



HAL
open science

Recherche de nouvelle physique dans la topologie à jets et énergie transverse manquante avec le détecteur D0 au TeVatron.

Nikola Makovec

► To cite this version:

Nikola Makovec. Recherche de nouvelle physique dans la topologie à jets et énergie transverse manquante avec le détecteur D0 au TeVatron.. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Paris Sud - Paris XI, 2006. Français. NNT: . tel-00089686

HAL Id: tel-00089686

<https://theses.hal.science/tel-00089686>

Submitted on 22 Aug 2006

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

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

UNIVERSITÉ PARIS XI
UFR SCIENTIFIQUE D'ORSAY

THÈSE

Pour l'obtention du titre de
**DOCTEUR EN SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ PARIS XI
ORSAY**

Spécialité : Champs, Particules, Matières

présentée

le 09 mai 2006

par

Nikola Makovec

*Recherche de nouvelle physique dans la topologie à jets et énergie
transverse manquante avec le détecteur $D\emptyset$ au TeVatron.*

Soutenue devant la commission d'examen composée de :

M. G.	CHIARELLI	
M. A.	DJOUADI	
M. J.-F.	GRIVAZ	Directeur de thèse
M. G.	SAJOT	Rapporteur
M. P.	SCHWEMLING	Rapporteur
M. G.	WORMSER	Président du jury

UNIVERSITÉ PARIS XI
UFR SCIENTIFIQUE D'ORSAY

THÈSE

Pour l'obtention du titre de
**DOCTEUR EN SCIENCES DE L'UNIVERSITÉ PARIS XI
ORSAY**

Spécialité : Champs, Particules, Matières

présentée

le 09 mai 2006

par

Nikola Makovec

*Recherche de nouvelle physique dans la topologie à jets et énergie
transverse manquante avec le détecteur $D\emptyset$ au TeVatron.*

Soutenue devant la commission d'examen composée de :

M. G.	CHIARELLI	
M. A.	DJOUADI	
M. J.-F.	GRIVAZ	Directeur de thèse
M. G.	SAJOT	Rapporteur
M. P.	SCHWEMLING	Rapporteur
M. G.	WORMSER	Président du jury

Table des matières

Remerciements	7
Introduction	9
1 Éléments de théorie	11
1.1 Le modèle standard de la physique des particules	12
1.1.1 Introduction	12
1.1.1.1 Les particules du modèle standard	12
1.1.1.2 Les outils du modèle standard	14
1.1.2 Le lagrangien du modèle standard	16
1.1.2.1 Le secteur fermionique	17
1.1.2.2 Le secteur bosonique	18
1.1.2.3 Le mécanisme de Higgs	18
1.1.2.4 La masse des fermions	20
1.1.2.5 Bilan	21
1.1.3 Les succès du modèle standard	21
1.1.4 Les limites du modèle standard	22
1.2 La phénoménologie des collisions $p\bar{p}$	24
1.2.1 La structure du proton	25
1.2.2 Calcul de section efficace et théorème de factorisation	26
1.2.3 Corrections d'ordre supérieur	26
1.2.4 Du quark au jet	27
1.3 Au delà du modèle standard	27
1.3.1 La technicouleur	28
1.3.2 Les théories de grande unification	28
1.3.3 La supersymétrie	30
1.3.4 Les dimensions supplémentaires	31
1.3.5 La théorie des supercordes	33
1.3.6 Conclusion	33
1.4 La supersymétrie	33
1.4.1 L'algèbre	33
1.4.2 Théorie des champs supersymétriques	35
1.4.2.1 Lagrangien pour le supermultiplet chiral	35
1.4.2.2 Théorie de jauge supersymétrique	36
1.4.2.3 Brisure douce de la supersymétrie	38
1.4.3 Le modèle standard supersymétrique minimal (MSSM)	38
1.4.3.1 Contenu en champs	39

1.4.3.2	Le superpotentiel	40
1.4.3.3	La R-parité	40
1.4.3.4	Lagrangien de brisure douce	41
1.4.3.5	La brisure électrofaible	41
1.4.3.6	Le spectre de masse	43
1.4.3.7	Le MSSM phénoménologique	45
1.4.3.8	Exemples de modèle contraint : le modèle de supergravité minimal	46
1.4.4	Le secteur des stops	47
1.4.4.1	Motivations	47
1.4.4.2	Modes de production au TeVatron	48
1.4.4.3	Modes de désintégrations	48
1.4.4.4	Les contraintes expérimentales	52
1.4.5	Conclusion	53
1.5	Les leptoquarks	55
1.5.1	Le modèle effectif	55
1.5.2	Modes de production au TeVatron	56
1.5.3	Modes de désintégrations	58
1.5.4	Les contraintes expérimentales	59
1.5.4.1	Recherche auprès du collisionneur LEP	59
1.5.4.2	Recherche auprès du collisionneur Hera	59
1.5.4.3	Recherche auprès du collisionneur TeVatron	59
1.6	Conclusion	61
2	Le TeVatron et le détecteur DØ	63
2.1	Introduction	64
2.2	La chaîne d'accélération de Fermilab	64
2.2.1	Quelques généralités	64
2.2.2	Le complexe d'accélération	66
2.2.2.1	La production et l'accélération des protons	66
2.2.2.2	La production et l'accélération des antiprotons	68
2.2.2.3	Le TeVatron	70
2.2.3	Les périodes de fonctionnement	71
2.3	Le détecteur DØ	74
2.3.1	Les variables utiles	74
2.3.2	Le détecteur de traces interne	76
2.3.2.1	Le trajectographe à micropistes de silicium (SMT)	76
2.3.2.2	Le détecteur de traces à fibres scintillantes (CFT)	78
2.3.2.3	Le solénoïde	79
2.3.2.4	Performance	79
2.3.3	Les détecteurs de pied de gerbe	80
2.3.4	Le calorimètre	83
2.3.4.1	Le calorimètre central	84
2.3.4.2	Les calorimètres avant et arrière (bouchons)	88
2.3.4.3	La région intercryostatique	89
2.3.4.4	Résolution	89
2.3.5	Le spectromètre à muons	90

2.3.5.1	Le détecteur central	90
2.3.5.2	Les détecteurs avant	91
2.3.5.3	Le toroïde	92
2.3.5.4	Le blindage	92
2.3.5.5	Les performances	92
2.3.6	Le moniteur de luminosité	94
2.3.7	Le système de déclenchement	94
2.4	Simulation	97
2.5	Reconstruction des données	97
2.5.1	Les traces	97
2.5.2	Les vertex	97
2.5.3	Les objets calorimétriques	99
2.5.3.1	L'algorithme de <i>Simple Cone</i> de rayon \mathcal{R}	99
2.5.3.2	Les particules électromagnétiques	99
2.5.3.3	Les jets	100
2.5.3.4	L'énergie transverse manquante	101
2.5.4	Les muons	102
3	L'échelle relative d'énergie des jets	105
3.1	L'échelle d'énergie des jets	106
3.1.1	Energie sous-jacente au jet	106
3.1.2	La réponse du calorimètre	107
3.1.3	Corrections pour la fuite d'énergie	110
3.1.4	Facteurs de correction	110
3.2	L'échelle relative d'énergie des jets	114
3.2.1	Méthode	114
3.2.1.1	Lots de données	114
3.2.2	Sélection	114
3.2.2.1	Sélection des photons	115
3.2.2.2	Sélection des jets et des événements	117
3.2.3	Analyse	118
3.2.3.1	Corrections dépendantes de η	123
3.2.3.2	L'échelle relative d'énergie des jets	125
3.2.4	Erreurs systématiques	128
3.2.4.1	Erreurs systématiques liées à l'échelle d'énergie des photons	128
3.2.4.2	Erreurs systématiques dues à la sélection des photons	129
3.2.4.3	Erreurs systématiques dues à la sélection des événements	132
3.2.4.4	Erreurs systématiques dues aux dépendances résiduelles en η	139
3.2.4.5	Vérification en utilisant des événements $Z \rightarrow e^+e^- + \text{jet}$	141
3.2.5	Résultats	144
3.2.6	<i>Remapping</i>	144
3.2.7	Conclusion	147
4	Corrections des jets issus de la simulation	149
4.1	Introduction	150
4.2	Analyse	150
4.2.1	Efficacité de reconstruction et d'identification des jets	150

4.2.2	Résolution en énergie	152
4.2.3	L'échelle relative d'énergie des jets	152
4.3	Corrections	159
4.4	Vérifications	159
4.5	Vérifications avec des événements $Z + \text{jet}$	159
4.6	Incertitudes systématiques	170
4.6.1	Incertitudes systématiques sur l'échelle d'énergie des jets	170
4.6.2	Incertitudes systématiques sur les facteurs de dégradation de la résolution	170
4.6.3	Autres incertitudes	171
4.6.3.1	Erreurs sur la détermination des plateaux	171
4.6.3.2	Jets manquants	171
4.7	<i>Remapping</i>	175
4.8	Conclusion	175
5	Recherche de nouvelle physique	179
5.1	Introduction	180
5.1.1	Lot de données	180
5.1.1.1	Conditions de déclenchement	181
5.1.1.2	Critères de qualité des données	182
5.1.2	Traitements des données et de la simulation	182
5.1.2.1	Traitements des jets et de l'énergie transverse manquante	182
5.1.2.2	Corrections de la simulation	183
5.1.3	Bruits de fond	187
5.1.3.1	Bruit de fond QCD	187
5.1.3.2	Bruit de fond du modèle standard	187
5.1.3.3	Génération du bruit de fond	189
5.1.3.4	Vérification avec des événements $Z \rightarrow e^+e^- + \text{jets}$	189
5.1.3.5	Double comptage	190
5.1.3.6	Saveurs lourdes	191
5.2	Recherche de leptoquarks	193
5.2.1	Signal	193
5.2.2	Sélection	194
5.2.2.1	Stratégie	194
5.2.2.2	Sélection des événements	195
5.2.2.3	Estimation du bruit de fond QCD	198
5.2.2.4	Optimisation	199
5.2.2.5	Vérifications	202
5.2.2.6	Correction pour la simulation des jets de bas p_T	203
5.2.2.7	Bilan	203
5.2.3	Incertitudes systématiques	208
5.2.4	Résultats	209
5.3	Recherche du partenaire supersymétrique du quark top	211
5.3.1	Signal	211
5.3.2	Etiquetage des jets de saveur lourde	212
5.3.2.1	L'algorithme JLIP	213
5.3.2.2	Etude de taggabilité	222
5.3.2.3	Corrections de saveur	225

5.3.3	Sélection des événements	225
5.3.4	Incertitudes systématiques	228
5.3.5	Résultats	233
Conclusion		239

Remerciements

Je souhaite tout d'abord remercier Bernard D'Almagne et Guy Wormser, directeurs successifs du Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire, de m'avoir accueilli au sein de ce prestigieux laboratoire. Je remercie également Guy Wormser d'avoir présidé mon jury de thèse.

Je remercie Gérard Sajot et Philippe Schwemling d'avoir accepté de rapporter ces travaux de thèse. Merci également à Abdelhak Djouadi et Giorgio Chiarelli pour leur participation à mon jury de thèse.

J'aimerais remercier Jean-François Grivaz, mon directeur de thèse. Ce fut un plaisir de travailler avec toi pendant ces trois années. J'ai ainsi pu profiter de ton sens physique, de ton expérience et de ta rigueur. Je t'en serai longtemps reconnaissant.

Je voudrais remercier les membres du groupe DØ au LAL présent pendant mes trois années de thèse : Florian Beaudette, Laurent Dufлот, Michel Jaffré, Mark Hohlfeld, Christophe Ochando, Steve Muanza, Pierre Pétroff, Patrice Verdier, Slava Shaary, Tuan Vuanh et Alexandre Zabi. Ce fut un vrai plaisir de travailler avec vous. J'ai eu la chance de profiter de vos connaissances et de vos compétences tant sur le point de vue physique que technique. En particulier, je remercie Laurent, Michel, Christophe et Steeve pour avoir relu ce manuscrit et d'avoir corrigé les nombreuses fautes s'y trouvant. Je remercie également Sylviane et Pierre de m'avoir accueilli chaleureusement, à plusieurs reprises, chez eux à Fermilab. Merci également à Marumi Kado pour ses judicieux conseils lors de la préparation de la soutenance.

Je tiens à remercier Alexandre Zabi pour son incroyable bonne humeur et son amitié. J'espère que je te retrouverais très prochainement.

Merci également à Christophe Ochando, qui est bien plus qu'un simple collègue de bureau. Cette année passée avec toi fut un vrai plaisir. Bon courage pour la suite. Dans deux ans, tu comprendras sans doute mieux mes moments de *craquation*!

L'ambiance de travail au sein de la collaboration DØ et en particulier au sein de la collaboration DØ-France fut à la fois stimulante et enrichissante. Je tiens tout d'abord à remercier ceux qui, par leurs remarques, questions ou bien aide, ont permis d'améliorer la qualité des travaux présentés dans cette thèse : Bernard Andrieu, Arnaud Duperrin, Eric Kajfasz, Gérard Sajot, Christophe Royon et Jan Stark. En particulier, sans l'aide d'Arnaud et d'Eric, il m'aurait été quasiment impossible de converger à temps pour l'analyse stop, merci infiniment! Je tiens également à remercier les "jeunes" avec qui j'ai passé de très bon moments à Fermilab : Mathieu Agelou, Marion Arthaud, Anne-Fleur Barfuss, Emmanuel Busato, Sa-

muel Calvet, Benoit Clément, Arnaud Gay, Anne-Catherine Lebihan, Anne-Marie Magnan, Bertrand Martin, Aurélien Mendès, Thomas Millet et Vincent Siccardi. J'ai une pensée spéciale pour Marine Michaut, merci pour ton amitié et ta gentillesse. Merci aussi à Jean-Roch Vlimant, je garderai toujours en mémoire ces quelques mois passés en ta compagnie à Fermilab ainsi que nos parties de billard !

Je tiens à remercier le service informatique du LAL ainsi que le service administratif et en particulier le service missions, pour leurs aides durant ces trois années.

Je tiens également à remercier les physiciens du LAL que j'ai cotoyé durant ces trois années, aussi bien au bâtiment 208 qu'au bâtiment 200. La liste étant trop longue, je ne citerai que les plus jeunes : Mathieu Bongrand, Antoine Cazes, André-Claude Clapson, Caroline Collard, Olivier Dadoun, Iro Koletsou, Xavier Garrido, Nicolas Leroy, Arantza Oyanguren, Mathieu Plamondon, Stéphane Pruvot, Justine Serrano, Viola Sordini et Cécile Rimbault.

Durant ma thèse, j'ai eu la chance d'enseigner au Magistère de Physique d'Orsay en tant que moniteur. Je tiens à remercier Alain Cordier, le responsable du Magistère et Patrick Puzo, mon tuteur, de m'avoir offert cette opportunité et de la confiance qu'ils m'ont accordée. Je remercie également Patrice Fromy avec qui j'ai effectué cet enseignement de C++. Merci enfin à Suzanne Maury pour son aide.

J'aimerais aussi remercier mes amis rencontrés lors de mon parcours universitaire pour nos discussions sur la physique et surtout pour toutes les autres ! Tout d'abord les Tourangeaux : Wilfrid, Anne-Marie, Damien, Frédéric et Aurélie, David, Denis, Florent et Eric. Merci également aux amis du DEA CPM cuvée 2002-2003 : Julien et Johanne, Sébastien et Claire, Anne, Gwenaëlle, Vincent, Xavier, Loic, Cécile et Emmanuel.

Je voudrais aussi remercier un certain nombre de personnes qui m'ont toujours accompagné, même pendant les heures les plus tardives : John Pettrucci, Mike Portnoy, Bruno Nicolini, Serj Tankian, Daron Malakian, Johnatan Davis, Mathieu Boogaerts, Mikael Akerfeld, Marco Prince, Yarol Poupaud, Guillaume Aldebert, Matthew Bellamy, Anthony Kiedis, Michael Balzary, John Fruschiante, Maynard James Keenan, ... Désolé, vous êtes trop nombreux, je ne peux pas tous vous citer.

J'aimerais exprimer mes vifs remerciements à Fabian, Gaetan, Vanessa, Eva et Jérôme pour leur amitié et pour avoir fait le déplacement lors de ma soutenance de thèse. Merci également à leurs familles pour leur accueil toujours chaleureux.

J'aimerais aussi remercier mes amis d'enfance qui arrive à me supporter depuis déjà 26 ans : Mathieu, Ronald, Yannick et Yohann et j'espère que ce n'est pas prêt de s'arrêter. Grand merci également à vos délicieuses compagnes : Anne-Laure, Audrey, Angélique et Laetitia. J'ai aussi une pensée pour la nouvelle génération : Axelle et Louella. Je n'oublie pas Annie et Jacques. C'est un réel bonheur de tous vous retrouver quand je rentre à Tours.

Enfin j'aimerais remercier ma mère, ma soeur ainsi que toute ma famille pour leur amour et leur soutien.

Introduction

Le modèle standard de la physique des particules décrit parfaitement le monde subatomique aux énergies accessibles par les accélérateurs de particules. Mais, d'après des arguments théoriques, il est très peu probable qu'il soit la théorie ultime décrivant les particules ainsi que leurs interactions. De nombreux modèles existent résolvant en partie les problèmes du modèle standard, comme par exemple les théories de grande unification, les modèles composites, la supersymétrie ou bien la théorie des cordes. Nombre de ces modèles prédisent l'apparition de particules couplant à la fois des leptons et des quarks que l'on nomme leptoquarks. L'un des modèles les plus prometteurs au delà du modèle standard est la supersymétrie, elle ajoute une nouvelle symétrie fondamentale reliant les fermions et les bosons. Dans le cadre de l'extension supersymétrique minimale du modèle standard (MSSM), le nombre de particules est doublé¹. En particulier, le partenaire supersymétrique du quark top est nommé stop (\tilde{t}). Le stop se distingue des autres squarks car il est, fort probablement, le plus léger des squarks, jouant ainsi un rôle particulier. Le premier chapitre mettra en place les éléments de théorie motivant la recherche de leptoquarks et de stops.

Auprès d'un collisionneur hadronique, ces deux particules sont produites par paire. Dans le cas des leptoquarks, on s'intéresse à la désintégration en un quark et un neutralino. Pour la recherche du stop, on se place dans le modèle MSSM en supposant que la particule supersymétrique la plus légère est le plus léger des neutralinos. Ainsi, dans une grande partie de l'espace des paramètres du modèle, le stop se désintégrera préférentiellement en un quark charmé et un neutralino. Dans les deux cas, l'état final sera constitué de jets et d'énergie transverse manquante. Le détecteur utilisé pour les recherches étudiées ici est DØ situé auprès du collisionneur proton-antiproton TeVatron dont l'énergie dans le centre de masse est de 1.96 TeV, ils seront tous deux détaillés dans le deuxième chapitre.

Pour ce type de recherche, une bonne compréhension de la mesure de l'énergie des jets est nécessaire. Le troisième chapitre de cette thèse est dédié à la détermination de l'échelle d'énergie des jets et, plus particulièrement, à l'échelle relative entre les données réelles et simulées. C'est cette dernière qui importe réellement dans une analyse comparant les données issues du détecteur à des données simulées. L'avantage de déterminer directement cette échelle est de diminuer l'erreur systématique par compensation de biais affectant de façon identique les données et la simulation.

A l'heure actuelle, la simulation ne permet pas de reproduire correctement les données enregistrées par le détecteur (en particulier pour les jets). Une nouvelle méthode de correction des jets simulés a donc été développée pour tenir compte des différences d'échelle d'énergie, de résolution en énergie et d'efficacité de reconstruction des jets entre les données et la simulation. Elle sera explicitée dans le quatrième chapitre.

Enfin, le dernier chapitre présentera les différentes étapes ainsi que les résultats des deux

¹En fait, il est nécessaire d'ajouter un doublet de Higgs, le nombre de bosons étant ainsi de cinq.

analyses de données effectuées avec une luminosité intégrée de 310 pb^{-1} . Même si dans les deux cas, l'état final considéré est le même, les stratégies d'analyse vont différer car, dans le cas du stop, l'énergie transverse manquante ainsi que l'impulsion transverse des jets sont plus faibles. Il sera donc nécessaire d'utiliser un algorithme afin d'étiqueter les quarks charmés.

Dans ce document, par défaut, la constante c sera prise égale à l'unité ; les masses ainsi que les impulsions seront exprimées en GeV, au lieu de GeV/c^2 et GeV/c respectivement.

Chapitre 1

Éléments de théorie

*"Y a-t-il encore des esprits assez naïfs
pour s'imaginer que les théories servent à être crues ?"*
A. Nothomb, *Le sabotage amoureux*

Sommaire

1.1	Le modèle standard de la physique des particules	6
1.1.1	Introduction	6
1.1.2	Le lagrangien du modèle standard	10
1.1.3	Les succès du modèle standard	15
1.1.4	Les limites du modèle standard	15
1.2	La phénoménologie des collisions $p\bar{p}$	18
1.2.1	La structure du proton	18
1.2.2	Calcul de section efficace et théorème de factorisation	19
1.2.3	Corrections d'ordre supérieur	20
1.2.4	Du quark au jet	21
1.3	Au delà du modèle standard	21
1.3.1	La technicouleur	21
1.3.2	Les théories de grande unification	22
1.3.3	La supersymétrie	24
1.3.4	Les dimensions supplémentaires	25
1.3.5	La théorie des supercordes	26
1.3.6	Conclusion	27
1.4	La supersymétrie	27
1.4.1	L'algèbre	27
1.4.2	Théorie des champs supersymétriques	28
1.4.3	Le modèle standard supersymétrique minimal (MSSM)	32
1.4.4	Le secteur des stops	41
1.4.5	Conclusion	47
1.5	Les leptoquarks	49
1.5.1	Le modèle effectif	49
1.5.2	Modes de production au TeVatron	50
1.5.3	Modes de désintégrations	52
1.5.4	Les contraintes expérimentales	53
1.6	Conclusion	55

Ce chapitre présente les notions théoriques nécessaires à la compréhension de cette thèse dont l'objectif est la recherche de signaux de nouvelle physique dans le canal à jets et énergie transverse manquante. Tout d'abord le modèle standard de la physique des particules est présenté. Ce modèle est loin d'être la théorie ultime et souffre de plusieurs défauts lorsqu'on veut l'extrapoler à des énergies supérieures au TeV. Quelques théories permettant une description de la physique des particules à plus haute énergie seront donc présentées, en apportant une attention toute particulière à la supersymétrie ainsi qu'à la phénoménologie des leptosquarks. Un chapitre spécifique sera dédié à la physique auprès d'un collisionneur $p\bar{p}$.

1.1 Le modèle standard de la physique des particules

1.1.1 Introduction

1.1.1.1 Les particules du modèle standard

Le modèle standard de la physique des particules est la théorie décrivant les interactions des constituants fondamentaux de notre univers que l'on nomme encore particules élémentaires. Une définition simple d'une particule élémentaire est : particule sans structure interne. Ces particules peuvent être classées en deux groupes selon leurs spins : les particules de spin demi-entier (fermions) qui sont les constituants de la matière et les particules de spin entier (bosons) qui sont les vecteurs des interactions. Ces deux types de particules ont un comportement statistique différent. Alors qu'il est possible que deux bosons soient dans le même état, les fermions suivent le principe de Pauli, leur interdisant de se trouver dans le même état quantique. Les fermions sont mutuellement impénétrables et c'est pour cette raison que l'on dit qu'ils sont les constituants de la matière. Les fermions sont eux-mêmes divisés en deux catégories : les quarks¹ et les leptons², tous de spin $\frac{1}{2}$. Les quarks sont au nombre de six : up, down, étrange (ou strange), charmé (ou charm), beau (ou bottom), top. Ils n'existent pas à l'état libre mais forment des particules composites nommées hadrons. Dans la nature deux solutions sont possibles : les mésons sont composés d'un quark et d'un antiquark alors que les baryons sont composés de trois quarks. Par exemple, le proton est un baryon constitué de trois quarks. La famille des leptons possède également six éléments : l'électron, le neutrino électronique, le muon, le neutrino muonique, le tau et le neutrino tauique. Par ailleurs, à chaque particule de matière est associée une antiparticule ayant des caractéristiques identiques mais des charges opposées. Les fermions peuvent aussi être classés par génération (également appelée famille) :

- première génération : électron, neutrino électronique, quark u et d ;
- deuxième génération : muon, neutrino muonique, quark s et c ;
- troisième génération : tau, neutrino tauique, quarks b et t.

Les particules de la première famille sont les plus légères et sont stables. Elles sont les constituants exclusifs de la matière ordinaire. À l'exception des neutrinos, les particules des deux autres familles sont plus lourdes et instables. Elles ne peuvent être observées que dans le rayonnement cosmique, ou dans des accélérateurs lors de collisions de haute énergie. L'en-

¹Le mot quark provient d'un vers extrait du roman *Finnegans Wake* de James Joyce où les quarks vont par trois : "*Three quarks for muster Mark, hinder the sky.*"

²Le terme lepton provient d'un mot grec signifiant "léger" et se réfère à la faible masse de l'électron (0.511 MeV). En revanche, la masse du muon et du tau sont plus importantes (respectivement 105 MeV et 1.78 GeV).

semble des fermions du modèle standard est résumé dans le tableau 1.1.

Les interactions connues entre les fermions sont au nombre de quatre :

Les fermions					
Les leptons			Les quarks		
saveur	masse (GeV)	charge	saveur	masse (GeV)	charge
ν_e électron	$< 3 \times 10^{-9}$ 0.000511	0 -1	u up d down	$(1.5 \text{ à } 4) \times 10^{-3}$ $(4 \text{ à } 8) \times 10^{-3}$	2/3 -1/3
ν_μ muon	< 0.00019 0.106	0 -1	c charm s strange	1.15 à 1.35 $(80 \text{ à } 130) \times 10^{-3}$	2/3 -1/3
ν_τ tau	< 0.018 1.777	0 -1	t top b bottom	172.5 [2] 4.1 à 4.4	2/3 -1/3

TAB. 1.1 – Les fermions du modèle standard [1].

- l’interaction électromagnétique décrit les interactions entre les particules chargées électriquement. Son boson vecteur associé est le photon. Ainsi, la répulsion entre deux électrons peut être vue comme l’échange d’un photon.
- l’interaction faible intervient entre autres dans la désintégration β où un neutron se transforme en un proton ($n \rightarrow p + e^- + \nu$) ou bien dans la fusion de l’hydrogène en deutérium ($p + p \rightarrow d + e^+ + \nu$). Elle est due à l’échange des bosons W^\pm et Z .
- l’interaction forte ne concerne que les quarks et est responsable de la cohésion des hadrons et aussi des noyaux atomiques. Comme les précédentes, l’interaction forte est véhiculée par des bosons au nombre de huit nommés gluons.
- l’interaction gravitationnelle décrit l’attraction entre deux corps massifs. Aux énergies actuellement disponibles dans les collisionneurs, cette interaction est négligeable. Il faut des énergies colossales (de l’ordre de l’échelle de Planck qui est d’environ 10^{19} GeV) pour qu’elle puisse jouer un rôle dans le monde subatomique. Le boson qui lui serait associé est le graviton de spin 2 mais il n’existe pas à l’heure actuelle de théorie quantique de la gravitation qui soit renormalisable et viable phénoménologiquement. Pour ces raisons, la force gravitationnelle n’est pas incluse dans le modèle standard de la physique des particules.

La portée des interactions est inversement proportionnelle à la masse de la particule véhiculant cette interaction. Ainsi, l’interaction électromagnétique est de portée infinie (tendant asymptotiquement vers zéro) car le photon est de masse nulle. Les choses sont plus complexes du côté de l’interaction forte car, même si le gluon est de masse nulle, elle a une portée très réduite, de l’ordre du diamètre d’un hadron (~ 1 fm) car les gluons peuvent interagir entre eux. L’interaction faible est de courte portée (~ 0.01 fm) car la masse de ses bosons vecteurs est de l’ordre d’une centaine de GeV. A toutes ces particules, le modèle standard ajoute un autre boson de spin 0, nommé boson de Higgs, jouant un rôle particulier mais fondamental dans la génération des masses des particules élémentaires. Il est, à l’heure actuelle, la seule pièce manquante du puzzle. L’ensemble des bosons du modèle standard est résumé dans le tableau 1.2.

Les bosons			
nom	masse (GeV)	charge	rôle
gluon	0	0	interaction forte
photon	0	0	interaction électromagnétique
Z ⁰	91.2	0	interaction
W [±]	80.2	±1	faible
boson de Higgs	>114.4	0	brisure de la symétrie électrofaible

TAB. 1.2 – Les bosons du modèle standard [1].

1.1.1.2 Les outils du modèle standard

La théorie quantique des champs Afin de décrire le monde subatomique, il est nécessaire de se placer dans le cadre de la mécanique quantique. Sa principale caractéristique est que les prédictions se font en terme de probabilité de transition d'un état initial vers un état final. D'après les inégalités de Heisenberg, il faut utiliser des sondes d'autant plus énergétiques que l'on veut sonder profondément la matière. En étudiant le monde subatomique, on atteint des énergies très supérieures à la masse des particules, ce qui nécessite de prendre en compte la relativité restreinte. Telles quelles, ces deux théories ne sont pas compatibles. En effet, dans le cadre de la mécanique quantique galiléenne, le temps et l'espace jouent un rôle différent, la position spatiale est un opérateur alors que le temps est un paramètre. Or la relativité restreinte stipule que le temps et l'espace doivent jouer le même rôle. La solution à ce problème est de considérer également la position \vec{x} comme un paramètre. A chaque type de particule est associé un champ fonction de l'espace et du temps et c'est lors de la procédure de quantification de ces champs qu'apparaîtront les particules comme étant des excitations du vide³. Le fait d'adjoindre la relativité restreinte à la mécanique quantique permet d'avoir un formalisme où le nombre de particules est variable. En effet, la célèbre équation $E = mc^2$ autorise l'énergie à se transformer en matière et inversement. Toute l'information d'une théorie (masses des particules, couplages des interactions, propagation,...) est codée dans son lagrangien \mathcal{L} qui est une fonction des champs et de leurs dérivées premières. Les équations du mouvement sont obtenues en rendant extrême l'action définie par $S = \int \mathcal{L} dx^4$ qui est un invariant de Poincaré.

L'invariance de jauge Le lagrangien du modèle standard est également invariant sous d'autres transformations de symétries internes que l'on nomme symétries de jauge. Le paradigme des théories de jauge est l'électrodynamique quantique. Considérons le lagrangien de Dirac décrivant le champ des particules de spin $\frac{1}{2}$:

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu \partial_\mu - m)\psi \quad (1.1)$$

où ψ est un bispineur. On constate immédiatement que ce lagrangien est invariant sous la transformation $\psi \rightarrow e^{ie\lambda}\psi$ où λ est une constante réelle quelconque et e est la charge électrique. Cette transformation correspond au groupe abélien $U(1)$ ⁴. En appliquant le théorème

³Le vide étant l'état fondamental d'une théorie, c'est-à-dire de plus basse énergie. Il est le siège de fluctuations quantiques c'est-à-dire créations et annihilations de particules virtuelles.

⁴De façon générale, le groupe $U(N)$ est le groupe des matrices complexes unitaires de dimension N . $SU(N)$ est le sous groupe formé des matrices de déterminant égal à un.

de Noether, cette invariance implique la conservation globale de la charge, le courant associé est $j^\mu = e\bar{\psi}\gamma^\mu\psi$. Cependant, la charge doit être conservée localement car si un électron est créé (avec une incertitude Δt sur l'instant de sa création), le positron ne peut être créé à une distance supérieure à $\Delta x = c\Delta t$ sans violer la relativité. Pour cela, λ doit non pas être une constante mais une fonction de l'espace et du temps. Or le lagrangien n'est pas invariant sous cette transformation :

$$\begin{aligned}\psi &\rightarrow e^{ie\lambda(x^\mu)}\psi \\ \mathcal{L} &\rightarrow \mathcal{L} - e\bar{\psi}\gamma^\mu\psi\partial_\mu\lambda\end{aligned}$$

La solution est d'ajouter un nouveau champ ayant un comportement sous une transformation de jauge permettant de compenser le terme $\bar{\psi}\gamma^\mu\psi\partial_\mu\lambda$. Ce champ vectoriel noté A_μ se transforme sous U(1) de la façon suivante :

$$A_\mu \rightarrow A_\mu + \partial_\mu\lambda \quad (1.2)$$

Ce nouveau champ se couple au courant j^μ via un couplage minimal. Le lagrangien devient :

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi + A_\mu j^\mu \quad (1.3)$$

$$= \bar{\psi}(i\gamma^\mu(\partial_\mu - ieA_\mu) - m)\psi \quad (1.4)$$

On définit la dérivée covariante $D_\mu = \partial_\mu - ieA_\mu$ ainsi $D_\mu\psi$ se transforme comme le champ ψ :

$$D_\mu\psi \rightarrow e^{ie\lambda(x^\mu)}D_\mu\psi \quad (1.5)$$

A ce niveau, le champ n'est pas un champ dynamique car il peut être éliminé en utilisant les équations du mouvement. Le terme cinétique assurant la propagation des champs de jauge doit également être invariant ce qui conduit à choisir :

$$\mathcal{L}_{cin} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \text{ avec} \quad (1.6)$$

$$F_{\mu\nu} = \partial_\mu A_\nu - \partial_\nu A_\mu \quad (1.7)$$

Finalement, le lagrangien de l'électrodynamique quantique (QED) est :

$$\mathcal{L} = \bar{\psi}(i\gamma^\mu D_\mu - m)\psi - \frac{1}{4}F_{\mu\nu}F^{\mu\nu} \quad (1.8)$$

En dérivant les équations du mouvement on retrouve les équations de Maxwell. Le principe d'invariance de jauge fixe donc les interactions de l'électrodynamique. Un terme de masse pour le boson de jauge $m^2 A_\mu A^\mu$ est interdit car il est non invariant ce qui assure la renormalisabilité de la théorie. Le boson de jauge est de masse nulle ce qui est bien le cas du photon. Cette description de l'électrodynamique quantique a servi de modèle pour les interactions faibles et fortes. La relativité générale est également une théorie de jauge, cette symétrie ne s'applique pas à la distribution d'un champ à travers l'espace-temps mais à la structure de l'espace-temps lui-même.

Les diagrammes de Feynman Les amplitudes de transition des processus ne sont pas calculables exactement et sont calculées à l'aide d'un développement perturbatif en série de puissances de la constante de couplage de l'interaction. Ceci a uniquement un sens si cette dernière est suffisamment faible⁵. A chaque terme de cette série est associé un ensemble de diagrammes caractérisés par le même nombre de vertex. La figure 1.1 montre plusieurs exemples de diagrammes de Feynman pour le processus $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$. Les effets quantiques apparaissent avec les diagrammes comportant des boucles correspondant alors à une infinité d'états intermédiaires. Généralement, ces calculs mènent à des quantités infinies. Ces infinis proviennent de l'amorce classique de la théorie quantique des champs : les particules entrent dans le lagrangien via leurs caractéristiques classiques où il est possible de les isoler. On parle alors de paramètres nus. Mais dès que la théorie est quantifiée, la notion de particules isolées n'a plus de sens car elles interagissent de manière irréductible avec le vide et les infinis surgissent.

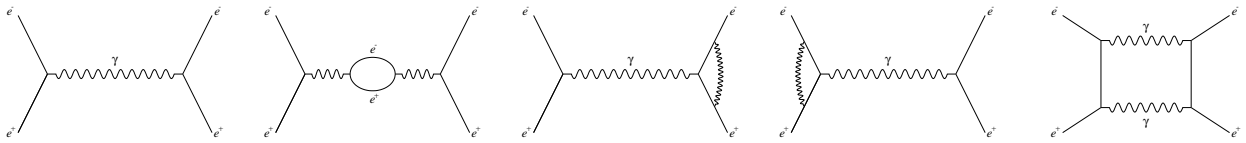


FIG. 1.1 – Exemples de diagrammes de Feynman pour le processus $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$.

La renormalisation La procédure de renormalisation a pour objectif d'absorber les quantités infinies dans une redéfinition des constantes de couplages, des masses et des champs. Cette procédure n'est pas applicable pour toutes les théories⁶. Ainsi, la procédure de renormalisation impose des contraintes sur les termes du lagrangien. Une autre conséquence est l'introduction du concept de constante de couplage effective qui dépend d'une échelle arbitraire d'énergie (échelle de renormalisation souvent notée μ). En revanche, les quantités physiques mesurables, une section efficace par exemple, ne doivent pas dépendre de cette échelle à condition, cependant, de ne pas tronquer le développement. En règle générale seuls les premiers coefficients sont calculés, on recherchera alors la valeur de l'échelle de renormalisation pour laquelle le développement tronqué donne la valeur la plus proche du développement complet.

1.1.2 Le lagrangien du modèle standard

De par le succès du principe d'invariance de jauge en QED, ce dernier fut également appliqué à la description des autres interactions. Le lagrangien du modèle standard [3, 4] est invariant sous les transformations du groupe :

$$SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \quad (1.9)$$

⁵Dans le cas contraire cette méthode n'est pas applicable et d'autres méthodes non perturbatives sont mises en place comme par exemple le calcul sur réseau.

⁶Une théorie est dite renormalisable si un nombre fini de paramètres est suffisant pour supprimer les divergences à tous les ordres de perturbations.

où $SU(3)_c$ est le groupe de jauge de la chromodynamique quantique (QCD) et $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ est le groupe de jauge unifiant les interactions faibles et électromagnétiques dans la théorie électrofaible.

1.1.2.1 Le secteur fermionique

Tous les fermions sont caractérisés par leur comportement sous le groupe de jauge du modèle standard. Ainsi, les quarks sont des triplets du groupe de jauge $SU(3)_c$ alors que les leptons sont des singlets. Chaque élément d'un triplet de quark est caractérisé par un nouveau nombre quantique nommé couleur prenant trois valeurs : rouge, vert ou bleu. Afin de tenir compte de la violation de la parité dans les interactions faibles, les fermions de chiralité différente n'ont pas le même comportement sous une transformation du groupe $SU(2)_L$: les fermions de chiralité gauche sont des doublets alors que les fermions de chiralité droite sont des singlets. Le secteur leptonique se présentera sous la forme⁷ :

$$\begin{pmatrix} \nu_L^e \\ e_L \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_L^\mu \\ \mu_L \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} \nu_L^\tau \\ \tau_L \end{pmatrix}; e_R, \mu_R, \tau_R$$

que l'on peut écrire sous forme plus condensée :

$$L_L^i = \begin{pmatrix} \nu_L \\ e_L \end{pmatrix}_i, e_R^i$$

où $i = 1, 2, 3$ représente l'indice de famille pour les leptons. De même pour les quarks, on a :

$$\begin{pmatrix} u_L^\alpha \\ d_L^\alpha \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} c_L^\alpha \\ s_L^\alpha \end{pmatrix}, \begin{pmatrix} t_L^\alpha \\ b_L^\alpha \end{pmatrix}, u_R^\alpha, d_R^\alpha, c_R^\alpha, s_R^\alpha, t_R^\alpha, b_R^\alpha$$

qui peut s'écrire :

$$Q_L^{i,\alpha} = \begin{pmatrix} u_L^\alpha \\ d_L^\alpha \end{pmatrix}_i, u_R^{i,\alpha}, d_R^{i,\alpha}$$

où $i = 1, 2, 3$ représente l'indice de famille pour les quarks et $\alpha = 1, 2, 3$ est l'indice de couleur. Enfin, chaque fermion est caractérisé par une valeur d'hypercharge (notée Y) reliée au groupe $U(1)_Y$. La loi de conservation de ce dernier groupe ne peut pas être identifiée avec celle de la charge électrique car les neutrinos auraient alors une charge identique à celle de leurs partenaires. La relation entre l'hypercharge et la charge électrique⁸ est donnée par une formule de type Gell-Man et Nishijima :

$$Q = T_3 + \frac{Y}{2} \quad (1.10)$$

où Q est la charge et T_3 est l'isospin faible. Ainsi, les valeurs d'hypercharges sont fixées afin de reproduire les valeurs des charges électriques. Le lagrangien fermionique \mathcal{L}_f est de la forme :

$$\mathcal{L}_f = \bar{\psi}_l(i\gamma^\mu \partial_\mu)\psi_l + \bar{\psi}_q(i\gamma^\mu \partial_\mu)\psi_q \quad (1.11)$$

Un terme de masse pour les fermions est interdit par le principe d'invariance de jauge. En explicitant la chiralité des fermions, un terme de masse s'écrirait alors sous la forme $-m(\bar{\psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L)$ qui est explicitement non invariant de jauge.

⁷Le neutrino droit n'existe pas dans le modèle standard. Ceci implique que la masse des neutrinos est nulle car ils ne pourront pas se coupler au champ de Higgs.

⁸Le groupe de jauge $U(1)_{em}$ est un sous groupe de $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$. Il apparaîtra plus explicitement lors de la brisure de la symétrie électrofaible (cf. section 1.1.2.3)

1.1.2.2 Le secteur bosonique

Afin de conserver l'invariance de jauge locale, douze bosons de jauge doivent être introduit pour chaque générateur des symétries :

- huit gluons pour $SU(3)_c$: G_μ^i ($i = 1, \dots, 8$) ;
- trois bosons de jauge pour $SU(2)_L$: A_μ^i ($i = 1, 2, 3$) ;
- un boson de jauge pour $U(1)_Y$: B_μ .

On définit la dérivée covariante afin de rendre invariant \mathcal{L}_f sous une transformation de jauge :

$$D_\mu = \partial_\mu - ig_3 \frac{T_a}{2} G_\mu^a - ig_2 \frac{J_a}{2} A_\mu^a - ig_1 \frac{Y}{2} B_\mu \quad (1.12)$$

avec :

- g_1 est la constante de couplage du groupe $U(1)_Y$;
- g_2 est la constante de couplage du groupe $SU(2)_L$ et J_a sont les générateurs de ce même groupe ;
- g_3 est la constante de couplage du groupe $SU(3)_c$ et T_a sont les générateurs de ce même groupe.

On remplace dans \mathcal{L}_f les dérivées partielles par des dérivées covariantes et on obtient :

$$\mathcal{L}_f = \bar{\psi}_l (i\gamma^\mu D_\mu) \psi_l + \bar{\psi}_q (i\gamma^\mu D_\mu) \psi_q \quad (1.13)$$

Le terme cinétique pour les bosons de jauge est :

$$\mathcal{L}_b = -\frac{1}{4} G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} - \frac{1}{4} F_{\mu\nu}^a F_a^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \quad (1.14)$$

avec :

$$B_{\mu\nu} = \partial_\mu B_\nu^a - \partial_\nu B_\mu^a \quad (1.15)$$

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a + g_3 f^{abc} G_\mu^b G_\nu^c \quad (1.16)$$

$$F_{\mu\nu}^a = \partial_\mu A_\nu^a - \partial_\nu A_\mu^a + g_2 \epsilon^{abc} A_\mu^b A_\nu^c \quad (1.17)$$

où ϵ^{abc} et f^{abc} sont respectivement les constantes de structures des groupes $SU(2)_L$ et $SU(3)_c$. Dans les équations 1.16 et 1.17, le troisième terme est directement lié au fait que les groupes de jauge $SU(2)_L$ et $SU(3)_c$ ne sont pas abéliens et permet aux bosons de jauge d'interagir entre eux.

1.1.2.3 Le mécanisme de Higgs

A ce niveau, les bosons de jauge sont de masse nulle. L'interaction faible est de courte portée, il faut donc introduire des bosons de jauge massifs. Mais un terme de masse brise explicitement la symétrie de jauge et ceci rend la théorie non renormalisable. Une des solutions à ce problème est apportée par le *mécanisme de Higgs* [5]. Ainsi la symétrie $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ est spontanément brisée en $SU(3)_c \otimes U(1)_{em}$ où $U(1)_{em}$ est le groupe de jauge de l'électrodynamique. Le lagrangien restera bien invariant de jauge. En revanche, l'état fondamental ne le sera pas. On introduit alors un doublet $SU(2)_L$ de champs scalaires complexes d'hypercharge unité :

$$\Phi_H = \begin{pmatrix} \Phi^+ \\ \Phi^0 \end{pmatrix}$$

où Φ^+ est chargé positivement et Φ^0 est neutre. Le lagrangien décrivant ce doublet est :

$$\mathcal{L}_{Higgs} = (D_\mu \Phi_H)^\dagger (D_\mu \Phi_H) - V(\Phi) \quad (1.18)$$

Le premier terme est le terme cinétique d'un champ scalaire où les dérivées partielles sont remplacées par des dérivées covariantes. Le deuxième est un potentiel de la forme :

$$V(\Phi_H) = -\mu^2 \Phi^\dagger \Phi + \lambda (\Phi^\dagger \Phi)^2 \quad (1.19)$$

avec μ^2 négatif et λ positif. La figure 1.2 représente ce potentiel qui à la forme d'un "chapeau mexicain" dans un espace à deux dimensions⁹. Le minimum de ce potentiel est situé à une valeur de $|\Phi_H|$ non nulle que l'on note $v/\sqrt{2}$. La valeur du champ $|\Phi_H|$ est non nulle dans l'état fondamental. Ainsi, le vide de la théorie ne vérifie plus la symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$. La

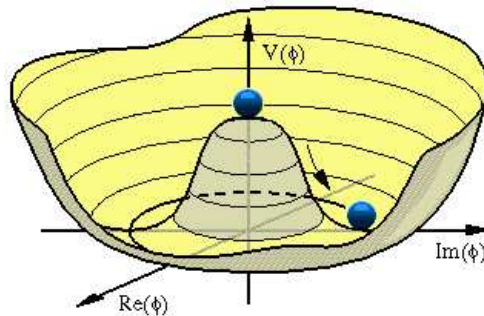


FIG. 1.2 – Le potentiel de Higgs.

valeur prise par ce champ dans le vide est :

$$\langle \Phi_H \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \text{ avec } v = \sqrt{\frac{-\mu^2}{2\lambda}}$$

La valeur de Φ^+ est nulle, ainsi, le vide n'est pas chargé électriquement et la valeur de Φ^0 est réelle. On peut paramétrer le champ de Higgs autour du vide par :

$$\Phi_H = e^{(\frac{i}{v} \zeta_i(x) \sigma_i)} \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v+h(x)}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} \quad (1.20)$$

où l'on a introduit les champs $\zeta_i(x)$ et $h(x)$ qui s'annulent dans le vide et les σ_i sont les trois matrices de Pauli. Le champ $h(x)$ est relié au boson de Higgs et les trois champs $\zeta_i(x)$ sont des bosons de Goldstone de masse nulle apparaissant lorsqu'une symétrie continue est brisée. La matrice unitaire de phase $U(x) = e^{(\frac{i}{v} \zeta_i(x) \sigma_i)}$ est une transformation de jauge de $SU(2)$. Les modes de Goldstone peuvent être éliminés en faisant un choix particulier de jauge (jauge unitaire)¹⁰. En introduisant la relation 1.20 dans l'expression 1.18 du lagrangien de

⁹ Alors que ce potentiel est plongé dans un espace à quatre dimensions (une dimension pour chaque degré de liberté).

