bruit de fond dû aux faux leptons.

6.2.4 Validation de l’estimation

Les stratégies mises en œuvre pour l’estimation des différentes classes de bruit de fond ont été décrites en détail dans les sections précédentes. Pour s’assurer du bon fonctionnement de ces méthodes, et donc de la validité de la prédiction du bruit de fond dans la région de signal, des comparaisons entre données observées et estimation du bruit de fond sont opérées sur les distributions de variables discriminantes utilisées pour la construction de la région de signal, et pour différentes sélections plus ou moins sévères constituant des régions de validation où la contamination en signal est faible.

La figure 6.5 présente les plus importantes de ces distributions, qui apparaissent dans les résultats publics préliminaires [179]. Il s’agit notamment de l’énergie transverse manquante pour des paires de leptons de même charge, ainsi que du nombre de jets ($p_T > 50$ GeV) pour des événements similaires satisfaisant $\cancel{E}_T > 100$ GeV. La sélection opérée dans le deuxième cas, pour une multiplicité de jets élevée, est assez proche de la région de signal. La séparation des événements en trois canaux, d’après la saveur des leptons constituant la paire, permet de contrôler différentes sources de bruit de fond. Le canal $e^\pm e^\pm$ contient ainsi majoritairement des événements $Z \rightarrow e^+ e^-$ avec un électron de charge erronée, quand les canaux $e^\pm \mu^\pm$ et $\mu^\pm \mu^\pm$ sont dominés par la production de faux leptons. Le dernier canal est sensible à la description du bruit de fond constitué de faux muons seulement, alors que le canal $e\mu$ combine les deux saveurs. La prédiction de bruit de fond présentée dans ces distributions est donnée par la simulation pour les événements $t\bar{t} + V$ et di-boson, et les méthodes basées sur les données présentées dans les sections 6.2.2 et 6.2.3 pour les événements avec respectivement un lepton de charge erronée ou un faux lepton.

L’accord entre données et prédictions est généralement compatible avec les incertitudes, à l’exception de deux régions plus problématiques. En effet, un désaccord est observé dans la distribution de l’énergie transverse manquante dans le canal $e\mu$ pour $150 < \cancel{E}_T < 180$ GeV. La signification locale de l’excès observé dans les données est de l’ordre de 1.9σ . Aucun désaccord n’apparaît en revanche dans le canal ee . Le canal $\mu\mu$ montre une tendance similaire au canal $e\mu$, cependant la signification de la déviation y est inférieure à 1σ . Le bruit de fond dominant dans cette région provient de faux leptons, dans les trois canaux. Au vu des observations rapportées ci-dessus, si l’excès est dû à un problème dans l’estimation du bruit de fond, celui-ci doit être lié aux faux muons. Il est toutefois curieux que le désaccord se manifeste uniquement dans cet intervalle réduit d’énergie manquante. Ainsi, la proportion d’événements avec deux leptons *signal* y est de 40%, alors qu’elle n’est que de 20% dans l’intervalle voisin $180 < \cancel{E}_T < 210$ GeV. Ceci explique évidemment pourquoi la prédiction du bruit de fond de type faux lepton semble sous-estimer les données dans le premier intervalle seulement, mais ne permet malheureusement pas de tirer de conclusions claires quant à l’origine de cette différence. Pour finir, l’ajout de la présence de jets à la sélection associée à ces distributions n’induit pas d’évolution, quoique le manque de statistique à partir de 3 jets ne permette plus de juger. Un désaccord évident apparaît également dans la distribution du nombre de jets, spécifiquement pour $n = 3$. Dans ce

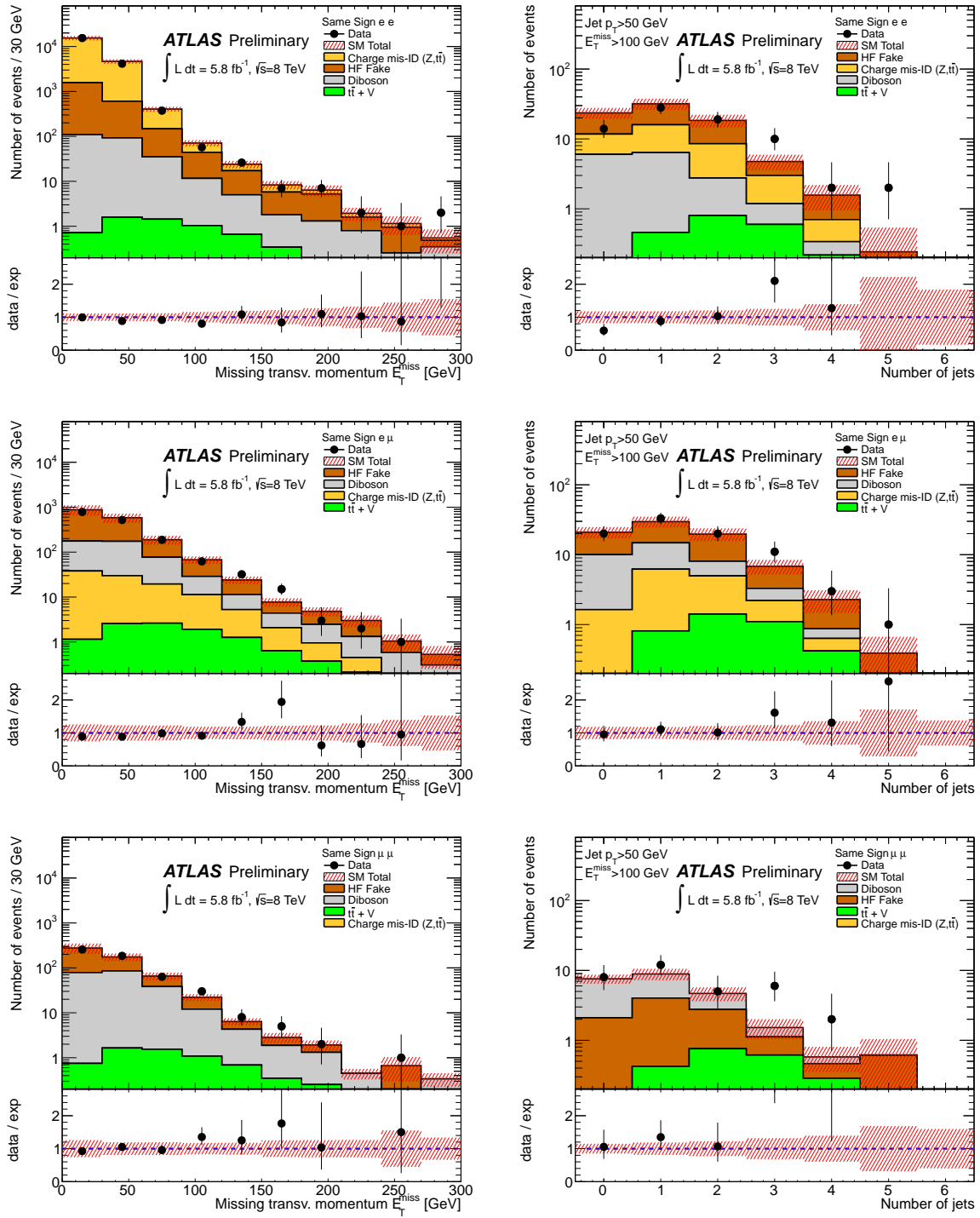


FIGURE 6.5 – Distributions d'énergie transverse manquante (gauche) et du nombre de jets après une coupure $\cancel{E}_T > 100$ GeV (droite), pour des paires de leptons de même signe ee (haut), $e\mu$ (centre) et $\mu\mu$ (bas). Les différentes composantes du bruit de fond sont indiquées, en particulier les événements avec un électron de charge incorrecte ("charge misID"), ou un faux lepton ("HF fake").

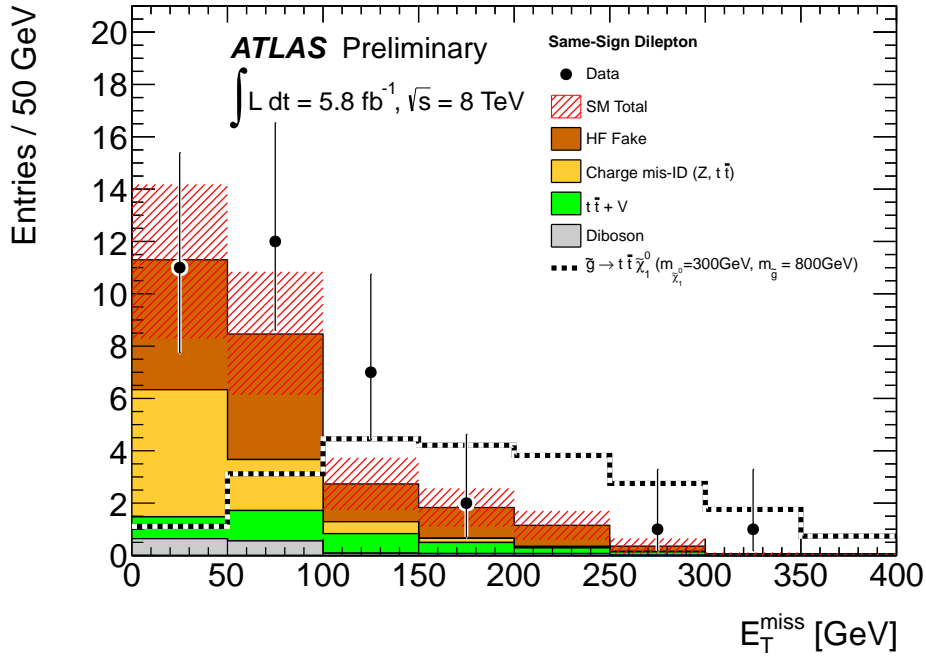


FIGURE 6.6 – Distribution de l'énergie transverse manquante pour des paires de leptons de même charge accompagnées de 4 jets ($p_T > 50$ GeV). La région de signal correspond à l'intervalle $\cancel{E}_T > 150$ GeV. La contribution hypothétique d'un signal de type $\tilde{g} \rightarrow t\bar{t}\tilde{\chi}_1^0$, pour un jeu de paramètres non-exclu avant la publication des résultats, est indiquée par la ligne discontinue.

cas, les trois canaux sont concernés de manière relativement similaire. Cependant, la différence entre données et prédiction est à nouveau concentrée dans un intervalle précis de la distribution.

Bien que dans l'ensemble la description des données observées soit satisfaisante, les quelques différences relevées ci-dessus induisent un doute quand à la qualité de l'estimation du bruit de fond impliquant des faux leptons, notamment dans le cas des muons. Bien que la source précise des désaccords apparents n'ait pas pu être identifiée, plusieurs pistes peuvent potentiellement contribuer : mesure de l'efficacité ζ indépendante de p_T ou η , nature des faux leptons différente dans les régions problématiques, sous-évaluation des incertitudes systématiques associées à l'extrapolation des mesures dans d'autres régions... Ces aspects ont donc été revisités dans la mise-à-jour de l'analyse avec l'ensemble des données 2012, et les améliorations conséquentes sont décrites dans le chapitre suivant. En ce qui concerne les résultats préliminaires présentés dans ce chapitre, la figure 6.6 montre la distribution d'énergie transverse manquante dans des événements contenant au moins 4 jets ($p_T > 50$ GeV). Les paires de leptons issues des trois canaux de saveur y sont combinées. La partie $\cancel{E}_T > 150$ GeV de cette distribution correspond ainsi à la région de signal. Aucun désaccord flagrant entre données et prédiction n'est apparent, sur l'ensemble de la distribution. Pour cette raison, malgré les difficultés mentionnées précédemment, l'estimation du bruit de fond dans la région de signal est jugée suffisamment fiable pour pouvoir donner lieu à des résultats exploitables. La discussion des résultats obtenus constitue l'objet principal de la section suivante.

6.3 Résultats préliminaires

Un sous-ensemble des données collectées par ATLAS en 2012, correspondant à une luminosité intégrée de $\mathcal{L} = 5.8 \text{ fb}^{-1}$, a donc été utilisé pour établir des résultats préliminaires, à l'aide de la sélection et des méthodes d'estimation des différents types de bruits de fond décrites dans les

Canal	ee	$e\mu$	$\mu\mu$	$ee + e\mu + \mu\mu$
Données	1	2	1	4
Bruit de fond total	1.1 ± 0.5	1.8 ± 0.7	0.5 ± 0.3	3.4 ± 1.1
Faux leptons	0.74 ± 0.53	1.16 ± 0.70	0.25 ± 0.30	2.14 ± 1.08
$t\bar{t} + V$	0.17 ± 0.08	0.44 ± 0.18	0.23 ± 0.10	0.84 ± 0.34
Charge erronée	0.13 ± 0.06	0.14 ± 0.06	–	0.27 ± 0.10
WZ, ZZ	0.04 ± 0.04	0.10 ± 0.05	0.03 ± 0.03	0.18 ± 0.07

TABLE 6.5 – Nombre d'événements observés et attendus dans les différents canaux pour $\mathcal{L} = 5.8 \text{ fb}^{-1}$. La colonne de droite combine les 3 canaux, ces valeurs étant utilisées pour l'interprétation des résultats. La partie inférieure de la table détaille les contributions individuelles des différents types de bruit de fond. Les incertitudes indiquées incluent les sources statistiques et systématiques.

	Total	Faux leptons	$t\bar{t} + V$	Charge erronée	WZ, ZZ
Estimation	3.43 ± 1.15	2.14 ± 1.08	0.84 ± 0.34	0.27 ± 0.10	0.18 ± 0.07
Statistique	$\pm 23.5\%$	$\pm 37.3\%$	$\pm 5.8\%$	$\pm 12.5\%$	$\pm 39.7\%$
Efficacité ζ faux leptons	$\pm 21.2\%$	$\pm 33.9\%$	–	–	–
Section efficace théorique	$\pm 8.6\%$	–	$\pm 34.9\%$	$\pm 10.0\%$	–
Calibration des jets	$\pm 5.9\%$	$\pm 1.3\%$	$\pm 19.7\%$	$\pm 20.9\%$	$\pm 0\%$
Taux de charge erronée ψ	$\pm 2.2\%$	–	–	± 25.7	–
Luminosité	$\pm 1.4\%$	$\pm 0.1\%$	$\pm 3.6\%$	$\pm 3.6\%$	$\pm 3.6\%$

TABLE 6.6 – Principales sources d'incertitudes associées à la prédiction du bruit de fond. L'ampleur de chaque contribution est donnée comme fraction par rapport au nombre d'événements estimé.

sections précédentes. Les nombres d'événements observés et attendus dans la région de signal sont présentés dans la table 6.5, avec le détail des différentes contributions pour le bruit de fond. Quatre événements sont observés, en accord complet avec la prédiction du Modèle Standard qui correspond à 3.4 ± 1.1 . La contribution principale au bruit de fond provient du canal $e\mu$, alors que le canal $\mu\mu$ correspond à la plus faible. Les prédictions de bruit de fond dans les différents canaux considérés individuellement sont toutes en bon accord avec les données observées. Le nombre d'événements attendus dans la région de signal est essentiellement dû aux faux leptons, ainsi qu'aux processus irréductibles $t\bar{t} + V$.

Les principales sources d'incertitudes entourant l'estimation du bruit de fond sont résumées dans la table 6.6. L'incertitude totale sur la prédiction est de 33.5%, se répartissant de manière égale entre les incertitudes statistiques (23.5%, nombre d'événements disponibles dans la simulation ou dans les données pour l'application de la méthode de la matrice), et les différentes incertitudes systématiques (pour un total de 23.9%). Parmi celles-ci, l'impact de l'incertitude sur l'efficacité ζ de sélection des faux leptons est dominante, suivie par l'incertitude sur la section efficace des processus $t\bar{t} + V$. Ces informations peuvent être utilisées afin d'identifier les points à améliorer pour la mise-à-jour de l'analyse : l'utilisation de l'ensemble des données 2012 permet d'espérer une amélioration triviale due à la réduction de l'incertitude statistique d'un facteur 1.9. Il paraît également judicieux de réduire le nombre d'événements contenant des faux leptons, contribuant de manière importante, par exemple par l'utilisation de critères d'identification (catégorie *signal*) plus sévères. La réduction des incertitudes entourant la mesure de l'efficacité serait également souhaitable. Le chapitre suivant présente en détails les modifications apportées à l'analyse pour tenir compte de ces considérations.

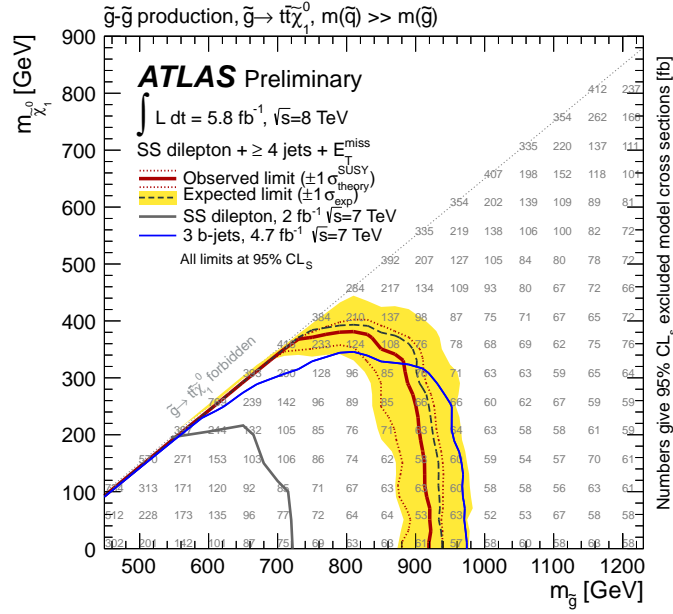


FIGURE 6.7 – Limites d’exclusion obtenues avec $\mathcal{L} = 5.8 \text{ fb}^{-1}$ pour le modèle simplifié $\tilde{g} \rightarrow t\bar{t}\tilde{\chi}_1^0$. La courbe rouge présente la limite résultant de l’analyse présentée de ce document, et la courbe bleue le résultat d’une recherche complémentaire dans les événements avec au moins trois jets b .

6.3.1 Interprétation des résultats

L’absence d’excès dans les données observées par rapport à la prédiction du Modèle Standard, peut être utilisée pour placer des contraintes sur différents modèles. L’établissement des limites sera présenté plus en détails au chapitre suivant, tant la description de la méthode statistique employée (intervalles de confiance CL_s à un seuil de 95%), que la discussion des résultats pour les différents modèles topologiques. Avant cela cependant, les limites obtenues avec ces résultats préliminaires sont montrées pour deux modèles, afin de constater la compétitivité de l’analyse au regard d’autres types de recherches basées sur des états finaux différents.

Le premier modèle est la désintégration exclusive d’un gluino en paire $t\bar{t}$ accompagnée d’un neutralino $\tilde{\chi}_1^0$, par la médiation d’un squark top hors couche de masse. Les seules particules intervenant dans ce scénario sont le gluino et le neutralino, les autres étant découplées par des masses élevées (de l’ordre de 2 – 3 TeV). Les deux paramètres régissant le modèle sont donc les masses du gluino et du neutralino. On peut voir à la figure 6.7 que – comme anticipé – l’analyse est sensible à des gluinos de masses pouvant atteindre jusqu’à 900 GeV dans les régions les plus favorables. La comparaison des limites établies avec celles obtenues par une analyse complémentaire (événements avec 3 jets b , courbe bleue sur la figure) montre qu’il existe une région du plan dans laquelle cette analyse possède la meilleure sensibilité, prouvant donc son utilité.

Le deuxième modèle étudié (figure 6.8) est une théorie complète, mSUGRA, dans un choix de paramètres ($\tan\beta = 10$, $A_0 = 0$) largement partagé par les expériences du LHC et du Tevatron, afin d’être en mesure de comparer les résultats. Là encore, il existe une région du plan ($m_0, m_{1/2}$), à grandes valeurs de m_0 , où la production de paires de gluinos domine, dans laquelle on peut constater une amélioration des limites produites par d’autres analyses (partie droite de la figure) et disponibles au moment de l’obtention de ces résultats.

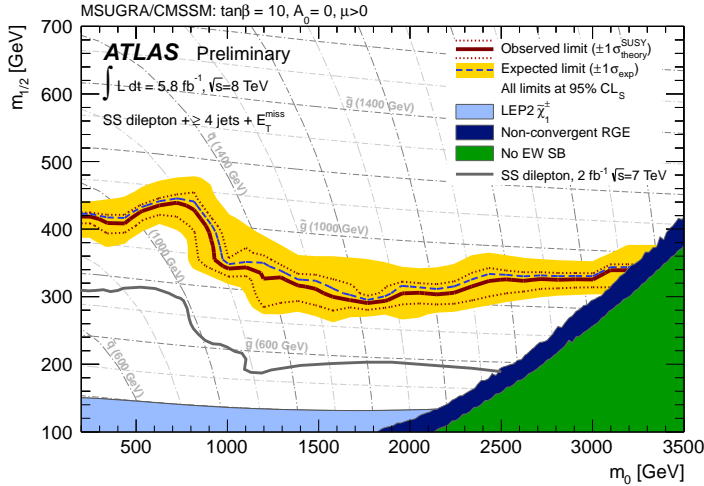


FIGURE 6.8 – Limites d’exclusion obtenues avec $\mathcal{L} = 5.8 \text{ fb}^{-1}$. La figure de droite présente les limites publiques d’ATLAS au moment de la finalisation de cette analyse.

6.4 Conclusion

L’analyse d’une partie des données collectées en 2012 par l’expérience ATLAS a montré que l’on est en mesure de mettre au point une recherche de Supersymétrie dans les événements avec deux leptons de charges identiques, offrant une sensibilité intéressante à certains modèles. En particulier, ces performances incluent la compréhension d’un bruit de fond difficile à estimer, tant pour les processus rares du modèle Standard, que pour les contributions dues à la reconstruction imparfaite des événements dont la simulation ne peut donner qu’un ordre de grandeur. L’accord entre le nombre d’événements observés dans les données dans la région de signal et la prédiction du bruit de fond associée, confirme cette compréhension, à défaut malheureusement de mettre en évidence une contribution inattendue. Les limites d’exclusion obtenues pour deux modèles particuliers sont compétitives avec d’autres résultats antérieurs publiés par des analyses complémentaires. Ceci prouve l’utilité de cette analyse, en particulier dans certaines régions plus difficiles, et donc moins étudiées, de l’espace des phases.

Ce travail préliminaire a cependant mis en lumière un certain nombre de points où des améliorations peuvent être apportées. En premier lieu, la redéfinition des régions de signal est nécessaire pour pleinement profiter de l’énergie dans le centre de masse, de la luminosité intégrée, ainsi que pour être en mesure de couvrir les nombreux scénarios mentionnés en introduction. Par ailleurs, dans le but de bénéficier d’une acceptation maximale à la nouvelle physique, il est souhaitable d’avoir un contrôle plus satisfaisant du bruit de fond. En particulier, l’optimisation des critères de sélection des différents objets peut permettre la réduction d’une partie de ce bruit de fond. Ces quelques pistes ont constitué les axes principaux de travail lors de l’analyse de l’ensemble des données 2012, qui est présentée dans le chapitre suivant.

Chapitre 7

Extension et amélioration avec l'ensemble des données 2012

7.1 Réoptimisation des régions de signal

L'analyse de la première partie des données 2012 décrite dans le chapitre précédent utilisait une définition de la région de signal optimisée pour une analyse antérieure [176], correspondant à $\mathcal{L} = 2 \text{ fb}^{-1}$ pour une énergie de $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$. Pour les résultats basés sur l'ensemble des données 2012, il était donc souhaitable de revoir cette définition, pour tenir compte d'un certain nombre d'évolutions :

- Augmentation de l'énergie au centre de masse de 7 à 8 TeV, se reflétant sur la section efficace de production de particules massives. Cette évolution est représentée à la figure 7.1. Dans le cas de la production de paires de gluinos avec une masse de l'ordre du TeV, la section efficace est multipliée par un facteur 3.
- Augmentation de la luminosité intégrée disponible pour l'analyse d'un facteur 10. Le nombre d'événements de signal attendu à masse et sélection égales est donc près de 30 fois supérieur à celui disponible pour la précédente procédure d'optimisation de la sélection [176].
- L'accès à des régions de l'espace des phases correspondant à des particules plus lourdes. La cinématique des produits de désintégration en est affectée (impulsion des particules accrues, plus grande énergie dans l'événement), ce qui pourrait permettre l'application de coupures cinématiques plus sévères pour la sélection des événements de signal.
- Le souhait d'interpréter les résultats obtenus dans le cadre d'un grand nombre de scénarios. Ceci implique une diversité accrue de la topologie des événements recherchés, en particulier le nombre de jets.
- Les nombreux changements dans la reconstruction des objets : résolution différente de la reconstruction des jets et de l'énergie manquante adaptée à un bruit d'empilement plus important, critères d'identification des leptons... Ceci affecte de manière différente l'efficacité de reconstruction pour le signal et le bruit de fond.

L'ensemble de ces considérations impose donc une ré-évaluation de la sélection des événements. Cette section donne le détail de la procédure employée pour le choix des régions de signal. Les résultats obtenus pour différents scénarios sont ensuite combinés, de manière à conserver uniquement trois régions de signal, dont la définition permet de couvrir simultanément un grand nombre de signatures.

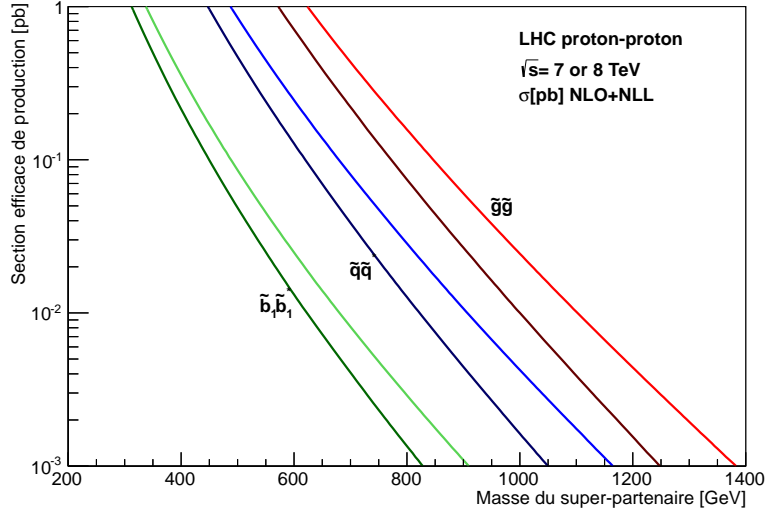


FIGURE 7.1 – Section efficaces de production de paires de partenaires supersymétriques pour $\sqrt{s} = 7$ ou 8 TeV (lignes sombres/claires). Ces valeurs correspondent à des spectres de masse simplifiés dans lesquels les super-partenaires colorés autres que la paire concernée sont découplés du processus de production par assignation de masses arbitrairement élevées.

Source des sections efficaces : groupe de travail combiné ATLAS + CMS [180, 181].

7.1.1 Variables discriminantes utilisées

Le but de l'analyse est d'offrir une sensibilité importante à diverses topologies motivées par les scénarios listés à la figure 2.14. De ce fait, des variables cinématiques relativement générales sont utilisées pour la sélection des événements.

- Énergie transverse manquante \cancel{E}_T : il s'agit d'une variable classique dans la recherche de Supersymétrie dans le contexte de modèles préservant la parité R . La figure 7.2 présente la fonction de répartition de l'énergie manquante pour les différents bruits de fond, ainsi que plusieurs modèles de signal. La discrimination entre le signal et le bruit de fond procurée par une coupure $\cancel{E}_T > 100$ GeV apparaît clairement, une telle coupure ayant une efficacité de 80% sur la plupart des modèles alors que le bruit de fond est réduit d'un facteur 3 à 10.
- Nombre de jets : une multiplicité élevée de quarks dans l'état final est typique de la production de squarks ou gluinos, étant soit produits directement (de manière générique $\tilde{g} \rightarrow q\tilde{q}^*$, $\tilde{q} \rightarrow q'\tilde{\chi}$), soit dans la désintégration des bosons W et Z présents dans de nombreux états finaux ($\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow W^\pm\tilde{\chi}_1^0$, tops). Un certain nombre de ces jets ont de plus une impulsion significative, car ils sont produits par des particules très massives. La figure 7.3 illustre le pouvoir discriminant d'une coupure sur le nombre de jets satisfaisant $p_T > 40$ GeV, qui offre également une séparation importante entre le signal et certains bruits de fond (production de paires de bosons vecteurs, faux leptons...)
- Nombre de jets de saveur b : un certain nombre des scénarios présente un état final contenant 4 quarks b , quand d'autres n'en contiennent pas (modèles avec squarks de première et deuxième génération). Une coupure sur le nombre de jets de saveur b peut donc s'avérer utile, que ce soit en requérant plusieurs tels jets (suppression du bruit de fond WZ, ZZ), ou au contraire leur absence totale dans l'événement (rejet des bruits de fond de type $t\bar{t}$).
- Masse effective m_{eff} : il s'agit de la somme scalaire de l'énergie transverse manquante, de l'impulsion transverse des deux leptons sélectionnés, ainsi que de celle des jets satisfaisant $p_T > 40$ GeV. Elle est donc similaire à l'énergie totale de l'événement dans le plan

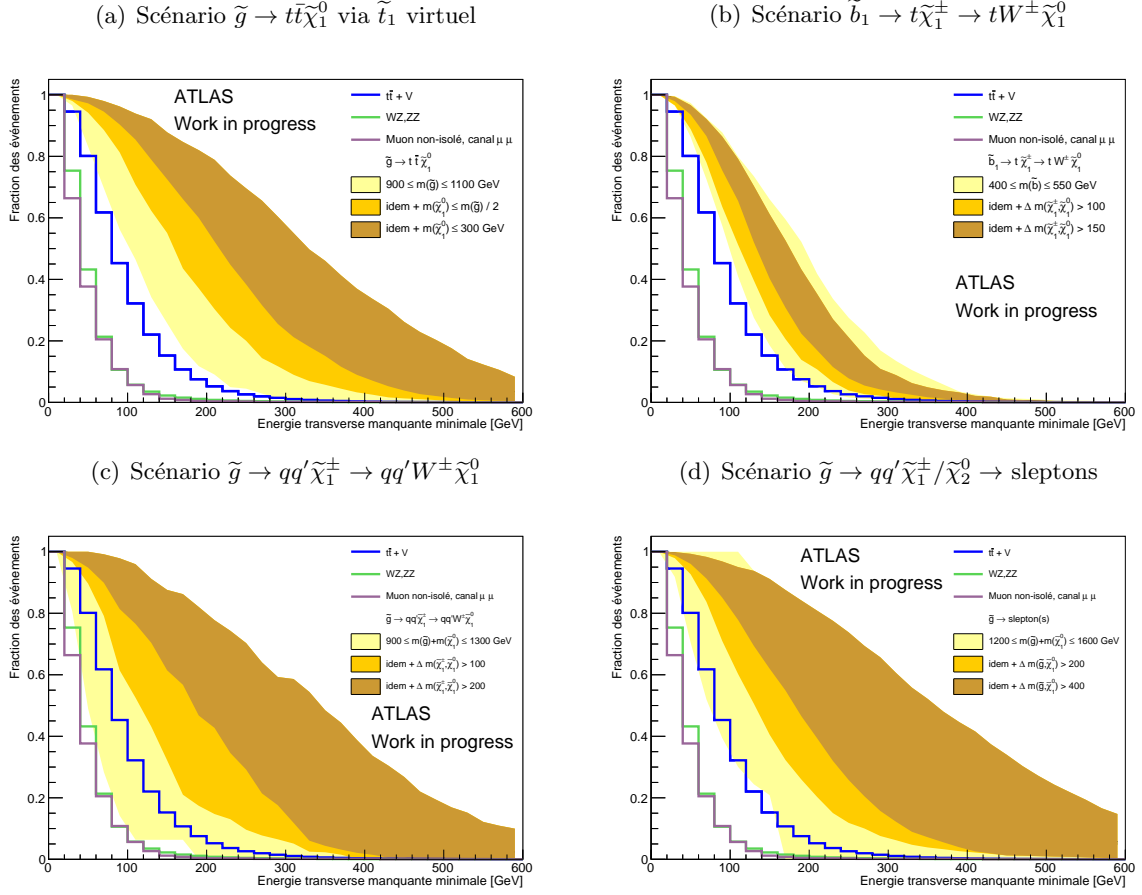


FIGURE 7.2 – Fonction de répartition de l'énergie transverse manquante E_T dans des événements avec deux leptons de même charge pour différents scénarios (bandes) et les bruits de fond principaux (lignes). Les bandes colorées représentent l'enveloppe des distributions pour l'ensemble des points de l'espace des phases.

transverse, qui est importante dans le cas de désintégrations de particules massives. La figure 7.4 présente la fonction de répartition de cette variable. L'intérêt d'une coupure sur cette variable est là encore évident. Toutefois, on peut constater une grande variabilité des distributions pour le signal, reflétant les différents spectres de masse des partenaires supersymétriques. La masse effective dépend en effet à la fois de la masse de la paire de particules produite lors de l'interaction, et de la masse des particules échappant à la détection. Ainsi, les points de l'espace des phases dits comprimés (par exemple masse élevée du neutralino $\tilde{\chi}_1^0$) génèrent une masse effective plus basse. Il serait ainsi tentant de choisir le seuil de la coupure sur m_{eff} pour chaque point de l'espace des phases, ce qui serait bien plus optimal que d'adopter un seuil fixe pour tous les points. L'approche retenue pour cette analyse s'inspire de cette idée : dans le cadre de l'exclusion d'un modèle particulier, aucune coupure sur la masse effective n'est appliquée, mais elle est remplacée par un ajustement de la distribution de m_{eff} . Cette approche est décrite plus en détails à la section 7.3, et équivaut à un choix optimal de la coupure sur m_{eff} pour le point considéré.

- La masse transverse avec le lepton d'impulsion transverse maximale, correspondant à $m_T = \sqrt{2E_T p_T (1 - \cos \Delta\varphi[E_T, \text{lep.}])}$. Cette variable prend des valeurs typiquement élevées quand la contribution majeure à l'énergie transverse manquante et le lepton considéré proviennent de la désintégration de la même particule, de masse élevée. Dans le contexte de cette ana-

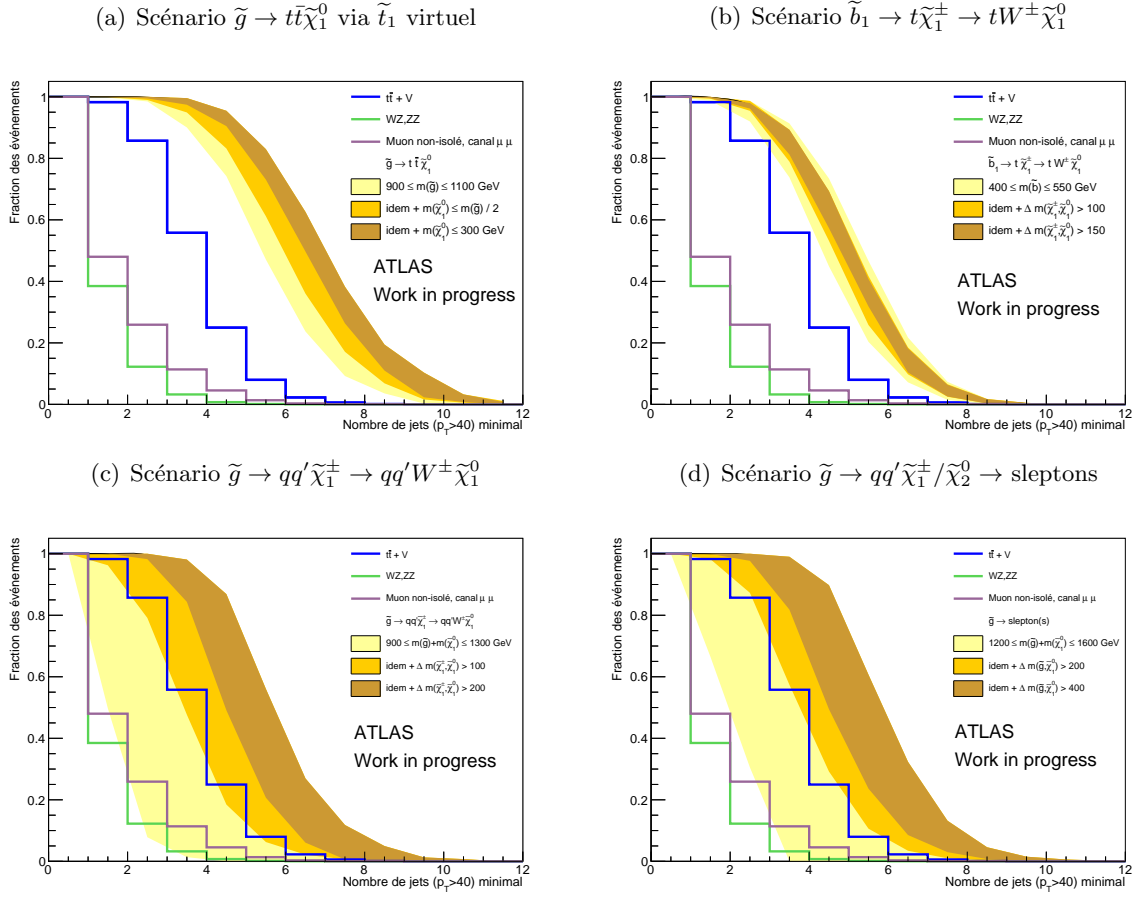


FIGURE 7.3 – Fonction de répartition du nombre de jets ($p_T > 40$ GeV) dans des événements avec deux leptons de même charge pour différents scénarios (bandes) et les bruits de fond principaux (lignes). Les bandes colorées représentent l’enveloppe des distributions pour l’ensemble des points de l’espace des phases.

lyse, ce scénario n’est pas vérifié la plupart du temps, dans la mesure où l’état final contient au moins deux leptons, et plusieurs particules échappant la détection (souvent deux neutrinos plus deux neutralinos). Il est ainsi peu probable d’obtenir la configuration mentionnée ci-dessus. La figure 7.5 présente la fonction de répartition de la masse transverse pour différents types de signal et de bruit de fond. Il s’avère que malgré tout, cette variable possède un pouvoir discriminant assez important. Toutefois, cette efficacité n’est pas intrinsèque, et vient simplement du fait que l’énergie manquante et l’impulsion du lepton retenu sont en général plus importantes dans le signal que dans le bruit de fond. L’absence d’information supplémentaire apportée par cette variable, qui pourrait éventuellement venir de différences des corrélations entre les directions du lepton et de l’énergie manquante, apparaît clairement dans la distribution de l’angle $\Delta\phi$ (figure 7.6), qui ne montre pas de différence significative entre signal et bruit de fond. Cependant, la masse transverse est tout de même retenue comme variable discriminante pour cette analyse.

- Un certain nombre de variables supplémentaires n’ont pas été retenues, bien qu’elles auraient pu être considérées. Par exemple, l’impulsion minimale imposée aux leptons : une coupure plus basse que celle retenue ($p_T > 20$ GeV) permettrait l’accès éventuel à des scénarios avec des spectres de masse plus compressés, au prix de l’accroissement du bruit de fond provenant de faux leptons. Toutefois, de telles configurations ne sont pas fréquentes dans les modèles considérés pour cette version de l’analyse, et cette option sera reconsidérée

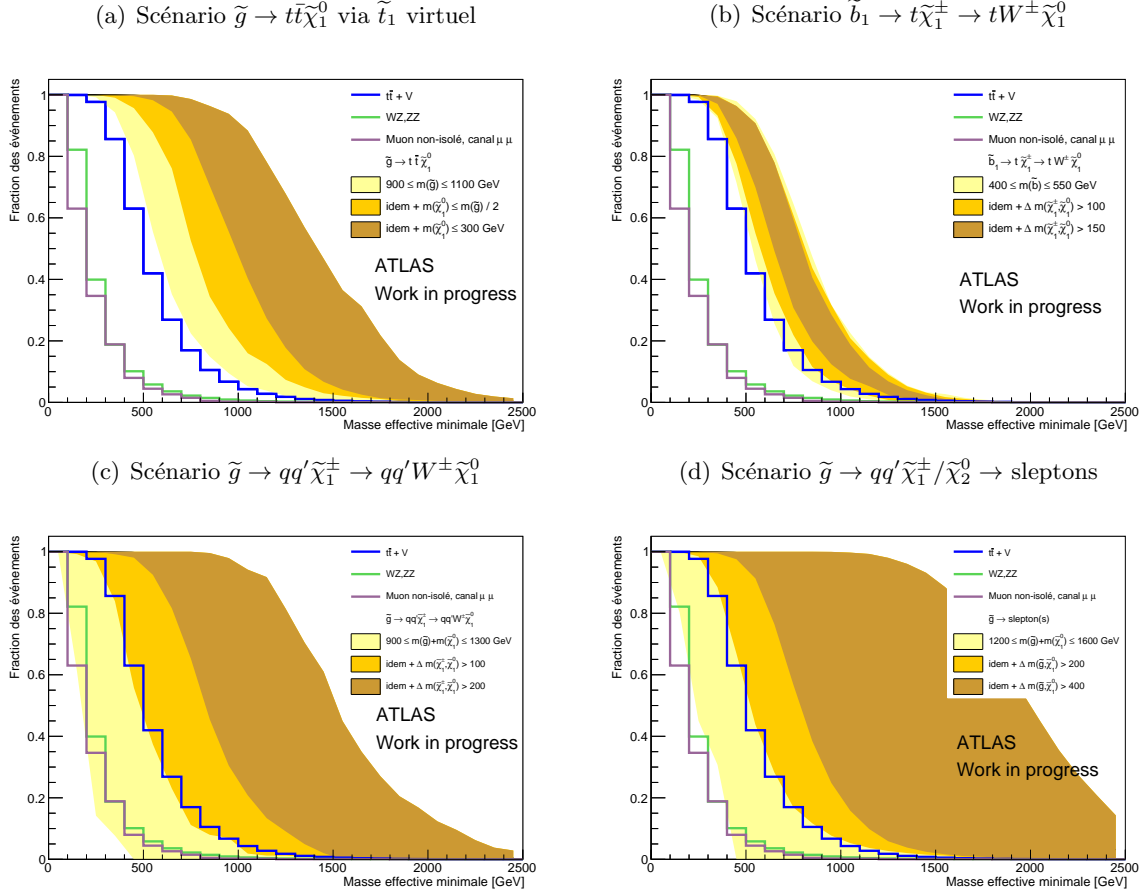


FIGURE 7.4 – Fonction de répartition de la masse effective m_{eff} dans des événements avec deux leptons de même charge pour différents scénarios (bandes) et les bruits de fond principaux (lignes). Les bandes colorées représentent l’enveloppe des distributions pour l’ensemble des points de l’espace des phases.

dans de futures améliorations. La situation inverse (requête de leptons plus énergétiques) est en fait déjà indirectement appliquée, au travers de la contribution de l’impulsion des leptons à la masse effective, voire la masse transverse. De plus, dans un souhait de sensibilité générale à tout signe de nouvelle physique, il est également plus désirable de ne pas restreindre l’espace des phases en demandant des leptons d’impulsion trop élevée.

Le choix des seuils de coupures pour les différentes variables discriminantes listées ci-dessus est décrit dans la section suivante.

7.1.2 Stratégie d’optimisation

Le but de cette opération était la construction de deux à trois régions de signal générales assurant une couverture satisfaisante des différents scénarios d’intérêt. Dans une première étape, un nombre important de configurations de coupures ont été testées sur chaque modèle, pour quelques points de l’espace des phases non-exclus et à la limite d’atteinte de l’analyse. L’ensemble de ces configurations est résumé à la table 7.1.