¹⁰ En fait les degrés de liberté associés aux bosons de Goldstone sont absorbés par les bosons de jauge de $SU(2)_L$ via leurs couplages au champ Φ_H .

Higgs, des termes de masses apparaissent pour les bosons de jauge à condition de définir de nouveaux champs combinaisons linéaires des bosons de jauge :

$$W_\mu^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(A_\mu^1 \pm iA_\mu^2) \quad (1.21)$$

$$Z_\mu^0 = \frac{-g_1 B_\mu + g_2 A_\mu^3}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}} \quad (1.22)$$

$$A_\mu = \frac{g_1 B_\mu + g_2 A_\mu^3}{\sqrt{g_1^2 + g_2^2}} \quad (1.23)$$

Ces combinaisons linéaires sont choisies de telle façon que le champ A_μ associé au photon, soit de masse nulle. La masse pour les bosons de jauge de l'interaction faible est donnée par¹¹ :

$$M_{W^\pm} = \frac{g_2 v}{2} \quad (1.24)$$

$$M_{Z^0} = \frac{v}{2} \sqrt{g_1^2 + g_2^2} \quad (1.25)$$

On peut définir l'angle de Weinberg qui relie la masse du W et celle du Z :

$$\frac{M_{W^\pm}}{M_{Z^0}} = \cos \theta_W \quad (1.26)$$

Pour conclure, via le mécanisme de Higgs, la symétrie $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ est brisée spontanément en $SU(3)_c \otimes U(1)_{em}$. Parmi les quatre degrés de liberté introduits par l'intermédiaire du doublet de Higgs : trois permettent aux bosons de jauge W^\pm et Z^0 d'être massifs en acquérant une composante longitudinale et le dernier décrit le boson de Higgs de masse $\sqrt{-2\mu^2}$.

1.1.2.4 La masse des fermions

Le champ de Higgs permet également de générer les termes de masses des fermions via le mécanisme de Higgs. Le lagrangien de Yukawa est¹² :

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = g_e \bar{L}_L \Phi e_R + g_d \bar{Q}_L \Phi d_R + g_u \bar{Q}_L \Phi_c u_R + h.c. \quad (1.27)$$

où $\Phi_c = i\sigma^2 \Phi^*$ est le champ de Higgs conjugué et g_e, g_u et g_d sont des matrices 3×3 . En introduisant l'équation 1.20 dans l'équation précédente 1.27, on fait apparaître des termes de masses pour les fermions. En supposant que les termes non diagonaux des matrices g_f sont nuls, on obtient :

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = \sum_{f=e,u,d} m_f f \bar{f} + \frac{\sqrt{2}}{v} m_f f \bar{f} h \quad (1.28)$$

où le premier terme correspond à la masse des fermions et le deuxième correspond aux interactions des fermions avec le boson de Higgs avec une intensité proportionnelle à la masse des fermions. En fait, les matrices g_u et g_d ne sont pas diagonales ; il faut donc les diagonaliser.

¹¹Ces relations ne sont valables qu'à l'ordre des arbres.

¹²La sommation sur les indices de familles est implicite

La conséquence de cette procédure est que les états propres de masse des quarks ne sont pas les états propres de l'interaction faible. Ce mélange est caractérisé par la matrice unitaire CKM [6] qui donne l'intensité relative des couplages entre les trois familles de quarks :

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}$$

Les modules sont de l'ordre de l'unité pour les termes diagonaux et diminuent lorsqu'on s'éloigne de la diagonale. Cette matrice possède quatre paramètres libres : trois angles et une phase. C'est cette dernière qui est la source de la violation de CP dans les interactions faibles.

1.1.2.5 Bilan

Au final, le lagrangien du modèle standard est :

$$\mathcal{L}_{SM} = \mathcal{L}_f + \mathcal{L}_b + \mathcal{L}_{Higgs} + \mathcal{L}_{Yukawa} \quad (1.29)$$

où tous les termes ont été définis dans les sections précédentes. On remarque que la chromodynamique quantique est découplée mathématiquement de l'interaction électrofaible et peut être traitée indépendamment. En revanche, l'interaction faible et l'électromagnétisme sont englobés dans le cadre d'une même théorie. Mais on ne peut pas dire pour autant que ces interactions sont unifiées car leurs intensités sont décrites par deux constantes de couplages différentes. Cette théorie est renormalisable [7], ce qui permet de mener le calcul des observables à leur terme et de les confronter à l'expérience (cf. section 1.1.3). Il existe des diagrammes (un exemple est donné figure 1.3) dits d'anomalie menant à des quantités infinies ne pouvant pas être supprimées par la procédure de renormalisation car la symétrie du lagrangien est brisée au niveau quantique. En fait, ces infinis s'annulent si on considère que les fermions sont classés par famille : la somme des contributions des fermions dans chaque famille est nulle.

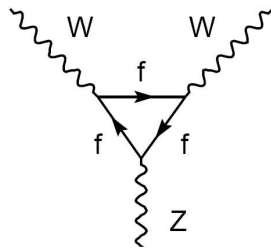


FIG. 1.3 – Exemple de diagramme présentant une anomalie.

1.1.3 Les succès du modèle standard

Depuis sa formulation, le modèle standard a remporté de nombreux succès. On peut citer par exemple : la découverte des courants neutres en 1973 auprès de la chambre à bulle GARGAMELLE au CERN [8], la découverte des bosons de jauge W^\pm et Z^0 [9, 10] en 1983 au SpS, la mesure indirecte de la masse du quark top au LEP via les mesures de précision puis sa découverte au TeVatron en 1995 [11, 12]. Depuis l'observation du neutrino tau en 2000 par l'expérience DONUT à Fermilab [13], le spectre des particules du secteur fermionique et

bosonique est complet. La seule particule encore manquante à l'appel est le boson de Higgs. Le modèle standard a été vérifié par un très grand nombre de tests expérimentaux et à ce jour aucune déviation significative n'a été mise en évidence (voir figure 1.4). Ainsi, le modèle standard est une description performante de la physique à des échelles d'énergie de l'ordre de la centaine de GeV. Cet accord contraint fortement la nouvelle physique possible.

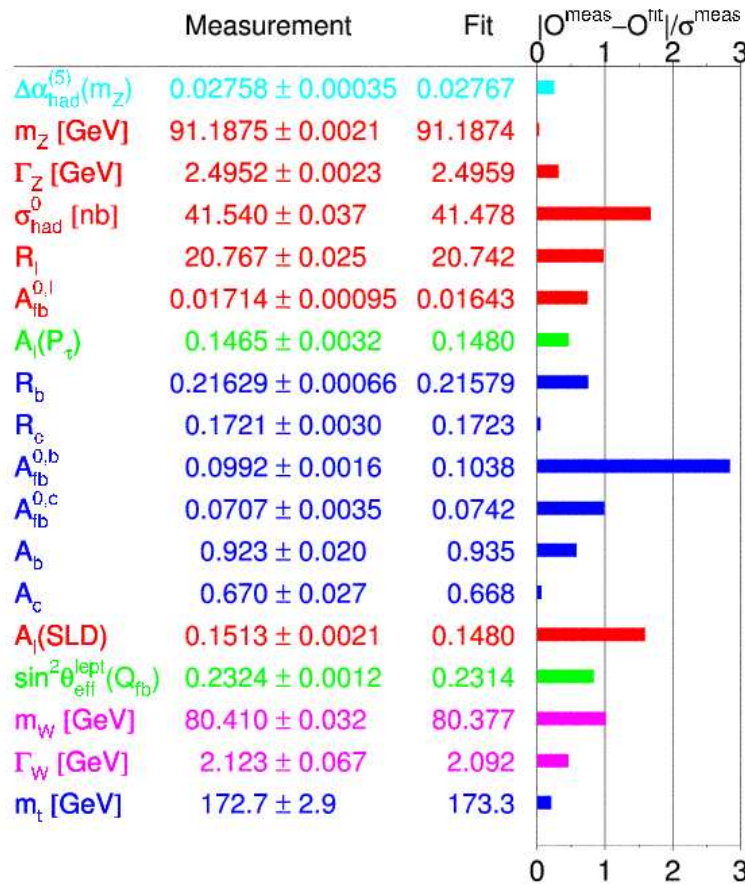


FIG. 1.4 – Les paramètres du modèle standard : valeurs mesurées, valeurs prédites en ajustant les paramètres du modèle standard et écart entre la mesure et la prédiction, divisé par l'incertitude de mesure [14].

1.1.4 Les limites du modèle standard

Il existe de nombreux indices prouvant que le modèle standard n'est pas la théorie ultime mais n'est qu'une théorie effective valide jusqu'à quelques centaines de GeV. Un nouveau modèle est alors nécessaire pour décrire les processus se produisant à partir de l'échelle du TeV. Les principales difficultés du modèle standard sont :

- **Le nombre de paramètres libres** : le modèle standard contient 19 paramètres¹³ libres qui doivent être déterminés expérimentalement. En particulier, la grande diversité des masses des fermions reste mystérieuse. Le modèle standard n'est pas remis en cause

¹³Les 19 paramètres sont : 3 couplages de jauge, 9 masses pour les fermions, 2 paramètres pour le secteur de Higgs, 3 angles et 1 phase pour la matrice CKM, 1 paramètre de violation de CP pour l'interaction forte. Ici, la masse des neutrinos est supposée être exactement nulle.

mais il serait préférable d'avoir une nouvelle théorie permettant de prédire la valeur de ces paramètres.

- **L'origine des familles** : le modèle standard n'explique pas la structuration des fermions en familles ainsi que leur nombre.
- **La brisure spontanée de $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$** : l'origine de cette brisure est toujours mystérieuse. Même si le mécanisme de Higgs fournit une solution, il n'y a aucune preuve expérimentale de l'existence du boson de Higgs.
- **La gravitation** : le modèle standard ne tient pas compte de la gravitation. Une nouvelle physique est donc nécessaire à l'échelle de Planck ($\Lambda \sim 10^{19}$ GeV) où la gravitation n'est plus négligeable.
- **La non unification des constantes de couplages** : Les valeurs des trois constantes de couplages extrapolées à $\sim 10^{16}$ GeV ont le même ordre de grandeur, suggérant une possible unification à grande énergie, mais ne convergent pas vers la même valeur (voir figure 1.5). Cette échelle est définie comme l'échelle de grande unification (Λ_{GUT}) où les différentes interactions ne feraient qu'une.

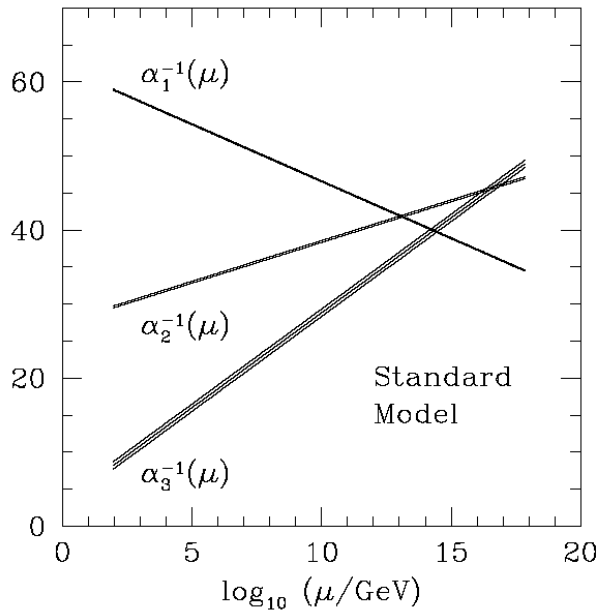


FIG. 1.5 – Evolution des constantes de couplages (modèle standard)

- **Le problème de hiérarchie et le problème de naturalité** : L'échelle naturelle du modèle standard est de l'ordre de la centaine de GeV ($v \simeq 246$ GeV) et présente une différence de 17 ordres de grandeur avec l'échelle de Planck. Pourquoi une telle différence ? Le modèle standard ne donne pas de réponse à cette question. Il reste donc des mystères qui nécessitent une nouvelle physique prenant le relais entre le modèle standard et la physique à plus haute énergie. De plus, ces deux échelles se mélangent via les corrections radiatives. En particulier, le problème de hiérarchie entraîne le problème de naturalité intervenant lors du calcul des corrections radiatives de la masse du boson de Higgs. La contribution d'une boucle de fermion comme celle de la figure 1.6 fait apparaître des divergences quadratiques [15] :

$$\Delta m_H^2 = \frac{y_f^2}{16\pi^2} (-2\Lambda_{UV}^2 + 6m_f^2 \ln \frac{\Lambda_{UV}}{m_f} + \dots) \quad (1.30)$$

où y_f est le couplage du fermion en question, m_f sa masse et Λ_{UV} un cut-off ultraviolet pour restreindre les impulsions dans la boucle qui peut être interprété comme l'échelle où la physique au delà du modèle standard intervient. L'unitarité du processus de diffusion W^-W^+ impose que la masse du boson de Higgs soit inférieure à 1 TeV. De plus les mesures de précision penchent vers un boson de Higgs léger ($M_H < 219$ GeV à 95% niveau de confiance [16]). Si on suppose que le modèle standard est valable jusqu'à l'échelle de Planck alors les corrections Δm_H^2 sont de 36 ordres de grandeurs plus grande que m_H^2 . Même s'il est techniquement possible de faire un tel ajustement, celui ci paraît peu élégant et non naturel (réglage fin à 36 décimales). Le problème de naturalité est spécifique au champ scalaire. Les corrections radiatives à la masse des fermions et des bosons mènent à des divergences logarithmiques qui ne posent pas de problème particulier ($\delta m_f \ll m_f$). Ceci est dû fait que la masse des bosons de jauge est "protégée" par les symétries de jauge et la masse des fermions est "protégée" par la symétrie chirale. En revanche, aucune symétrie ne "protège" la masse du boson de Higgs des corrections radiatives.

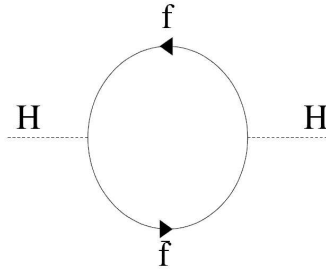


FIG. 1.6 – Corrections quantiques à une boucle de fermion à la masse-carré du boson de Higgs.

- **La masse non-nulle des neutrinos :** Le seul résultat expérimental remettant en cause le modèle standard provient du secteur des neutrinos. Le déficit en neutrinos atmosphériques et solaires observé par l'expérience Super-Kamiokande [17] est interprété comme étant dû à une oscillation de la saveur des neutrinos. Cette oscillation est possible uniquement si les neutrinos sont massifs. Le modèle standard peut être modifié pour inclure ce phénomène mais l'explication n'est pas naturelle. Un terme de masse de Dirac pour les neutrinos nécessite l'introduction d'un neutrino droit permettant ainsi un terme de masse de Majorana. Alors que la masse de Dirac M_D est liée à l'échelle de la brisure électrofaible, celle de Majorana M_M est arbitraire. Les neutrinos semblent jouer un rôle particulier et une explication satisfaisante ne peut être trouvée que dans le cadre d'un nouveau modèle.

1.2 La phénoménologie des collisions $p\bar{p}$

La connaissance de l'interaction forte et donc de la chromodynamique quantique est d'une importance primordiale pour effectuer des mesures de précision et des recherches de nouvelle physique auprès d'un collisionneur hadronique. En particulier, la connaissance de la structure du proton influence à la fois la section efficace du signal étudié et celle du bruit du fond physique qui est en général bien plus important.

1.2.1 La structure du proton

Le proton est un objet composite, constitué d'une collection de partons, quarks et gluons, qui interagissent selon les lois de la chromodynamique quantique. Ce sont les expériences de diffusions inélastiques qui ont permis de déterminer la structure du proton comme par exemple $e^-p \rightarrow e^-X$ où X représente l'état hadronique final formé par les débris du proton. Le proton est composé de trois quarks dits de valence ($u_v u_v d_v$), de quarks dits de la mer qui sont dus à des créations de paires de quarks-antiquarks virtuelles et de gluons virtuels. Le contenu du proton est donné par les densités de parton (appelées encore Parton Density Function : PDF) à l'intérieur du proton noté $f(x)$ où x est la fraction de l'impulsion du proton emportée par le parton. Ainsi, $f(x)$ traduit la probabilité de trouver un parton avec une fraction d'impulsion x à l'intérieur du proton. La figure 1.7 représente un exemple de densité partonique. Toutes les densités tendent vers 0 quand x tend vers un, en revanche, pour les faibles valeurs de x le comportement des quarks de valence est différent de celui des partons de la mer.

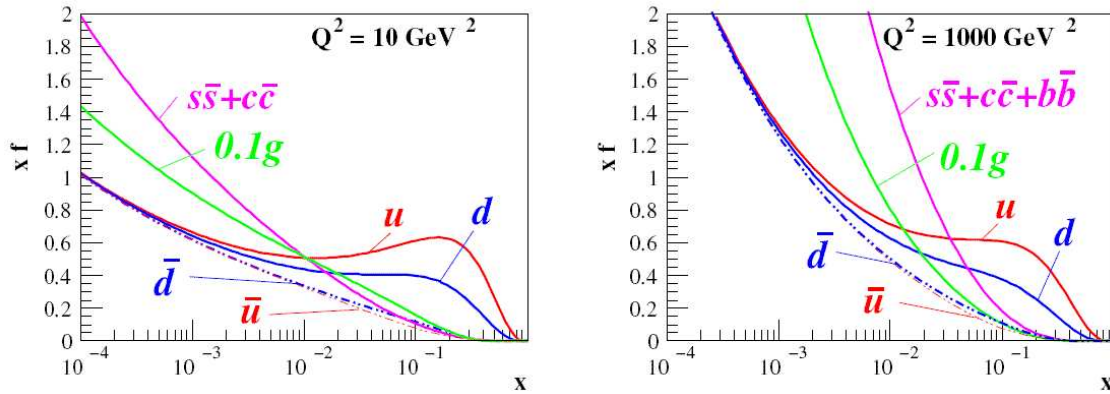


FIG. 1.7 – PDF du proton à $Q^2 = 10 \text{ GeV}^2$ et $Q^2 = 1000 \text{ GeV}^2$. On voit clairement la contribution des quarks de valence à grand x et de la mer à petit x [23].

Actuellement, il est impossible de calculer les densités de partons à partir des principes premiers de la chromodynamique. Elle permet uniquement de prédire l'évolution des densités de partons en fonction de x et de Q^2 qui est l'énergie mise en jeu dans la réaction. La dépendance en fonction de Q^2 des densités de partons est déduite des équations DGLAP [18] (Dokshitzer, Gribov, Lipatov, Altarelli et Parisi) qui quantifient la probabilité qu'a un parton d'émettre un autre parton. La dépendance en fonction de x est décrite, moyennant certaines approximations, par les équations BFKL [19] (Balitsky, Fadin, Kuraev et Lipatov). Les analyses globales ont pour but de déterminer les densités partoniques en ajustant les données expérimentales (Fermilab, CERN, HERA, SLAC, etc,...). Il existe plusieurs groupes effectuant ces analyses QCD globales dont les principales sont : CTEQ [20] (Coordinated Theoretical-Experiment Project on QCD), MRST (Martin, Robert, Stirling et Thorne) [21] et GRV¹⁴ [22] (Gluck, Reya et Vogt). Les différences de paramétrisation des densités de partons sont principalement dues à un choix différent de données expérimentales et aux différentes méthodes de résolutions numériques des équations d'évolution. L'analyse présentée dans cette thèse utilise les densités CTEQ.

¹⁴L'analyse GRV n'est plus mise à jour.

1.2.2 Calcul de section efficace et théorème de factorisation

Un concept clé en QCD est la variabilité de la constante de couplage de QCD. A grande distance le couplage est fort et confine les quarks dans les hadrons et à petite distance la constante de couplage devient plus faible de sorte que les quarks se comportent comme des particules libres (liberté asymptotique). La méthode des diagrammes de Feynman peut être utilisée uniquement dans le cadre où la constante de couplage est suffisamment faible. C'est pour cette raison qu'il est difficile de calculer et de contrôler les erreurs sur les sections efficaces de production de particules au TeVatron. Ces sections efficaces ($p\bar{p} \rightarrow X$ où X est l'état final) peuvent être calculées à l'aide du théorème de factorisation [24] :

$$\sigma(p\bar{p} \rightarrow X) = \sum_{a,b} \int_{x_{min}}^1 dx_1 dx_2 f_a^p(x_a, \mu_F) f_b^{\bar{p}}(x_b, \mu_F) \bar{\sigma}_{ab \rightarrow X}(sx_1x_2, \mu_R, \mu_F, masses) \quad (1.31)$$

où :

- x_a (resp. x_b) est une variable de Björken qui dans le référentiel du moment infini du proton s'identifie à la fraction d'impulsion totale du proton portée par le parton a (resp. b) ;
- f_a^p (resp. $f_b^{\bar{p}}$) est la densité de partons à l'intérieur du proton (de l'antiproton) ;
- s est l'énergie dans le centre de masse de la collision ;
- $\bar{\sigma}_{ab \rightarrow X}(s, \mu_R, \mu_F, masses)$ est la section efficace au niveau partonique qui est calculable perturbativement ;
- μ_R l'échelle de renormalisation (voir section 1.1.1.2) et μ_F est l'échelle de factorisation.

Le théorème de factorisation permet de séparer les contributions à petite et grande distance des processus. Plus précisément, la section efficace est décomposée en un produit de coefficients indépendants des effets à longue distance (et donc de la nature du hadron) et de distributions de partons supposées universelles (indépendantes du processus). Le paramètre μ_F représente l'échelle d'énergie à laquelle on sépare la physique à haute énergie de celle de basse énergie. Dans le cadre d'un calcul exact, le résultat final ne doit pas faire intervenir l'échelle de factorisation. L'émission d'un gluon colinéaire à un quark fait apparaître des divergences infrarouges mais le théorème de factorisation garantit que ces contributions peuvent être absorbées dans les densités de partons.

1.2.3 Corrections d'ordre supérieur

Les sections efficaces calculées à l'ordre dominant (LO : Leading Order) ne rendent pas compte des résultats expérimentaux, la différence est de l'ordre de quelques dizaines de pourcent. Il faut alors tenir compte des corrections d'ordre supérieur. On distingue deux types de corrections : corrections sous forme de radiation de partons et boucles virtuelles de partons. On appelle NLO (Next-To-Leading Order) le premier terme de correction d'ordre supérieur en α_s . Comme une partie de ces corrections est absorbée dans les densités de partons, il faut utiliser une évolution NLO des densités de partons et de α_s cohérente avec le calcul. On définit, généralement, un facteur que l'on note K, le rapport des sections efficaces entre les calculs effectués à l'ordre suivant l'ordre dominant (NLO) et à l'ordre dominant (LO) :

$$K = \frac{\sigma_{NLO}}{\sigma_{LO}} \quad (1.32)$$

Comme seuls les premiers termes du développement perturbatif sont utilisés pour le calcul des sections efficaces, ces dernières dépendent de l'échelle de renormalisation μ_R et de l'échelle

de factorisation μ_F . Afin de limiter les dépendances du résultat final, ces échelles sont choisies comme égales à une énergie caractéristique du processus notée Q_c . Une erreur systématique est associée à ce choix de paramètres en faisant varier par exemple μ_F et μ_R entre $Q_c/2$ et $2Q_c$. Si le calcul perturbatif se comporte correctement, la dépendance de la section efficace sur les échelles de renormalisation et de factorisation doit être moins importante au NLO qu'au LO.

1.2.4 Du quark au jet

Les quarks ne sont pas libres, mais confinés à l'intérieur des hadrons. Cette propriété est reliée au fait que la constante de couplage augmente à basse énergie. Ainsi, seules les particules neutres de couleur peuvent être observées expérimentalement. On appelle fragmentation ou hadronisation le passage du parton aux hadrons stables. Un schéma est représenté sur la figure 1.8. L'impulsion longitudinal des hadrons produits par fragmentation d'un quark est aligné avec le moment du quark et les hadrons acquièrent un léger moment transversal par rapport à la direction du quark. Les hadrons seront ainsi spatialement regroupés dans un cône caractéristique qui, lorsqu'il est observé expérimentalement est appelé *jet*.

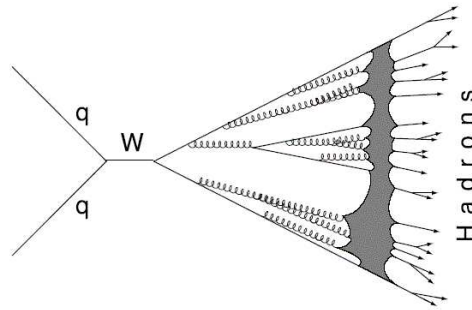


FIG. 1.8 – Schématisation de la production de partons dans le régime perturbatif et leur hadronisation (processus $q\bar{q} \rightarrow W \rightarrow q\bar{q}$)

1.3 Au delà du modèle standard

Afin de résoudre les défauts du modèle standard de nombreux modèles sont proposés par les théoriciens. A l'heure actuelle, aucun de ces modèles ne permet de résoudre toutes ces difficultés tout en redonnant à basse énergie la physique du modèle standard. Nous sommes encore loin de la théorie ultime décrivant les lois fondamentales de l'univers. En revanche, ces modèles peuvent être de bons candidats pour expliquer une partie de la physique entre l'échelle électrofaible et l'échelle de Planck. La liste des modèles ci-dessous est loin de représenter toute l'imagination des théoriciens mais correspond pour la plupart d'entre eux à des théories relativement bien établies et pouvant être testées auprès des collisionneurs d'aujourd'hui (TeVatron, Hera,...) et de demain (LHC, ILC,...).

1.3.1 La technicouleur

Dans le cadre du modèle standard, aucune symétrie ne protège la masse des champs scalaires fondamentaux des corrections radiatives. C'est pour cela que la masse du boson de Higgs diverge quadratiquement. Une solution à ce problème est de ne pas introduire un champ scalaire fondamental mais de nouveaux champs fermioniques qui se condensent pour former une particule scalaire [25]. Comme la masse des fermions est protégée des corrections radiatives, la masse de l'état lié le sera également. Ces nouveaux champs sont nommés technifermions et la symétrie de jauge associée est nommée technicouleur¹⁵ ($SU(N)_{TC}$). Ces condensats se couplent aux bosons de jauge afin de leur donner une masse. Les modèles minimaux ne permettent pas de donner une masse aux fermions et ne sont pas compatibles avec l'expérience. Il faut introduire des modèles étendus plus complexes semblant moins naturels. Une des conséquences de ces modèles est l'apparition de couplages entre quarks et leptons.

1.3.2 Les théories de grande unification

Le modèle standard permet de décrire simultanément les interactions électromagnétiques, faibles et fortes. En revanche, ces interactions ne sont pas unifiées car il est nécessaire d'introduire une constante de couplage pour chacun des groupes de jauge. En associant les données expérimentales actuelles et les équations du groupe de renormalisation dans le cadre du modèle standard, les constantes de couplages ont tendance à se réunir pour une énergie (nommée énergie de grande unification) d'environ 10^{14} GeV pour le modèle standard et 10^{16} GeV pour MSSM. Est-ce un hasard ou bien est-ce le signe que ces trois interactions ne font plus qu'une à des énergies suffisamment grandes? Le principe d'unification des interactions est l'un des moteurs qui a fait avancer la découverte des lois fondamentales de la nature, par exemple, la théorie de Newton a permis de montrer que les lois régissant la mécanique céleste et la gravitation terrestre sont les mêmes et la théorie de Maxwell a permis de décrire les phénomènes électriques et le magnétisme au sein de l'électrodynamique. Il semble donc naturel, du moins esthétique, que les interactions électromagnétique, faible et forte puissent avoir la même origine. La méthode consiste à trouver un groupe de jauge unique englobant les symétries du modèle standard. Le choix le plus simple est de considérer le groupe $SU(5)$ [27]. Une représentation irréductible de ce groupe est un quintuplet noté $\mathbf{5}$ à qui on associe une représentation irréductible conjuguée notée $\bar{\mathbf{5}}$. Il est possible de construire les autres représentations de $SU(5)$, en particulier la représentation $\mathbf{10}$. La représentation adjointe du groupe de jauge est notée $\mathbf{24}$. Toutes ces représentations peuvent s'exprimer en fonction des représentations de $SU(3)_c \otimes SU(2)_L$:

$$\mathbf{5} = (\mathbf{3}, \mathbf{1}) \oplus (\mathbf{1}, \bar{\mathbf{2}}) \quad (1.33)$$

$$\bar{\mathbf{5}} = (\bar{\mathbf{3}}, \mathbf{1}) \oplus (\mathbf{1}, \mathbf{2}) \quad (1.34)$$

$$\mathbf{10} = (\bar{\mathbf{3}}, \mathbf{1}) \oplus (\mathbf{3}, \mathbf{2}) \oplus (\mathbf{1}, \mathbf{1}) \quad (1.35)$$

$$\mathbf{24} = (\mathbf{3}, \mathbf{2}) \oplus (\bar{\mathbf{3}}, \mathbf{2}) \oplus (\mathbf{8}, \mathbf{1}) \oplus (\mathbf{1}, \mathbf{3}) \oplus (\mathbf{1}, \mathbf{1}) \quad (1.36)$$

Dans le cadre du modèle standard, $(\bar{\mathbf{3}}, \mathbf{1})$ décrit les quarks droits (ou des anti-quarks gauches), $(\mathbf{1}, \mathbf{2})$ un doublet de leptons, $(\mathbf{3}, \mathbf{2})$ les quarks gauches et $(\mathbf{1}, \mathbf{1})$ un singlet de leptons. Il est donc possible de classer¹⁶ les leptons d'une famille dans une représentation $\bar{\mathbf{5}} \oplus \mathbf{10}$ de $SU(5)$:

¹⁵Le nom de technicouleur provient d'une analogie avec la QCD où la brisure de la symétrie chirale donne une masse aux pions.

¹⁶Nous n'avons pas tenu compte d'un éventuel mélange entre les familles.

$$\bar{\mathbf{5}} : \begin{pmatrix} \bar{d}^1 \\ \bar{d}^2 \\ \bar{d}^3 \\ e^- \\ -\nu_e \end{pmatrix}_L \quad (1.37) \quad \mathbf{10} : \begin{pmatrix} 0 & \bar{u}^3 & -\bar{u}^2 & u^1 & d^1 \\ -\bar{u}^3 & 0 & \bar{u}^1 & u^2 & d^2 \\ u^2 & -\bar{u}^1 & 0 & u^3 & d^3 \\ -u^1 & u^2 & -u^3 & 0 & e^+ \\ -d^1 & d^2 & -d^3 & -e^+ & 0 \end{pmatrix}_L \quad (1.38)$$

Comme dans le modèle standard, les bosons de jauge au nombre de 24 ($5^2 - 1$) sont décrits par la représentation adjointe. La représentation $(\mathbf{8}, \mathbf{1})$ décrit les gluons, $(\mathbf{1}, \mathbf{3}) \oplus (\mathbf{1}, \mathbf{1})$ décrit les bosons électrofaibles. En revanche la représentation $(\mathbf{3}, \mathbf{2}) \oplus (\bar{\mathbf{3}}, \mathbf{2})$ n'a pas d'équivalent dans le modèle standard. Les nouveaux bosons de jauge X et Y sont nommés leptoquarks, ils sont à la fois chargés électriquement, colorés et possèdent un isospin faible non nul. Dans un choix particulier de base, on a :

$$A = \sum_{a=1}^{24} T_a A^a = \begin{pmatrix} & & & \bar{X} & \bar{Y} \\ & (G) & & \bar{X} & \bar{Y} \\ X & X & X & \bar{X} & \bar{Y} \\ & & & & (A) \\ Y & Y & Y & & \end{pmatrix} \quad (1.39)$$

Le bloc supérieur gauche est constitué de combinaisons linéaires de champs de gluon, le bloc inférieur droit est constitué de combinaisons linéaires de bosons faibles et comme U(1) est un groupe abélien, le boson B se retrouve sur tous les termes de la diagonale. Les blocs non diagonaux sont constitués de leptoquarks. Ces nouveaux bosons ont la particularité de se coupler à la fois aux quarks et aux leptons : le nombre leptonique L et le nombre baryonique B ne sont plus conservés¹⁷. De tels vertex sont représentés sur la figure 1.9.

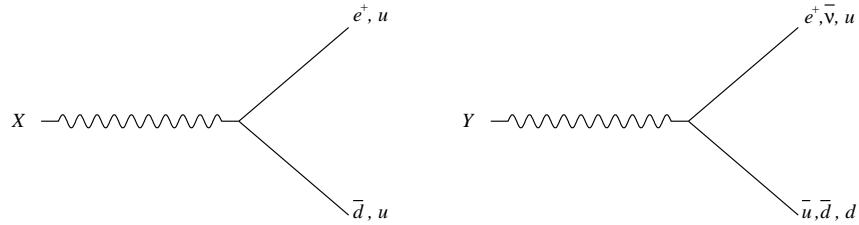


FIG. 1.9 – Vertex de désintégration des bosons super lourds X (gauche) et Y (droite) du modèle de grande unification $SU(5)$ minimal.

Comme les bosons de jauge du modèle standard, les leptoquarks sont de masses nulles et auraient déjà du être observés. Il faut donc mettre en place un double mécanisme de brisure spontanée de symétrie afin que les bosons de jauges deviennent massifs :

$$SU(5) \rightarrow SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y \rightarrow SU(3)_c \otimes U(1)_{em} \quad (1.40)$$

Pour cela il faut introduire deux champ de Higgs. Dans le cadre minimal du modèle $SU(5)$, le champ brisant $SU(5)$ est décrit par la représentation irréductible $\mathbf{24}$ à qui on associe une

¹⁷En revanche, B-L est toujours conservé.

valeur dans le vide non nulle notée v_Φ (de l'ordre de l'échelle de grande unification) et le champ qui brise la symétrie électrofaible est décrit par un multiplet $\mathbf{5}$ à qui on associe une valeur dans le vide non nulle notée v . Comme $v_\Phi \gg v$, nous pouvons négliger les termes mélangeant les deux champs et minimiser séparément les deux potentiels. Ainsi, la masse des leptosquarks sera proportionnelle à v_Φ et la masse des bosons de jauge faibles proportionnelle à v . Les leptosquarks sont très massifs $M_{X,Y} \sim 10^{14...16}$ GeV et leurs effets sont quasi invisibles à l'échelle électrofaible. Ce modèle permet de prédire la charge des quarks, la valeur de l'angle de Weinberg, des rapports de masse, etc ... Mais malheureusement un certain nombre de prédictions ne sont pas vérifiées expérimentalement comme par exemple :

- la valeur de l'angle de Weinberg. Le calcul de cette valeur donne :

$$\sin^2 \theta_W(M_Z) = 0.214 \pm 0.004 \quad [28] \quad (1.41)$$

et la mesure expérimentale est :

$$\sin^2 \theta_W(M_Z) = 0.2277 \pm 0.00016 \quad [29] \quad (1.42)$$

- des hiérarchies de masses : à l'échelle GUT on a : $m_d = m_e$, $m_s = m_\mu$ et $m_b = m_\tau$. Il faut renormaliser à basse énergie ces relations pour les comparer à l'expérience. On obtient que m_b/m_τ est de l'ordre de 3 ce qui est en bon accord avec l'expérience. En revanche, les résultats obtenus pour les deux autres familles est en contradiction avec l'expérience¹⁸.
- temps de vie du proton : le modèle SU(5) minimal introduit de nouveaux couplages entre les quarks par l'intermédiaire d'un leptosquark. Ainsi, le proton peut se désintégrer (par exemple : $p \rightarrow e^+\pi^0$). Ce modèle prédit $\tau_p \sim 10^{28...30}$ années. Or les résultats actuels de Superkamiokande donnent : $\tau_p > 10^{33}$ années.

Malgré les avantages du modèle SU(5) minimal (e.g. unification des couplages, prédiction des charges électriques fractionnaires), il ne permet pas de régler tous les problèmes du modèle standard (e.g. nombre de famille, réglage fin) ni d'obtenir des prédictions phénoménologiques correctes. Pour cela, il faut enrichir ce modèle comme par exemple étendre le secteur de Higgs, introduire la supersymétrie ou bien considérer un autre groupe de jauge de rang supérieur.

1.3.3 La supersymétrie

La supersymétrie est une nouvelle symétrie qui relie les bosons et les fermions. L'effet d'une opération de supersymétrie est de transformer un boson en fermion et vice-versa. On note cette opérateur Q :

$$\begin{aligned} Q|fermion\rangle &= |boson\rangle \\ Q|boson\rangle &= |fermion\rangle \end{aligned}$$

Ainsi dans le cadre du modèle standard supersymétrique minimal (voir section 1.4.3) le nombre de particules est doublé¹⁹ : à chaque degré de liberté fermionique est associé un nouveau degré de liberté bosonique et inversement. Une des motivations pour introduire la supersymétrie est qu'elle permet de résoudre le problème de naturalité de façon élégante. Nous avons vu qu'une boucle de fermions apporte une correction divergente quadratiquement

¹⁸Ceci est du au effet de QCD non perturbative.

¹⁹On verra par la suite que ce n'est pas exactement vrai pour le secteur du Higgs où il faut introduire un deuxième doublet.

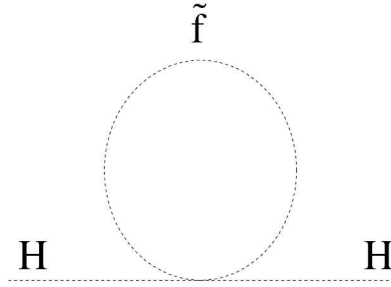


FIG. 1.10 – Corrections quantiques à une boucle de boson à la masse carré du boson de Higgs.

à la masse du boson de Higgs et nécessite un ajustement fin de celle-ci. Si on considère une boucle de boson scalaire (figure 1.10), la correction à la masse du boson de Higgs est donnée par [15] :

$$\Delta m_H^2 = \frac{\lambda_S}{16\pi^2} (\Lambda_{UV}^2 - 2m_S^2 \ln \frac{\Lambda_{UV}}{m_S} + \dots) \quad (1.43)$$

où λ_S est le couplage du champ scalaire avec le boson de Higgs ($-\lambda_S |\Phi|^2 |S|^2$). Cette expression est également divergente mais avec un signe différent de la formule 1.30. Ainsi, si à chaque fermion sont associés deux scalaires avec $y_f^2 = \lambda_S$ alors les termes en Λ s'annulent entre les formules 1.30 et 1.43. La supersymétrie résout donc le problème de naturalité en stabilisant les deux échelles d'énergie en revanche elle n'explique pas pourquoi la masse de Planck et l'échelle de masse électrofaible sont si différentes.

Aucune particule de masse égale à celle des particules du modèle standard et de spin différent n'a été découverte. Alors si la supersymétrie existe, elle est nécessairement brisée. Pour ne pas faire resurgir le problème de naturalité, il faut imposer la condition suivante :

$$M_{susy}^2 \equiv |m_B^2 - m_F^2| < O(1TeV)^2 \quad (1.44)$$

où m_B est la masse des bosons et m_F la masse des fermions.

Dans le cadre du modèle standard supersymétrique minimal (voir section 1.4.3) et en considérant que $M_{susy} \sim 1$ TeV les constantes de couplage se croisent quasi exactement au même point ($\sim 10^{16}$ GeV) alors que ce n'était pas le cas du modèle standard. Ce résultat n'a rien de trivial car les nouvelles particules introduites par la supersymétrie modifient les équations du groupe de renormalisation pour les trois constantes de couplage simultanément (voir 1.11). Cette apparente unification des constantes de couplage est peut être un pur hasard mais peut aussi être une évidence en faveur d'une théorie unifiée des interactions fondamentales (voir section 1.3.2).

Le spectre des nouvelles particules engendrées par la supersymétrie propose sous certaines conditions de bons candidats (stables, neutres et sans interaction forte) pour expliquer la matière noire de l'univers qui correspond à $\sim 25\%$ du contenu énergétique de l'univers. Enfin, si la supersymétrie est une symétrie locale, la gravitation apparaît naturellement dans ce type de théorie qu'on appelle supergravité.

1.3.4 Les dimensions supplémentaires

Une solution pour régler le problème de la hiérarchie entre l'échelle électrofaible et l'échelle de Planck est de considérer des dimensions supplémentaires. Plus précisément ces modèles

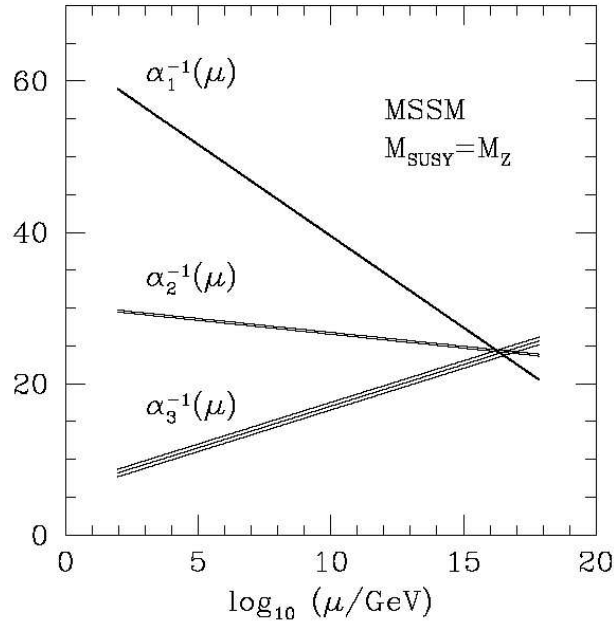


FIG. 1.11 – Evolution des constantes de couplages (MSSM).

n'expliquent pas cette différence d'échelle mais suppriment le problème en diminuant la masse de Planck pour obtenir des différences faibles entre ces deux échelles. Des dimensions supplémentaires de dimension R sont ajoutées à l'espace usuel à quatre dimensions. Tant que la taille R de ces dimensions est inférieure au millimètre, il n'y a pas de contradiction avec l'expérience ; les lois de la gravitation n'ont pas été testées pour des distances inférieures au millimètre (expériences de type Cavendish) [30]. La taille de ces dimensions affecte directement la masse de Planck dans l'espace à $4 + n$ dimensions où n est le nombre de nouvelles dimensions. A condition que la gravitation puisse se propager dans les $4+n$ dimensions, le potentiel de Newton est :

$$V(r) \sim \frac{m_1 m_2}{M_{P(4+n)}^{n+2}} \frac{1}{r^{n+1}} \quad (1.45)$$

où $M_{P(4+n)}$ est la masse de Planck dans l'espace à $4+n$ dimensions. Mais si on se place dans la limite où la distance r est beaucoup plus grande que la taille caractéristique de ces nouvelles dimensions, on obtient :

$$V(r) \xrightarrow{r \gg R} V(r) \sim \frac{m_1 m_2}{M_{P(4+n)}^{n+2} R^n} \frac{1}{r} \quad (1.46)$$

Ainsi, à notre échelle, la masse de Planck n'est qu'une grandeur effective dont l'expression en fonction des paramètres fondamentaux est :

$$M_P^2 \sim M_{4+n}^{n+2} R^n \quad (1.47)$$

Pour des valeurs de R et de n données, il est possible que la masse de Planck dans l'espace à $4 + n$ dimensions soit de l'ordre de la centaine de GeV. Le problème de hiérarchie est alors remplacé par le choix du nombre de dimensions supplémentaires ainsi que leur taille.

1.3.5 La théorie des supercordes

La théorie des cordes a pour ambition de décrire quantiquement la gravitation. Lorsqu'on essaye de quantifier la gravitation, des quantités infinies apparaissent et ne peuvent disparaître par la procédure de renormalisation. Afin de faire disparaître ces divergences ou du moins diminuer leurs effets, la notion de particules ponctuelles est remplacée par des objets étendus, dans le cas le plus simple ce sont des objets à une dimension : les cordes. Les modes d'oscillations d'une corde correspondent à un type de particule de masse donnée. Cette théorie est donc très élégante car elle fait intervenir un seul objet fondamental et aussi une seule constante fondamentale qui est la tension de la corde. Lorsqu'on essaye de quantifier ce type de théorie, il apparaît naturellement une particule de spin 2 qui est associée au graviton. Une autre particule apparaît également, appelée tachyon, qui n'a aucune signification physique car elle possède une masse carrée négative. Cette difficulté est résolue lorsqu'on introduit la supersymétrie où le tachyon disparaît naturellement. Ce type de théorie, appelée théorie des supercordes, peuvent exister dans un espace à dix dimensions. Les six dimensions supplémentaires sont refermées sur elles-mêmes avec un rayon de courbure suffisamment faible pour avoir échappé aux expérimentateurs. En effet, il n'existe pas une seule théorie des supercordes mais plusieurs dépendant de la façon dont les cordes sont considérées (par exemple corde fermée ou bien ouverte). Ces cinq théories sont reliées par des dualités²⁰ et proviendraient de la même théorie nommée théorie M (M comme Mère, Magique ou bien Mystérieuse) qui reste encore à déterminer.