Le nombre d’événements de signal et de bruit de fond utilisés pour cette comparaison ont été évalués pour une luminosité intégrée prévue de $\mathcal{L} = 25 \text{ fb}^{-1}$ (légèrement trop optimiste *a posteriori*). La prédiction des bruits de fond dont l’estimation est basée sur les données a été effectuée sur un sous-ensemble ($\mathcal{L} = 5.8 \text{ fb}^{-1}$) puis normalisé à la luminosité finale, afin de

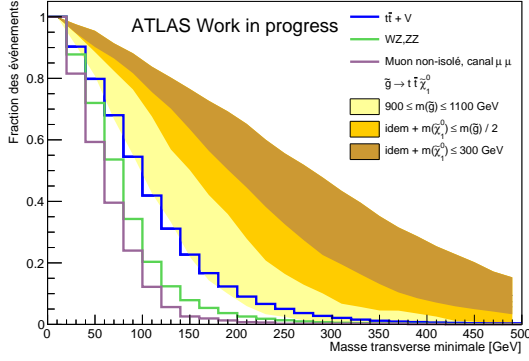
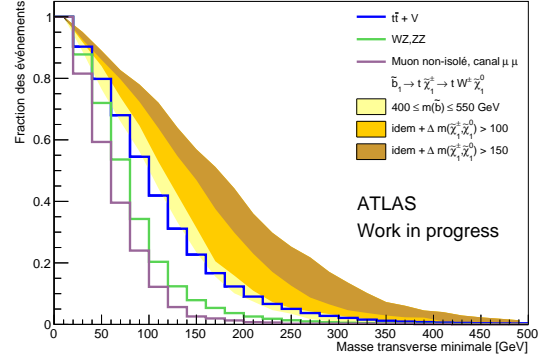
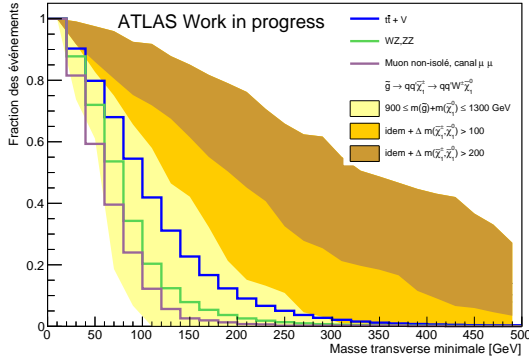
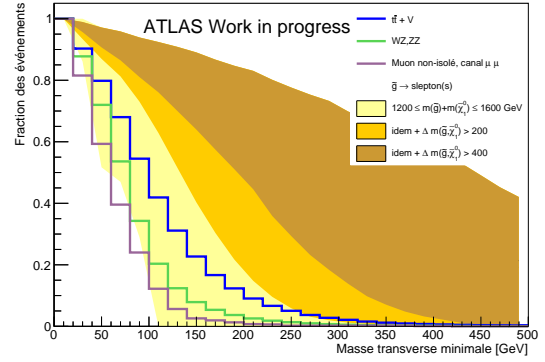
(a) Scénario $\tilde{g} \rightarrow t\tilde{\chi}_1^0$ via \tilde{t}_1 virtuel(b) Scénario $\tilde{b}_1 \rightarrow t\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow tW^\pm\tilde{\chi}_1^0$ (c) Scénario $\tilde{g} \rightarrow qq'\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow qq'W^\pm\tilde{\chi}_1^0$ (d) Scénario $\tilde{g} \rightarrow qq'\tilde{\chi}_1^\pm/\tilde{\chi}_2^0 \rightarrow$ sleptons

FIGURE 7.5 – Fonction de répartition de la masse transverse m_T dans des événements avec deux leptons de même charge pour différents scénarios (bandes) et les bruits de fond principaux (lignes). Les bandes colorées représentent l'enveloppe des distributions pour l'ensemble des points de l'espace des phases.

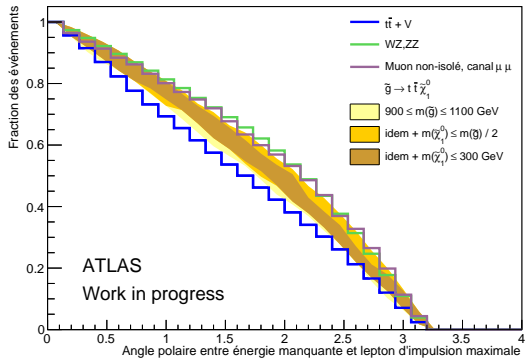
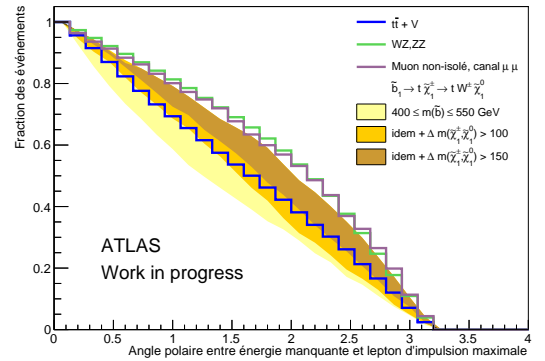
(a) Scénario $\tilde{g} \rightarrow t\tilde{\chi}_1^0$ via \tilde{t}_1 virtuel(b) Scénario $\tilde{b}_1 \rightarrow t\tilde{\chi}_1^\pm \rightarrow tW^\pm\tilde{\chi}_1^0$ 

FIGURE 7.6 – Fonction de répartition de l'angle azimutal $\Delta\varphi$ entre énergie manquante et lepton d'impulsion maximale dans des événements avec deux leptons de même charge, pour différents scénarios (bandes) et les bruits de fond principaux (lignes). Les bandes colorées représentent l'enveloppe des distributions pour l'ensemble des points de l'espace des phases.

limiter l'accès aux données utilisées pour les résultats.

$\cancel{E}_T \geq 0, 50, 100, 150, 200, \text{ ou } 250 \text{ GeV}$ $m_T \geq 0, 100, 150, \text{ ou } 200 \text{ GeV}$ $m_{\text{eff}} \geq 0, 400, 500, 600, 700, 800, 900, 1000, 1100, 1100 \text{ ou } 1200 \text{ GeV}$ Nombre de jets b ($p_T > 20 \text{ GeV}$) : $< 1, \geq 0, 1, 2$ ou 3 Nombre et impulsion transverse des jets : premier jet : $p_T \geq 0, 40, 80$ ou 150 GeV deuxième jet : $p_T \geq 0, 40, 80 \text{ GeV}$ troisième jet : $p_T \geq 0, 40 \text{ GeV}$ quatrième à sixième jet : $p_T \geq 0, 30 \text{ GeV}$

TABLE 7.1 – Ensemble des configurations, candidates à la définition des régions de signal, testées sur chaque modèle. Le nombre de variations est 38280, bien que certaines soient redondantes.

Significance

La variable utilisée pour la classification des différents ensembles de coupures testés est la signifi-
 cance du signal potentiel :

$$Z_0 = \sqrt{2 \left((s + \beta) \ln \left(1 + \frac{s}{\beta} \right) - s \right)} \quad (7.1)$$

où s et β indiquent respectivement le nombre d'événements de signal et de bruit de fond attendus. Ce résultat provient directement de [182], et correspond au test du rapport de vraisemblance (*profile likelihood ratio*) associé à une distribution poissonnienne. Cependant, cette expression ne tient pas compte des incertitudes sur la prédiction du bruit de fond, ce qui n'est pas très réaliste. Une modification empirique mais simple de la formule précédente, suggérée par la documentation interne de [178], consiste à remplacer β par $\beta + \Delta\beta$ dans (7.1), où $\Delta\beta$ correspond à l'incertitude totale sur le bruit de fond. Cette approche n'a a priori pas de justification rigoureuse. Cependant, la comparaison des résultats obtenus avec cette formule et d'autres expressions établies en introduisant un terme gaussien pour le bruit de fond dans la fonction de vraisemblance – mais souffrant également d'approximations non justifiées – montre un accord satisfaisant. L'incertitude totale associée à la prédiction de bruit de fond est fixée à 20%; cette valeur est *a posteriori* trop faible (elle est plutôt de l'ordre de 50% en incluant l'incertitude statistique, voir section 7.2.5), mais une extrapolation optimiste des résultats du chapitre 6 permettait de penser que cette valeur pourrait être atteinte.

Résultats bruts

La table 7.2 présente le résultat de cette première étape, à savoir la définition de la région de signal offrant la meilleure signifi-
 cance pour chaque point testé. Comme on peut s'y attendre, les coupures optimales varient largement d'un point à l'autre. Pour chaque point testé, les critères sur la multiplicité (et l'impulsion) des jets sont alors relâchés autant que possible, tout en conservant une signifi-
 cance dégradée d'au plus 20% de la valeur originale. Cette opération a pour but :

- de diminuer la spécialisation des coupures. En jouant sur le degré de liberté dont on dispose pour cette contrainte, il est possible de fusionner des définitions de régions de signal *a priori* différentes.
- de réduire le nombre de jets requis, car une grande multiplicité se traduirait en une augmentation des incertitudes systématiques sur la prédiction des bruits de fond irréductibles,

Région	Jets b	\cancel{E}_T	m_T	m_{eff}	Jets $[p_T^{(1)}, p_T^{(2)}]$	Jets (lâche)	Source de motivation
SR1	≥ 3	–	–	–	≥ 6	≥ 5 [80]	$\tilde{g} \rightarrow t\bar{t}\tilde{\chi}_1^0$
SR2	≥ 3	–	–	–	≥ 6	≥ 5	
SR3	≥ 1	> 150	> 100	> 800	≥ 6	≥ 5 [80, 80]	
SR4	≥ 1	> 200	–	> 1100	≥ 5	≥ 4 [150, 80]	
SR5	≥ 1	> 200	–	> 1100	≥ 5 [80, 80]	≥ 4 [150]	
SR6	–	> 250	> 150	> 800	≥ 4 [80]	≥ 4	$\tilde{g} \rightarrow t\bar{t}_1^* \rightarrow t\bar{t}\tilde{\chi}_1^0$
SR7	≥ 2	–	–	> 1100	≥ 6 [80]	≥ 4 [150]	
SR8	$= 0$	> 250	> 200	> 1000	≥ 2	–	$\tilde{g} \rightarrow qq'W\tilde{\chi}_1^0$
SR9	–	> 150	> 150	> 1200	≥ 3	≥ 2 [150, 80]	
SR10	–	> 250	–	> 1100	≥ 4 [150, 80]	≥ 3 [80, 80]	
SR11	≥ 1	> 200	–	> 1100	≥ 5 [80, 80]	≥ 3 [80, 80]	$\tilde{g} \rightarrow t\bar{t}_1^* \rightarrow t\bar{b}\tilde{\chi}_1^-$
SR12	≥ 2	> 100	–	> 1200	≥ 5	≥ 1 [150]	
SR13	≥ 1	> 200	–	> 1100	≥ 5 [80, 80]	≥ 3 [150]	
SR14	≥ 2	> 200	–	> 800	≥ 4 [150, 80]	≥ 4 [80]	$\tilde{g} \rightarrow t\bar{b}\tilde{\chi}_1^-$
SR15	≥ 3	> 100	> 100	> 500	≥ 4 [80]	≥ 3	
SR16	≥ 3	> 100	> 100	> 700	≥ 1 [80]	–	
SR17	≥ 2	> 100	–	> 1200	≥ 5 [80]	≥ 1 [150]	
SR18	–	> 250	> 150	> 800	≥ 4	≥ 4	$\tilde{b}_1 \rightarrow t\tilde{\chi}_1^-$
SR19	≥ 1	> 200	–	> 1000	≥ 4 [80]	≥ 2 [150, 80]	
SR20	–	> 150	> 100	> 600	≥ 6	≥ 4 [80, 80]	
SR21	≥ 1	> 100	–	> 700	≥ 6 [80]	≥ 5 [150]	
SR22	–	> 150	> 100	> 1200	≥ 3	non testé	$\tilde{g} \rightarrow \text{sleptons}$
SR23	$= 0$	> 150	> 150	> 900	≥ 3 [80, 80]	non testé	
SR24	$= 0$	> 150	> 100	> 400	≥ 3	non testé	
SR25	≥ 1	> 150	> 100	> 1200	≥ 3	non testé	Complément SR23/24

TABLE 7.2 – Régions offrant une sensibilité maximale pour différents scénarios et points de l’espace des phases. Elles sont définies par des critères sur le nombre de jets de saveur b , l’énergie transverse manquante \cancel{E}_T , la masse transverse m_T , la masse effective m_{eff} , ainsi que le nombre de jets sans restriction de saveur. Les jets doivent satisfaire par défaut $p_T > 40$ GeV pour les quatre premiers (30 GeV pour les suivants), des contraintes plus sévères sur les jets les plus énergétiques étant le cas échéant indiquées entre crochets. La colonne voisine (sélection lâche) détaille à quel point le critère sur le nombre de jets peut être adouci, tout en préservant une signification dégradée d’au plus 20% de la valeur initiale. Toutes les grandeurs d’énergie incluses dans cette table sont exprimées en GeV.

obtenue par la simulation (seul un nombre limité de partons additionnels sont inclus au niveau des éléments de matrice).

- de limiter l’impact de fluctuations statistiques favorables dans le choix des régions. En effet, étant donné la grande quantité de configurations testées et la statistique limitée des échantillons de signal et de bruit de fond, les différences marginales observées entre deux configurations donnant de bonnes performances sont très probablement dues à une fluctuation statistique.

L’évolution des régions de signal après relâchement de ces critères est également représentée dans cette même table 7.2. On peut voir qu’en effet, il est possible dans tous les cas de réduire la contrainte sur le nombre de jets d’au moins une unité. On peut noter également la présence régulière d’une coupure sur la masse transverse. Malgré sa définition en principe inadaptée à la topologie des événements d’intérêt, celle-ci aide donc effectivement à purifier la sélection.

Les figures 7.7 et 7.8 illustrent la couverture de chaque région de signal (utilisant les critères relâchés pour la multiplicité des jets) sur l’ensemble de l’espace des phases de plusieurs scénarios.

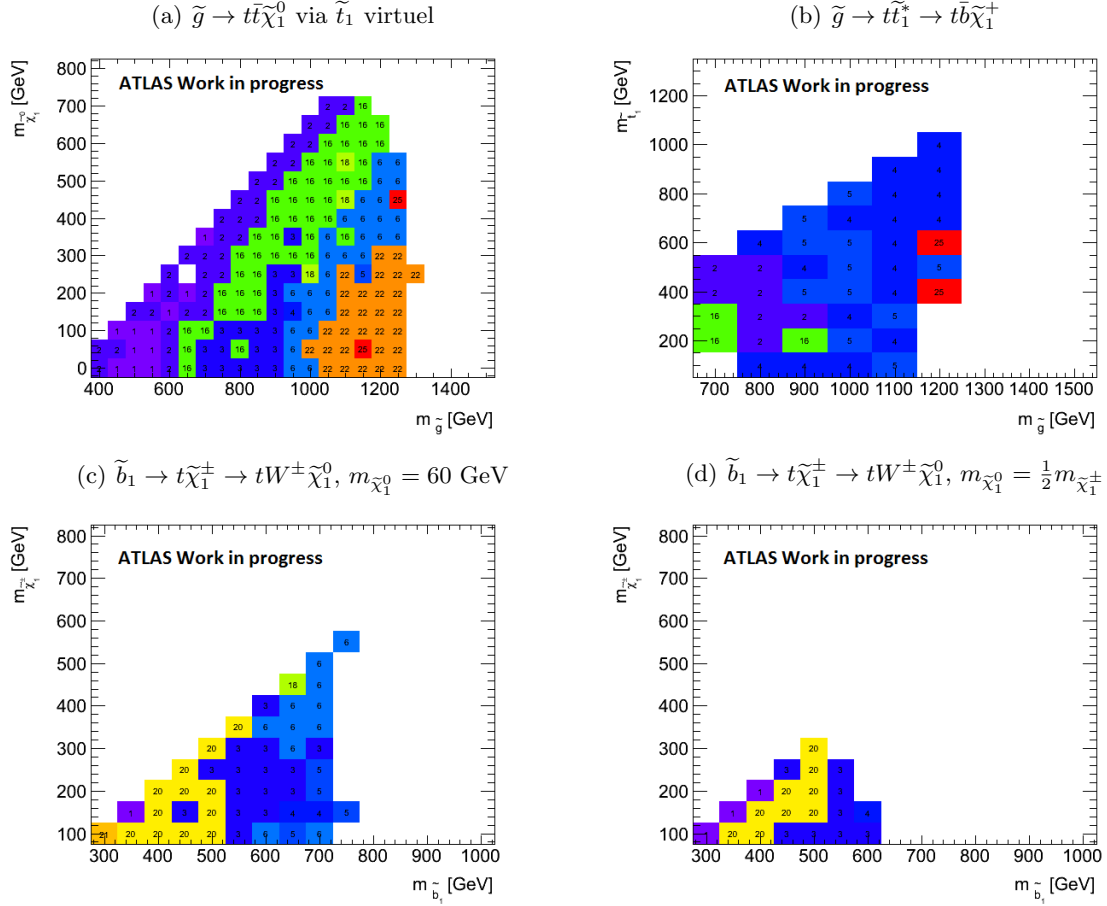


FIGURE 7.7 – Indice des régions de signal définies dans la table 7.2 correspondant à une signifi-
cance maximale. Différents modèles impliquant des squarks de troisième génération (états finaux
avec plusieurs jets de saveur b) sont présentés. Les points de signifi-
cance $Z < 1$, inaccessibles à
l’analyse, sont masqués.

Seuls les points pour lesquels la signifi-
cance vérifie $Z > 1$ sont affichés sur ces figures. Cela
permet d’avoir une idée des performances pouvant être atteintes par l’analyse. La dernière étape
de l’optimisation consiste à fusionner les définitions de régions suffisamment proches, de manière
à ne conserver qu’un nombre réduit de régions de signal. Cette combinaison, et les définitions
finales adoptées pour l’analyse, sont décrites dans la section suivante.

7.1.3 Définition des régions de signal

Un examen détaillé des figures 7.7 et 7.8 (voir section précédente) permet de dégager plusieurs
tendances générales. Comme attendu, les modèles impliquant seulement des squarks de première
ou deuxième génération favorisent des régions avec un veto explicite sur la présence de jets b
dans l’événement, qui permet le rejet de tous les bruits de fond associés à la production d’une
paire $t\bar{t}$. Dans le cas des modèles avec des stops ou sbottoms, la situation est différente, avec la
présence dans l’état final de nombreux quarks b . Cependant, une fraction importante du bruit
de fond contient des paires $t\bar{t}$. Pour tirer pleinement avantage du nombre de jets b élevé dans le
signal (plusieurs modèles avec 4 quarks b), une suppression efficace de l’ensemble des bruits de
fond nécessite alors de demander la présence d’au moins 3 jets b . Cependant, l’efficacité limitée
de l’algorithme d’étiquetage des jets (70% dans le cadre de cette analyse) fait qu’il peut être
plus avantageux de ne pas utiliser cette propriété du signal et de rejeter le bruit de fond avec

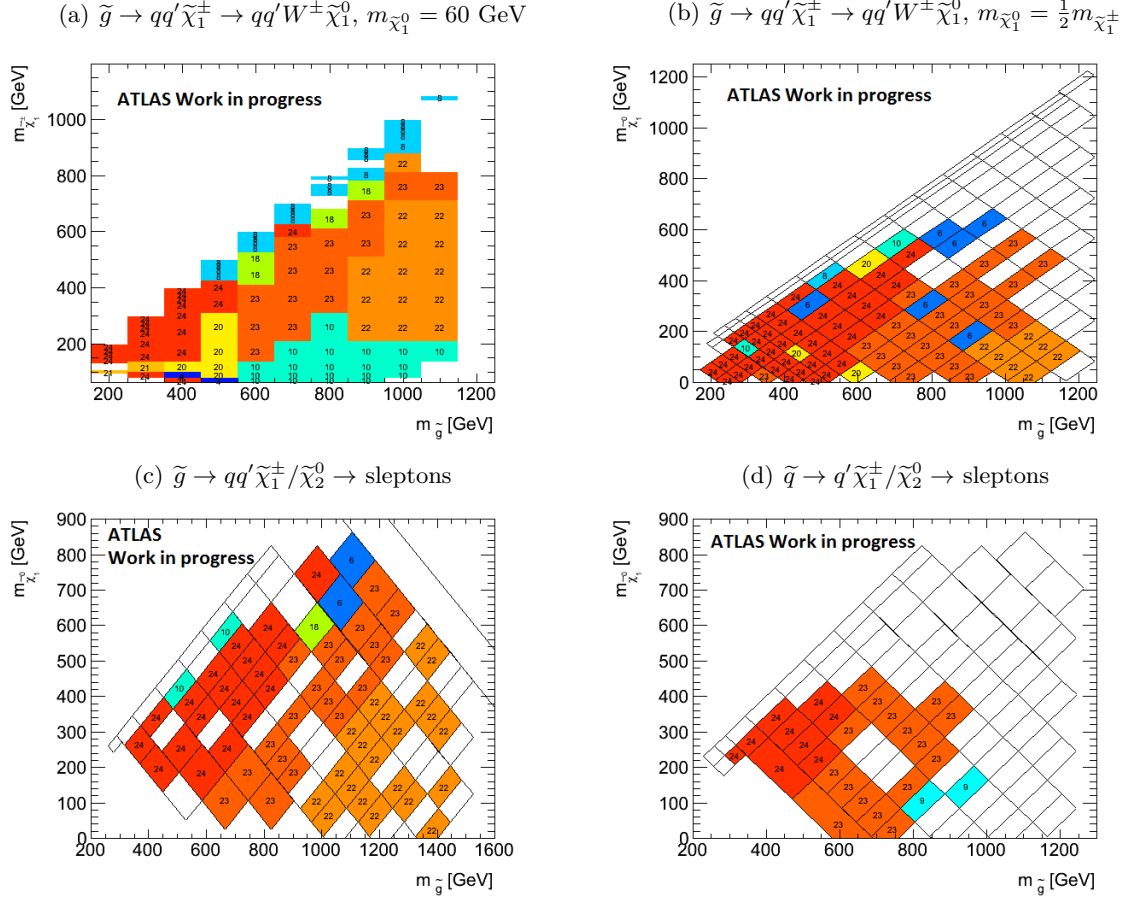


FIGURE 7.8 – Indice des régions de signal définies dans la table 7.2 correspondant à une signifi-
cance maximale. Différents modèles impliquant des squarks de première et deuxième génération
(états finaux sans jets de saveur b) sont présentés. Les points de signifi-
cance $Z < 1$, inaccessibles à l’analyse, sont masqués. Les apparentes discontinuités correspondent simplement à des lots
d’événements manquant lors de la création des figures.

des contraintes cinématiques sévères (\cancel{E}_T , m_{eff}). Le compromis entre ces deux aspects dépend
fortement du point de l’espace des phases, comme on peut le voir sur la figure 7.7. Ainsi, dans
les régions avec un spectre de masse compressé (tel $\tilde{g} \rightarrow t\bar{t}\tilde{\chi}_1^0$ à large masse du neutralino),
l’énergie transverse manquante est réduite, ainsi que l’impulsion des jets produits. Dans ces
zones, les régions de signal avec 3 jets b sont favorisées. À l’inverse, dans les zones avec des
spectres larges (par exemple neutralinos légers), les particules de l’état final sont produites avec
des impulsions conséquentes, et la signifi-
cance est meilleure dans les régions requérant seulement
au moins 1 jet b , voire sans contrainte de cette nature (notamment pour la production de paires
 $\tilde{b}_1\tilde{b}_1^*$, accompagnée d’uniquement 2 quarks b). En se basant sur ces informations, il a donc été
décidé de construire trois régions de signal, nommées SR0b, SR1b et SR3b en accord avec le
nombre de jets b imposé (respectivement = 0, ≥ 1 et ≥ 3).

La table 7.3 résume les critères cinématiques appliqués dans chacune de ces régions. Les
valeurs des coupures retenues sont dans l’ensemble légèrement moins sévères que celles suggérées
par un grand nombre des définitions listées dans la table 7.2. Par exemple, le nombre de jets
minimal est seulement de 3 dans SR0b et SR1b, et la coupure sur l’énergie transverse manquante
est fixée à 150 GeV. Ce relâchement est évidemment motivé par la volonté de fusion des résultats
de la procédure d’optimisation, ainsi que celle d’être sensible à toute trace de nouvelle physique,
au-delà des quelques scénarios spécifiques étudiés. Dans la mesure où les signatures définissant

Région	Jets b ($p_T > 20$)	\cancel{E}_T	m_T	Jets ($p_T > 40$)	Limites générales	Limites par modèle
SR0b	< 1	> 150	> 100	≥ 3	$m_{\text{eff}} > 700$	–
SR1b	≥ 1	> 150	> 100	≥ 3	$m_{\text{eff}} > 500$	–
SR3b	≥ 3	–	–	≥ 5	relâché à ≥ 4 jets	veto si \in SR1b

TABLE 7.3 – Régions de signal utilisées pour l’analyse de l’ensemble des données 2012 ($\mathcal{L} = 20.7 \text{ fb}^{-1}$). Pour le calcul de limites d’exclusion dans un modèle particulier, les régions sont orthogonales, afin d’être combinées aisément. Pour l’établissement de limites générales sur la section efficace visible, ne dépendant d’aucun modèle, des coupures arbitraires sont ajoutées sur la masse effective (SR0b et SR1b), afin d’éliminer une partie du bruit de fond. Toutes les grandeurs d’énergie sont exprimées en GeV.

ces trois régions de signal sont suffisamment performantes pour couvrir les modèles testés avec une sensibilité raisonnable, on est en droit de penser qu’elles sont appropriées pour une recherche plus large. Il a cependant été vérifié que la signification des quelques modèles d’intérêt n’était pas dramatiquement détériorée par l’utilisation de ces coupures plus lâches que la sélection optimale. Il faut cependant garder à l’esprit que la stratégie retenue dans le cadre de l’exclusion de modèles particuliers (ajustement de la distribution de masse effective) permet de conserver un degré de liberté sur la sévérité des coupures cinématiques appliquées.

On peut constater également l’absence de coupure sur l’énergie transverse manquante dans SR3b (et *a fortiori* la masse effective ou la masse transverse), ce qui est lié au très faible niveau de bruit de fond associé à cette signature pour le moins atypique dans le Modèle Standard (deux leptons de même charges accompagnés de 3 jets de saveur b). Ceci permet d’accéder à des scénarios où le neutralino ne contribue que peu à l’énergie manquante, que ce soit dans des points de l’espace des phases où sa masse élevée fait qu’il est produit quasiment au repos, ou même pour des modèles ne préservant pas la parité R .

7.2 Modifications dans l’analyse

Outre la redéfinition des régions de signal décrite à la section précédente, des modifications additionnelles ont été apportées dans les différentes parties de l’analyse par rapport aux résultats préliminaires présentés au chapitre précédent. Cela concerne aussi bien la sélection des événements et la reconstruction des objets utilisés dans l’analyse (section 7.2.1), que l’estimation du bruit de fond (section 7.2.2). La section 7.2.3 présente le détail des simulations Monte-Carlo utilisées par l’analyse. La validité de l’estimation du bruit de fond est contrôlée par la comparaison avec les données dans plusieurs régions (section 7.2.4). Pour finir, le détail des incertitudes affectant la prédiction du bruit de fond dans les différentes régions de signal est donné (section 7.2.5).

7.2.1 Reconstruction et sélection des objets

Acquisition des événements

La chaîne de déclenchement de l’acquisition des événements utilisée dans la version précédente de l’analyse, basée simplement sur la présence d’énergie transverse manquante, n’est plus suffisante à cause de l’absence de critère de ce type dans la définition de la région de signal SR3b. Des chaînes utilisant des leptons sont donc ajoutées dans les régions de l’espace des phases où leur présence est nécessaire ($\cancel{E}_T < 150 \text{ GeV}$). Il s’agit des mêmes éléments¹ qu’au chapitre précédent,

1. Pour rappel, *2e12Tvh_loose1*, *e12Tvh_medium1.mu8* et *mu18_tight.mu8_EFFS*

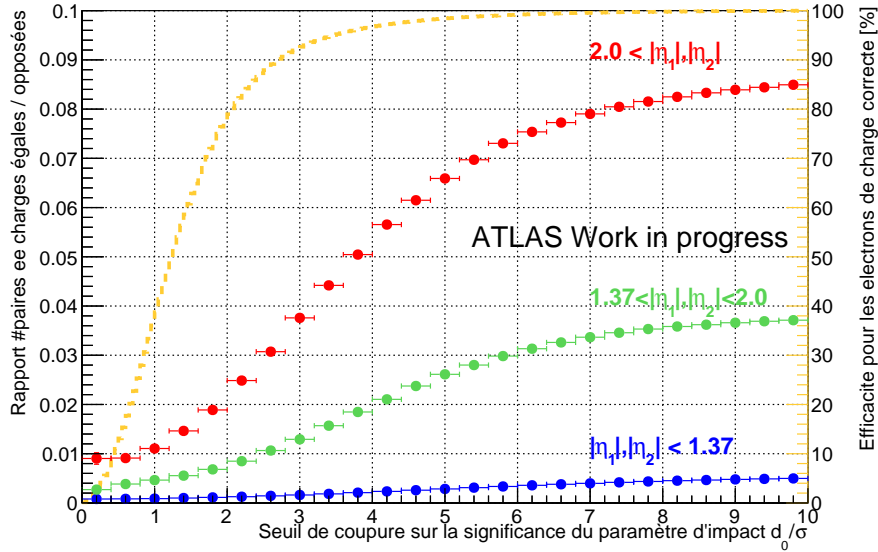


FIGURE 7.9 – Illustration de l’évolution du taux d’erreur sur la détermination de la charge d’un électron avec la sévérité de la coupure sur la signification du paramètre d’impact $|d_0|/\sigma < x$. Des paires d’électrons réels sont sélectionnées dans les données dans la région de masse du boson Z ($80 < m_{ee} < 100$ GeV), et le rapport entre paires de charges identiques ou opposées est représenté dans différentes régions du détecteur. Les critères d’identification appliqués correspondent à la catégorie de base (*medium++*). La ligne discontinue indique l’efficacité de cette coupure sur des électrons avec une charge correcte (candidats dans les paires de charges opposées).

basés sur la présence de deux leptons, les critères d’impulsion étant au maximum $p_T > 18$ GeV dans le canal di-muon.

Toutefois, ils sont complétés à plus grande impulsion ($p_T > 40$ ou 60 GeV pour respectivement muons et électrons) par des chaînes ne requérant la présence que d’un seul lepton². Ceci permet de gagner en efficacité pour la sélection de paires de leptons d’impulsion élevée, ce qui est le cas dans la plupart des modèles considérés, dans la majorité de l’espace des phases.

Dans ce régime de fonctionnement, l’efficacité associée à l’acquisition des événements est de l’ordre de 90% dans les canaux impliquant des muons, et dépassent 98% dans le canal ee . À plus basse impulsion ($p_T \sim 20$ GeV), les efficacités sont plutôt de l’ordre de 75% pour les canaux muoniques, et 95% pour le canal ee .

Identification des électrons

Outre le renforcement des critères d’isolation (voir paragraphe suivant) suivant une définition commune à plusieurs recherches de supersymétrie, la sévérité de la coupure sur la signification du paramètre d’impact est augmentée dans le cas particulier de cette analyse par rapport à la valeur par défaut. Cette variable caractérise l’éloignement de la trace par rapport au point d’interaction. Il s’agit donc d’une quantité sensible à la production déplacée de particules. En tant que telle, elle permet par exemple de rejeter les leptons issus de désintégrations de hadrons de saveurs lourdes, de par le temps de vol non négligeable de ces derniers. D’autre part, le mécanisme responsable de l’erreur sur la charge reconstruite des électrons est également caractérisé par l’utilisation d’une trace déplacée, issue de la conversion d’un photon (rayonnement de freinage) qui a souvent voyagé avant d’interagir avec le détecteur. La motivation principale pour le renforcement de la

2. Si le lepton d’impulsion maximale est un électron ($p_T > 60$ GeV), la chaîne *EF_e60_medium1* est utilisée. Si c’est un muon ($p_T > 60$ GeV), il s’agit de la chaîne *EF_mu36_tight*

coupure sur le paramètre d'impact est donc la réduction du bruit de fond dû aux électrons de charge incorrecte. La variable utilisée est la signficance du paramètre d'impact dans le plan transverse $|d_0|/\sigma$, qui correspond simplement au paramètre d'impact divisé par son incertitude (position exacte du point d'interaction).

La figure 7.9 illustre l'effet d'une telle coupure sur le taux d'erreur sur la charge reconstruite, représenté ici par le rapport entre paires d'électrons de charges identiques ou opposées, dans une région de masse invariante correspondant la masse du boson Z . La coupure proposée par défaut aux analyses est $|d_0|/\sigma < 5$, remplacée ici par $|d_0|/\sigma < 3$. On peut voir que pour des électrons au niveau d'identification *medium++*, ce changement résulte en une réduction de moitié du taux de paires de charges identiques, ce qui représente un gain appréciable.

Cette coupure est ajoutée aux critères devant être satisfaits par les électrons de la catégorie de base. La raison pour laquelle le critère n'est pas imposé uniquement au niveau *signal* est que les électrons de charge incorrecte interfèrent avec l'estimation du bruit de fond dû aux faux leptons. L'ajout de cette coupure au niveau de base permet de réduire leur contribution dans toutes les catégories utilisées pour l'application de la méthode de la matrice (électrons satisfaisant ou échouant les critères *signal*). Il a été effectivement constaté qu'avec l'utilisation de cette coupure, les incertitudes associées à la prédiction du bruit de fond pour les faux leptons sont réduites de manière appréciable, et un meilleur accord entre données et prédictions est obtenu dans certaines régions de validation.

Résumé des critères de la catégorie *signal* des leptons

Dans le but de réduire la contribution du bruit de fond dû aux faux leptons, l'isolation appliquée aux leptons de la catégorie *signal* est plus sévère que pour les résultats présentés dans le chapitre précédent. La définition utilisée n'est toutefois pas propre à cette analyse, et est partagée par un certain nombre de recherches de supersymétrie avec des leptons publiées par la collaboration ATLAS. L'ensemble des critères appliqués est le suivant :

- Isolation (trajectographe) : $p_T^{\text{cone30}} < 0.16 \times p_T$ pour les électrons, 0.12 pour les muons.
- Isolation (calorimètre) : $E_T^{\text{cone30}} < 0.18 \times p_T$ pour les électrons, 0.12 pour les muons.
- Significance du paramètre d'impact transverse : $|d_0|/\sigma < 3$ pour tous les leptons
- Paramètre d'impact longitudinal : $z_0 \sin \theta < 0.4$ mm.
- Pour les électrons, niveau d'identification *tight++* (au lieu de *medium++*)

Dans le cas des électrons, la variable E_T^{cone30} est construite à partir d'amas topologiques plutôt que comme somme de toutes les cellules dans le cône $\Delta R < 0.3$. Ceci permet une sensibilité au bruit moins importante, et une meilleure stabilité en regard de l'évolution du bruit d'empilement. Une correction est toutefois apportée aux variables d'isolation calorimétrique pour accroître cette stabilité. L'ampleur de cette correction est de -0.5 GeV lorsque 25 points d'interaction sont reconstruits dans l'événement. Pour les muons, elle est de -2.2 GeV avec un nombre d'interactions identique. Le paramètre d'impact longitudinal $z_0 \sin \theta$ correspond au paramètre d'impact dans le plan défini par la trajectoire, orthogonal au plan transverse à la propagation des faisceaux.

L'amélioration apportée par l'utilisation de ces critères plus sévères est mise en évidence à la section suivante (B.3), le taux de faux leptons entrant dans la catégorie *signal* étant significativement réduit.

Sélection des jets

Une différence notable par rapport à la version précédente de l'analyse est la séparation des régions de signal en fonction du nombre de jets de saveur b présents dans l'événement. L'identification de tels jets est assurée par l'algorithme MV1 (section 4.4.4) combinant dans un réseau de neurones diverses informations telles la présence d'un point d'interaction secondaire, ou de traces à grand paramètre d'impact. Cet algorithme est utilisé à un point de fonctionnement

pour lequel l'efficacité de reconnaissance de jets de saveur b est de 70% (dans un échantillon de données $t\bar{t}$ inclusif), correspondant à un facteur rejet des jets légers supérieur à 20.

Comme indiqué dans la section précédente, l'impulsion des jets considérés pour la sélection des régions de signal est ramené à $p_T > 40$ GeV (contre 50 précédemment), afin d'accroître l'acceptance du signal dans des régions de l'espace des phases avec des spectres de masse compressés. Dans le cas des jets de saveur b , le critère est abaissé à $p_T > 20$ GeV, principalement pour éliminer le bruit de fond comportant des quarks b dans la région de signal SR0b, qui impose un veto sur la présence de jets b .

7.2.2 Estimation du bruit de fond

La méthode d'estimation du bruit de fond reste relativement similaire par rapport à la description du chapitre 6. Quelques modifications sont toutefois apportées pour les catégories de bruit de fond dont la prédiction est basée sur les données. Cette section résume brièvement ces changements, des détails plus fournis peuvent être trouvés en annexe (section B.3).

Électrons de charge erronée

On rappelle que ce bruit de fond est estimé en pondérant les événements avec des leptons de charges opposées par le taux d'erreur sur la détermination de la charge. Le seul changement consiste en l'utilisation des paires sélectionnées directement dans les données, en lieu et place de la simulation (employée auparavant). L'avantage évident est la suppression totale de la dépendance à la simulation, ce qui entraîne la disparition des incertitudes relatives à la section efficace des processus dominants ($t\bar{t}$), ainsi que liées à la reconstruction (calibration en énergie des jets, principalement).

Pour les électrons de la catégorie *signal*, le taux mesuré est réduit d'un facteur 4 au moins par rapport aux résultats antérieurs, sur l'ensemble de l'acceptance étudiée, principalement grâce aux coupures sur le paramètre d'impact. Pour les électrons échouant aux critères d'isolation, le gain est plus restreint, mais correspond tout-de-même à une réduction de moitié.

Faux leptons

Des changements plus significatifs sont introduits, motivés par l'apparition de régions de signal de natures différentes, ainsi que la volonté d'une meilleure compréhension de ce type de bruit de fond et des incertitudes associées. La stratégie de prédiction du bruit de fond est identique à celle utilisée précédemment (méthode de la matrice), mais plusieurs modifications sont apportées à la mesure des efficacités ζ , correspondant à la sélection des faux leptons dans la catégorie *signal* :

- Utilisation de la même méthode pour les mesures électron/muon : présence d'un muon *signal* vérifiant $p_T > 40$ GeV, supposé être le lepton réel de l'événement, la mesure étant alors réalisée sur l'autre lepton (canal $e\mu$ pour les électrons, canal $\mu\mu$ pour muons). En d'autres termes, l'extraction précédemment utilisée pour le cas des muons est abandonnée.
- Efficacité mesurée dans plusieurs intervalles d'impulsion transverse du lepton, au lieu d'une seule mesure inclusive. Ceci est notamment motivé par la coupure en masse effective utilisée dans les régions de signal, qui a pour effet de modifier singulièrement la distribution d'impulsion transverse des leptons entre région de mesure de l'efficacité et régions de signal, ce qui n'était pas le cas précédemment.
- Séparation des mesures en deux catégories dans le cas des électrons, en fonction de la présence ou non d'un jet de saveur b dans l'événement. Ceci a pour but d'harmoniser la composition de l'échantillon de la région de mesure avec celle des régions de signal SR1b/SR3b d'une part, et SR0b de l'autre.

En comparant les mesures à plus basse impulsion, domaine constituant la source la plus importante de faux leptons, avec les valeurs antérieures (~ 0.2), on peut constater une baisse significative de l'efficacité (de 25 à 75% par rapport aux valeurs précédentes), en conséquence

des modifications des critères d'isolation des leptons. La définition des leptons de base étant essentiellement inchangée, cette baisse résulte donc en une réduction du bruit de fond dû aux faux leptons dans la région de signal. Celui-ci étant dans les résultats du chapitre 6 une des contributions principales, le gain est appréciable. D'autre part, la séparation accrue entre les efficacités ε et ζ est un avantage dans l'application de la méthode de la matrice, car cela assure une discrimination plus importante entre les deux catégories de leptons (réel ou non), qui se traduit en l'amélioration des performances de l'estimation (validité de la prédiction, incertitudes réduites, stabilité même à faible statistique disponible).

7.2.3 Utilisation des simulations Monte-Carlo

Comme indiqué précédemment, des simulations Monte-Carlo sont employées essentiellement pour l'accomplissement de deux tâches :

- Estimation des bruits de fond irréductibles, principalement dibosons et $t\bar{t} + V$,
- Calcul de la contribution attendue des différents modèles de signal.

Cette section décrit les échantillons utilisés dans ce but, ainsi que les incertitudes associées. Il peut être mentionné qu'aucun de ces échantillons n'a été produit spécifiquement pour cette analyse, les bruits de fond et signaux étant communs avec d'autres recherches apparentées.

Bruits de fond du Modèle Standard

Les échantillons Monte-Carlo utilisés pour l'estimation des bruits de fond sont les suivants :

- Processus $t\bar{t} + W(+jets)$, $t\bar{t} + Z(+jets)$, $t\bar{t} + WW$: les événements sont générés avec MADGRAPH [183] (ordre de l'arbre), puis traités par PYTHIA [184] pour la réalisation de la fragmentation des partons (*parton showering*) et de l'hadronisation. Les deux premiers processus sont chacun séparés en trois échantillons comprenant exactement zéro, un, ou plus de deux partons additionnels, dans lesquels les deux premiers partons sont inclus dans les éléments de matrice. La densité partonique utilisée est CTEQ6L1 [185].
- Processus $WZ^{(*)}$, $ZZ^{(*)}$, $W^\pm W^\pm$: les événements sont générés avec SHERPA [186] (ordre de l'arbre), avec jusqu'à trois partons additionnels inclus dans les éléments de matrice. Seules les désintégrations leptoniques des bosons sont considérées, et une coupure sur la masse invariante $m_{\ell\ell} > 0.1$ GeV des leptons issus du boson $Z^{(*)}$ (ou γ^*) est appliquée. La densité partonique utilisée est CT10 [187].

On peut noter que le nombre de partons inclus dans les éléments de matrice génère dans tous les cas³ un état final contenant au moins autant de jets que les définitions des régions de signal ne requièrent (soit ≥ 3 dans SR0/1b et ≥ 5 dans SR3b). La qualité de la modélisation du processus de fragmentation dans la simulation n'est donc pas cruciale, la masse effective étant approximativement indépendante du nombre de jets reconstruits, pour une énergie initiale des partons donnée.

Les sections efficaces utilisées pour la normalisation de ces différents échantillons correspondent toutes à l'ordre NLO. Elles sont accompagnées d'incertitudes s'élevant à 30% pour les processus $t\bar{t} + V$, et 7% pour les processus diboson. Ces incertitudes, issues de travaux dédiés, tiennent notamment compte des variations observées lors de modifications de l'échelle de renormalisation et de factorisation, ainsi que des incertitudes sur les densités partoniques.