1.3.6 Conclusion

Parmi ces nouvelles théories, l'une des plus prometteuses est la supersymétrie dont la recherche est l'un des objectifs de cette thèse. Elle sera décrite plus en détail dans la section 1.4. De plus, nombre de ces modèles font intervenir de nouvelles particules reliant les leptons et les quarks nommés leptoquarks. Dans la section 1.5, un modèle effectif pour les leptoquarks sera présenté et sera le cadre dans lequel on se placera pour rechercher ces hypothétiques particules.

1.4 La supersymétrie

Cette section, basée principalement sur les revues et cours suivants [15, 32, 33, 34, 35], a pour objectif d'exposer ce qu'est une théorie supersymétrique et en particulier l'extension supersymétrique minimale du modèle standard. Enfin le secteur des stop sera présenté.

1.4.1 L'algèbre

Nous avons vu dans la section 1.3.3 que la supersymétrie fournit une solution élégante au problème de naturalité et permet une unification des constantes de couplage à haute énergie. En fait, ce sont des motivations esthétiques qui ont permis de "découvrir" la supersymétrie en tentant de généraliser le groupe de Poincaré des symétries d'espace-temps. La première tentative fut d'ajouter de nouveaux générateurs bosoniques²¹ mais Coleman et Mandula [36]

²⁰Un exemple simple de dualité provient de l'électromagnétisme : les équations de Maxwell sont invariantes par les transformations de dualité suivantes : $E \leftrightarrow -B$ et $e \leftrightarrow g$ où g est le monopole magnétique.

²¹L'algèbre des générateurs bosoniques est donnée par des relations de commutation.

montrèrent qu'il est impossible d'avoir une théorie quantique des champs en interaction. La solution est d'introduire, contrairement aux symétries du modèle standard, de nouveaux générateurs fermioniques²² [37]. L'algèbre de la supersymétrie est donnée par :

$$[P^\mu, Q_\alpha] = [P^\mu, \bar{Q}_{\dot{\beta}}] = 0 \quad (1.48)$$

$$\{Q_\alpha, \bar{Q}_{\dot{\beta}}\} = 2(\sigma_\mu)_{\alpha\dot{\beta}} P^\mu \quad (1.49)$$

$$\{Q_\alpha, Q_\beta\} = \{\bar{Q}_{\dot{\alpha}}, \bar{Q}_{\dot{\beta}}\} = 0 \quad (1.50)$$

$$\{M_{\mu\nu}, Q_\alpha\} = \frac{1}{2}(\sigma_{\mu\nu})_\alpha^\beta Q_\beta \quad (1.51)$$

$$\{M_{\mu\nu}, \bar{Q}_{\dot{\alpha}}\} = \frac{1}{2}(\bar{\sigma}_{\mu\nu})_{\dot{\alpha}}^{\dot{\beta}} \bar{Q}_{\dot{\beta}} \quad (1.52)$$

où P^μ est le générateur des translations et $M^{\mu\nu}$ est le générateur des rotations. Q_α et $\bar{Q}_{\dot{\beta}}$ sont des spineurs de Weyl à deux composantes. Les spineurs d'indice $\alpha, \beta = 1, 2$ appartiennent à la représentation 2_L et les spineurs d'indice $\dot{\alpha}, \dot{\beta} = 1, 2$ appartiennent à la représentation 2_R : $Q = (Q_\alpha, Q_{\dot{\alpha}}) = (Q_\alpha, \bar{Q}_{\dot{\alpha}}^\dagger)$. Les matrices σ_μ et $\bar{\sigma}_\mu$ sont définies à partir des matrices de Pauli : $\sigma_\mu = (I_2, \sigma_1, \sigma_2, \sigma_3)$ et $\bar{\sigma}_\mu = (I_2, -\sigma_1, -\sigma_2, -\sigma_3)$. Les matrices $\sigma_{\mu\nu}$ et $\bar{\sigma}_{\mu\nu}$ sont définies à partir de σ_μ et de $\bar{\sigma}_\mu$: $\sigma_{\mu\nu} = \frac{1}{4}(\sigma_\mu \bar{\sigma}_\nu - \bar{\sigma}_\mu \sigma_\nu)$ et $\bar{\sigma}_{\mu\nu} = \frac{1}{4}(\bar{\sigma}_\mu \sigma_\nu - \sigma_\mu \bar{\sigma}_\nu)$. A partir de la définition de l'algèbre de la supersymétrie, on en déduit que :

- les représentations irréductibles de la supersymétrie contiennent des particules de même masse ($[P^2, Q_\alpha] = 0$) mais de spin différent. En revanche il est possible de définir un nouveau nombre quantique caractérisant un multiplet nommé superspin ;
- les représentations irréductibles contiennent un nombre de degrés fermioniques égale au nombre de degrés bosoniques ($n_B = n_F$) ;
- la supersymétrie globale est brisée spontanément si et seulement si l'énergie de l'état fondamental est non nulle ;
- Comme la supersymétrie est une symétrie externe, ses générateurs commutent avec les générateurs des transformations de jauge (symétrie interne) ce qui implique que les particules d'un même multiplet doivent posséder les mêmes nombres quantiques (charge électrique, isospin,...) ;
- $\{Q, \bar{Q}\} \sim P$ donc Q^2 est une translation d'espace-temps. Si la supersymétrie est locale alors la translation devient une transformation générale de coordonnée et donc elle inclut la relativité générale.

Dans le modèle standard, les particules sont des représentations irréductibles du groupe de Poincaré, chaque particule est caractérisée par sa masse m et son spin s . De même, dans le cadre d'une théorie supersymétrique, les particules sont des représentations irréductibles de l'algèbre de supersymétrie qui sont nommées supermultiplets et caractérisées par leurs masses et leurs superspins j . La représentation fondamentale $j = 0$ est nommée supermultiplet chiral et la représentation $j = 1/2$ est nommée supermultiplet vectoriel. Ces deux représentations permettront de construire une extension supersymétrique du modèle standard.

Le supermultiplet chiral contient un champ fermionique de Weyl noté Ψ_α (4 degrés de liberté) et un champ scalaire complexe noté ϕ (2 degrés de liberté) nommé sfermion. Afin de vérifier $n_B = n_F$, il faut ajouter deux degrés de liberté bosonique sous la forme d'un champ scalaire complexe auxiliaire (noté F). En utilisant les équations du mouvement, le nombre de degrés fermioniques diminue de deux unités et pour compenser cet effet le lagrangien ne doit pas comporter de terme cinétique pour F. Le supermultiplet vectoriel contient un champ

²²L'algèbre des générateurs fermioniques est donnée par des relations d'anticommutation.

vectorel noté A_a^μ (3 degrés de liberté) et un champ de Weyl noté λ_a^α nommé jaugino (4 degrés de liberté). Pour les mêmes raisons que précédemment, il faut ajouter un degré de liberté bosonique (noté D_a) qui disparaîtra en prenant en compte les équations du mouvement.

Il est également possible d'avoir une supersymétrie étendue c'est à dire ayant un nombre de générateurs (noté N) supérieur à 1 en revanche il est impossible d'obtenir une théorie qui traite différemment les spineurs de chiralité différente. On se restreindra dans la suite au cas où $N=1$.

1.4.2 Théorie des champs supersymétriques

Cette section décrit comment construire une théorie des champs incluant la supersymétrie. Demander que l'action soit invariante sous la supersymétrie entraîne de fortes contraintes sur les termes possibles du lagrangien. A ces conditions s'ajoutent les conditions de renormalisabilité et les conditions d'invariance de jauge comme pour le modèle standard. Tout d'abord on construira le lagrangien le plus général pour un supermultiplet chiral puis on ajoutera les interactions de jauge en introduisant le supermultiplet vectoriel.

1.4.2.1 Lagrangien pour le supermultiplet chiral

Lagrangien cinétique Le supermultiplet chiral contient trois champs (ϕ, ψ_α, F) , le lagrangien cinétique pour ces champs s'écrit :

$$\mathcal{L}_{WZ} = -i\psi^\dagger \bar{\sigma}^\mu \partial_\mu \psi - \partial^\mu \phi \partial_\mu \phi^* + F^* F \quad (1.53)$$

Ce lagrangien correspond à une théorie sans masse ni interaction et fut introduit pour la première fois par Wess et Zumino [38]. Les transformations supersymétriques laissant l'action invariante sont²³ :

$$\delta \phi = \epsilon^\alpha \psi_\alpha \quad (1.54)$$

$$\delta \phi^* = \bar{\epsilon}^{\dot{\alpha}} \bar{\psi}_{\dot{\alpha}} \quad (1.55)$$

$$\delta \psi_\alpha = i(\sigma^\mu \epsilon^\dagger)_\alpha \partial_\mu \phi + \epsilon_\alpha F \quad (1.56)$$

$$\delta \bar{\psi}^{\dot{\alpha}} = i(\epsilon \sigma^\mu)^{\dot{\alpha}} \partial_\mu \phi^* + \bar{\epsilon}^{\dot{\alpha}} F^* \quad (1.57)$$

$$\delta F = i\bar{\epsilon}^{\dot{\alpha}} (\bar{\sigma}^\mu)^{\dot{\alpha}\beta} \partial_\mu \psi_\beta \quad (1.58)$$

$$\delta F^* = i\partial_\mu \bar{\psi}_{\dot{\beta}} (\bar{\sigma}^\mu)^{\dot{\alpha}\beta} \epsilon^\alpha \quad (1.59)$$

où ϵ est un spineur de Weyl à deux composantes paramétrisant une transformation supersymétrique infinitésimale. On peut vérifier que ces transformations pour les champs $\Phi = \phi, \phi^*, F, F^*, \psi, \psi^\dagger$ donnent :

$$[\delta_1, \delta_2] = i(\epsilon_2 \sigma^\mu \epsilon_1^\dagger - \epsilon_1 \sigma^\mu \epsilon_2^\dagger) \partial_\mu \Phi \quad (1.60)$$

Ces transformations sont donc bien des transformations supersymétriques. Si on n'avait pas introduit le champ F nous n'aurions pas pu obtenir l'équation 1.60 sans tenir compte des équations du mouvement. Autrement dit, l'introduction du champ F permet de fermer l'algèbre en dehors de la couche de masse.

²³Il existe une formulation plus élégante introduisant la notion de superspace et de superchamp (Φ). Aux coordonnées usuelles d'espace-temps, on ajoute deux nouvelles coordonnées anticommutantes notées θ et $\bar{\theta}$ (variables de Grassmann), les superchamps sont des champs fonctions de la position dans ce superspace (\vec{x} , θ et $\bar{\theta}$). Ainsi, une transformation supersymétrique s'écrit simplement de la façon suivante $\Phi \rightarrow e^{i\epsilon Q} \Phi$.

Interaction du supermultiplet chiral On peut montrer que le lagrangien d'interaction pour le multiplet chiral, le plus général invariant par transformation de supersymétrie et renormalisable est [15] :

$$\mathcal{L}_{int} = -\frac{1}{2}W^{ij}\psi_i\psi_j + W^i F_i + c.c. \quad (1.61)$$

où les quantités W^{ij} et W^i sont définis à l'aide du superpotentiel (nommé W). Il résume toutes les interactions qui ne sont pas des interactions de jauge. W est donné par :

$$W = \frac{1}{2}M^{ij}\phi_i\phi_j + \frac{1}{6}y^{ijk}\phi_i\phi_j\phi_k \quad (1.62)$$

où M^{ij} est la matrice symétrique de masse des fermions²⁴ et y^{ijk} les couplages de Yukawa entre un scalaire et deux fermions. Une remarque importante pour la suite est que pour des raisons d'invariance par supersymétrie, le superpotentiel ne peut pas être une fonction de ϕ^* . On peut alors définir W^{ij} et W^i :

$$W^{ij} = \frac{\delta^2}{\delta\phi_i\delta\phi_j}W = M^{ij} + y^{ijk}\phi_k \quad (1.63)$$

$$W^i = \frac{\delta}{\delta\phi_i}W = M^{ij}\phi_j + \frac{1}{2}y^{ijk}\phi_j\phi_k \quad (1.64)$$

Le lagrangien pour un supermultiplet chiral est alors :

$$\mathcal{L}_{chiral} = \mathcal{L}_{WZ} + \mathcal{L}_{int} \quad (1.65)$$

En utilisant les deux équations du mouvement pour F et F^* , on obtient : $F_i = -W_i^*$ et $F^{i*} = -W^i$. Le lagrangien total peut être réécrit sans faire apparaître ces champs auxiliaires :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{chiral} = & -i\psi^{\dagger i}\bar{\sigma}^\mu\partial_\mu\psi_i - \partial^\mu\phi^i\partial_\mu\phi_i^* \\ & -\frac{1}{2}M^{ij}\psi_i\psi_j - \frac{1}{2}M_{ij}^*\psi^{\dagger i}\psi^{\dagger j} \\ & -\frac{1}{2}y^{ijk}\phi_i\psi_j\psi_k - \frac{1}{2}y_{ijk}^*\phi^i\psi^{\dagger j}\psi^{\dagger k} \\ & -V(\phi, \phi^*) \end{aligned} \quad (1.66)$$

où $V(\phi, \phi^*)$ est le potentiel scalaire de la théorie dépendant uniquement du superpotentiel : $V(\phi, \phi^*) = W_i W^{*i} = F_i F^{*i}$. Il est nécessairement non négatif puisque c'est la somme de carrés.

1.4.2.2 Théorie de jauge supersymétrique

La procédure pour avoir une théorie supersymétrique invariante de jauge est la même que pour une théorie non supersymétrique (voir section 1.1.2.2).

Lagrangien pour le supermultiplet vectoriel Le supermultiplet vectoriel contient trois champs un champ vectoriel A_μ^a , un champ fermionique λ^a et un champ scalaire réel auxiliaire (D^a). Ce supermultiplet est dans la représentation adjointe du groupe de jauge donnée par les matrices hermitiennes T^a ($a=1\dots 8$ pour $SU(3)_c$, $a=1,2,3$ pour $SU(2)_L$, $a=1$ pour $U(1)_Y$). La

²⁴La supersymétrie assure que c'est aussi la matrice de masse des bosons scalaires associés.

forme du lagrangien est complètement déterminée par les conditions de renormalisabilité et d'invariance de jauge :

$$\mathcal{L}_{jauge} = -\frac{1}{4}F_{\mu\nu}^a F^{a\mu\nu} - i\lambda^{a\dagger}\bar{\sigma}^\mu D_\mu \lambda^a + \frac{1}{2}D^a D^a \quad (1.67)$$

où $F_{\mu\nu}^a$ est le tenseur de forces (défini par les formules 1.15, 1.16 et 1.17 pour les trois groupes de jauge du modèle standard). D_μ est la dérivée covariante : $D_\mu = \partial_\mu - igT_a A_\mu^a$. Ce lagrangien est invariant par des transformations de supersymétrie définies par [15] :

$$\delta_s A_\mu^a = -\frac{1}{\sqrt{2}}(\epsilon^\dagger \bar{\sigma}_\mu \lambda^a + \lambda^{a\dagger} \bar{\sigma}_\mu \epsilon) \quad (1.68)$$

$$\delta_s \lambda_\alpha^a = -\frac{i}{2\sqrt{2}}(\sigma^\mu \bar{\sigma}^\nu \epsilon)_\alpha F_{\mu\nu}^a + \frac{1}{2}\epsilon_\alpha D^a \quad (1.69)$$

$$\delta_s D^a = \frac{i}{\sqrt{2}}[\epsilon^\dagger \bar{\sigma}^\mu D_\mu \lambda^a - D_\mu \lambda^{a\dagger} \bar{\sigma}^\mu \epsilon] \quad (1.70)$$

où ϵ est un spineur de Weyl à deux composantes paramétrisant une transformation supersymétrique infinitésimale.

Interactions de jauge Pour que le lagrangien pour le supermultiplet chiral soit invariant sous une transformation de jauge il faut remplacer les dérivées par les dérivées covariantes. Cette procédure permet de décrire les interactions entre le supermultiplet chiral et les champs de jauge. Il existe également trois autres termes autorisés par les conditions de renormalisabilité, d'invariance de jauge et d'invariance supersymétrique pour les champs λ^a et D^a :

$$(\phi^* T^a \psi) \lambda^a \quad \lambda^{a\dagger} (\psi^\dagger T^a \phi) \quad \text{et} \quad (\phi^* T^a \phi) D^a \quad (1.71)$$

Ceci nécessite de modifier les transformations supersymétriques pour le champ auxiliaire F :

$$\delta F = i\bar{\epsilon}^{\dot{\alpha}} (\bar{\sigma}^\mu)_{\dot{\alpha}}^\beta \partial_\mu \psi_\beta + \sqrt{2}(T^a \phi)_i \epsilon^\dagger \lambda^{a\dagger} \quad (1.72)$$

Finalement le lagrangien le plus général qui est invariant de jauge, invariant sous la supersymétrie et renormalisable contenant un supermultiplet chiral et un supermultiplet de jauge est :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{susy} &= \mathcal{L}_{chiral} + \mathcal{L}_{jauge} \\ &\quad - \sqrt{(2)}g[(\phi^* T^a \psi) \lambda^a + \lambda^{a\dagger} (\psi^\dagger T^a \phi)] \\ &\quad + g(\phi^* T^a \phi) D^a \end{aligned} \quad (1.73)$$

où \mathcal{L}_{chiral} est le lagrangien pour le supermultiplet chiral où les dérivées ordinaires sont remplacées par les dérivées covariantes. Les termes de la seconde ligne peuvent être vus comme la "*supersymétrisation*" du couplage des bosons de jauge avec les champs de matière. Comme le champ auxiliaire F , le champ D^a n'a pas de signification physique et peut être éliminé en utilisant les équations du mouvement : $D^a = -g(\phi^* T^a \phi)$. Le potentiel pour les champs scalaires est :

$$V(\phi, \phi^*) = F_i F^{*i} + \frac{1}{2} \sum_a D^a D^a = W_i W^{*i} + \frac{1}{2} \sum_a g_a^2 (\phi^* T^a \phi)^2 \quad (1.74)$$

Le premier terme est appelé "terme F" et le second "terme D". Il est nécessairement non négatif puisque c'est la somme de carrés. Une autre caractéristique importante est qu'il est complètement déterminé par les autres interactions : le premier est déterminé par les couplages de Yukawa et les masses des fermions et le second est déterminé par les interactions de jauge.

1.4.2.3 Brisure douce de la supersymétrie

La supersymétrie assure que les partenaires d'un même multiplet sont nécessairement de même masse or aucun superpartenaire n'a été découvert. Cela implique que si les lois de la nature sont invariantes par supersymétrie alors celle-ci est brisée. La solution la plus élégante est de briser spontanément la supersymétrie tout comme la symétrie de jauge du modèle standard. Lorsqu' on considère la supersymétrie comme une symétrie globale alors elle est brisée spontanément si et seulement si l'énergie de l'état fondamental est non nulle. Le lagrangien scalaire $V(\phi, \phi^*)$ permet une telle propriété en prenant $\langle F_i \rangle \neq 0$ ou bien $\langle D_a \rangle \neq 0$. La première solution est le mécanisme de O'Raifeartaigh [39] et le deuxième celui de Fayet-Iliopoulos [40]. Malheureusement ces mécanismes posent de nombreux problèmes phénoménologiques : les spectres de masse ainsi obtenus ne correspondent pas aux résultats expérimentaux. De plus, la brisure spontanée de la supersymétrie fait apparaître un fermion de masse nulle (nommé Goldstino) qui aurait dû être détecté. Cette particule est une combinaison des partenaires fermioniques des champs prenant une valeur non-nulle dans le vide.

Une autre solution moins élégante mais plus viable d'un point de vue phénoménologique est d'introduire des termes qui brisent explicitement la supersymétrie. Pour que la supersymétrie soit toujours une solution au problème de naturalité, il faut que ces nouveaux termes n'introduisent pas de divergences quadratiques pour la masse des scalaires. Les termes de brisure douce ont été recensés [41] :

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{soft} = & -\frac{1}{2}(M_\lambda \lambda^a \lambda^a + c.c.) - (m^2)_j^i \phi^{j*} \phi_i \\ & -\left(\frac{1}{2} b^{ij} \phi_i \phi_j + \frac{1}{6} a^{ijk} \phi_i \phi_j \phi_k\right) \end{aligned} \quad (1.75)$$

Le premier terme est un terme de masse pour les jauginos, le second est un terme de masse pour les scalaires et enfin les deux derniers correspondent respectivement aux couplages bilinéaires et trinéaires pour les champs scalaires. Ces nouveaux termes impliquent de nombreux nouveaux paramètres. La phénoménologie de la supersymétrie est alors inextricable sans faire quelques hypothèses simplificatrices qui sont souvent des hypothèses d'unification à haute énergie. Par exemple, on suppose l'universalité à une certaine échelle :

- des masses de tous les jauginos ;
- des masses scalaires ;
- et que les couplages trinéaires soient reliés par un paramètre universel A_0 .

Tous ces nouveaux paramètres traduisent notre ignorance sur le modèle précis de brisure spontanée de la supersymétrie qui nécessite l'introduction de nouveaux champs de masse nettement supérieures à l'échelle électrofaible : mécanisme de brisure dans un *secteur caché*. Ces nouveaux champs agissent très faiblement avec les supermultiplets qui contiennent les particules du modèle standard. La supersymétrie est brisée par les champs du secteur caché et cette brisure est communiquée au *secteur visible* soit par les interactions de jauge (Gauge Mediated Supersymmetry Breaking : GMSB) ou soit par la gravité (voir section 1.4.3.8).

1.4.3 Le modèle standard supersymétrique minimal (MSSM)

Le modèle standard supersymétrique minimal est une extension du modèle standard qui est la plus générale tout en introduisant le nombre minimal de nouveaux champs. Dans

le chapitre précédent, nous avons appris à construire un lagrangien supersymétrique. Pour construire le lagrangien du MSSM, il suffit de préciser :

- le contenu en champ ;
- le groupe de jauge qui est celui du modèle standard $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$;
- le superpotentiel
- les termes de brisure douce

1.4.3.1 Contenu en champs

Comme il est impossible d'associer au sein du même multiplet les bosons et les fermions du modèle standard, il est alors nécessaire d'associer à chaque degré de liberté fermionique (resp. bosonique) un nouveau degré de liberté bosonique (resp. fermionique). Les nouvelles particules introduites sont nommées superpartenaires. Les partenaires supersymétriques des fermions du modèle standard sont des bosons scalaires²⁵ nommés sfermions (sleptons, squarks et sneutrinos). Fermions et sfermions sont rangés dans des supermultiplets chiraux. Le tableau 1.3 présente tous les multiplets chiraux du MSSM²⁶.

Noms		spin 0	spin $\frac{1}{2}$	$(SU(3)_c, SU(2)_L, U(1)_Y)$
quarks	Q_L^i	$(\tilde{u}_L^i, \tilde{d}_L^i)$	(u_L^i, d_L^i)	$(\mathbf{3}, \mathbf{2}, +\frac{1}{6})$
et	\bar{u}_R^i	\tilde{u}_R^{i*}	$u_R^{i\dagger}$	$(\bar{\mathbf{3}}, \mathbf{1}, -\frac{2}{3})$
squarks	\bar{d}_R^i	\tilde{d}_R^{i*}	$d_R^{i\dagger}$	$(\bar{\mathbf{3}}, \mathbf{1}, +\frac{1}{3})$
leptons et	L_L^i	$(\tilde{\nu}_L^i, \tilde{e}_L^i)$	(ν_L^i, e_L^i)	$(\mathbf{1}, \mathbf{2}, -\frac{1}{2})$
sleptons	\bar{e}_R^i	\tilde{e}_R^{i*}	$e_R^{i\dagger}$	$(\mathbf{1}, \mathbf{1}, +1)$
Higgs et	H_u	(H_u^+, H_u^0)	$(\tilde{H}_u^+, \tilde{H}_u^0)$	$(\mathbf{1}, \mathbf{2}, +\frac{1}{2})$
higgsinos	H_d	(H_d^0, H_d^-)	$(\tilde{H}_d^0, \tilde{H}_d^-)$	$(\mathbf{1}, \mathbf{2}, -\frac{1}{2})$

TAB. 1.3 – Multiplets chiraux du MSSM. Les indices L et R pour les scalaires indiquent que ce sont les partenaires des fermions d'hélicité droite et gauche. Ce ne sont pas des indices d'hélicité puisque leur spin est nul. L'indice $i=1,2,3$ est l'indice sur les familles.

Le doublet de Higgs fait également partie d'un supermultiplet chiral, son partenaire est nommé higgsino. En fait il est nécessaire d'introduire un deuxième doublet pour deux raisons. Tout d'abord les higgsinos contribuent aux diagrammes entraînant des anomalies triangulaires (figure 1.3). Un deuxième doublet de Higgs d'hypercharge opposée permet alors d'annuler les contributions à ce type de diagramme. La deuxième raison est qu'avec un seul doublet de Higgs, il est impossible de générer des couplages de Yukawa pour tous les fermions. Dans le cadre du modèle standard, les quarks de type down se couplent au champ de Higgs, en revanche les quarks de type up se couplent au conjugué de charge de ce même doublet (voir formule 1.27). Or le superpotentiel qui génère les couplages de Yukawa ne peut contenir Φ^* . La solution la plus simple est d'introduire un deuxième doublet ainsi après la brisure de la symétrie électrofaible le nombre de bosons de Higgs est cinq (trois neutres et deux chargés).

Les bosons de jauge font parties d'un supermultiplet vectoriel²⁷. Les partenaires supersymétriques des bosons de jauge sont appelés jauginos (gluinos, bino, et winos). Le tableau

²⁵Un fermion ne peut pas être associé à un boson vectoriel car ceci entraînerait de nouvelles interactions et impliquerait donc un modèle non-minimal.

²⁶L'indice L (resp. R) pour les bosons scalaires indique simplement que le champ scalaire est le partenaire de l'état gauche (resp. droit) du fermion.

²⁷Si on avait associé une particule de spin $\frac{3}{2}$ aux bosons de jauge, la théorie ne serait pas renormalisable.

1.4 résume tous les multiplets vectoriels du MSSM.

Noms	spin $\frac{1}{2}$	spin 1	$(SU(3)_c, SU(2)_L, U(1)_Y)$
gluinos, gluon	\tilde{g}	g	$(\mathbf{8}, \mathbf{1}, 0)$
winos et bosons W	$\tilde{W}^\pm, \tilde{W}^0$	W^\pm, W^0	$(\mathbf{1}, \mathbf{3}, 0)$
bino et bosons B	\tilde{B}^0	B^0	$(\mathbf{1}, \mathbf{1}, 0)$

TAB. 1.4 – Multiplets vectoriels du MSSM.

1.4.3.2 Le superpotentiel

Le superpotentiel du MSSM fonction des champs scalaires permet de coder tous les couplages qui ne sont pas des couplages de jauge et est donné par :

$$W_{MSSM} = \tilde{u}_i \mathbf{y}_u \tilde{Q} H_u - \tilde{d}_i \mathbf{y}_d \tilde{Q} H_d - \tilde{e}_i \mathbf{y}_e \tilde{L} H_d + \mu H_d H_u \quad (1.76)$$

où les \mathbf{y} sont des matrices 3×3 dans l'espace des saveurs. Deux champs de Higgs sont introduits avant de pouvoir générer un terme de masse pour tous les quarks. Un terme qui couple ces deux champs est donc possible et est donné par $\mu H_d H_u = \mu(H_u^+ H_d^- - H_u^0 H_d^0)$. Le paramètre μ a la dimension d'une masse et est l'équivalent supersymétrique d'un terme de masse pour le boson de Higgs. D'autres termes de dimensions de masse seront aussi donnés par les termes de brisures douces.

1.4.3.3 La R-parité

Le superpotentiel présenté précédemment n'est pas le plus général pouvant être construit avec les champs du MSSM vérifiant les conditions de renormalisabilité, d'invariance de jauge et d'invariance de supersymétrie. Il est en effet possible d'ajouter les termes suivants :

$$W_{\Delta L=1} = \frac{1}{2} \lambda^{ijk} L_i L_j \bar{e}_k + \lambda'{}^{ijk} L_i Q_j \bar{d}_k + \mu'{}^i L_i H_u \quad (1.77)$$

$$W_{\Delta B=1} = \frac{1}{2} \lambda''{}^{ijk} \bar{u}_i \bar{d}_j \bar{d}_k \quad (1.78)$$

$W_{\Delta L=1}$ entraîne une violation du nombre leptonique d'une unité et $W_{\Delta B=1}$ entraîne une violation du nombre baryonique d'une unité. De telles violations n'ont pas été vues expérimentalement²⁸. De plus ces termes n'ont aucune correspondance dans le modèle standard. Ainsi dans le cadre du MSSM, on fait l'hypothèse que ces termes sont nuls ($\lambda = \lambda' = \lambda'' = \mu' = 0$). Au lieu d'introduire directement l'annulation des couplages, il est plus élégant d'introduire une symétrie qui interdit ce genre de terme. On définit alors la R-parité qui est un nouveau nombre quantique multiplicatif discret :

$$R_P = (-1)^{3B+L+2S} \quad (1.79)$$

où S est le spin de la particule, B le nombre baryonique et L le nombre leptonique. R_P vaut 1 pour les particules standard et -1 pour leurs superpartenaires. En postulant que la R-parité est conservée les termes $W_{\Delta L=1}$ et $W_{\Delta B=1}$ sont nuls. Cette conservation implique plusieurs conséquences :

²⁸De tels termes entraîneraient une désintégration rapide du proton, les contraintes expérimentales sur la durée de vie du proton entraînent : $\lambda' \lambda'' < \mathcal{O}(10^{-9})$ [43].

- les particules sont produites par paires. Par exemple : $p\bar{p} \rightarrow \tilde{t}\tilde{t}X$.
- une superparticule se désintègre en un nombre impair de superparticules. Par exemple : $\tilde{t} \rightarrow c\chi^0$.
- la superparticule la plus légère est stable nommée LSP (Light Supersymmetric Partner). Comme la LSP est stable, elle est un bon candidat pour expliquer la densité de matière noire froide à condition qu'elle interagisse peu avec la matière.

1.4.3.4 Lagrangien de brisure douce

Dans le cadre du MSSM, aucun mécanisme de brisure spontanée de la supersymétrie n'est implémenté. Des termes violant la supersymétrie explicitement sont alors introduits à condition de ne pas faire réapparaître des divergences quadratiques pour la masse des bosons de Higgs et conservant la R-parité :

$$\mathcal{L}_{soft} = -\frac{1}{2}(M_3\tilde{g}\tilde{g} + M_2\tilde{W}\tilde{W} + M_1\tilde{B}\tilde{B}) + c.c. \quad (1.80)$$

$$-(\tilde{u}\mathbf{a}_u\tilde{Q}H_u - \tilde{d}\mathbf{a}_d\tilde{Q}H_d - \tilde{e}\mathbf{a}_e\tilde{L}H_e) + c.c. \quad (1.81)$$

$$-\tilde{Q}^\dagger\mathbf{m}_Q^2\tilde{Q} - \tilde{L}^\dagger\mathbf{m}_L^2\tilde{L} - \tilde{u}^\dagger\mathbf{m}_u^2\tilde{u}^\dagger \quad (1.82)$$

$$-m_{H_u}^2H_u^*H_u - m_{H_d}^2H_d^*H_d - (bH_uH_d + c.c.) \quad (1.83)$$

où M_3, M_2, M_1 sont respectivement la masse du gluino, du wino et du bino. La deuxième ligne correspond au terme trilineaire des champs scalaires et possède une correspondance avec les couplages de Yukawa du superpotentiel. Les \mathbf{a} sont des matrices 3×3 dans l'espace des saveurs ayant la dimension d'une masse. La troisième ligne correspond à des termes de masse pour les sfermions. La dernière ligne correspond à des termes de masse et de couplage bilinéaire non supersymétriques pour les champs de Higgs. Appelons m_{soft} , le paramètre de masse le plus grand intervenant dans \mathcal{L}_{soft} . Comme on l'a vu dans la section 1.3.3, il faut imposer la condition suivante : $m_{soft} < \mathcal{O}(1 \text{ TeV})$ pour que la supersymétrie même brisée soit toujours une solution au problème de naturalité.

Finalement, aux 19 paramètres du modèle standard, le MSSM ajoute 105 paramètres (masses, phases et angles de mélange) dont la majorité proviennent des termes de brisures douces. Un modèle expliquant la brisure de la supersymétrie permettrait de réduire grandement ce nombre de paramètres.

1.4.3.5 La brisure électrofaible

Après la brisure de la supersymétrie, les jauginos et higgsinos ainsi que les champs scalaires sont massifs. En revanche, les particules du modèle standard sont toujours de masse nulle, il est donc nécessaire de briser la symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ en $U(1)_{em}$. Comme le secteur de Higgs du MSSM contient deux doublets complexes, la brisure électrofaible est plus complexe que dans le cadre du modèle standard. Le potentiel de brisure est déjà inclus dans le lagrangien supersymétrique. En explicitant le potentiel scalaire pour les composantes neutres H_d^0 et H_u^0 des champs des doublets de Higgs H_d et H_u , on trouve²⁹ :

$$V_{Higgs} = (|\mu|^2 + m_{H_u}^2)|H_u^0|^2 + (|\mu|^2 + m_{H_d}^2)|H_d^0|^2 - b(H_d^0H_u^0 + c.c.) + \frac{1}{8}(g_2^2 + g_1^2)(|H_u^0|^2 - |H_d^0|^2)^2 \quad (1.84)$$

²⁹Ceci revient à faire un choix de jauge tel que $H_d^+ = H_u^- = 0$ pour l'état fondamental. Le vide ne brise donc pas l'électromagnétisme.

La phase du paramètre b peut être éliminée en redéfinissant les champs H_d et H_u . Les valeurs dans le vide des champs de Higgs peuvent être choisies réelles et positives :

$$\langle H_u \rangle = \begin{pmatrix} v_u \\ 0 \end{pmatrix} \quad \langle H_d \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ v_d \end{pmatrix}$$

où v_u et v_d sont des paramètres réels. La condition de brisure spontanée de la symétrie électrofaible s'écrit :

$$b^2 > (|\mu|^2 + m_{H_u}^2)(|\mu|^2 + m_{H_d}^2) \quad (1.85)$$

Des termes de brisure explicite de la supersymétrie ont été introduits ainsi les résultats de positivité du potentiel ne sont plus valables. Afin d'assurer que le potentiel soit limité inférieurement, on doit imposer :

$$2b < 2|\mu|^2 + m_{H_u}^2 + m_{H_d}^2 \quad (1.86)$$

Si les termes de brisure douce $(m_{H_u}^2, m_{H_d}^2, b)$ sont tous nuls alors les conditions 1.85 et 1.86 ne sont pas vérifiées : la brisure électrofaible ne peut donc avoir lieu sans la brisure de la supersymétrie. Si $m_{H_u}^2 = m_{H_d}^2$, les conditions 1.85 et 1.86 ne peuvent être satisfaites simultanément. Ainsi dans les modèles supposant que $m_{H_u}^2(\Lambda_{GUT}) = m_{H_d}^2(\Lambda_{GUT})$, la symétrie électrofaible n'est pas brisée à l'échelle Λ_{GUT} . A partir de ces modèles, les masses $m_{H_u}^2$ et $m_{H_d}^2$ peuvent être exprimées à l'échelle électrofaible en utilisant les équations du groupe de renormalisation. H_u se couple aux quarks de type up (u,c,t) et H_d se couple aux quarks de type down (d,s,b). Les évolutions de $m_{H_u}^2$ et de $m_{H_d}^2$ sont donc différentes, en particulier H_u se couple au quark top qui est de loin le quark le plus lourd alors que H_d ne se couple pas au quark top. Il est alors possible de se trouver dans le cas où les conditions 1.85 et 1.86 sont satisfaites simultanément à l'échelle électrofaible. La brisure électrofaible est qualifiée de brisure radiative car elle intervient grâce à l'évolution des masses en fonction de l'énergie donc grâce aux effets quantiques. Cette brisure est due au fait que la masse du quark top, et donc son couplage au Higgs H_u , est grande. La relation entre v_u et v_d et le paramètre v du modèle standard est donnée par $v = \sqrt{v_u^2 + v_d^2}$. La contribution relative entre ces valeurs dans le vide est donnée à l'aide d'un angle β :

$$\tan(\beta) = \frac{v_u}{v_d} \quad (1.87)$$

Au minimum du potentiel, on a :

$$\frac{\partial V_{Higgs}}{\partial H_u^0} = \frac{\partial V_{Higgs}}{\partial H_d^0} = 0 \quad (1.88)$$

d'où :

$$|\mu|^2 + m_{H_u}^2 = b \tan \beta - \frac{m_Z}{2} \cos(2\beta) \quad (1.89)$$

$$|\mu|^2 + m_{H_d}^2 = b \cot \beta - \frac{m_Z}{2} \cos(2\beta) \quad (1.90)$$

Ces deux équations satisfont les conditions 1.85 et 1.86. Les paramètres $m_{H_u}^2, m_{H_d}^2$ et b sont issus de termes de brisure douce de la supersymétrie et sont donc reliés à l'échelle m_{susy} qui est de l'ordre du TeV. Or le paramètre μ apparaît dans un terme invariant par supersymétrie et peut être arbitrairement grand. Par contre, les équations 1.89 et 1.90 indiquent que μ doit être aussi de l'ordre du TeV. Ce problème est nommé "le problème de μ ". Dans un modèle plus fondamental ce paramètre doit être aussi relié à l'échelle de brisure de la supersymétrie.

1.4.3.6 Le spectre de masse

Une fois que la symétrie électrofaible est brisée, les champs ayant les mêmes nombres quantiques peuvent se mélanger pour donner des états propres de masse. Dans le modèle standard, B^0 et W^i se mélangent avant de donner les états propres de masses γ , Z^0 et W^\pm . Dans le cadre du MSSM ce type de mélange affecte également les squarks, les sleptons, les bosons de Higgs, les jauginos et les higgsinos.

Le secteur des Higgs : Les doublets de Higgs offrent huit degrés de liberté. Après brisure de la symétrie électrofaible, trois degrés de liberté sont absorbés par les bosons de jauge Z^0 et W^\pm devenant ainsi massifs. Il reste finalement cinq bosons de Higgs massifs. Trois d'entre eux sont neutres (h^0 , H^0 sont des scalaires et A^0 est un pseudoscalaire) et les deux autres sont chargés (H^\pm). Les masses des différents bosons sont complètement déterminées par un paramètre de masse et $\tan\beta$. Ainsi, si on prend comme paramètre de masse m_{A^0} on obtient (au niveau des arbres) :

$$m_{A^0}^2 = \frac{2b}{\sin(2\beta)} \quad (1.91)$$

$$m_{H^\pm}^2 = m_{A^0}^2 + m_W^2 \quad (1.92)$$

$$m_{h^0, H^0}^2 = \frac{1}{2} \left(m_{A^0}^2 + m_Z^2 \mp \sqrt{(m_{A^0}^2 + m_Z^2)^2 - 4m_W^2 m_{A^0}^2 \cos^2(2\beta)} \right) \quad (1.93)$$

Le h^0 est par convention le boson de Higgs scalaire le plus léger. La masse de h^0 est bornée supérieurement et on peut montrer à partir de 1.93 :

$$m_{h^0} < |\cos(2\beta)| m_Z < m_Z \quad (1.94)$$

En prenant en compte les corrections radiatives, on obtient $m_{h^0} < 130 \text{ GeV}$. Ainsi, le MSSM prédit qu'il existe un boson de Higgs léger.

Les charginos et neutralinos Les higgsinos et les jauginos électrofaibles se mélangent afin de donner des états propres de masses. Les higgsinos neutres ($\tilde{H}_u^0, \tilde{H}_d^0$) et les jauginos neutres (\tilde{B}, \tilde{W}_0) se combinent pour former quatre neutralinos ($\tilde{\chi}_{1,2,3,4}^0$). Le higgsino chargé \tilde{H}_u^+ (resp. \tilde{H}_d^-) et le wino \tilde{W}^+ (resp. \tilde{W}^-) se mélangent pour donner deux charginos chargés positivement $\chi_{1,2}^+$ (resp. négativement $\chi_{1,2}^-$). Par convention, ils sont étiquetés par ordre croissant en masse. Dans les cas où la R-parité est conservée, le neutralino le plus léger est souvent la particule supersymétrique la plus légère (LSP) qui est un bon candidat pour expliquer la matière noire froide de l'univers. Le lagrangien du MSSM contient des termes de masse pour les charginos :

$$\mathcal{L}_{MSSM} \subset -\frac{1}{2} C^T M_{\tilde{\chi}^\pm} C + c.c. \quad (1.95)$$

où $C = (\tilde{W}^+, \tilde{H}_u^+, \tilde{W}^-, \tilde{H}_d^-)$ et la matrice de masse est donnée par :

$$M_{\tilde{\chi}^\pm} = \begin{pmatrix} 0 & X^T \\ X & 0 \end{pmatrix}, \quad \text{avec } X = \begin{pmatrix} M_2 & \sqrt{2} \sin \beta m_W \\ \sqrt{2} \cos \beta m_W & M_2 \end{pmatrix}$$

Comme les deux sous-matrices sont transposées l'une de l'autre, leurs valeurs propres sont les mêmes et on a donc $m_{\tilde{\chi}_1^+} = m_{\tilde{\chi}_1^-}$ et $m_{\tilde{\chi}_2^+} = m_{\tilde{\chi}_2^-}$. Les masses des deux charginos sont :

$$m_{\tilde{\chi}_{1,2}}^2 = \frac{1}{2}(|M_2|^2 + |\mu|^2 + 2m_W^2) \quad (1.96)$$

$$\mp \frac{1}{2} \sqrt{(|M_2|^2 + |\mu|^2 + 2m_W^2)^2 - 4|\mu M_2 - m_W^2 \sin 2\beta|^2} \quad (1.97)$$

Le lagrangien du MSSM contient également des termes de masse pour les neutralinos :

$$\mathcal{L}_{MSSM} \subset -\frac{1}{2} N^T M_{\tilde{\chi}^0} N + c.c. \quad (1.98)$$

où $N = (\tilde{B}, \tilde{W}_0, \tilde{H}_u^0, \tilde{H}_d^0)$ et la matrice de masse est donnée par :

$$M_{\tilde{\chi}^0} = \begin{pmatrix} M_1 & 0 & -\cos \beta \sin \theta_W m_Z & \sin \beta \sin \theta_W m_Z \\ 0 & M_2 & \cos \beta \cos \theta_W m_Z & -\sin \beta \cos \theta_W m_Z \\ -\cos \beta \sin \theta_W m_Z & \cos \beta \cos \theta_W m_Z & 0 & -\mu \\ \sin \beta \sin \theta_W m_Z & -\sin \beta \cos \theta_W m_Z & -\mu & 0 \end{pmatrix}$$

où M_1 et M_2 sont des paramètres de masse venant des termes de brisures douces et μ provient du superpotentiel. La matrice se diagonalise par une transformation unitaire afin d'obtenir les valeurs et vecteurs propres.

Le gluino Le gluino est le seul fermion octet de couleur ainsi il ne peut pas se mélanger avec d'autres particules. Le seul terme de masse pour le gluino provient du terme de brisure douce $-\frac{1}{2} M_3 \tilde{g} \tilde{g}$.

Les squarks et les sleptons Dans le cas le plus général, les états propres de masse des squarks et des sleptons sont obtenus en diagonalisant des matrices 6×6 ($6 = 3$ saveurs $\times 2$ hélicités). On a une matrice pour les sleptons, une matrice pour les quarks up et une matrice pour les quarks down. Cependant, le mélange entre les différentes familles entraîne des changements de saveur par courant neutre qui sont fortement contraints par l'expérience. On peut alors négliger le mélange entre les familles. Il faut donc diagonaliser des matrices 2×2 qui interviennent dans le lagrangien :

$$\mathcal{L}_{MSSM} \subset (\tilde{f}_L, \tilde{f}_R^\dagger) M \begin{pmatrix} \tilde{f}_L^\dagger \\ \tilde{f}_R \end{pmatrix} \quad (1.99)$$

avec :

$$M = \begin{pmatrix} m_{\tilde{f}_L}^2 + m_f^2 - m_Z^2 \cos 2\beta (T_{3f} - Q_f \sin^2 \theta_W) & \begin{cases} m_f(\mu \cot \beta + A_f) \text{ pour } f = u \\ m_f(\mu \tan \beta + A_f) \text{ pour } f = d, e \end{cases} \\ \begin{cases} m_f(\mu \cot \beta + A_f) \text{ pour } f = u \\ m_f(\mu \tan \beta + A_f) \text{ pour } f = d, e \end{cases} & m_{\tilde{f}_R}^2 + m_f^2 - m_Z^2 \cos 2\beta Q_f \sin^2 \theta_W \end{pmatrix}$$

où Q_f est la charge du fermion et T_{3f} est la troisième composante de l'isospin faible. Les termes non diagonaux sont proportionnels à la masse du fermion correspondant. Ainsi pour les deux premières générations, ces termes peuvent être négligés et ainsi \tilde{f}_L et \tilde{f}_R sont des états propres de masse. En revanche, pour le secteur des stops, \tilde{t}_L et \tilde{t}_R se mélangent afin de donner des états propres de masses. De même pour le stau et sbottom si $\tan \beta$ est suffisamment grand. Dans le cas de mélange des stop, on nomme \tilde{t}_1 l'état propre de masse le plus léger et \tilde{t}_2 l'état propre de masse le plus lourd. Ainsi il est possible que le stop \tilde{t}_1 soit le plus léger des squarks. Une illustration de spectre possible du MSSM est donnée figure 1.12 :

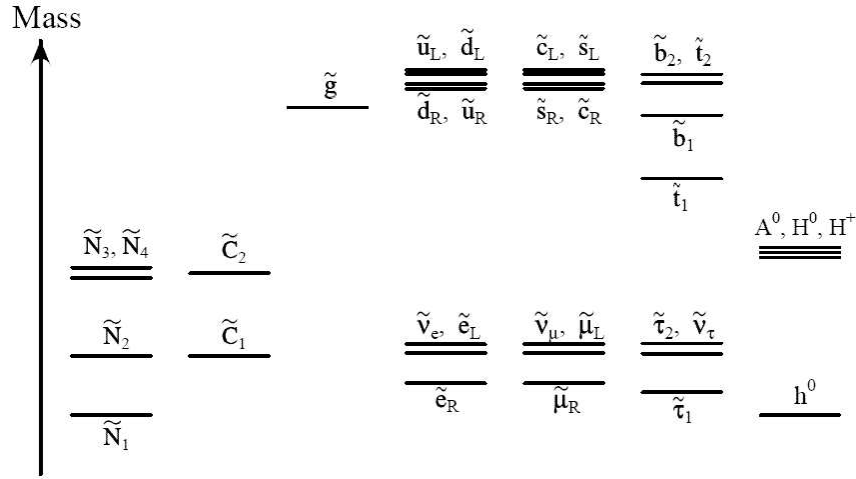


FIG. 1.12 – Exemple de spectre du MSSM [15].