En principe, l'impact de ce type d'incertitudes sur l'acceptance des régions de signal (et la forme de la distribution de la masse effective, puisqu'elle est ajustée) devrait également être évalué. Malheureusement, les échantillons produits avec des configurations modifiées, habituellement utilisés pour cette évaluation, n'étaient disponible pour aucun de ces bruits de fond lors de la finalisation de l'analyse. La solution retenue pour pallier ce manque a alors été simplement la comparaison des prédictions de deux générateurs différents. Pour les processus $t\bar{t} + V$,

3. À l'exception des processus diboson dans la région de signal SR3b, mais cette contribution est négligeable.

les échantillons de comparaison ont été produits avec ALPGEN [188], incluant jusqu'à trois partons supplémentaires dans les éléments de matrice. Pour les processus diboson, la combinaison POWHEG [189] et PYTHIA (génération et fragmentation/hadronisation) a été employée. Dans le cas des processus $t\bar{t} + V$, une incertitude supplémentaire sur la modélisation des partons additionnels par fragmentation a été obtenue en comparant les prédictions obtenues par des combinaisons d'échantillons incluant respectivement jusqu'à un ou deux partons dans les éléments de matrice. Les valeurs prises par ces incertitudes sur l'acceptance, dans les différentes régions de signal et pour les différents processus, peuvent être consultées à la section 7.2.5. Elles varient de 15 à 25% pour les processus $t\bar{t} + V$, et jusqu'à 35% pour les processus diboson dans les régions de signal incluant des jets b – cette valeur élevée doit toutefois être nuancée par la statistique limitée des échantillons Monte-Carlo (l'incertitude statistique est ainsi, pour l'échantillon nominal, de 25%). Ces incertitudes, quoique non négligeables, sont toutefois inférieures aux incertitudes sur la section efficace ($t\bar{t} + V$), ou sur l'échelle d'énergie des jets.

Signal SUSY

Les simulations Monte-Carlo des différents modèles de signal sont toutes produites à l'aide du générateur HERWIG++ [190] (ordre de l'arbre), associé à la densité partonique CTEQ6L1 [185]. Le spectre de masses des superpartenaires ainsi que leurs modes de désintégration sont assignés de manière *ad hoc* dans les différents modèles simplifiés. Dans le cas du modèle mSUGRA, ils sont déterminés numériquement par le programme SOFTSUSY [191] à partir des paramètres communs à l'échelle d'unification. Pour des raisons de capacité de production limitées, les événements générés pour la plupart des modèles⁴ sont traités avec une simulation paramétrique (*ATLFast2* [192]) de la réponse des calorimètres (développement des gerbes) au passage des particules produites, au lieu d'une simulation complète [193] de ces interactions (basée sur le logiciel Geant4 [194]) comme dans le cas des échantillons du Modèle Standard.

Les sections efficaces de production pour les différents modèles sont calculées à l'ordre NLO, selon une convention établie et partagée par les expériences ATLAS et CMS [180]. Dans le cadre de production de paires de gluinos, squark-antisquark ou gluino-squark⁵, elles incluent également la resommation des contributions dues à l'émission de gluons mous au deuxième ordre logarithmique [195]. Elles sont alors évaluées à l'aide du programme *NLL-fast*, qui réalise une interpolation à partir de tables prédéfinies [196]. Dans le cas du modèle mSUGRA, les différents processus sont pondérés de manière indépendante, le facteur de correction entre ordre de l'arbre (génération des événements) et NLO étant propre à chacun. Afin d'estimer les incertitudes sur la section efficace, des variations des échelles de renormalisation et de factorisation sont considérées, ainsi que des incertitudes sur la densité partonique et la constante de couplage forte α_S , toutes ajoutées en quadrature. La valeur finale retenue pour la section efficace est alors obtenue comme la valeur centrale de l'enveloppe formée par les variations à $\pm 1\sigma$ de deux choix de densité partonique différentes (CTEQ6.6 [197] ou MSWT2008 [198]). L'incertitude typique résultant de cette opération est de l'ordre de 25% pour la production de paires de gluinos, et 15% pour les paires squark-antisquark.

Les incertitudes théoriques assignées à la prédiction du signal dans le cadre de cette analyse sont seulement liées à la section efficace de production, comme décrit juste avant. L'impact sur l'acceptance des régions de signal des incertitudes liées aux échelles de renormalisation et factorisation, des densités partoniques, des radiations dans l'état initial ou final, n'est pas considéré. En effet, des études réalisées au niveau du groupe Supersymétrie d'ATLAS ont indiqué que ces contributions sont généralement largement dominées par l'incertitude sur la section efficace.

4. à l'exception des scénarios $\tilde{g} \rightarrow t\bar{t}\tilde{\chi}_1^0$, $\tilde{g} \rightarrow t\bar{t}_1 \rightarrow tb\tilde{\chi}_1^-$ et mSUGRA.

5. C'est-à-dire l'ensemble des processus considérés ici, à part la production faible de gauginos dans mSUGRA.

7.2.4 Validation de l'estimation du bruit de fond

La validité de la prédiction du bruit de fond est contrôlée par la comparaison avec les données observées, pour les distributions de variables discriminantes utilisées dans la sélection des régions de signal. Les figures 7.10 et 7.11 présentent les distributions de masse effective et d'énergie transverse manquante, pour des événements avec deux leptons de charges identiques accompagnés par au moins 3 jets ($p_T > 40$ GeV). Une telle sélection est relativement proche des régions de signal, en-dehors des coupures reliées à l'énergie manquante. Les événements sont ainsi séparés en deux catégories orthogonales en fonction de la présence ou non d'un jet de saveur b , reproduisant la division entre SR0b et SR1b, et leurs composition en bruit de fond potentiellement différentes. L'accord entre données et bruit de fond prédit est satisfaisant, les différences étant contenues dans les barres d'incertitudes. Surtout, aucune tendance à une déviation systématique entre données et prédiction n'apparaît, les désaccords les plus importants étant concentrés dans des intervalles réduits, ressemblant ainsi plus à des fluctuations défavorables qu'à un effet intrinsèque. Le cas du canal $\mu\mu$ en l'absence de jet b est peut-être celui où l'accord est le moins bon, l'estimation du bruit de fond semblant trop importante en regard des données. Toutefois, le nombre d'événements disponibles pour la comparaison est faible, et ne permet pas de conclure sur la présence d'un problème (surestimation de la composante due aux faux leptons?), surtout dans la région à haute masse (ou énergie transverse manquante) qui seule importe pour l'analyse.

Les distributions de masse transverse, autre variable d'intérêt, sont également comparées à la figure 7.12, pour des événements avec deux leptons de charges identiques. L'absence de critères sur le nombre de jets comme dans les figures précédentes permet de disposer d'une statistique bien plus importante dans la plupart des canaux. À l'exception de quelques intervalles sporadiques, l'accord entre données et prédiction est bon, généralement bien meilleur que ce qui pourrait être attendu en regard des incertitudes. Ceci est toutefois attendu : par exemple, les efficacités ζ utilisées pour la prédiction du bruit de fond avec faux leptons sont accompagnées d'incertitudes couvrant l'extrapolation aux régions de signal, alors que la sélection utilisée pour obtenir ces distributions est relativement proche de celle utilisée pour la mesure des efficacités.

Pour finir, les nombres de jets ($p_T > 40$ GeV) et de jets de saveur b ($p_T > 20$ GeV) sont représentés à la figure 7.13. Là encore, un bon accord entre données et prédiction est obtenu, jusqu'à des multiplicités de jets élevées, dépassant les critères requis pour les régions de signal (≥ 3 pour SR0b et SR1b, ≥ 4 ou 5 pour SR3b). Une remarque peut être faite à ce niveau : parmi les processus du Modèle Standard contenant des paires de leptons de même signe, au plus deux quarks b sont produits à l'ordre de l'arbre (c'est d'ailleurs la motivation principale de l'existence de la région de signal SR3b). Les événements avec 3 jets b ou plus sont donc essentiellement des cas où le troisième jet b reconstruit a été identifié comme tel par erreur. Ces bruits de fond étant prédits par la simulation, il est donc nécessaire de s'assurer que ces cas de figure sont reproduits avec succès par la simulation. Un facteur de correction est appliqué à la simulation, mesuré par le groupe d'étude des performances des jets b , pour y reproduire les efficacités observées dans les données à la fois pour l'identification de jets b , et le taux d'erreur associé aux jets issus de quarks plus légers. Étant donnée le nombre très limité d'événements avec deux leptons de même charge et 3 jets b (figure 7.13 droite), l'accord entre données et prédiction a également été vérifié pour des paires de leptons de charges opposées. Cette sélection est dominée par des événements $t\bar{t}$, et constitue un échantillon de plus d'un millier d'événements. La comparaison entre données et simulation y montre un excellent accord.

Validation à proximité des régions de signal

La figure 7.14 présente pour finir une vérification de la validité de l'estimation des bruits de fond irréductibles ($t\bar{t} + V$, WZ , ZZ) dans des régions cinématiquement proches des régions de signal. À cette fin, trois sélections sont définies, chacune ayant pour cible un processus particulier :

- Région WZ , ZZ : paires $\mu^\pm\mu^\pm$, ≥ 2 jets ($p_T > 20$ GeV), pas de jet de saveur b , énergie

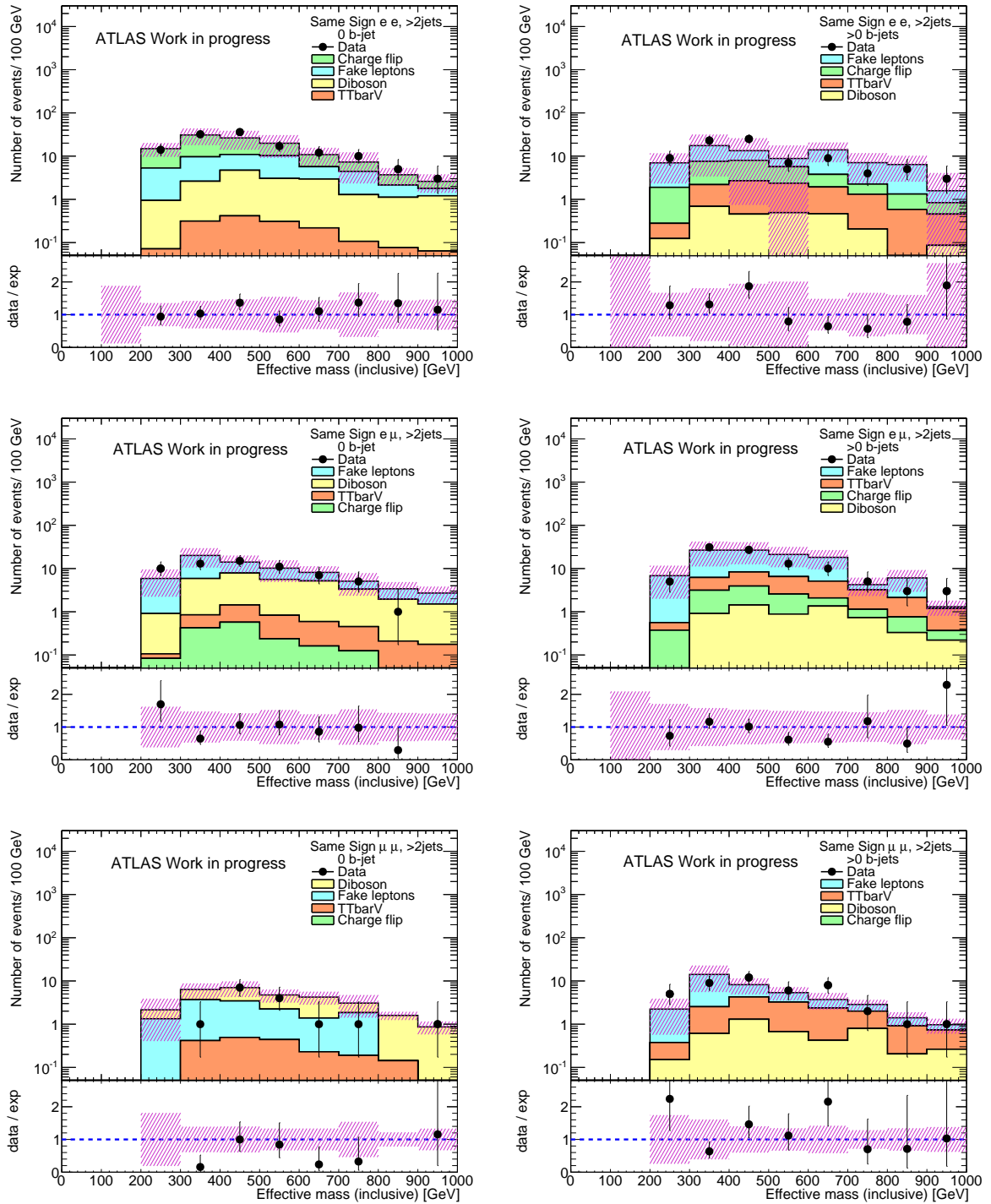


FIGURE 7.10 – Distribution de la masse effective pour des événements avec deux leptons de même charge et au moins 3 jets ($p_T > 40$ GeV), avec l'ensemble des données 2012 et la prédiction des différents types de bruit de fond. Les critères de sélection requièrent la présence ou l'absence d'un jet de saveur b (colonnes de droite/gauche). Les distributions sont présentées séparément pour les canaux ee (haut), $e\mu$ (centre) et $\mu\mu$ (bas).

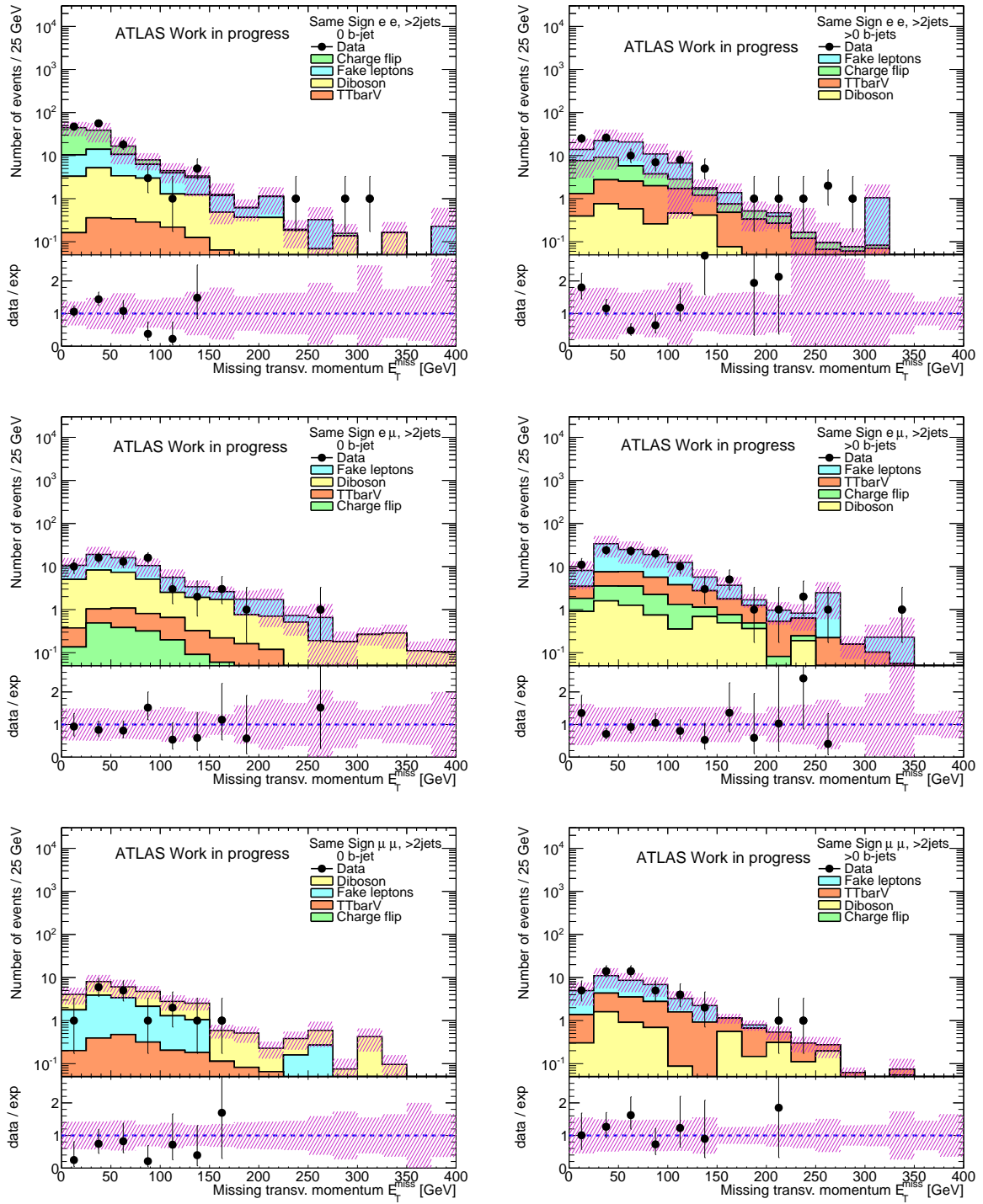


FIGURE 7.11 – Distribution de l'énergie transverse manquante pour des événements avec deux leptons de même charge et au moins 3 jets ($p_T > 40$ GeV), avec l'ensemble des données 2012 et la prédiction des différents types de bruit de fond. Les critères de sélection requièrent la présence ou l'absence d'un jet de saveur b (colonnes de droite/gauche). Les distributions sont présentées séparément pour les canaux ee (haut), $e\mu$ (centre) et $\mu\mu$ (bas).

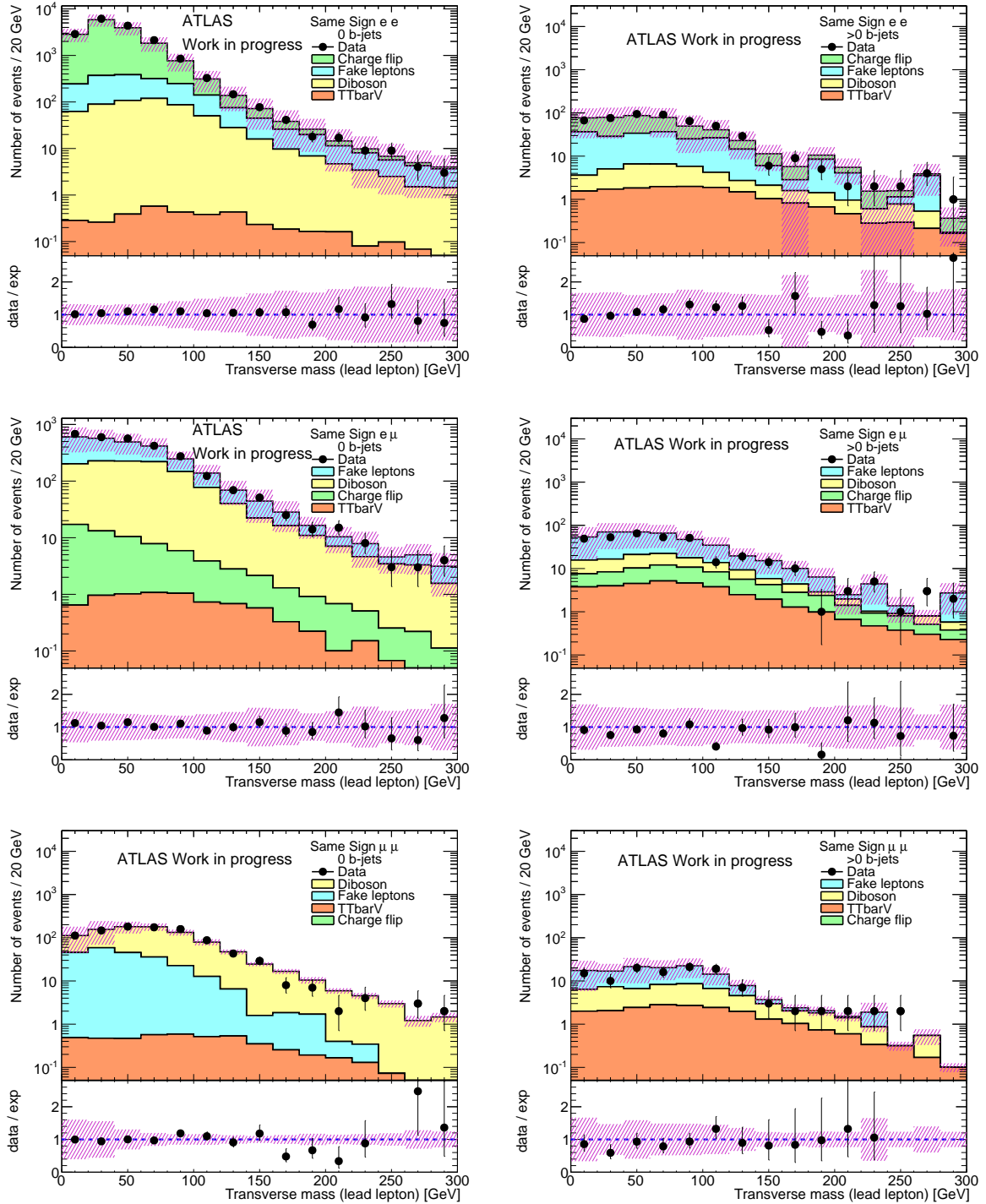


FIGURE 7.12 – Distribution de la masse transverse pour des événements avec deux leptons de même charge, avec l’ensemble des données 2012 et la prédiction des différents types de bruit de fond. Les critères de sélection requièrent la présence ou l’absence d’un jet de saveur b (colonnes de droite/gauche). Les distributions sont présentées séparément pour les canaux ee (haut), $e\mu$ (centre) et $\mu\mu$ (bas).

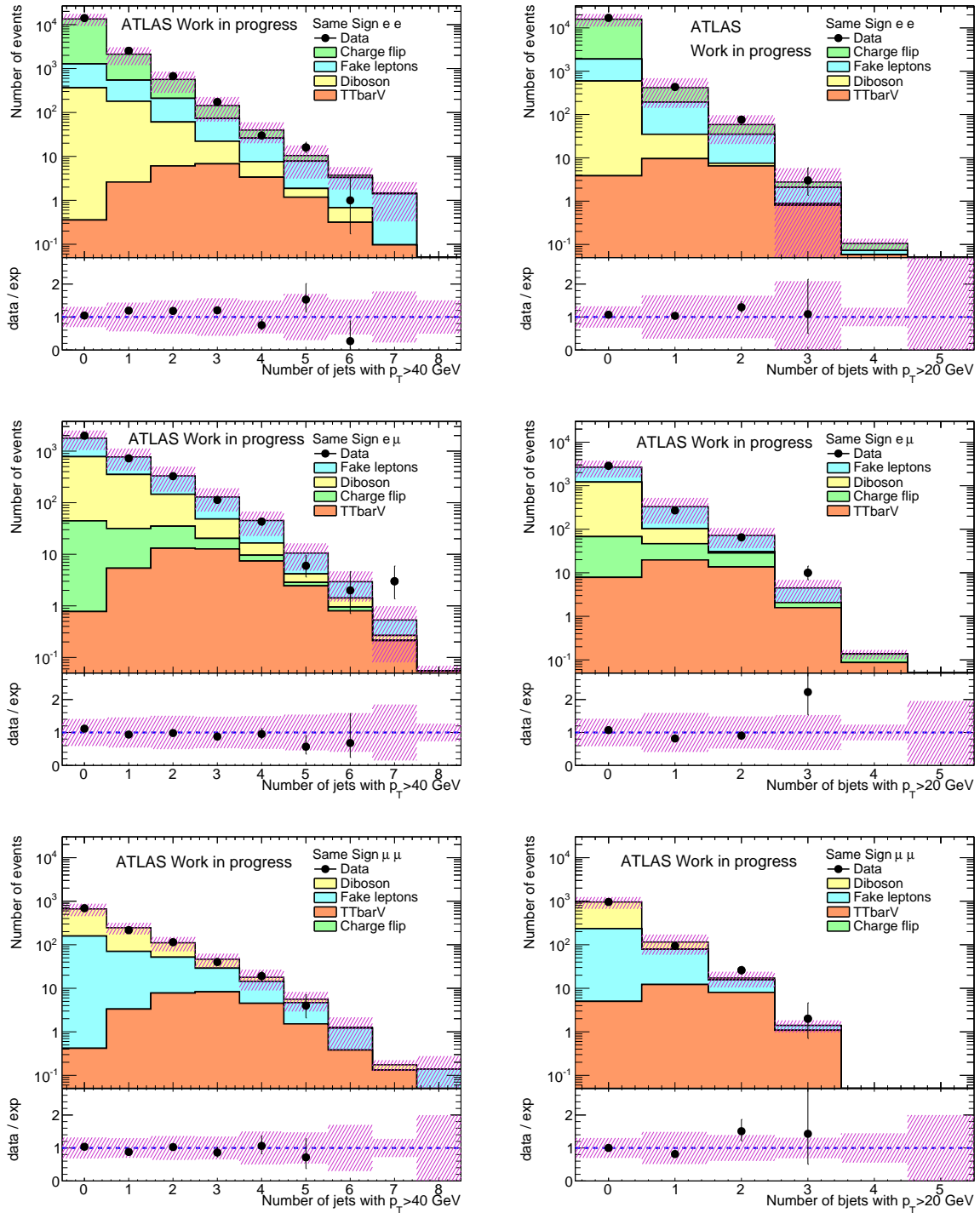


FIGURE 7.13 – Distribution du nombre de jets ($p_T > 40$ GeV, colonne de gauche) et du nombre de jets de saveur b ($p_T > 20$ GeV, colonne de droite), pour des événements avec deux leptons de même charge avec l'ensemble des données 2012 et la prédiction des différents types de bruit de fond. Les distributions sont présentées séparément pour les canaux ee (haut), $e\mu$ (centre) et $\mu\mu$ (bas).

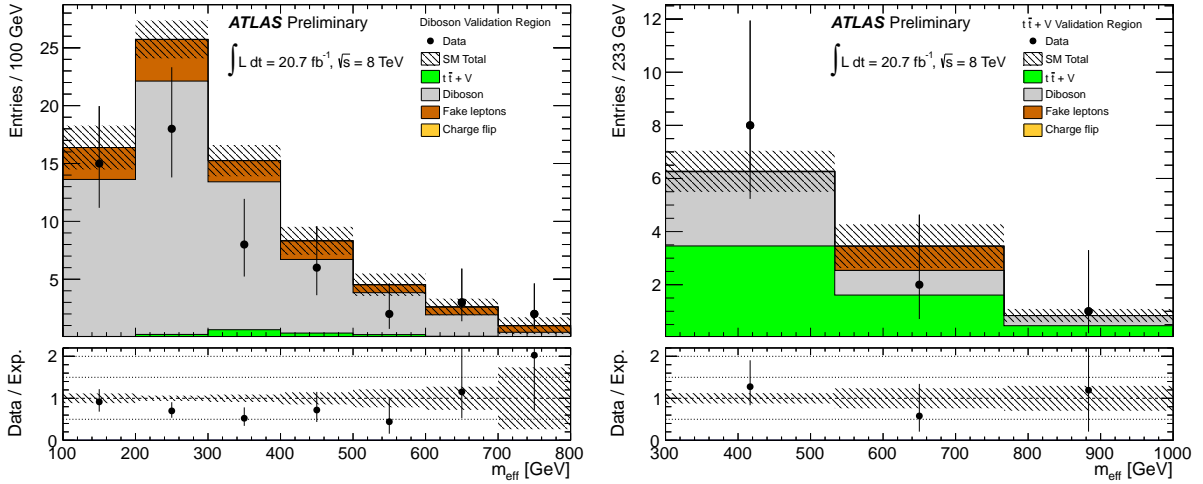


FIGURE 7.14 – Validation de la prédiction des processus rares avec deux leptons de même charge obtenue par la simulation, après ajustement des données, pour une région enrichie en événements WZ, ZZ (gauche) ou $t\bar{t} + V$ (droite).

transverse manquante $20 < \cancel{E}_T < 120$ GeV, masse transverse $m_T > 100$ GeV.

- Région $t\bar{t} + W$: paires $\mu^\pm\mu^\pm$, pas de troisième lepton, ≥ 1 jet ($p_T > 30$ GeV), ≥ 2 jets b , énergie manquante $20 < \cancel{E}_T < 120$ GeV, masse transverse $m_T > 80$ GeV.
- Région $t\bar{t} + Z$: ≥ 3 leptons ($p_T > 20, 20, 10$ GeV) dont au moins une paire e^+e^- ou $\mu^+\mu^-$ de masse invariante $83 < m_{\ell\ell} < 96$ GeV, ≥ 2 jets ($p_T > 40$ GeV), ≥ 1 jet b , énergie manquante $20 < \cancel{E}_T < 120$ GeV, masse effective $m_{\text{eff}} > 300$ GeV.

Les deux dernières régions ($t\bar{t} + V$) sont fusionnées pour accroître le nombre d'événements sélectionnés. Comme on peut le voir sur la figure, la statistique y reste toutefois très limitée. La pureté de la sélection en événements $t\bar{t} + V$ n'est d'ailleurs pas très bonne. Cependant, aucun désaccord flagrant n'est observé, ce qui est satisfaisant, ces processus étant mal connus.

Concernant la production associée de bosons W et Z , la pureté ainsi que le nombre d'événements disponibles sont meilleurs. On peut constater un désaccord évident entre données et prédiction, cette dernière allant jusqu'à surestimer les données d'un facteur 2, bien en-dehors des barres d'incertitude assignées. Toutefois, dans la région de haute masse effective ($m_{\text{eff}} > 500$ GeV), seule d'intérêt pour cette analyse, la différence entre données et prédictions est moins évidente. Pour cette raison, ainsi que l'impact mineur de ce problème au regard d'autres incertitudes systématiques, la prédiction du bruit de fond WZ, ZZ dans les régions de signal est conservée en l'état.

7.2.5 Sources d'incertitudes

Les principales sources d'incertitudes associées à la prédiction du bruit de fond sont résumées dans la table 7.4 pour les trois régions de signal. Là encore, les valeurs sont indiquées pour une sélection correspondant à la configuration *découverte*. L'origine des sources dominantes dépend des contributions relatives de chaque type de bruit de fond, qui varient d'une région de signal à l'autre. Cependant, l'incertitude sur la mesure des efficacités ζ de sélection des faux leptons, surtout celle associée aux électrons, est une des contributions majoritaires dans les trois régions de signal. Elle contribue à hauteur de 30 à 40%, ce qui est relativement élevé. En particulier, l'objectif de réduction de cette incertitude qui avait été espéré après les résultats préliminaires sur un sous-ensemble des données (chapitre précédent) n'est pas atteint. Cependant, l'amplitude de la contribution due aux faux leptons a été réduite significativement, ce qui a permis la réduction de la sévérité des coupures de sélection de la région de signal, et donc un gain en acceptance. De

	Total	$t\bar{t} + V$	WZ, ZZ	Faux leptons	Charge erronée
Estimation SR0b	7.46 ± 3.34	0.54 ± 0.37	3.37 ± 1.02	3.41 ± 3.08	0.14 ± 0.05
Statistique	$\pm 15.9\%$	$\pm 11\%$	$\pm 13\%$	$\pm 30\%$	$\pm 21\%$
Eff. ζ faux électron	$\pm 38\%$	–	–	$\pm 84\%$	–
Calibration des jets	$\pm 13\%$	$\pm 22\%$	$\pm 24\%$	–	–
Identification jets b	$\pm 8.6\%$	$\pm 54\%$	$\pm 9.5\%$	–	–
Eff. ζ faux muon	$\pm 7.0\%$	–	–	$\pm 15\%$	–
Section efficace	$\pm 3.9\%$	$\pm 30\%$	$\pm 7.1\%$	–	–
Luminosité	$\pm 1.9\%$	$\pm 3.7\%$	$\pm 3.7\%$	–	–
Générateur MC	$\pm 1.2\%$	$\pm 17\%$	$\pm 0.9\%$	–	–
Taux de charge erronée ψ	$\pm 0.8\%$	–	–	$\pm 0.6\%$	$\pm 29\%$
Estimation SR1b	3.67 ± 1.64	2.23 ± 0.98	0.70 ± 0.44	$0.28^{+1.05}_{-0.25}$	0.45 ± 0.15
Statistique	$\pm 21\%$	$\pm 0.0\%$	$\pm 23\%$	$^{+250\%}_{-100\%}$	$\pm 13\%$
Calibration des jets	$\pm 25\%$	$\pm 27\%$	$\pm 43\%$	–	–
Eff. ζ faux électron	$\pm 21\%$	–	–	$^{+275\%}_{-100\%}$	–
Section efficace	$\pm 18\%$	$\pm 29\%$	$\pm 7.1\%$	–	–
Générateur MC	$\pm 12\%$	$\pm 16\%$	$\pm 34\%$	–	–
Taux de charge erronée ψ	$\pm 4.9\%$	–	–	$\pm 18\%$	$\pm 31\%$
Eff. ζ faux muon	$\pm 4.1\%$	–	–	$\pm 54\%$	–
Luminosité	$\pm 3.0\%$	$\pm 3.7\%$	$\pm 3.7\%$	–	–
Identification jets b	$\pm 1.4\%$	$\pm 0.4\%$	$\pm 8.6\%$	–	–
Estimation SR3b	3.06 ± 1.61	1.70 ± 0.83	0.07 ± 0.05	$0.93^{+1.36}_{-0.90}$	0.37 ± 0.10
Statistique	$\pm 30\%$	$\pm 5.3\%$	$\pm 43\%$	$\pm 99\%$	$\pm 14\%$
Eff. ζ faux lep. ≥ 3 jets b	$\pm 23\%$	–	–	$\pm 75\%$	–
Eff. ζ faux électron	$\pm 18\%$	–	–	$\pm 60\%$	–
Section efficace	$\pm 17\%$	$\pm 30\%$	$\pm 7.1\%$	–	–
Eff. ζ faux muon	$\pm 15\%$	–	–	$\pm 49\%$	–
Identification jets b	$\pm 14\%$	$\pm 24\%$	–	–	–
Générateur MC	$\pm 13\%$	$\pm 24\%$	–	–	–
Calibration des jets	$\pm 10\%$	$\pm 17\%$	–	–	–
Taux de charge erronée ψ	$\pm 4.6\%$	–	–	$\pm 6.5\%$	$\pm 22\%$
Luminosité	$\pm 2.0\%$	$\pm 3.7\%$	$\pm 3.7\%$	–	–

TABLE 7.4 – Principales sources d’incertitudes associées à la prédiction de bruit de fond dans les trois régions de signal. L’ampleur de chaque contribution est donnée comme fraction par rapport au nombre d’événements estimé.

plus, l’estimation de ces incertitudes est plus conservatrice que pour les résultats préliminaires. En particulier, la dépendance aux variables cinématiques des leptons est à présent incluse.

Une autre source importante provient de la calibration des jets (échelle d’énergie et résolution), qui varie de 10 à 25%. Cette contribution affecte les bruits de fond estimés par la simulation. Il s’agit dès lors d’une source relativement inévitable, et difficile à réduire, à moins d’essayer de rendre la sélection moins directement dépendante du nombre de jets dans l’événement. L’incertitude liée à l’efficacité de l’étiquetage des jets b est également une source non négligeable. On peut remarquer qu’alors que la proportion du bruit de fond estimé à partir de la simulation est nettement plus importante dans SR1b que dans SR0b (respectivement 80 et 52%), cette incertitude y est six fois plus faible. Une raison simple est que pour N événements contenant un jet b réel avant identification, $(\epsilon \pm \Delta\epsilon)N$ seront classés comme événements avec un jet b (\sim SR1b)

et $(1 - \epsilon \pm \Delta\epsilon)N$ comme événements sans jet b (\sim SR0b). L'incertitude relative sera donc plus importante dans le deuxième cas, dans un rapport de $\epsilon/(1 - \epsilon) \sim 2.3$, comme $\epsilon \sim 0.7$. Avec des événements contenant deux jets b réels (paires $t\bar{t}$ par exemple), ce rapport est amplifié, atteignant $\epsilon(2 - \epsilon)/(1 - \epsilon)^2 \sim 10$. Dans le cas de la région SR3b, l'incertitude est de 14% : outre le fait que l'erreur sur l'efficacité intervient au triple de sa valeur (3 jets b requis), dans la majorité des événements, le troisième jet b est un jet léger incorrectement identifié, et l'incertitude associée à ce cas de figure est plus importante.

D'autres incertitudes notables incluent la section efficace des processus $t\bar{t} + V$, qui est actuellement associée à une incertitude de 30% [199,200]. Les incertitudes associées au générateur Monte-Carlo employé sont étudiées en comparant les prédictions obtenues pour deux générateurs différents (POWHEG contre SHERPA pour WZ, ZZ , et ALPGEN contre MADGRAPH pour $t\bar{t} + V$), comme détaillé à la section 7.2.3.

Pour finir, l'incertitude statistique joue un rôle moins important que dans le cas des résultats du chapitre précédent, bien qu'elle atteigne 30% dans la région SR3b (incertitude totale 52%). Elle est réduite à 21% dans la région SR1b (incertitude totale 45%), et 16% dans la dernière région de signal SR0b (incertitude totale 45%). Cependant, elle intervient également indirectement au travers de certaines incertitudes systématiques, notamment dans la mesure des paramètres régissant les estimations de bruit de fond basées sur les données. L'utilisation d'un échantillon de données plus important permettrait ainsi une amélioration de l'incertitude totale plus significative que ce que suggère la contribution seule de l'incertitude statistique.

7.3 Ajustement des données et établissement de limites

Cette section décrit la procédure employée pour maximiser la quantité d'information pouvant être extraite de la comparaison entre données observées et prédictions pour le bruit de fond dans les régions de signal. Le moyen retenu dans le cadre de cette analyse est un ajustement simultané de la distribution de masse effective dans les trois régions de signal, avec une composante décrivant le bruit de fond, et dans le cadre d'exclusions de modèle une composante associée au signal. Les avantages motivant le choix de cette approche, plus complexe qu'un simple comptage des événements de la région de signal, sont les suivants :

- Propagation adéquate des différentes incertitudes dont nombre sont corrélées entre les différents bruits de fond estimés (ainsi que le signal hypothétique), et les différentes régions de signal.
- Réduction éventuelle d'incertitudes trop conservatives au vu de la compatibilité observée entre données et prédiction (*profiling*). Comme l'analyse n'utilise pas de régions de contrôle du bruit de fond (où le signal serait réduit) dans l'ajustement, cet effet est toutefois marginal.
- Combinaison optimale des observations dans chaque région de signal, afin d'obtenir une sensibilité maximale : signification d'un éventuel excès observé, ou meilleur potentiel d'exclusion.
- Utilisation des propriétés de la distribution de masse effective, variant singulièrement dans l'espace des phases des différents modèles, pour assurer une séparation idéale en chaque point entre le signal et le bruit de fond.
- Emploi d'un formalisme identique pour la procédure d'ajustement (propagation et contrainte des incertitudes), et la dérivation de limites d'exclusion.

La réalisation de cette approche est effectuée à l'aide de l'environnement *HistFitter* [201]. Il s'agit d'une interface, développée au sein du groupe Supersymétrie de l'expérience ATLAS, entre le module *HistFactory* [202], permettant de construire des densités de probabilités complexes, et les modules *RooFit/RooStats* [203] issus de l'environnement intégré *ROOT* [204] implémentant respectivement l'ajustement de distributions et plusieurs outils statistiques, en

particulier le test d’hypothèses. Elle permet au travers de fichiers de configuration en langage python d’implémenter une description complète de l’analyse, puis effectue l’ajustement des données ainsi que la production de limites d’exclusion, à partir d’échantillons de données aux formats supportés par l’environnement *ROOT* (histogrammes, arbres).

Les sections suivantes contiennent des précisions quant aux différentes étapes de la procédure. Elle passe d’abord par l’établissement d’une fonction de vraisemblance combinant l’ensemble des observations, prédictions, et incertitudes associées. Cette fonction est ensuite utilisée pour l’ajustement des données, ainsi que pour l’établissement de limites d’exclusion. La description fournie des possibilités de l’interface est cependant très partielle, et se limite aux fonctionnalités utilisées dans l’analyse.

7.3.1 Fonction de vraisemblance

La fonction de vraisemblance utilisée pour les différentes opérations s’exprime sous la forme équivalente⁶ donnée ci-dessous :

$$L(\mu, \vec{\theta} | \vec{n}) = \left(\prod_{i=1}^3 \prod_{j=1}^{h_i} \mathcal{P} \left(n_i, \mu s_{ij}(\vec{\theta}) + \sum_{k=1}^{N_B} b_{ij}^k(\vec{\theta}) \right) \right) \left(\prod_{\ell=1}^{N_\Theta} \mathcal{G}(\theta_\ell) \right) \quad (7.2)$$

où l’index i varie sur les trois régions de signal, j sur l’ensemble des h_i intervalles de masse effective considérés dans la région (i), k sur l’ensemble des N_B de catégories de bruits de fond, et ℓ sur l’ensemble des N_Θ sources d’incertitudes indépendantes. $\mathcal{P}(n, \vec{n})$ et $\mathcal{G}(\theta)$ représentent respectivement une loi de Poisson de moyenne \vec{n} , et une loi normale centrée réduite.

Les termes $s_{ij}(\vec{\theta})$ et $b_{ij}^k(\vec{\theta})$ correspondent aux nombres d’événements attendus de signal et de bruit de fond de chaque type, dans chaque intervalle de masse effective, et dépendent en tant que tels des paramètres de nuisance $\vec{\theta}$. Le coefficient μ représente une normalisation flottante de la contribution du signal (0 = signal absent, 1 = signal présent avec la section efficace attendue), qui est fixée lors de l’ajustement des données ou utilisée avec diverses valeurs dans les tests d’hypothèses liées à la présence ou non de signal.

L’interface permet une certaine souplesse dans l’implémentation des sources d’incertitudes (voir annexe B.4) permettant de choisir pour chaque source les corrélations entre les différents échantillons, et entre les différents intervalles partitionnant la distribution de la variable utilisée pour l’ajustement.

Ajustement des données

La fonction de vraisemblance décrite ci-dessus est alors utilisée pour l’ajustement des données, par l’évaluation du maximum de vraisemblance. Cette procédure est réalisée à l’aide d’algorithmes itératifs de minimisation numérique implémentés dans le module *Minuit* [205] accédé à travers l’environnement *RooFit* dans lequel est construite la fonction de vraisemblance. Les incertitudes finales des paramètres de nuisance, éventuellement contraints par l’ajustement, sont alors obtenues par la matrice de covariance de ces paramètres.

7.3.2 Limites d’exclusion

L’établissement de limites d’exclusion, employant la fonction de vraisemblance définie précédemment, suit une méthode commune à la majorité des recherches de Supersymétrie publiées par la collaboration ATLAS. Le test statistique choisi pour juger de la pertinence de l’hypothèse

6. L’implémentation exacte est différente pour des raisons de rapidité : une seule distribution de Poisson correspondant à $\sum_j n_{ij}$ est considérée par région de signal, adjointe au produit sur tous les événements de la région $\prod_e \phi(m_{\text{eff}}^{(e)} | \vec{\theta})$, avec ϕ la distribution de m_{eff} .

d'un signal d'amplitude μ est le rapport de vraisemblance (*profile likelihood ratio*), test optimal (Neyman-Pearson [206]) en terme de taux de rejet minimal de l'hypothèse en l'absence de signal⁷, pour un taux maximal fixe de rejet d'un signal pourtant présent⁸. Son expression est basée sur la fonction de vraisemblance définie par (7.2) :

$$q_\mu = \begin{cases} -2 \ln \frac{L(\mu, \hat{\theta}(\mu)|\vec{n})}{L(\hat{\mu}, \hat{\theta}|\vec{n})} & \text{si } \hat{\mu} \leq \mu \\ 0 & \text{sinon.} \end{cases} \quad \text{avec} \quad \begin{cases} \hat{\mu}, \hat{\theta} = \operatorname{argmax}_{\tilde{\mu}, \tilde{\theta}} L(\tilde{\mu}, \tilde{\theta}|\vec{n}) \\ \hat{\theta}(\mu) = \operatorname{argmax}_{\tilde{\theta}} L(\mu, \tilde{\theta}|\vec{n}) \end{cases} \quad (7.3)$$

Cette variable, positive, est nulle en cas de compatibilité optimale des données observées avec l'hypothèse testée. La différenciation des cas en fonction du signe de $(\mu - \hat{\mu})$ est nécessaire car une fluctuation positive des données observées telle que $n > s + b$ ne doit pas être considérée comme un critère d'incompatibilité pour l'hypothèse testée. En tant que paramètre physique, $\hat{\mu}$ n'est pas autorisé à prendre des valeurs négatives : le signal recherché constitue une contribution positive s'ajoutant à celle du Modèle Standard. Si tel est le cas, le terme $L(\hat{\mu}, \hat{\theta}|\vec{n})$ est remplacé par $L(0, \hat{\theta}(0)|\vec{n})$ dans (7.3). Noter cependant qu'en règle générale, cette condition n'est pas toujours présente (interférences, oscillations).

À partir de la valeur prise par le test statistique $q_\mu^{(\text{obs})}$ dans les données observées, l'hypothèse correspondant à la présence d'un signal d'amplitude μ peut alors être rejetée avec un degré de confiance $(1 - \alpha)$ si :

$$CL_{s+b} = \mathbb{P}(q_\mu \geq q_\mu^{(\text{obs})} | \mu) < \alpha \quad (7.4)$$

La signification de cette relation est la suivante : la répétition de l'expérience avec des lots de données différents résulterait en l'exclusion d'un éventuel signal dans une fraction au plus α des tentatives. Toutefois, elle a le désavantage de ne pas prendre en compte la compatibilité de l'hypothèse alternative (pas de signal) avec les données observées. Par exemple, dans le cas d'un signal auquel l'analyse est peu sensible (i.e. $b \gg s$), une fluctuation défavorable dans les données observées telle $n < b$ peut entraîner l'exclusion inappropriée d'un signal.

L'approche largement utilisée par les expériences du LHC pour remédier à ce problème, la méthode CL_s [207], consiste à corriger la probabilité de rejet de l'hypothèse testée pour tenir compte du degré d'accord de l'hypothèse alternative. L'hypothèse est ainsi rejetée seulement si :

$$CL_s = \frac{\mathbb{P}(q_\mu \geq q_\mu^{(\text{obs})} | \mu)}{\mathbb{P}(q_\mu \geq q_\mu^{(\text{obs})} | \mu = 0)} < \alpha \quad (7.5)$$

Cette quantité n'a plus d'interprétation stricte en terme de probabilité, mais ses propriétés en font un objet adéquat pour exprimer les résultats d'une analyse. La figure 7.15 présente les performances comparées de la méthode CL_s par rapport à l'expression précédente (7.4). Comme attendu, les deux méthodes sont similaires pour l'étude d'un signal significatif, auquel cas les distributions de q_μ en présence ou non de signal sont bien séparées. Lorsque le signal attendu est moins important, la méthode CL_s fournit des limites nettement plus conservatives, au prix d'une puissance du test bien réduite.

L'évaluation des probabilités $\mathbb{P}(q_\mu \geq q_\mu^{(\text{obs})} | \mu)$ et $\mathbb{P}(q_\mu \geq q_\mu^{(\text{obs})} | \mu = 0)$, pour lesquelles on ne dispose généralement pas d'expressions analytiques, est donc centrale dans l'établissement des limites. Celles-ci peuvent être obtenues par exemple par la génération Monte-Carlo d'échantillons

7. Puissance du test $(1 - \beta)$ exprimant la capacité du test à exclure un signal absent.

8. Taille du test α , typiquement 5% pour des limites d'exclusion utilisant un intervalle de confiance de 95%.

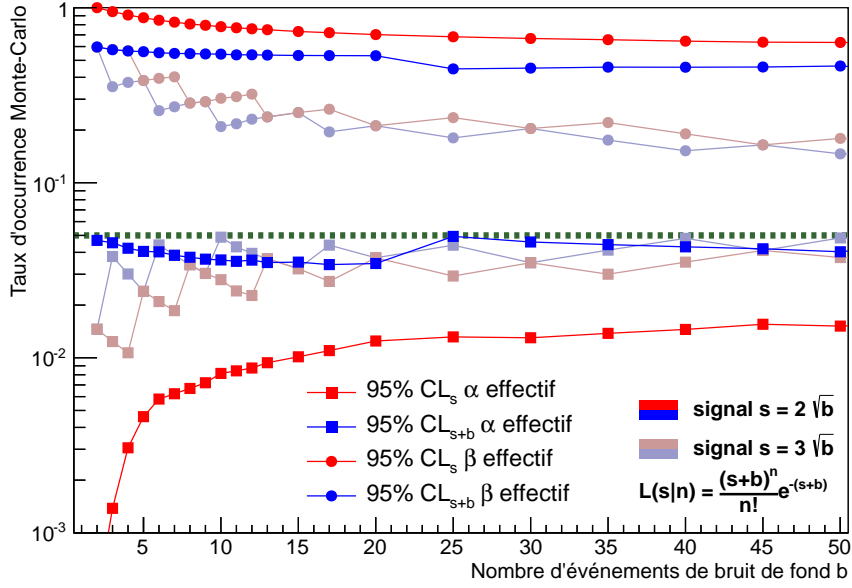


FIGURE 7.15 – Comparaison de la taille effective α et de la puissance $(1 - \beta)$ des tests CL_{s+b} et CL_s pour un degré de confiance demandé de 95%, au moyen d'expériences Monte-Carlo pour une configuration très simple : bruit de fond connu, pas d'incertitudes systématiques. Pour un niveau de signal attendu significatif, les performances des deux tests sont identiques. Autrement, le test CL_s produit un résultat nettement plus conservatif, le taux de rejet d'un signal existant étant dans cette configuration largement inférieur à 5%.

de pseudo-expériences. Il s'agit en principe de la méthode la plus sûre, dans la mesure où suffisamment de pseudo-expériences sont utilisées, car elle reflète au plus près la réalité (en particulier, dans les cas de faibles statistiques). L'inconvénient majeur est la puissance de calcul importante requise par cette opération : l'évaluation de q_μ pour chaque pseudo-expérience requiert à chaque fois la détermination des estimateurs $\hat{\mu}$, $\hat{\theta}$ et $\hat{\hat{\theta}}(\mu)$, donc la répétition de l'ajustement des données avec une fonction de vraisemblance relativement complexe. Dans les résultats publiés par cette analyse, les limites indépendantes de tout modèle (section efficace visible) ont été déterminées de cette manière.

Pour les limites d'exclusion associées aux différents modèles en revanche, où l'ensemble de la procédure doit être répétée pour chaque point de l'espace des phases, le manque de temps disponible a empêché l'utilisation de pseudo-expériences. Les limites ont alors été obtenues à l'aide d'une approximation de la distribution de q_μ , valide dans le cas de statistique importante, dérivée dans [208] et implémentée dans le module *RooStats*. Elle se base sur un résultat important [209, 210] montrant qu'asymptotiquement, sur la tribu des échantillons de données correspondant à un signal $\bar{\mu}$, le test statistique q_μ vu en tant que variable aléatoire s'écrit :

$$q_\mu = \begin{cases} \frac{(\mu - \hat{\mu})^2}{\sigma^2} + \mathcal{O}(1/\sqrt{N}) & \text{si } \hat{\mu} \leq \mu \\ 0 & \text{sinon.} \end{cases} \quad \text{avec } \hat{\mu} \sim \mathcal{G}(\bar{\mu}, \sigma) \quad (7.6)$$

où N indique la taille de l'échantillon de données. Dans le cas particulier $\mu = \hat{\mu}$, la distribution de q_μ suit donc une loi de χ^2 . La variance σ^2 intervenant dans cette expression est déterminée à partir de l'échantillon virtuel (appelé ensemble Asimov) vérifiant $n_A = b + \bar{\mu}$. Dans cet échantillon idéal, $\hat{\mu} = \bar{\mu}$ par construction, dans la limite où le biais de l'estimateur $\hat{\mu}$ est nul

Région de signal	SR0b	SR1b	SR3b
Observés	5	8	4
Bruit de fond total	7.46 ± 3.34	3.67 ± 1.64	3.06 ± 1.61
$t\bar{t} + V$	0.54 ± 0.37	2.23 ± 0.98	1.70 ± 0.83
WZ, ZZ	3.37 ± 1.02	0.70 ± 0.44	0.07 ± 0.05
Faux eptons	3.41 ± 3.08	$0.28^{+1.05}_{-0.28}$	$0.93^{+1.36}_{-0.93}$
Charge erronée	0.14 ± 0.05	0.45 ± 0.15	0.37 ± 0.10
Avant ajustement	7.42 ± 3.31	3.65 ± 1.61	3.05 ± 1.59

TABLE 7.5 – Nombres d’événements observés et attendus dans chaque région de signal, dans la configuration *découverte* ($m_{\text{eff}} > 500/700$ GeV dans SR0/1b, recouvrement partiel SR1/3b).

(vrai asymptotiquement). À partir de (7.6), on peut alors obtenir $\sigma^2 = (\mu - \bar{\mu})^2/q_{\mu,A}$, où $q_{\mu,A}$ est évaluée avec l’expression exacte de q_{μ} pour le cas particulier de l’ensemble Asimov.

Les résultats obtenus avec cette formule asymptotique ont toutefois été comparés avec des limites obtenues avec un nombre limité de pseudo-expériences. La compatibilité raisonnable entre les deux approches a validé l’utilisation de la formule pour l’obtention des limites d’exclusion des différents modèles.

7.4 Résultats

Les différents ingrédients constituant l’analyse étant disponibles (sélection des événements, estimation du bruit de fond, extraction de l’information statistique liée au signal éventuel), il est possible de procéder à l’examen des régions de signal et à l’interprétation des observations.

7.4.1 Contenu des régions de signal

La table 7.5 présente le nombre d’événements sélectionnés dans les trois régions de signal. La configuration correspondant à ces valeurs est celle utilisée pour l’établissement de limites générales, qui inclut une coupure sur la masse effective dans les régions SR0b et SR1b, et pour laquelle les régions SR1b et SR3b se recouvrent partiellement. Le nombre d’événements observés dans les régions SR0b et SR3b est en bon accord avec la prédiction du bruit de fond. Dans le cas de la région SR1b, la situation est un petit peu plus délicate car 8 événements sont observés dans les données, alors que l’estimation du bruit de fond en prévoit seulement 3.7, ce qui correspond à une signification de l’ordre de 1.7σ . Cet excès est néanmoins attribué à un problème dans l’estimation du bruit de fond, et non à la présence d’une contribution non prévue par le Modèle Standard (voir ci-dessous).

On peut constater que la prédiction du bruit de fond ainsi que son incertitude totale, sont quasiment identiques avant et après ajustement des données. Ceci est attendu, car l’analyse n’emploie pas de région de contrôle pour contraindre le bruit de fond. Comme la région de signal comporte un paramètre libre (normalisation du signal hypothétique), la seule raison pouvant induire une modification des paramètres du bruit de fond lors de l’ajustement serait un large excès de la prédiction par rapport aux données observées. Or, comme on peut le voir dans la table 7.5, ce n’est le cas dans aucune des régions de signal.

L’observation des données dans les trois régions de signal suggère donc l’absence d’événements provenant de processus non prévus par le Modèle Standard. Ces résultats peuvent être utilisés pour l’établissement de limites d’exclusion. La figure 7.16 présente la distribution de masse effective telle qu’utilisée dans l’ajustement combiné avec une distribution pour un signal donné, dans le cadre de l’exclusion de modèles particuliers.

Région	SR0b			SR1b			SR3b		
	ee	$e\mu$	$\mu\mu$	ee	$e\mu$	$\mu\mu$	ee	$e\mu$	$\mu\mu$
Observés	2	3	0	4	4	0	1	3	0
Bruit de fond total	2.5 ± 1.9	3.4 ± 1.6	1.6 ± 0.6	1.0 ± 0.3	2.6 ± 1.5	0.9 ± 0.4	1.1 ± 0.8	1.5 ± 1.0	0.5 ± 0.3
$t\bar{t} + V$	0.1 ± 0.1	0.2 ± 0.2	0.2 ± 0.2	0.6 ± 0.3	1.1 ± 0.5	0.6 ± 0.3	0.4 ± 0.2	0.8 ± 0.5	0.5 ± 0.3
WZ, ZZ	0.5 ± 0.2	1.6 ± 0.5	1.4 ± 0.5	0.2 ± 0.1	0.2 ± 0.2	0.3 ± 0.3	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0
Faux leptons	1.9 ± 1.8	1.5 ± 1.5	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0	$1.1^{+1.4}_{-1.1}$	0.0 ± 0.0	$0.5^{+0.7}_{-0.5}$	$0.5^{+0.8}_{-0.5}$	0.0 ± 0.0
Charge erronée	0.1 ± 0.0	0.1 ± 0.0	–	0.2 ± 0.1	0.2 ± 0.1	–	0.2 ± 0.1	0.2 ± 0.1	–

TABLE 7.6 – Nombres d’événements observés et attendus dans chaque région de signal avec distinction de la saveur de la paire de leptons, dans la configuration *découverte* ($m_{\text{eff}} > 500/700$ GeV dans SR0/1b, recouvrement partiel SR1/3b).

Discussion sur l’excès observé dans la région SR1b

Un élément indicatif important quand à la nature avérée de cet excès d’événements observés, est donné par la séparation des contributions par canal (saveur de la paire de leptons), qui est indiquée à la table 7.6. Il se trouve que l’excès provient principalement du canal di-électron, où 4 événements sont observés alors qu’un seul est attendu. Cette asymétrie entre les canaux, scénario peu naturel dans les différentes topologies envisageables non prévues par le Modèle Standard, laisse à penser qu’il s’agit plutôt d’une sous-estimation du bruit de fond dans le canal ee . En particulier, on s’aperçoit que la prédiction pour la contribution due aux événements avec un faux électron est nulle (en fait, la méthode de la matrice donne une prédiction -0.81 ± 0.52). Des investigations ont été menées pour essayer de comprendre pourquoi cette prédiction est si faible. Avant application des critères *signal* sur les électrons, 5 paires sont sélectionnées, dont 4 possèdent deux électrons passant toutes les coupures. Les électrons de la paire restante échouent tous les deux aux critères *signal*. Il n’y a donc aucune paire avec un électron de chaque catégorie, qui en principe est la classe la plus peuplée par les événements avec un faux lepton. L’analyse des événement sélectionnés montre que les électrons y ont des impulsions transverses relativement élevées (100 à 250 GeV pour le premier, 40 à 130 GeV pour le second), sans doute à cause de la coupure sur la masse effective qui favorise indirectement cette configuration. Étant donné que les critères d’isolation appliqués dans la catégorie *signal* sont relatifs à l’énergie du lepton, du type $E_T^{\text{cone30}} < 0.16 \times p_T$, il est possible que ces critères deviennent passablement inefficaces à haute impulsion, devenant trop lâches. Cependant, un examen des variables d’isolation des électrons sélectionnés ne confirme pas cette hypothèse, les électrons étant en fait très bien isolés. L’origine de ce problème reste donc pour le moment inconnue, mais suggère de porter une attention particulière au comportement des faux leptons de haute impulsion dans une mise-à-jour future de l’analyse. Il pourrait par exemple s’agir d’objets de nature différente (hadron isolé? conversion de photon?), bien que la présence de ces processus dans la région de signal SR1b n’ait pas la faveur de la simulation. Une représentation simplifiée de la topologie de ces événements dans l’espace des impulsions est incluse en annexe (figure B.9). La plupart contiennent deux jets b , ce qui suggère qu’il s’agit d’événements contenant une paire $t\bar{t}$. Pour finir, comme on peut le voir à la figure 7.16, l’excès observé est essentiellement concentré dans l’intervalle $700 < m_{\text{eff}} < 1100$ GeV. Ceci n’affecte donc pas trop la sensibilité de l’analyse dans le cas de production de partenaires supersymétriques très massifs (de l’ordre du TeV) pour des spectres de masse non-compressés. En effet, ces signaux peuvent contribuer significativement à l’intervalle $m_{\text{eff}} > 1100$ GeV, qui ne présente pas de désaccord flagrant entre données et prédiction.

7.5 Limites d’exclusion

L’absence d’excès significatif dans les données par rapport à la prédiction du Modèle Standard, dans l’ensemble des régions de signal analysées, peut être interprétée en tant que limites sur l’observation de phénomènes nouveaux. Deux types de limites sont établies, décrites dans

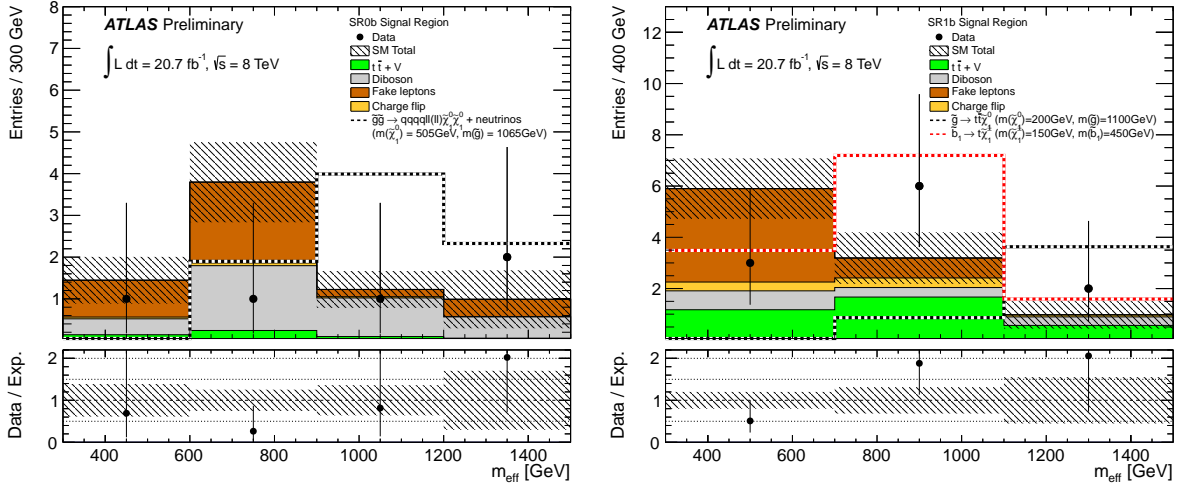


FIGURE 7.16 – Distributions de la masse effective dans les régions de signal SR0b (gauche) et SR1b (droite), après ajustement des données. La séparation du domaine en respectivement trois et quatre intervalles est la configuration utilisée dans les ajustements incluant une composante de signal, pour le calcul des limites d'exclusion. Deux exemples de signal (non ajustés) sont par ailleurs indiqués par les lignes discontinues (non superposées à la contribution du Modèle Standard!)

Région de signal	$\langle \epsilon\sigma \rangle_{\text{obs}}^{95}$ [fb]	S_{obs}^{95}	S_{exp}^{95}
SR0b	0.33	6.7	$7.9^{+2.6}_{-2.0}$
SR1b	0.54	11.0	$6.8^{+2.6}_{-1.5}$
SR3b	0.34	7.0	$5.9^{+2.4}_{-1.3}$

TABLE 7.7 – Interprétation des résultats dans un cadre général : limites supérieures (pour un degré de confiance de 95%), sur la section efficace observée $\langle \epsilon\sigma \rangle_{\text{obs}}^{95}$, ainsi que le nombre d'événements de signal observés S_{obs}^{95} . La dernière colonne S_{exp}^{95} indique la limite qui aurait été obtenue si le nombre d'événements observés avait correspondu précisément à la prédiction du bruit de fond, et représente la performance attendue de l'analyse.

les sections suivantes : d'abord dans un cadre général libre de tout modèle, puis dans le cas particulier de certains modèles topologiques. Elles sont calculées avec le formalisme développé à la section 7.3, et correspondent donc à des intervalles de confiance de 95% pour le test CL_s .

7.5.1 Limites générales

Comme mentionné dans l'introduction du chapitre 6, on ne peut espérer présenter des limites d'exclusion pour tous les modèles envisageables. Il est par contre possible de fournir des contraintes plus générales sur un processus quelconque qui contribuerait de manière non nulle à une des régions de signal. Ces contraintes sont résumées à la table 7.7. Elles consistent en l'établissement de limites supérieures sur la section efficace et le nombre d'événements de signal observés dans les régions de signal. Pour cela, la configuration *découverte* des régions de signal est utilisée, avec une coupure minimale sur la masse effective (SR0b, SR1b) dans le but de conserver un niveau de bruit de fond assez bas, tout en ne contraignant pas trop l'acceptance par des coupures trop sévères. De même, l'ajustement des données est réalisé sur un seul intervalle de masse effective, puisque la distribution de cette variable n'est pas connue dans le cas d'un signal arbitraire. Pour la même raison, les ajustement sont réalisés de manière indépendante pour chaque région de signal, car la contribution relative du signal à chaque région n'est pas

connue non plus. De cette manière, dans chaque ajustement, un seul paramètre caractérise le signal, ce qui assure la plus grande généralité.

Comme spécifié dans la dénomination, il s’agit de limites sur les grandeurs observées, ce qui inclut les inefficacités dues d’une part au détecteur (efficacités de reconstruction des différents objets), d’autre part à l’acceptance limitée du signal, correspondant aux critères requis dans les régions de signal, ainsi qu’à l’acceptance intrinsèque du détecteur ATLAS. Ces limites peuvent être utilisées *a posteriori* pour juger de la pertinence d’un modèle physique quelconque : il suffit d’y estimer la section-efficace des processus contribuant potentiellement à une des régions de signal, évaluer l’acceptance pour les états finaux correspondant, corriger les taux par l’efficacité de reconstruction, et comparer le nombre d’événements attendus avec les limites fournies par ces résultats. La collaboration ATLAS publie généralement les efficacités de reconstruction pour certains modèles topologiques, dans le but de permettre la réinterprétation des résultats publiés. Pour une version antérieure de cette analyse (données 2011), les valeurs peuvent ainsi être trouvées dans [211].

En restant dans un cadre général, il n’est pas possible de faire plus (par exemple, imposer des limites directement sur la section efficace de production d’un processus arbitraire) car l’acceptance dépend fortement de l’état final considéré. L’efficacité de reconstruction dépend également de la constitution de cet état final, quoique dans une moindre mesure. Par contre, en se restreignant à une topologie particulière, il est possible de remonter à la section efficace de production. De telles limites sont présentées à la section suivante, dans le cadre de modèles Supersymétriques.

7.5.2 Exclusion de modèles particuliers

Cette section présente une série de limites d’exclusion dans un plan de l’espace des phases pour les différents modèles topologiques listés dans la section 2.4. L’établissement de ces limites exploite toute l’information disponible dans les données et signaux hypothétiques : ajustement combiné dans les trois régions de signal, séparation de la distribution de masse effective en plusieurs intervalles permettant la sélection du meilleur compromis entre signal et bruit de fond en chaque point de l’espace des phases du modèle considéré. La division du domaine de masse effective est celle indiquée à la figure 7.16. Quatre intervalles sont utilisés dans la région de signal SR0b, contre trois dans la région SR1b. Dans la dernière région de signal SR3b, aucune division n’est réalisée car cette région ne comporte pas de coupures cinématiques sévères, étant motivée par des scénarios aux spectres de masse compressés. Le nombre de divisions optimal pour les deux premières régions de signal a été étudié à l’aide de deux modèles topologiques contribuant respectivement à ces deux régions. Pour le cas de SR1b par exemple, dans le cadre du modèle $\tilde{g} \rightarrow t\bar{t}\tilde{\chi}_1^0$, l’utilisation de divisions du domaine de masse effective montre une amélioration des limites d’exclusion sur la masse du gluino de 150 GeV, à faible masse de neutralino. L’apport de cette procédure dans l’établissement des limites est donc tout-à-fait intéressant.

Les figures 7.17 à 7.21 présentent les limites obtenues pour les différents modèles étudiés. Le reste de cette section contient une discussion des résultats obtenus dans les différents cas. On peut noter sur l’ensemble des figures l’indication de la limite supérieure sur la section efficace de production du processus considéré, en chaque point de l’espace des phases. Ceci peut être utilisé pour traduire ces résultats en limites sur un modèle réaliste dans lequel le scénario considéré est réalisé : il suffit dès lors de pondérer la limite fournie par le rapport d’embranchement prédit par le modèle réaliste.

Modèle $\tilde{g} \rightarrow t\bar{t}\tilde{\chi}_1^0$

Une attention particulière est portée à ce modèle car il est souvent utilisé comme point de comparaison entre différentes analyses, de par son état final caractéristique (4 quarks tops, énergie manquante importante) pouvant être atteint par l’étude de différentes signatures ca-

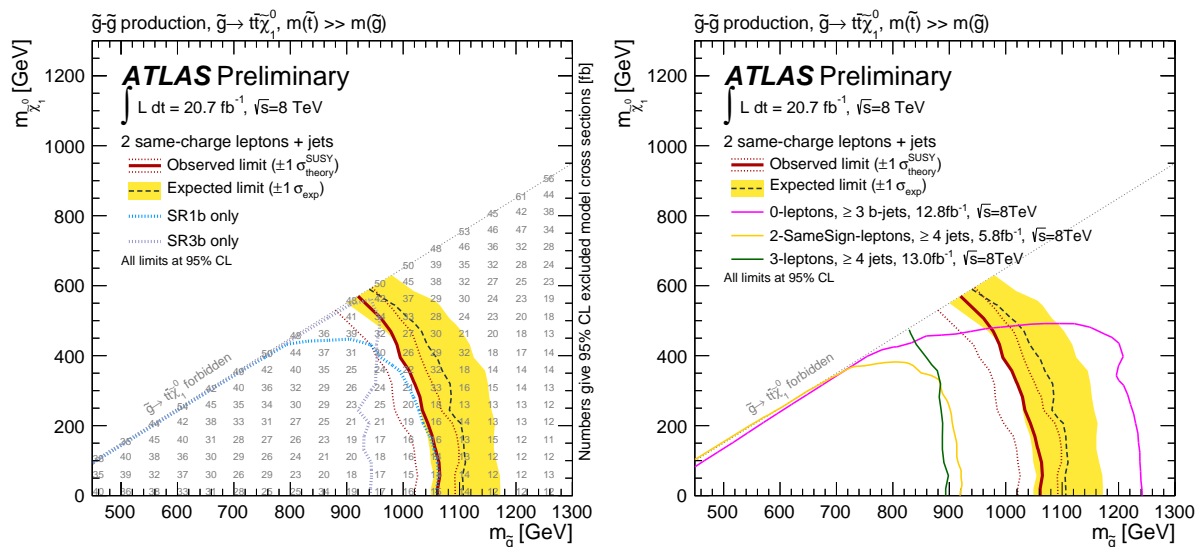


FIGURE 7.17 – Limites d’exclusion (ligne continue rouge) dans le cadre du modèle topologique décrivant la production d’une paire de gluinos $\tilde{g}\tilde{g}$ se désintégrant par le processus $\tilde{g} \rightarrow t\tilde{t}\tilde{\chi}_1^0$ via un squark \tilde{t}_1 hors couche de masse. La figure de gauche présente également les limites obtenues en considérant chaque région de signal indépendamment. La figure de droite inclut les limites obtenues par d’autres analyses dédiées au moment de la publication de ces résultats.

ractéristiques. La figure 7.17 présente les limites d’exclusion obtenues dans le plan des masses du gluino et du neutralino, seuls paramètres libres du modèle. La partie gauche de cette figure indique les limites virtuelles qui auraient été obtenues en ne considérant qu’une seule région de signal à la fois. À faible masse du neutralino (spectre de masse non-compressé), la sensibilité provient majoritairement de la région SR1b, car les particules de l’état final y sont très énergiques, et satisfont aisément les coupures cinématiques définissant cette région de signal, en particulier dans la partie haute de la distribution de masse effective où le bruit de fond est très réduit. À haute masse du neutralino en revanche, la région SR3b domine, car la situation est inversée (particules d’impulsions modérées). Il existe de plus une région de transition entre ces deux régimes, où la combinaison des résultats permet à la limite finale de dépasser les limites individuelles des deux régions de signal. La partie droite de la figure 7.17 permet de comparer ces résultats à ceux obtenus par d’autres analyses complémentaires, utilisant toutefois seulement une partie des données 2012. En particulier, une recherche de supersymétrie s’appuyant sur les états finaux contenant trois jets b permet d’obtenir des performances bien meilleures dans les régions cinématiquement favorables (faible masse du neutralino), principalement à cause du rapport d’embranchement nettement plus favorable (facteur 8, voir table 2.2). Cependant, la présence de leptons permet de réduire les contraintes cinématiques sévères nécessaires dans le cadre de l’analyse mentionnée, et en effet, dans une région plus difficile d’accès (haute masse du neutralino), l’analyse présentée ici permet d’obtenir de meilleures limites. Il existe ainsi une complémentarité intéressante entre les différents états finaux, permettant de couvrir l’ensemble de l’espace des phases.

Modèles $\tilde{g} \rightarrow t\tilde{t}^*$

La figure 7.18 présente les limites obtenues pour plusieurs modèles s’intéressant à la production de paires de gluinos dans le contexte d’une troisième génération de squarks légère (arguments de naturalité), qui interviennent donc de manière exclusive dans les désintégrations des gluinos. Dans le cadre de ces modèles, une limite de l’ordre du TeV peut être placée sur la masse

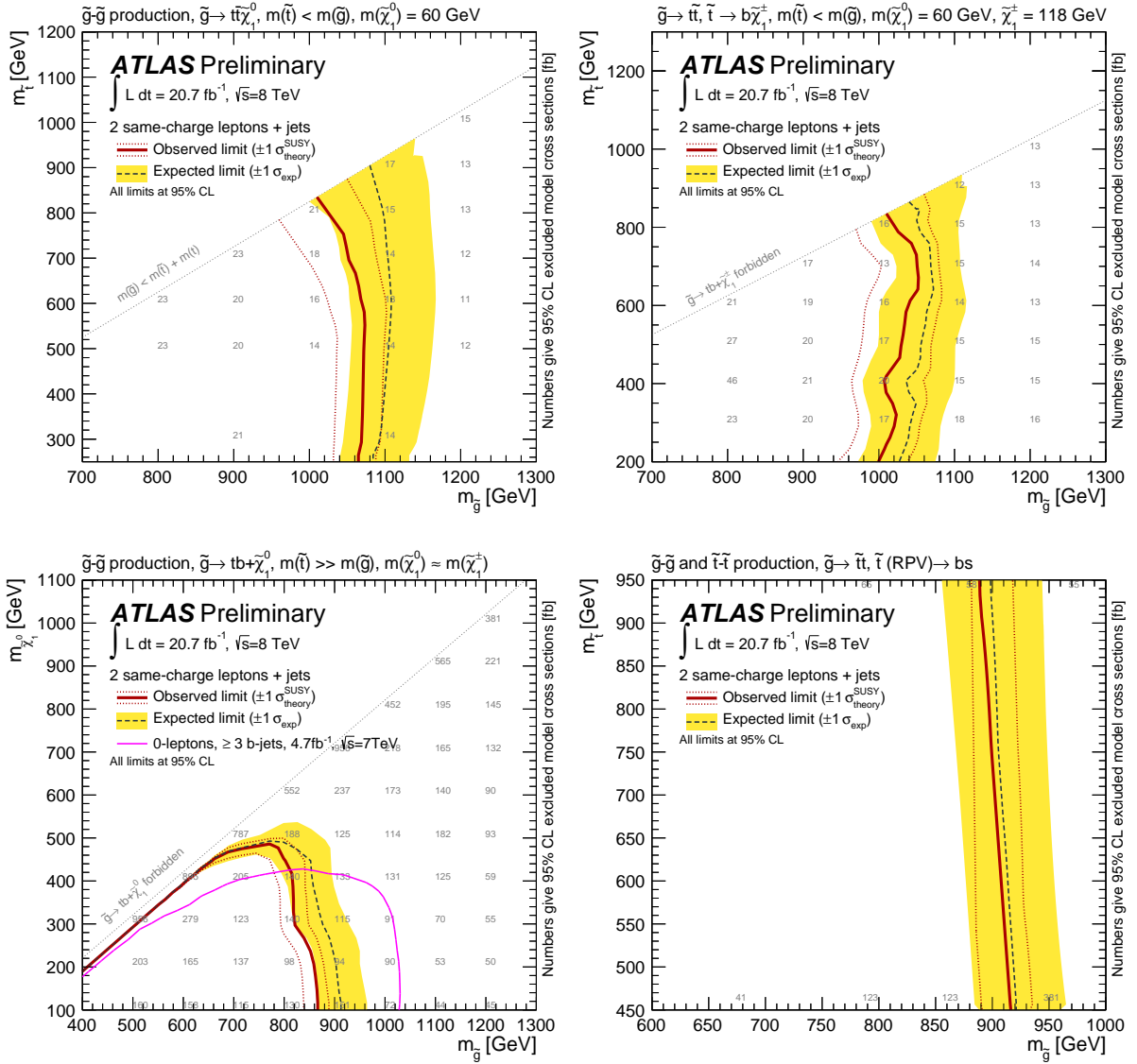


FIGURE 7.18 – Limites d’exclusion obtenues dans le cadre de plusieurs modèles topologiques décrivant la production d’une paire de gluinos $\tilde{g}\tilde{g}$ se désintégrant par le processus $\tilde{g} \rightarrow t\tilde{t}_1^*$, où le stop \tilde{t}_1 produit une paire $t\tilde{\chi}_1^0$ (fig. supérieure gauche) ou $b\tilde{\chi}_1^+$. La figure inférieure droite correspond à une désintégration du stop $\tilde{t}_1^* \rightarrow bs$ violant la conservation de la parité R .

du gluino, lorsqu’un squark top réel est présent dans la chaîne de désintégration. Lorsque les stops sont virtuels, le spectre de masse peut être plus compressé, ce qui réduit la sensibilité dans certains cas : la limite sur la masse du gluino peut ainsi tomber aussi bas que 600 GeV (figure inférieure gauche). Néanmoins, on peut constater que le domaine de masse accessible à l’analyse est important, de l’ordre de grandeur des contraintes supérieures imposées par la naturalité. Ainsi, l’accumulation de données par le LHC dans les années à venir permettra, si aucune découverte n’est faite, de placer des contraintes extrêmement sévères sur les paramètres du MSSM.

Un cas plus exotique est présenté à la figure 7.18 (inférieure droite), qui illustre un scénario où la conservation de la parité R est violée dans la désintégration du stop $\tilde{t}_1^* \rightarrow bs$. Ce type de modèles est moins bien couvert pour le moment par les recherches de Supersymétrie conduites au LHC, car il échappe à la signature traditionnelle que constitue la présence d’énergie transverse

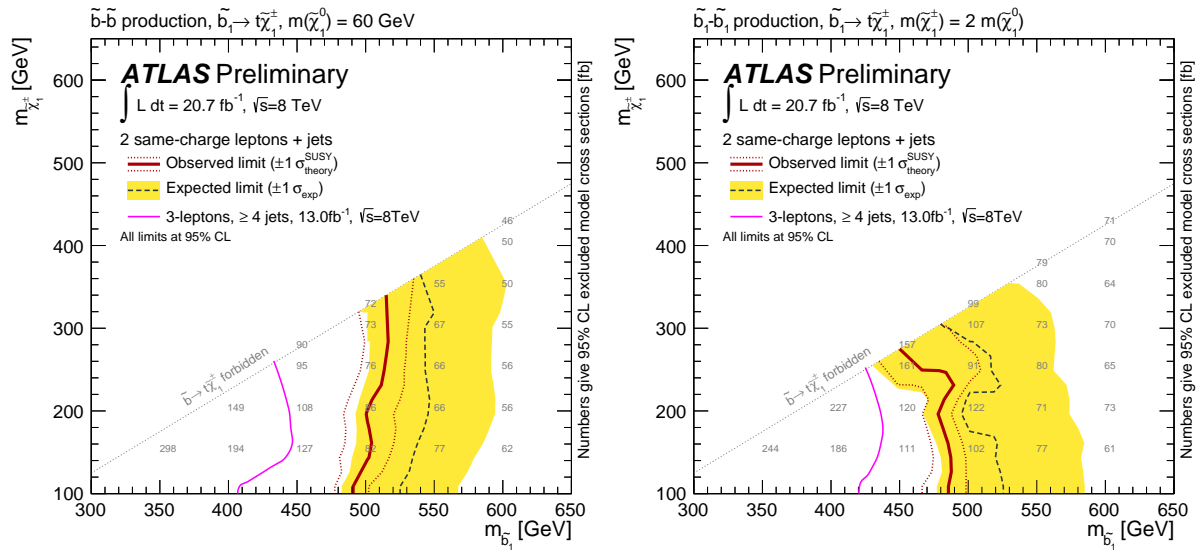


FIGURE 7.19 – Limites d’exclusion obtenues dans le cadre du modèle topologique décrivant la production d’une paire de squarks bottom $\tilde{b}_1\tilde{b}_1^*$ se désintégrant par le processus $\tilde{b}_1^* \rightarrow b\tilde{\chi}_1^+ \rightarrow bW^+\tilde{\chi}_1^0$, pour deux paramétrisations différentes du spectre de masse : masse du neutralino $\tilde{\chi}_1^0$ fixée à 60 GeV (figure de gauche), ou à la moitié de la masse du chargino $\tilde{\chi}_1^\pm$ (figure de droite).

manquante élevée. Toutefois, on peut constater que l’analyse présentée ici permet également d’obtenir une sensibilité importante à cette topologie, grâce à la région de signal SR3b dont la définition n’inclut justement pas de contrainte sur l’énergie manquante.

Production de paires $\tilde{b}_1\tilde{b}_1^*$ avec $\tilde{b}_1 \rightarrow t\tilde{\chi}_1^-$

La figure 7.19 présente les limites obtenues dans le cadre de ce modèle, motivé par la possible légèreté du squark bottom en raison des arguments de naturalité. Ceux-ci sont toutefois nettement moins contraignants que pour le squark top ou le gluino. On peut voir que l’analyse est sensible à des valeurs de masse de l’ordre de 500 GeV dans le canal considéré ($\tilde{b}_1^* \rightarrow t\tilde{\chi}_1^-$), ce qui constituait au moment de la publication de ces résultats les meilleures limites établies.

Production de paires $\tilde{g}\tilde{g}$ ou $\tilde{q}\tilde{q}^*$ hors troisième génération

Ces modèles sortent du cadre des recherches orientée par la naturalité, et se rapprochent plus de recherches traditionnelles inclusives de squarks ou gluinos, en tant que particules produites abondamment au LHC. Les modes de désintégrations considérés ici impliquent des cascades à plusieurs niveaux, passant par des gauginos et éventuellement des sleptons lorsque ceux-ci sont assez légers. Les squarks intervenant dans ces modèles étant essentiellement des deux premières générations, les états finaux ne contiennent donc généralement pas de quark b . La sélection des événements de signal s’effectue donc principalement par la région SR0b, au contraire des scénarios mentionnés dans les paragraphes précédents. La figure 7.20 présente les limites obtenues dans le cadre de ces modèles, pour un certain choix des paramètres libres (masse des particules intermédiaires intervenant dans la cascade, rapports d’embranchement). L’analyse conserve une sensibilité raisonnable à ces scénarios pourtant sensiblement différents des cas précédents. Elle a permis en particulier l’extension des limites existantes dans certains modèles. Toutefois, la comparaison avec ces limites antérieures n’est pas équitable, car elles avaient été établies avec un lot de données bien moins important.

Modèle théorique complet : mSUGRA

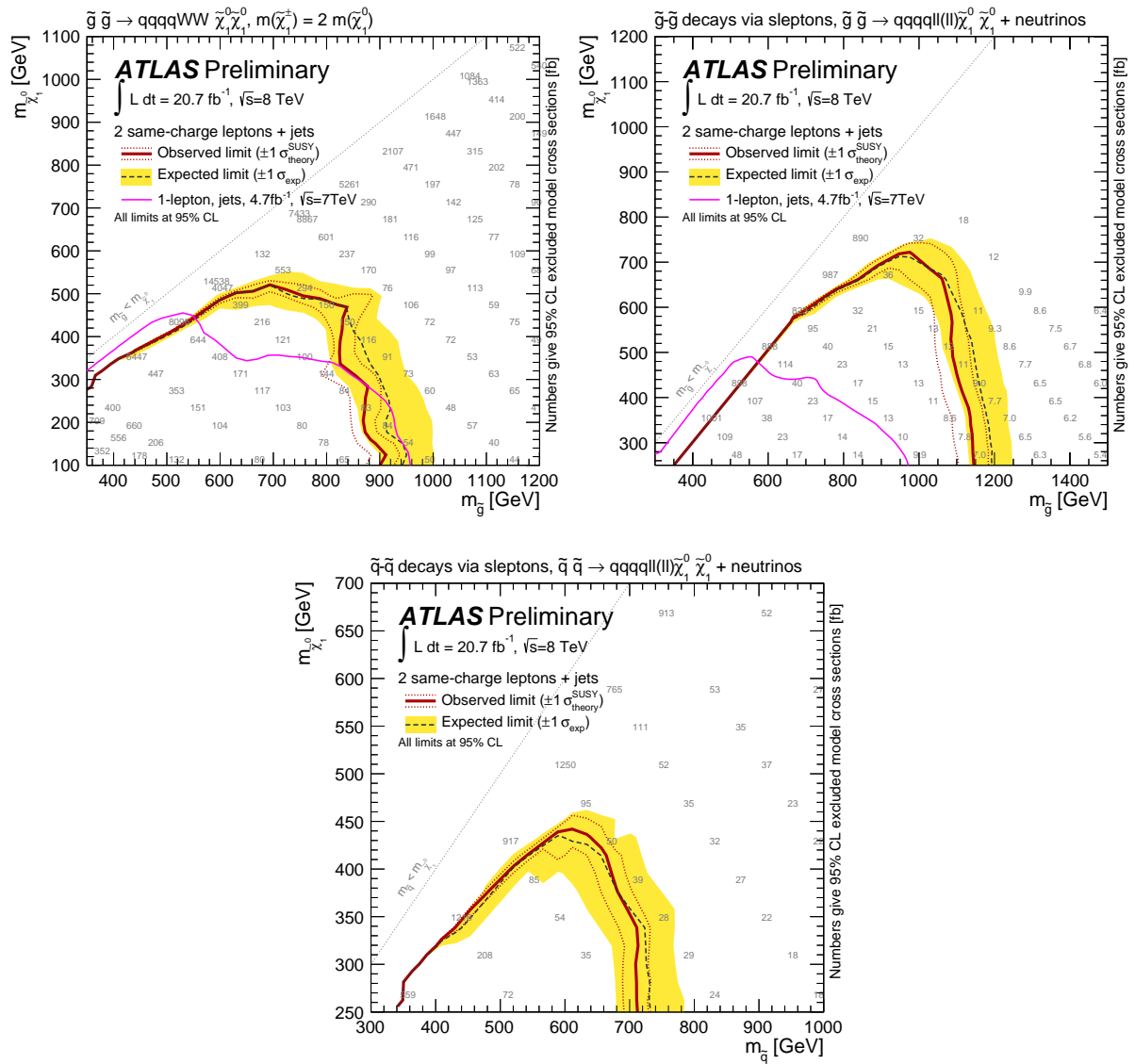


FIGURE 7.20 – Limites d’exclusion obtenues dans le cadre de plusieurs modèles topologiques décrivant la production d’une paire de gluinos $\tilde{g}\tilde{g}$ ou de squarks de première ou deuxième génération se désintégrant en états finaux avec leptons mais sans quarks b , par différents processus décrits à la figure 2.14.