1.4.3.7 Le MSSM phénoménologique

Le MSSM ne permet pas de résoudre un des problèmes du modèle standard qui est le grand nombre de paramètres libres. Pire, il en rajoute 105. En faisant quelques hypothèses justifiées par les données expérimentales, le nombre de paramètres nouveaux peut être réduit à 22. Ces conditions sont [42] :

- tous les termes de brisure douce sont réels, ainsi aucune nouvelle source de violation de CP n'est générée ;
- les matrices de masses des sfermions et celles des couplages trilineaires sont diagonales, ainsi le MSSM n'introduit aucun changement de saveur par courant neutre au niveau des arbres ;
- la première et la deuxième génération sont universelles à basse énergie.

Le modèle défini à partir de ces hypothèses est nommé : MSSM phénoménologique (noté pMSSM). Les paramètres de ce modèle sont :

- $\tan \beta$: le rapport des v.e.v des champs de Higgs ;
- $M_{H_u}^2$ et $M_{H_d}^2$: les paramètres de masse au carré des bosons des champs de Higgs ;
- M_1, M_2 et M_3 : les paramètres de masse des jauginos ;
- $m_{\tilde{q}}, m_{\tilde{u}_R}, m_{\tilde{d}_R}, m_{\tilde{l}}, m_{\tilde{e}_R}$ les paramètres de masse des sfermions de la première et deuxième génération ;
- $m_{\tilde{Q}}, m_{\tilde{t}_R}, m_{\tilde{b}_R}, m_{\tilde{L}}, m_{\tilde{\tau}_R}$ les paramètres de masse des sfermions de la troisième génération ;
- A_u, A_d, A_e : les couplages pour la première et seconde génération ;
- A_t, A_b, A_τ : les couplages pour la troisième génération.

De plus, comme les couplages trilineaires sont proportionnels à la masse des fermions, on peut négliger ceux de la première et de la seconde génération ($A_u \sim A_d \sim A_e \sim 0$) sans avoir de conséquence phénoménologique importante.

Notons que le MSSM n'est pas le seul modèle phénoménologique de supersymétrie à basse énergie et n'est peut être pas le modèle réalisé dans la nature. On peut soit ajouter de nouvelles interactions (ex : modèle où la R-parité est violée noté RPV) soit de nouveaux champs (NMSSM). Dans les modèles RPV, le terme 1.77 permettant de violer les nombres baryoniques et leptoniques doit être ajouté au lagrangien. Ces modèles ont une phénoménologie très

riche, en revanche, la LSP n'est plus stable et ne peut plus être un bon candidat expliquant la densité de matière noire froide. Un autre type de modèle est le NMSSM pour *Next to Minimal Supersymmetric Standard Model*. Un nouveau supermultiplet chiral, singulet de jauge, est ajouté. L'intérêt de ce modèle est d'apporter une solution au problème de " μ ".

1.4.3.8 Exemples de modèle contraint : le modèle de supergravité minimal

Nous avons vu précédemment qu'il était impossible de briser spontanément la supersymétrie globale tout en ayant un modèle viable phénoménologiquement. En particulier, le spectre de masse ne reproduit pas les données et un fermion de masse nulle apparaît (goldstino). Pour ces raisons, des termes de brisure explicite de la supersymétrie sont introduits dans le lagrangien de l'extension supersymétrique minimale du modèle standard. Une solution à ce problème est de considérer la supersymétrie non plus comme une symétrie globale mais comme une symétrie locale. Dans ce type de théorie, la gravité apparaît naturellement car deux transformations consécutives de supersymétrie sont équivalentes à une translation d'espace-temps.

Si on considère la supersymétrie locale (transformations supersymétriques dépendant des coordonnées d'espace-temps), on doit introduire une nouvelle particule de jauge de spin 2 : le graviton. Son superpartenaire est le gravitino de spin 3/2. Malheureusement, la supergravité est une théorie non renormalisable et est donc non prédictive. En revanche, il est possible d'avoir des termes non renormalisables négligeables lorsque la masse de Planck tend vers l'infini, permettant d'obtenir un modèle phénoménologique de basse énergie.

On définit le secteur caché comme étant l'ensemble des champs se couplant à la gravité et n'ayant aucune interaction de jauge avec les particules du modèle standard. La masse de ces particules est de l'ordre de l'échelle de Planck. Le secteur visible est constitué de l'ensemble des superchamps du modèle standard. L'interaction entre ces deux secteurs se fait uniquement via les interactions gravitationnelles. La supersymétrie est brisée spontanément en donnant une valeur nulle dans le vide des champs auxiliaires des supermultiplets du secteur caché. Par le théorème de Goldstone, un fermion sans masse (goldstino) doit exister. Il disparaît du spectre physique des particules lorsque le gravitino l'absorbe et acquiert une masse non-nulle (mécanisme de super-Higgs). En faisant tendre la masse de Planck vers l'infini, seules les valeurs dans le vide des champs du secteur caché interviennent. On obtient une théorie à basse énergie où la supersymétrie est brisée. Les termes de brisure du lagrangien sont dits doux³⁰ car ils ont pour origine une théorie supersymétrique brisée spontanément. Les termes de brisure douce, introduits de façon ad hoc dans le MSSM, sont engendrés naturellement dans les modèles de supergravité. Un autre avantage est que contrairement aux théories où la supersymétrie globale est brisée, les théories de supergravité peuvent avoir un spectre de masse viable phénoménologiquement.

Le modèle minimal de supergravité (mSUGRA) est constitué des mêmes multiplets que ceux du MSSM. La R-parité est supposée être conservée. Les masses des particules scalaires sont, par hypothèse, identiques à l'échelle de grande unification tout comme les masses des fermions et les couplages trilineaires. De plus, on suppose que la brisure électrofaible s'effectue radiativement. Ainsi, le nombre total de paramètres est égal à quatre plus un signe :

$$m_o, m_{1/2}, A_o, \tan \beta, \text{sign}(\mu) \quad (1.100)$$

³⁰Termes ne faisant pas apparaître de divergences quadratiques (voir l'équation 1.75).

où m_o est la masse des scalaires, $m_{1/2}$ est la masse des fermions et A_o le couplage trilineaire commun à l'échelle d'unification, $\tan\beta$ est le rapport des v.e.v des deux champs de Higgs et μ donne le mélange des deux Higgs. La valeur absolue de μ est obtenue en imposant la masse du boson Z après brisure radiative. Ce modèle a l'avantage d'avoir un nombre réduit de paramètres. Rappelons que le MSSM possède 105 paramètres. Le modèle mSUGRA est également appelé MSSM contraint (noté cMSSM). La masse des particules à l'échelle électrofaible est obtenue grâce aux équations du groupe de renormalisation (voir figure 1.13).

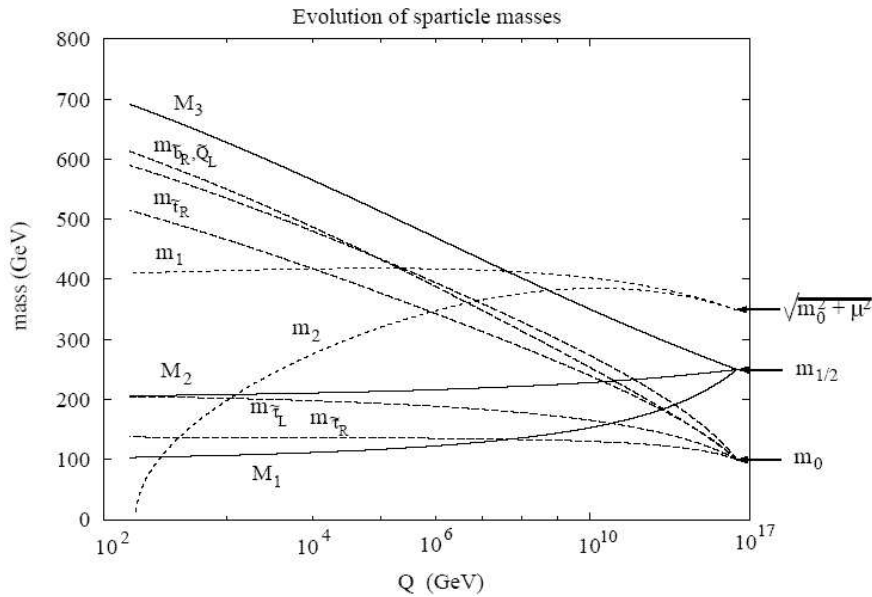


FIG. 1.13 – Exemple d'évolution des masses des particules en fonction de Q [44].

1.4.4 Le secteur des stops

1.4.4.1 Motivations

La recherche des particules supersymétriques est l'une des priorités en physique des hautes énergies. Le partenaire supersymétrique du quark top est un bon candidat pour être étudié auprès du TeVatron. Tout d'abord, cette particule porte une charge de couleur, sa section efficace de production est donc plus importante que celle des sleptons par exemple. Deuxièmement, il est possible que le stop \tilde{t}_1 soit le plus léger des squarks. Ceci peut être dû à un fort mélange entre les deux états propre de "chiralité" pour former les états propres de masse (voir l'équation 1.99). De plus, la forte valeur du couplage de Yukawa du quark top intervient dans les équations du groupe de renormalisation et tend à réduire le terme \tilde{t}_R et donc la masse du stop par rapport à ceux d'autres squarks. Ainsi, si le stop est le plus léger des squarks, sa production auprès du TeVatron sera moins supprimée cinématiquement. Une autre motivation pour rechercher un stop léger est qu'il est préféré par les modèles de baryogénèse électrofaible [45, 46].

1.4.4.2 Modes de production au TeVatron

Auprès du TeVatron, les partenaires supersymétriques du quark top sont produits par paire via l'interaction forte. Le section efficace de production dépend principalement de la masse du stop. La dépendance vis-à-vis des autres paramètres supersymétriques (par exemple la masse des gluinos et des autres squarks ou bien l'angle de mélange) est très faible car ces paramètres interviennent uniquement par les corrections d'ordre supérieur. Au premier ordre, la section efficace partonique de production est pour l'annihilation de quark-antiquark [47] :

$$\hat{\sigma}_{\text{LO}[q\bar{q} \rightarrow \tilde{t}_k \bar{\tilde{t}}_k]} = \frac{\alpha_s^2 \pi}{\hat{s}} \frac{2}{27} \beta^3 \quad (1.101)$$

et pour la fusion de gluon :

$$\hat{\sigma}_{\text{LO}[gg \rightarrow \tilde{t}_k \bar{\tilde{t}}_k]} = \frac{\alpha_s^2 \pi}{96 \hat{s}} \left[\beta(41 - 31\beta^2) + (18\beta^2 - \beta^4 - 17) \ln \frac{1 + \beta}{1 - \beta} \right] \quad (1.102)$$

où l'indice $k=1,2$ et où le paramètre β est fonction de la masse du stop et de l'énergie dans le centre de masse : $\beta = \sqrt{1 - 4M_{\tilde{t}_k}^2/\hat{s}}$. Cette section efficace coïncide avec celle de la production de squark de saveurs légères dans la limite où la masse des gluinos est grande [48]. La production mixte ($p\bar{p} \rightarrow \tilde{t}_1 \bar{\tilde{t}}_2$) n'est pas possible à l'ordre le plus bas en QCD, il faut pour cela prendre en compte les diagrammes d'ordre supérieur ou bien l'échange d'un boson Z mais dans ce cas la section efficace de production est petite. La section efficace de production du stop le plus léger est plus importante que celle du stop le plus lourd. Dans toute la suite, sauf spécification contraire, le terme stop désignera le stop le plus léger.

Les sections efficaces ci-dessus sont les sections efficaces au niveau partonique. Il est nécessaire d'utiliser le théorème de factorisation ainsi que les densités de partons afin de déterminer la section efficace $p\bar{p} \rightarrow \tilde{t}_1 \bar{\tilde{t}}_1$ (voir section 1.2). Au TeVatron, pour des stops de masse supérieure à 100 GeV, c'est le processus d'annihilation de quark-antiquark qui domine la production des stops.

Afin d'obtenir un résultat à l'ordre supérieur des perturbations (NLO), il est nécessaire de tenir compte des collisions quark-gluon, des corrections virtuelles et de l'émission de gluons. L'effet de ces corrections n'est pas négligeable, par exemple pour une masse de stop égale à 100 GeV, le facteur K est égal à 1.43 et pour une masse de 140 GeV il est égal à 1.33. La figure 1.14 montre la section efficace de production de stop à l'ordre supérieur (NLO) [49]. Les densités partoniques CTEQ6.1 [20] sont utilisées. Les bandes jaune et verte sur cette figure correspondent aux erreurs systématiques liées au choix de l'échelle de renormalisation et de factorisation et au choix sur les densités de partons. L'échelle de renormalisation est prise comme la masse du stop; l'erreur liée à ce choix est obtenue en faisant varier l'échelle de renormalisation de $M_{\tilde{t}_1}/2$ à $2M_{\tilde{t}_1}$.

Un autre mode de production du partenaire supersymétrique du quark top existe. En effet, si le squark top est plus léger que le quark top, il est alors possible qu'un stop soit produit via le processus suivant $t \rightarrow \tilde{t}_1 \tilde{\chi}_1^0$ [50] où les quarks top sont produits par paire. Dans la suite, ce mode de production ne sera pas discuté.

1.4.4.3 Modes de désintégrations

Dans la suite, le neutralino le plus léger ($\tilde{\chi}_1^0$) est supposé être la particule supersymétrique la plus légère (LSP). Ainsi, en se plaçant dans le cadre où la R-parité est conservée, toutes

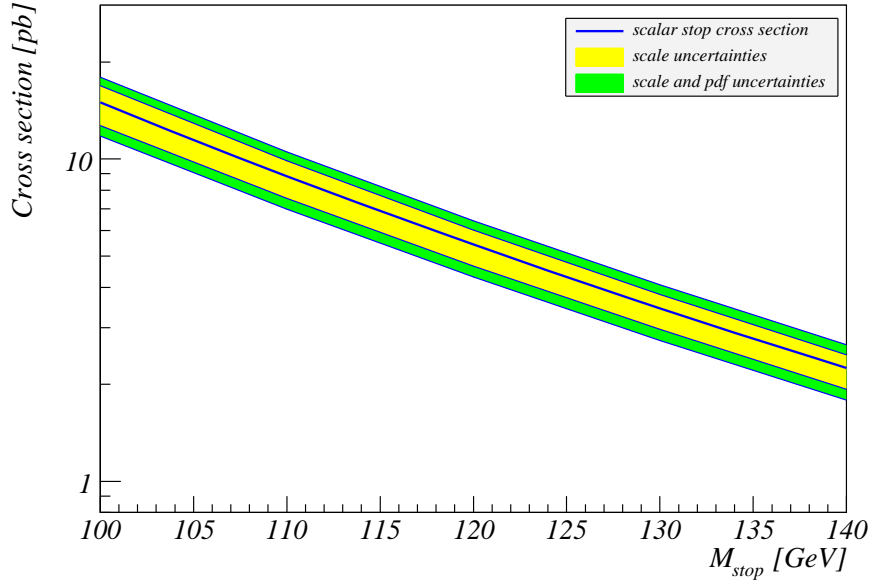


FIG. 1.14 – Évolution de la section efficace de production d'une paire de stops en fonction de leur masse. La bande jaune correspond aux incertitudes liées au choix de l'échelle de renormalisation et de factorisation. La bande verte correspond aux erreurs systématiques liées au choix de l'échelle de renormalisation et de factorisation et au choix des densités de partons.

les désintégrations du stop mènent à la présence du neutralino le plus léger dans l'état final.

Désintégrations en deux corps

Pour les squarks de saveur légère, la désintégration $\tilde{q} \rightarrow q\tilde{\chi}_1^0$ est toujours accessible cinématiquement, ce qui n'est pas nécessairement le cas du stop. En effet, si $m_{\tilde{t}_i} < m_t + m_{\tilde{\chi}_1^0}$ ce mode est interdit cinématiquement.

Une autre désintégration à deux corps (à l'ordre des arbres) est le mode : $\tilde{t}_i \rightarrow b\tilde{\chi}_1^+$, il est cinématiquement possible si $m_{\tilde{t}_i} > m_b + m_{\tilde{\chi}_1^+}$. Ce mode est contraint par la limite sur la masse du chargino le plus léger qui est de 103 GeV [51].

Si les deux modes précédents ne sont pas accessibles, la seule désintégration à deux corps autorisée est [52] $\tilde{t}_i \rightarrow c\tilde{\chi}_1^0$ via une boucle. Trois types de diagrammes sont possibles (voir figure 1.15) : énergie propre du stop, énergie propre du quark et vertex effectif. Le changement de saveur $b \rightarrow c$ se fait par un courant chargé.

Désintégrations en trois corps

Il est possible que les désintégrations à trois corps soient plus importantes que la désintégration $\tilde{t}_i \rightarrow c\tilde{\chi}_1^0$ pour certaines configurations de l'espace des paramètres supersymétriques [53, 54].

Pour $m_{\tilde{t}_i} > m_{W(H^\pm)} + m_{\tilde{\chi}_1^0}$, la désintégration en un boson W (ou un boson de Higgs chargé), un quark beau et un neutralino le plus léger est accessible ($\tilde{t}_i \rightarrow bW(H)\tilde{\chi}_1^0$) par échange d'un sbottom, d'un chargino ou d'un top virtuel.

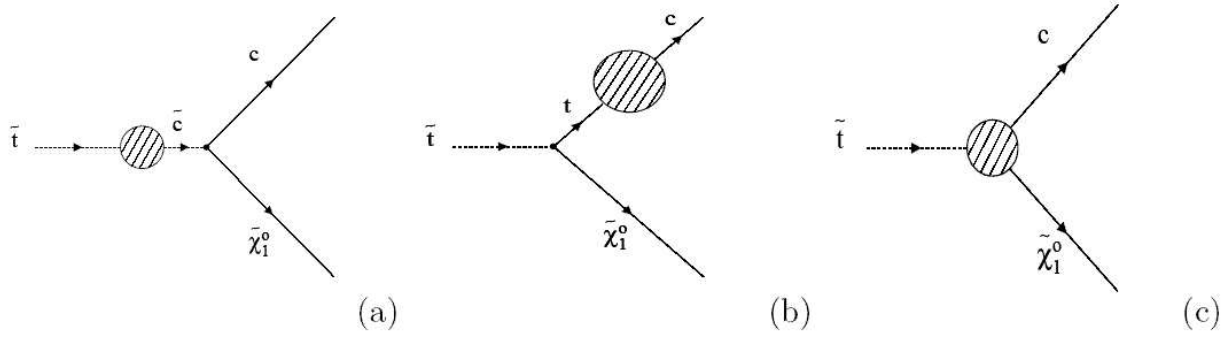


FIG. 1.15 – Désintégration $\tilde{t}_i \rightarrow c\tilde{\chi}_1^0$: (a) énergie propre du stop, (b) énergie propre du quark et (c) vertex effectif.

La désintégration $\tilde{t}_i \rightarrow bl^+\tilde{\nu}$ (resp. $\tilde{t}_i \rightarrow b\tilde{l}^+\nu$) est possible par échange d'un chargino virtuel si $m_{\tilde{t}_i} > m_b + m_{\tilde{\nu}}$ (resp. $m_{\tilde{t}_i} > m_b + m_{\tilde{l}}$).

Désintégrations en quatre corps

Si les désintégrations à trois corps ne sont pas accessibles à cause, par exemple, d'une masse de sneutrinos ou de sleptons trop importante, la désintégration du stop en quatre corps [55] :

$$\tilde{t}_1 \rightarrow b\chi_1^0 f \bar{f}' \quad (1.103)$$

rentre en compétition avec la désintégration $\tilde{t}_i \rightarrow c\tilde{\chi}_1^0$. En effet, ces deux modes sont du même ordre des perturbations, *i.e* $\mathcal{O}(\alpha^3)$.

Compétitions entre les différentes désintégrations

Les rapports d'embranchement des divers modes de désintégration explicités ci-dessus dépendent principalement du spectre de masse des particules supersymétriques et donc des paramètres des modèles supersymétriques. Tout d'abord une étude a été effectuée dans le cadre du modèle mSUGRA qui offre l'avantage d'avoir uniquement cinq paramètres. L'outil de cette étude est le programme SDECAY [56] qui permet de calculer les largeurs de désintégration et les rapports d'embranchement des particules supersymétriques. 9720 jeux de paramètres ont été pris en compte correspondant à toutes les combinaisons des valeurs données dans la table 1.5. La figure 1.16 représente les points de l'espace des paramètres de mSUGRA dans le plan $(m_{\tilde{t}_1}, m_{\tilde{\chi}_1^0})$ ayant un rapport d'embranchement supérieur à 90% pour les trois désintégrations suivantes $\tilde{t} \rightarrow c\tilde{\chi}_1^0$, $\tilde{t}_1 \rightarrow b\chi_1^0 f \bar{f}'$ et $\tilde{t}_i \rightarrow b\tilde{\chi}_1^+$. La désintégration en trois corps $\tilde{t}_1 \rightarrow bl^+\tilde{\nu}$ n'est pas possible à cause de la masse trop élevée des $\tilde{\nu}$. On distingue clairement trois régions :

- à basse masse de stop : $m_{\tilde{t}_1} < 100$ GeV pour $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 50$ GeV et $m_{\tilde{t}_1} < 140$ GeV pour $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 70$ GeV où la désintégration $\tilde{t} \rightarrow c\tilde{\chi}_1^0$ domine ;
- à grande masse de stop : $m_{\tilde{t}_1} > 100$ GeV pour $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 50$ GeV et $m_{\tilde{t}_1} > 140$ GeV pour $m_{\tilde{\chi}_1^0} = 70$ GeV où la désintégration $\tilde{t}_i \rightarrow b\tilde{\chi}_1^+$ domine ;
- une région intermédiaire où la désintégration $\tilde{t}_1 \rightarrow b\chi_1^0 f \bar{f}'$ devient importante.

Les contraintes expérimentales sur la masse des particules supersymétriques ont été prises en compte : $m_{\tilde{\chi}_1^+} > 103$ GeV, $m_{\tilde{t}} > 100$ GeV et $m_{\tilde{\nu}} > 43$ GeV [57] retirant majoritairement les points correspondants à $m_{\tilde{\chi}_1^0} < 55$ GeV. Dans le cadre de mSUGRA, le domaine où la désintégration $\tilde{t}_i \rightarrow b\tilde{\chi}_1^+$ domine est important à cause de la relation entre la masse des neutralinos (reliées à M_1 et M_2) et des charginos (reliées à M_2). En effet, on a $m_{\frac{1}{2}} = M_1 = M_2$ à l'échelle d'unification. Le mode $\tilde{t} \rightarrow c\tilde{\chi}_1^0$ sera privilégié dans le cadre d'un modèle plus général où la masse des jauginos n'est pas unifiée à l'échelle d'énergie d'unification et vérifiant $M_1 \ll M_2$, impliquant une masse beaucoup plus lourde pour les charginos.

Paramètres	valeurs minimales	valeurs maximales	pas
A_0	-1000	-500	100
$M_{\frac{1}{2}}$	110	180	5
M_0	200	600	50
Paramètres	valeurs		
$\tan(\beta)$	3,10,20,30,40,50		
$signe(\mu)$	-1,1		

TAB. 1.5 – Paramètres du modèle mSUGRA utilisés pour le scan.

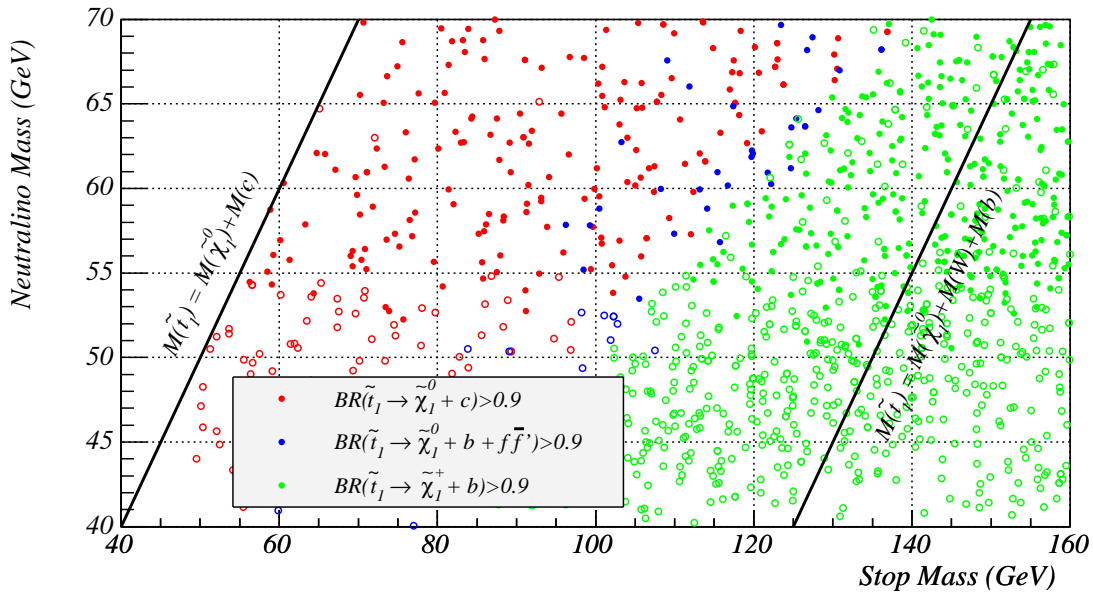


FIG. 1.16 – Désintégrations du stop dans le plan $(m_{\tilde{t}_1}, m_{\tilde{\chi}_1^0})$ dans le cadre du modèle mSUGRA. Les cercles rouge, bleu et vert correspondent respectivement au rapport d'embranchement $BR(\tilde{q} \rightarrow q\tilde{\chi}_1^0)$, $BR(\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^0 f f')$, $BR(\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^+)$, supérieurs à 90%. Les cercles vides correspondent aux points exclus par les contraintes expérimentales suivantes : $m_{\tilde{\chi}_1^+} > 103$ GeV, $m_{\tilde{t}} > 100$ GeV et $m_{\tilde{\nu}} > 43$ GeV.

1.4.4.4 Les contraintes expérimentales

Le stop a été recherché activement au TeVatron lors du Run I et aussi auprès de l'accélérateur LEP. Les deux machines étant différentes, les résultats obtenus le sont également, menant à une complémentarité entre les deux machines. Par exemple, les analyses auprès du LEP sont limitées par l'énergie dans le centre de masse des faisceaux et celles du TeVatron sont limitées par l'importance du bruit de fond QCD.

Au LEP, les squarks sont produits par paire dans la voie s par échange d'un photon ou d'un Z . Le couplage des squarks au Z dépend de la "chiralité" des squarks. Ainsi dans le cas du stop le plus léger, ce couplage dépend de l'angle de mélange $\theta_{\tilde{t}_1}$ entre les deux états propres de "chiralité" et s'annule pour $\theta_{\tilde{t}_1}=56^\circ$. Les résultats sur la recherche du stop au LEP dépendent donc de cet angle et sont souvent présentés pour les deux cas extrêmes : $\theta_{\tilde{t}_1}=0^\circ$ et $\theta_{\tilde{t}_1}=56^\circ$.

Au LEP, les désintégrations $\tilde{t}_1 \rightarrow t\tilde{\chi}_1^0$ et $\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^+$ ne sont pas accessibles cinématiquement. La seule désintégration à deux corps étudiée est $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{\chi}_1^0$. Les stops étant produits par paire, la signature expérimentale est la présence de deux jets acoplanaires³¹ et d'énergie manquante emportée par les neutralinos. Les quatre expériences du LEP n'ont pas observé d'excès dans leurs données. Cette absence de résultat est interprétée en terme de limites sur la section efficace de production du stop et en terme de limite sur la masse du stop. La figure 1.17 montre le contour d'exclusion à 95% de niveau de confiance dans le plan $(m_{\tilde{t}_1}, m_{\tilde{\chi}_1^0})$, il est obtenu après combinaison des résultats des quatre expériences du LEP [58]. Les résultats obtenus par DØ [59] et CDF [60] sont également montrés sur la figure 1.17. Comparé aux résultats du LEP, ils sont plus contraignants pour des grandes masses de stop, en revanche la sensibilité pour des petites valeurs de $\Delta m = m_{\tilde{t}_1} - m_{\tilde{\chi}_1^0}$ est plus faible à cause du bruit de fond QCD³².

Auprès du TeVatron, le stop a été recherché dans le canal $\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^+$ alors que c'est impossible au LEP à cause de la trop faible énergie disponible dans le centre de masse. A DØ, une recherche du stop dans le canal $\tilde{t}_1\tilde{t}_1 \rightarrow \tilde{\chi}_1^+\tilde{\chi}_1^-b\bar{b} \rightarrow W^-W^+\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0b\bar{b} \rightarrow e^-e^+\nu\bar{\nu}\tilde{\chi}_1^0\tilde{\chi}_1^0b\bar{b}$ a permis de déterminer une limite haute sur la section efficace de production du stop, mais cette limite se trouve au-delà de la section efficace théorique [61]. CDF a considéré un cas un peu plus général en ne signant que la présence d'un lepton (électron ou muon) provenant d'un W , le deuxième pouvant se désintégrer leptoniquement ou hadroniquement [62], mais la section efficace exclue est également au delà des calculs théoriques. Le stop a aussi été recherché dans le canal $\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^+$ en considérant que la LSP est le sneutrino. La figure 1.18 montre la région d'exclusion à 95% de niveau de confiance pour le stop dans le plan $(m_{\tilde{t}_1}, m_{\tilde{\chi}_1^+})$ en supposant $\text{BR}(\tilde{t}_1 \rightarrow b\tilde{\chi}_1^+)=100\%$ pour trois masses de sneutrinos : 45, 60 et 75 GeV [63].

Le stop a également été recherché dans une désintégration en trois corps : $\tilde{t}_1 \rightarrow bl^+\tilde{\nu}$. L'état final est alors composé de deux jets de quarks beaux, de deux leptons et d'énergie manquante. La figure 1.19 montre le contour d'exclusion à 95% de niveau de confiance pour le stop dans le plan $(m_{\tilde{t}_1}, m_{\tilde{\nu}})$ en supposant que le rapport d'embranchement $\text{BR}(\tilde{t}_1 \rightarrow bl^+\tilde{\nu})=100\%$, obtenu à LEP [58] et au TeVatron [63, 64].

³¹Deux jets sont dits acoplanaires si le plan constitué par ces deux jets ne passe pas par l'axe du faisceau.

³²Par exemple, l'importance du bruit de fond QCD ne permet pas de déclencher sur des événements de basse énergie transverse manquante, qui est reliée à la différence de masse Δm .

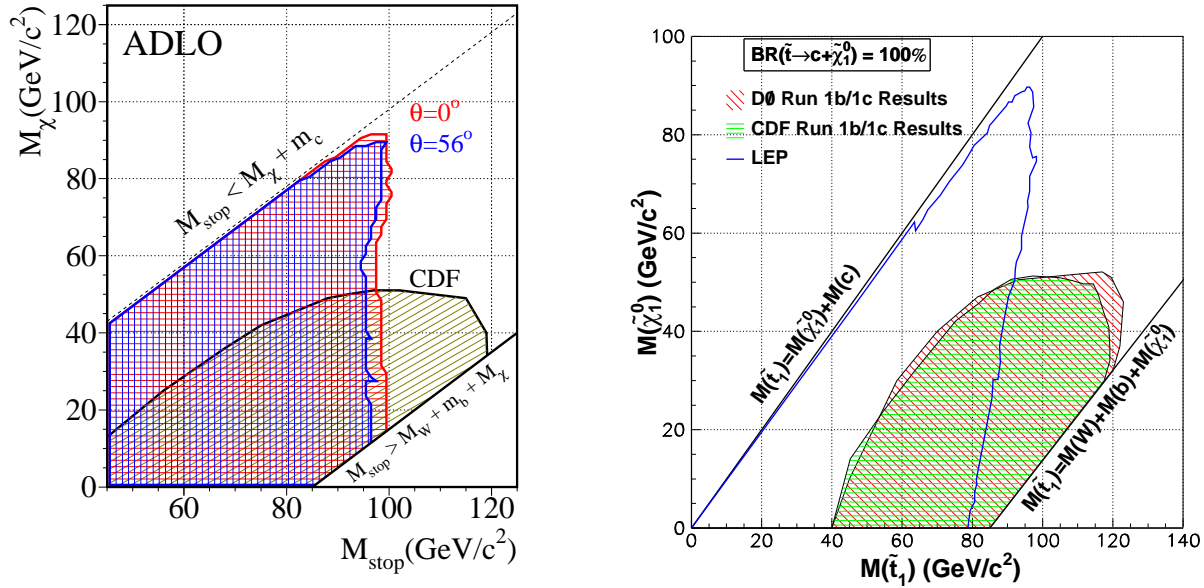


FIG. 1.17 – Régions d'exclusion à 95% de niveau de confiance pour le stop dans le plan $(m_{\tilde{t}_1}, m_{\tilde{\chi}_1^0})$ en supposant $\text{BR}(\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{\chi}_1^0) = 100\%$, pour les quatre expériences du LEP (à gauche) et pour DØ (à droite).

1.4.5 Conclusion

La supersymétrie est une extension du modèle standard qui permettrait de régler plusieurs problèmes (problème de naturalité, grande unification, brisure radiative de la symétrie électrofaible) en associant à chaque particule un partenaire de spin différent. La recherche des particules supersymétriques est l'une des priorités en physique des hautes énergies.

Les conséquences phénoménologiques du MSSM sont compatibles avec les résultats expérimentaux, les recherches menées jusqu'à présent ont permis uniquement de restreindre l'espace des paramètres du MSSM. Le partenaire supersymétrique du quark top est un bon candidat pour être étudié auprès du TeVatron. La canal de désintégration étudié dans cette thèse est $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{\chi}_1^0$ menant à un état final composé de deux jets de quarks charmés et d'énergie transverse manquante.

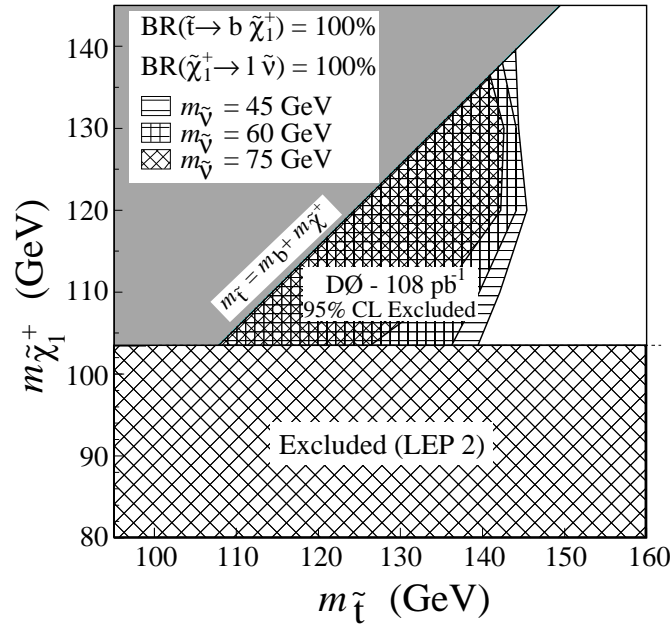


FIG. 1.18 – Régions d'exclusion à 95% de niveau de confiance pour le stop dans le plan $(m_{\tilde{t}_1}, m_{\tilde{\chi}_1^+})$ en supposant $\text{BR}(\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{\chi}_1^+ \rightarrow bl^+\nu) = 100\%$.

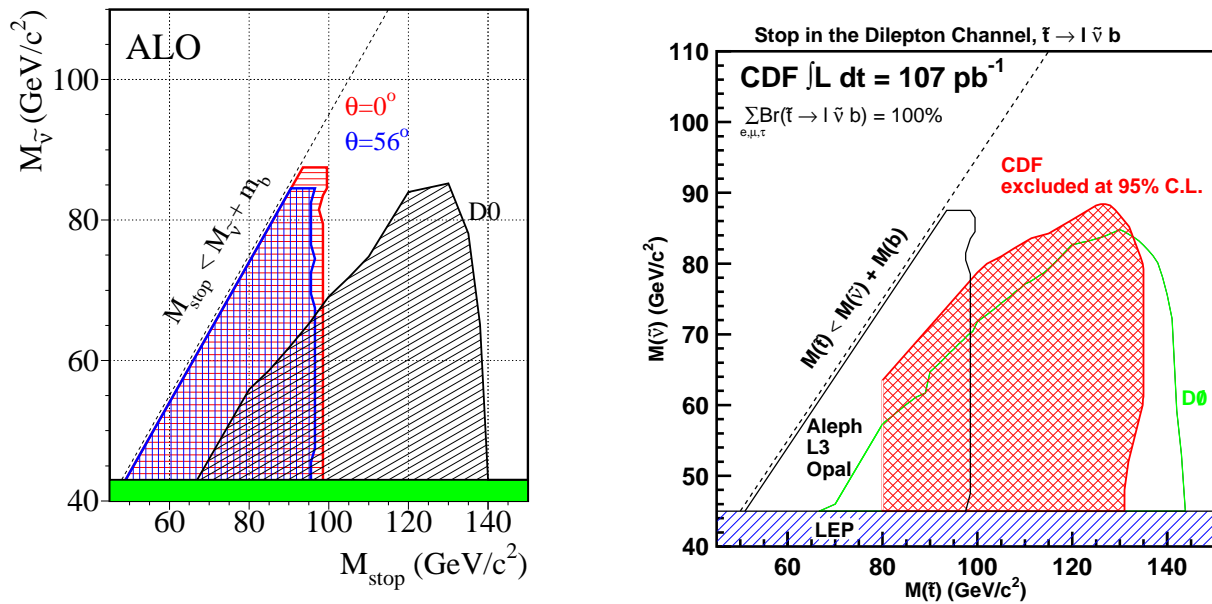


FIG. 1.19 – Régions d'exclusion à 95% de niveau de confiance pour le stop dans le plan $(m_{\tilde{t}_1}, m_{\tilde{\nu}})$ en supposant que le rapport d'embranchement $\text{BR}(\tilde{t}_1 \rightarrow bl^+\tilde{\nu}) = 100\%$, au LEP (à gauche) et au Tevatron (à droite)

1.5 Les leptoquarks

Les particules du modèle standard sont classées en trois familles contenant chacune 2 quarks et 2 leptons. Grâce à cette structure en famille et à l'assignement en charge, les anomalies triangulaires provenant des diagrammes du type 1.3 s'annulent. Le modèle standard ne donne aucune explication à cette miraculeuse compensation. Si ce n'est pas un hasard, cette annulation des anomalies triangulaires peut provenir d'une connexion entre le secteur des quarks et celui des leptons impliquant l'existence de nouveaux bosons portant à la fois des nombres leptonique et baryonique que l'on nomme leptoquarks. Ils possèdent une charge fractionnaire et peuvent être soit scalaires ou bien vectoriels. Un nouveau nombre quantique appelé fermionique caractérise les leptoquarks et est défini par $F = 3B + L$ où L est le nombre leptonique et B le nombre baryonique.

De nombreux modèles allant au-delà du modèle standard prédisent l'existence de leptoquarks. Ils peuvent apparaître dans des théories de grande unification [27, 66], dans des théories de Technicouleur [25], ou bien dans des modèles composites³³ [67]. Les théories supersymétriques ne conservant pas la R-parité font aussi apparaître des couplages entre leptons et quarks.

1.5.1 Le modèle effectif

Généralement les recherches directes de leptoquarks auprès des collisionneurs sont faites dans le contexte d'un modèle effectif. Le lagrangien effectif le plus général pour les leptoquarks se couplant uniquement aux particules du modèle standard, renormalisable, invariant par une transformation de jauge $SU(3)_c \otimes SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ et conservant séparément les nombres leptonique et baryonique est donné par [68] :

$$\mathcal{L} = \mathcal{L}_{|F|=2} + \mathcal{L}_{|F|=0} \quad (1.104)$$

avec

$$\begin{aligned} \mathcal{L}_{|F|=2} &= (g_{1L}\bar{q}_L^c i\tau_2 l_L + g_{1R}\bar{u}_L^c i e_R^-)S_0 + \tilde{g}_{1R}\bar{d}_R^c e_R^- \tilde{S}_0 + g_{3L}\bar{q}_L^c i\tau_2 \tau l_L S_1 \\ &\quad + (g_{2L}\bar{d}_R^c \gamma^\mu l_L + g_{2R}\bar{q}_L^c \gamma^\mu e_R^-)V_{1/2\mu} + \tilde{g}_{2L}\bar{u}_L^c \gamma^\mu l_L \tilde{V}_{1/2\mu} + h.c. \\ \mathcal{L}_{|F|=0} &= (h_{1L}\bar{q}_L \gamma^\mu l_L + h_{1R}\bar{d}_R \gamma^\mu e_R^-)V_{0\mu} + \tilde{h}_{1R}\bar{u}_R \gamma^\mu e_R^- \tilde{V}_{0\mu} + h_{3L}\bar{q}_L \tau \gamma^\mu l_L V_{1\mu} \\ &\quad + (h_{2L}\bar{u}_R l_L + h_{2R}\bar{q}_L i\tau_2 e_R^-)S_{1/2} + \tilde{h}_{2L}\bar{d}_R l_L \tilde{S}_{1/2} + h.c. \end{aligned} \quad (1.105)$$

où :

- q_L et l_L sont les doublets $SU(2)_L$ de quarks et de leptons et e_R , d_R et u_R sont les singlets $SU(2)_L$ de leptons et de quarks ;
- $\Psi^c = C\bar{\Psi}^T$ est le conjugué de charge de Ψ ;
- S et V sont respectivement les leptoquarks scalaires et vecteurs. Les indices associés aux leptoquarks indiquent la valeur de l'isospin faible ($T = 0, 1/2, 1$).
- g_i , \tilde{g}_i , h_i et \tilde{h}_i sont les constantes de couplage des leptoquarks avec les leptons et les quarks.
- pour des raisons de simplicité, les indices de couleur et ceux indiquant la génération ont été supprimés.

³³Dans les modèles composites, les particules de modèle standard ne sont plus considérées comme élémentaires.

Les nouvelles particules introduites dans ce modèle, nommé modèle de Buchmuller, Ruckl et Wyler (noté BRW), sont résumées dans le tableau 1.6. Généralement, seul un sous-ensemble des leptoquarks se trouvant dans le tableau 1.6 est prédit par un modèle spécifique. Par exemple, les leptoquarks scalaires légers introduits dans un modèle tentant de sauver le modèle SU(5) [69] sont reliés aux doublets d'isospin $\tilde{S}_{1/2}$.

$ F = 2$				$ F = 0$			
Type	Q_{em}	T_3	Désintégrations	Type	Q_{em}	T_3	Désintégrations
$S_{0,L}$	-1/3	0	$l_L^- u_L$ $\nu_L d_L$	$V_{0,L}$	-2/3	0	$l_L^- d_R$ $\nu_L \bar{u}_R$
$S_{0,R}$			$l_R^- u_R$	$V_{0,R}$			$l_R^- \bar{d}_L$
$\tilde{S}_{0,R}$	-4/3	0	$l_R^- d_R$	$\tilde{V}_{0,R}$	-5/3	0	$l_R^- \bar{u}_L$
$S_{1,L}$	-4/3	-1	$l_L^- d_L$	$V_{1,L}$	-5/3	-1	$l_L^- \bar{u}_R$
	-1/3	0	$l_L^- u_L$		-2/3	0	$l_L^- \bar{d}_R$
			$\nu_L d_L$				$\nu_L \bar{u}_R$
	+2/3	+1	$\nu_L u_L$		+1/3	+1	$\nu_L \bar{d}_R$
$V_{1/2,L}$	-4/3	-1/2	$l_R^- d_R$	$S_{1/2,L}$	-5/3	-1/2	$l_L^- \bar{u}_L$
$V_{1/2,R}$	-4/3		$l_R^- d_L$	$S_{1/2,R}$	-5/3	0	$l_R^- \bar{u}_R$
	-1/3	+1/2	$l_R^- u_L$		-2/3	+1/2	$l_R^- \bar{d}_R$
$\tilde{V}_{1/2,L}$	-1/3	-1/2	$l_L^- u_R$	$\tilde{S}_{1/2,L}$	-2/3	-1/2	$l_L^- \bar{d}_L$
	+2/3	1/2	$\nu_L u_R$		+1/3	+1/2	$\nu_L \bar{d}_L$

TAB. 1.6 – Classification des leptoquarks du modèle BRW. S et V sont les leptoquarks scalaires et vecteurs. L et R indiquent leur chiralité. Le nombre fermionique F , la charge Q et les modes de désintégration y sont présentés[26].

Afin de réduire le nombre de paramètres, on peut imposer deux autres conditions :

- les leptoquarks se couplent uniquement aux quarks et leptons d'une même génération (couplages diagonaux) ;
- les couplages des leptoquarks sont purement chiraux.

La première condition interdit les connexions inter-générationnelles et donc les changements de saveur par courant neutre (FCNC). La deuxième condition supprime les contributions directes des leptoquarks aux désintégrations rares des mésons comme par exemple $\pi^\pm \rightarrow e^\pm \nu_e$ ou bien $K^\pm \rightarrow e^\pm \nu_e$. On obtient ainsi le modèle minimal de Buchmuller, Ruckl et Wyler (noté mBRW) où les couplages g_i , \tilde{g}_i , h_i et \tilde{h}_i sont remplacés par un seul couplage nommé λ .