Pour finir, des limites d’exclusion sont également placées sur le modèle mSUGRA, souvent utilisé comme point de comparaison entre différentes analyses, ayant été largement étudié du point de vue théorique et ne comportant que 5 paramètres libres. Ceci permet de sortir du cadre des modèles topologiques et montrer ce qui peut être obtenu sur une théorie réelle, qui met en jeu des spectres de masse complètement cohérents ainsi que des rapports d’embranchement réalistes pour les différents modes de désintégration. La figure 7.20 présente les limites obtenues dans le cadre de ce modèle, pour un choix de paramètres compatible avec un boson de Higgs de masse proche de 126 GeV. Les spectres de masse de différents points de l’espace des phases sont également montrés, ainsi que quelques modes de désintégration fréquents des gluinos. Il s’avère que les scénarios étudiés avec les modèles topologiques sont finalement plutôt motivés, car on retrouve le même type de topologies. Pour cette raison, les limites extraites pour le cas de mSUGRA sont relativement similaires à celles obtenues dans les scénarios simplifiés : la masse

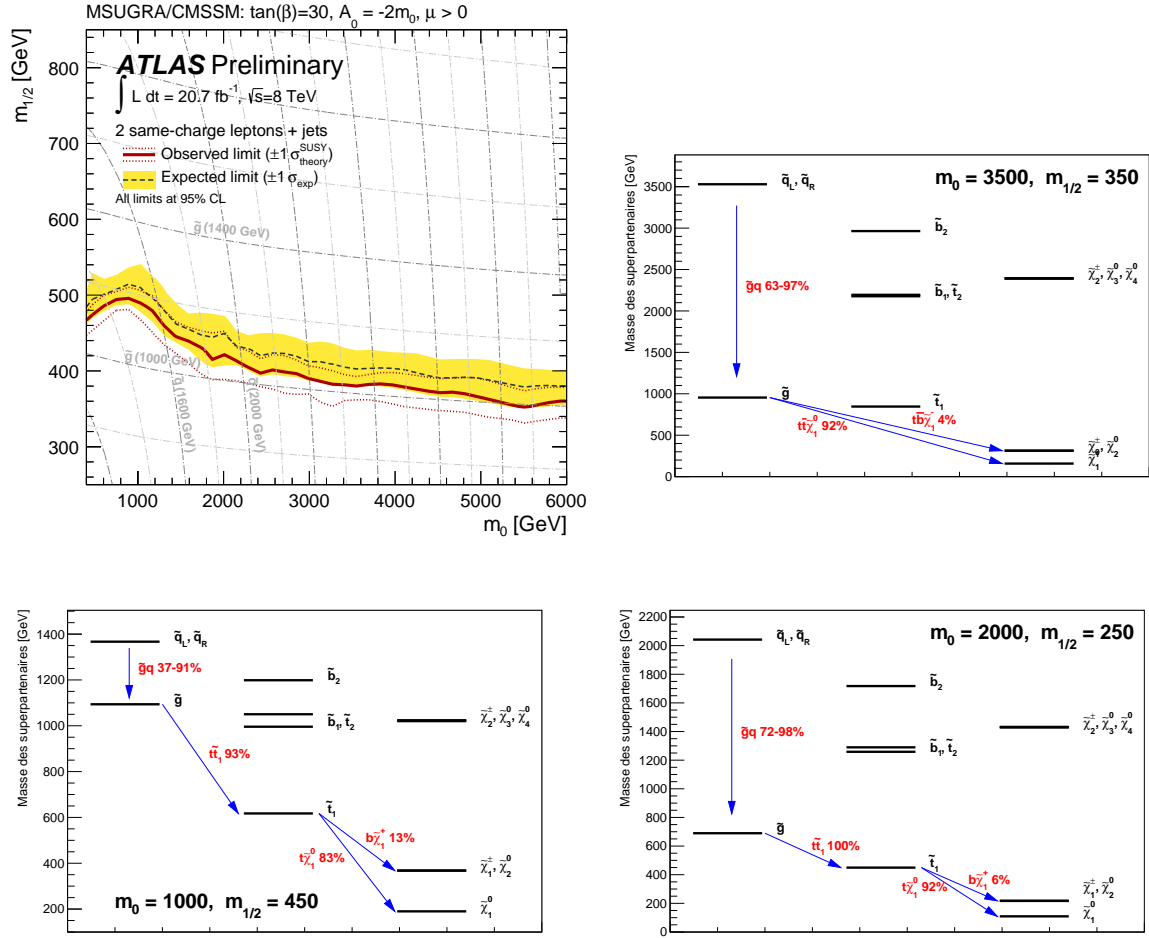


FIGURE 7.21 – Limites d’exclusion dans le cadre d’un modèle complet (mSUGRA), pour des choix de paramètres compatibles avec un Higgs de masse proche de 126 GeV. Les figures latérales présentent les spectres de masse et scénarios de désintégration du gluino pour différents points de l’espace des phases.

du gluino est exclue en-dessous de 1 TeV, sur tout le domaine du paramètre m_0 (masse scalaire commune à l’échelle GUT).

7.6 Conclusion

Les deux derniers chapitres ont été consacrés à la présentation d’une recherche de Supersymétrie dans les événements avec deux leptons de charges identiques, accompagnés de jets et éventuellement d’énergie manquante. Elle a été menée sur l’ensemble des données 2012, soit une luminosité intégrée de 20.7 fb^{-1} ; il s’agissait d’ailleurs de la première analyse consacrée à la Supersymétrie rendue publique par la collaboration ATLAS avec le lot complet de données 2012. Trois régions de signal ont été construites, de manière à couvrir une partie conséquente de l’espace des phases. Ceci est confirmé par la sensibilité à un certains nombre de scénarios distincts dans l’organisation du spectre de masse des particules super-symétriques, et leurs modes de désintégration. Des limites compétitives ont pu être obtenues pour la plupart de ces modèles, ce qui permet de penser que la combinaison de régions de signal choisie constitue une signature intéressante pour la recherche de nouvelle physique, quelle qu’en soit sa nature.

L'extraction du signal potentiel étant relativement simple (comptabilisation du nombre d'événements dans les régions de signal), la difficulté majeure de l'analyse est l'estimation correcte du bruit de fond. Plusieurs catégories d'événements y contribuent, parmi lesquelles certains processus rares du Modèle Standard conduisant à des leptons de même charge, notamment la production associée de paires $t\bar{t}$ et de bosons W ou Z qui commence tout juste à être mis en évidence auprès de collisionneurs hadroniques, et dont la section efficace est connue avec une précision plutôt limitée. S'ajoutent à cela des contributions dues à la reconstruction imparfaite des événements, que ce soit le retournement de la charge d'un électron, ou l'identification incorrecte comme leptons isolés de particules d'autres origines, en particulier les produits de désintégration de hadrons de saveurs lourdes. La confiance en la simulation de ces contributions étant trop faible pour garantir la validité des prédictions, des méthodes d'estimation basées sur les données directement ont été employées. Les différentes prédictions sont validées par la comparaison aux données pour un certain nombre de sélections, dans les distributions des variables discriminantes utilisées par les régions de signal. Un accord raisonnable est trouvé dans l'ensemble de ces vérifications.

L'absence d'excès significatif dans les données est interprétée en tant que limites d'exclusion sur les différents modèles étudiés, généralement de simples scénarios avec une topologie privilégiée, mais également dans le cadre d'un modèle complet, mSUGRA. Deux chemins s'ouvrent alors pour les perspectives de cette analyse : d'une part, l'accumulation de luminosité et l'augmentation de l'énergie dans le centre de masse dans l'exploitation ultérieure du LHC permettra d'explorer une plage de masse des super-partenaires encore élargie. D'autre part, un intérêt grandissant est porté à des régions plus difficiles de l'espace des phases, qui sont oubliées par les analyses traditionnelles. Il s'agit notamment de scénarios avec des spectres de masse compressés, qui engendrent des événements avec une énergie manquante restreinte, peu de jets énergiques. L'analyse présentée ici a déjà commencé à explorer cette voie, au travers de la région de signal SR3b, dont on a pu constater la sensibilité pour un scénario où la parité R n'est pas conservée, et qui échappe de ce fait aux analyses inclusives traditionnelles. Cette piste peut toutefois être suivie plus loin, par exemple par la considération de leptons d'impulsions plus basses, ou la combinaison adéquate entre événements avec 2 ou 3 leptons avec des critères de sélection différents pour chaque cas afin d'optimiser la signification du signal. De tels développements seront sans doute à la base des futures mises à jour de cette analyse.

Résultats obtenus par l'expérience CMS

La collaboration CMS effectue également des recherches de Supersymétrie avec la signature présentée dans ce document (voir par exemple la publication [212]). Dans le résultat public le plus récent [213], obtenu avec 19.5 fb^{-1} de collisions à $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$, l'absence d'excès dans les données par rapport à la prédiction du Modèle Standard est utilisée pour établir des limites d'exclusion sur la plupart des modèles simplifiés présentés ci-dessus. La sensibilité atteinte par les analyses ATLAS et CMS aux différentes topologies de signal est relativement similaire, aussi bien pour la recherche de gluinos dans le cadre du modèle $\tilde{g} \rightarrow t\bar{t}\tilde{\chi}_1^0$, que de la recherche de production directe de squark bottom, ou encore dans les désintégrations de gluinos violant la conservation de la parité R . Il est à noter qu'une trentaine de régions de signal sont utilisées dans le cas de CMS, contre seulement trois (dans la configuration découverte) pour l'analyse présentée dans ce document. Si cette stratégie peut éventuellement porter préjudice en cas d'observation d'un excès (il faudrait tenir compte d'un effet *look elsewhere* plus important), elle est évidemment plus pertinente dans le cadre d'exclusion de modèles particuliers. Il est intéressant de constater que ces choix plutôt différents n'ont finalement que peu d'impact sur la sensibilité aux différents types de signaux, similaire pour les deux expériences. Ceci est probablement expliqué par la variation exponentielle (donc importante!) de la section efficace de production du signal avec la masse des superpartenaires concernés, le gain apporté par une sensibilité accrue

n'étant ainsi traduit que par une très légère augmentation de la région d'exclusion.

Généralisation

La signature associée à une paire de leptons de charges identiques est une piste très intéressante pour les recherches de physique au-delà du Modèle Standard, et elle dépasse bien entendu le cadre des résultats présentés dans ce document, et même de la Supersymétrie. Elle apparaît ainsi dans un certain nombre de scénarios, auxquels les collaborations ATLAS et CMS consacrent plusieurs analyses. On peut citer en particulier la recherche de production directe de gauginos ou de sleptons [214], la recherche de production de paires de quarks top de même charge [178, 215], la recherche de quarks de quatrième génération dans les canaux $b' \rightarrow W^- t$ ou $t' \rightarrow Z t, H t$ [178, 215], la recherche de bosons de Higgs doublement chargés qui apparaissent dans les modèles introduisant un triplet de champs scalaires et se désintègrent dans le canal $H^{++} \rightarrow \mu^+ \mu^+$ notamment [216], voire la recherche de trous noirs microscopiques [217].

Conclusion

L'excellente performance du LHC depuis sa mise en service en 2009, combinée à l'efficacité d'acquisition presque optimale des sous-systèmes du détecteur ATLAS ont permis en trois années de fonctionnement de collecter des lots de données correspondant à une luminosité intégrée de 4.7 fb^{-1} à $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$, et 21 fb^{-1} à 8 TeV . Ces données ont permis le démarrage des différents programmes de recherche, avec comme résultat l'observation dès 2012 d'un boson scalaire dont les propriétés mesurées sont pour le moment pleinement compatibles avec le boson de Higgs prédit par le Modèle Standard. Outre cet aboutissement majeur, attendu depuis 40 ans, de nombreuses recherches de physique au-delà du Modèle Standard ont pu être initiées, avec toutefois moins de succès. L'absence de résultat positif peut sembler de prime abord décourageante. Dans le cadre de la Supersymétrie par exemple, les limites sur l'espace des paramètres de modèles minimaux (mSUGRA) sont rapidement devenues très contraignantes, notamment après l'inclusion des nouvelles données liées au boson de Higgs. Toutefois, les différents scénarios de physique à l'échelle du TeV sont loin d'avoir été exclus. La prochaine période de prise de données du LHC, à une énergie accrue et avec une luminosité intégrée importante, permettra ainsi de sonder profondément la nature de la physique à cette échelle, la faisabilité des études variées réalisées dans cette période initiale ayant été démontrée.

Le travail réalisé au cours de cette thèse et présenté dans ce document s'est inscrit dans le contexte de ces premières années de fonctionnement. Dans une première partie, l'attention a été portée sur les performances de reconstruction et d'identification des électrons pour les données collectées en 2010 et 2011. L'importance de ces aspects dans la réalisation des objectifs de l'expérience ATLAS a été soulignée, et en particulier dans le contexte de la recherche de Supersymétrie développée dans les derniers chapitres. Aussi, les efficacités liées à ces performances ont été soigneusement étudiées de manière *in situ*, afin de vérifier la bonne compréhension du détecteur par la comparaison avec les prédictions de la simulation. La réalisation de ces mesures, à l'aide de la méthodologie *tag and probe*, a nécessité le développement de méthodes robustes pour l'estimation du bruit de fond, afin d'atteindre le niveau de précision requis par certaines analyses. Ces objectifs ont été atteints, avec des résultats finaux accompagnés d'une incertitude de $\sim 2\%$ pour $15 < p_T < 25 \text{ GeV}$, $\sim 1\%$ pour $25 < p_T < 35 \text{ GeV}$, $\sim 0.5\%$ au-delà, les mesures étant réalisées jusqu'à $p_T = 50 \text{ GeV}$, pour une partition fine du domaine de pseudo-rapacité $|\eta| < 2.5$ permettant de suivre au mieux les évolutions des performances dues à la géométrie du détecteur. On a pu constater par ailleurs un bon accord entre données et simulation, déviant généralement de quelques pourcents seulement, les écarts les plus significatifs étant associés à l'efficacité des critères d'identification les plus sévères, et ne dépassant pas 10% sur toute la gamme de mesure.

La deuxième partie est consacrée à la recherche de Supersymétrie dans les états finaux incluant deux leptons (électrons ou muons) de charge identique, accompagnés de jets et éventuellement d'énergie transverse manquante. L'intérêt de ce canal a été mentionné plusieurs fois, le faible niveau de bruit de fond attendu du Modèle Standard le rendant sensible à une variété de scénarios de nouvelle physique, d'ailleurs non restreints à la Supersymétrie. Cette recherche a été conduite en deux étapes, initialement sur une fraction des données 2012 correspondant à 5.8 fb^{-1} , puis

sur l'ensemble des données. La difficulté majeure est l'estimation du bruit de fond subsistant : il est soit mal connu car formé de processus à très faible section efficace, soit dû à la reconstruction imparfaite de certains événements (charge erronée, faux leptons), situation pour laquelle la simulation est moins fiable et requérant donc l'utilisation de méthodes basées sur les données uniquement. Avec ces développements, l'accord obtenu dans des régions de validation entre données et bruit de fond estimé est satisfaisant, et l'observation des régions de signal ne montre aucun excès significatif par rapport aux prédictions du Modèle Standard. Ces résultats ont été interprétés en termes de limites sur un certain nombre de modèles supersymétriques avec des spectres de masse simplifiés, en particulier dans le cadre de scénarios impliquant des squarks de troisième génération : ainsi, dans les modes de désintégration étudiés, l'existence d'un gluino de masse inférieure à 1 TeV ou d'un squark \tilde{b} de masse inférieure à 500 GeV est exclue.

Annexe A

Mesures des efficacités de reconstruction et d'identification des électrons

A.1 Incertitude statistique

En lien avec la section 5.4.1.

L'incertitude statistique sur la mesure de l'efficacité donnée par 5.1 est calculée à l'aide de la formule standard de propagation des incertitudes au premier ordre. Dans le cas des termes impliquant des candidats *probe* reconstruits, comme indiqué précédemment il existe une forte corrélation entre les événements composant le modèle de bruit de fond et la distribution principale, qui doit bien évidemment être prise en compte. Étant données les modifications dans la définition des modèles pour chaque type de mesure (section 5.3.3), et donc leurs relations différentes avec les distributions principales correspondantes, la formule donnant l'expression de l'incertitude statistique est propre à chaque mesure.

Reconstruction seulement

Les termes impliquant les candidats *probe* reconstruits sont dans ce cas identiques au numérateur et dénominateur de la mesure. L'efficacité est exprimée sous la forme :

$$\varepsilon = \frac{N^e - B^e}{N^e - B^e + N^\gamma - B^\gamma} = \frac{N - T \frac{N_H}{T_H}}{N - T \frac{N_H}{T_H} + \Gamma} = \frac{ST_H - TS_H}{ST_H - TS_H + \Gamma T_H} \quad (\text{A.1})$$

où $N = N^e$ correspond au nombre de candidats après reconstruction, T au nombre d'événements dans le modèle de bruit de fond, et $\Gamma = N^\gamma - B^\gamma$ au nombre de candidats non reconstruits après soustraction du bruit de fond. Les variables indexées \mathcal{X}_H correspondent aux nombres d'événements dans la région de haute masse (utilisée pour la normalisation du modèle), au lieu de la région de mesure (variables non-indexées). Le membre de droite est obtenu en définissant $S = N - T$ et $S_H = N_H - T_H$. De cette manière, les variables intervenant dans l'expression de ε sont toutes indépendantes entre elles.

L'incertitude statistique sur ε est alors donnée par :

$$\Delta\varepsilon^2 = \frac{1}{(ST_H - TS_H + \Gamma T_H)^4} [(ST_H - TS_H)^2 T_H^2 \Delta\Gamma^2 + \Gamma^2 T_H^2 (T_H^2 \Delta S^2 + T^2 \Delta S_H^2 + S_H^2 \Delta T^2 + S^2 \Delta T_H^2)] \quad (\text{A.2})$$

Les termes $\Delta\mathcal{X}$ intervenant dans cette formule correspondent tous à l'incertitude (poissonnienne) sur le nombre d'événements \mathcal{X} , à l'exception de $\Delta\Gamma$ dont l'expression est donnée plus bas dans la relation A.9.

Reconstruction + qualité de trace

Deux modèles différents sont utilisés pour l'estimation des bruits de fond associés aux candidats reconstruits passant ou non les critères de qualité de la trace (section 5.3.3). L'efficacité est exprimée sous une forme équivalente à celle utilisée dans le paragraphe précédent (relation A.1) :

$$\varepsilon = \frac{P - T \frac{P_H}{T_H}}{P - T \frac{P_H}{T_H} + F - U \frac{F_H}{U_H} + \Gamma} = \frac{U_H(ST_H - TS_H)}{U_H(ST_H - TS_H) + T_H(RU_H - UR_H) + \Gamma T_H U_H} \quad (\text{A.3})$$

avec P et F le nombre de candidats reconstruits satisfaisant ou non les critères de qualité de la trace, T et U le nombre d'événements dans les modèles de bruit de fond correspondant à ces deux catégories, et Γ le nombre de candidats non reconstruits après soustraction du bruit de fond. À nouveau, les variables indexées correspondent aux nombres d'événements dans la région de haute masse. Le membre de droite, contenant uniquement des variables indépendantes entre elles, est obtenu en définissant $S = P - T$, $S_H = P_H - T_H$, $R = F - U$ et $R_H = F_H - U_H$.

L'incertitude statistique sur ε est alors donnée par :

$$\Delta\varepsilon^2 = \frac{T_H^2(ST_H - TS_H)^2}{(\text{denom.})^4} [U^2 R_H^2 \Delta U_H^2 + U_H^2 (U_H^2 \Delta R^2 + U_H^2 \Delta \Gamma^2 + U^2 \Delta R_H^2 + R_H^2 \Delta U^2)] \\ + \frac{U_H^2 (RU_H - UR_H + \Gamma U_H)^2}{(\text{denom.})^4} [T^2 S_H^2 \Delta T_H^2 + T_H^2 (T_H^2 \Delta S^2 + T^2 \Delta S_H^2 + S_H^2 \Delta T^2)] \quad (\text{A.4})$$

Dans cette expression, l'abréviation (denom.) correspond au dénominateur du membre de droite de (A.3). $\Delta\Gamma$ est donné par (A.9), les autres termes $\Delta\mathcal{X}$ étant simplement les incertitudes poissonniennes sur les variables \mathcal{X} .

Reconstruction + qualité de trace + R_{had}

Deux cas sont à distinguer, en fonction du choix du modèle utilisé pour les candidats reconstruits et passant les critères testés (se référer à la section 5.3.3) :

- Modèle construit à partir de candidats passant la coupure sur R_{had} . Dans ce cas, la situation est similaire à celle décrite dans le paragraphe précédent, et la même formule (5.10) est utilisée.
- Même modèle de bruit de fond pour tous les candidats reconstruits.

Dans le deuxième cas, l'efficacité peut être exprimée, de manière similaire aux paragraphes précédents, sous la forme :

$$\varepsilon = \frac{P - T \frac{P_H}{T_H}}{P - T \frac{P_H}{T_H} + F - T \frac{F_H}{T_H} + \Gamma} = \frac{PT_H - TP_H}{PT_H - TP_H + ST_H - TS_H + \Gamma T_H} \quad (\text{A.5})$$

avec P et F le nombre de candidats reconstruits satisfaisant ou non les critères de qualité de trace ainsi que R_{had} , T le nombre d'événements dans les modèles de bruit de fond commun, et Γ le nombre de candidats non reconstruits après soustraction du bruit de fond. Là encore, les variables indexées correspondent aux nombres d'événements dans la région de haute masse. Le membre de droite, contenant uniquement des variables indépendantes entre elles, est obtenu en définissant $S = F - T$, $S_H = F_H - T_H$.

L'incertitude statistique sur ε est alors donnée par :

$$\begin{aligned} \Delta\varepsilon^2 = & \frac{(ST_H - TS_H + \Gamma T_H)^2}{(\text{denom.})^4} [T^2 \Delta P_H^2 + T_H^2 \Delta P^2 + P_H^2 \Delta T^2 + P^2 \Delta T_H^2] \\ & + \frac{(PT_H - TP_H)^2}{(\text{denom.})^4} [T_H^2 \Delta S^2 + T^2 \Delta S_H^2 + T_H^2 \Delta \Gamma^2] \end{aligned} \quad (\text{A.6})$$

Dans cette expression, l'abréviation (denom.) correspond au dénominateur du membre de droite de (A.5). $\Delta\Gamma$ est donné par (A.9), les autres termes $\Delta\mathcal{X}$ étant simplement les incertitudes poissoniennes sur les variables \mathcal{X} .

Candidats non reconstruits

L'incertitude statistique sur l'estimation du bruit de fond B^γ pour les candidats non-reconstruits est obtenue par la propagation des incertitudes statistiques sur les nombres d'événements dans les différents intervalles utilisés dans la détermination des coefficients du polynôme β par l'ajustement aux données. En reprenant les notations introduites dans la section 5.3.4, cette incertitude correspond donc au premier ordre à :

$$\Delta B^\gamma = \sqrt{\sum_i \left(\frac{\partial B^\gamma}{\partial y_i} \right)^2 (\Delta y_i^{(\text{stat})})^2} \quad (\text{A.7})$$

où $\Delta y_i^{(\text{stat})}$ correspond à l'incertitude poissonienne sur le nombre d'événements y_i dans l'intervalle i . Les dérivées partielles intervenant dans cette expression peuvent être obtenues sous une forme condensée :

$$\frac{\partial B^\gamma}{\partial y_i} = (\delta^{(4)}/4 \quad \delta^{(3)}/3 \quad \delta^{(2)}/2 \quad \delta^{(1)}) \cdot M^{-1} \cdot \begin{pmatrix} x_i^3 \\ x_i^2 \\ x_i \\ 1 \end{pmatrix} \quad \text{où} \quad \delta^{(j)} := x_{\max}^j - x_{\min}^j \quad (\text{A.8})$$

qui possède également la propriété d'être indépendante de l'ensemble des y_i , autorisant ainsi un calcul très rapide pour un grand nombre de mesures conjointes (voir section 5.3.4).

L'incertitude statistique sur le terme $\Gamma = N^\gamma - B^\gamma$ intervenant dans les expressions (A.2), (5.10) et (A.6) est alors simplement

$$\Delta\Gamma^2 = (\Delta N^\gamma)^2 + (\Delta B^\gamma)^2, \quad (\text{A.9})$$

où ΔN^γ est l'incertitude (poissonienne) sur le nombre de candidats non-reconstruits observé dans la région de la mesure.

Identification

Le niveau de bruit de fond passant les critères d'identification est très faible, et l'incertitude associée n'impacte que très peu sur l'incertitude statistique totale. Pour cette raison, les corrélations entre d'une part le modèle de bruit de fond pour les candidats passant les critères et le nombre de tels candidats, et d'autre part entre les modèles associés aux candidats passant ou échouant ces critères, sont simplement négligées. L'efficacité étant mise sous la forme

$$\varepsilon = \frac{P - B_P}{P - B_P + F - B_F} = \frac{P - B_P}{P - B_P + F - T \frac{F_H}{T_H}}, \quad (\text{A.10})$$

avec P et F le nombre de candidats passant ou échouant le critère mesuré et B_P , B_F les estimations des bruits de fond correspondant, deux cas sont à distinguer, en fonction du modèle de bruit de fond choisi pour les candidats échouant la reconstruction (section 5.3.3) :

- Modèle incluant R_{had} : le modèle est donc un sous-ensemble de la distribution principale, et la corrélation entre ces deux ensembles est maximale. En définissant $S = F - T$, par une construction similaire à celle employée dans les paragraphes précédents, l'incertitude statistique $\Delta\varepsilon$ a l'expression suivante :

$$\Delta\varepsilon^2 = \frac{(P - B_P)^2}{(\text{denom.})^4} [T_H^4 \Delta S^2 + T_H^2 T^2 \Delta S_H^2 + T_H^2 S_H^2 \Delta T^2 + T^2 S_H^2 \Delta T_H^2] + \frac{T_H^2 (S T_H - T S_H)^2}{(\text{denom.})^4} [\Delta P^2 + \Delta B_P^2] \quad (\text{A.11})$$

avec $(\text{denom.}) = (P - B_P)T_H + S T_H - T S_H$

- Modèle n'incluant pas de coupure sur R_{had} : d'après la table A.2, les événements inclus dans le modèle de bruit de fond ne passent pas la coupure sur R_{had} dans 90% des cas, ainsi le modèle de bruit de fond et la distribution principale sont presque disjoints. Pour cette raison, la corrélation entre ces deux ensembles est également négligée, ce qui est une approximation tout-à-fait raisonnable. L'incertitude sur la mesure de l'efficacité $\Delta\varepsilon$ s'exprime alors par :

$$\Delta\varepsilon^2 = \frac{1}{(P - B_P + F - B_F)^4} [(F - B_F)^2 (\Delta P^2 + \Delta B_P^2) + (P - B_P)^2 (\Delta F^2 + \Delta B_F^2)] \quad (\text{A.12})$$

Les incertitudes statistiques sur l'estimation de bruit de fond ΔB_P , ΔB_F correspondant aux cas où les corrélations du modèle de bruit de fond et la distribution principale sont nulles ou négligées, intervenant dans les relations A.11 et A.12, sont obtenues simplement par :

$$\Delta B = B \sqrt{\frac{\Delta T^2}{T^2} + \frac{\Delta T_H^2}{T_H^2} + \frac{\Delta N_H^2}{N_H^2}} \quad (\text{A.13})$$

avec T (resp. T_H) le nombre d'événements dans le modèle choisi (resp. dans la région de haute masse), et N_H le nombre d'événements utilisé pour la normalisation ; pour rappel, dans le cas des candidats satisfaisant le critère d'identification dont l'efficacité est mesurée, la distribution des paires *tag-probe* de charge identique est utilisée.

On peut remarquer que cette procédure n'est formellement pas entièrement correcte, dans la mesure où les termes correspondant au modèle de bruit de fond ΔT^2 et ΔT_H^2 , apparaissent plusieurs fois dans (A.11) ou (A.12), après remplacement des termes B_F , B_P par leur expression donnée par (A.13). Les coefficients correspondant à ces multiples occurrences sont ajoutés en quadrature, alors qu'ils devraient être simplement sommés puisqu'ils correspondent à des sources complètement corrélées. En fait, cette simplification, conservée pour des raisons de facilité de compréhension, est tolérable car le terme contribuant de manière dominante à ΔB_P^2 est ΔN_H^2 . Celui-ci est associé au nombre d'événements (paires de même charge) dans la région de normalisation passant le critère d'identification, qui est le plus petit des termes considérés, et donc la source d'incertitude statistique la plus grande.

A.2 Combinaison des variations : amélioration de la prise en compte du degré de corrélation

En lien avec la section 5.4.3.

En fait, la contribution principale aux incertitudes statistiques ne provient pas du nombre d'événements de signal (qui est effectivement corrélé entre toutes les variations), mais de l'incertitude statistique sur la prédiction du bruit de fond. Or, le niveau de bruit de fond change significativement lors de l'évaluation des incertitudes systématiques (Table 5.12) par la modification de la sélection. Pour améliorer l'estimation de l'incertitude statistique sur la combinaison de toutes les variations, on s'intéresse par la suite aux variations relatives au changement de l'intervalle de masse invariante utilisé pour la mesure, comme définies dans la section 5.4.2. Pour les besoins du développement, les intervalles disjoints suivants sont définis : $\mathcal{I} = [75, 80] \cup [100, 105]$ GeV, $\mathcal{J} = [80, 85] \cup [95, 100]$ GeV, $\mathcal{K} = [85, 95]$ GeV. Les variations choisies correspondent donc à l'utilisation des intervalles \mathcal{K} , $\mathcal{J} \cup \mathcal{K}$ et $\mathcal{I} \cup \mathcal{J} \cup \mathcal{K}$. On voit donc grossièrement (évolution affine du bruit de fond) que 66% des événements de bruit de fond contenus dans le dernier intervalle ne sont pas dans le premier. Il n'est donc clairement pas approprié de traiter les incertitudes statistiques comme complètement corrélées entre les différentes variations.

Dès lors, un traitement plus optimal est employé. L'expression (A.2) donnant l'incertitude statistique sur la mesure de l'efficacité de reconstruction peut être réécrite en séparant les contributions provenant des intervalles \mathcal{I} , \mathcal{J} et \mathcal{K} :

$$\begin{aligned} S &= S^{(\mathcal{I})} + S^{(\mathcal{J})} + S^{(\mathcal{K})} & \rightarrow & \quad \Delta S^2 = \left(\Delta S^{(\mathcal{I})}\right)^2 + \left(\Delta S^{(\mathcal{J})}\right)^2 + \left(\Delta S^{(\mathcal{K})}\right)^2 \\ T &= T^{(\mathcal{I})} + T^{(\mathcal{J})} + T^{(\mathcal{K})} & \rightarrow & \quad \Delta T^2 = \left(\Delta T^{(\mathcal{I})}\right)^2 + \left(\Delta T^{(\mathcal{J})}\right)^2 + \left(\Delta T^{(\mathcal{K})}\right)^2 \end{aligned} \quad (\text{A.14})$$

ce qui permet d'obtenir trivialement une nouvelle expression de l'incertitude statistique :

$$\begin{aligned} \Delta \varepsilon^2 &= \frac{1}{(ST_H - TS_H + \Gamma T_H)^4} \left[(ST_H - TS_H)^2 T_H^2 \Delta \Gamma^2 + \Gamma^2 T_H^2 (T^2 \Delta S_H^2 + S^2 \Delta T_H^2) \right] \\ &+ \frac{\Gamma^2 T_H^2}{(ST_H - TS_H + \Gamma T_H)^4} \left[T_H^2 \left(\Delta S^{(\mathcal{K})}\right)^2 + S_H^2 \left(\Delta T^{(\mathcal{K})}\right)^2 \right] \\ &+ \frac{\Gamma^2 T_H^2}{(ST_H - TS_H + \Gamma T_H)^4} \left[T_H^2 \left(\Delta S^{(\mathcal{J})}\right)^2 + S_H^2 \left(\Delta T^{(\mathcal{J})}\right)^2 \right] \\ &+ \frac{\Gamma^2 T_H^2}{(ST_H - TS_H + \Gamma T_H)^4} \left[T_H^2 \left(\Delta S^{(\mathcal{I})}\right)^2 + S_H^2 \left(\Delta T^{(\mathcal{I})}\right)^2 \right] \\ &= \left(\Delta \varepsilon^{(\mathcal{K})}\right)^2 + \left(\Delta \varepsilon^{(\mathcal{J})}\right)^2 + \left(\Delta \varepsilon^{(\mathcal{I})}\right)^2 \end{aligned} \quad (\text{A.15})$$

où $\Delta \varepsilon^{(\mathcal{K})}$ est identifié à la somme des deux premières lignes, et $\Delta \varepsilon^{(\mathcal{J})}$, $\Delta \varepsilon^{(\mathcal{I})}$ respectivement à la troisième et la quatrième ligne. Une décomposition très similaire peut être obtenue pour les formules correspondant aux autres mesures, listées dans la section 5.4.1.

Les termes $\Delta \varepsilon^{(\mathcal{I})}$, $\Delta \varepsilon^{(\mathcal{J})}$, $\Delta \varepsilon^{(\mathcal{K})}$ sont alors traités de manière corrélée entre les différentes variations, mais non-corrélés entre eux. Noter que seul le terme $\Delta \varepsilon^{(\mathcal{K})}$, correspondant à l'intervalle le plus central ainsi qu'aux autres termes intervenant dans $\Delta \varepsilon$, est non-nul pour toutes les variations. Au contraire, $\Delta \varepsilon^{(\mathcal{J})}$ est nul pour les variations correspondant à l'intervalle \mathcal{K} , et $\Delta \varepsilon^{(\mathcal{I})}$ est nul pour les variations correspondant aux intervalles \mathcal{K} et $\mathcal{J} \cup \mathcal{K}$.

L'incertitude statistique sur le résultat final (combinaison des variations) s'obtient donc par la relation suivante, qui vient remplacer (5.17) :

(a) Mesure de l'efficacité de reconstruction + qualité de trace + R_{had}										
η	0-0.1	0.1-0.6	0.6-0.8	0.8-1.2	1.2-1.4	1.4-1.5	1.5-1.8	1.8-2	2-2.4	2.4-2.5
$15 < p_T < 20$	0.1%	0.2%	0.2%	0.4%	0.6%	1.5%	1.0%	0.8%	0.4%	0.8%
$20 < p_T < 25$	0.3%	0.3%	0.2%	0.6%	0.8%	1.9%	1.4%	1.1%	0.6%	1.1%
$25 < p_T < 30$	0.5%	0.4%	0.4%	1.0%	1.0%	2.2%	2.0%	1.4%	0.8%	1.4%
$30 < p_T < 35$	0.7%	0.5%	0.5%	1.2%	1.2%	2.5%	2.0%	1.4%	0.9%	1.3%
$35 < p_T < 40$	0.7%	0.6%	0.6%	1.1%	1.1%	1.9%	1.6%	1.3%	0.9%	1.1%
$40 < p_T < 45$	0.7%	0.5%	0.6%	1.0%	0.8%	1.5%	1.0%	0.8%	0.6%	0.8%
$45 < p_T < 50$	0.8%	0.6%	0.6%	1.1%	1.2%	1.9%	1.2%	1.0%	0.8%	0.7%

(b) Mesure de l'efficacité du critère d'identification <i>medium++</i>										
η	0-0.1	0.1-0.6	0.6-0.8	0.8-1.2	1.2-1.4	1.4-1.5	1.5-1.8	1.8-2	2-2.4	2.4-2.5
$15 < p_T < 20$	1.8%	1.9%	2.3%	2.7%	3.6%	4.4%	5.7%	4.5%	4.1%	4.6%
$20 < p_T < 25$	2.9%	2.9%	3.2%	3.3%	3.9%	6.2%	6.1%	4.5%	3.3%	4.4%
$25 < p_T < 30$	3.6%	3.5%	4.0%	4.0%	4.1%	7.4%	6.7%	4.0%	3.1%	4.4%
$30 < p_T < 35$	3.5%	3.7%	4.1%	4.4%	4.5%	8.5%	6.8%	4.1%	3.0%	4.0%
$35 < p_T < 40$	2.9%	3.1%	3.5%	3.5%	3.8%	6.4%	5.6%	3.6%	3.0%	3.8%
$40 < p_T < 45$	2.0%	1.9%	2.4%	2.4%	2.5%	4.1%	3.3%	2.6%	2.4%	2.4%
$45 < p_T < 50$	2.3%	2.2%	2.6%	2.7%	3.1%	4.6%	3.7%	2.9%	2.4%	2.5%

TABLE A.1 – Différence relative entre deux méthodes d'évaluation des incertitudes statistiques pour la combinaison des variations utilisées pour la mesure des efficacités dans les données, comme décrit dans la section 5.4.3. La comparaison est effectuée pour deux types de mesures, en fonction de p_T et η . La prise en compte améliorée des (non-)corrélations réduit l'incertitude d'au plus quelques pourcents.

$$\langle \Delta\varepsilon^{(\text{stat})} \rangle = \sqrt{\left(\frac{1}{N} \sum_{k \in \mathcal{V}_{\mathcal{I}} \cup \mathcal{V}_{\mathcal{J}} \cup \mathcal{V}_{\mathcal{K}}} \Delta\varepsilon_k^{(\mathcal{K})} \right)^2 + \left(\frac{1}{N} \sum_{j \in \mathcal{V}_{\mathcal{I}} \cup \mathcal{V}_{\mathcal{J}}} \Delta\varepsilon_j^{(\mathcal{J})} \right)^2 + \left(\frac{1}{N} \sum_{i \in \mathcal{V}_{\mathcal{I}}} \Delta\varepsilon_i^{(\mathcal{I})} \right)^2} \quad (\text{A.16})$$

où N est le nombre total de variations et $\mathcal{V}_{\mathcal{I}}$, $\mathcal{V}_{\mathcal{J}}$, $\mathcal{V}_{\mathcal{K}}$ correspondent respectivement à l'ensemble des variations utilisant l'intervalle $\mathcal{I} \cup \mathcal{J} \cup \mathcal{K}$, $\mathcal{J} \cup \mathcal{K}$, ou \mathcal{K} .

La table A.1 présente un exemple de l'évolution des incertitudes statistiques sur la mesure correspondant à la combinaison des variations, entre l'utilisation de la formule de départ (5.17), et sa version modifiée dérivée ci-dessus (A.16). Il s'avère que les différences entre les résultats obtenus par les deux expressions sont marginales, une réduction des incertitudes d'au plus quelques pourcents peut être atteinte. L'ampleur de ces différences est en fait probablement bien inférieur à l'incertitude sur la mesure et l'expression même de ces incertitudes statistiques, qui ne sont valides qu'au premier ordre de développement seulement. Néanmoins, il est intéressant de constater que la simplification mise en œuvre dans la formule de base (corrélations complètes) ne conduit pas à une surestimation exagérée des incertitudes statistiques. Dans les résultats présentés dans la section, la version (A.16) est utilisée, mais au vu des différences obtenues, ceci est tout-à-fait anecdotique.

Mentionnons pour finir que ce traitement pourrait en principe être étendu de manière identique à l'ensemble des catégories de modifications définies pour les variations (section 5.4.2), et pas uniquement pour l'intervalle de masse invariante utilisé pour la mesure. Toutefois, dans le cadre de ce travail, seule cette catégorie a été considérée, l'absence de corrélation entre les variations s'y manifestant de manière plus évidente. Les corrélations entre les variations pour les autres catégories sont plus grandes, et l'impact de l'application d'un traitement simplifié sur la valeur finale de l'incertitude statistique, d'autant plus faible.

A.3 Tables diverses

	R_{had}	R_{η}	W_{η}	W_{tot}	ΔE_{max}	$\Delta\eta$
$15 < p_T < 20 \text{ GeV}$						
$0.0 < \eta < 0.8$	84.71 ± 0.06	72.14 ± 0.08	52.74 ± 0.09	81.06 ± 0.07	82.28 ± 0.07	63.61 ± 0.09
$0.8 < \eta < 1.4$	79.16 ± 0.09	78.04 ± 0.09	51.79 ± 0.11	75.02 ± 0.10	66.02 ± 0.11	63.34 ± 0.11
$1.4 < \eta < 1.5$	88.53 ± 0.19	43.58 ± 0.29	41.23 ± 0.29	7.08 ± 0.15	5.34 ± 0.13	74.70 ± 0.25
$1.5 < \eta < 2.0$	87.84 ± 0.10	80.83 ± 0.12	17.85 ± 0.11	69.93 ± 0.14	69.92 ± 0.14	60.71 ± 0.15
$2.0 < \eta < 2.5$	90.81 ± 0.10	90.49 ± 0.10	50.66 ± 0.17	61.89 ± 0.16	68.95 ± 0.15	57.65 ± 0.17
$20 < p_T < 25 \text{ GeV}$						
$0.0 < \eta < 0.8$	85.48 ± 0.09	91.79 ± 0.07	65.41 ± 0.12	87.18 ± 0.09	89.13 ± 0.08	63.65 ± 0.12
$0.8 < \eta < 1.4$	79.60 ± 0.13	93.96 ± 0.08	58.57 ± 0.16	78.05 ± 0.14	81.82 ± 0.13	62.83 ± 0.16
$1.4 < \eta < 1.5$	90.87 ± 0.25	43.68 ± 0.43	41.14 ± 0.43	6.48 ± 0.21	6.57 ± 0.21	73.42 ± 0.38
$1.5 < \eta < 2.0$	89.06 ± 0.14	92.40 ± 0.12	37.72 ± 0.21	70.29 ± 0.20	88.11 ± 0.14	60.00 ± 0.22
$2.0 < \eta < 2.5$	90.48 ± 0.15	93.83 ± 0.12	65.63 ± 0.24	68.35 ± 0.23	73.15 ± 0.22	56.65 ± 0.25
$25 < p_T < 30 \text{ GeV}$						
$0.0 < \eta < 0.8$	85.90 ± 0.13	91.85 ± 0.10	65.17 ± 0.18	88.16 ± 0.12	89.77 ± 0.11	63.34 ± 0.18
$0.8 < \eta < 1.4$	79.63 ± 0.20	94.50 ± 0.11	58.79 ± 0.24	78.56 ± 0.20	83.02 ± 0.18	62.69 ± 0.23
$1.4 < \eta < 1.5$	91.52 ± 0.37	43.39 ± 0.65	41.21 ± 0.65	6.95 ± 0.34	7.23 ± 0.34	71.97 ± 0.59
$1.5 < \eta < 2.0$	88.31 ± 0.21	92.54 ± 0.17	38.77 ± 0.32	70.23 ± 0.30	90.08 ± 0.20	60.05 ± 0.32
$2.0 < \eta < 2.5$	89.61 ± 0.24	93.16 ± 0.19	65.54 ± 0.37	69.29 ± 0.36	73.27 ± 0.34	56.05 ± 0.38
$30 < p_T < 35 \text{ GeV}$						
$0.0 < \eta < 0.8$	87.11 ± 0.18	90.97 ± 0.16	65.44 ± 0.26	89.02 ± 0.17	89.45 ± 0.17	62.99 ± 0.26
$0.8 < \eta < 1.4$	81.82 ± 0.27	93.92 ± 0.17	63.28 ± 0.34	81.99 ± 0.27	82.86 ± 0.26	61.59 ± 0.34
$1.4 < \eta < 1.5$	92.08 ± 0.51	49.84 ± 0.95	37.40 ± 0.92	5.67 ± 0.44	5.81 ± 0.44	69.20 ± 0.87
$1.5 < \eta < 2.0$	89.99 ± 0.29	92.31 ± 0.26	44.98 ± 0.49	71.33 ± 0.44	89.48 ± 0.30	57.61 ± 0.48
$2.0 < \eta < 2.5$	90.08 ± 0.35	91.42 ± 0.33	63.58 ± 0.57	70.25 ± 0.54	73.36 ± 0.52	54.50 ± 0.59
$35 < p_T < 40 \text{ GeV}$						
$0.0 < \eta < 0.8$	88.56 ± 0.24	90.23 ± 0.23	65.17 ± 0.37	89.60 ± 0.23	89.83 ± 0.23	61.34 ± 0.37
$0.8 < \eta < 1.4$	82.35 ± 0.38	93.73 ± 0.24	63.07 ± 0.48	82.23 ± 0.38	82.89 ± 0.38	60.88 ± 0.49
$1.4 < \eta < 1.5$	93.42 ± 0.69	48.01 ± 1.38	37.83 ± 1.34	5.82 ± 0.65	5.67 ± 0.64	66.00 ± 1.31
$1.5 < \eta < 2.0$	90.51 ± 0.42	91.13 ± 0.41	46.22 ± 0.71	71.63 ± 0.65	89.40 ± 0.44	57.13 ± 0.71
$2.0 < \eta < 2.5$	89.72 ± 0.54	90.72 ± 0.51	65.57 ± 0.84	71.42 ± 0.80	73.62 ± 0.78	52.86 ± 0.89
$40 < p_T < 45 \text{ GeV}$						
$0.0 < \eta < 0.8$	89.32 ± 0.33	90.65 ± 0.31	65.04 ± 0.51	93.18 ± 0.27	90.51 ± 0.31	60.27 ± 0.52
$0.8 < \eta < 1.4$	83.77 ± 0.52	93.21 ± 0.35	62.04 ± 0.68	83.81 ± 0.52	82.62 ± 0.53	60.47 ± 0.68
$1.4 < \eta < 1.5$	93.38 ± 1.00	50.89 ± 2.01	33.28 ± 1.89	5.49 ± 0.92	5.49 ± 0.92	70.44 ± 1.83
$1.5 < \eta < 2.0$	90.43 ± 0.61	90.69 ± 0.60	44.94 ± 1.03	73.47 ± 0.91	89.24 ± 0.64	56.51 ± 1.02
$2.0 < \eta < 2.5$	90.20 ± 0.77	90.14 ± 0.78	64.32 ± 1.25	73.99 ± 1.14	75.14 ± 1.12	52.09 ± 1.30
$45 < p_T < 50 \text{ GeV}$						
$0.0 < \eta < 0.8$	90.41 ± 0.43	90.24 ± 0.43	66.07 ± 0.69	93.31 ± 0.37	89.23 ± 0.45	59.24 ± 0.72
$0.8 < \eta < 1.4$	85.78 ± 0.67	93.47 ± 0.48	65.11 ± 0.92	86.15 ± 0.67	83.52 ± 0.71	58.05 ± 0.95
$1.4 < \eta < 1.5$	94.16 ± 1.34	44.16 ± 2.83	37.34 ± 2.76	7.47 ± 1.50	7.14 ± 1.47	70.13 ± 2.61
$1.5 < \eta < 2.0$	91.04 ± 0.82	91.13 ± 0.82	44.28 ± 1.43	76.37 ± 1.22	89.30 ± 0.89	52.74 ± 1.44
$2.0 < \eta < 2.5$	90.19 ± 1.11	88.54 ± 1.18	65.61 ± 1.77	77.07 ± 1.56	75.55 ± 1.60	49.59 ± 1.86

TABLE A.2 – Nature des coupures constituant le modèle de bruit de fond : fraction d'événements de bruit de fond (en %) échouant une coupure particulière parmi les différentes variables discriminantes définissant l'identification *loose++*. Ces rapports sont donnés pour des candidats *probe* dans l'intervalle de masse $40 < m_{ee} < 70 \text{ GeV}$, et échouant au moins deux des coupures définissant *loose++*, comme requis dans la sélection du modèle de bruit de fond. L'ajout des critères d'isolation inversés ne modifie pas significativement les valeurs présentées dans cette table. Les définitions des variables discriminantes et de leurs symboles utilisés en tête de colonne sont détaillées dans la section 4.1.3.