1.5.2 Modes de production au TeVatron

Une fois introduit le modèle mBRW, il est alors en principe possible de prédire les modes de désintégrations ainsi que les sections efficaces de production des leptoquarks auprès des collisionneurs hadroniques. Les leptoquarks peuvent être soit produits par paire (voir figures 1.20 et 1.21) ou bien par production simple (voir figure 1.22). En supposant que le paramètre λ est faible devant la constante de l'interaction forte alors la production simple est négligeable ainsi que la production par paire via l'échange d'un lepton dans la voie t . La production par paire offre l'avantage de pouvoir créer tous les types de leptoquarks possibles.

Pour les leptoquarks scalaires, la section efficace de production par paire ne dépend quasiment pas du paramètre λ du modèle mBRW. Ceci est exactement vrai, si la production

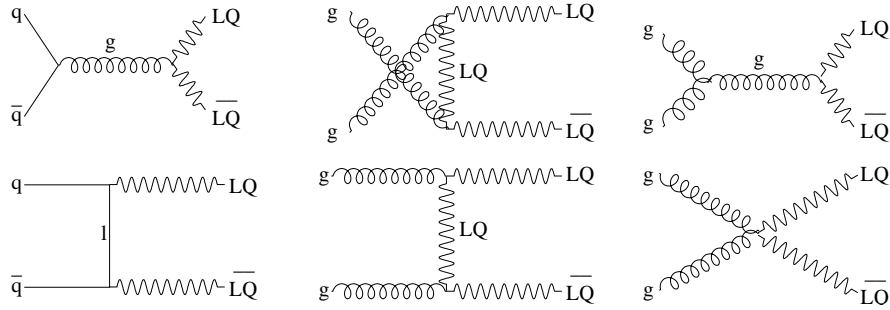


FIG. 1.20 – Diagrammes de Feynman de production de paire de leptoquarks par les processus d'annihilation de quark ($q\bar{q}$) et de fusion de gluons (gg) [70].

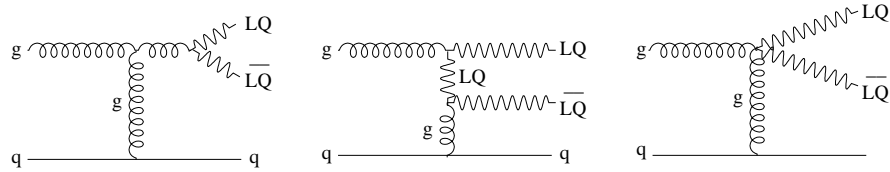


FIG. 1.21 – Diagrammes de Feynman de production de paire de leptoquarks par les processus quark-gluon (qg) [70].

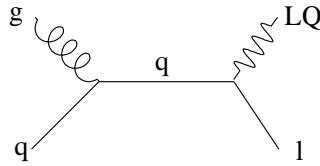


FIG. 1.22 – Diagramme de Feynman de la production simple de leptoquarks par le processus quark-gluon (qg) [70].

par paire via l'échange d'un lepton dans la voie t est négligée. En revanche, pour les leptoquarks vectoriels, il est nécessaire d'introduire deux paramètres k_g et λ_g correspondant à des couplages anormaux apparaissant au niveau des vertex. On définit alors plusieurs types de modèles :

- modèle dit de Yang-Mills : $k_G = \lambda_G = 0$;
- modèle dit de couplage vecteur minimal : $k_G = 1$ et $\lambda_G = 0$;
- les valeurs de k_G et λ_G qui minimisent la section efficace pour une masse de leptoquark donnée.

Ainsi la section efficace de production pour les leptoquarks vectoriels dépend du choix du modèle. Les résultats présentés dans cette thèse ne s'intéresseront qu'aux leptoquarks scalaires où la section efficace de production ne dépend que de la masse des leptoquarks (M_{LQ}) et de la constante de couplage de l'interaction forte (α_s). Au premier ordre, la section efficace de production est la même que celle de la production du partenaire supersymétrique du quark top [47, 71]. En revanche, les corrections d'ordre supérieur sont différentes.

L'effet des corrections d'ordre supérieur n'est pas négligeable, par exemple pour une masse de leptoquark égale à 80 GeV, le facteur K est égale à 1.58 et pour une masse de 140 GeV, il est égale à 1.41. La figure 1.23 montre la section efficace de production de leptoquarks scalaires à l'ordre supérieur (NLO) [71, 72]. Les densités partoniques CTEQ6.1 [20] sont

utilisées. Les bandes jaune et vertes sur cette figure correspondent aux erreurs systématiques liées au choix de l'échelle de renormalisation et de factorisation et au choix sur les densités de partons. L'échelle de renormalisation est prise comme la masse du leptoquark ; l'erreur liée à ce choix est obtenue en faisant varier l'échelle de renormalisation de $M_{LQ}/2$ à $2M_{LQ}$.

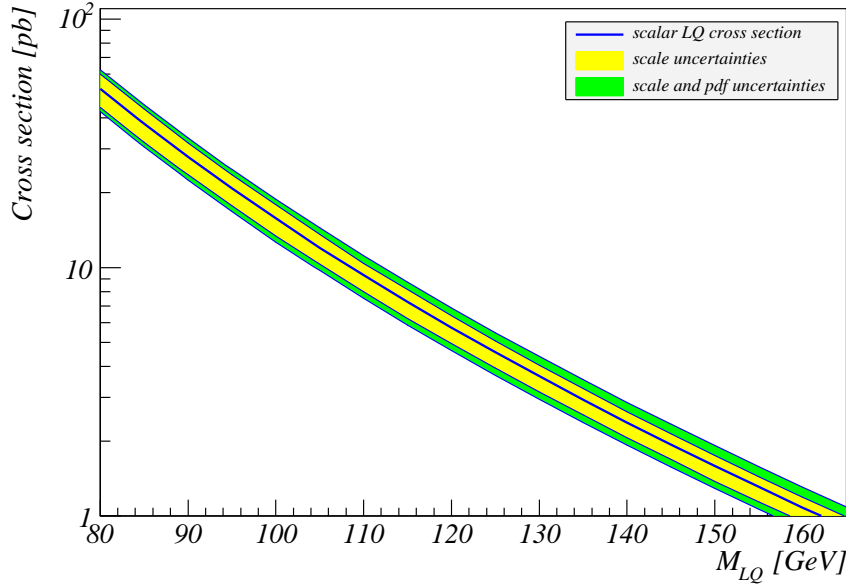


FIG. 1.23 – Évolution de la section efficace σ de production d'une paire de leptoquarks scalaires en fonction de leur masse. La bande jaune correspond aux incertitudes liées au choix de l'échelle de renormalisation et de factorisation. La bande verte correspond aux erreurs systématiques liées au choix de l'échelle de renormalisation et de factorisation et au choix des densités de partons.

1.5.3 Modes de désintégrations

Le tableau 1.6 présente tous les leptoquarks ainsi que leurs modes de désintégrations. Dans le cadre du modèle mBRW, un leptoquark se désintègre en un lepton et un quark de la même famille. On définit alors le paramètre β comme étant le rapport de branchement d'un leptoquark en un lepton et un quark ainsi on a $\beta = BR(LQ \rightarrow lq)$ et on déduit que $BR(LQ \rightarrow \nu_l q) = 1 - \beta$. Dans ce modèle, lorsque les deux modes de désintégration sont ouverts (lq ou $\nu_l q$), β est supposé être égale à un demi. La production d'une paire de leptoquark peut donner lieu à divers états finals :

$$\begin{aligned} p\bar{p} &\rightarrow LQ\bar{L}Q \rightarrow llqq \\ p\bar{p} &\rightarrow LQ\bar{L}Q \rightarrow l\nu qq \\ p\bar{p} &\rightarrow LQ\bar{L}Q \rightarrow \nu\nu qq \end{aligned}$$

Différentes méthodes de réduction du bruit de fond seront utilisées pour la recherche de leptoquarks dans chacun de ces canaux ainsi que pour chaque génération. L'analyse présentée dans cette thèse ne s'intéressera qu'au dernier cas ; les résultats ainsi obtenus seront valides pour les trois générations.

1.5.4 Les contraintes expérimentales

1.5.4.1 Recherche auprès du collisionneur LEP

Auprès du LEP, les leptoquarks des trois générations peuvent être produits par paire, via l'échange de Z/γ^* dans la voie s . Ceux de la première génération peuvent aussi être produits dans la voie t via l'échange d'un quark. Comparée au TeVatron, la région cinématique est plus limitée ($M_{LQ} \leq \sqrt{s}/2$). De plus, les leptoquarks de la première génération peuvent être échangés dans la voie t en contribuant au processus $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$, permettant de détecter l'effet des leptoquarks de masse plus élevée que \sqrt{s} . Les premières analyses à LEPI se sont concentrées sur la production par paire [79], alors qu'à LEPII, tous les modes de production ont été étudiés [80]. L'avantage des collisionneurs e^+e^- par rapport aux collisionneurs $p\bar{p}$ est de permettre la distinction entre un leptoquark vecteur et un leptoquark scalaire en étudiant la distribution angulaire de ces derniers dans l'état final.

1.5.4.2 Recherche auprès du collisionneur Hera

Le collisionneur Hera est un collisionneur proton-électron et proton-positron, pour une énergie dans le centre de masse de 318 GeV entre 1998 et 2000. Les leptoquarks de la première génération peuvent être produits de façon résonante par fusion d'un électron ou d'un positron avec un quark du proton. Ainsi, la production simple de leptoquarks à Hera dépend du couplage λ . Les leptoquarks sont recherchés en regardant la masse résonante du système électron-jet dans l'état final. L'état final composé d'un jet et d'énergie transverse manquante est aussi étudié. Comme aucun excès n'est observé dans les données collectées par les détecteurs ZEUS et H1, des contours d'exclusion, à 95% de niveau de confiance, sont déterminés en fonction du couplage λ et de la masse des leptoquarks. Les résultats obtenus par la collaboration ZEUS sont montrés sur la figure 1.24, pour les 14 types de leptoquarks du modèle mBRW, les valeurs de β étant fixées à 1 ou 1/2 par le modèle mBRW suivant le type de leptoquark considéré. Les limites sur la masse de ces 14 leptoquarks sont reportés sur la table 1.7 pour $\lambda=0.1$ et 0.3. Des résultats analogues pour la collaboration H1 se trouvent dans la référence [82].

Type de LQ (F=0)	V_0^L	V_0^R	\tilde{V}_0^R	V_1^L	$S_{1/2}^L$	$S_{1/2}^R$	$\tilde{S}_{1/2}^L$
M(GeV)($\lambda=0.1$)	266	268	282	290	282	282	269
M(GeV)($\lambda=0.3$)	386	287	305	367	308	303	286
Type (F=2) de LQ	S_0^L	S_0^R	\tilde{S}_0^R	S_1^L	$V_{1/2}^L$	$V_{1/2}^R$	$\tilde{V}_{1/2}^L$
M(GeV)($\lambda=0.1$)	276	273	248	275	248	274	273
M(GeV)($\lambda=0.3$)	351	298	273	300	277	302	313

TAB. 1.7 – Limites sur la masse des 14 leptoquarks du modèle mBRW pour $\lambda=0.1$ et 0.3 [81].

1.5.4.3 Recherche auprès du collisionneur TeVatron

Au TeVatron, le mode de production de leptoquarks est la production par paire via l'interaction forte. Ainsi, les leptoquarks de toutes les générations peuvent être produits. Les stratégies d'analyses dépendent des modes de désintégrations étudiés. La figure 1.25 montre les résultats obtenus par la collaboration DØ [84, 85] pour la recherche de leptoquarks scalaires

ZEUS

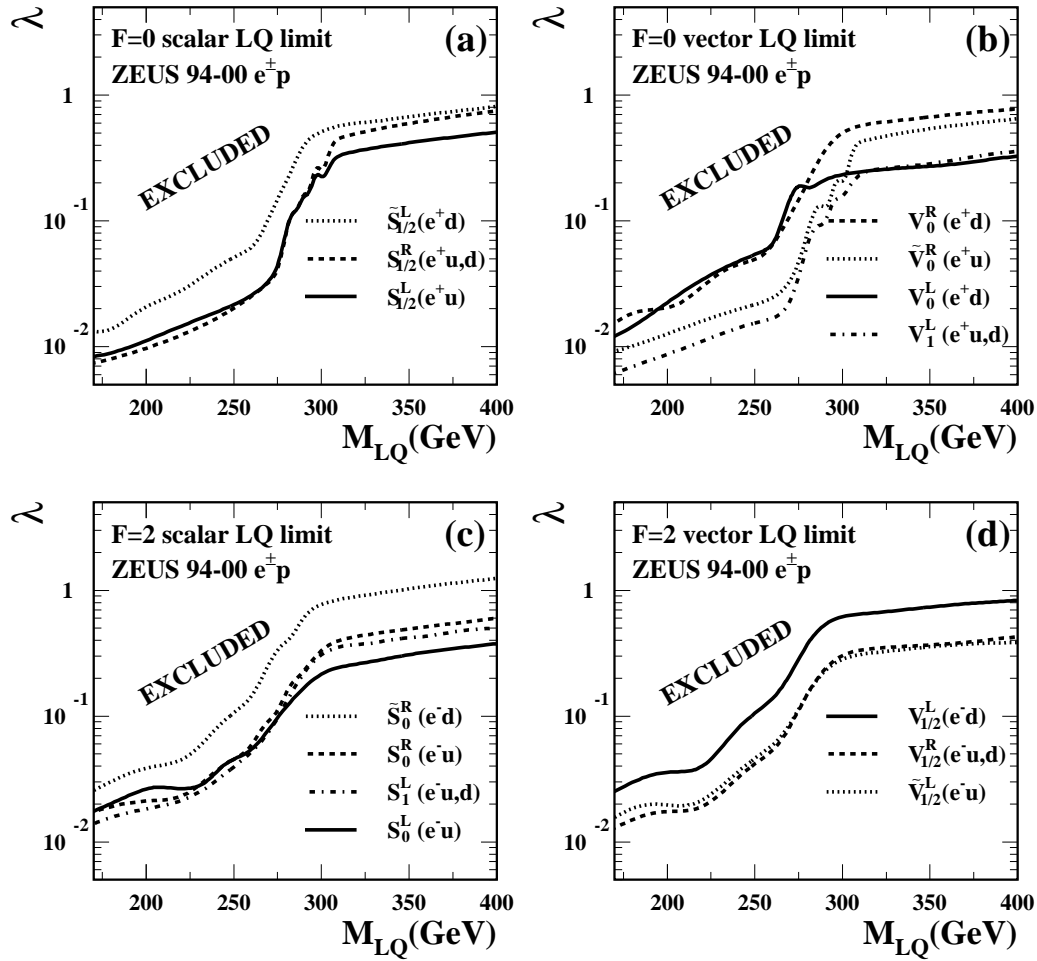


FIG. 1.24 – Limites sur le couplage λ en fonction de la masse des leptoquarks scalaires $F=0$ (a), vectoriels $F=0$ (b), scalaires $F=2$ (c) et vectoriels $F=2$ (d), les valeurs de β étant fixées à 1 ou $1/2$ par le modèle mBRW suivant le type de leptoquark considéré. L'aire au dessus des courbes est exclue [81].

des deux premières générations en combinant les canaux $LQLQ \rightarrow qqll$ et $LQLQ \rightarrow qql\nu$. Des résultats similaires ont été obtenus par la collaboration CDF [83]. La figure 1.26 montre la limite à 95 % de niveau de confiance, obtenue par la collaboration CDF [86], sur la section efficace de production de leptiquarks se désintégrant à 100% en un quark et un neutrino. Dans ce canal, les leptiquarks scalaires de masse inférieure à 117 GeV sont exclus avec un niveau de confiance de 95%. Ce résultat est valable pour les trois générations de leptiquarks. Pour la première génération, c'est la limite la plus contraignante³⁴. Pour la deuxième et troisième génération, de meilleures limites existent, qui sont respectivement de 123 et 148 GeV [87], les analyses bénéficiant d'une augmentation du rapport s/\sqrt{b} grâce à l'étiquetage des jets de saveurs lourdes.

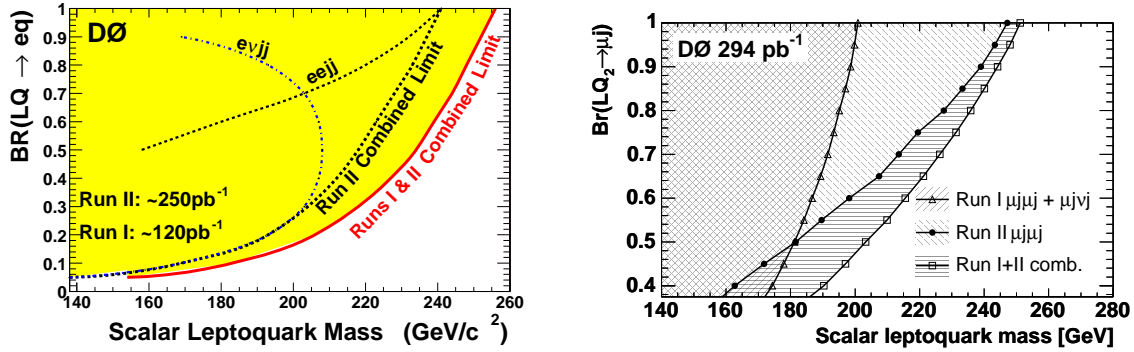


FIG. 1.25 – Courbes d'exclusion, à 95% de niveau de confiance, dans le plan (M_{LQ}, β) des leptiquarks scalaires de la première génération (à gauche) et de la deuxième génération (à droite) en combinant les canaux $LQLQ \rightarrow qqll$ et $LQLQ \rightarrow qql\nu$ [84, 85].

1.6 Conclusion

Bien qu'il soit en parfait accord avec les résultats expérimentaux, le modèle standard nécessite d'être étendu à cause, entre autres, du problème de hiérarchie et de la non unification des interactions faible et forte. La supersymétrie est un bon candidat pour prendre le relais du modèle standard. Le MSSM ne prétend pas être la théorie ultime mais un modèle phénoménologique pouvant être testé auprès des collisionneurs. Une recherche du partenaire supersymétrique du quark top dans le canal $\tilde{t}_1 \rightarrow c\tilde{\chi}_1^0$ est présentée dans cette thèse.

Dans de nombreuses extensions du modèle standard (grande unification, technicouleur, ...) apparaissent de nouveaux bosons portant à la fois un nombre baryonique et leptonique appelé leptiquarks. Une recherche de ces particules dans le canal $LQ \rightarrow q\nu$ est également présentée dans cette thèse.

Les leptiquarks et les stops étant produits par paire, les deux analyses reportées dans cette thèse correspondent au même état final : deux jets acoplanaires et de l'énergie transverse manquante. Dans le cas du stop, les jets sont plus mous et \cancel{E}_T est plus faible, menant à une plus faible efficacité de sélection. Mais d'un autre côté, on peut prendre avantage du temps de vol des hadrons charmés pouvant ainsi être identifiés.

³⁴Sans tenir compte des résultats présentés dans cette thèse

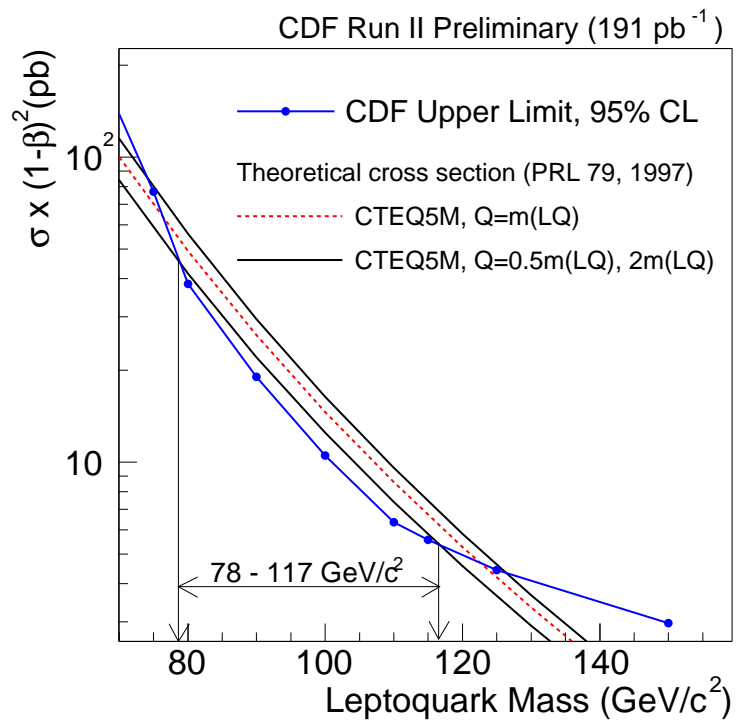


FIG. 1.26 – Limite, à 95% de niveau de confiance, sur la section efficace de production de leptoquarks scalaire se désintégrant à 100% en un quark et un neutrino [86].

Chapitre 2

Le TeVatron et le détecteur DØ

*"Détourne-toi des préceptes de ceux qui spéculent sur le monde
mais dont les raisons ne sont pas confirmées par l'expérience."*

L. De Vinci

Sommaire

2.1	Introduction	58
2.2	La chaîne d'accélération de Fermilab	58
2.2.1	Quelques généralités	58
2.2.2	Le complexe d'accélération	60
2.2.3	Les périodes de fonctionnement	65
2.3	Le détecteur DØ	67
2.3.1	Les variables utiles	67
2.3.2	Le détecteur de traces interne	69
2.3.3	Les détecteurs de pied de gerbe	72
2.3.4	Le calorimètre	75
2.3.5	Le spectromètre à muons	82
2.3.6	Le moniteur de luminosité	84
2.3.7	Le système de déclenchement	86
2.4	Simulation	88
2.5	Reconstruction des données	90
2.5.1	Les traces	90
2.5.2	Les vertex	91
2.5.3	Les objets calorimétriques	92
2.5.4	Les muons	94

2.1 Introduction

Les données analysées dans cette thèse correspondent aux données enregistrées par le détecteur DØ¹ qui est, avec CDF², l'un des deux détecteurs auprès de l'accélérateur de protons et d'antiprotons nommé TeVatron. Il est situé à 60 km de Chicago au Fermilab³. La première prise de donnée, nommée Run I, a démarré en 1992 pour se terminer en 1996. L'énergie dans le centre de masse était de 1.8 TeV ; 125 pb⁻¹ de données ont été recueillies. Le résultat majeur lors du Run I est la découverte du quark top [11, 12], ainsi que la mesure de sa masse. D'autres résultats furent également importants comme la mesure précise de la masse du W, l'étude de la production des jets, l'étude des couplages des bosons de jauge. Aucun signe de nouvelle physique ne fût découvert, par contre, les limites sur la production d'hypothétiques nouvelles particules furent améliorées.

De 1996 à 2001, l'accélérateur fut amélioré afin d'augmenter la luminosité instantanée ainsi que l'énergie dans le centre de masse. Depuis la remise en fonctionnement de l'accélérateur pour le Run II (Mars 2001), l'énergie dans le centre de masse est de 1.96 TeV. Selon les prévisions, la quantité de données accumulée sera comprise entre 4 et 8 fb⁻¹ d'ici la fin 2009.

Le détecteur DØ est un détecteur de physique des particules ayant plusieurs objectifs de physique (physique du top, physique des mésons *b*, recherche du boson de Higgs et de nouvelle physique, etc ...). Il a été développé dans le but de mesurer précisément les quadrivecteurs des particules : électrons, photons, muons, particules hadroniques, Le détecteur DØ est constitué de 3 sous-détecteurs : un détecteur de trace permettant de mesurer précisément la trajectoire et l'impulsion des particules chargées, un calorimètre uranium/argon liquide mesurant l'énergie de toutes les particules sauf les muons et les neutrinos et d'un spectromètre permettant de détecter les muons. Le détecteur a été amélioré pour le Run II afin de mieux profiter des avantages de l'augmentation de l'énergie dans le centre de masse des faisceaux et de l'augmentation de la luminosité.

Dans un premier temps, le complexe permettant de produire et d'accélérer les protons et les antiprotons sera décrit. Cette section sera suivie d'une description du détecteur et de ses différents sous-systèmes. Ensuite la chaîne de simulation reproduisant des événements enregistrés par le détecteur sera décrite. Enfin, la dernière section de ce chapitre décrira comment à partir des quantités mesurées par le détecteur, on arrive à des objets physiques tels que des électrons, des photons, des jets, ... et comment on mesure leurs grandeurs caractéristiques.

2.2 La chaîne d'accélération de Fermilab

2.2.1 Quelques généralités

Le TeVatron est un collisionneur proton-antiproton. L'avantage de telles machines, par rapport à un collisionneur électron-positron, est qu'il est plus facile d'atteindre des énergies de faisceaux très élevées. En effet, grâce à une masse d'environ 2000 fois plus élevée que l'électron, les protons sont beaucoup moins sensibles au rayonnement synchrotron. En revanche, le principal désavantage de ces machines est de faire de la physique dans un environnement ha-

¹Le nom de DØ est simplement le nom du lieu de croisement des faisceaux.

²Collider Detector at Fermilab.

³Fermi National Accelerator Laboratory

dronique⁴. Les machines hadroniques sont dites orientées "découvertes" car elles permettent, en autres, d'étudier simultanément différents valeurs d'énergie dans le centre de masse au niveau de l'interaction dure. On peut citer, par exemple, la découverte des bosons de jauge W et Z auprès du détecteur UA1 au CERN [9, 10] ou bien la découverte du quark top au TeVatron [11, 12]. Les machines e^+e^- sont plus orientées "mesures de précision". On peut citer la mesure indirecte de la masse du quark top à LEP, les mesures des couplages des bosons à LEP permettant de tester la structure quantique de l'interaction électrofaible. Mais la délimitation entre ces deux types de machine et le type de travaux qu'on peut faire n'est pas figée. Par exemple, l'un des enjeux au TeVatron est une mesure précise de la masse du boson W et du quark top afin de contraindre la masse du boson de Higgs. Ce dernier aurait même pu être découvert à LEP s'il existe et s'il avait une masse suffisamment faible.

La luminosité instantanée est, avec l'énergie dans le centre de masse, une grandeur fondamentale pour un collisionneur. Elle est définie par :

$$\mathcal{L} = \frac{1}{\sigma} \frac{dN}{dt} \quad (2.1)$$

où dN est le nombre d'interaction dans l'intervalle de temps dt et σ est la section efficace du processus en jeu. Elle s'exprime en $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. On définit ensuite la luminosité intégrée comme :

$$L = \int_T \mathcal{L}(t) dt \quad (2.2)$$

où T est la durée pendant laquelle le collisionneur délivre des collisions. Elle s'exprime en cm^{-2} ou plus communément en pb^{-1} ou bien en fb^{-1} avec $1\text{barn} = 10^{-24}\text{cm}^2$. Ainsi, la luminosité est proportionnelle au nombre d'événements pour une section efficace donnée. Cette quantité permet de définir le programme de physique pouvant être accompli auprès d'un collisionneur. Plus la luminosité est importante, plus le programme de physique sera ambitieux. Dans le cas d'un collisionneur proton-antiproton, la luminosité instantanée est donnée par les paramètres des faisceaux de protons et d'antiprotons [88] :

$$\mathcal{L} = \frac{fBN_pN_{\bar{p}}}{2\pi(\sigma_p^2 + \sigma_{\bar{p}}^2)} H\left(\frac{\beta^*}{\sigma_l}\right) \quad (2.3)$$

où

- B est le nombre de paquets de protons (et d'antiprotons) dans chaque faisceau ;
- f est la fréquence de révolution des paquets ;
- $N_p(N_{\bar{p}})$ est le nombre de protons (antiprotons) dans un paquet ;
- σ_p ($\sigma_{\bar{p}}$) est la variance de la section des paquets de protons (antiprotons) dans le plan orthogonal à la trajectoire ;
- $H\left(\frac{\beta^*}{\sigma_l}\right)$ est un facteur de forme rendant compte de la longueur finie des paquets σ_l au point de collision et de la focalisation longitudinale des faisceaux en ce point caractérisée par β^* .

Ainsi, afin d'optimiser la luminosité, on peut soit diminuer la taille transverse des faisceaux soit augmenter le nombre de particules en circulation. Comme les antiprotons n'existent pas à l'état naturel, il faut les fabriquer et c'est le nombre d'antiprotons en collision qui est le

⁴Par exemple, l'énergie dans le centre de masse n'est pas connue pour le processus dur, la section efficace des processus QCD est supérieure de plusieurs ordres de grandeurs à la section efficace des processus "intéressants".

principal facteur limitatif. Les améliorations apportées à la chaîne d'accélération visent à optimiser ces paramètres.

Enfin, l'énergie dans le centre de masse est donnée par la formule $\sqrt{s} = \sqrt{4E_1E_2}$ où E_1 et E_2 sont les énergies des deux faisceaux. Au TeVatron, $E_1 = E_2 = 980$ GeV, soit $\sqrt{s} = 1.96$ TeV, elle était de 1.8 TeV au Run I⁵. En fait, ceci n'est pas exactement vrai car le proton n'est pas une particule élémentaire. Ce sont les composants des hadrons (nommés partons) qui participent à l'interaction. Ces partons emportent une fraction x de l'énergie du proton (voir section 1.2), ainsi l'énergie de l'interaction dure est donnée par $\sqrt{s} = \sqrt{4x_1E_1x_2E_2}$.

2.2.2 Le complexe d'accélération

La production et l'accélération des protons et des antiprotons [90, 91, 92, 93] nécessitent l'utilisation de divers accélérateurs à la fois linéaire et synchrotron. La figure 2.1 schématise le dispositif mis en place à Fermilab.

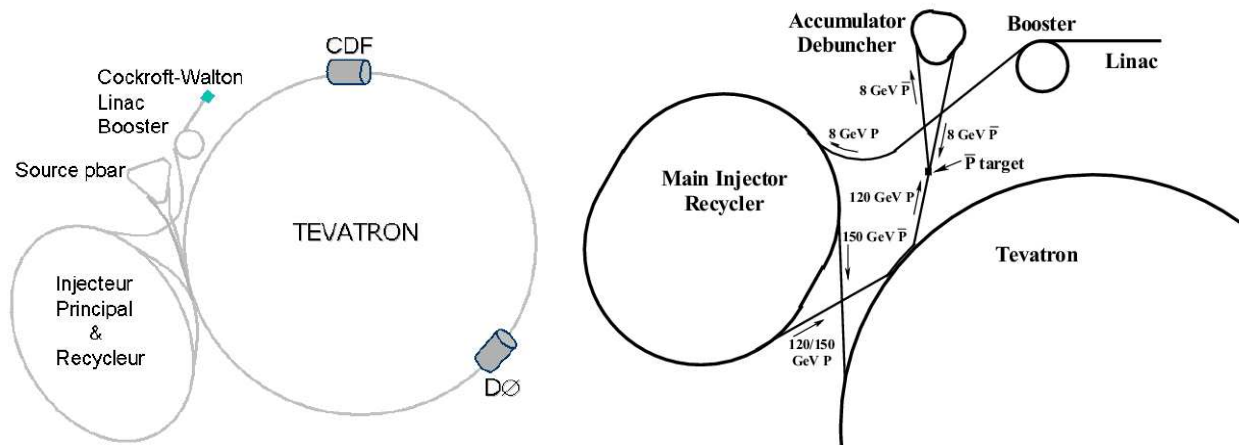


FIG. 2.1 – À gauche, vue du complexe d'accélérateurs du Fermilab avec les expériences DØ et CDF et à droite, zoom sur les étages du complexe accélérateur.

2.2.2.1 La production et l'accélération des protons

La première étape est la production d'ions H^- afin de produire les protons de Fermilab. En ionisant de l'hydrogène, des protons sont produits. Grâce à un champ électrique, ils dérivent vers une plaque de césium où ils capturent deux électrons pour former des ions H^- . Une fois les ions H^- formés, ils sont accélérés dans la direction opposée par la même différence de potentiel (voir figure 2.2) pour être acheminés vers un pré-accelérateur Cockroft-Walton [94]. Une photographie de cet instrument se trouve sur la figure 2.2. Un champ électrostatique permet d'accélérer les ions à une énergie de 750 KeV. Via une ligne de transfert, les ions H^- sont transférés vers le Linac.

Le Linac (voir figure 2.3) est un accélérateur linéaire de 130 mètres de long constitué de cavités radiofréquences accélératrices. Le faisceau atteint alors une énergie de 400 MeV et est composé de paquets d'ions. Un ensemble de paquets est nommé *pulse* comprenant

⁵Cette augmentation peut sembler faible, mais, par exemple, la section efficace de production de paires de quarks top augmente d'environ 30% [89].

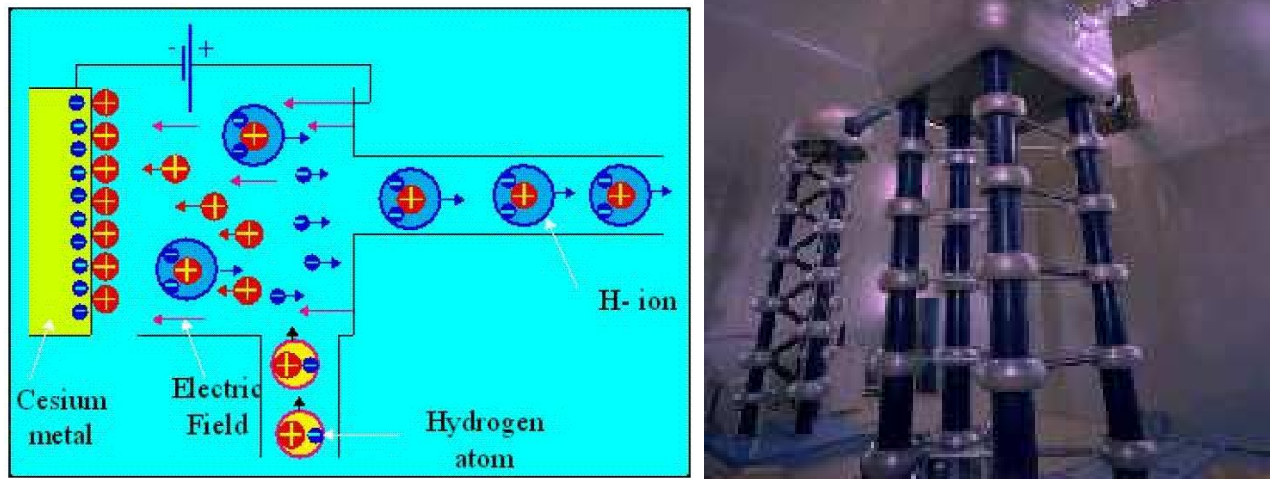


FIG. 2.2 – De gauche à droite : schéma de la génération des ions H^- utilisés dans le production des protons, photo de l'accélérateur Cockcroft-Walton de Fermilab.

6.3×10^{12} ions H^- . Ces *pulses* sont ensuite transférés au Booster (voir figure 2.3) qui est le premier synchrotron de la chaîne accélératrice. Sa circonférence est de 475 mètres. Il est composé de cavités radiofréquences accélératrices, ainsi que d'un ensemble d'aimants servant à courber et focaliser le faisceau. Dès l'injection dans le booster, les ions H^- sont dépouillés de leurs cortèges électroniques en traversant une feuille de carbone. Les protons sont ensuite accélérés progressivement jusqu'à une énergie de 8 GeV pour être ensuite transmis à l'injecteur principal.

L'injecteur principal (*Main injector*) est l'élément majeur de l'amélioration du complexe accélérateur de Fermilab. Il est la dernière étape pour les protons avant d'être injectés dans le TeVatron. Durant le Run I, cette étape était assurée par l'anneau principal (*main ring*) qui était situé dans le même tunnel que le TeVatron. L'injecteur principal est également un synchrotron composé de cavités radiofréquences et d'un guide magnétique formé d'aimants dipolaires et quadripolaires. Les aimants dipolaires permettent de courber les faisceaux et les aimants quadripolaires de les focaliser. De forme circulaire, son diamètre est d'environ un kilomètre. Son rôle est d'accélérer le faisceau de protons jusqu'à 150 GeV et de former des paquets de protons intenses, en réduisant leur taille dans le plan transverse et dans la direction du faisceau. Rappelons que ceci permet d'augmenter la luminosité instantanée livrée par la machine. Enfin, le faisceau de protons est injecté dans le TeVatron. Comme on le verra par la suite, l'injecteur principal joue également un rôle dans la production des antiprotons. Toutes les étapes de la production et de l'accélération des protons sont résumées dans le tableau 2.1.

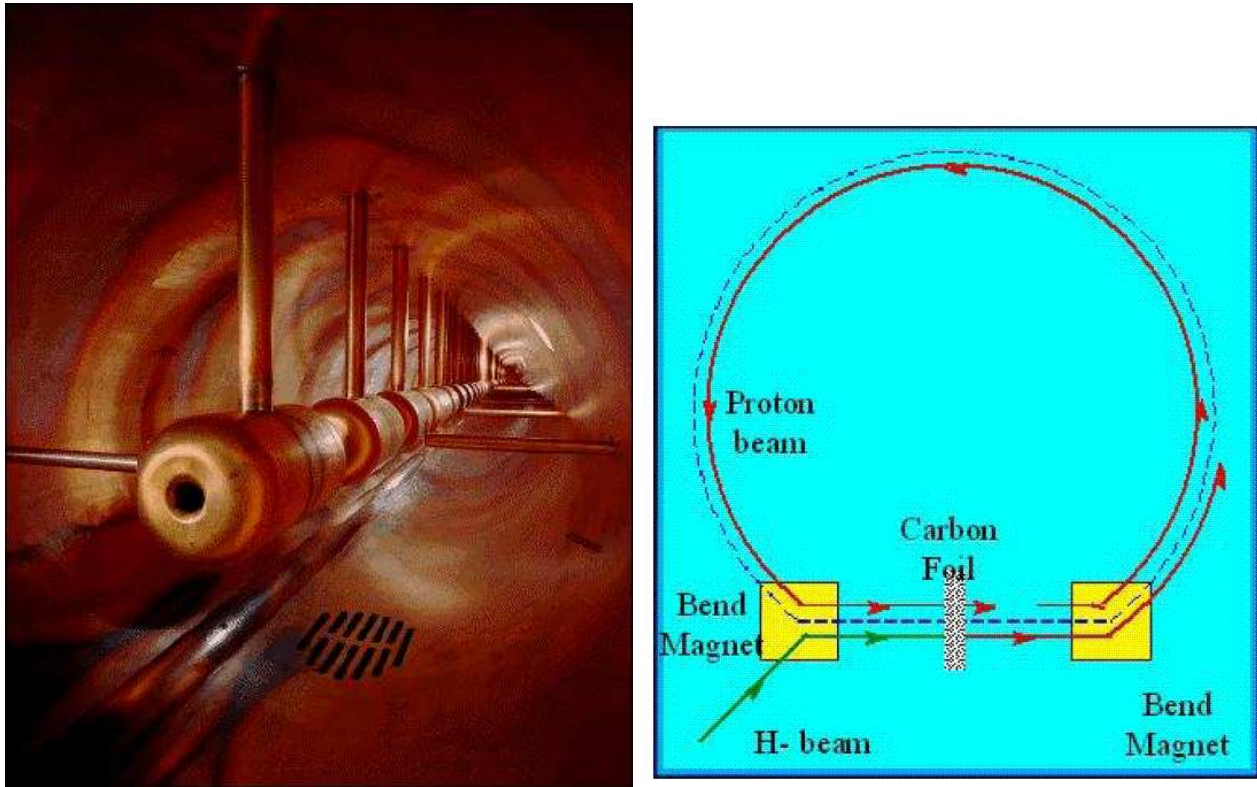


FIG. 2.3 – De gauche à droite : photographie du Linac, schéma du fonctionnement du Booster.

2.2.2.2 La production et l'accélération des antiprotons

Le point de départ de la production d'antiprotons est le faisceau de protons fourni par l'injecteur principal ayant une énergie de 120 GeV. Ce faisceau est dirigé vers une cible de nickel (voir figure 2.4) formant des particules dont des antiprotons. Une lentille en lithium permet de focaliser ces particules pour être dirigées vers un aimant dipolaire de 1.5 T utilisé comme un spectromètre de masse. Ainsi, il est possible d'obtenir les antiprotons en sélectionnant les particules négatives de 8 GeV. Pour environ un million de protons sur cible, un seul antiproton est créé. Le faisceau d'antiprotons est alors constitué de paquets comme le faisceau de protons incidents mais avec une grande dispersion en énergie et en position.

Les antiprotons sont ensuite dirigés vers le *debuncher* qui a pour rôle de réduire ces dispersions afin d'assurer une bonne efficacité de transfert dans l'anneau accumulateur. Pour cela, le *debuncher* est de forme triangulaire arrondie aux extrémités et est composé d'aimants dipolaires et quadripolaires ainsi que d'une cavité radiofréquence dans une des sections droites. Comme on peut le voir sur la figure 2.5, les antiprotons ne suivent pas la même trajectoire selon leur énergie. Un antiproton de haute énergie (en bleu) suivra l'orbite la plus haute alors qu'un antiproton de plus basse énergie (en rouge) suivra une trajectoire plus basse. Ainsi, l'antiproton le plus énergétique arrivera en retard par rapport à l'autre antiproton sur la cavité radiofréquence. La cavité est réglée façon telle que ces antiprotons subissent une décélération proportionnelle à leurs retards. La dispersion en énergie est alors réduite. On passe d'un faisceau pulsé et dispersé en énergie à un faisceau continu en temps mais d'énergie mieux définie. Avant l'injection dans l'anneau, ces faisceaux sont refroidis en utilisant un processus stochastique. La première fois que cette méthode fut mise en place valut le prix

	Nom de l'élément	Fonction	Gamme d'énergie
Production des protons	Source de protons	production des H^-	≥ 10 KeV
	Cockroft-Walton	accélération des H^-	750 KeV
	Linac	accélération des H^-	750 KeV - 400 MeV
	Booster	accélération des p	400 MeV - 8 GeV
	Injecteur principal	accélération des p	8 GeV - 150 GeV
	TeVatron	accélération et collisions	150 GeV - 980 GeV

TAB. 2.1 – Liste des composants intervenant dans la chaîne de production et d'accélération des protons à Fermilab.

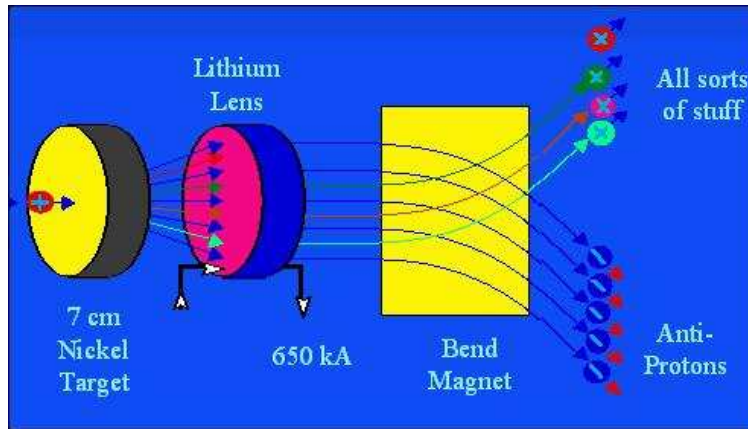


FIG. 2.4 – Schéma de la station-cible utilisée dans la production d'antiproton.

Nobel à S. Van Der Meer [95], permettant ainsi la découverte des bosons Z et W au CERN [9, 10]. Le principe est le suivant (voir figure 2.6) : il consiste à détecter la dispersion des faisceaux à l'aide d'un dispositif de mesure, ensuite le signal est utilisé pour commander des aimants correcteurs (rétroaction). Une fois, le faisceau d'antiproton formé, il est injecté dans l'accumulateur qui, comme son nom l'indique, permet de stocker les antiprotons sous forme de paquets. Il est également de forme triangulaire et se trouve dans la même enceinte que le *debuncher* (voir figure 2.5). Il est constitué de cavités radiofréquences et d'un système de refroidissement stochastique afin de garder les antiprotons à l'énergie voulue en limitant la dispersion des faisceaux. Ce processus d'empilement des antiprotons dure environ dix heures. Avant le démarrage d'une période de prise de donnée, les antiprotons sont envoyés à l'injecteur principal pour être accélérés jusqu'à 150 GeV avant d'être injectés dans le TeVatron. Toutes les étapes de la production et de l'accélération des antiprotons sont résumées dans le tableau 2.2. Enfin, un dernier élément nouveau au Run II permettant d'augmenter la luminosité est la construction du recycleur [96] formé d'aimants permanents et partageant le même tunnel que l'injecteur principal. Il a été conçu dans l'objectif de recycler les antiprotons restant dans le TeVatron en fin de période de collision⁶. En fait, le recycleur sert, depuis début 2004, uniquement à stocker les antiprotons excédentaires de l'accumulateur et il ne sera jamais utilisé afin de récupérer les antiprotons du TeVatron. Dans le recycleur, les antiprotons sont également refroidis. Comme la technique de refroidissement stochastique ne fonctionne

⁶En fin de période de prise de donnée, la luminosité est limitée par la taille transverse des faisceaux qui a augmenté à cause des interactions faisceau-faisceau alors qu'il reste encore la moitié des antiprotons

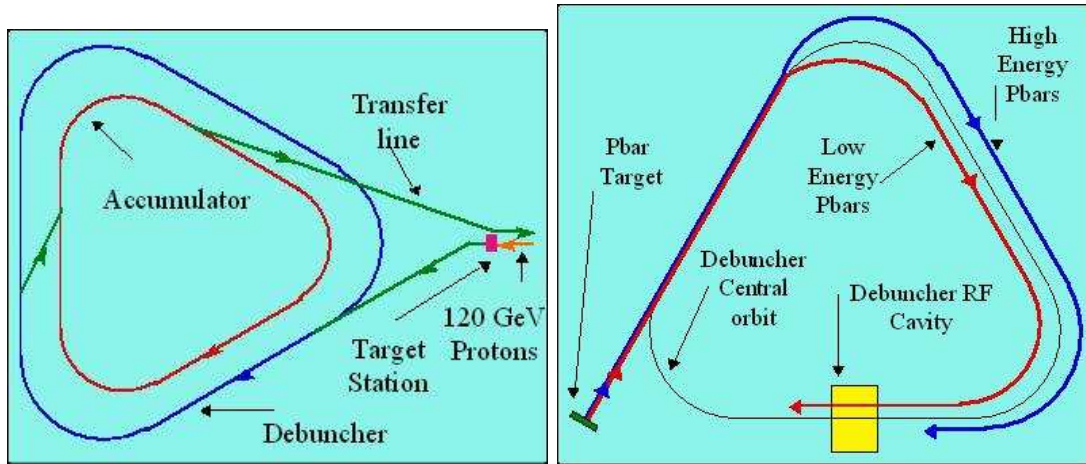


FIG. 2.5 – De gauche à droite : le complexe de production des antiprotons (station cible, *Debuncher* et Accumulateur), schéma de fonctionnement du *Debuncher*.

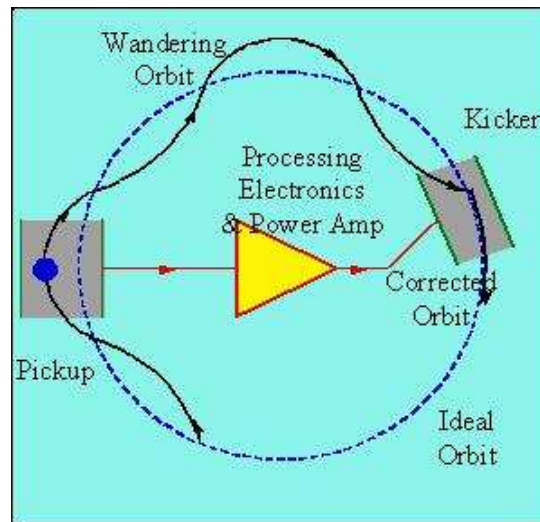


FIG. 2.6 – Schéma de fonctionnement du refroidissement stochastique.

pas pour des faisceaux trop intenses, une nouvelle technique est mise en place : le refroidissement par faisceaux d'électrons [97]. Le principe est de faire diffuser le faisceau d'antiprotons avec un faisceau d'électrons de faible dispersion afin d'obtenir un équilibre thermique. Cette technique est utilisée régulièrement depuis septembre 2005 [98].

2.2.2.3 Le TeVatron

Le TeVatron est un synchrotron qui accélère les protons et antiprotons avant d'engendrer la collision des faisceaux en deux points correspondant aux deux expériences CDF [99] et DØ [100]. Les faisceaux de protons et d'antiprotons provenant de l'injecteur principal sont accélérés de 150 GeV à 980 GeV. Le TeVatron est composé de 772 dipôles, 180 quadripôles et de 8 cavités radiofréquences. Les dipôles sont des aimants supraconducteurs parcourus d'un courant de 4350 A engendrant un champ magnétique de l'ordre de 4 T. Ces aimants doivent être refroidis avec un système cryogénique important fonctionnant à l'hélium liquide. Les

	Nom de l'élément	Fonction	Gamme d'énergie
	Station-Cible	production et collection	8 GeV
Production des antiprotons	<i>Debuncher</i> et accumulateur	stockage	8 GeV
	Injecteur Principal	accélération	8 GeV - 150 GeV
	TeVatron	accélération et collisions	150 GeV - 980 GeV

TAB. 2.2 – Liste des composants intervenant dans la chaîne de production et d'accélération des protons à Fermilab.

faisceaux de protons et d'antiprotons sont composés de 36 paquets organisés en trois groupes séparés de $2,6 \mu\text{s}$. Les paquets sont séparés entre eux de 396 ns au sein d'un même groupe (voir figure 2.7).

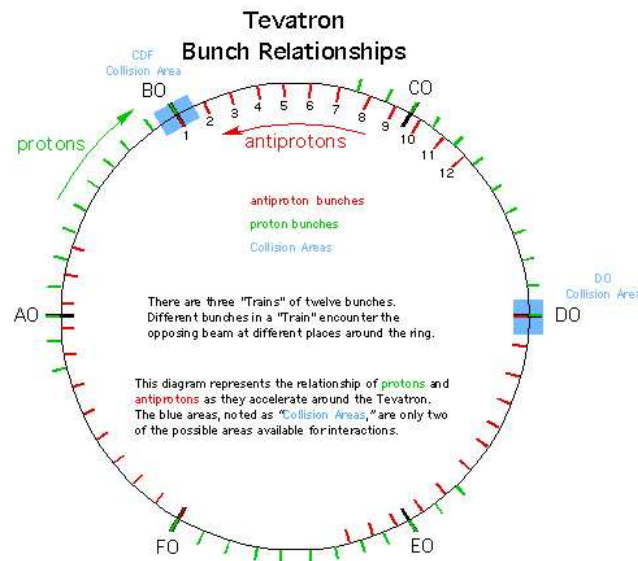


FIG. 2.7 – Structure des faisceaux en paquets

2.2.3 Les périodes de fonctionnement

Le cycle de production de protons et d'antiprotons dure une dizaine d'heures. Une fois les faisceaux introduits, la durée de vie de ceux-ci est d'environ une quinzaine d'heures pendant laquelle les deux détecteurs enregistrent les collisions. Cette période est nommée remplissage (*store*). La fin de la période de collision est due à la consommation des antiprotons et au grossissement de la taille des faisceaux dû à l'interaction des faisceaux avec le gaz résiduel et aux interactions faisceau-faisceau. Afin de garantir un fonctionnement continu, les antiprotons sont produits afin d'être stockés pendant les périodes de remplissages. A DØ, la période de prise de donnée est divisée en périodes (nommées *run*) variant de une à quatre heures dépendant de la luminosité instantanée.

La prise de données a démarré officiellement en Mars 2001. La luminosité délivrée depuis cette date est représentée sur la figure 2.8. Cinq ans après son démarrage, la luminosité délivrée par le TeVatron est d'environ 1.55 fb^{-1} . La figure 2.9 représente les pics de luminosité instantanée en fonction du temps. Le record actuel fut atteint le 6 Janvier 2006 où la

luminosité instantanée a atteint $171.10^{30}\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

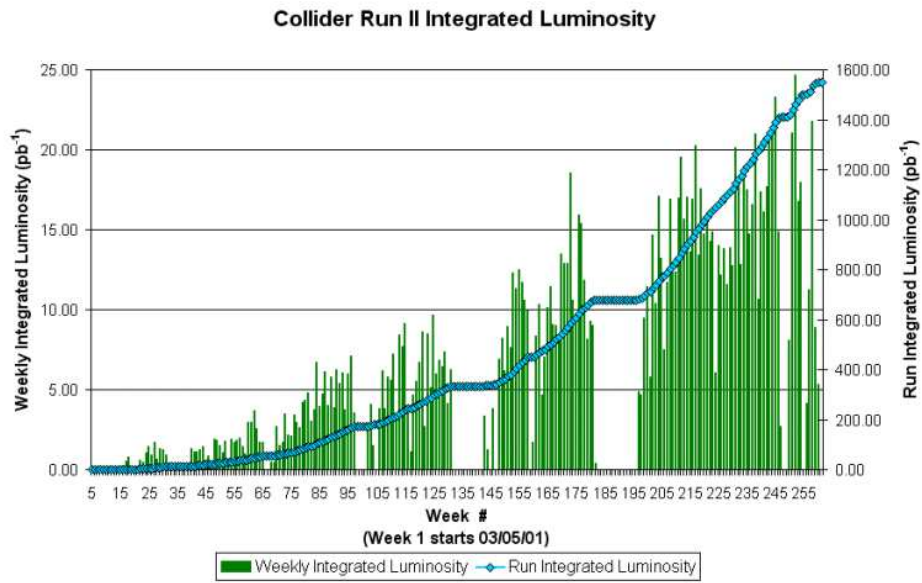


FIG. 2.8 – Luminosité intégrée délivrée par le TeVatron depuis Mars 2001.

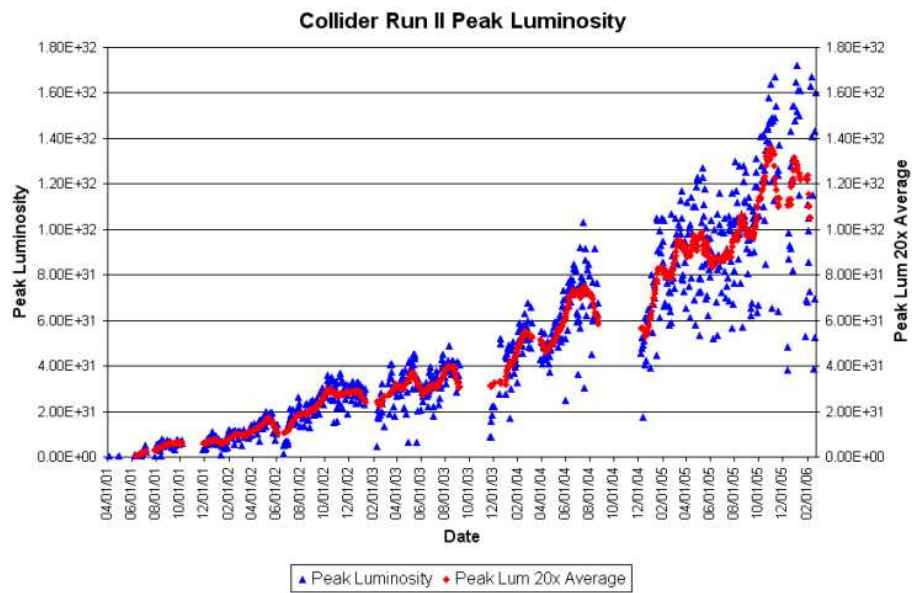


FIG. 2.9 – Pics de luminosité intégrée.

2.3 Le détecteur DØ

Comme le complexe accélérateur, le détecteur DØ [102, 103, 104] fut amélioré afin de tenir compte de l'augmentation de la luminosité et du changement de fréquence de croisement. Le détecteur DØ, représenté sur la figure 2.10, est typique des instruments utilisés dans les expériences de physique des hautes énergies. Il est constitué de plusieurs sous-détecteurs concentriques entourant le point d'interaction. L'interaction des particules avec le détecteur entraîne une perte d'énergie qui peut être détectée et mesurée. Un système de détection des traces est développé pour mesurer précisément la position des particules en minimisant les pertes d'énergies alors qu'un calorimètre est construit afin que toutes les particules y déposent totalement leurs énergies mis à part, évidemment, les muons et les neutrinos. Pour les muons, un détecteur est spécialement dédié, en revanche il est impossible de détecter directement les neutrinos.

Au plus près du tube à vide se trouve un détecteur à micropistes de silicium suivi d'un trajectographe à fibres scintillantes. Ces deux sous-détecteurs permettent la reconstruction des traces ainsi que celle des vertex de l'interaction. Afin de courber les trajectoires des particules chargées, le détecteur de traces est placé dans un champ magnétique de deux teslas créé par une bobine supraconductrice située entre le trajectographe et le calorimètre. Se trouvent ensuite le détecteur de pied de gerbes qui a pour but, entre autres, de corriger les mesures d'énergie électromagnétique du calorimètre de la perte d'énergie due à l'aimant supraconducteur, suivi du calorimètre à échantillonnage (uranium/argon liquide) qui permet la mesure de l'énergie des particules. Enfin, le dernier sous-détecteur est le détecteur de muons constitué de chambres à dérive et de plaques de photoscintillateurs placées dans un champ magnétique toroïdal. Les principales améliorations furent :

- l'ajout d'un aimant solénoïdal supraconducteur de 2 T dans le but de courber les trajectoires des particules chargées ;
- le remplacement du système de détection des traces ;
- l'ajout des détecteurs de pied de gerbe ;
- l'amélioration du système de détection des muons ;

Afin d'étudier les interactions diffractives, le détecteur DØ est muni de détecteurs de proton vers l'avant [105] (FPD pour *Forward Proton Detector*) situés proches du faisceau à environ 50 mètres du centre du détecteur.

Comme le calorimètre joue un rôle fondamental pour l'étude d'états finals constitués de jets et d'énergie transverse manquante, une attention particulière sera donnée lors de sa description.

2.3.1 Les variables utiles

Avant de passer en revue les différents sous-détecteurs, quelques variables utiles pour la suite sont décrites dans ce paragraphe. Un système de coordonnées cylindriques est attaché au centre du détecteur. L'axe y est vertical, l'axe x est dirigé vers le centre de l'anneau de collision et l'axe z correspond à la direction du faisceau, le sens positif est défini par la direction des protons. Au lieu de travailler avec les coordonnées sphériques usuelles (r, ϕ, θ) , on préfère utiliser les coordonnées (r, ϕ, η) où η est la pseudo-rapacité. La relation entre η et θ est :

$$\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2} \quad (2.4)$$

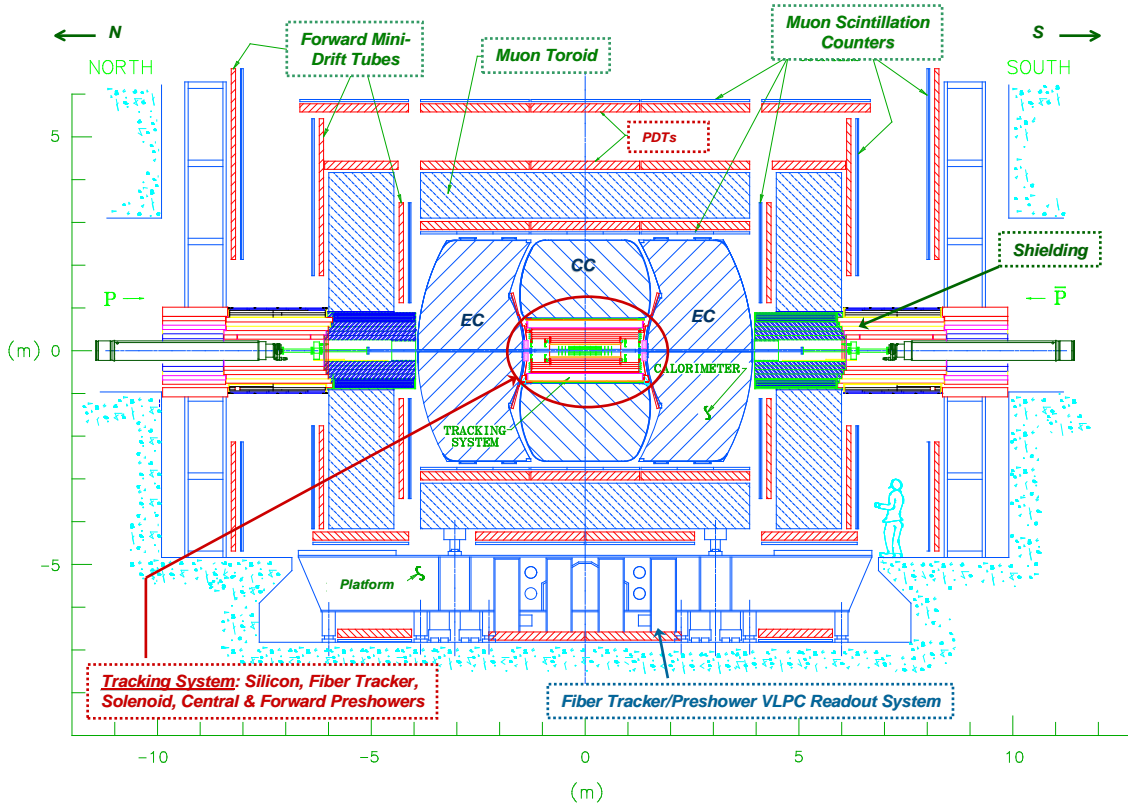


FIG. 2.10 – Le détecteur DØ.

Pour des particules d'impulsions très supérieures à leur masse (si $p \gg m$), la pseudo-rapidité est égale à la rapidité notée y :

$$y = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{E + p_z}{E - p_z}\right) = \tanh^{-1}\left(\frac{p_z}{E}\right) \quad (2.5)$$

On constate immédiatement que cette variable se transforme simplement selon un boost de Lorentz de vitesse β dans la direction z : $y \rightarrow y + \tanh^{-1}(\beta)$. Des intervalles de rapidité sont donc invariants de Lorentz.

Dans une collision proton-antiproton, les constituants du proton transportent une fraction de l'impulsion du proton. Pour chaque collision, cette fraction d'impulsion est inconnue, ainsi il est impossible de connaître l'impulsion des partons mise en jeu. Seules sont connues les fonctions de densités de partons, c'est à dire la probabilité qu'un parton emporte une certaine fraction de l'impulsion du proton. En revanche, on peut approximer que l'impulsion des partons ne possède pas de composante transverse. Comme la somme des impulsions transverses est conservée, on en déduit que la somme des impulsions transverses des particules de l'état final est nulle. De plus, les partons n'ayant pas participé à l'interaction dure, appelés partons spectateurs, produisent des jets de particules à bas angles. Une partie de cette énergie n'est pas mesurable car un nombre important de particules ne quitte pas le tube à vide. C'est donc pour ces raisons que l'on travaille avec des énergies ou impulsions transverses (E_T et p_T).

$$E_T = E \sin(\theta) = E \sin(2 \tan^{-1}(-\eta)) \quad (2.6)$$

Il est aussi possible d'utiliser la conservation de l'énergie transverse pour calculer l'énergie

transverse manquante qui résulte de la présence dans l'état final de particules qui interagissent très peu (muons) ou pas du tout avec le calorimètre (neutrinos).

Le lieu de l'interaction ne coïncide pas toujours avec le centre du détecteur. Plus précisément, la distribution en z du point d'interaction suit une gaussienne centrée en 0 et de largeur $\simeq 25$ cm. Ainsi, l'angle η peut être mesuré soit à partir du centre du détecteur soit à partir du point d'interaction déterminé par le vertex primaire (voir figure 2.11). Dans le premier cas, l'angle η est nommé " η détecteur" (η_{det}) et dans le deuxième cas " η physique" (η_{phy}).

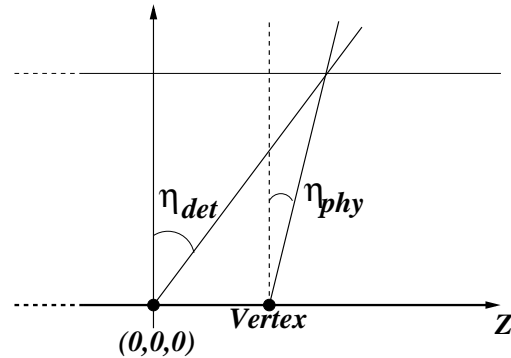


FIG. 2.11 – Définition de η_{det} et η_{phy} [70].

2.3.2 Le détecteur de traces interne

Le détecteur de traces est constitué d'un détecteur de vertex (nommé SMT pour *Silicon Microstrip Tracker*) au plus près du tube à vide, d'un détecteur de traces à fibres scintillantes (nommé CFT pour *Central Fiber Tracker*) et d'un aimant solénoïdal (voir figure 2.12). Le principal rôle de ce sous-détecteur est de reconstruire les trajectoires des particules chargées. Connaissant les trajectoires des particules chargées, il est alors possible de mesurer leurs impulsions et de reconstruire les vertex de l'événement. En particulier, le détecteur de traces permet de reconstruire les vertex secondaires des particules à temps de vie court, ainsi que de mesurer les paramètres d'impact des traces de particules provenant de la désintégration de hadrons des beaux et charmés. Le trajectographe est également utilisé par le système de déclenchement.

2.3.2.1 Le trajectographe à micropistes de silicium (SMT)

Le trajectographe à micropistes de silicium également appelé détecteur de vertex [106, 107] est le premier sous-détecteur rencontré par une particule issue du centre du détecteur. Grâce à d'excellentes résolutions sur les trajectoires des particules, il permet de reconstruire les vertex primaires et secondaires d'un événement. De plus, le SMT est utilisé au second niveau de déclenchement. La structure hybride du SMT a été conçue afin de tenir compte de la distribution en z des vertex qui est une gaussienne centrée en 0 de largeur 25 cm et d'avoir une bonne couverture angulaire ($|\eta| < 3$). Le SMT est constitué à la fois de barillets parallèles à l'axe du faisceau et de disques perpendiculaires à cet axe. La disposition de ces éléments est symétrique par rapport à un plan perpendiculaire à l'axe du faisceau passant par l'origine, la longueur de ce détecteur atteint 2,4 m. La partie centrale est constituée de 6 barillets. A

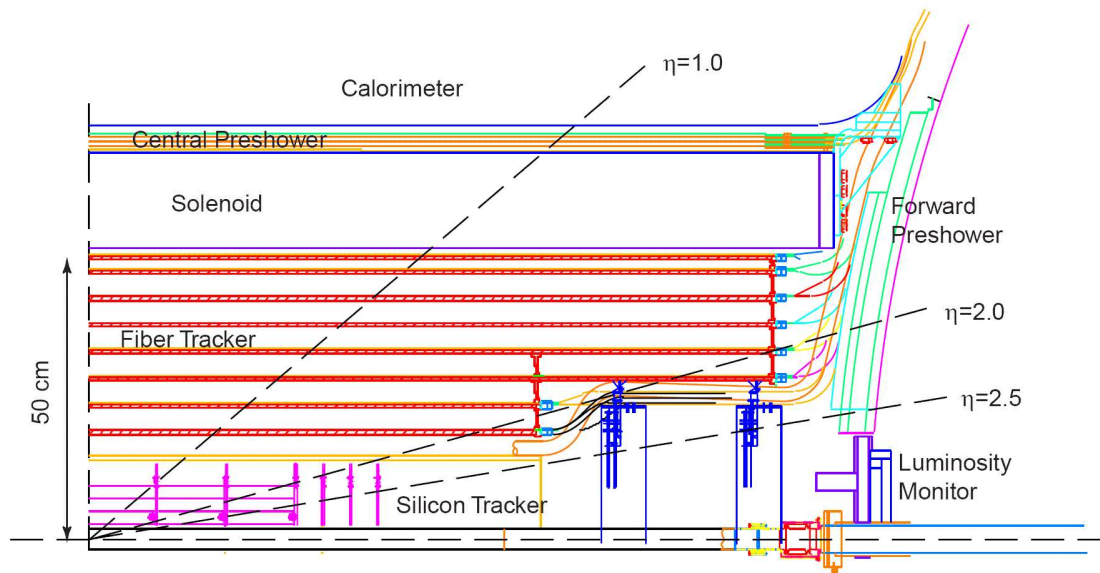


FIG. 2.12 – Ensemble de la cavité centrale de DØ. Le SMT, le CFT, le solénoïde et les détecteurs de pied de gerbe sont présentés.

chacun de ces barillets est associé un disque, nommé disque F. Enfin, afin de compléter la couverture angulaire, 6 disques F ainsi que 4 autres disques (nommés disques H) sont disposés à l'avant. Une vue en 3 dimensions du détecteur est disponible sur la figure 2.13.

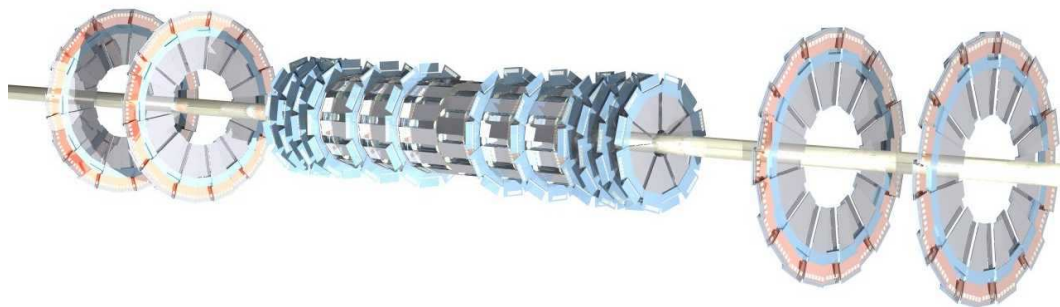


FIG. 2.13 – Vue tridimensionnelle du SMT.

Chaque barillet mesure 12 cm de long, leur rayon interne est égal à 2.7 cm et leur rayon externe est égal à 9.4 cm. Un barillet comporte 72 modules de silicium arrangés en 4 couches dont les 2 premières couches, à compter du centre du détecteur, comportent 12 modules et les 2 dernières 24. Chaque couche est subdivisée en sous-couches installées en quinconce (voir figure 2.14). Chaque sous-couche comporte d'une part les capteurs formés de micropistes en silicium et d'autre part l'électronique de lecture de ces micropistes.

Les 12 disques F sont identiques et composés de modules double face dont l'angle stéréo est de 30°. Leur rayon interne est de 2.6 cm et leur rayon externe de 10.5 cm. Les 4 disques H ont un rayon interne de 9.5 cm et externe de 26 cm. Ils sont à 110 cm et 120 cm du centre du détecteur. Chaque disque est constitué de 24 paires de modules simple face associés dos à

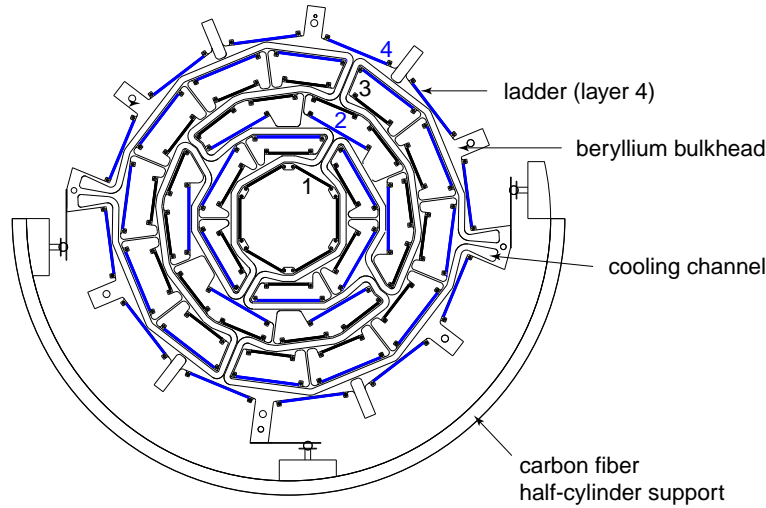


FIG. 2.14 – Section du SMT.

dos, l'angle stéréo entre deux modules est de 15° . Chaque module au silicium a une épaisseur de $300 \mu\text{m}$, le pas des pistes varie de $50 \mu\text{m}$ à $153.5 \mu\text{m}$. D'autres caractéristiques du SMT sont rassemblées dans le tableau 2.3.

	angle stéréo ($^\circ$)	pas (μm)	nb de modules
Couche de barrillet :			
L1,L3 (externe)	0	50	72
L1,L3 (interne)	0/90	50/153.5	144
L2,L4	0/ \pm 2	50/62.5	216
Secteur de disque :			
F	+15/-15	50/62.5	144
H	+7.5/-7.5	40/80	96

TAB. 2.3 – Caractéristiques des modules constituant les barillets et les disques.

L'ensemble du SMT comprend 792576 voies de lectures correspondant à une surface de silicium de 3 m^2 . L'ensemble des modules est fixé sur un support de béryllium qui est un matériau rigide de faible longueur de radiation car son numéro atomique est petit. De plus, ce support comporte à la fois des câbles d'alimentation et des circuits de refroidissement permettant d'évacuer la chaleur engendrée par l'électronique de lecture. Un mélange de glycol et d'eau à -10° circule dans des tubes intégrés à ce support afin de maintenir une température d'environ -5° . Les composants du SMT sont alignés entre eux avec une précision de $10 \mu\text{m}$. Le paramètre d'impact des traces, défini comme la distance la plus courte entre une trace et le vertex primaire, est mesuré avec une résolution variant de 15 à $30 \mu\text{m}$ dans le plan r - ϕ selon la position en η et l'impulsion de la trace.

2.3.2.2 Le détecteur de traces à fibres scintillantes (CFT)

Le deuxième élément du système de détection des traces est le détecteur de traces à fibres scintillantes [109]. En association avec le SMT, il permet de reconstruire les trajectoires des particules chargées. Il est utilisé par le système de déclenchement au niveau 1 car il fournit une

information suffisamment rapide. La couverture angulaire du CFT ($|\eta| < 2$) est plus restreinte que celle du SMT.

Le CFT est montré sur la figure 2.12. Il est constitué de 8 cylindres concentriques de rayon allant de 19.5 à 51.5 cm sur lesquels sont montées au total 74000 fibres scintillantes. Chaque cylindre est recouvert de deux double-couches de fibres scintillantes. Une première orientée dans la direction du faisceau et une deuxième faisant un angle stéréo de $\pm 3^\circ$ en alternant d'une couche à l'autre. Une double-couche est formée de deux couches décalées d'une distance de 415 μm . Cette distance correspond au rayon d'une fibre. Ceci permet d'augmenter la surface de détection en complétant l'écart entre 2 fibres adjacentes d'une même couche. Les fibres sont positionnées avec une précision de 25 μm .

Lorsqu'une particule traverse une fibre, elle dépose de l'énergie par ionisation proportionnellement à l'épaisseur de fibre traversée. Cette énergie déposée produit indirectement des photons de longueur d'onde de 530 nm. La lumière ainsi produite se propage vers les deux extrémités de la fibre ; la première extrémité est constitué d'un film d'aluminium réfléchissant la lumière et la deuxième extrémité est connecté à un guide d'onde dirigeant la lumière jusqu'à un système de lecture comprenant des convertisseurs lumière-signal électrique (nommé VLPC pour *Visible Light Photon Counter*). Un VLPC suit le même principe qu'un photomultiplicateur et produit une charge proportionnelle au nombre de photons incidents. Les VLPC sont refroidis avec un système cryogénique fonctionnant à l'hélium liquide, permettant d'atteindre une température d'environ 10 K.

2.3.2.3 Le solénoïde

Le solénoïde [112] est montré sur la figure 2.12. Il est composé de 2 couches supraconductrices en alliage d'aluminium, cuivre, nobium et titane et fonctionne à une température d'environ $\simeq 10$ K. Il produit un champ magnétique de deux teslas à 0.5% près permettant de courber les trajectoires des particules chargées. Ce champ magnétique très intense permet de compenser la petite taille du détecteur de trace afin d'améliorer la résolution sur la mesure de l'impulsion.

2.3.2.4 Performance

Les informations des deux sous-détecteurs sont combinées pour obtenir la meilleure résolution possible sur la mesure de l'impulsion des traces chargées. La précision sur l'alignement relatif du SMT et du CFT est de 40 μm . La résolution sur l'impulsion des traces est donnée par la formule [110] :

$$\sigma\left(\frac{1}{p}\right) = \frac{\sqrt{(S\sqrt{\cosh(\eta)})^2 + (C p)^2}}{p} \quad (2.7)$$

où le terme S est lié aux interactions multiples et le terme C est le terme de résolution. Une étude d'événement $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$ à permis d'obtenir les coefficients $S=0.015$ et $C=0.0018$ [110]. La figure 2.15 montre des résonances (B_s , $X(3872)$ et $\Psi(2S)$) reconstruites au moyen du détecteur de traces. La résolution sur le paramètre d'impact, qui joue un rôle important pour étiqueter les quarks beaux et charmés, est montrée sur la figure 2.16.

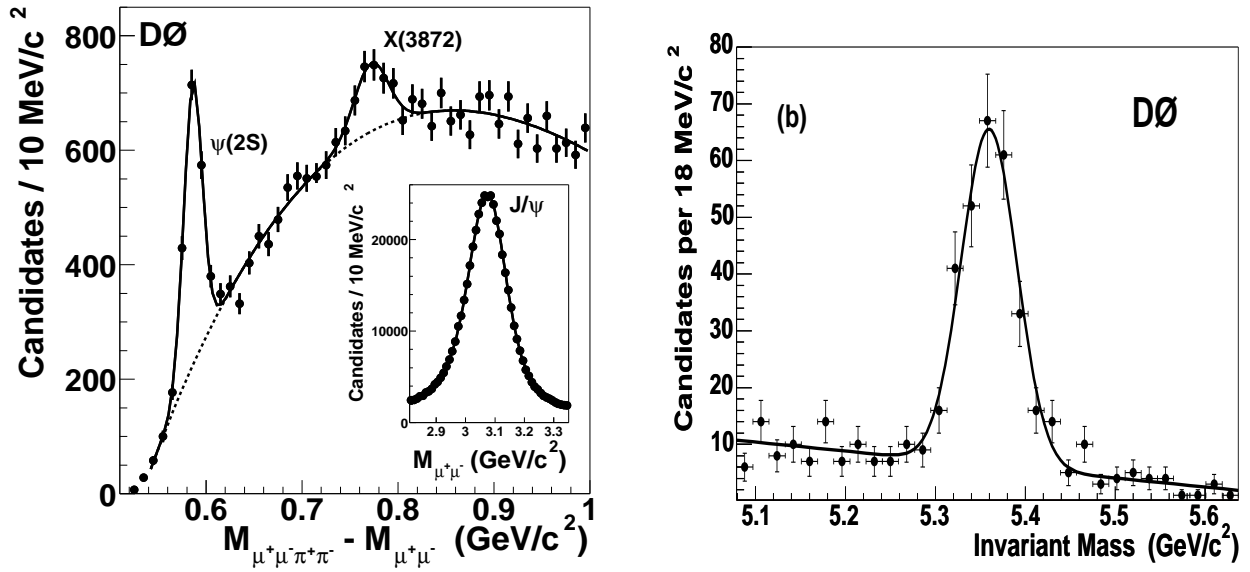


FIG. 2.15 – Reconstruction des particules $X(3872)$ et $\Psi(2S)$ (à gauche) et de B_s dans le canal $J/\psi\phi$ (à droite).

2.3.3 Les détecteurs de pied de gerbe

Bien que le solénoïde ait été construit dans le but d'être le plus mince possible, il constitue néanmoins une épaisseur de matière non négligeable ($\approx 1X_0^7$) devant le calorimètre. Au total, $2 X_0$ de matière se trouve devant le calorimètre (en incidence normale), ainsi les particules auront déjà commencé à développer une gerbe avant même de pénétrer dans le calorimètre. Le détecteur de gerbe, situé entre le détecteur de trace et le calorimètre, a pour rôle de mesurer le début du développement des gerbes. Ses fonctions principales sont d'améliorer l'identification des particules, de corriger la mesure d'énergie des particules électromagnétiques en compensant la perte d'énergie subie lors de la traversée du solénoïde et de mesurer précisément leur position (mieux que la mesure du calorimètre seul). Il joue à la fois le rôle d'un calorimètre en échantillonnant l'énergie et le rôle d'un détecteur de trace en mesurant précisément la direction des particules incidentes. Le détecteur de pied de gerbe est constitué de 2 sous-détecteurs : le premier central couvrant la région $|\eta| < 1.3$ et le deuxième à l'avant couvrant la région $1.5 < |\eta| < 2.5$. Ils sont tous deux composés d'une superposition de pistes triangulaires de 6 mm afin d'éviter au maximum les zones mortes. Chaque fibre est traversée par un fibre scintillante. Comme pour le CFT, le signal est acheminé à des VLPC afin de convertir les photons en signal électrique.

Le détecteur central [113] (nommé CPS pour Central PreShower) est situé entre le solénoïde et le calorimètre (voir figure 2.17). Il est constitué de trois couches cylindriques concentriques. Chaque couche contient 1280 fibres. Pour la première couche les fibres sont orientées suivant l'axe du faisceau, par contre, pour les deux couches suivantes les fibres forment un angle de $\pm 23^\circ$ avec ce même axe. Ceci permet une reconstruction tridimensionnelle de l'impact des particules. Les deux détecteurs avant [114] (nommés FPS pour *Forward PreShower*) sont fixés sur les parois internes des calorimètres bouchons. Chaque détecteur est fait de

⁷ X_0 est la longueur de radiation (voir section 2.3.4.1).

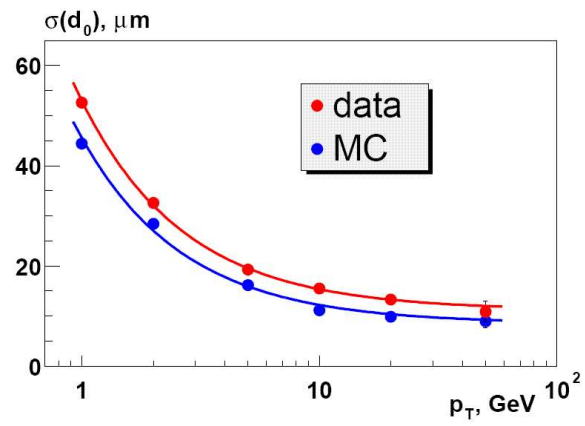


FIG. 2.16 – Résolution sur le paramètre d'impact pour données réelles (rouge) et les données simulées (bleu) [111].

deux double-couches séparées par une plaque de plomb de deux longueurs de radiations. La structure du FPS est illustrée sur la figure 2.17.

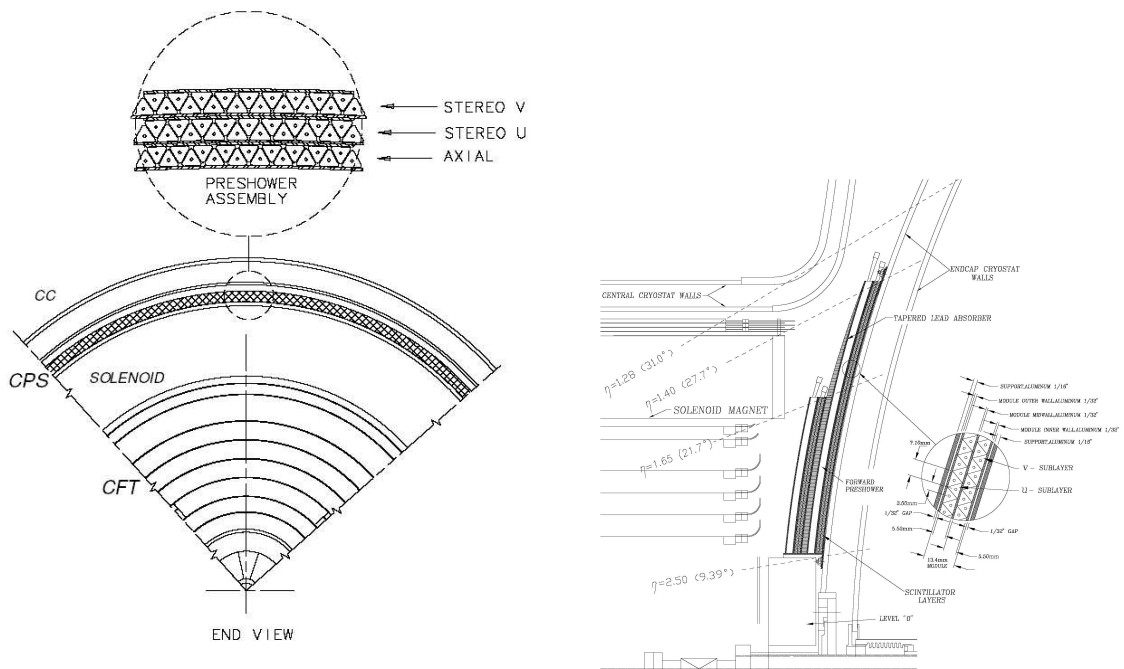


FIG. 2.17 – Vue en coupe radiale et longitudinale du détecteur de pied de gerbe central (gauche) et vue en coupe longitudinale du détecteur de pied de gerbe avant (droite).

2.3.4 Le calorimètre

Le rôle de la calorimétrie est de mesurer l'énergie d'une particule par absorption totale ou partielle de son énergie dans un milieu détecteur. Le calorimètre peut également, de façon indirecte, détecter la présence de particules n'interagissant pas avec le détecteur telles que le neutrino (par conservation de la quantité de mouvement dans le plan transverse) à condition que le détecteur ait une bonne herméticité. De plus, il fournit une information indispensable à l'identification des particules (électrons, photons et jets). Il existe des calorimètres homogènes, dont le volume est entièrement constitué par un matériau détecteur actif (scintillateur par exemple) et d'autres, hétérogènes, composés alternativement de couches d'un matériau de haute densité que l'on appelle absorbant et de couches d'un milieu actif. Les couches du matériau absorbant ont pour rôle d'arrêter progressivement les particules développant une gerbe secondaires de particules et le milieu actif a pour rôle de recueillir l'énergie de ces particules. Une partie de l'énergie de la particule initiale ne sera pas mesurée, ceci jouera un rôle sur l'incertitude de la mesure de l'énergie car ce processus est stochastique. Ainsi la résolution en énergie est meilleure pour un calorimètre homogène comparé à un calorimètre à échantillonnage mais ce dernier possède une meilleure résolution spatiale (en particulier dans la direction longitudinale).

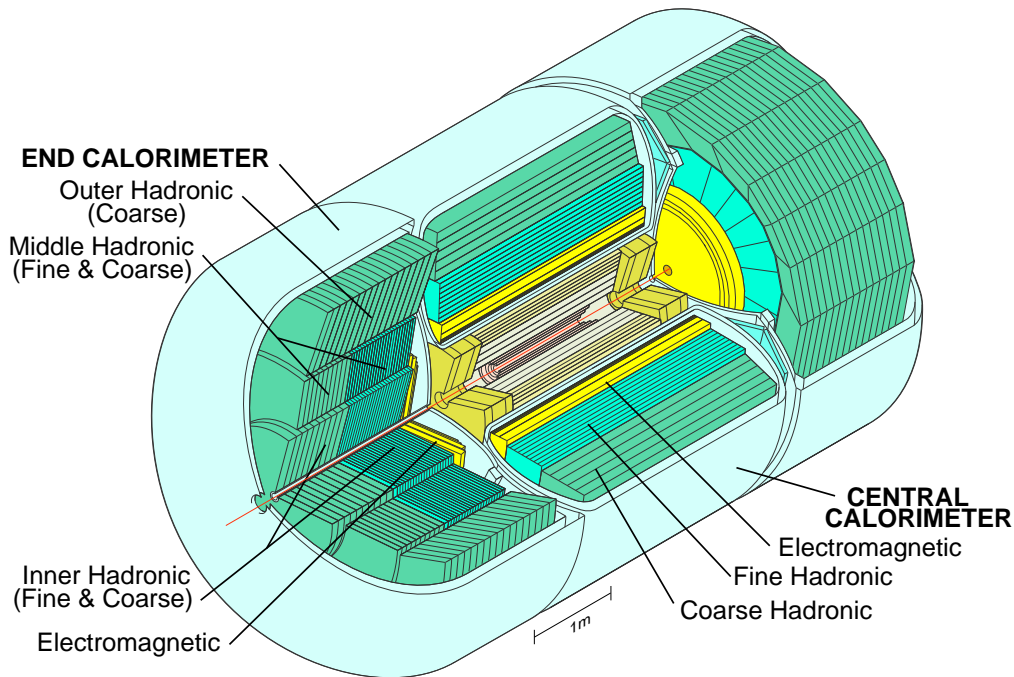


FIG. 2.18 – Le calorimètre de DØ : la partie centrale et les deux bouchons sont représentés.

Le calorimètre de DØ a été conçu au Run I et n'a pas été modifié lors du Run II. En revanche, toute l'électronique a été remplacée afin de tenir compte du nouvel écart de temps entre deux collisions. Une description complète du calorimètre de DØ peut être trouvée dans la référence [102]. Le choix de technologie de la collaboration DØ s'est porté sur un calorimètre à échantillonnage où le milieu actif est de l'argon liquide et le matériau dense est de l'uranium appauvri (acier ou cuivre pour les derniers compartiments hadroniques). Les raisons qui ont motivées ces choix sont le caractère compact du détecteur, la stabilité au cours du temps et l'uniformité du signal qui permettent une calibration relativement aisée, une

bonne résistance aux radiations et la flexibilité offerte pour la segmentation du calorimètre en cellules transverses et longitudinales. Cette segmentation fine en cellules est très utile à l'identification des électrons et jets. De plus, l'utilisation de l'uranium comme absorbeur permet une bonne compensation du calorimètre⁸. En revanche, le principal inconvénient de ce type de calorimètre est que l'argon liquide de chaque calorimètre doit être maintenu à 78 K ce qui entraîne un système de cryogénie complexe, reposant sur des cryostats de grande taille contenant le détecteur. Les cryostats ont une enveloppe consistant en une double couche d'acier inoxydable. Le module central a une longueur de 306 cm alors que les modules avant ont une longueur de 263 cm. Le diamètre extérieur du calorimètre est de 518 cm.

Le calorimètre est composé de trois parties (voir figure 2.18) placées chacune à l'intérieur d'un cryostat : le calorimètre central (CC) qui couvre la région $|\eta| < 1$ et les deux bouchons nord (ECN) et sud (ECS) qui couvrent respectivement $-4.5 < \eta < -0.7$ et $0.7 < \eta < 4.5$ (voir figure 2.19). Les deux bouchons sont également appelés calorimètre avant et calorimètre arrière. La frontière entre le calorimètre central et les bouchons (EC) est approximativement perpendiculaire à l'axe du faisceau afin de minimiser la dégradation de la mesure de l'énergie transverse manquante. De plus, un détecteur intercryostat est installé dans cette région ($0.8 < |\eta| < 1.4$). L'ensemble des caractéristiques du calorimètre détaillées par la suite sont résumées dans la Table 2.4.

Le calorimètre central est composée de deux parties, une électromagnétique et une hadronique. Le calorimètre électromagnétique est la première partie traversée par les particules issues de la collision au centre du détecteur, vient en suite le calorimètre hadronique qui est lui-même divisé en deux parties : le calorimètre hadronique dit "fin" et le calorimètre hadronique dit "grossier". Cette division (électromagnétique/hadronique) permet d'identifier les particules déposant leur énergie dans le calorimètre. La gerbe formée par les particules électromagnétiques est différente d'une gerbe hadronique car les processus d'interactions sont différents. La majeure différence entre les deux types de calorimètres hadroniques sont la nature ainsi que l'épaisseur des matériaux absorbants. Dans le calorimètre hadronique grossier, la résolution en énergie est moins bonne.