(a) Reconstruction seulement.

	15-20 GeV	20-25 GeV	25-30 GeV	30-35 GeV	35-40 GeV	40-45 GeV	45-50 GeV
[-2.47,-2.01]	1.002 ± 0.022 ± 0.011	1.003 ± 0.008 ± 0.007	1.005 ± 0.004 ± 0.005	1.006 ± 0.003 ± 0.003	1.006 ± 0.002 ± 0.002	1.003 ± 0.002 ± 0.001	1.003 ± 0.002 ± 0.001
[-2.01,-1.52]	0.992 ± 0.017 ± 0.011	1.006 ± 0.007 ± 0.005	1.007 ± 0.003 ± 0.003	1.005 ± 0.002 ± 0.002	1.004 ± 0.001 ± 0.001	1.002 ± 0.001 ± 0.001	1.000 ± 0.001 ± 0.001
[-1.52,-1.37]	1.012 ± 0.043 ± 0.032	1.002 ± 0.014 ± 0.011	1.008 ± 0.007 ± 0.008	1.004 ± 0.004 ± 0.004	1.003 ± 0.003 ± 0.002	1.005 ± 0.002 ± 0.002	1.009 ± 0.004 ± 0.002
[-1.37,-0.80]	0.988 ± 0.024 ± 0.018	1.009 ± 0.009 ± 0.009	1.002 ± 0.004 ± 0.004	1.003 ± 0.002 ± 0.002	1.003 ± 0.001 ± 0.001	1.003 ± 0.001 ± 0.001	1.001 ± 0.001 ± 0.001
[-0.80,-0.10]	1.001 ± 0.030 ± 0.018	1.004 ± 0.011 ± 0.010	1.006 ± 0.005 ± 0.005	1.004 ± 0.002 ± 0.004	1.002 ± 0.001 ± 0.001	1.002 ± 0.001 ± 0.001	1.002 ± 0.001 ± 0.001
[-0.10,0.10]	0.996 ± 0.085 ± 0.040	1.005 ± 0.018 ± 0.011	0.999 ± 0.007 ± 0.006	1.004 ± 0.004 ± 0.002	1.001 ± 0.002 ± 0.001	1.002 ± 0.002 ± 0.001	1.001 ± 0.002 ± 0.001
[0.10,0.80]	0.997 ± 0.028 ± 0.023	1.003 ± 0.011 ± 0.010	1.003 ± 0.005 ± 0.004	1.002 ± 0.002 ± 0.002	1.001 ± 0.001 ± 0.002	1.002 ± 0.001 ± 0.001	1.002 ± 0.001 ± 0.001
[0.80,1.37]	0.976 ± 0.023 ± 0.014	1.009 ± 0.009 ± 0.006	1.003 ± 0.004 ± 0.004	1.004 ± 0.002 ± 0.003	1.002 ± 0.001 ± 0.001	1.002 ± 0.001 ± 0.001	1.001 ± 0.001 ± 0.001
[1.37,1.52]	0.997 ± 0.040 ± 0.040	0.995 ± 0.015 ± 0.010	1.000 ± 0.007 ± 0.007	1.004 ± 0.004 ± 0.003	1.001 ± 0.003 ± 0.002	1.004 ± 0.002 ± 0.001	1.002 ± 0.003 ± 0.002
[1.52,2.01]	0.989 ± 0.018 ± 0.011	1.004 ± 0.007 ± 0.005	1.009 ± 0.003 ± 0.003	1.004 ± 0.002 ± 0.002	1.006 ± 0.001 ± 0.001	1.001 ± 0.001 ± 0.000	1.002 ± 0.001 ± 0.001
[2.01,2.47]	0.998 ± 0.021 ± 0.019	0.999 ± 0.009 ± 0.004	1.005 ± 0.005 ± 0.004	1.004 ± 0.003 ± 0.002	1.006 ± 0.002 ± 0.001	1.002 ± 0.002 ± 0.001	1.002 ± 0.002 ± 0.001

(b) Reconstruction + qualité de trace.

	15-20 GeV	20-25 GeV	25-30 GeV	30-35 GeV	35-40 GeV	40-45 GeV	45-50 GeV
[-2.47,-2.01]	1.004 ± 0.023 ± 0.012	1.015 ± 0.009 ± 0.007	1.018 ± 0.005 ± 0.004	1.021 ± 0.004 ± 0.003	1.018 ± 0.003 ± 0.002	1.017 ± 0.002 ± 0.001	1.014 ± 0.003 ± 0.001
[-2.01,-1.52]	0.986 ± 0.019 ± 0.008	0.999 ± 0.008 ± 0.005	1.000 ± 0.005 ± 0.002	1.003 ± 0.003 ± 0.002	1.000 ± 0.002 ± 0.002	1.003 ± 0.002 ± 0.001	1.003 ± 0.002 ± 0.001
[-1.52,-1.37]	1.005 ± 0.050 ± 0.040	0.994 ± 0.018 ± 0.014	1.005 ± 0.010 ± 0.007	1.005 ± 0.006 ± 0.001	1.007 ± 0.004 ± 0.003	1.005 ± 0.003 ± 0.003	1.011 ± 0.005 ± 0.002
[-1.37,-0.80]	0.991 ± 0.026 ± 0.016	1.008 ± 0.009 ± 0.009	1.000 ± 0.004 ± 0.004	1.002 ± 0.002 ± 0.002	1.001 ± 0.001 ± 0.001	1.003 ± 0.001 ± 0.001	1.000 ± 0.001 ± 0.001
[-0.80,-0.10]	0.988 ± 0.030 ± 0.018	1.002 ± 0.011 ± 0.007	1.004 ± 0.005 ± 0.003	1.003 ± 0.002 ± 0.003	1.002 ± 0.001 ± 0.001	1.003 ± 0.001 ± 0.001	1.002 ± 0.001 ± 0.001
[-0.10,0.10]	0.995 ± 0.086 ± 0.038	0.994 ± 0.019 ± 0.012	0.994 ± 0.007 ± 0.005	1.003 ± 0.004 ± 0.002	1.000 ± 0.003 ± 0.001	1.002 ± 0.002 ± 0.001	1.002 ± 0.002 ± 0.001
[0.10,0.80]	0.979 ± 0.028 ± 0.019	1.003 ± 0.011 ± 0.006	1.001 ± 0.005 ± 0.002	1.003 ± 0.002 ± 0.001	0.999 ± 0.001 ± 0.002	1.003 ± 0.001 ± 0.001	1.003 ± 0.001 ± 0.001
[0.80,1.37]	0.978 ± 0.025 ± 0.012	1.012 ± 0.010 ± 0.005	0.999 ± 0.004 ± 0.004	1.000 ± 0.002 ± 0.002	0.999 ± 0.001 ± 0.001	1.003 ± 0.001 ± 0.001	1.000 ± 0.001 ± 0.001
[1.37,1.52]	0.973 ± 0.046 ± 0.035	1.015 ± 0.019 ± 0.008	0.994 ± 0.009 ± 0.006	1.005 ± 0.006 ± 0.002	1.004 ± 0.004 ± 0.002	1.009 ± 0.004 ± 0.002	1.007 ± 0.005 ± 0.003
[1.52,2.01]	0.992 ± 0.019 ± 0.009	1.002 ± 0.008 ± 0.003	1.003 ± 0.005 ± 0.003	1.003 ± 0.003 ± 0.001	1.005 ± 0.002 ± 0.001	1.001 ± 0.002 ± 0.001	1.004 ± 0.002 ± 0.001
[2.01,2.47]	1.005 ± 0.023 ± 0.020	1.000 ± 0.009 ± 0.003	1.019 ± 0.005 ± 0.003	1.022 ± 0.004 ± 0.002	1.021 ± 0.003 ± 0.001	1.016 ± 0.003 ± 0.001	1.019 ± 0.003 ± 0.001

(c) Reconstruction + qualité de trace + R_{had} .

	15-20 GeV	20-25 GeV	25-30 GeV	30-35 GeV	35-40 GeV	40-45 GeV	45-50 GeV
[-2.47,-2.01]	0.994 ± 0.023 ± 0.011	1.008 ± 0.010 ± 0.007	1.012 ± 0.005 ± 0.005	1.014 ± 0.004 ± 0.003	1.013 ± 0.003 ± 0.002	1.009 ± 0.003 ± 0.001	1.007 ± 0.004 ± 0.001
[-2.01,-1.52]	0.984 ± 0.019 ± 0.012	1.000 ± 0.008 ± 0.007	0.998 ± 0.005 ± 0.003	0.998 ± 0.003 ± 0.002	0.996 ± 0.003 ± 0.002	0.997 ± 0.002 ± 0.001	0.999 ± 0.003 ± 0.001
[-1.52,-1.37]	1.012 ± 0.052 ± 0.048	0.988 ± 0.020 ± 0.011	0.995 ± 0.012 ± 0.011	0.999 ± 0.007 ± 0.003	1.000 ± 0.005 ± 0.003	1.002 ± 0.004 ± 0.003	1.011 ± 0.006 ± 0.003
[-1.37,-0.80]	0.983 ± 0.026 ± 0.017	1.007 ± 0.010 ± 0.012	0.994 ± 0.004 ± 0.004	0.994 ± 0.003 ± 0.002	0.995 ± 0.002 ± 0.001	0.999 ± 0.001 ± 0.001	0.997 ± 0.002 ± 0.001
[-0.80,-0.10]	0.961 ± 0.029 ± 0.026	0.988 ± 0.011 ± 0.009	0.999 ± 0.005 ± 0.004	0.998 ± 0.002 ± 0.004	0.999 ± 0.002 ± 0.001	1.001 ± 0.001 ± 0.001	1.000 ± 0.001 ± 0.001
[-0.10,0.10]	0.976 ± 0.082 ± 0.040	0.984 ± 0.019 ± 0.015	0.988 ± 0.008 ± 0.007	0.997 ± 0.005 ± 0.002	0.994 ± 0.003 ± 0.002	1.002 ± 0.002 ± 0.001	1.001 ± 0.003 ± 0.001
[0.10,0.80]	0.961 ± 0.027 ± 0.024	0.991 ± 0.011 ± 0.008	0.995 ± 0.005 ± 0.004	0.999 ± 0.002 ± 0.002	0.997 ± 0.002 ± 0.002	1.000 ± 0.001 ± 0.001	1.000 ± 0.001 ± 0.001
[0.80,1.37]	0.979 ± 0.026 ± 0.015	1.010 ± 0.010 ± 0.007	0.993 ± 0.004 ± 0.004	0.994 ± 0.003 ± 0.003	0.994 ± 0.002 ± 0.001	1.000 ± 0.001 ± 0.001	0.998 ± 0.002 ± 0.001
[1.37,1.52]	1.005 ± 0.052 ± 0.037	1.031 ± 0.021 ± 0.010	0.988 ± 0.011 ± 0.006	0.994 ± 0.007 ± 0.004	0.995 ± 0.005 ± 0.002	1.004 ± 0.004 ± 0.002	1.006 ± 0.005 ± 0.002
[1.52,2.01]	0.988 ± 0.020 ± 0.014	1.000 ± 0.008 ± 0.004	1.002 ± 0.005 ± 0.004	0.999 ± 0.003 ± 0.002	1.003 ± 0.003 ± 0.002	0.998 ± 0.002 ± 0.001	1.003 ± 0.003 ± 0.001
[2.01,2.47]	1.005 ± 0.023 ± 0.020	0.996 ± 0.010 ± 0.005	1.016 ± 0.006 ± 0.003	1.017 ± 0.004 ± 0.002	1.020 ± 0.003 ± 0.001	1.011 ± 0.003 ± 0.001	1.014 ± 0.004 ± 0.001

TABLE A.3 – Coefficients de correction de la simulation (rapport entre efficacités mesurées dans les données et la simulation), en fonction de p_T (colonnes) et η (rangées). Les valeurs sont accompagnées de leurs incertitudes statistiques et systématiques (dans l'ordre d'apparition).

(a) Critère d'identification standard *loose++*.

	15-20 GeV	20-25 GeV	25-30 GeV	30-35 GeV	35-40 GeV	40-45 GeV	45-50 GeV
[-2.47,-2.01]	$1.009 \pm 0.007 \pm 0.007$	$1.006 \pm 0.004 \pm 0.003$	$1.000 \pm 0.002 \pm 0.001$	$0.999 \pm 0.002 \pm 0.001$	$0.997 \pm 0.001 \pm 0.001$	$0.996 \pm 0.001 \pm 0.000$	$0.997 \pm 0.002 \pm 0.001$
[-2.01,-1.52]	$1.027 \pm 0.008 \pm 0.012$	$1.014 \pm 0.004 \pm 0.003$	$1.013 \pm 0.002 \pm 0.002$	$1.006 \pm 0.002 \pm 0.002$	$1.006 \pm 0.001 \pm 0.002$	$1.009 \pm 0.001 \pm 0.001$	$1.005 \pm 0.001 \pm 0.000$
[-1.52,-1.37]	$0.996 \pm 0.041 \pm 0.036$	$1.024 \pm 0.022 \pm 0.022$	$1.002 \pm 0.015 \pm 0.030$	$0.987 \pm 0.007 \pm 0.011$	$0.987 \pm 0.003 \pm 0.003$	$0.983 \pm 0.003 \pm 0.002$	$0.989 \pm 0.004 \pm 0.002$
[-1.37,-0.80]	$1.020 \pm 0.012 \pm 0.022$	$1.007 \pm 0.005 \pm 0.006$	$1.009 \pm 0.003 \pm 0.004$	$1.004 \pm 0.002 \pm 0.003$	$1.007 \pm 0.001 \pm 0.001$	$1.004 \pm 0.001 \pm 0.000$	$1.003 \pm 0.001 \pm 0.001$
[-0.80,-0.10]	$0.965 \pm 0.010 \pm 0.028$	$0.988 \pm 0.004 \pm 0.011$	$0.993 \pm 0.002 \pm 0.005$	$0.996 \pm 0.001 \pm 0.002$	$0.999 \pm 0.001 \pm 0.001$	$1.001 \pm 0.001 \pm 0.001$	$1.001 \pm 0.001 \pm 0.001$
[-0.10,0.10]	$0.957 \pm 0.023 \pm 0.057$	$0.983 \pm 0.007 \pm 0.018$	$0.998 \pm 0.003 \pm 0.005$	$0.998 \pm 0.002 \pm 0.002$	$1.003 \pm 0.002 \pm 0.001$	$1.003 \pm 0.001 \pm 0.000$	$1.004 \pm 0.002 \pm 0.001$
[0.10,0.80]	$0.968 \pm 0.010 \pm 0.036$	$0.991 \pm 0.004 \pm 0.013$	$0.995 \pm 0.002 \pm 0.005$	$0.998 \pm 0.001 \pm 0.002$	$0.998 \pm 0.001 \pm 0.001$	$1.000 \pm 0.001 \pm 0.000$	$1.003 \pm 0.001 \pm 0.001$
[0.80,1.37]	$1.024 \pm 0.012 \pm 0.019$	$1.006 \pm 0.005 \pm 0.005$	$1.004 \pm 0.003 \pm 0.003$	$1.005 \pm 0.002 \pm 0.002$	$1.004 \pm 0.001 \pm 0.001$	$1.005 \pm 0.001 \pm 0.000$	$1.003 \pm 0.001 \pm 0.000$
[1.37,1.52]	$1.048 \pm 0.052 \pm 0.037$	$1.000 \pm 0.013 \pm 0.010$	$1.002 \pm 0.011 \pm 0.007$	$0.998 \pm 0.008 \pm 0.009$	$0.990 \pm 0.003 \pm 0.005$	$0.987 \pm 0.003 \pm 0.002$	$0.992 \pm 0.004 \pm 0.002$
[1.52,2.01]	$1.019 \pm 0.008 \pm 0.010$	$1.017 \pm 0.004 \pm 0.004$	$1.014 \pm 0.003 \pm 0.002$	$1.009 \pm 0.002 \pm 0.002$	$1.009 \pm 0.001 \pm 0.001$	$1.010 \pm 0.001 \pm 0.001$	$1.008 \pm 0.001 \pm 0.001$
[2.01,2.47]	$1.008 \pm 0.006 \pm 0.012$	$1.002 \pm 0.003 \pm 0.004$	$1.000 \pm 0.002 \pm 0.001$	$0.998 \pm 0.002 \pm 0.001$	$0.998 \pm 0.001 \pm 0.001$	$0.997 \pm 0.001 \pm 0.001$	$0.998 \pm 0.002 \pm 0.001$

(b) Critère d'identification standard *medium++*.

	15-20 GeV	20-25 GeV	25-30 GeV	30-35 GeV	35-40 GeV	40-45 GeV	45-50 GeV
[-2.47,-2.01]	$0.947 \pm 0.011 \pm 0.009$	$0.914 \pm 0.008 \pm 0.004$	$0.930 \pm 0.005 \pm 0.003$	$0.958 \pm 0.004 \pm 0.002$	$0.962 \pm 0.003 \pm 0.002$	$0.982 \pm 0.003 \pm 0.001$	$0.988 \pm 0.003 \pm 0.001$
[-2.01,-1.52]	$1.017 \pm 0.010 \pm 0.013$	$0.974 \pm 0.006 \pm 0.007$	$0.986 \pm 0.004 \pm 0.007$	$0.981 \pm 0.003 \pm 0.008$	$0.993 \pm 0.003 \pm 0.004$	$1.002 \pm 0.002 \pm 0.001$	$1.004 \pm 0.002 \pm 0.001$
[-1.52,-1.37]	$1.017 \pm 0.054 \pm 0.050$	$1.019 \pm 0.032 \pm 0.029$	$1.031 \pm 0.051 \pm 0.054$	$0.981 \pm 0.010 \pm 0.008$	$0.991 \pm 0.006 \pm 0.003$	$0.996 \pm 0.005 \pm 0.002$	$1.004 \pm 0.007 \pm 0.003$
[-1.37,-0.80]	$1.009 \pm 0.014 \pm 0.023$	$0.967 \pm 0.007 \pm 0.006$	$0.987 \pm 0.004 \pm 0.004$	$0.985 \pm 0.002 \pm 0.003$	$0.996 \pm 0.002 \pm 0.001$	$0.996 \pm 0.001 \pm 0.001$	$1.001 \pm 0.002 \pm 0.001$
[-0.80,-0.10]	$0.980 \pm 0.011 \pm 0.029$	$0.982 \pm 0.005 \pm 0.012$	$0.991 \pm 0.003 \pm 0.006$	$0.997 \pm 0.002 \pm 0.003$	$0.999 \pm 0.001 \pm 0.001$	$0.999 \pm 0.001 \pm 0.001$	$0.999 \pm 0.002 \pm 0.001$
[-0.10,0.10]	$0.972 \pm 0.031 \pm 0.067$	$0.997 \pm 0.011 \pm 0.020$	$1.007 \pm 0.005 \pm 0.006$	$1.009 \pm 0.004 \pm 0.002$	$1.018 \pm 0.003 \pm 0.001$	$1.010 \pm 0.003 \pm 0.001$	$1.009 \pm 0.003 \pm 0.001$
[0.10,0.80]	$0.969 \pm 0.012 \pm 0.037$	$0.984 \pm 0.005 \pm 0.013$	$0.991 \pm 0.003 \pm 0.005$	$0.996 \pm 0.002 \pm 0.002$	$0.997 \pm 0.001 \pm 0.001$	$0.994 \pm 0.001 \pm 0.001$	$0.999 \pm 0.002 \pm 0.001$
[0.80,1.37]	$1.013 \pm 0.014 \pm 0.021$	$0.976 \pm 0.007 \pm 0.006$	$0.983 \pm 0.004 \pm 0.003$	$0.984 \pm 0.002 \pm 0.003$	$0.991 \pm 0.002 \pm 0.001$	$0.993 \pm 0.001 \pm 0.000$	$0.998 \pm 0.002 \pm 0.001$
[1.37,1.52]	$1.090 \pm 0.081 \pm 0.057$	$1.001 \pm 0.019 \pm 0.017$	$1.008 \pm 0.016 \pm 0.008$	$0.994 \pm 0.011 \pm 0.010$	$0.987 \pm 0.005 \pm 0.003$	$0.994 \pm 0.005 \pm 0.002$	$1.009 \pm 0.006 \pm 0.002$
[1.52,2.01]	$1.012 \pm 0.010 \pm 0.012$	$0.992 \pm 0.006 \pm 0.008$	$0.990 \pm 0.004 \pm 0.007$	$0.991 \pm 0.003 \pm 0.004$	$0.993 \pm 0.003 \pm 0.003$	$1.007 \pm 0.002 \pm 0.001$	$1.007 \pm 0.002 \pm 0.001$
[2.01,2.47]	$0.949 \pm 0.010 \pm 0.014$	$0.913 \pm 0.007 \pm 0.006$	$0.942 \pm 0.005 \pm 0.004$	$0.951 \pm 0.004 \pm 0.003$	$0.965 \pm 0.003 \pm 0.001$	$0.980 \pm 0.003 \pm 0.001$	$0.987 \pm 0.003 \pm 0.001$

(c) Critère d'identification standard *tight++*.

	15-20 GeV	20-25 GeV	25-30 GeV	30-35 GeV	35-40 GeV	40-45 GeV	45-50 GeV
[-2.47,-2.01]	$0.956 \pm 0.015 \pm 0.010$	$0.934 \pm 0.010 \pm 0.006$	$0.947 \pm 0.007 \pm 0.003$	$0.969 \pm 0.006 \pm 0.002$	$0.971 \pm 0.005 \pm 0.002$	$0.994 \pm 0.004 \pm 0.002$	$0.998 \pm 0.005 \pm 0.001$
[-2.01,-1.52]	$1.014 \pm 0.015 \pm 0.014$	$0.986 \pm 0.009 \pm 0.007$	$1.004 \pm 0.007 \pm 0.008$	$0.995 \pm 0.005 \pm 0.008$	$1.004 \pm 0.004 \pm 0.002$	$1.017 \pm 0.004 \pm 0.001$	$1.014 \pm 0.004 \pm 0.001$
[-1.52,-1.37]	$1.016 \pm 0.062 \pm 0.054$	$1.060 \pm 0.039 \pm 0.035$	$1.078 \pm 0.057 \pm 0.059$	$1.014 \pm 0.013 \pm 0.008$	$1.027 \pm 0.008 \pm 0.006$	$1.047 \pm 0.008 \pm 0.003$	$1.050 \pm 0.011 \pm 0.003$
[-1.37,-0.80]	$1.030 \pm 0.017 \pm 0.026$	$0.994 \pm 0.009 \pm 0.008$	$1.014 \pm 0.005 \pm 0.006$	$1.005 \pm 0.004 \pm 0.003$	$1.020 \pm 0.003 \pm 0.001$	$1.017 \pm 0.002 \pm 0.001$	$1.021 \pm 0.003 \pm 0.001$
[-0.80,-0.10]	$0.991 \pm 0.013 \pm 0.031$	$0.980 \pm 0.006 \pm 0.012$	$0.995 \pm 0.004 \pm 0.006$	$1.000 \pm 0.003 \pm 0.003$	$1.000 \pm 0.002 \pm 0.001$	$0.999 \pm 0.002 \pm 0.001$	$1.001 \pm 0.002 \pm 0.001$
[-0.10,0.10]	$0.961 \pm 0.035 \pm 0.068$	$0.987 \pm 0.014 \pm 0.018$	$0.990 \pm 0.008 \pm 0.005$	$1.008 \pm 0.006 \pm 0.002$	$1.012 \pm 0.005 \pm 0.001$	$1.004 \pm 0.004 \pm 0.001$	$1.010 \pm 0.005 \pm 0.003$
[0.10,0.80]	$0.970 \pm 0.013 \pm 0.038$	$0.991 \pm 0.007 \pm 0.014$	$0.995 \pm 0.004 \pm 0.005$	$0.997 \pm 0.002 \pm 0.003$	$0.999 \pm 0.002 \pm 0.001$	$0.995 \pm 0.002 \pm 0.001$	$1.001 \pm 0.002 \pm 0.001$
[0.80,1.37]	$1.035 \pm 0.018 \pm 0.024$	$0.988 \pm 0.009 \pm 0.007$	$1.009 \pm 0.005 \pm 0.004$	$1.013 \pm 0.004 \pm 0.003$	$1.016 \pm 0.003 \pm 0.002$	$1.014 \pm 0.002 \pm 0.001$	$1.018 \pm 0.003 \pm 0.001$
[1.37,1.52]	$1.120 \pm 0.095 \pm 0.059$	$1.039 \pm 0.025 \pm 0.020$	$1.054 \pm 0.020 \pm 0.015$	$1.029 \pm 0.015 \pm 0.011$	$1.033 \pm 0.008 \pm 0.005$	$1.031 \pm 0.008 \pm 0.003$	$1.031 \pm 0.010 \pm 0.003$
[1.52,2.01]	$1.022 \pm 0.015 \pm 0.014$	$1.008 \pm 0.009 \pm 0.009$	$1.004 \pm 0.007 \pm 0.006$	$1.005 \pm 0.005 \pm 0.003$	$1.003 \pm 0.004 \pm 0.002$	$1.017 \pm 0.004 \pm 0.001$	$1.024 \pm 0.004 \pm 0.002$
[2.01,2.47]	$0.953 \pm 0.015 \pm 0.015$	$0.928 \pm 0.010 \pm 0.006$	$0.957 \pm 0.007 \pm 0.003$	$0.966 \pm 0.006 \pm 0.003$	$0.976 \pm 0.005 \pm 0.001$	$0.990 \pm 0.004 \pm 0.001$	$0.998 \pm 0.005 \pm 0.001$

TABLE A.4 – Coefficients de correction de la simulation (rapport entre efficacités mesurées dans les données et la simulation), en fonction de p_T (colonnes) et η (rangées). Les valeurs sont accompagnées de leurs incertitudes statistiques et systématiques (dans l'ordre d'apparition).

Annexe B

Recherche de SUSY

B.1 Mesure du taux d'erreur sur la détermination de la charge

En lien avec la section 6.2.2. L'estimation du bruit de fond dans la région de signal requiert la mesure du taux d'erreur sur la détermination de la charge dans les données. Cela nécessite la capacité de connaître la charge réelle d'un électron, indépendamment de la charge reconstruite. La corrélation des charges liant les deux électrons issus de la désintégration d'une particule neutre telle le boson Z^0 fournit bien entendu un moyen d'accéder à cette information. En comparant le nombre d'événements reconstruits avec des charges égales ou opposées, il est possible d'extraire la valeur du taux d'erreur ψ . En tenant compte de la présence de deux électrons dans l'événement, ce taux s'obtient par :

$$\psi = \frac{N_{SS}}{2N_{OS} + N_{SS}} \quad (\text{B.1})$$

avec N_{SS} , N_{OS} le nombre d'événements avec des électrons de charges respectivement égales ou opposées, et en négligeant ψ^2 devant 1.

Malheureusement, le taux d'erreur ψ varie fortement avec la pseudo-rapacité, car il suit la distribution de matière en amont du calorimètre. La dépendance en p_T , quoique moins marquée, est également significative, l'amplitude de l'interaction avec la matière dépendant de l'énergie de la particule incidente. Il est donc nécessaire d'effectuer une mesure dépendant de η et p_T . La formule dérivée ci-dessus ne peut dès lors plus être utilisée, car le taux d'erreur est en général différent pour les deux électrons, qui proviennent de régions distantes.

Une approche simple mais biaisée pour contourner le problème est de s'appuyer sur le fait que le taux d'erreur augmente fortement avec η . En sélectionnant des paires d'électrons dont un provient de la région centrale et l'autre d'une région $|\eta_2| > |\eta_1|$, il est plus vraisemblable que l'erreur sur la charge provienne du second électron, comme $\psi(\eta_2) > \psi(\eta_1)$. Le taux peut alors être estimé par $\psi(\eta_2) \approx N_{SS}/(N_{OS} + N_{SS})$. Deux cas sont alors considérés pour l'organisation des mesures :

- Région avancée : sélection comme indiquée ci-dessus.
- Région centrale : l'argument précédent n'est plus valide. La mesure est alors effectuée en requérant que les deux électrons proviennent de la même région, ce qui permet d'utiliser la relation (B.1), puisque dans ce cas $\psi_1 = \psi_2$.

Les valeurs obtenues dans le premier cas sont biaisées, comme on suppose que l'électron central a toujours une charge correcte. Par contre, dans le deuxième cas, le biais est en principe absent. La contrainte imposée est en revanche peu favorable à une mesure de précision, car le nombre d'événements disponible est réduit significativement. La figure B.1 présente une étude du biais de ces mesures à l'aide de la simulation (événements $Z \rightarrow e^+e^-$), en comparant valeurs

mesurées et taux d'erreur réel obtenu en comparant charge reconstruite et charge de l'électron original produit par le générateur d'événements. Cette comparaison est présentée dans différents intervalles $(|\eta|, p_T)$, et pour les différentes méthodes d'extraction mentionnées précédemment : l'application simple de (B.1) sur toutes les paires sélectionnées, ou bien alternativement sur les paires pour lesquelles les électrons proviennent du même intervalle $(|\eta|, p_T)$. Un compromis entre les deux approches précédentes, destiné à augmenter la statistique disponible dans le deuxième cas, est également testé en imposant seulement une correspondance en η entre les électrons, mais en laissant p_T libre. Pour finir, sont également évaluées les sélections requérant un électron dans la région centrale (avec des seuils de $|\eta| < 1.37$, et $|\eta| < 0.8$).

Les résultats sont dans l'ensemble conformes aux attentes. Dans la région $|\eta| > 1.52$, la sélection d'un électron central ($|\eta| < 1.37$) permet d'obtenir la mesure la moins biaisée, la différence relative entre taux d'erreur mesuré et réel étant de l'ordre de 10%. Le biais est en revanche bien plus important dans la région centrale. Les mesures basées sur la sélection de deux électrons provenant de la même région souffrent d'erreurs statistiques plus conséquentes. Seules les mesures réalisées avec l'absence de contrainte sur p_T permettent d'obtenir des valeurs raisonnables ; dans les intervalles les plus peuplés, le biais est de l'ordre de 20% ou moins.

Pour tenir compte de ce biais dans la mesure finale, qui n'est pas corrigé, une incertitude systématique est assignée, comme résumé dans le tableau ci-dessous :

Région	$ \eta < 1.52$	$1.52 < \eta $
Systématique	30%	10%

Comme on peut le voir, la mesure n'est pas caractérisée par une extrême précision, étant donné la nature relativement grossière des approximations utilisées. Toutefois, le bruit de fond provenant d'événements avec une mauvaise assignation de la charge d'un électron n'étant pas la contribution principale dans la région de signal, cette mesure est suffisante. On peut noter également que l'incertitude systématique n'est que de 10% dans la région à grand $|\eta|$, qui contribue plus que la région centrale comme le taux d'erreur y est significativement plus important.

La plupart des analyses publiées par ATLAS requérant une mesure plus précise du taux d'erreur adoptent une approche plus sophistiquée, dans laquelle l'ensemble des observables $N_{OS}(\eta^{(i)}, p_T^{(i)}, \eta^{(j)}, p_T^{(j)})$ et $N_{SS}(\eta^{(i)}, p_T^{(i)}, \eta^{(j)}, p_T^{(j)})$ est utilisé pour déterminer simultanément le taux d'erreur dans les différents intervalles, par un ajustement de ce taux au maximum de vraisemblance.

Résultats des mesures dans les données

La figure B.2 présente les valeurs obtenues pour le taux d'erreur sur la charge reconstruite, en fonction de la pseudorapidité $|\eta|$ et de l'impulsion p_T du candidat électron. Comme attendu, une forte dépendance est observée vis-à-vis de la pseudo-rapidité, le taux variant d'un facteur 20 entre les régions extrêmes ($\eta \sim 0$, $\eta \sim 2.47$). La dépendance à l'impulsion du candidat, quoique présente, est nettement moins marquée. Les valeurs typiques du taux d'erreur sont donc de l'ordre de 0.1% dans la région centrale, et 2% dans la région $|\eta| > 2$. Les incertitudes statistiques accompagnant les mesures sont dans la plupart des intervalles significativement plus faibles que les incertitude systématique associées, mentionnées dans le paragraphe précédent.

Ces résultats sont associés à des électrons appartenant à la catégorie *signal*, utilisée dans la sélection de la région de signal, et permettent l'estimation du bruit de fond provenant d'électrons avec une charge reconstruite incorrecte. Cependant, comme il est expliqué plus en détails dans la section 6.2.3, la procédure d'estimation du bruit de fond dû aux faux leptons requiert la connaissance du taux d'erreur pour des électrons satisfaisant les critères de base mais échouant à la catégorie *signal*. Cette catégorie contient en particulier des critères plus sévères quant à la qualité de l'association de la trace avec l'amas calorimétrique (distance angulaire, correspondance des mesures d'impulsion et d'énergie), ou de l'isolation de l'électron dans le trajectographe. On

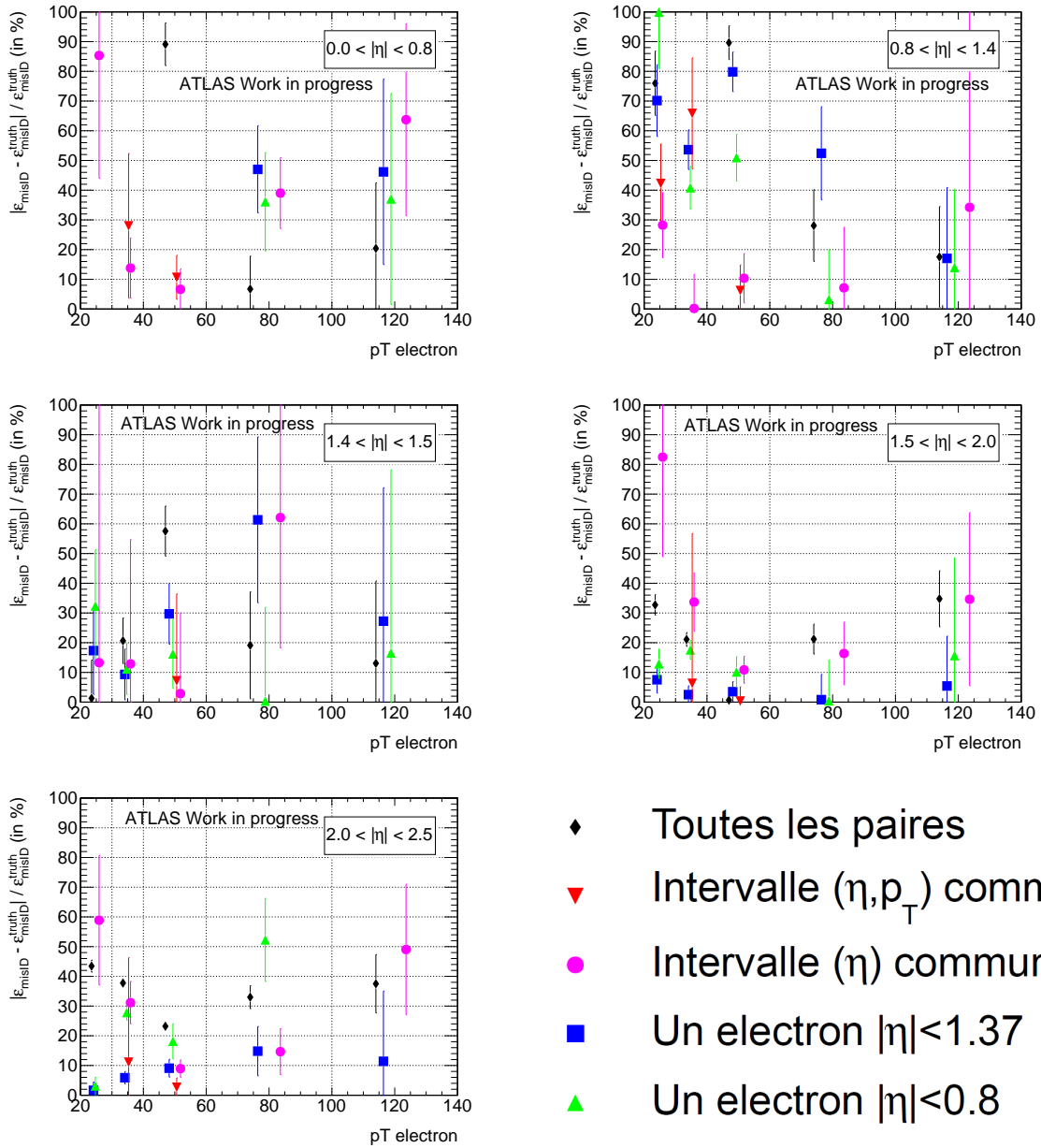


FIGURE B.1 – Comparaison pour des événements $Z \rightarrow e^+e^-$ simulés entre le taux d’erreur sur la détermination de la charge mesuré de différentes manières, et le taux réel extrait de l’information sur les particules générées. La valeur absolue de la différence relative (en %) entre les deux taux est affichée, et correspond au biais de chaque type de mesure.

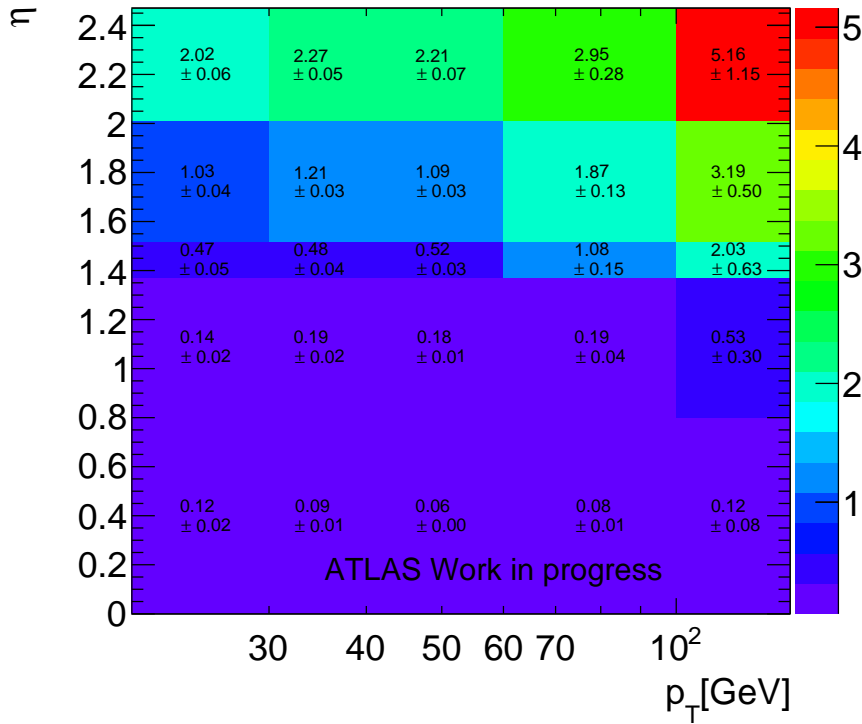


FIGURE B.2 – Taux d’erreur sur la reconstruction de la charge d’un électron (en %) en fonction de son impulsion p_T et de sa pseudorapidité $|\eta|$, mesuré dans les données 2012 avec $L = 6 \text{ fb}^{-1}$. Seule l’incertitude statistique sur la mesure est affichée.

peut donc s’attendre à ce qu’une fraction importante des électrons perturbés par le phénomène à l’origine de la mauvaise reconstruction de la charge échoue à ces critères. Le taux d’erreur est donc susceptible d’être significativement différent pour les électrons entrant ou non dans la catégorie *signal*. La mesure est donc effectuée également pour ces électrons non-*signal*. La méthode requérant un électron central (et *signal*) est utilisée sur tout le domaine en η , car la situation est asymétrique¹, contrairement au cas de la mesure précédente.

La figure B.3 présente les résultats obtenus pour cette mesure. Le taux de reconstruction erronée de la charge est en effet largement supérieur au cas des électrons de la catégorie *signal*, de l’ordre de 1% dans la région centrale, pour atteindre 15% dans la région $|\eta| > 2$. Il faut noter cependant que le bruit de fond n’est pas soustrait dans ces mesures, alors qu’il n’est pas garanti qu’il soit négligeable. Des estimations grossières ultérieures, non incluses dans les résultats publics mentionnés dans ce document, indiquent une proportion de bruit de fond de l’ordre de 10% dans la région $p_T > 30 \text{ GeV}$ (extrapolation linéaire depuis les régions $70 < m_{ee} < 75$ et $105 < m_{ee} < 110 \text{ GeV}$). Bien qu’affectant les taux d’erreur de la figure B.3, ceux-ci n’interviennent dans la prédiction du bruit de fond dans la région de signal qu’au travers d’un terme de correction (voir section suivante). Aussi ce problème de mesure n’a pas d’impact notable sur le résultat final de l’analyse. Il s’agit cependant d’un aspect à corriger dans les résultats futurs, avec une estimation plus précise et une prise en compte adéquate de ce bruit de fond.