L'unité de base du calorimètre est la cellule, une schématisation peut être trouvée sur la figure 2.20. Entre deux plaques d'absorbeur se trouve une électrode de lecture plongée dans l'argon liquide. Une cellule correspond à la succession d'absorbeur, d'argon liquide et enfin de l'électrode. La distance entre l'électrode et l'absorbeur est 2.3 mm. L'électrode est mise à un potentiel positif (2.0-2.5 kV) tandis que la plaque d'absorbeur est mise à la masse. Le champ électrique permet alors la dérive des électrons issus de l'ionisation dans l'argon liquide vers l'électrode. Le temps moyen de dérive est de 450 ns. Les cellules sont ensuite regroupées pour former des tours pseudo-projectives comme on peut le voir sur la figure 2.19. Le terme pseudo-projectif signifie que la ligne formée par les centres de toutes les cellules d'une tour pointe vers le centre du détecteur mais les bords de ces cellules sont alignés perpendiculairement par rapport au plaques d'absorbeur.

2.3.4.1 Le calorimètre central

Le calorimètre central est de forme cylindrique de longueur 2.26 m, rayon interne 0.75 m et de rayon externe 2.22 m. Les trois sections (électromagnétique, hadronique fine et hadronique

⁸La réponse aux électrons, notée e , est pratiquement égale à la réponse aux hadrons, notée h . Le rapport $e/h \simeq$ est inférieure à 1.05 pour des énergies supérieures à 30 GeV [118]. En fait, ceci était vrai au Run I, on a désormais $e/h \simeq 1.3$ du en partie à un temps d'intégration des signaux plus court.

calorimètre	CCEM	CCFH	CCCH	ECEM	ECIH		ECMH		ECOH
					FH	CH	FH	CH	
# modules	32	16	16	1	1		16		16
# de niveaux	4	3	1	4	4	1	4	1	1
épaisseur d'absor- beur	3 mm U	6 mm U	46.5 mm Cu	4 mm U	6 mm U	46.5 mm Inox	6 mm U	46.5 mm Inox	46.5 mm Inox
épaisseur des niveaux	2, 2, 7, 10 X_0	1.3, 1, 1.9 λ_A	3.2 λ_A	0.3, 2.6, 7.9, 9.3 X_0	1.2 λ_A chacun	3.6 λ_A	1 λ_A chacun	4.1 λ_A	7 λ_A
X_0 total	20.5	96	32.9	20.5	121.8	32.8	115.5	37.9	65.1
λ_A total	0.76	3.2	3.2	0.95	4.9	3.6	4	4.1	7
fraction d'échantillonnage	11.79%	6.79%	1.45%	11.9%	5.7%	1.5%	6.7%	1.6%	1.6%
# voies de lecture	≈ 11370	≈ 3000	≈ 1120	≈ 7490	≈ 4290	≈ 930	≈ 1430	≈ 1340	
couverture en η	≤ 1.2	≤ 1	≤ 0.6	1.4-4	1.6-4.5	2-4.5	1-1.7	1.3-1.9	0.7-1.4

TAB. 2.4 – Résumé des caractéristiques des calorimètres [115, 116, 117]. U = uranium appauvri, Cu = cuivre et Inox = acier inoxydable.

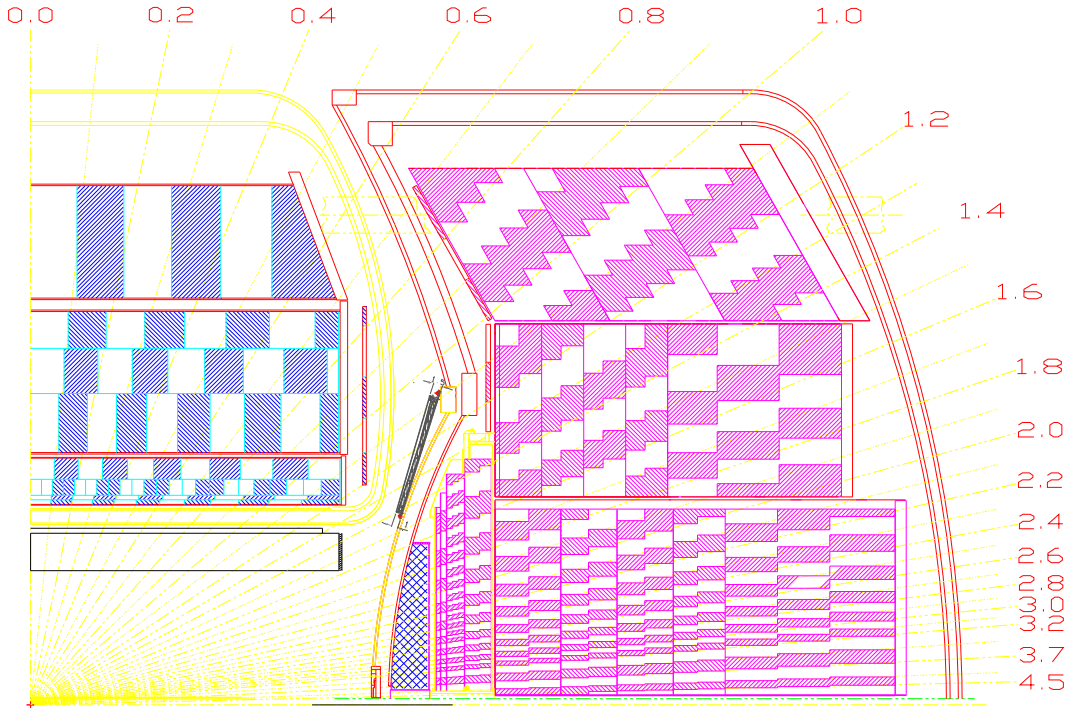


FIG. 2.19 – Vue en coupe du calorimètre. La segmentation en cellule est représentée par les zones hachurées et blanches.

grossière) sont divisées en plusieurs modules azimutaux. Il y a en trente-deux dans la section électromagnétique et seize dans les sections hadroniques. Entre deux modules se trouve une zone non instrumentée qui est appelée un interstice en φ ou crack. Les modules azimutaux du calorimètre électromagnétique et des calorimètres hadroniques ont été décalés en φ afin que les zones non instrumentées ne soient pas projectives.

Calorimètre électromagnétique : Pour une énergie supérieure à 100 MeV, la perte d'énergie d'une particule électromagnétique se fait par interaction avec le champ électrique du noyau (bremsstrahlung pour les électrons et création de paires pour les photons) donnant naissance à une cascade de particules secondaires (gerbe). Cette cascade s'arrête lorsque le processus d'ionisation devient dominant. Pour décrire la perte d'énergie pour un électron indépendamment du matériau traversé, on définit la longueur de radiation X_0 comme la longueur moyenne de matériau pour laquelle l'électron a perdu $1-1/e$ ($\simeq 63\%$) de son énergie par bremsstrahlung. Elle est donnée par la formule approchée (erreur inférieure à 3 %)[1] :

$$X_0 = \frac{716.4A}{Z(Z+1)\ln(\frac{287}{\sqrt{Z}})} g.cm^2 \quad (2.8)$$

Dans l'uranium $X_0 = 6 g.cm^{-2}$ soit $X_0/\rho_U \simeq 0.3$ cm. On peut également définir la distance moyenne de conversion d'un photon, notée X_γ , qui est égale à $\frac{9}{7}X_0$ [119]. Ainsi, le parcours moyen d'un photon avant interaction est d'environ 30% plus long que pour un électron. Une gerbe produite par un électron sera presque totalement contenue avec $20 X_0$ [120].

Le développement latéral d'une gerbe est principalement dû aux électrons ayant subi des diffusions multiples qui n'interagissent pas sur un grand parcours et aux photons de faible

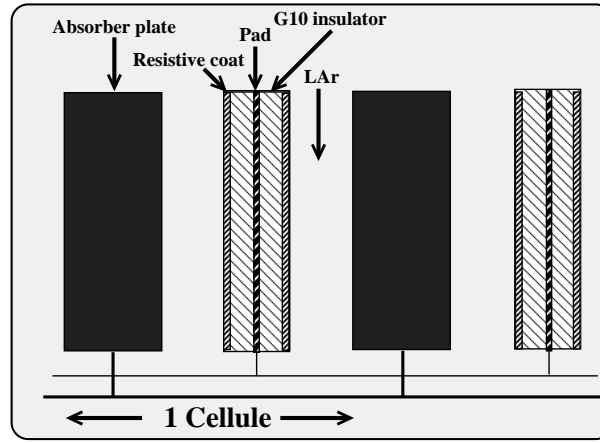


FIG. 2.20 – Schéma d’une cellule du calorimètre. Les plaques d’absorbeur et les électrodes baignent dans l’argon liquide (le milieu actif).

énergie produits en fin de développement de gerbe. Il est caractérisé par son rayon de Molière qui dépend de l’énergie critique et de la longueur de radiation :

$$R_M = \frac{21 \text{ MeV}}{E_c} X_0 \quad (2.9)$$

où E_c est l’énergie critique qui correspond à l’énergie pour laquelle un électron perd autant d’énergie par ionisation que par bremsstrahlung. Un cylindre de rayon R_M contient en moyenne $\simeq 90\%$ de la gerbe. Son extension peut aller au delà car les photons de quelques MeV ont une faible section efficace d’interaction. Dans l’uranium $R_M/\rho_U \simeq 1.0$ cm.

Ces chiffres permettent d’établir la taille et la segmentation du calorimètre électromagnétiques. A DØ, la profondeur de la partie électromagnétique du calorimètre est de 21 longueurs de radiation. Cette partie est constituée de 4 couches, nommées du centre à la périphérie : EM1, EM2, EM3 et EM4 de longueur de radiation respectivement 2, 2, 7 et 10 X_0 et dont les centres de chacune des 4 couches se trouvent respectivement à 85, 87, 92 et 99 cm de l’axe du faisceau. Chacune de ces couches est segmentée en η et en ϕ formant des cellules. La taille d’une cellule est 0.1×0.1 en $\eta \times \phi$ sauf EM3 qui est plus finement segmentée (0.05×0.05 en $\eta \times \phi$) car elle se situerait au voisinage du maximum de développement de la gerbe. Il est alors possible de localiser plus précisément le centroïde de la gerbe. Au Run I, EM3 s’étendait de 4 X_0 à 11 X_0 mais au Run II, à cause des détecteurs de traces, des détecteurs de pied de gerbe et du solénoïde, EM3 s’étend de 8 X_0 à 15 X_0 . Le maximum de la gerbe est largement dépassé à la fin de EM3.

Calorimètre hadronique : Le développement d’une gerbe hadronique est plus complexe car il fait également intervenir l’interaction forte entre les particules de la gerbe et le milieu absorbant. Ainsi la variété des processus qui peuvent apparaître est beaucoup plus grande. Sans entrer dans les détails, une gerbe hadronique provient d’un hadron incident effectuant une diffusion inélastique sur un noyau et produisant des hadrons secondaires qui à leur tour interagissent inélastiquement avec les noyaux et ainsi de suite. Comme pour une gerbe électromagnétique les particules chargées perdent de l’énergie par ionisation. La figure 2.21 montre un exemple de gerbe hadronique. Remarquons que des pions neutres se désintégrant en deux

photons seront à l'origine d'une composante électromagnétique de la gerbe. Une fraction non négligeable de l'énergie d'une gerbe hadronique ne peut pas être mesurée, ceci est dû à la présence de neutrinos ou de muons dans l'état final (désintégration de pions chargés par exemple) et parce que l'on ne peut pas connaître l'énergie perdue lors de la fission des noyaux. La longueur d'interaction, notée λ_I , caractérise le développement longitudinal d'une gerbe hadronique, elle correspond au libre parcours moyen d'une particule dans un milieu avant qu'elle n'interagisse de manière inélastique. Dans l'uranium $\lambda_I = 199 \text{ g.cm}^{-2}$ soit $\lambda_I/\rho_U \simeq 10.5 \text{ cm}$. Il faut de l'ordre de $8 \lambda_I$ pour contenir une gerbe hadronique. Une gerbe hadronique n'est pas seulement plus profonde qu'une gerbe électromagnétique, elle est aussi plus large. La largeur moyenne d'une gerbe hadronique est d'environ 10 cm. Ces chiffres permettent alors de déterminer les caractéristiques du calorimètre hadronique. Tout d'abord, le calorimètre électromagnétique correspond à $0.76 \lambda_I$. Trois couches cylindriques concentriques nommées FH1, FH2 et FH3 forment le calorimètre hadronique fin central et elles comptent respectivement 1.3, 1.0 et 0.9 longueurs d'interaction. Le calorimètre hadronique grossier est fait d'une seule couche correspondant à 3.2 longueurs d'interaction que l'on nomme CH. Chacune de ces couches est aussi segmentée en η et en ϕ formant des cellules. La taille d'une cellule est 0.1×0.1 en $\eta \times \phi$. Les plaques d'absorbteurs du calorimètre hadronique fin sont constituées d'uranium appauvri et font 6 mm d'épaisseur, en revanche pour le calorimètre hadronique grossier, les plaques sont faites en cuivre et d'épaisseur 46.5 mm.

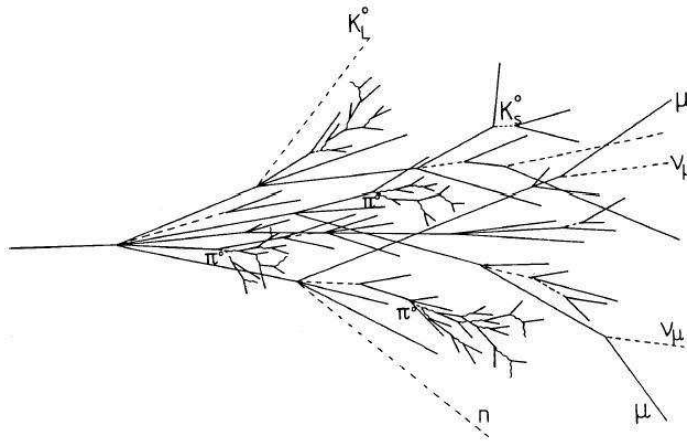


FIG. 2.21 – Exemple de gerbe hadronique.

2.3.4.2 Les calorimètres avant et arrière (bouchons)

Les calorimètres avant présentent des caractéristiques similaires au calorimètre central. Les deux calorimètres avant sont symétriques par rapport à un plan perpendiculaire au faisceau passant par le centre du détecteur. Un calorimètre avant est formé de trois cylindres concentriques qui sont des calorimètres hadroniques : intérieur (ECIH), milieu (ECMH) et extérieur (ECOH). Le calorimètre électromagnétique (ECEM) est accolé à ECIH et ECMH. Les plaques d'absorbteurs sont perpendiculaires à l'axe du faisceau sauf pour le dernier cylindre hadronique où elles sont inclinées de 60 degrés. La granularité de toutes les couches à l'exception de EM3 est identique à celle du calorimètre centrale pour $|\eta| < 3.2$ et double au delà pour des contraintes de construction. En revanche, pour EM3, la granularité change pour $|\eta| > 2.6$ et devient 0.1×0.1 en $\eta \times \phi$ pour les mêmes raisons : la taille physique des

cellules serait alors trop petite.

2.3.4.3 La région intercryostatique

Les calorimètres sont contenus dans trois cryostats séparés et comme on peut le voir sur la figure 2.18, la couverture en η n'est pas complète dans la région $0.8 < |\eta| < 1.4$. Dans cette région se trouve une grande quantité de câble donc beaucoup de matériaux non instrumentés. Ainsi, la résolution est dégradée dans cette région. De plus, le fait qu'une partie de l'énergie ne soit pas mesurée entraîne une fausse source d'énergie transverse manquante. Afin de remédier à ces problèmes deux systèmes de détection sont placés dans la région intercryostatique : le détecteur intercryostatique (ICD [121]) et des plaques détectrices sans absorbeur (MG pour Massless Gap). Les chaînes de lectures électroniques de ces deux systèmes de détection sont ensuite confondues avec l'électronique de lecture du calorimètre.

Le détecteur intercryostatique est constitué d'un ensemble de tuiles formant une roue qui est accolée sur la face interne de chaque cryostat des calorimètres bouchons. Les tuiles sont des plaques de scintillateur plastique lues par des phototubes. La granularité de ces tuiles en forme de trapèze est 0.1×0.1 en $\eta \times \varphi$ s'adaptant à la structure pseudo-projective du calorimètre.

Les plaques sans absorbeurs sont des cellules sans plaque d'absorbeur situées entre les modules du calorimètre et la paroi du cryostat. C'est ce dernier qui joue le rôle d'absorbeur.

2.3.4.4 Résolution

Une des caractéristiques d'un calorimètre est sa résolution en énergie. Elle permet de connaître avec quelle précision l'énergie d'une particule peut être mesurée. Pour un calorimètre à échantillonnage comme celui de $D\emptyset$, la dégradation de la résolution a trois origines. La première est liée au caractère stochastique du développement de la gerbe. Comme le développement d'une gerbe électromagnétique est très différent d'une gerbe hadronique, la résolution sera différente selon que la particule est un électron ou bien un pion. Elle sera plus mauvaise pour une particule hadronique. Afin de limiter la contribution du terme stochastique à la résolution, on peut augmenter la fraction d'échantillonnage ainsi que la fréquence d'échantillonnage mais il faut trouver un compromis entre la résolution nécessaire pour les objectifs de physique et le budget alloué à l'expérience. La deuxième contribution est liée aux inhomogénéités du détecteur qui peut être améliorée avec une meilleure calibration du calorimètre. Enfin, le bruit provenant de la radioactivité de l'uranium, de l'électronique d'acquisition et de l'empilement des événements contribue également à la dégradation de la résolution. La résolution est paramétrée de la façon suivante :

$$\left(\frac{\sigma_E}{E}\right)^2 = C^2 + \frac{S^2}{E} + \frac{N^2}{E^2} \quad (2.10)$$

Dans l'équation 2.10, C, S et N sont des constantes définies comme suit :

- C : terme constant ;
- S : terme stochastique ;
- N : terme de bruit.

A haute énergie, la résolution est limitée par le terme constant alors que la contribution du bruit et celle du caractère stochastique tendent vers 0. On voit alors la complémentarité avec le détecteur de trace interne qui lui a une bonne résolution pour des particules de basse impulsion, d'où l'intérêt de développer des algorithmes de flux d'énergie combinant les mesures des deux détecteurs [124].

Le tableau 2.5 contient les valeurs de N, S et C obtenues lors des tests en faisceaux des modules du calorimètre pour le Run I.

Calorimètre Central (CC)		Calorimètre bouchons (EC)	
Électrons	Pions	Électrons	Pions
S = 14,8%	S = 47,0%	S = 15,7%	S = 44,6%
C = 0,3%	C = 4,5%	C = 0,3%	C = 3,9%

TAB. 2.5 – Paramètres S et C mesurés à partir des tests en faisceaux [102, 123].

En fait, ces nombres ne sont plus valables pour le Run II à cause du changement de l'électronique du calorimètre. En particulier, la résolution est moins bonne. Pour des électrons centraux, on a désormais : $S \simeq 20\%$ et $C = 3,8\%$ [126]. La mesure de la résolution de l'énergie des jets sera abordée dans le chapitre 4.

2.3.5 Le spectromètre à muons

A cause d'une masse plus élevée, les muons interagissent par rayonnement de freinage avec un taux moins élevé que les électrons. Aux énergies accessibles à DØ, le principal processus de perte d'énergie pour les muons est l'ionisation. On dit que les muons sont au minimum d'ionisation. Un muon d'énergie supérieure à quelques GeV, traversera alors totalement les détecteurs de traces ainsi que le calorimètre. De ce fait, le spectromètre à muons [127] est le sous-détecteur le plus éloigné du tube à vide. Il est placé autour des cryostats du système calorimétrique. Son rôle est de mesurer la trajectoire ainsi que l'impulsion des muons. Il est également utilisé pour le déclenchement des événements intéressants dès le premier niveau sélection (cf. 2.27). Les composantes principales du détecteur à muons sont montrées sur la figure 2.22 qui correspond à une vue en coupe de la moitié du détecteur à muons. La partie centrale ($|\eta| < 1$) a subi peu de modification par rapport au Run I. Il est appelé WAMUS (*Wide Angle MUons System*). En revanche, le système de détection des muons à l'avant ($1 < |\eta| < 2$) est complètement nouveau pour le Run II, il est appelé FAMUS (*Forward Angle MUons systems*). Ces deux systèmes WAMUS et FAMUS sont composés à la fois de chambres à dérive proportionnelle et de plaques de scintillateurs. Enfin, le dernier élément est l'aimant toroïdal qui permet la détermination de l'impulsion des muons, il existait déjà lors du Run I. Cette mesure est considérablement améliorée au Run II grâce à l'utilisation conjointe du détecteur de traces.

2.3.5.1 Le détecteur central

Le détecteur central [128] est composé de chambres à dérive appelées PDT (*Proportional Drift Tube*) et de deux types de scintillateurs : les compteurs cosmiques présent au Run I et les nouveaux scintillateurs interne appelés compteurs $A\phi$. Les chambres à dérive forment trois couches dénommées A, B et C où la couche A est la couche la plus près du tube à

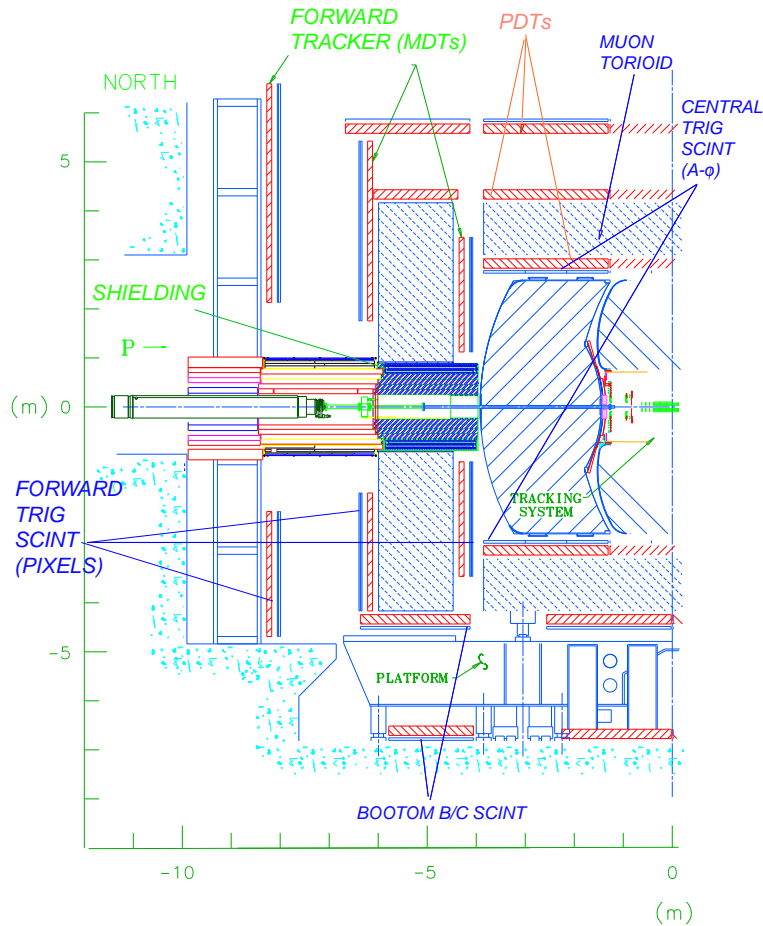


FIG. 2.22 – Vue en coupe de détecteur à muons.

vide. Entre la couche A et la couche B se trouve le toroïde dont l'épaisseur est d'environ un mètre. La distance entre la couche B et la couche C est aussi d'environ un mètre pour une mesure précise de l'impulsion. La couverture angulaire est limitée par le support mécanique du détecteur DØ : environ 55% de la région centrale est couverte par trois couches de PDT et près de 90% est couverte par au moins 2 couches.

La détection des muons est renforcée par la mise en place de scintillateurs. Il en existe plusieurs types : les compteurs $A\phi$, les compteurs cosmiques et les compteurs inférieurs. Les compteurs $A\phi$ sont installés entre le calorimètre et la couche A de chambre à dérive. Grâce à leur rapidité de réponse, ils sont utilisés par le système de déclenchement. Ils permettent aussi d'identifier les muons d'origine cosmique en faisant des cohérences temporelles entre le passage du muon et le croisement de faisceau. Leur segmentation en ϕ est d'environ 4.5° ce qui correspond aux secteurs de déclenchement du CFT. Enfin d'autres scintillateurs (compteurs cosmiques et compteurs inférieurs) existent, situés sur les quatre faces latérales des chambres à fils de la couche C. Ils jouent le même rôle que les compteurs $A\phi$ mais ils sont moins finement segmentés.

2.3.5.2 Les détecteurs avant

Le système de détection des muons à l'avant [129, 130] suit le même principe que le système de détection central, il est composé à la fois de chambres à dérive et de scintillateurs. Les

chambres à dérive à l'avant ne sont pas les mêmes que celles utilisées dans la région centrale. Des études ont montré que les PDT ne survivraient pas à la luminosité du Run II, ainsi les nouvelles chambres à dérive appelées MDT (*Mini Drift Tube*) ont la particularité d'être de petite taille et donc d'avoir un temps de dérive plus court que les PDT pour le même contenu en gaz ($\simeq 50$ ns contre un temps maximal de 500 ns pour les PDT). Ce temps de dérive est inférieur au temps de croisement entre deux faisceaux. Les MDT ont été conçues pour résister aux taux de radiation attendus au Run II. Afin d'être utilisé pour le déclenchement, un système de scintillateurs est monté sur la surface intérieure des MDT pour les couches A et C et sur la surface extérieure des MDT de la couche B.

2.3.5.3 Le toroïde

Le système toroïdal est composé de trois parties : un toroïde central et deux toroïdes avant. Il est situé entre les couches A et B et est épais d'environ un mètre. Le toroïde est constitué de fer magnétisé, le champ magnétique à l'intérieur de ce fer est créé par un enroulement de conducteurs. Le courant y circulant est de 1500 A, ce qui permet d'avoir un champ magnétique de 1.8 Tesla dans la direction des fils des chambres à fils. Le toroïde central couvre la région $|\eta| < 1$ et est donc associé au WAMUS. Sa surface interne se situe à 316.5 cm du faisceau. Les toroïdes avant sont compris entre $447 < |z| < 600$ cm. Même si la présence du toroïde permet la mesure de l'impulsion des muons, la précision de cette mesure est limitée par les diffusions multiples dans ce toroïde.

2.3.5.4 Le blindage

Trois sources contribuent au bruit de fond dans le système de muons :

- fragments des protons et des antiprotons interagissant avec le calorimètre ou le tube à vide et produisant du bruit de fond pour les couches A des PDT et MDT.
- fragments des protons et des antiprotons interagissant avec les aimants quadripolaires du TeVatron proche du détecteur et produisant des gerbes dans les couches B et C du FAMUS.
- interaction du halo du faisceau dans le tunnel

Pour se protéger de ces bruits de fond, le blindage est constitué de couches de fer, de polyéthylène et de plomb entourant le tube à vide. Le fer est utilisé pour stopper le développement des gerbes électromagnétiques et hadroniques, le polyéthylène permet l'absorption des neutrons et finalement le plomb absorbe les rayons γ .

2.3.5.5 Les performances

Dans la région centrale, la résolution sur le point d'impact est de l'ordre 3.75 mm. Ce résultat est moins bon qu'au Run I ce qui entraîne une moins bonne détermination de la position et de l'impulsion d'un muon en utilisant le détecteur de muon seul. Mais l'utilisation du détecteur de trace central donne une meilleure mesure de ces quantités lorsque une trace est associée à un muon reconstruit. Les figures 2.23 et 2.24 illustrent les résultats combinant les deux systèmes. La distribution de la masse invariante $\mu^+\mu^-$ montre très clairement les résonances en particulier du Z , J/Ψ , etc ...

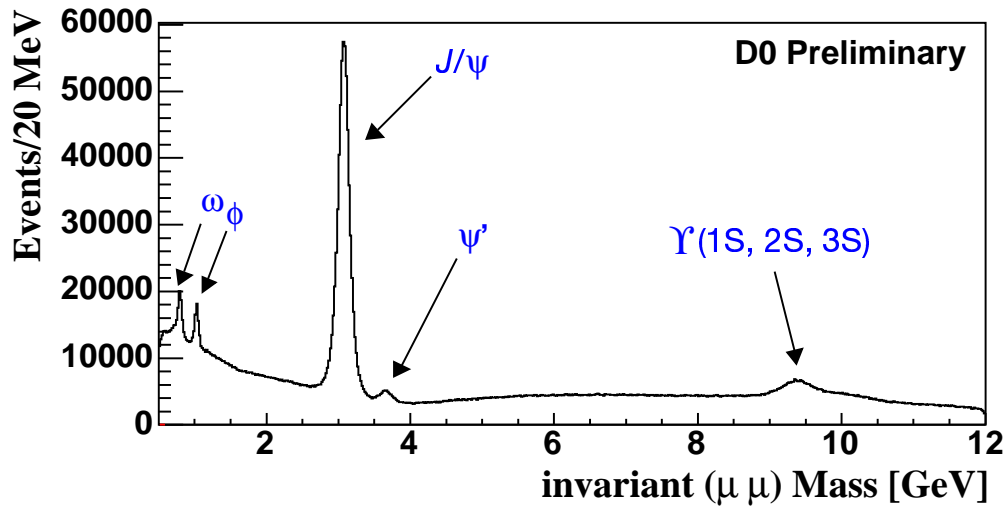


FIG. 2.23 – Masse invariante $\mu^+\mu^-$ pour plusieurs mésons [131].

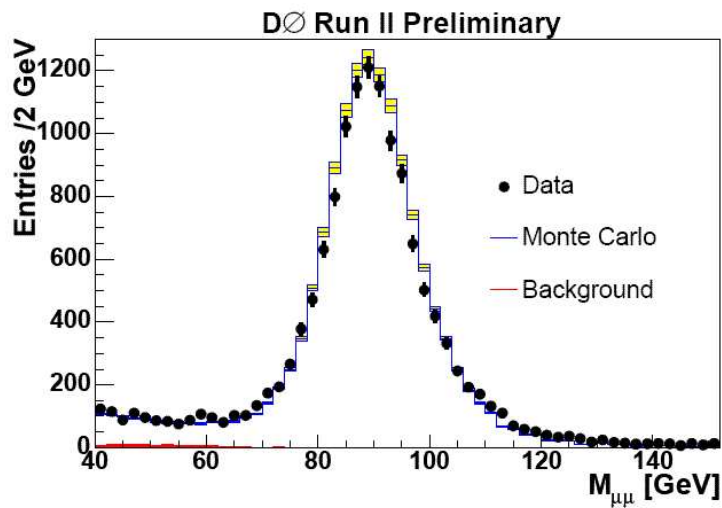


FIG. 2.24 – Masse invariante $\mu^+\mu^-$ pour le boson Z [132].

2.3.6 Le moniteur de luminosité

Le principal but du moniteur de luminosité est de déterminer précisément la luminosité délivrée par le TeVatron dans la région d'interaction du détecteur DØ. Mais il permet aussi de mesurer le taux de halo du faisceau et de mesurer rapidement la position en z du vertex (avec une indétermination de $\simeq 6$ cm).

Pour cela, le moniteur de luminosité est constitué de deux disques formés de 24 scintillateurs associés à des photomultiplicateurs. Chacun de ces disques est placé aux extrémités des cryostats bouchons du calorimètre à proximité du tube à vide et couvre la région $2.7 < |\eta| < 4.4$. Lorsqu'une interaction a lieu, le débris du proton et de l'antiproton donnent chacun un impact dans un disque. Ces deux impacts sont en cohérence temporelle et la différence entre les temps d'arrivée permet une mesure de la position du vertex. Ces coïncidences avant/arrière témoignent de la présence d'une interaction lors d'un croisement. Pour chaque interaction, un compteur est incrémenté et est lu après une période d'une minute. A chaque série d'une minute, nommée bloc de luminosité, est associé un numéro (nommé LBN pour *Luminosity Block Number*).

L'erreur sur la luminosité était de l'ordre de 6% au Run I et est, au Run II, de l'ordre de 6.5%. Cette erreur est due à l'incertitude sur la section efficace inélastique et à l'incertitude sur l'acceptance.

La figure 2.25 montre la luminosité mesurée au point d'interaction et enregistrée pour le détecteur DØ en fonction du temps. Le volume de donnée disponible est d'environ 1.19 fb^{-1} pour une luminosité délivrée de 1.41 fb^{-1} .

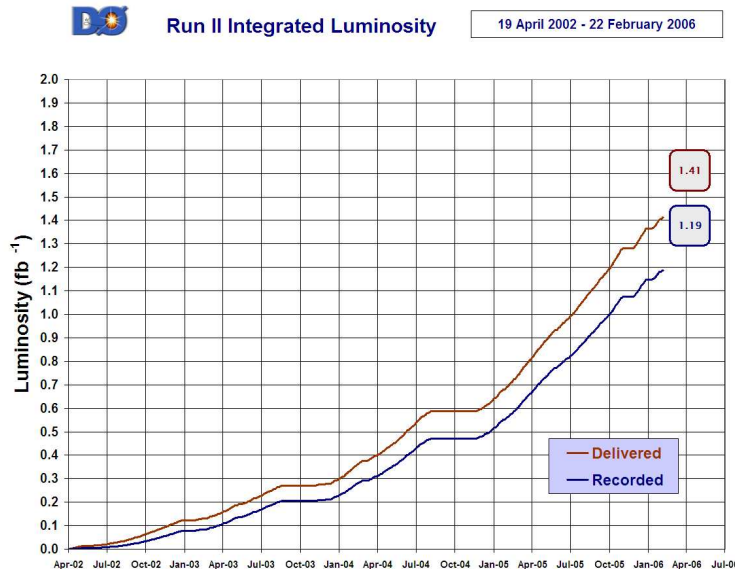


FIG. 2.25 – Luminosité délivrée au point de collision de DØ (rouge) et luminosité enregistrée par le détecteur DØ (bleu) depuis Avril 2002.

2.3.7 Le système de déclenchement

Le temps entre deux croisements de faisceaux est de 396 ns ce qui correspond à environ 2.5 millions de croisement par secondes. On comprend alors qu'il est impossible d'enregistrer autant de collisions en si peu de temps. De plus la majorité de ces interactions ont peu

d'intérêt, en effet, la section efficace des processus QCD est supérieure de plusieurs ordres de grandeur à celles des processus produisant des particules massives tel que les bosons W et Z, le boson de Higgs ou bien le quark top (voir figure 2.26). C'est pour cette raison qu'un système de déclenchement [103, 135] a été mis en place afin de décider si un événement doit être enregistré ou bien rejeté. Le taux d'événement pouvant être enregistré est de 50 Hz. Cette limite est fixée par la capacité de reconstruction des jets hors-ligne. Ce système comprend trois niveaux (voir figure 2.27) décidant si un événement est gardé ou pas en utilisant des informations de plus en plus évoluées.

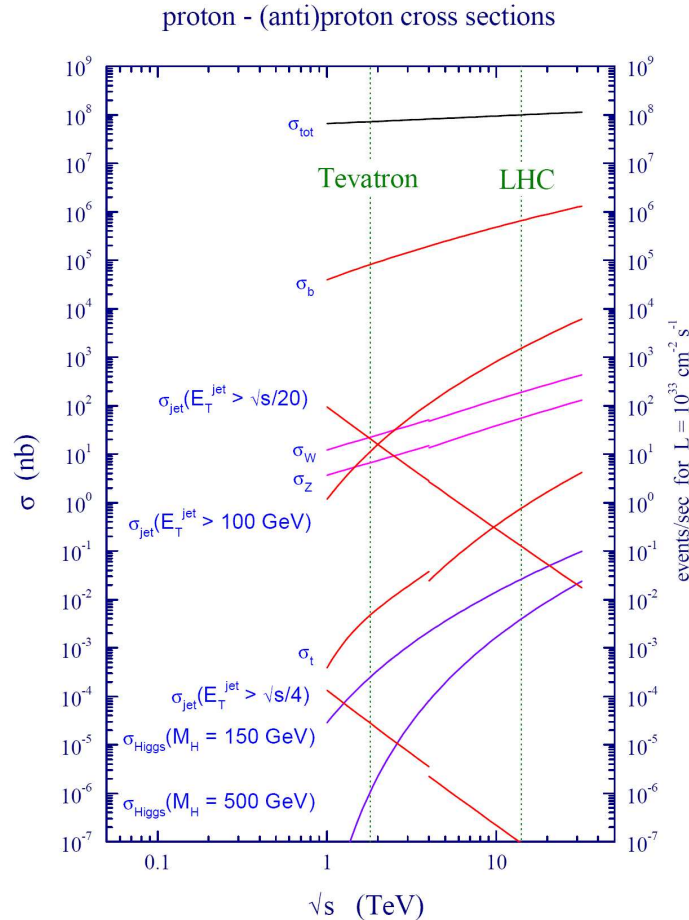


FIG. 2.26 – Sections efficaces de différents processus au TeVatron et LHC [24]. La discontinuité dans les courbes est due à la transition $p\bar{p}$ (TeVatron) vers pp (LHC).

Niveau 1 [136]

Mis à part le détecteur de vertex⁹, tous les sous-détecteurs sont mis à profit pour la décision de niveau 1. Il n'utilise aucun algorithme de reconstruction mais utilise directement les informations venant des sous-détecteurs via un support électronique. Pour fonctionner sans temps mort, chaque sous-détecteur dispose de mémoire tampon. Le niveau 1 dispose de 4.2

⁹Le SMT ne possède pas une électronique de lecture suffisamment rapide pour pouvoir participer au niveau 1 du système de déclenchement.

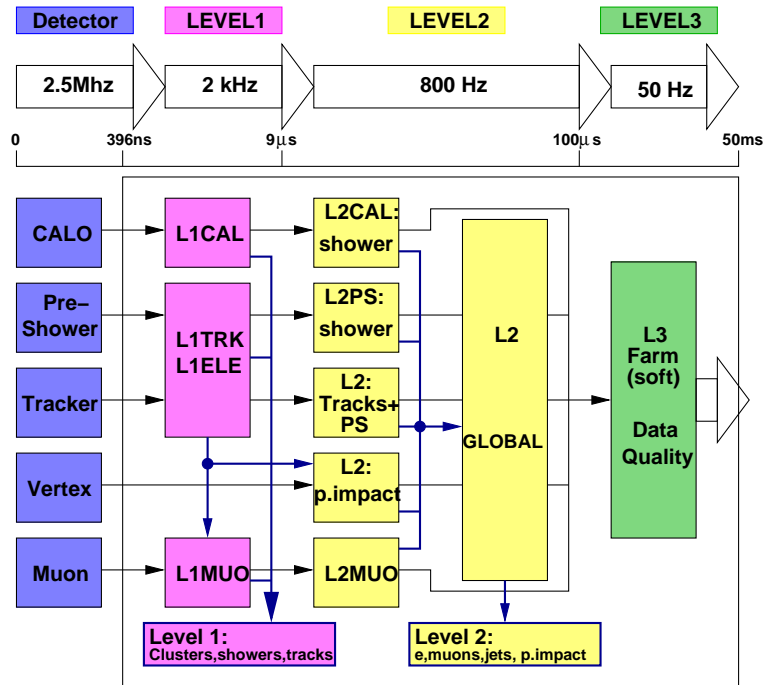


FIG. 2.27 – Les trois niveaux de déclenchement de l'expérience DØ. Les bandes passantes totales sont indiquées ainsi que la durée de prise de décision à chaque niveau.

μs pour prendre une décision. Le taux d'entrée au niveau 1 du système de déclenchement est de 2.5 MHz et est réduit à 1.2 kHz en sortie.

Niveau 2 [137]

Comme le niveau 1, le niveau 2 utilise directement les informations venant des sous-détecteurs, y compris le SMT. Dans un premier temps, les informations du niveau 1 sont traitées par des préprocesseurs spécifiques à chaque sous-détecteur afin de reconstruire des objets tels que des traces ou des amas de cellules. Ensuite, ces informations sont envoyées à un processeur global qui combine ces informations permettant de reconstruire des objets physiques telles que des électrons, photons, jets et muons. Le niveau 2 dispose de 100 μs pour prendre une décision. Le taux de sortie est réduit à 800 Hz.

Niveau 3 [138]

Quant à lui, le niveau 3 n'utilise pas un support électronique pour prendre une décision et n'utilise pas non plus les informations des deux niveaux précédents. Un réseau d'ordinateurs permet de reconstruire les événements satisfaisant le niveau 2 en utilisant des algorithmes très proches de ceux utilisés hors-ligne. Les différences dans les algorithmes sont motivées par un gain de temps de calcul afin de fournir une réponse en 50 ms. Le taux d'acceptation en sortie est de 50 Hz. Finalement, si un événement est retenu, il sera enregistré sur des bandes magnétiques afin d'être reconstruit complètement hors-ligne.

2.4 Simulation

A partir d'événements produits par des générateurs tels que PYTHIA [139], HERWIG [?], ALPGEN[141], etc, ..., il est possible simuler la réponse du détecteur DØ. La première étape de la simulation est effectuée avec le programme DØGSTAR (*DØGEANT Simulation of the Total Aparatus Response*) qui permet de connaître la réponse du détecteur au passage des particules. DØGSTAR s'appuie sur le programme GEANT3 [142]. Ce programme crée un modèle numérique du détecteur DØ et simule l'interaction des particules avec les différents sous-détecteurs. L'étape suivante est la numérisation du signal, la simulation des bruits non physiques (par exemple pour le calorimètre : bruit d'empilement, bruit d'électronique et bruit de l'uranium) et l'ajout des interactions additionnelles. Cette étape est effectué par le programme DØSim. Il est également possible de déterminer la réponse du système de déclenchement à l'aide du programme Trigsim mais les performances de ce programme ne permettent pas actuellement de l'utiliser pour les analyses de recherche de nouvelle physique dans le canal à jets et énergie transverse manquante.

2.5 Reconstruction des données

Pour chaque événement, environ un million de canaux de lecture sont enregistrés provenant de tous les sous-détecteurs. Des algorithmes sont utilisés pour réduire la quantité d'information afin de définir des objets physiques (traces, vertex, électrons, photons, muons, jets, énergie transverse manquante, etc ...), ainsi que leurs propriétés. La reconstruction de ces objets, ainsi que leur identification, sont guidées par des contraintes d'efficacité, de pureté et de précision sur la mesure de leurs quadrivecteurs.

2.5.1 Les traces

Les traces des particules chargées sont reconstruites à partir des impacts dans les détecteurs de traces : SMT et CFT. En fait, pour $|\eta| > 2$, seule l'information du SMT est utilisée. La reconstruction de ces traces se fait en deux étapes. La première étape est le regroupement de impacts ayant une forte probabilité d'être dus au passage d'une particule. La deuxième étape correspond au regroupement de ces amas afin de reconstruire des traces en utilisant un ajustement de Kalman [143]. Cet ajustement se base sur un propagateur [144, 146] qui modélise le mouvement des particules dans le détecteur, en prenant en compte les matériaux et la carte du champ magnétique. A ce niveau, les paramètres des traces sont exprimés par rapport au centre du détecteur, le vertex n'étant pas encore reconstruit. La figure 2.28 représente un exemple de reconstruction des traces. La figure 2.29 montre l'efficacité de reconstruction des traces.

2.5.2 Les vertex

Une fois que les traces sont identifiées, il est possible de reconstruire le vertex. Une détermination précise du vertex primaire de l'interaction est cruciale pour les algorithmes d'étiquetage de jets de saveurs lourdes et pour déterminer les énergies transverses des objets tels des jets ou des photons. La méthode de reconstruction des vertex se fait en deux étapes. La première étape consiste à rechercher une liste de vertex possibles en utilisant des coupures

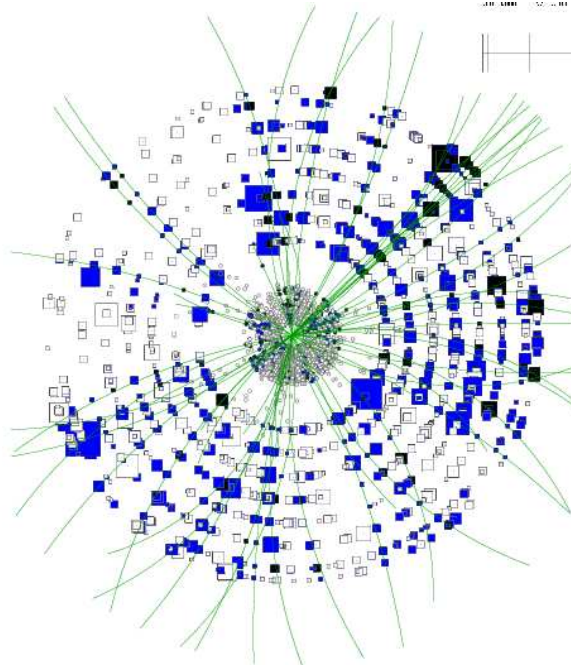


FIG. 2.28 – Reconstruction des traces dans le détecteur. L'ensemble des traces de l'événement est projeté dans le plan transverse (r, ϕ) .

lâches sur les traces. Cette méthode est basée sur la minimisation d'un χ^2 utilisant les paramètres d'impact des traces par rapport au centre du détecteur. La deuxième étape se sert de la liste des vertex précédemment trouvés, les paramètres d'impact sont alors calculés à partir de ces vertex. La même méthode de χ^2 est utilisée en ne gardant que des traces vérifiant des critères plus sévères. L'efficacité de reconstruction du vertex primaire est calculée à l'aide des événements $Z \rightarrow \mu\mu$ où la direction des muons donne une indication de la position en z du vertex. La figure 2.30 montre les efficacités dans les données et la simulation.