1. il est bien plus probable que l’électron non-*signal* soit celui dont la charge est incorrecte

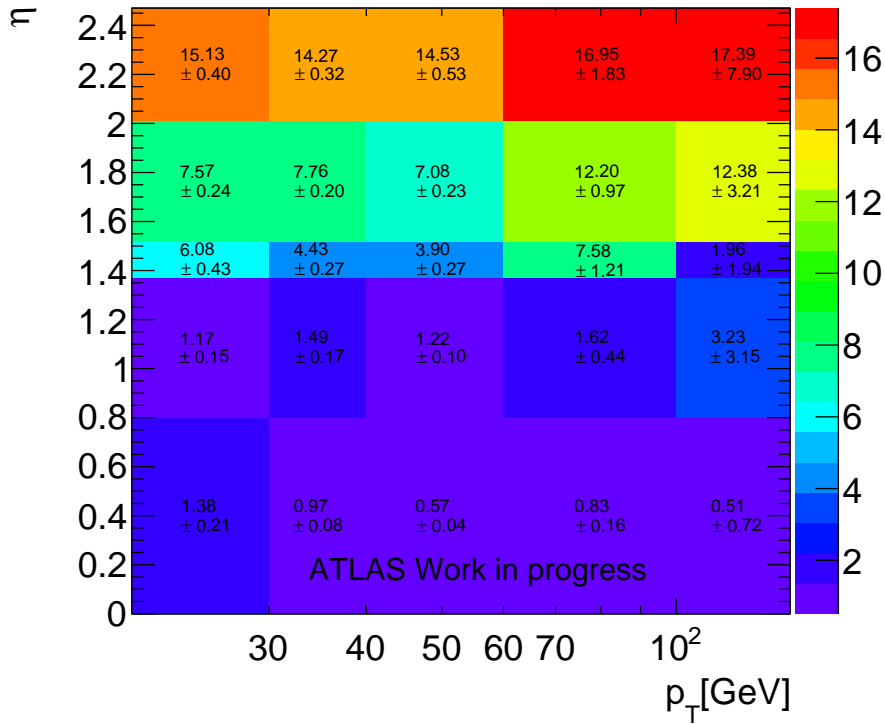


FIGURE B.3 – Taux d’erreur sur la reconstruction de la charge d’un électron ne passant pas le critère *signal* (en %), en fonction de son impulsion p_T et de sa pseudorapidité $|\eta|$, mesuré dans les données 2012 avec $L = 6 \text{ fb}^{-1}$. Seule l’incertitude statistique sur la mesure est affichée.

B.2 Mesure des efficacités ε et ζ pour la méthode de la matrice

En lien avec la section 6.2.3.

Mesure de l’efficacité ε pour les leptons isolés

L’efficacité ε , correspondant à l’application des critères de la catégorie *signal* sur des leptons de base, est mesurée dans un échantillon de leptons isolés $Z \rightarrow e^+e^-$ ou $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ sélectionné avec une grande pureté par la méthode *tag-and-probe*, décrite en détails dans le chapitre 5.

La figure B.4 présente la distribution de masse invariante pour les paires sélectionnées pour la mesure, réalisée dans différents intervalles en $|\eta|$ et p_T . L’intervalle de masse $80 < m_{\ell\ell} < 100 \text{ GeV}$ est utilisé pour l’extraction du signal. On peut constater le très faible niveau de bruit de fond : le rapport entre nombre d’événements satisfaisant ou échouant les critères *signal* est relativement constant sur toute la plage de masse, alors qu’en cas de présence de bruit de fond, ce rapport serait largement accru aux alentours de 90 GeV. Pour cette raison, aucune tentative d’estimation du bruit de fond n’est réalisée. Toutefois, une incertitude systématique liée à cette approximation est adjointe aux résultats, motivée en particulier par les mesures à plus basse énergie, où le niveau de bruit de fond pourrait éventuellement s’avérer plus important. Cette incertitude est évaluée en comparant les efficacités obtenues dans les données et la simulation. Cette procédure est plutôt conservatrice car il existe des différences intrinsèques entre efficacités dans les données et la simulation, qui ne sont pas dues à la présence de bruit de fond dans la mesure liée aux données. Cependant, les efficacités s’avèrent différer de 3% au plus, et une telle source d’incertitude est complètement négligeable au regard d’autres incertitudes impliquées dans la prédiction du bruit de fond pour les faux leptons (voir la section 6.2.3). Ainsi, la procédure détaillée ci-dessus, bien

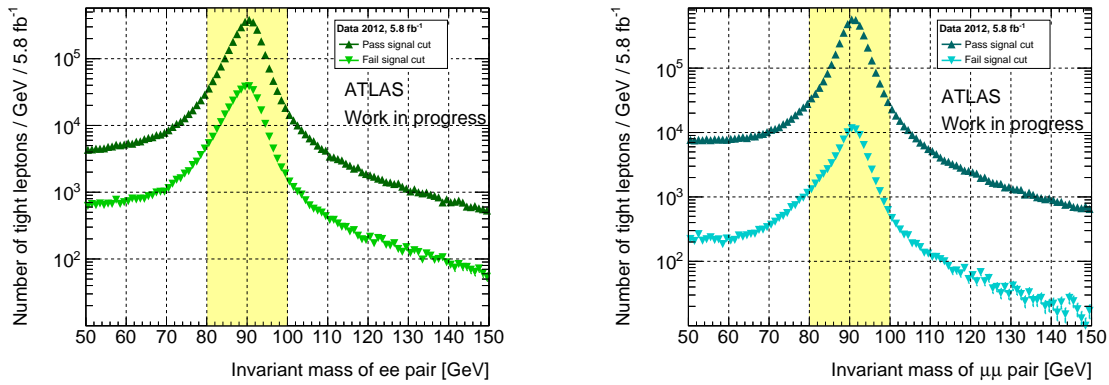


FIGURE B.4 – Distributions de masse invariante pour des paires de leptons de base e^+e^- (gauche) ou $\mu^+\mu^-$ (droite), satisfaisant ou non les critères de la catégorie *signal* (respectivement courbes supérieures et inférieures).

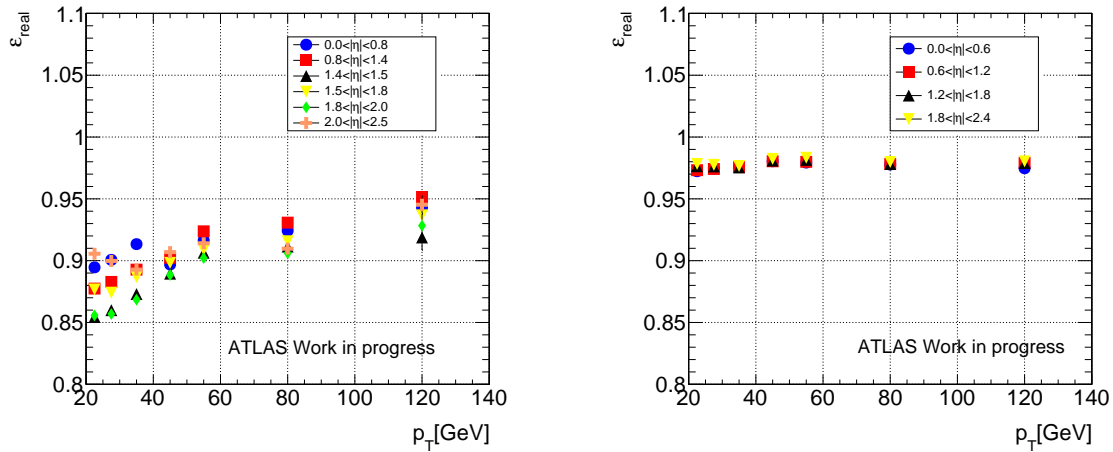


FIGURE B.5 – Efficacités de sélection dans la catégorie *tight* pour des électrons (gauche) ou muons (droite) de base, en fonction de p_T et $|\eta|$. Seules les incertitudes statistiques sont représentées.

que clairement non-optimale, est tout-à-fait suffisante dans le cadre de cette analyse.

La figure B.5 présente les efficacités mesurées dans les données. Dans le cas des muons, seul un critère d'isolation de la trace sépare les catégories *signal* et *base*. L'efficacité obtenue est en effet très élevée, environ 98%, et ne dépend quasiment pas de l'impulsion ou de la pseudorapidité du muon. En ce qui concerne les électrons, en plus de l'isolation, le critère d'identification *tight++* remplace *medium++* pour la catégorie *signal*. Ceci résulte en une efficacité légèrement plus basse, entre 90 et 95% pour des électrons de $p_T > 40$ GeV. De plus, on constate une nette dépendance de l'efficacité à l'énergie et à la pseudo-rapidité. Pour l'ensemble des mesures, les incertitudes statistiques, de l'ordre de quelques dixièmes de pourcent, sont négligeables en comparaison de l'incertitude systématique de 3%.

En conclusion, les critères définissant la catégorie *signal* garantissent une efficacité de sélection très élevée pour les leptons isolés. Le compromis nécessaire à un bon fonctionnement de la méthode de la matrice, à savoir une bonne discrimination entre leptons isolés ou non, dépend donc du facteur de rejet associé à ces critères.

Mesure de l'efficacité ζ pour les leptons non-isolés

L'efficacité ζ associée aux leptons non isolés est mesurée dans une région enrichie en tels événements. Comme détaillé dans la section 6.2.3, la nature des candidats falsifiant la signature de leptons isolés peut être diverse. Cependant, d'après la simulation, la source majoritaire dans la région de signal est due à des leptons non-isolés provenant de hadrons B accompagnant la désintégration de quarks top dans la production de paires $t\bar{t}$. Les échantillons utilisés pour les mesures de ζ adoptent une sélection aussi proche que possible de la région de signal, de manière à obtenir une composition semblable en terme de nature des leptons non isolés. L'efficacité ζ est ainsi mesurée de manière inclusive, et non pas pour chaque type de lepton non isolé.

Dans cet état d'esprit, les échantillons utilisés pour la mesure sont donc construits à partir de paires de leptons de même charge. Pour le cas des électrons, des paires $e^\pm\mu^\pm$ sont utilisées, car les paires $e^\pm e^\pm$ sont dans une large mesure dominées par des événements avec un électron de charge incorrecte (voir section 6.2.4). Dans le cas des muons, les paires $\mu^\pm\mu^\pm$ sont considérées. Les événements ainsi sélectionnés sont donc majoritairement constitués de paires avec un lepton isolé, et un autre non-isolé. La mesure de ζ concernant uniquement le lepton non-isolé, ceci implique donc d'être en mesure d'identifier le lepton approprié dans la paire sélectionnée, sans introduire de biais. La stratégie retenue diffère pour les mesures associées aux électrons ou aux muons :

- Cas des électrons : le muon de la paire $e^\pm\mu^\pm$ doit faire partie de la catégorie *signal*, et vérifier $p_T > 40$ GeV. Ceci permet d'assurer que l'électron est bien le lepton non-isolé, notamment car le taux de reconstruction d'électrons non-isolés est plus important que le taux correspondant de muons. En outre, la présence d'un jet de saveur b est requise, afin de rejeter les processus WZ, ZZ , ainsi que les candidats électrons reconstruits dûs à des hadrons légers ou des conversions de photons. L'efficacité est alors simplement mesurée, pour un électron dans l'intervalle $20 < p_T < 40$ GeV, comme :

$$\zeta = \frac{N_{\text{signal}}}{N}, \quad \Delta\zeta = \frac{\sqrt{\zeta(1-\zeta)}}{N} \quad (\text{B.2})$$

où N correspond à l'ensemble des événements de l'échantillon.

- Cas des muons : un des deux muons doit faire partie de la catégorie *signal*, afin d'éliminer les événements avec deux leptons non-isolés. Contrairement au cas précédent cependant, cela ne suffit pas à étiqueter l'autre muon comme un lepton non-isolé. La situation est alors rendue symétrique en ne conservant que les événements pour lesquels les deux muons sont dans l'intervalle $20 < p_T < 40$ GeV, et l'efficacité est obtenue par :

$$\zeta = \frac{\varepsilon N_{\text{signal}}}{2\varepsilon N - N_{\text{signal}}}, \quad \Delta\zeta = \zeta^2 \sqrt{4 \frac{N - N_{\text{signal}}}{N_{\text{signal}}^2} + 4 \frac{(N - N_{\text{signal}})^2}{N_{\text{signal}}^3} + \frac{\Delta\varepsilon^2}{\varepsilon^4}} \quad (\text{B.3})$$

avec ε l'efficacité pour un muon isolé, mesurée au paragraphe précédent (figure B.5). Cette expression tient compte de la présence dans l'échantillon d'un muon isolé, et est valide en supposant l'absence d'événements avec 0 ou 2 muons non isolés. D'autre part, la sélection requise n'inclut pas la présence d'un jet de saveur b comme pour le cas précédent. Ceci est dû à la fois à des raisons de statistique disponible, ainsi que le fait que les muons non-isolés proviennent essentiellement d'une seule source, contrairement aux électrons (hadrons, conversions...)

Dans les deux cas, la contamination des échantillons en événements avec deux leptons isolés de même signe est estimée à partir de la simulation, et soustraite de la sélection. Les restrictions imposées sur l'impulsion des leptons (mesures dans l'intervalle $20 < p_T < 40$ GeV, muon avec $p_T > 40$ GeV pour la mesure sur l'électron) sont motivées par le fait que la distribution d'impulsion pour les leptons non-isolés décroît fortement, alors que les leptons isolés sont produits majoritairement vers $p_T \sim 40$ GeV. La limitation de la mesure à l'intervalle $20 < p_T < 40$ GeV

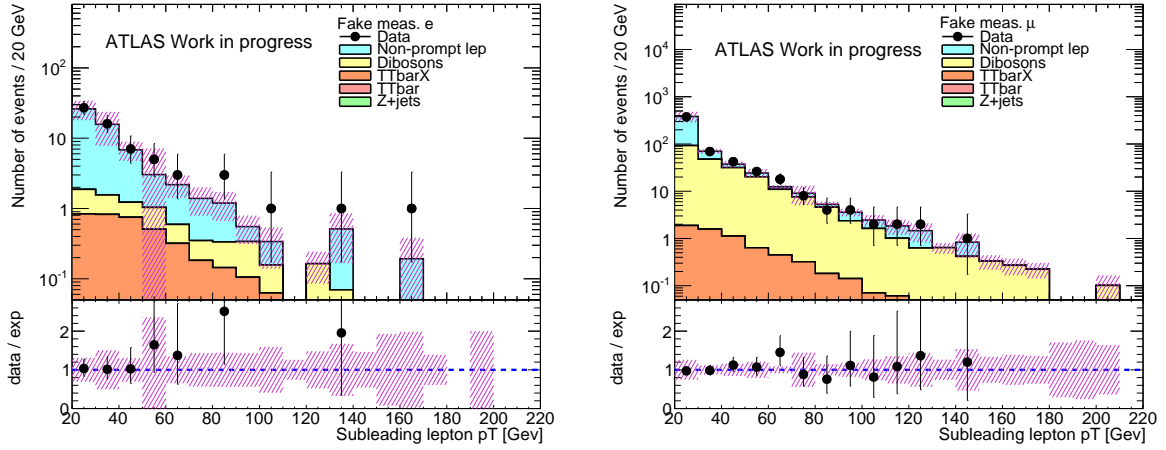


FIGURE B.6 – Distribution de l’impulsion transverse p_T du lepton le moins énergétique, dans les paires sélectionnées pour la mesure de l’efficacité ζ pour les leptons non-isolés (“non-prompt”), dans le cas des électrons (gauche) et des muons (droite).

	Electron signal / tous		Muon signal / tous	
Données	50	240	610	1560
MC WZ, ZZ	1.9 ± 0.3	2.7 ± 0.4	124 ± 2	161 ± 2
MC $t\bar{t} + W/Z$	1.94 ± 0.07	2.69 ± 0.08	1.45 ± 0.06	2.35 ± 0.07
MC charge erronée	$< 0.4 \pm 0.2$	$< 1.5 \pm 0.5$	–	–
Données - MC	46.2 ± 0.3	235 ± 0.4	485 ± 2	1397 ± 2
Efficacité	$\zeta = 0.197 \pm 0.026$		$\zeta = 0.211 \pm 0.009$	

TABLE B.1 – Nombre d’événements dans les données et la simulation (processus avec deux leptons isolés de même charge) passant la sélection utilisée pour la mesure des efficacités ζ , ainsi que les valeurs obtenues de ces efficacités. Seules les incertitudes statistiques sont incluses ici.

permet donc d’améliorer la pureté de l’échantillon. La figure B.6 présente la distribution d’impulsion transverse pour le lepton le moins énergétique des paires utilisées pour les mesures. Elle illustre clairement la domination des leptons non-isolés à bas p_T , et leur disparition à plus haute énergie.

La table B.1 présente le nombre d’événements passant la sélection dans les deux canaux, ainsi que la valeur mesurée de l’efficacité ζ à partir de ces données. On peut remarquer dans le cas des électrons une pureté raisonnable de l’échantillon. Ceci n’est pas vrai dans le cas des muons, où la composante due à la production de paires de bosons est importante. Le nombre d’événements utilisé pour la mesure, après soustraction des événements avec deux leptons isolés, est 10 fois plus important dans le cas des muons, dont la sélection ne requiert pas la présence d’un jet de saveur b . Les incertitudes statistiques associées aux mesures reflètent ce rapport (respectivement 13% et 4%), malgré les différences de méthodes. La mesure est réalisée dans un seul intervalle $20 < p_T < 40$ GeV, pour des raisons de statistique trop limitée pour $p_T > 30$ GeV ainsi que de contamination trop élevée par des événements avec deux leptons isolés. Cette décision est justifiée par le fait que la plupart des leptons non-isolés se concentrent à basse énergie (figure B.6) ; d’autre part, on peut constater sur cette même figure que la prédiction du bruit de fond pour les leptons non-isolés, réalisée avec la méthode et les mesures détaillées dans cette section, reproduit les données observées de manière satisfaisante même dans la région $p_T > 40$ GeV.

Plusieurs sources d’incertitudes systématiques affectent la mesure. En premier lieu, une erreur de 30% est assignée à la soustraction (à partir de la simulation) de la composante avec deux

	Électrons	Muons
Efficacité ζ	0.197 ± 0.049	0.211 ± 0.027
Erreur statistique	± 0.026	± 0.009
Soustraction MC	± 0.006	± 0.011
Composition	± 0.041	± 0.023

TABLE B.2 – Efficacités de sélection dans la catégorie *signal* des leptons non-isolés (électrons, muons), accompagnées des différentes sources d’incertitudes associées.

leptons isolés, essentiellement pour tenir compte des incertitudes sur la section efficace.

D’autre part, la nature et les propriétés cinématiques des leptons non-isolés contenus dans l’échantillon destiné à la mesure, peuvent différer des événements présents dans la région de signal. Ceci résulte en une incertitude sur la valeur de l’efficacité ζ dans la région de signal. Cette incertitude est étudiée par l’introduction des modifications de la sélection, afin de varier la composition de l’échantillon utilisé pour la mesure : ajout d’une coupure sur l’énergie transverse manquante $\cancel{E}_T > 15, 30, 45$ GeV, ou la présence d’un jet dans l’événement (seuils $p_T > 25, 50$ GeV). La déviation maximale observée entre l’efficacité mesurée avec la sélection de base, puis les sélection alternatives, est assignée comme incertitude systématique. Aux variations citées, est ajoutée une comparaison avec une mesure effectuée avec une sélection plus éloignée, mise en œuvre dans des versions plus anciennes de l’analyse [176]. Des paires de leptons de même charge et saveur $e^\pm e^\pm$, $\mu^\pm \mu^\pm$ sont considérées, dans une région de faible énergie manquante $\cancel{E}_T < 30$ GeV, pour lesquelles un des leptons échoue aux critères de la catégorie *signal*, la mesure étant réalisée sur l’autre lepton. Le but recherché est la sélection d’événements avec deux leptons non-isolés, provenant par exemple de l’abondante production de paires $b\bar{b}$. L’ensemble des comparaisons résulte en l’ajout d’une incertitude systématique de 21% pour les électrons, et 11% pour les muons. On peut noter qu’une partie de l’ampleur de cette incertitude est due à la précision statistique limitée des mesures comparées.

Enfin, l’évolution de l’efficacité ζ avec l’ajout de coupures sévères telles que présentes dans la région de signal, est contrôlée à l’aide de la simulation de processus $t\bar{t}$. Sont testées la présence d’énergie transverse manquante jusqu’à 150 GeV, ou d’un nombre de jets jusqu’à 3. L’ampleur des variations observées ne dépasse pas 30%, bien qu’elle puisse être là encore attribuée en grande partie à la précision statistique des mesures. Cette valeur étant compatible avec l’incertitude totale assignée sur la mesure, aucun terme additionnel n’est ajouté à la liste d’incertitudes systématiques.

La table B.2 présente les mesures finales des efficacités ζ . Dans les deux canaux, les valeurs obtenues sont de l’ordre de 0.2, avec une incertitude totale sur la mesure de 25% (électrons) et 13% (muons). On peut donc constater que les critères définissant la catégorie *signal* assurent une bonne discrimination entre les leptons isolés (efficacités $> 90\%$) et les leptons non-isolés. La méthode de la matrice peut donc être appliquée pour l’estimation du bruit de fond dû aux leptons non-isolés.

B.3 Estimation du bruit de fond pour l’analyse de l’ensemble des données 2012

La méthode d’estimation du bruit de fond reste relativement similaire par rapport à la description du chapitre 6. Quelques modifications sont toutefois apportées pour les catégories de bruit de fond dont la prédiction est basée sur les données.

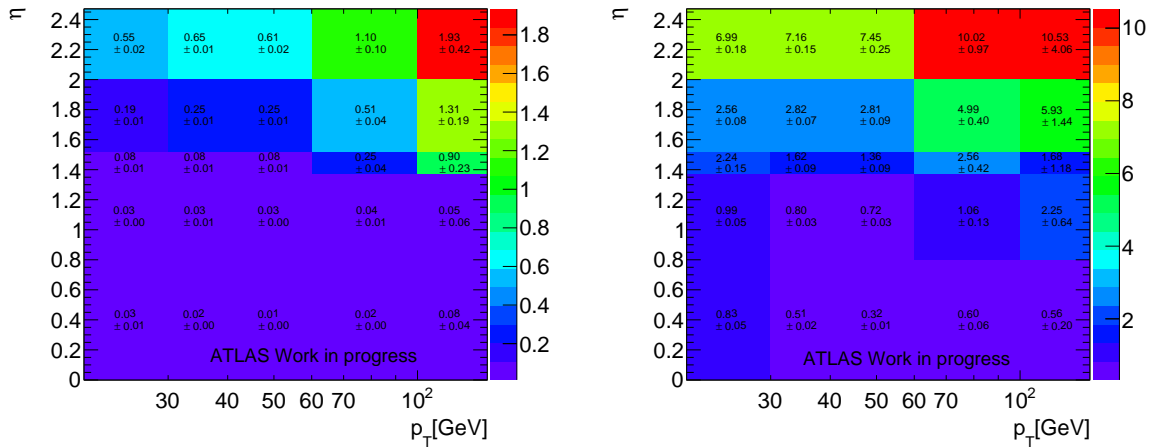


FIGURE B.7 – Mesure dans les données du taux d’erreur sur la charge reconstruite d’un électron, satisfaisant les critères de la catégorie *signal* (gauche) ou non (droite). Comme attendu, le taux est significativement réduit par rapport à l’analyse précédente.

Électrons de charge erronée

On rappelle que ce bruit de fond est estimé en pondérant les événements avec des leptons de charges opposées par le taux d’erreur sur la détermination de la charge. Le seul changement consiste en l’utilisation des paires sélectionnées directement dans les données, en lieu et place de la simulation (employée auparavant). L’avantage évident est la suppression totale de la dépendance à la simulation, ce qui entraîne la disparition des incertitudes relatives à la section efficace des processus dominants ($t\bar{t}$), ainsi que liées à la reconstruction (calibration en énergie des jets, principalement). Ces incertitudes représentaient dans les résultats préliminaires 60% de l’erreur totale sur l’estimation de ce bruit de fond, le gain est donc certain. D’autre part, cela permet d’assurer qu’aucun processus produisant des leptons de charges opposées et pouvant potentiellement contribuer à la région de signal n’a été oublié, en particulier des contributions non prévues par le Modèle Standard (qui serait effectivement un bruit de fond possible dans cette recherche de paires de leptons de même charge)... Parmi les inconvénients, on peut citer le nombre d’événement utilisés pour l’estimation, plus limité dans les données, qui engendre une incertitude statistique plus importante. La possible contamination en faux leptons de l’échantillon de données avec des paires de charges opposées, est simplement négligée. En toute rigueur, ceci résulte en une sur-estimation du bruit de fond dû aux électrons de charge erronée. Cependant, le nombre de paires avec un faux lepton est approximativement indépendant de la charge comparée des leptons. La sur-estimation mentionnée est donc de l’ordre de 1% du bruit de fond dû aux faux leptons de charges identiques, par conséquent tout-à-fait négligeable au regard des incertitudes autrement plus importantes en jeu.

La figure B.7 présente le taux d’erreur pour des électrons isolés. Ces valeurs peuvent être comparées avec les figures B.2 et B.3 du chapitre précédent. Comme attendu, l’introduction d’une coupure sévère sur le paramètre d’impact permet une diminution importante du taux d’erreur. Pour les électrons de la catégorie *signal*, le taux est réduit d’un facteur 4 au moins, sur l’ensemble de l’acceptance étudiée. Pour les électrons échouant aux critères d’isolation, le gain est plus restreint, mais correspond tout-de-même à une réduction de moitié.

Dans la mesure où la contribution de ce bruit de fond aux résultats précédents était mineure, il peut paraître anecdotique d’améliorer la précision de son estimation. Toutefois, les régions de signal adoptées dans ce chapitre étant singulièrement différentes, il est susceptible d’intervenir de manière plus significative.

Faux leptons

Des changements plus significatifs sont introduits, motivés par l'apparition de régions de signal de natures différentes, ainsi que la volonté d'une meilleure compréhension de ce type de bruit de fond et des incertitudes associées. La stratégie de prédiction du bruit de fond est identique à celle utilisée précédemment (méthode de la matrice), mais plusieurs modifications sont apportées à la mesure des efficacités ζ , correspondant à la sélection des faux leptons dans la catégorie *signal* :

- Utilisation de la même méthode pour les mesures électron/muon : présence d'un muon *signal* vérifiant $p_T > 40$ GeV, supposé être le lepton réel de l'événement, la mesure étant alors réalisée sur l'autre lepton (canal $e\mu$ pour les électrons, canal $\mu\mu$ pour muons). En d'autres termes, l'extraction précédemment utilisée pour le cas des muons est abandonnée.
- Efficacité mesurée dans plusieurs intervalles d'impulsion transverse du lepton, au lieu d'une seule mesure inclusive. Ceci est notamment motivé par la coupure en masse effective utilisée dans les régions de signal, qui a pour effet de modifier singulièrement la distribution d'impulsion transverse des leptons entre région de mesure de l'efficacité et régions de signal, ce qui n'était pas le cas précédemment.
- Séparation des mesures en deux catégories dans le cas des électrons, en fonction de la présence ou non d'un jet de saveur b dans l'événement. Ceci a pour but d'harmoniser la composition de l'échantillon de la région de mesure avec celle des régions de signal SR1b/SR3b d'une part, et SR0b de l'autre, notamment la proportion d'électrons non-isolés contre ceux issus de conversions de photons. Pour les muons, seuls la première catégorie contribue vraiment. Il a d'ailleurs été vérifié que les mesures dans des échantillons avec ou sans jet b donnaient des résultats similaires, aussi aucune distinction n'est faite dans le but d'accroître la statistique disponible

La table B.3 présente le résultat des mesures. En comparant les mesures à plus basse impulsion, domaine constituant la source la plus importante de faux leptons, avec les valeurs antérieures (~ 0.2), on peut constater une baisse significative de l'efficacité (de 25 à 75%), en conséquence des modifications des critères d'isolation des leptons. La définition des leptons de base étant essentiellement inchangée, cette baisse résulte donc en une réduction du bruit de fond dû aux faux leptons dans la région de signal. Celui-ci étant dans les résultats du chapitre 6 une des contributions principales, le gain est appréciable. D'autre part, la séparation accrue entre les efficacités ε et ζ est un avantage dans l'application de la méthode de la matrice, car cela assure une discrimination plus importante entre les deux catégories de leptons (réel ou non), qui se traduit en l'amélioration des performances de l'estimation (validité de la prédiction, incertitudes réduites, stabilité même à faible statistique disponible).

Une dépendance claire de l'efficacité ζ à l'impulsion du lepton reconstruit est visible, ce qui motive le choix d'une mesure séparée en différents intervalles. Malheureusement, cela se traduit par des incertitudes statistiques conséquentes. Dans le cas des muons, le faible nombre d'événements disponibles empêche la réalisation de mesures pour $p_T > 40$ GeV. La valeur de l'efficacité pour $p_T > 40$ GeV indiquée dans la table est obtenue à partir de la mesure dans l'intervalle $25 < p_T < 40$ GeV, multipliée par un facteur de correction extrait de la simulation ($t\bar{t}$). Une incertitude est assignée à cette opération, correspondant à l'ampleur totale du facteur de correction. En ce qui concerne la mesure associée aux électrons dans les événements sans jet b , la valeur de l'efficacité obtenue dans l'intervalle $30 < p_T < 40$ GeV est utilisée également pour $p_T > 40$ GeV. En l'occurrence, les mesures à $p_T > 40$ GeV sont possibles, mais les valeurs obtenues puis utilisées dans la méthode de la matrice, ont résulté en un désaccord entre prédiction du bruit de fond et données observées. En l'attente d'une meilleure compréhension des phénomènes en jeu, l'extrapolation mentionnée ci-dessus, donnant de meilleurs résultats, a donc été employée. Dans ce domaine d'impulsion, une incertitude systématique correspondant à la différence entre valeur mesurée et valeur utilisée a été ajoutée pour tenir compte de cette incompréhension.

Type	Région	Efficacité ζ	Stat.	Syst.
Électrons ≥ 1 jet b	$20 < p_T < 30, \eta < 1.5$	0.050 ± 0.031	0.016	0.026
	$20 < p_T < 30, \eta > 1.5$	0.135 ± 0.101	0.035	0.095
	$30 < p_T < 40$	0.167 ± 0.068	0.029	0.062
	$40 < p_T < 60$	0.265 ± 0.081	0.043	0.069
	$p_T > 60$	0.459 ± 0.093	0.054	0.076
Électrons pas de jet b	$20 < p_T < 30, \eta < 1.5$	0.039 ± 0.017	0.006	0.016
	$20 < p_T < 30, \eta < 1.5$	0.145 ± 0.039	0.010	0.038
	$30 < p_T < 40$	0.195 ± 0.031	0.011	0.029
	$40 < p_T < 60$	0.195 ± 0.099	0.011	0.098
	$p_T > 60$	0.195 ± 0.176	0.011	0.176
Muons	$20 < p_T < 25$	0.111 ± 0.044	0.034	0.028
	$25 < p_T < 40$	0.195 ± 0.112	0.052	0.099
	$p_T > 40$	0.324 ± 0.214	–	0.214

TABLE B.3 – Efficacités ζ de sélection des leptons non-isolés dans la catégorie *signal*, dans différents intervalles d'impulsion (et pseudorapidité), accompagnées de leur incertitude totale.

Les incertitudes systématiques associées aux mesures sont dans l'ensemble similaires à celles décrites dans l'annexe B.2 :

- Composition de l'échantillon : comme précédemment, des variations de la sélection sont considérées, et l'écart maximal observé par rapport à la mesure de base est assigné comme incertitude systématique. Ces variations incluent principalement l'ajout de 1 ou 2 jets à la sélection, ou de coupure sur la masse transverse $m_T > 40$ GeV ou encore l'énergie transverse manquante $\cancel{E}_T > 60$ GeV. Les incertitudes résultantes sont relativement importantes (cf table B.3), mais comme auparavant, une partie des différences observées n'est pas intrinsèque au changement de sélection, mais plutôt à la statistique très limitée disponible pour les mesures. Dans l'ensemble, les variations imposées sont plus sévères que pour la version précédente, aussi les incertitudes résultantes sont plus importante.
- Hypothèse de sélection : les événements formant l'échantillon utilisé pour la mesure étant essentiellement composés de paires avec un lepton isolé et un autre non-isolé, il est nécessaire d'utiliser le lepton approprié pour la mesure. La sélection retenue, basée sur la présence d'un muon *signal* d'énergie conséquente ($p_T > 40$ GeV), suppose que celui-ci est bien le lepton isolé. Cette hypothèse est vérifiée en comparant le nombre de paires utilisées pour la mesure, au nombre de paires pour lesquelles ce muon échoue les critères *signal*, contrairement à l'autre lepton. Ceci aide à estimer grossièrement le nombre de paires sélectionnées pour lesquelles la mesure est effectuée sur un lepton isolé. Il s'avère que l'erreur engendrée par la non-vérification de l'hypothèse est tout-à-fait négligeable, de l'ordre de 2 à 3% dans les deux canaux.
- Soustraction des événements originaires de processus avec deux leptons de même charge. Comme précédemment, des incertitude de 30% (WZ, ZZ) et 50% ($t\bar{t}+V/H$) sont assignées à la prédiction de la simulation.
- Extrapolation à la région de signal : comme auparavant, l'évolution des efficacités avec la masse effective et le nombre de jets est étudiée dans la simulation d'événements $t\bar{t}$. Les variations observées sont largement couvertes par les incertitudes existantes, aussi aucune erreur systématique additionnelle n'est ajoutée.

L'incertitude totale sur les mesures est relativement importante (table B.3) : au mieux 40% pour les muons, 30% pour les électrons, mais pouvant atteindre respectivement 65 et 90% à haute énergie. Elle est dominée par la précision statistique des mesures, qui impacte sévèrement l'étude des incertitudes systématiques.

L'efficacité ε associée aux leptons isolés est mesurée de la même manière que précédemment. Une incertitude systématique additionnelle est toutefois ajoutée pour tenir compte de l'éventuelle perte d'efficacité des critères d'isolation dans des événements contenant plusieurs jets, ainsi que des particules collimées car produites avec une grande impulsion. Cette situation est typique des différents types de signal recherchés. Or, l'efficacité ε est mesurée dans un échantillon de désintégrations de bosons Z , aux conditions relativement différentes (pas de jet). L'évolution de l'efficacité avec le nombre de jets et la masse effective est contrôlé dans la simulation. Une baisse d'efficacité est en effet observées, mais d'ampleur limitée. Une incertitude systématique de 3% est ainsi assignée aux mesures, négligeable en comparaison des autres sources d'incertitudes associées à l'application de la méthode de la matrice.

B.4 Implémentation des sources d'erreur dans *HistFitter*

L'un des points forts de l'interface *HistFitter* est la flexibilité proposée dans l'implémentation des sources d'erreurs. Celles-ci sont définies pour chaque échantillon (signal ou type de bruit de fond), et peuvent être corrélées entre les différents échantillons. Différentes possibilités sont offertes pour la gestion des corrélations entre les intervalles composant une distribution donnée :

- **overallSys** : normalisation globale d'un échantillon (par ex. section efficace). Les variations relatives dans chaque intervalle de la distribution de m_{eff} sont identiques.
- **histoSys** : forme de la distribution de m_{eff} (par ex. comparaison de générateurs Monte-Carlo). Les variations dans chaque intervalle $[m_{\text{eff}}]$ sont complètement corrélées, mais l'ampleur et la direction de la variation sont propres à chaque intervalle.
- **normHistoSys** : comme précédemment, mais les variations sont pondérées de telle sorte que le nombre d'événements intégré reste constant.
- **overallHistoSys** consiste en l'application successive d'une incertitude de forme (préservant l'intégrale), puis de normalisation globale. La motivation principale est l'utilisation d'un régime d'interpolation différent pour la normalisation globale (voir ci-dessous).
- **shapeStat/shapeSyst** : ensemble d'incertitude indépendantes pour chaque intervalle $[m_{\text{eff}}]$ (par ex. erreurs statistiques).

L'utilisateur fournit à l'interface l'ampleur des variations, éventuellement sous la forme d'histogrammes (un par échantillon et par variation extrême d'une source d'incertitude indépendante des autres). L'extrapolation nécessaire entre valeur nominale m_0 et valeur extrême $m_{\pm 1\sigma}$ est réalisée de manière exponentielle $m_{\alpha\sigma} = m_0(m_{+1\sigma}/m_0)^\alpha$ pour les variations de la norme globale, et de manière linéaire $m_{\alpha\sigma} = m_0 + \alpha(m_{+1\sigma} - m_0)$ pour les variations de forme. La figure B.8 illustre le fonctionnement de ces différentes classes d'incertitudes.

B.5 Divers

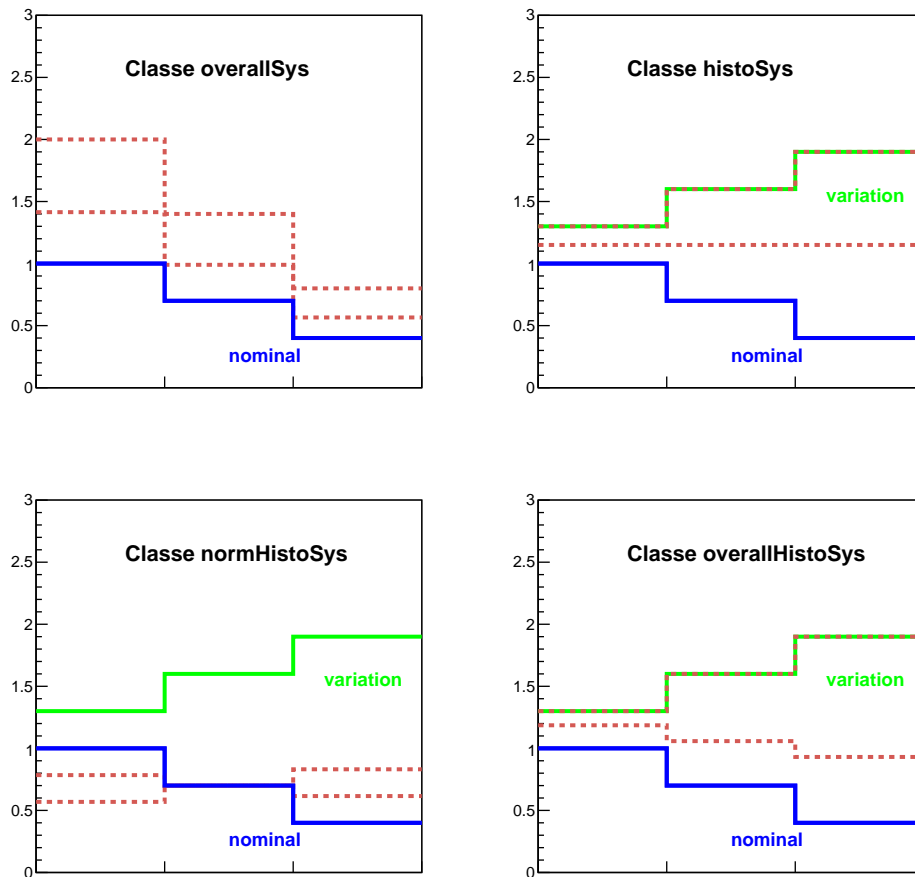


FIGURE B.8 – Effet des différentes classes de gestion des incertitudes implémentées par l’interface *HistFitter*, à partir des données fournies en entrée (histogrammes des valeurs nominales et variations $+1\sigma$). Les lignes discontinues correspondent au résultat retenu pour une variation de $+0.5$ ou $+1\sigma$. Selon le cas, les différences de forme et/ou de normalisation entre valeur nominale et variation est prise en compte.

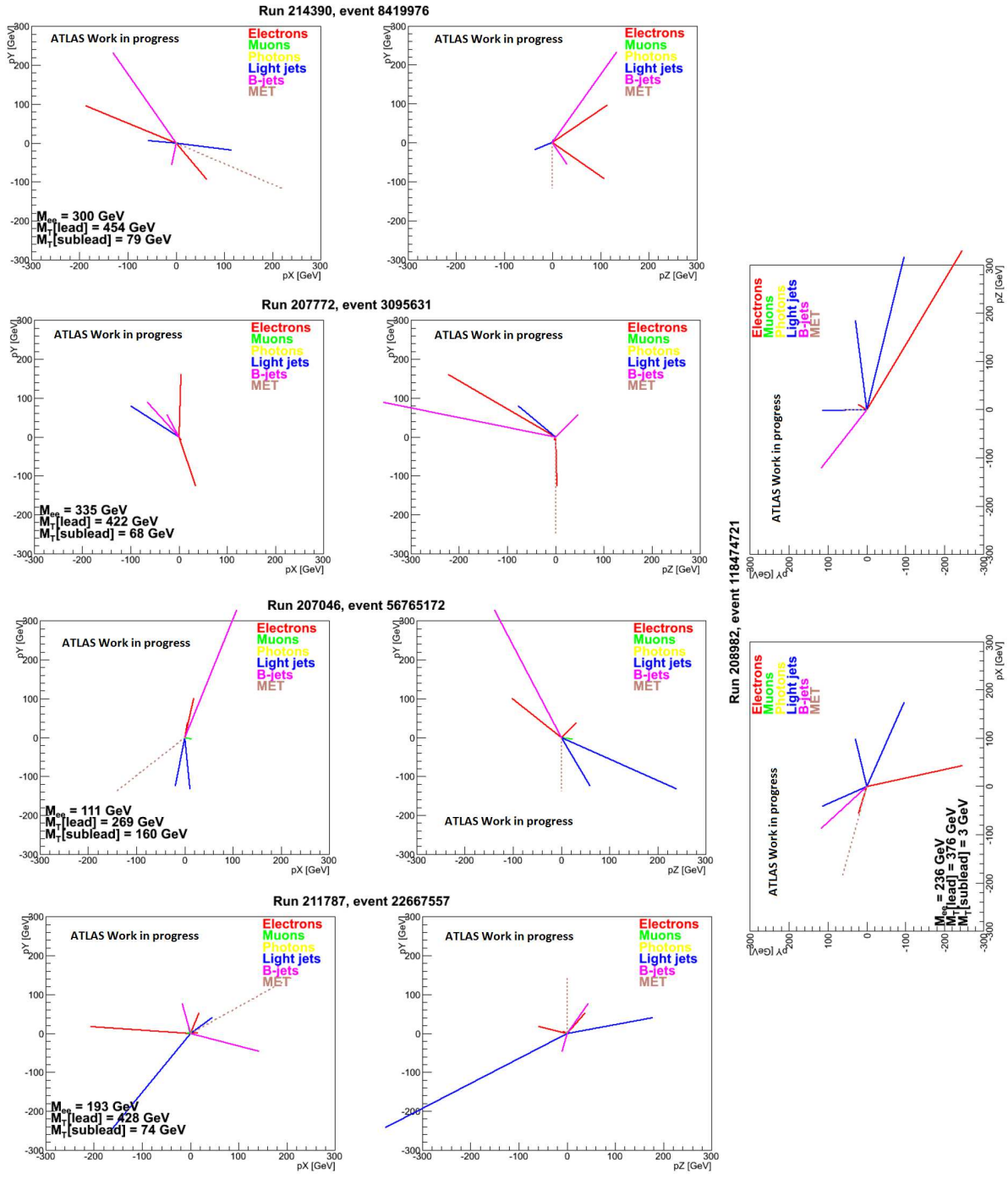


FIGURE B.9 – Représentation simplifiée (dans l’espace des impulsions) des événements observés dans la région de signal SR1b pour le canal ee , pour l’ensemble des données 2012.

Bibliographie

- [1] ATLAS COLLABORATION, « Evidence for the spin-0 nature of the Higgs boson using ATLAS data », 2013. arXiv :hep-ex/1307.1432.
- [2] CMS COLLABORATION, « Combination of standard model Higgs boson searches and measurements of the properties of the new boson with a mass near 125 GeV », Rap. tech. CMS-PAS-HIG-13-005, CERN, 2013.
- [3] CMS COLLABORATION, « Properties of the Higgs-like boson in the decay H to ZZ to $4l$ in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ and 8 TeV », Rap. tech. CMS-PAS-HIG-13-002, CERN, 2013.
- [4] ATLAS COLLABORATION, « Measurements of Higgs boson production and couplings in diboson final states with the ATLAS detector at the LHC », 2013. arXiv :hep-ex/1307.1427.
- [5] 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*, vol. 716, no. 1, p. 1–29, 2012.
- [6] CMS COLLABORATION, « Observation of a new boson at a mass of 125 GeV with the CMS experiment at the LHC », *Phys. Lett. B*, vol. 716, no. arXiv :1207.7235. CMS-HIG-12-028. CERN-PH-EP-2012-220, p. 30–61, 2012.
- [7] S. TOMONAGA, « On a Relativistically Invariant Formulation of the Quantum Theory of Wave Fields », *Progress of Theoretical Physics*, vol. 1, p. 27–42, 1946.
- [8] J. SCHWINGER, « On Quantum-Electrodynamics and the Magnetic Moment of the Electron », *Physical Review*, vol. 73, p. 416–417, 1948.
- [9] J. SCHWINGER, « Quantum Electrodynamics. I. A Covariant Formulation », *Physical Review*, vol. 74, p. 1439–1461, 1948.
- [10] R. FEYNMAN, « Space–Time Approach to Quantum Electrodynamics », *Physical Review*, vol. 76, p. 769–789, 1949.
- [11] R. FEYNMAN, « The Theory of Positrons », *Physical Review*, vol. 76, p. 749–759, 1949.
- [12] R. FEYNMAN, « Mathematical Formulation of the Quantum Theory of Electromagnetic Interaction », *Physical Review*, vol. 80, p. 440–457, 1950.
- [13] R. MILLS et C. YANG, « Conservation of Isotopic Spin and Isotopic Gauge Invariance », *Physical Review*, vol. 91, p. 191–196, 1954.
- [14] H. YUKAWA, « On the Interaction of Elementary Particles. I. », *Proceedings of the Physico-Mathematical Society of Japan*, vol. 17, p. 48, 1935.
- [15] C. LATTES, H. MUIRHEAD, G. OCCHIALINI et C. POWELL, « Report of the discovery of the pion », *Nature*, vol. 159, p. 694, 1947.
- [16] M. GELL-MAN, « Symmetries of Baryons and Mesons », *Physical Review*, vol. 125, p. 1067–1084, 1962.
- [17] V. E. BARNES, P. L. CONNOLLY, D. J. CRENNELL *et al.*, « Observation of a Hyperon with Strangeness Minus Three », *Physical Review Letters*, vol. 12, p. 204–206, 1964.

- [18] M. GELL-MANN, « A schematic model of baryons and mesons », *Physics Letters*, vol. 8, p. 214, 1964.
- [19] G. ZWEIG, « An SU3 Model for Strong Interaction Symmetry and its Breaking II », Rap. tech. CERN Report 8419/TH.401, 1964.
- [20] E. BLOOM *et al.*, « High-Energy Inelastic e–p Scattering at 6° and 10° », *Physical Review Letters*, vol. 23, p. 930–934, 1969.
- [21] M. BREIDENBACH *et al.*, « Observed Behavior of Highly Inelastic Electron–Proton Scattering », *Physical Review Letters*, vol. 23, p. 935–939, 1969.
- [22] J. D. BJORKEN, « Asymptotic Sum Rules at Infinite Momentum », *Physical Review*, vol. 179, p. 1547–1553, 1969.
- [23] N. BOGOLIUBOV, B. STRUMINSKY et A. TAVKHELIDZE *JINR Preprint*, vol. D, 1968.
- [24] Y. NAMBU et M.-Y. HAN, « Three-Triplet Model with Double SU(3) Symmetry », *Physical Review B*, vol. 139, p. 1006, 1965.
- [25] O. GREENBERG, « Spin and Unitary-Spin Independence in a Paraquark Model of Baryons and Mesons », *Physical Review Letters*, vol. 13, p. 598, 1964.
- [26] A. BARDEEN, H. FRITZSCH et M. GELL-MANN, « Light cone current algebra, pi0 decay, and e+ e- annihilation », 1972. arXiv :hep-ph/0211388.
- [27] D. GROSS et F. WILCZEK, « Asymptotically Free Gauge Theories. I », *Physical Review D*, vol. 8, p. 3633, 1973.
- [28] D. GROSS et F. WILCZEK, « Ultraviolet Behavior of non-Abelian Gauge Theories », *Physical Review Letters*, vol. 30, p. 1343, 1973.
- [29] H. POLITZER, « Reliable Perturbative Results for Strong Interactions ? », *Physical Review Letters*, vol. 30, p. 1346, 1973.
- [30] H. POLITZER, « Asymptotic Freedom : An Approach to Strong Interactions », *Physics Reports*, vol. 14, p. 129, 1974.
- [31] D. BARBER *et al.*, « Discovery of Three-Jet Events and a Test of Quantum Chromodynamics at PETRA », *Physical Review Letters*, vol. 43, p. 830, 1979.
- [32] B. STELLA et H. MEYER, « $\Upsilon(9.46 \text{ GeV})$ and the gluon discovery (a critical recollection of PLUTO results) », *European Physical Journal H*, vol. 36, p. 203–243, 2011.
- [33] W. OCHS, « The Status of Glueballs », *J. Phys. G*, vol. 40, p. 043001, 2013.
- [34] CMS COLLABORATION, « Measurement of the Inclusive Jet Cross Section in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ », *Phys.Rev.Lett.*, vol. 107, p. 132001, 2011.
- [35] E. FERMI, « Tentativo di una teoria dei raggi β », *Ricerca Scientifica*, 1933.
- [36] G. GAMOW et E. TELLER, « Selection Rules for the β desintegration », *Physical Review*, vol. 49, p. 895, 1936.
- [37] T. D. LEE et C. N. YANG, « Question of Parity Conservation in Weak Interactions », *Physical Review*, vol. 104, p. 254–258, 1956.
- [38] C. S. WU *et al.*, « Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay », *Physical Review*, vol. 105, p. 1413–1415, 1957.
- [39] R. MARSHAK et E. SUDARSHAN, « Chirality Invariance and the Universal Fermi Interaction », *Physical Review*, vol. 109, p. 1860–1862, 1958.
- [40] S. GLASHOW, « Partial symmetries of weak interactions », *Nuclear Physics*, vol. 22, p. 579–588, 1960.
- [41] A. SALAM et S. WEINBERG, « Broken Symmetries », *Physical Review*, vol. 127, p. 965–970, 1962.

- [42] ATLAS COLLABORATION, « SM cross-section measurements », 2013. https://twiki.cern.ch/twiki/pub/AtlasPublic/CombinedSummaryPlots/SM_SummaryPlotMoriondEWK2013.pdf.
- [43] S. GLASHOW, J. ILIOPOULOS et L. MAIANI, « Weak Interactions with Lepton–Hadron Symmetry », *Physical Review D*, vol. 2, p. 1285, 1970.
- [44] F. ENGLERT et R. BROUT, « Broken Symmetry and the Mass of Gauge Vector Mesons », *Physical Review Letters*, vol. 13, p. 321–323, 1964.
- [45] F. ENGLERT et R. BROUT, « Broken Symmetries and the Masses of Gauge Bosons », *Physical Review Letters*, vol. 13, p. 508–509, 1964.
- [46] F. ENGLERT et R. BROUT, « Global Conservation Laws and Massless Particles », *Physical Review Letters*, vol. 13, p. 585–587, 1964.
- [47] J. BERINGER *et al.*, « Particle Data Group », *Physical Review D*, vol. 86, p. 010001, 2012.
- [48] H. BETHE, « The Electromagnetic Shift of Energy Levels », *Physical Review*, vol. 72, p. 339–341, 1947.
- [49] G. 't HOOFT, « Renormalization of massless Yang–Mills fields », *Nuclear Physics B*, vol. 33, p. 173–177, 1971.
- [50] G. 't HOOFT, « Renormalizable Lagrangians for massive Yang–Mills fields », *Nuclear Physics B*, vol. 35, p. 167–188, 1971.
- [51] S. ADLER, « Axial-Vector Vertex in Spinor Electrodynamics », *Physical Review*, vol. 177, p. 2426, 1969.
- [52] S. ADLER, « A PCAC puzzle : $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ in the σ -model », *Il Nuovo Cimento A*, vol. 60, p. 47, 1969.
- [53] M. BAAK, M. GOEBE, J. HALLER, A. HOECKER *et al.*, « The Electroweak Fit of the Standard Model after the Discovery of a New Boson at the LHC », *Eur.Phys.J.*, vol. C72, p. 2205, 2012.
- [54] J. OORT, « The force exerted by the stellar system in the direction perpendicular to the galactic plane and some related problems », *Bulletin of the Astronomical Institutes of the Netherlands*, vol. 6, p. 249, 1932.
- [55] F. ZWICKY, « Die Rotverschiebung von extragalaktischen Nebeln », *Helvetica Physica Acta*, vol. 6, p. 110–127, 1933.
- [56] A. RIESS *et al.*, « Observational evidence from supernovae for an accelerating universe and a cosmological constant », *Astronomical Journal*, vol. 116, p. 1009–1038, 1998.
- [57] S. PERLMUTTER *et al.*, « Measurements of Omega and Lambda from 42 high redshift supernovae », *Astrophysical Journal*, vol. 517, p. 565–586, 1998.
- [58] P. ADE *et al.*, « Planck 2013 results. XVI. Cosmological parameters », 2013. arXiv :astro-ph/1303.5076.
- [59] B. CLEVELAND *et al.*, « Measurement of the solar electron neutrino flux with the Homestake chlorine detector », *Astrophysical Journal*, vol. 496, p. 505–526, 1998.
- [60] Q. AHMAD *et al.*, « Measurement of the Rate of $\nu_e + d \rightarrow p + p + e^-$ Interactions Produced by ^8B Solar Neutrinos at the Sudbury Neutrino Observatory », *Physical Review Letters*, vol. 87, p. 071301, 2001.
- [61] S. BILENKY et B. PONTECORVO, « Lepton mixing and neutrino oscillations », *Physics Reports*, vol. 41, p. 225, 1978.
- [62] F. AN *et al.*, « Improved Measurement of Electron Antineutrino Disappearance at Daya Bay », *Chin. Phys.*, vol. C37, p. 011001, 2013.

- [63] K. NAKAMURA *et al.*, « Review of Particle Physics », *Journal of Physics G*, vol. 37, p. 1, 2010.
- [64] R. PECCEI et H. QUINN, « CP Conservation in the Presence of Pseudoparticles », *Physical Review Letters*, vol. 38, p. 1440, 1977.
- [65] Y. GOL'FAND et E. LIKHTMAN, « Extension of the Algebra of Poincare Group Generators and Violation of p Invariance », *JETP Lett.*, vol. 13, p. 323–326, 1971.
- [66] J. WESS et B. ZUMINO, « A Lagrangian Model Invariant Under Supergauge Transformations », *Phys. Lett.*, vol. B49, p. 52, 1974.
- [67] J. WESS et B. ZUMINO, « Supergauge Transformations in Four-Dimensions », *Nucl. Phys.*, vol. B70, p. 39–50, 1974.
- [68] S. COLEMAN et J. MANDULA, « All Possible Symmetries of the S Matrix », *Physical Review*, vol. 159, p. 1251–1256, 1967.
- [69] R. HAAG, M. SOHNIUS et J. LOPUSZANSKI, « All possible generators of supersymmetries of the S-matrix », *Nuclear Physics B*, vol. 88, p. 257–274, 1975.
- [70] P. FAYET, « Supersymmetry and Weak, Electromagnetic and Strong Interactions », *Physics Letters B*, vol. 64, p. 159, 1976.
- [71] S. DIMOPOULOS et H. GEORGI, « Softly Broken Supersymmetry and SU(5) », *Nuclear Physics B*, vol. 193, p. 150, 1981.
- [72] G. BERTONE, D. HOOPER et J. SILK, « Particle dark matter : Evidence, candidates and constraints », *Physics Report*, vol. 405, p. 279–390, 2005.
- [73] H. GOLDBERG, « Constraint on the photino mass from cosmology », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 50, p. 1419, 1983.
- [74] H. YÜKSEL, J. BEACOM et C. WATSON, « Strong upper limits on sterile neutrino warm dark matter », *Physics Review Letter*, vol. 101, p. 121301, 2008.
- [75] S. DIMOPOULOS, S. RABY et F. WILCZEK, « Supersymmetry and the Scale of Unification », *Phys. Rev.*, vol. D24, p. 1681–1683, 1981.
- [76] M. SOHNIUS, « Introducing Supersymmetry », *Physics Report*, vol. 128, p. 39–204, 1985.
- [77] S. MARTIN, « A Supersymmetry primer », 1997. arXiv :hep-ph/9709356.
- [78] A. GLADYSHEV et D. KAZAKOV, « IS (Low Energy) SUSY STILL ALIVE? », 2012. arXiv :hep-ph/1212.2548.
- [79] C. BERGER, J. GAINER, J. HEWETT et T. RIZZO, « Supersymmetry Without Prejudice », *JHEP*, vol. 0902, p. 023, 2009.
- [80] D. HOOPER, « TASI 2008 Lectures on Dark Matter », p. 709–764, 2009.
- [81] N. ARKANI-HAMED et S. DIMOPOULOS, « Supersymmetric unification without low energy supersymmetry and signatures for fine-tuning at the LHC », *JHEP*, vol. 0506, p. 073, 2005.
- [82] G. GIUDICE et A. ROMANINO, « Split supersymmetry », *Nucl.Phys.*, vol. B699, p. 65–89, 2004.
- [83] D. VOLKOV et V. AKULOV, « Is the Neutrino a Goldstone Particle? », *Physics Letters B*, vol. 46, p. 109–110, 1973.
- [84] A. CHAMSEDDINE, R. ARNOWITT et N. PRAN, « Locally supersymmetric grand unification », *Physical Review Letters*, vol. 49, p. 970, 1982.
- [85] M. DINE et W. FISCHLER, « A Phenomenological Model of Particle Physics Based on Supersymmetry », *Physics Letters B*, vol. 110, p. 227, 1982.

- [86] E. A. MIRABELLI et M. E. PESKIN, « Transmission of supersymmetry breaking from a four-dimensional boundary », *Phys.Rev.*, vol. D58, p. 065002, 1998.
- [87] Z. CHACKO, M. A. LUTY, A. E. NELSON et E. PONTON, « Gaugino mediated supersymmetry breaking », *JHEP*, vol. 0001, p. 003, 2000.
- [88] L. RANDALL et R. SUNDRUM, « Out of this world supersymmetry breaking », *Nucl.Phys.*, vol. B557, p. 79–118, 1999.
- [89] J. FENG, « Constraints on Supersymmetry », 2013. <http://hep.ps.uci.edu/~jlf/research/presentations/presentations.html>.
- [90] A. ARBEY, M. BATTAGLIA, A. DJOUADI et F. MAHMOUDI, « An update on the constraints on the phenomenological MSSM from the new LHC Higgs results », *Phys.Lett.*, vol. B720, p. 153–160, 2013.
- [91] R. BARBIERI et G. GIUDICE, « Upper Bounds on Supersymmetric Particle Masses », *Nucl.Phys.*, vol. B306, p. 63, 1988.
- [92] T. PLEHN, « Prospino », 2013. <http://www.thphys.uni-heidelberg.de/~plehn/index.php?show=prospino&visible=tools>.
- [93] ATLAS COLLABORATION, « ATLAS Susy Searches », 2013. https://twiki.cern.ch/twiki/pub/AtlasPublic/CombinedSummaryPlots/AtlasSearchesSUSY_EPS2013.pdf.
- [94] ATLAS COLLABORATION, « ATLAS Limits on stop mass », 2013. https://twiki.cern.ch/twiki/pub/AtlasPublic/CombinedSummaryPlots/ATLAS_directstop_all_EPS2013.pdf.
- [95] A. DJOUADI, « The Anatomy of electro-weak symmetry breaking. II. The Higgs bosons in the minimal supersymmetric model », *Physics Report*, vol. 459, p. 1–241, 2008.
- [96] ATLAS COLLABORATION, « Search for the neutral Higgs bosons of the Minimal Supersymmetric Standard Model in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector », *JHEP*, vol. 1302, p. 095, 2013.
- [97] ATLAS COLLABORATION, « Search for charged Higgs bosons decaying via $H^+ \rightarrow \tau\nu$ in top quark pair events using pp collision data at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector », *JHEP*, vol. 1206, p. 039, 2012.
- [98] ATLAS COLLABORATION, « Search for a light charged Higgs boson in the decay channel $H^+ \rightarrow c\bar{s}$ in $t\bar{t}$ events using pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector », *Eur.Phys.J.*, vol. C73, p. 2465, 2013.
- [99] ATLAS COLLABORATION, « Search for charged Higgs bosons through the violation of lepton universality in $t\bar{t}$ events using pp collision data at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS experiment », *JHEP*, vol. 1303, p. 076, 2013.
- [100] A. ARBEY, M. BATTAGLIA, F. MAHMOUDI et D. M. SANTOS, « Supersymmetry confronts $B_s \rightarrow \mu^+\mu^-$: Present and future status », *Phys.Rev.*, vol. D87, p. 035026, 2013.
- [101] W. ALTMANNSHOFER, M. CARENA, N. SHAH et F. YU, « Indirect Probes of the MSSM after the Higgs Discovery », *JHEP*, vol. 1301, p. 160, 2013.
- [102] LHCb COLLABORATION, « Measurement of the $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ branching fraction and search for $B^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ decays at the LHCb experiment », 2013. arXiv :hep-ex/1307.5024.
- [103] CMS COLLABORATION, « Measurement of the $B_s^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ branching fraction and search for $B^0 \rightarrow \mu^+\mu^-$ with the CMS Experiment », 2013. arXiv :hep-ex/1307.5025.
- [104] E. APRILE *et al.*, « Dark Matter Results from 225 Live Days of XENON100 Data », *Phys.Rev.Lett.*, vol. 109, p. 181301, 2012.
- [105] M. AGUILAR *et al.*, « First Result from the Alpha Magnetic Spectrometer on the International Space Station : Precision Measurement of the Positron Fraction in Primary Cosmic Rays of 0.5-350 GeV », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 110, p. 141102, 2013.

- [106] Z. AHMED *et al.*, « Results from a Low-Energy Analysis of the CDMS II Germanium Data », *Phys.Rev.Lett.*, vol. 106, p. 131302, 2011.
- [107] E. ARMENGAUD *et al.*, « Final results of the EDELWEISS-II WIMP search using a 4-kg array of cryogenic germanium detectors with interleaved electrodes », *Phys.Lett.*, vol. B702, p. 329–335, 2011.
- [108] O. ADRIANI *et al.*, « The cosmic-ray positron energy spectrum measured by PAMELA », 2013. arXiv :astro-ph/1308.0133.
- [109] M. ACKERMANN *et al.*, « Fermi LAT search for dark matter in gamma-ray lines and the inclusive photon spectrum », *Phys. Rev. D*, vol. 86, p. 022002, 2012.
- [110] R. ABBASI *et al.*, « Limits on a muon flux from Kaluza-Klein dark matter annihilations in the Sun from the IceCube 22-string detector », *Phys.Rev.*, vol. D81, p. 057101, 2010.
- [111] G. HINSHAW *et al.*, « Nine-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Cosmological Parameter Results », 2012. arXiv :astro-ph/1212.5226.
- [112] P. ADE *et al.*, « Planck 2013 results. XXIII. Isotropy and Statistics of the CMB », 2013. arXiv :astro-ph/1303.5083.
- [113] C. BOEHM, P. B. DEV, A. MAZUMDAR et E. PUKARTAS, « Naturalness of Light Neutralino Dark Matter in pMSSM after LHC, XENON100 and Planck Data », *JHEP*, vol. 1306, p. 113, 2013.
- [114] R. BARNETT, J. GUNION et H. HABER, « Discovering Supersymmetry with Like-Sign Dileptons », *Phys. Lett. B*, vol. 315, p. 349, 1993.
- [115] ATLAS COLLABORATION, « Search for strongly produced superpartners in final states with two same sign leptons with the ATLAS detector using 21 fb^{-1} of proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$ », Rap. tech. ATLAS-CONF-2013-007, 2013.
- [116] B. ALLANACH et B. GRIPAIOS, « Hide and Seek With Natural Supersymmetry at the LHC », *JHEP*, vol. 1205, p. 062, 2012.
- [117] L. EVANS et P. BRYANT, « LHC Machine », *Journal of Instrumentation*, vol. 3, no. 08, p. S08001, 2008.
- [118] O. BRÜNING, P. COLLIER *et al.*, *LHC Design Report*. CERN, 2004.
- [119] ATLAS COLLABORATION, « The ATLAS Experiment at the CERN Large Hadron Collider », *Journal of Instrumentation*, vol. 3, no. 08, p. S08003, 2008.
- [120] ATLAS COLLABORATION, « ATLAS Detector Status », 2013. <http://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/ApprovedPlotsATLASDetector>.
- [121] ATLAS COLLABORATION, « Fraction of good quality data in 2012 », 2013. <http://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/DATAPREPARATION/PublicPlots/DQ/DQ-eff-table2012pp-AprilDecember2012.png>.
- [122] G. BARONE, « ATLAS Silicon Microstrip Tracker Operation and Performance », Rap. tech. ATL-INDET-PROC-2013-004, 2013.
- [123] ATLAS COLLABORATION, « Performance of primary vertex reconstruction in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ in the ATLAS experiment », Rap. tech. ATLAS-CONF-2010-069, 2010.
- [124] ATLAS COLLABORATION, « Muon Momentum Resolution in First Pass Reconstruction of pp Collision Data Recorded by ATLAS in 2010 », Rap. tech. ATLAS-CONF-2011-046, 2011.
- [125] M. AHARROUCHE, J. COLAS, L. di CIACCIO *et al.*, « Response uniformity of the ATLAS liquid argon electromagnetic calorimeter », *Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A*, vol. 582, p. 429–455, 2007.

- [126] ATLAS COLLABORATION, « Electron energy response stability with time in 2012 data », 2012. <https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/EGAMMA/PublicPlots/20121106/ATL-COM-PHYS-2012-1593/ATL-COM-PHYS-2012-1593.pdf>.
- [127] ATLAS COLLABORATION, « Electron energy response with respect to pileup in 2012 data », 2012. <https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/EGAMMA/PublicPlots/20121129/ATL-COM-PHYS-2012-1668/ATL-COM-PHYS-2012-1668.pdf>.
- [128] ATLAS COLLABORATION, « Electron performance measurements with the ATLAS detector using the 2010 LHC proton-proton collision data », *The European Physical Journal C*, vol. 72, no. 3, p. 1–46, 2012.
- [129] ATLAS COLLABORATION, « Muon momentum resolution », 2011. <https://twiki.cern.ch/twiki/pub/AtlasPublic/MuonPerformancePublicPlots/ATL-COM-PHYS-2011-1504.pdf>.
- [130] ATLAS COLLABORATION, « Readiness of the ATLAS liquid argon calorimeter for LHC collisions », *The European Physical Journal C*, vol. 70, no. 3, p. 723–753, 2010.
- [131] ATLAS COLLABORATION, « The ATLAS Inner Detector commissioning and calibration », *The European Physical Journal C*, vol. 70, no. 3, p. 787–821, 2010.
- [132] ATLAS COLLABORATION, « Readiness of the ATLAS Tile Calorimeter for LHC collisions », *European Physical Journal C*, vol. 70, p. 1193–1236, 2010.
- [133] ATLAS COLLABORATION, « Commissioning of the ATLAS Muon Spectrometer with cosmic rays », *The European Physical Journal C*, vol. 70, no. 3, p. 875–916, 2010.
- [134] ATLAS COLLABORATION, « Drift Time Measurement in the ATLAS Liquid Argon Electromagnetic Calorimeter using Cosmic Muons », *The European Physical Journal C*, vol. 70, no. 3, p. 755–785, 2010.
- [135] ATLAS COLLABORATION, « The ATLAS Simulation Infrastructure », *The European Physical Journal C*, vol. 70, no. 3, p. 823–874, 2010.
- [136] ATLAS COLLABORATION, « Improved electron reconstruction in ATLAS using the Gaussian Sum Filter-based model for bremsstrahlung », Rap. tech. ATLAS-CONF-2012-047, 2012.
- [137] ATLAS COLLABORATION, « Expected Performance of the ATLAS Experiment - Detector, Trigger and Physics », 2009. arXiv :hep-ex/0901.0512.
- [138] ATLAS COLLABORATION, « Electron and photon reconstruction and identification in ATLAS : expected performance at high energy and results at 900 GeV », Rap. tech. ATLAS-CONF-2010-005, 2010.
- [139] ATLAS COLLABORATION, « Expected electron performance in the ATLAS experiment », Rap. tech. ATL-PHYS-PUB-2011-006, 2011.
- [140] ATLAS COLLABORATION, « Particle Identification Performance of the ATLAS Transition Radiation Tracker », Rap. tech. ATLAS-CONF-2011-128, 2011.
- [141] ATLAS COLLABORATION, « Expected photon performance in the ATLAS experiment », Rap. tech. ATL-PHYS-PUB-2011-007, 2011.
- [142] ATLAS COLLABORATION, « Photon identification efficiency measurements using $Z \rightarrow \ell\ell\gamma$ events in 20.7 fb⁻¹ of pp collisions collected by ATLAS at $\sqrt{s} = 8$ TeV in 2012 », 2013. <https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/EGAMMA/PublicPlots/20130304/ATL-COM-PHYS-2013-244/ATL-COM-PHYS-2013-244.pdf>.
- [143] ATLAS COLLABORATION, « Calorimeter isolation with TopoClusters versus pile-up », 2012. <https://atlas.web.cern.ch/Atlas/GROUPS/PHYSICS/EGAMMA/PublicPlots/20120404/TopoIsolation/ATL-COM-PHYS-2012-362/ATL-COM-PHYS-2012-362.pdf>.

- [144] ATLAS COLLABORATION, « Pile-up Dependence of the ATLAS Muon Performance », Rap. tech. ATL-COM-PHYS-2011-1640, 2012.
- [145] ATLAS COLLABORATION, « Performance of the Reconstruction and Identification of Hadronic Tau Decays in ATLAS with 2011 Data », Rap. tech. ATLAS-CONF-2012-142, 2012.
- [146] M. CACCIARI, G. SALAM et G. SOYEZ, « The Anti-k(t) jet clustering algorithm », *JHEP*, vol. 0804, p. 063, 2008.
- [147] ATLAS COLLABORATION, « Jet energy measurement with the ATLAS detector in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV », *Eur.Phys.J.*, vol. C73, p. 2304, 2013.
- [148] ATLAS COLLABORATION, « Uncertainty on Jet Energy Scale », 2013. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/JetEtmissApproved2013JESUncertainty>.
- [149] ATLAS COLLABORATION, « Pile-up corrections for jets from proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV in ATLAS in 2011 », Rap. tech. ATLAS-CONF-2012-064, 2012.
- [150] ATLAS COLLABORATION, « Jet Energy Resolution », 2011. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/JetEtmissApproved2011JetResolution>.
- [151] ATLAS COLLABORATION, « Measurement of the b-tag Efficiency in a Sample of Jets Containing Muons with 5 fb⁻¹ of Data from the ATLAS Detector », Rap. tech. ATLAS-CONF-2012-043, 2012.
- [152] ATLAS COLLABORATION, « Pile-up impact on Jet Energy Scale », 2013. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/JetEtmissApproved2013Pileup1>.
- [153] ATLAS COLLABORATION, « Jet performance with pile-up », 2013. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/JetEtmissApproved2013Pileup1>.
- [154] ATLAS COLLABORATION, « Commissioning of the ATLAS high-performance b-tagging algorithms in the 7 TeV collision data », Rap. tech. ATLAS-CONF-2011-102, 2011.
- [155] G. PIACQUADIO et C. WEISER, « A new inclusive secondary vertex algorithm for b-jet tagging in ATLAS », *Journal of Physics : Conference Series*, vol. 119, no. 3, p. 032032, 2008.
- [156] ATLAS COLLABORATION, « Measuring the b-tag efficiency in a top-pair sample with 4.7 fb⁻¹ of data from the ATLAS detector », Rap. tech. ATLAS-CONF-2012-097, 2012.
- [157] ATLAS COLLABORATION, « Performance of Missing Transverse Momentum Reconstruction in ATLAS with 2011 Proton-Proton Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV », Rap. tech. ATLAS-CONF-2012-101, 2012.
- [158] ATLAS COLLABORATION, « ETmiss performance in 2012 data », 2013. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/JetEtmissApproved2013EtMiss>.
- [159] ATLAS COLLABORATION, « Measurements of the properties of the Higgs-like boson in the $WW^{(*)} \rightarrow l\nu l\nu$ decay channel with the ATLAS detector using 25 fb⁻¹ of proton-proton collision data », Rap. tech. ATLAS-CONF-2013-030, 2013.
- [160] ATLAS COLLABORATION, « Measurements of the properties of the Higgs-like boson in the four lepton decay channel with the ATLAS detector using 25 fb⁻¹ of proton-proton collision data », Rap. tech. ATLAS-CONF-2013-013, 2013.
- [161] ATLAS COLLABORATION, « Measurement of the inclusive W^{\pm} and Z/gamma cross sections in the electron and muon decay channels in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector », *Phys.Rev.*, vol. D85, p. 072004, 2012.
- [162] ATLAS COLLABORATION, « Measurements of Wgamma and Zgamma production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector at the LHC », *Phys.Rev.*, vol. D87, p. 112003, 2013.

- [163] ATLAS COLLABORATION, « Measurement of the high-mass Drell–Yan differential cross-section in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector », 2013. arXiv :hep-ex/1305.4192.
- [164] ATLAS COLLABORATION, « Measurement of the production cross section of jets in association with a Z boson in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector », 2013. arXiv :hep-ex/1304.7098.
- [165] ATLAS COLLABORATION, « Measurement of the WW cross section in pp collisions with the ATLAS detector and limits on anomalous gauge couplings », *Physics Letters B*, vol. 712, no. 4–5, p. 289–308, 2012.
- [166] ATLAS COLLABORATION, « Measurement of W^+W^- production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector and limits on anomalous WWZ and $WW\gamma$ couplings », *Phys.Rev.*, vol. D87, p. 112001, 2013.
- [167] ATLAS COLLABORATION, « Measurement of WZ production in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector », *Eur.Phys.J.*, vol. C72, p. 2173, 2012.
- [168] ATLAS COLLABORATION, « Measurement of the $W \rightarrow \ell\nu$ and $Z/\gamma^* \rightarrow \ell\ell$ production cross sections in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector », *JHEP*, vol. 1012, p. 060, 2010.
- [169] ATLAS COLLABORATION, « A measurement of the ratio of the W and Z cross sections with exactly one associated jet in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with ATLAS », *Phys.Lett.*, vol. B708, p. 221–240, 2012.
- [170] ATLAS COLLABORATION, « Measurement of ZZ production in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV and limits on anomalous ZZZ and $ZZ\gamma$ couplings with the ATLAS detector », *JHEP*, vol. 1303, p. 128, 2013.
- [171] ATLAS COLLABORATION, « Measurement of the ZZ production cross section and limits on anomalous neutral triple gauge couplings in proton-proton collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector », *Phys.Rev.Lett.*, vol. 108, p. 041804, 2012.
- [172] ATLAS COLLABORATION, « Supporting document on electron performance measurements using the 2011 LHC proton-proton collisions », Rap. tech. ATL-COM-PHYS-2012-1023, 2012. Document interne en cours d’approbation.
- [173] ATLAS COLLABORATION, « Electron performances measurements using the 2011 LHC proton-proton collisions », rap. tech., 2012. Ultérieurement soumis pour publication.
- [174] ATLAS COLLABORATION, « Selection of jets produced in proton-proton collisions with the ATLAS detector using 2011 data », Rap. tech. ATLAS-CONF-2012-020, 2012.
- [175] ATLAS COLLABORATION, « Search for supersymmetry using events with three leptons, multiple jets, and missing transverse momentum in 13.0 fb^{-1} of pp collisions with the ATLAS detector at $\sqrt{s} = 8$ TeV », Rap. tech. ATLAS-CONF-2012-151, 2012.
- [176] ATLAS COLLABORATION, « Search for Gluinos in Events with Two Same-Sign Leptons, Jets, and Missing Transverse Momentum with the ATLAS Detector in pp Collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV », *Phys. Rev. Lett.*, vol. 108, p. 241802, 2012.
- [177] CMS COLLABORATION, « Measurement of associated production of vector bosons and top quark-antiquark pairs at $\sqrt{s} = 7$ TeV », *Phys.Rev.Lett.*, vol. 110, p. 172002, 2013.
- [178] ATLAS COLLABORATION, « Search for anomalous production of prompt like-sign lepton pairs at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the atlas detector », *Journal of High Energy Physics*, vol. 2012, no. 12, p. 1–41, 2012.
- [179] ATLAS COLLABORATION, « Search for Supersymmetry in final states with two same-sign leptons, jets and missing transverse momentum with the ATLAS detector in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV », Rap. tech. ATLAS-CONF-2012-105, 2012.

- [180] M. KRAMER, A. KULESZA, R. V. der LEEUW *et al.*, « Supersymmetry production cross sections in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV », 2012. arXiv :hep-ph/1206.2892.
- [181] L. S. C. S. W. GROUP, « Susy cross sections », 2013. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/LHCPhysics/SUSYCrossSections>.
- [182] G. COWAN, *Statistical Data Analysis*. Clarendon Press, 1998.
- [183] J. ALWALL *et al.*, « MadGraph/MadEvent v4 : The New Web Generation », *JHEP*, vol. 09, p. 028, 2007.
- [184] T. SJOSTRAND, S. MRENNNA et P. Z. SKANDS, « A Brief Introduction to PYTHIA 8.1 », *Comput.Phys.Commun.*, vol. 178, p. 852–867, 2008.
- [185] J. PUMPLIN *et al.*, « New generation of parton distributions with uncertainties from global QCD », *JHEP*, vol. 07, p. 012, 2002.
- [186] T. GLEISBERG *et al.*, « Event generation with SHERPA 1.1 », *JHEP*, vol. 02, p. 028, 2009.
- [187] H. LA, M. GUZZI, J. HUSTON, Z. LI, P. NADOLSKY *et al.*, « New parton distributions for collider physics », *Phys.Rev.*, vol. D82, p. 074024, 2010.
- [188] M. MANGANO, M. MORETTI, F. PICCININI, R. PITTAU et A. POLOSA, « ALPGEN, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions », *JHEP*, vol. 0307, p. 001, 2003.
- [189] S. ALIOLI, P. NASON, C. OLEARI et E. RE, « A general framework for implementing NLO calculations in shower Monte Carlo programs : the POWHEG BOX », *JHEP*, vol. 1006, p. 043, 2010.
- [190] M. BAHR *et al.*, « Herwig++ Physics and Manual », *Eur. Phys. J*, vol. C58, p. 639–707, 2008.
- [191] B. ALLANACH, « SOFTSUSY : a program for calculating supersymmetric spectra », *Comput.Phys.Commun.*, vol. 143, p. 305–331, 2002.
- [192] ATLAS COLLABORATION, « The simulation principle and performance of the ATLAS fast calorimeter simulation FastCaloSim », Rap. tech. ATLAS-CONF-2013-004, 2010.
- [193] ATLAS COLLABORATION, « The ATLAS Simulation Infrastructure », *Eur. Phys. J*, vol. C70, p. 823–874, 2010.
- [194] S. AGOSTINELLI *et al.*, « GEANT4 : A simulation toolkit », *Nucl. Instrum. Meth.*, vol. A506, p. 250–303, 2003.
- [195] W. BEENAKKER, S. BRENSING, M. KRAMER, A. KULESZA, E. LAENEN *et al.*, « Soft-gluon resummation for squark and gluino hadroproduction », *JHEP*, vol. 0912, p. 041, 2009.
- [196] W. BEENAKKER, S. BRENSING, M. KRAMER, A. KULESZA, E. LAENEN *et al.*, « Squark and Gluino Hadroproduction », *Int.J.Mod.Phys.*, vol. A26, p. 2637–2664, 2011.
- [197] P. NADOLSKY, H. LAI, Q. CAO, J. HUSTON, J. PUMPLIN *et al.*, « Implications of CTEQ global analysis for collider observables », *Phys.Rev.*, vol. D78, p. 013004, 2008.
- [198] A. MARTIN, W. STIRLING, R. THORNE et G. WATT, « Parton distributions for the LHC », *Eur.Phys.J.*, vol. C63, p. 189–285, 2009.
- [199] J. CAMPBELL et R. K. ELLIS, « $t\bar{t}W^{+-}$ production and decay at NLO », *JHEP*, vol. 1207, p. 052, 2012.
- [200] M. GARZELLI, A. KARDOS, C. PAPADOPOULOS et Z. TROCSANYI, « $t\bar{t}W^{+-}$ and $t\bar{t}Z$ Hadroproduction at NLO accuracy in QCD with Parton Shower and Hadronization effects », *JHEP*, vol. 1211, p. 056, 2012.
- [201] ATLAS COLLABORATION, « HistFitter », 2013. <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/viewauth/AtlasProtected/SusyFitter>.

- [202] K. CRANMER, « HistFactory User Guide », 2013. <https://twiki.cern.ch/twiki/pub/RooStats/WebHome/HistFactoryLikelihood.pdf>.
- [203] K. BELASCO, K. CRANMER *et al.*, « The RooStats Project », in *ACAT2010*.
- [204] I. ANTICHEVA *et al.*, « ROOT - A C++ framework for petabyte data storage, statistical analysis and visualization », *Comput. Phys. Comm.*, vol. 180, p. 2499, 2009.
- [205] F. JAMES *et M. ROOS*, « Minuit : A System for Function Minimization and Analysis of the Parameter Errors and Correlations », *Comput.Phys.Commun.*, vol. 10, p. 343–367, 1975.
- [206] J. NEYMAN *et E. PEARSON*, « On the Problem of the Most Efficient Tests of Statistical Hypotheses », *Philosophical Transactions of the Royal Society A : Mathematical, Physical and Engineering Sciences*, vol. 231, no. 694, 1933.
- [207] A. READ, « Presentation of search results : The CL(s) technique », *Journal of Physics G : Nuclear and Particle Physics*, vol. 28, no. 10, p. 2693–2704, 2002.
- [208] G. COWAN, K. CRANMER, E. GROSS *et O. VITELLS*, « Asymptotic formulae for likelihood-based tests of new physics », *European Physical Journal C*, vol. 71, p. 1554, 2011.
- [209] S. WILKS, « The Large Sample Distribution of the Likelihood Ratio for Testing Composite Hypotheses », *Ann.Math.Statist.*, vol. 9, p. 60–62, 1938.
- [210] A. WALD, « Tests of Statistical Hypotheses Concerning Several Parameters When the Number of Observations is Large », *Transactions of the American Mathematical Society*, vol. 54, no. 3, p. 426–482, 1943.
- [211] HEPDATA PROJECT, « Search for gluinos in events with two same-sign leptons, jets and missing transverse momentum with the ATLAS detector in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV », 2012. <http://hepdata.cedar.ac.uk/view/ins1094860>.
- [212] CMS COLLABORATION, « Search for new physics in events with same-sign dileptons and b jets in pp collisions at $\sqrt{s} = 8$ TeV », *Journal of High Energy Physics*, vol. 2013, no. 3, p. 1–30, 2013.
- [213] « Search for new physics in events with same-sign dileptons and jets in pp collisions at 8 TeV », Rap. tech. CMS-PAS-SUS-13-013, CERN, Geneva, 2013.
- [214] CMS COLLABORATION, « Search for direct EWK production of SUSY particles in multi-lepton modes with 8TeV data », Rap. tech. CMS-PAS-SUS-12-022, 2013.
- [215] ATLAS COLLABORATION, « Search for same-sign top-quark production and fourth-generation down-type quarks in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector », *Journal of High Energy Physics*, vol. 2012, no. 4, p. 1–40, 2012.
- [216] ATLAS COLLABORATION, « Search for doubly charged Higgs bosons in like-sign dilepton final states at $\sqrt{s} = 7$ TeV with the ATLAS detector », *The European Physical Journal C*, vol. 72, no. 12, p. 1–18, 2012.
- [217] ATLAS COLLABORATION, « Search for strong gravity signatures in same-sign dimuon final states using the ATLAS detector at the LHC », *Physics Letters B*, vol. 709, no. 4–5, p. 322–340, 2012.

Résumé

Mesure des performances de reconstruction des électrons et recherche de Supersymétrie dans les canaux avec deux leptons de même charge dans les données du détecteur ATLAS.

Les trois premières années de fonctionnement de l'expérience ATLAS au LHC, aux résultats fructueux, ont ouvert l'accès à la physique expérimentale à l'échelle du TeV. Les travaux effectués dans ce contexte ont porté à la fois sur des aspects de performance (reconstruction des électrons) et d'analyse (recherche de nouvelle physique). La première partie est consacrée aux mesures *in situ* des efficacités de reconstruction et d'identification des électrons. La méthodologie employée pour réaliser ces mesures dans les données est présentée en détails ainsi que les méthodes développées pour l'estimation du bruit de fond résiduel. La deuxième partie traite de la recherche de Supersymétrie dans les événements avec deux leptons (électrons ou muons) de charges identiques, accompagnés de jets et éventuellement d'énergie transverse manquante, basée sur l'ensemble des données collectées par ATLAS en 2012 (soit 21 fb^{-1} à $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$). Ces états finaux sont particulièrement appropriés à la recherche de gluinos ou de squarks de troisième génération. Les principaux aspects de l'analyse sont décrits, notamment les méthodes d'estimation des différents bruits de fond. L'absence d'excès dans les régions de signal par rapport aux prédictions du Modèle Standard est interprétée en termes de limites sur les masses des superpartenaires, dans le cadre de modèles aux spectres de masse simplifiés. Ainsi, dans les modes de désintégrations étudiés, l'existence de gluinos de masse inférieure à 1 TeV, ou de sbottoms de masse inférieure à 500 GeV, est exclue.

Abstract

Measurement of electron reconstruction performance and search for Supersymmetry in final states with two same sign leptons in ATLAS detector data.

The first three years of operation of the ATLAS experiment at LHC, with fruitful results, have opened the way to experimental physics at the TeV scale. The work realized in this context included some performance aspects (electron reconstruction) as well as analysis (search for new physics). The first part is devoted to in-situ measurements of electron reconstruction and identification efficiencies. The methodology employed to perform these measurements in data is presented in details, as well as the methods developed for estimating the residual background. The second part deals with a search for Supersymmetry in events with two leptons (electrons or muons) of identical charges, together with jets and in some cases missing transverse energy, based on the whole dataset collected by ATLAS in 2012 (namely 21 fb^{-1} at $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$). These final states are particularly adapted to searches for gluinos or third generation squarks. The main aspects of the analysis are described, in particular the methods used to estimate the various backgrounds. The absence of excess in the signal regions with respect to the Standard Model predictions is interpreted in terms of limits on the masses of superpartners, in the frame of models with simplified mass spectra. Thus, in the studied decay modes, the existence of gluinos with masses below 1 TeV or sbottoms with masses below 500 GeV is excluded.