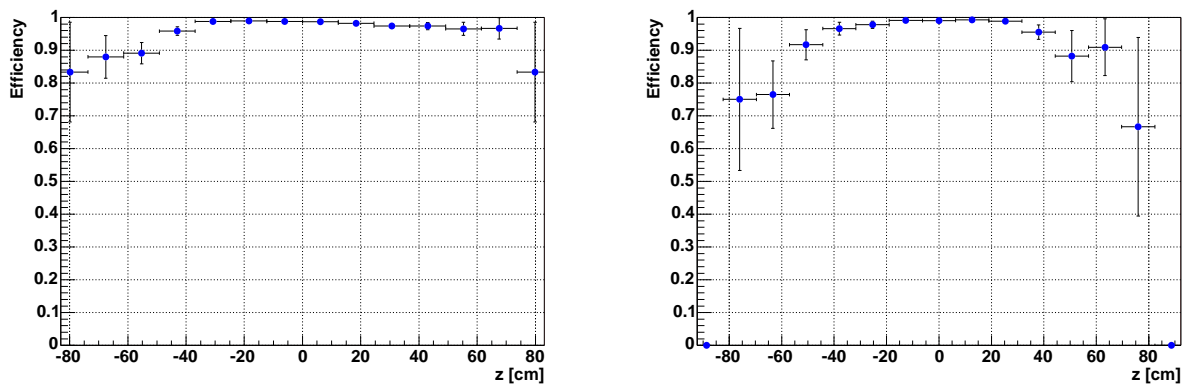


FIG. 2.30 – Efficacité de reconstruction du vertex primaire dans les données simulées (gauche) et réelles (droite).

Parmi les vertex reconstruits peuvent se trouver des vertex issus d'événements de biais minimum. Sachant que les traces provenant de ces vertex sont de plus faibles p_T que celles

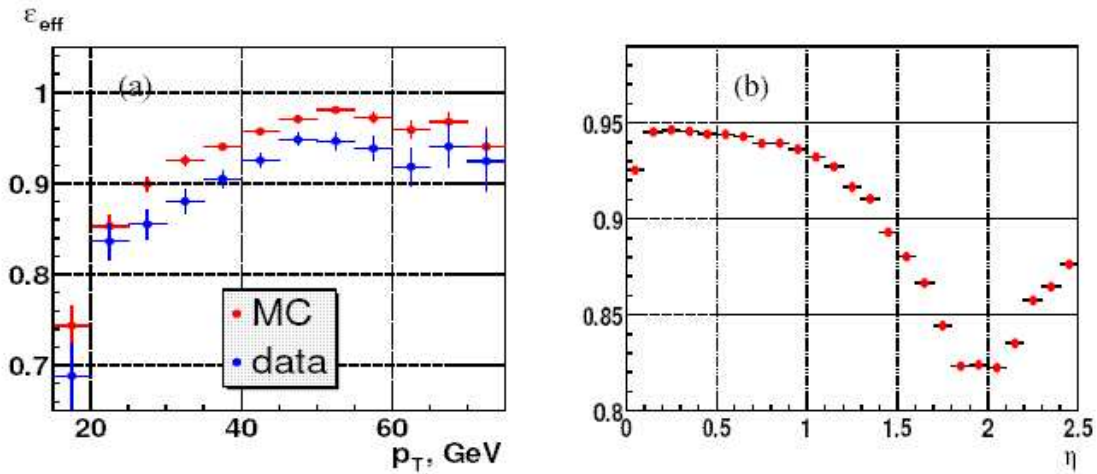


FIG. 2.29 – Efficacité de reconstruction des traces en fonction de l'impulsion transverse mesurée dans des événements $Z \rightarrow \mu^+\mu^-$ (a) et en fonction de la pseudo-rapidité dans des événements QCD simulés (b) [145].

issues de l'interaction dure, une probabilité est définie pour chaque vertex afin de savoir s'il est compatible avec un vertex d'un événement de biais minimum. Le vertex pour lequel cette probabilité est la plus faible est considéré comme le meilleur vertex primaire de l'événement.

2.5.3 Les objets calorimétriques

Les objets de base des algorithmes de reconstruction de jets et d'objets électromagnétiques sont les tours calorimétriques. Ces deux algorithmes ont pour point commun d'être constitués de plusieurs étapes, dont la première est la recherche, avec un algorithme de *Simple Cone*, de la position de dépôts d'énergie significatifs dans le détecteur (pré-amas).

2.5.3.1 L'algorithme de *Simple Cone* de rayon \mathcal{R}

Tout d'abord les tours calorimétriques sont ordonnées par énergie transverse décroissante. L'algorithme commence en construisant un pré-amas à partir de la tour la plus énergétique si son p_T est supérieur à 0.5 GeV. Les autres tours sont ajoutées au pré-amas si la distance $R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\phi^2}$ est inférieure à \mathcal{R} . A chaque ajout de nouvelle tour, la position du pré-amas est recalculée et la tour est retirée de la liste. Ce processus est répété avec la nouvelle liste de tour. L'algorithme se termine quand il n'y a plus de tours dans la liste.

2.5.3.2 Les particules électromagnétiques

Dans le cas des particules électromagnétiques, les pré-amas sont formés à l'aide d'un algorithme de *Simple Cone* de rayon 0.4. A partir de ces pré-amas, un objet électromagnétique est défini comme l'ensemble des tours se trouvant dans un cône autour de la tour la plus énergétique. Le rayon de ce cône est $R=0.2$ dans le calorimètre central et 10 cm dans les calorimètres bouchons. Un objet électromagnétique est uniquement constitué de cellules provenant de EM1, EM2, EM3, EM4 et FH1. Cette méthode de reconstruction est particulièrement adaptée à la reconstruction d'électrons isolés de plus de 15 GeV. Les électrons enfouis

dans un jet de particules nécessitent un algorithme différent (méthode de la route [149]). Les variables suivantes sont utilisées afin de caractériser un objet électromagnétique :

- fraction électromagnétique (*emf*) : fraction d'énergie de l'amas dans les couches électromagnétiques du calorimètre ;
- isolation (*iso*) : $1 + iso$ est le rapport de l'énergie transverse totale contenue dans un cône de rayon 0.4 autour de la direction de l'objet électromagnétique à l'énergie transverse électromagnétique contenue dans un cône de rayon 0.2 :

$$iso = \frac{E_{tot}(\Delta\mathcal{R} < 0, 4) - E_{em}(\Delta\mathcal{R} < 0, 2)}{E_{em}(\Delta\mathcal{R} < 0, 2)} \quad (2.11)$$

- matrice H8 (HMx8) : χ^2 d'une matrice à 8 variables comparant la forme de l'amas d'énergie du candidat avec celle attendue pour une particule électromagnétique. Les variables utilisées sont : les fractions d'énergie déposées dans les quatre couches électromagnétiques, la largeur de la gerbe suivant η et ϕ , la position en z du vertex et le logarithme de l'énergie. Il existe aussi une matrice H à 7 variables ne prenant pas en compte la largeur en η .

De plus, pour un électron, on peut utiliser les informations du trajectographe. On définit $\mathcal{P}_{spatial}(\chi^2)$ la probabilité qu'un objet électromagnétique soit associé spatialement à une trace. Il existe également une probabilité d'association $\mathcal{P}(\chi^2)$ utilisant, en plus, le rapport entre l'énergie de l'amas et l'impulsion de la trace.

Un électron central est alors défini par les critères suivants : $iso < 0.15$, $emf > 0.90$, $HMx7 < 12$ et $\mathcal{P}(\chi^2) > 0.01$. [150]. L'efficacité de reconstruction et d'identification des objets électromagnétiques, ainsi que l'efficacité d'association de trace sont déterminées à partir d'événements $Z \rightarrow e^+e^-$ [150]. La méthode consiste à prendre un électron qui satisfait les critères et regarder ce qu'il en est pour l'autre électron dit de test. Pour des électrons de p_T supérieur à 25 GeV, l'efficacité de reconstruction et d'identification est de $87.2 \pm 0.3\%$ pour les données et de $92.7 \pm 0.3\%$ pour la simulation. L'efficacité d'association de trace est de $76.1 \pm 0.3\%$ pour les données et de $87.8 \pm 0.3\%$ pour la simulation.

En première approche, un photon central est défini comme un objet électromagnétique ($emf > 0.9$, $iso < 0.15$ et $HMx7 < 12$) n'étant pas associé à une trace ($\mathcal{P}_{spatial}(\chi^2) < 0.01$). Mais ces coupures sont trop lâches, menant à identifier faussement des jets ayant une forte composante électromagnétique. Plus de détails seront données dans le chapitre traitant de l'échelle relative d'énergie des jets.

L'énergie des objets électromagnétiques doit être corrigée pour des effets géométriques [151] afin de tenir compte des différences de matériaux traversés selon l'angle d'incidence de l'objet électromagnétique. Enfin, l'échelle absolue d'énergie est déterminé à partir d'événements $Z \rightarrow e^+e^-$ [152]. L'énergie des électrons est ajustée afin d'obtenir un pic de masse invariante des deux électrons centré sur la valeur connue de la masse du Z . La résonance J/ψ est également utilisée.

2.5.3.3 Les jets

A DØ, il existe deux types d'algorithmes de reconstruction de jets correspondant à des jets de cône et des jets de k_T . Seul l'algorithme de reconstruction des jets de cône sera explicité, étant donné que ce sera le seul algorithme utilisé dans cette thèse. Cet algorithme est caractérisé par la taille des jets $\mathcal{R} = 0.3, 0.5$ ou 0.7 et son seuil de reconstruction des jets E_T^{thres} . L'algorithme de cône procède en trois étapes [153, 154]. Tout d'abord des proto-jets

sont formés à partir des tours calorimétriques et d'une liste de pré-amas obtenue avec un algorithme de *Simple Cone* de rayon 0.3, qui sert de points de départs à l'algorithme.

A chaque position de départ de l'algorithme (graine), est associé un proto-jet qui est un jet de cône de rayon \mathcal{R} . La direction des proto-jets est recalculée en utilisant une méthode de barycentre : les tours sont affectées d'un poids correspondant à leur énergie transverse. De cette nouvelle position, un nouveau proto-jet est formé et la même méthode est appliquée. Et ceci jusqu'à l'obtention d'un proto-jet stable de p_T supérieur à $0.5 \times * E_T^{thres}$ GeV.

Afin de limiter la sensibilité de l'algorithme aux radiations infrarouges, une procédure similaire à la précédente est appliquée en partant des points intermédiaires entre les proto-jets déjà formés.

La dernière étape est le traitement des recouvrements car, à ce niveau, les proto-jets peuvent partager des tours en commun. Les proto-jets peuvent alors être regroupés pour former un seul jet ou bien séparés pour former plusieurs jets distincts, selon l'énergie dans la région commune des jets. Finalement, seuls les jets de p_T supérieurs à E_T^{thres} sont gardés.

Cet algorithme peut aussi être utilisé pour reconstruire des jets de particules ou de partons à partir des informations du générateur, la notion de particule ou de parton remplace celle de tour.

Parmi les jets reconstruits, il est nécessaire de distinguer les vrais jets des jets dus au bruit. Les critères d'identification des bons jets sont :

- $chf < 0.4$ où chf est la fraction de l'énergie du jet se trouvant dans la partie hadronique grossière (CH) qui est la plus sujette au bruit ;
- $0.05 < emf < 0.95$ où emf est la fraction de l'énergie du jet se trouvant dans les couches du calorimètre électromagnétique.
- $p_T \times (1 - chf) / p_T^{L1} < 0.4$ (resp. 0.2) pour des jets centraux ($|\eta_{det}| < 0.8$) ou à l'avant ($|\eta_{det}| > 1.5$) (resp. dans la région intercryostat : $0.8 < |\eta_{det}| < 1.5$) où p_T^{L1} est l'impulsion transverse vue par l'électronique d'acquisition du système de déclenchement qui ne tient pas compte de la partie CH. L'électronique de précision et l'électronique du système de déclenchement étant sujette à des sources différentes de bruit, un vrai jet doit être vu par les deux électroniques, ce qui ne sera pas le cas d'un jet de bruit.

Un jet est déclaré mauvais s'il ne vérifie pas les deux premières conditions et un jet est dit jet de bruit s'il ne vérifie pas la dernière condition.

Les corrections appliquées aux jets seront abordées dans le chapitre 3 traitant de l'échelle relative d'énergie des jets. Les performances des jets, telles la résolution en énergie et l'efficacité de reconstruction, seront abordées dans le chapitre 4 traitant des corrections devant être apportées aux jets simulés.

2.5.3.4 L'énergie transverse manquante

L'énergie transverse manquante [155] est calculée à partir de l'énergie transverse des cellules du calorimètre sauf celle du calorimètre hadronique. Ces dernières sont cependant utilisées si elles sont associées à un bon jet reconstruit. L'énergie transverse manquante est une quantité vectorielle même si, par abus de langage, le même terme sera utilisé pour sa norme (notée \cancel{E}_T). Elle est définie par :

$$\vec{\cancel{E}}_T = - \sum_{cellules} \vec{p}_T \quad (2.12)$$

Les corrections d'énergie apportées aux objets électromagnétiques, ainsi que celles apportées aux jets sont propagées à l'énergie transverse manquante qui sera noté \cancel{E}_T^{corr} . Enfin, une

correction due à la présence de muons est faite. Afin d'éviter le double comptage, une estimation du dépôt d'énergie (p_T^{MIP}) dans le calorimètre du au passage d'un muon est ajoutée à l'énergie transverse manquante :

$$\vec{E}_T^{final} = \vec{E}_T^{corr} - \sum_{muons} \vec{p}_T^{trace} + \sum_{muons} \vec{p}_T^{MIP}. \quad (2.13)$$

2.5.4 Les muons

Les muons sont reconstruits en utilisant les informations de deux détecteurs indépendants¹⁰ : le détecteur de muons et le détecteur de traces internes. Les trois couches du détecteur de muons, ainsi que l'aimant toroïdal, couvrent plus de 90% de l'acceptance angulaire pour $|\eta| < 2$. Le spectromètre à muon permet d'identifier efficacement les muons et de mesurer leurs impulsions. Quant au détecteur de traces, il permet de mesurer la trace associée à un muon avec une meilleure précision que le détecteur de muons.

Les impacts dans les chambres à dérive ainsi que les impacts dans les scintillateurs sont combinés afin de reconstruire des muons dits locaux. Suivants le nombre de impacts dans le spectromètre à muon, trois qualités de muons sont définies [156], qui sont du plus sévère au plus lâche : *tight*, *medium* et *loose*. L'efficacité de reconstruction des muons est obtenue à partir d'événements $Z \rightarrow \mu^+ \mu^-$, en utilisant une technique similaire à celle utilisée pour les électrons. La figure 2.31 montre les efficacités de reconstruction, pour les trois critères de qualité des muons, en fonction de η et de ϕ . La distribution de l'efficacité en fonction de ϕ montre un creux entre 4 et 5 rad, ce qui correspond à une région très peu instrumentée située sous le détecteur.

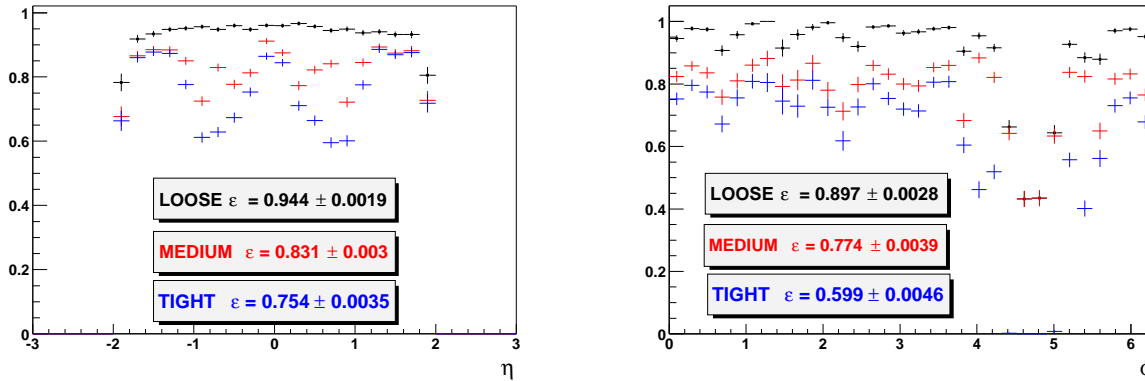


FIG. 2.31 – Efficacité d'identification des muons en fonction de η (gauche) et de ϕ (droite) pour les trois critères de qualité des muons [156].

Lorsqu'un muon est associé à une trace, un nouvel ajustement est effectué afin d'obtenir une meilleure précision sur la mesure de l'impulsion du muon. L'efficacité d'association entre une trace et un muon est présentée sur la figure 2.32. Elle est en moyenne autour de 95%.

¹⁰Les informations du calorimètre, pouvant détecter l'énergie déposée par un muon, sont utilisées uniquement pour des études d'efficacité de reconstruction de muons.

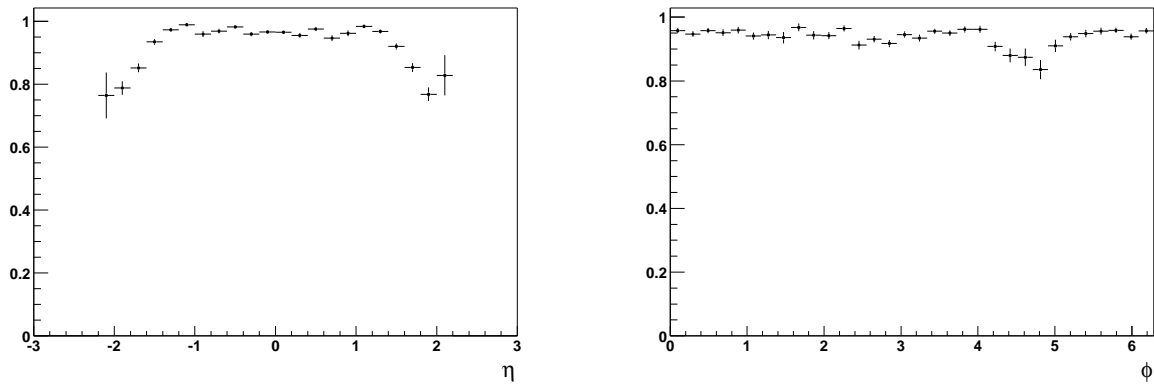


FIG. 2.32 – Efficacité d'association des muons avec les traces en fonction de η (gauche) et de ϕ (droite).

Chapitre 3

L'échelle relative d'énergie des jets

"*Qui a le goût de l'absolu renonce par là au bonheur.*"
Louis Aragon, *Aurélien*

Sommaire

3.1	L'échelle d'énergie des jets	98
3.1.1	Energie sous-jacente au jet	98
3.1.2	La réponse du calorimètre	99
3.1.3	Corrections pour la fuite d'énergie	102
3.1.4	Facteurs de correction	102
3.2	L'échelle relative d'énergie des jets	106
3.2.1	Méthode	106
3.2.2	Sélection	106
3.2.3	Analyse	110
3.2.4	Erreurs systématiques	120
3.2.5	Résultats	135
3.2.6	<i>Remapping</i>	135
3.2.7	Conclusion	138

La connaissance de l'énergie des jets est un ingrédient crucial pour une analyse faisant intervenir des jets dans l'état final. Elle l'est d'autant plus lorsque celui-ci comporte des particules non détectables, entraînant alors de l'énergie transverse manquante. En fait, c'est l'échelle relative d'énergie des jets qui importe réellement dans une analyse comparant les données issues du détecteur à des données simulées. L'avantage de déterminer directement cette échelle est de diminuer l'erreur systématique par compensation de biais affectant de façon identique les données et la simulation. De plus, cette méthode permet de vérifier la qualité de l'échelle absolue d'énergie des jets. Ce chapitre est composé de deux parties, la première décrit la détermination de l'échelle absolue d'énergie des jets et la deuxième décrit la détermination de l'échelle relative et son erreur associée.

3.1 L'échelle d'énergie des jets

L'énergie mesurée des jets dans le calorimètre est distordue par des effets de réponse¹ du détecteur, le bruit de l'uranium, les interactions spectatrices et par des effets de reconstruction et de résolution. Les corrections d'échelle d'énergie des jets (également appelée JES pour "*Jet Energy Scale*") ont pour objectif de corriger ces effets et de ramener l'énergie du jet calorimétrique à l'énergie du jet de particules. Un jet de particules est défini comme étant l'ensemble des particules issues des partons initiaux se retrouvant dans le même cône que le jet calorimétrique. L'énergie du jet au niveau des particules est donnée par la formule suivante :

$$E_{jet}^{part} = \frac{E_{jet}^{det}(\mathcal{R}) - E_O(\mathcal{R}, \eta, \mathcal{L})}{R_{jet}(\mathcal{R}, E_{jet}^{det}, \eta) S(\mathcal{R}, E_{jet}^{det}, \eta)} \quad (3.1)$$

où :

- $E^{det}(\mathcal{R})$ est l'énergie mesurée du jet. Elle est obtenue en sommant l'énergie des tours se trouvant à l'intérieur du cône de reconstruction de taille \mathcal{R} .
- $E_O(\mathcal{R}, \eta, \mathcal{L})$ est la contribution à l'énergie mesurée du jet provenant de l'événement sous-jacent, du bruit de l'uranium et de l'électronique, de l'empilement dû aux croisements précédents et des interactions proton-antiproton additionnelles.
- $R_{jet}(\mathcal{R})$ est le terme de réponse du calorimètre. Ce terme est inférieur à l'unité à cause de l'énergie perdue dans les régions non-instrumentées entre les modules et de la non-compensation du calorimètre.
- $S(\mathcal{R}, E, \eta)$ est la fraction de l'énergie des particules se trouvant dans le cône de reconstruction déposée effectivement à l'intérieur de ce même cône. Lorsqu'une particule à l'intérieur du cône interagit avec le calorimètre, une fraction de son énergie peut se trouver en dehors du cône lors du développement de la gerbe et inversement. Ce terme est inférieur à l'unité signifiant que le flux d'énergie se fait principalement de l'intérieur vers l'extérieur du cône.

3.1.1 Energie sous-jacente au jet

L'énergie sous-jacente au jet (également appelée "*offset*") est la contribution à l'énergie mesurée du jet provenant de l'événement sous-jacent (E_{ue}), des interactions proton-antiproton

¹Un jet est constitué de différents types de particules (pions, kaons, photons,...) et la réponse du calorimètre est différente pour toutes ces particules.

additionnelles ($\langle N_{ZB} \rangle E_{ue}$), du bruit de l'uranium et de l'électronique (E_{noise}) et de l'empilement dû aux croisements précédents (E_{pileup}), ainsi :

$$E_O = (1 + \langle N_{ZB} \rangle) E_{ue} + E_{noise} + E_{pileup} \quad (3.2)$$

Comme le nombre d'interactions additionnelles et l'effet d'empilement augmentent avec la luminosité, l'énergie sous-jacente augmente aussi. Elle dépend également de la pseudo-rapidité et de façon évidente de la taille \mathcal{R} du cône de reconstruction. La densité surfacique d'énergie transverse D_T est déterminée puis l'énergie sous-jacente pour un jet de rayon \mathcal{R} est obtenue simplement à l'aide de la formule suivante :

$$E_O = \pi \cdot \mathcal{R}^2 \times D_T(\eta, n_{vertex}) \times \cosh(\eta) \quad (3.3)$$

Cette densité d'énergie est déterminée à partir d'événements de biais minimum² où l'énergie mesurée dans le calorimètre est principalement due aux bruits, à l'effet d'empilement et à l'événement sous-jacent. La figure 3.1 montre la densité d'énergie transverse en fonction de η_{det} pour différents nombres de vertex reconstruits. La forte dépendance en fonction du nombre de vertex est due à la contribution des interactions additionnelles. La présence de la bosse dans la région intercryostatique est due aux poids trop importants attribués aux détecteurs intercryostatiques. Les erreurs systématiques proviennent de la dépendance résiduelle de D_T en fonction de la luminosité et de la dépendance sur la position des tours en ϕ .

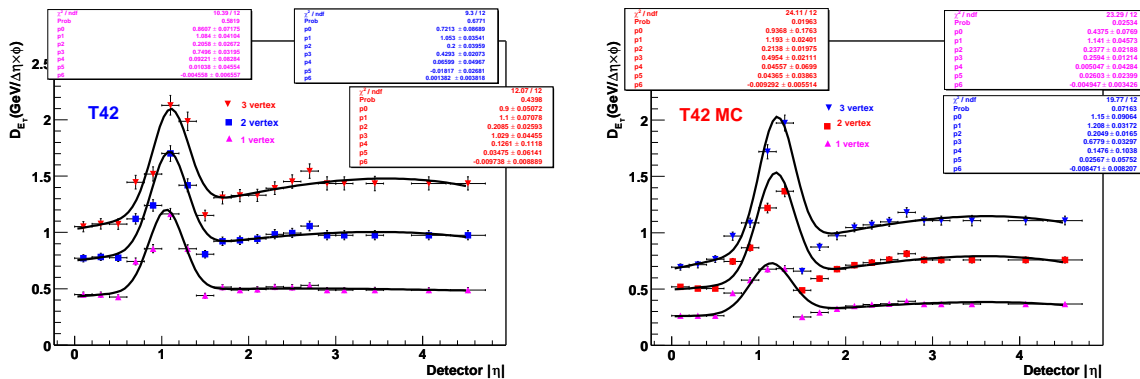


FIG. 3.1 – Densité d'énergie transverse en fonction de η_{det} pour différents nombres de vertex pour les données réelles (à gauche) et pour les données simulées (à droite) [158]. Les barres contiennent à la fois l'incertitude statistique et l'erreur systématique.

3.1.2 La réponse du calorimètre

La réponse du calorimètre est déterminée en utilisant la conservation de l'énergie transverse dans des événements comportant un photon et un jet dans l'état final. L'échelle d'énergie électromagnétique est calibrée à partir d'électrons provenant d'un boson Z. La réponse hadronique étant différente de l'unité, la somme vectorielle de l'énergie transverse mesurée du photon et du jet ($R_{had} \vec{p}_T^j$) est non nulle :

$$\vec{p}_T^{\gamma} + R_{jet} \vec{p}_T^j = -\vec{p}_T^{\gamma} \quad (3.4)$$

²Un événement de biais minimum est un événement ayant déclenché les compteurs de luminosité.

où p_T^γ est l'énergie transverse du photon, R_{jet} est la réponse du calorimètre à un jet et \cancel{E}_T est l'énergie transverse manquante calculée à partir des tours calorimétriques. En projetant, l'équation précédente sur la direction du photon \vec{n}_T^γ , on obtient une relation entre R_{had} et des quantités mesurables :

$$R_{had} = 1 + \frac{\vec{\cancel{E}}_T \cdot \vec{n}_T^\gamma}{p_T^\gamma} \quad (3.5)$$

L'avantage de cette méthode est qu'elle ne dépend pas directement de l'algorithme utilisé pour reconstruire les jets. Afin de déterminer la réponse en fonction de l'énergie du jet, la méthode la plus directe serait de compartimenter les événements en fonction de l'énergie du jet et de mesurer la réponse pour chacun de ces intervalles. Cependant, le résultat ainsi obtenu est biaisé à cause de la mauvaise résolution sur la mesure de l'énergie des jets et du spectre en énergie transverse des photons décroissant fortement ($\sim p_T^{-5}$). Plus précisément, pour un intervalle donné, l'effet des événements de plus basse énergie transverse réelle (p_T^γ) dont l'énergie aurait fluctué vers le haut n'est pas compensé par l'effet des jets de plus haute énergie fluctuant vers le bas. La solution à ce problème est de déterminer la réponse en fonction d'un estimateur (noté E') de l'énergie du jet utilisant l'énergie transverse du photon qui est beaucoup mieux mesurée et la direction du jet :

$$E' = p_T^\gamma \cdot \cosh(\eta_{jet}) \quad (3.6)$$

L'ensemble des événements est compartimenté en fonction de l'estimateur d'énergie du jet E' et pour chacun de ces intervalles, la réponse est mesurée en utilisant la méthode décrite précédemment. La valeur moyenne de l'énergie du jet est également mesurée pour chacun de ces intervalles permettant de faire la correspondance entre l'estimateur d'énergie et l'énergie mesurée du jet. Il est alors possible d'obtenir la réponse en fonction de l'énergie des jets.

Les événements utilisés correspondent à ceux vérifiant les conditions de déclenchement développées pour détecter des amas électromagnétiques. Seuls les événements avec au moins un bon vertex sont retenus. Les événements possédant un seul candidat photon et au moins un bon jet sont gardés. L'angle en φ entre le photon et le jet le plus énergétique doit être plus grand que 3.1. Les critères de qualité des jets sont décrits dans la section 2.5.3.3 et les critères de sélection des photons sont les suivants :

- le candidat doit se trouver dans la région fiduciaire du calorimètre *i.e.*, loin des cracks en φ et des bords du calorimètre. Le candidat doit également être contenu dans le calorimètre central (CC, $|\eta_{det}| < 1.0$) ou bien dans les bouchons (EC, $1.6 < |\eta_{det}| < 2.5$) mais pas dans la région intercryostatique ;
- $emf > 0.9$, où emf est la fraction électromagnétique du jet ;
- $iso < 0.15$, où $1 + iso$ est le rapport de l'énergie transverse totale contenue dans un cône de rayon 0.4 autour de la direction de l'objet électromagnétique à l'énergie transverse électromagnétique contenue dans un cône de rayon 0.2 ;
- $HMX_8 < 20$, où HMX_8 est le χ^2 d'une matrice à 8 variables comparant la forme de l'amas d'énergie du candidat avec celle attendue pour une particule électromagnétique ;
- $\mathcal{P}_{spatial}(\chi^2) < 0.01$, où $\mathcal{P}_{spatial}(\chi^2)$ est la probabilité que l'objet électromagnétique soit relié à une trace spatialement.
- afin d'éviter un biais dû aux conditions de déclenchement, une coupure supplémentaire est appliquée sur l'énergie transverse du candidat photon.

La figure 3.2 montre la réponse du calorimètre en fonction de l'énergie mesurée du jet pour les données réelles et simulées. La réponse pour les jets centraux ($|\eta_{det}| < 0.5$) est différente

de celle des jets à l'avant ($1.8 < |\eta_{\text{det}}| < 2.5$). Pour les données réelles, les bouchons ont également une réponse différente ce qui n'est pas encore compris. Pour tenir compte de ces différences, deux facteurs ont été rajoutés : $F_{\text{cryo}}^{\text{ECS}}$ (resp. $F_{\text{cryo}}^{\text{ECN}}$) qui est le rapport des réponses pour des jets centraux et pour des jets dans le calorimètre sud (resp. nord). Dans les données simulées, on n'a qu'un seul facteur noté F_{cryo} .

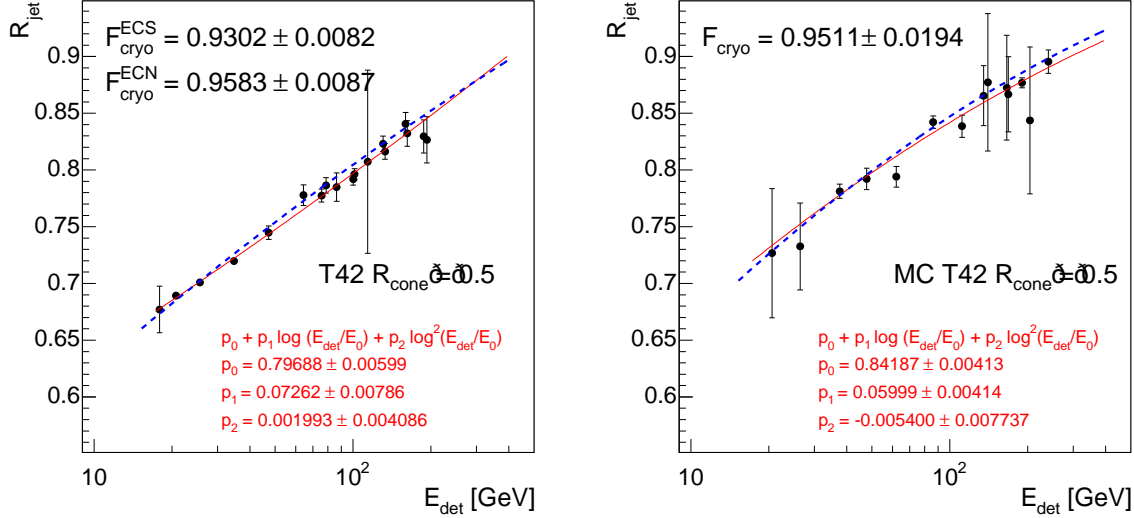


FIG. 3.2 – Réponse du calorimètre en fonction de l'énergie mesurée du jet pour de jets centraux pour les données réelles (à gauche) et simulées (à droite) [158]. Les facteurs correctifs pour les jets à l'avant sont indiqués sur les figures.

Les sources d'incertitude systématique étudiées sont celles provenant de la sélection des photons, de la position du photon (CC ou EC), de la sélection des vertex et de l'angle $\delta\varphi$ entre le photon et le jet. Les contributions les plus importantes pour les données sont dues à la coupure sur la position du photon et à la coupure sur l'angle $\delta\varphi$ (voir tableau 3.1). La réponse est également déterminée en fonction de la pseudo-rapacité afin de prendre en compte la réponse dans la région intercryostatique. La figure 3.3 montre la réponse en fonction de la pseudo-rapacité, après avoir été mise en moyenne égale à un dans le calorimètre central et dans les bouchons.

source	erreurs relatives
sélection des photons	-1.4%
photon CC/EC	$\pm 2.0\%$
coupure sur $\delta\varphi$	+0.2% à 50 GeV -1.0% à 50 GeV +0.9% à 500 GeV -4.6% à 500 GeV
erreurs statistiques	$\pm 0.4\%$ à 50 GeV $\pm 2.2\%$ à 500 GeV
total	+2.0% à 50 GeV -3.0% à 50 GeV +3.1% à 500 GeV -5.6% à 500 GeV

TAB. 3.1 – Erreurs relatives sur la réponse pour des jets centraux dans les données réelles.

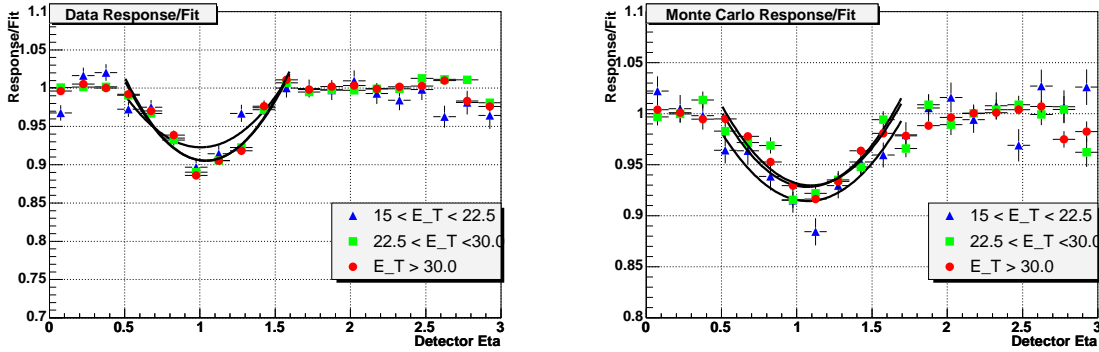


FIG. 3.3 – Réponse en fonction de la pseudo-rapidité du jet pour les données réelles (à gauche) et les données simulées (à droite) [158]

3.1.3 Corrections pour la fuite d'énergie

Le dernier terme à mesurer afin d'obtenir l'échelle d'énergie des jets est $S(\mathcal{R}, E, \eta)$ (souvent appelé "*showering*") qui est la fraction de l'énergie des particules se trouvant dans le cône de reconstruction déposée effectivement à l'intérieur de ce cône. Lorsqu'une particule à l'intérieur du cône interagit avec le calorimètre, une fraction de son énergie peut se trouver en dehors du cône lors du développement de la gerbe et inversement. La méthode est de mesurer le rapport entre l'énergie déposée dans le cône et l'énergie totale du jet puis de soustraire la contribution des particules émises en dehors du cône³ :

$$\frac{1}{S} = \frac{1}{S_{total}} - \frac{1}{S_{physique}} \quad (3.7)$$

La fraction d'énergie du jet déposée dans le cône est mesurée en étudiant la distribution transverse de l'énergie des jets à partir d'événements γ +jet et di-jet. La figure 3.4 montre la distribution de S_{total} en fonction de l'énergie transverse du jet pour différents intervalles en pseudo-rapidité. La même méthode est appliquée au niveau générateur afin de soustraire la contribution des particules émises en dehors du cône (voir figure 3.5).

3.1.4 Facteurs de correction

Le facteur de correction est donnée par la formule suivante où tous les termes ont été explicités précédemment :

$$f_{JES} = \frac{1}{E_{jet}^{det}(\mathcal{R})} \frac{E_{jet}^{det}(\mathcal{R}) - E_O(\mathcal{R}, \eta, \mathcal{L})}{R_{jet}(\mathcal{R}, E, \eta) S(\mathcal{R}, E, \eta)} \quad (3.8)$$

Les corrections à l'échelle d'énergie des jets ainsi que les erreurs associées sont montrées sur la figure 3.7 à la fois pour les données et la simulation, en fonction de l'énergie transverse pour $\eta_d = 0$ et en fonction de la pseudo-rapidité pour $p_T = 50$ GeV. Les erreurs obtenues sont environ deux fois supérieures à celle obtenues lors du Run I. Le facteur de correction dans la région intercryostatique et son erreur sont plus importants comparés aux autres régions.

³Rappelons que l'objectif de la détermination de l'échelle d'énergie des jets est de ramener l'énergie du jet calorimétrique à l'énergie du jet de particules.

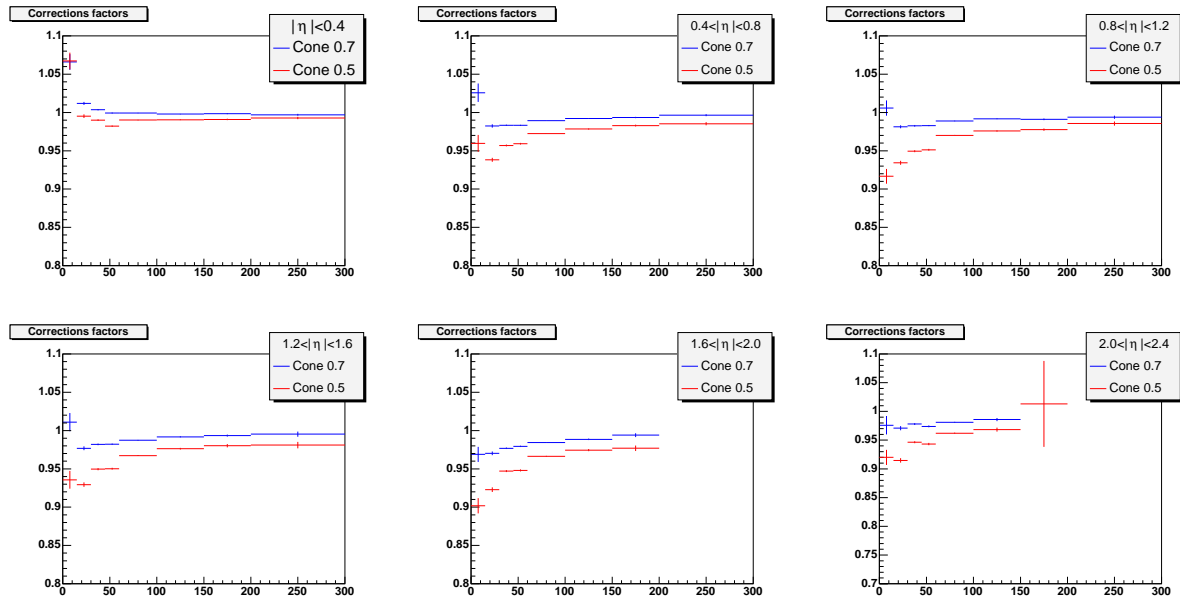


FIG. 3.4 – Fraction d'énergie se trouvant à l'intérieur du cône en fonction de l'énergie transverse du jet (en GeV) pour différents intervalles en pseudo-rapidité et pour deux tailles de cône. Les barres d'erreurs comprennent les erreurs statistiques et aussi les erreurs systématiques [158].

La figure 3.8 montre les différentes contributions aux erreurs d'échelle d'énergie des jets. On constate que l'erreur dominante est due au terme de réponse pour les données réelles. L'erreur pour la simulation est nettement inférieure à celle des données réelles. Elle est dominée par le terme de fuite, sauf à grande énergie et dans la région intercryostatique où c'est l'erreur sur le terme de réponse qui domine. Les erreurs augmentent à grande énergie à cause de la statistique qui est limitée à ces échelles. Les erreurs sont également grandes à basse énergie car l'efficacité de reconstruction et d'identification des jets n'est pas de 100% ce qui biaise la réponse, la rendant plus difficile à déterminer. De plus, à basse énergie le terme de fuite est également plus difficile à estimer.

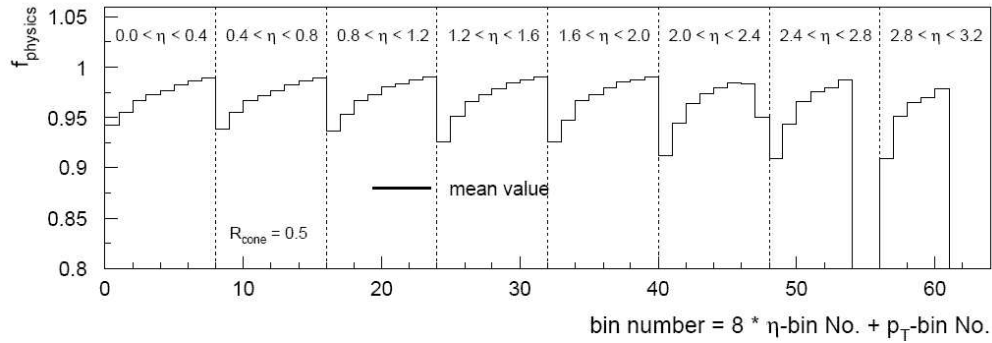


FIG. 3.5 – Fraction d'énergie se trouvant à l'intérieur du cône ($R=0.5$) en fonction de l'énergie transverse du jet pour différents intervalles en pseudo-rapidité [158]. Un intervalle en énergie transverse correspond à 15 GeV.

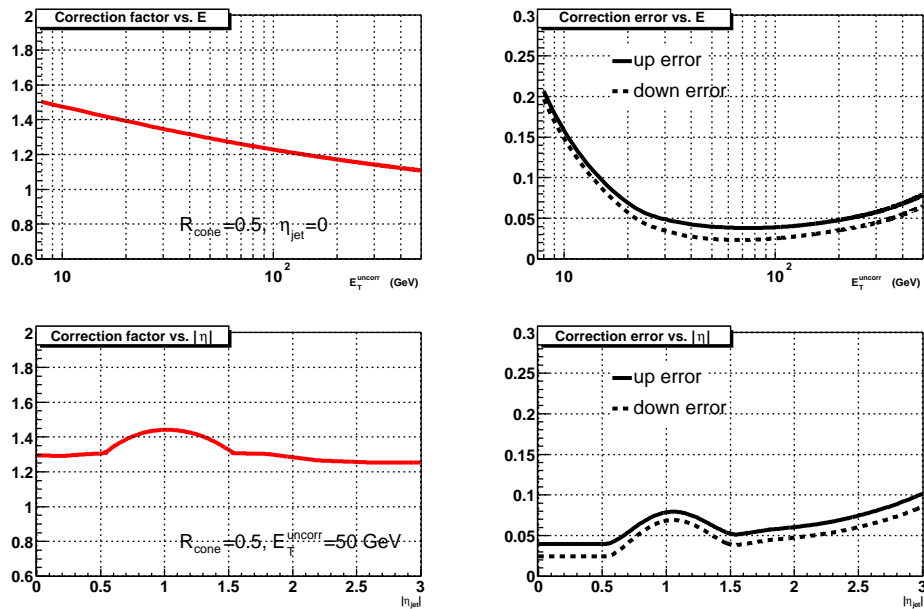


FIG. 3.6 – Corrections à l'échelle d'énergie des jets ainsi que l'erreur associée pour les données réelles, en fonction de l'énergie transverse (en haut) et en fonction de la pseudo-rapidité (en bas)[158].

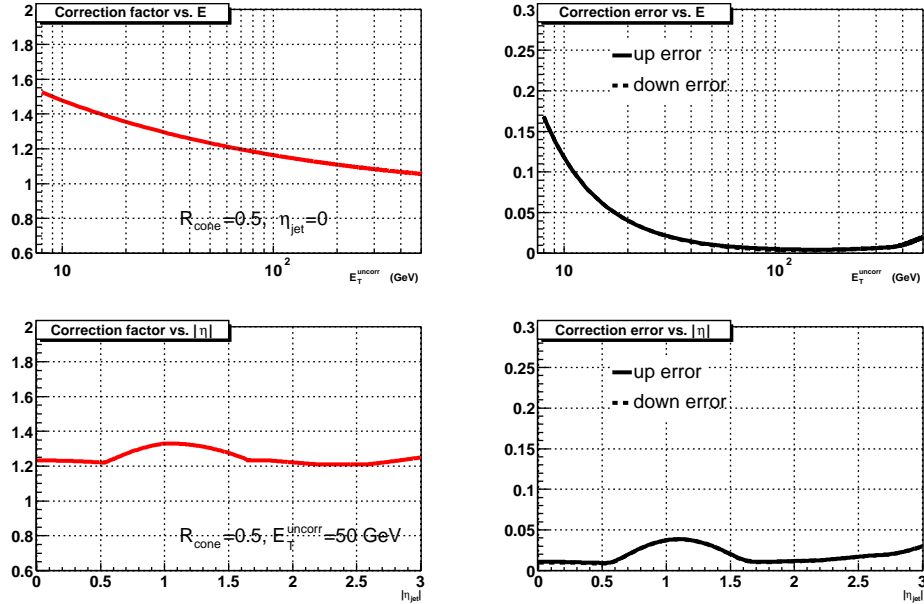


FIG. 3.7 – Corrections à l'échelle d'énergie des jets ainsi que l'erreur associée pour les données simulées, en fonction de l'énergie transverse (en haut) et en fonction de la pseudo-rapidité (en bas)[158].

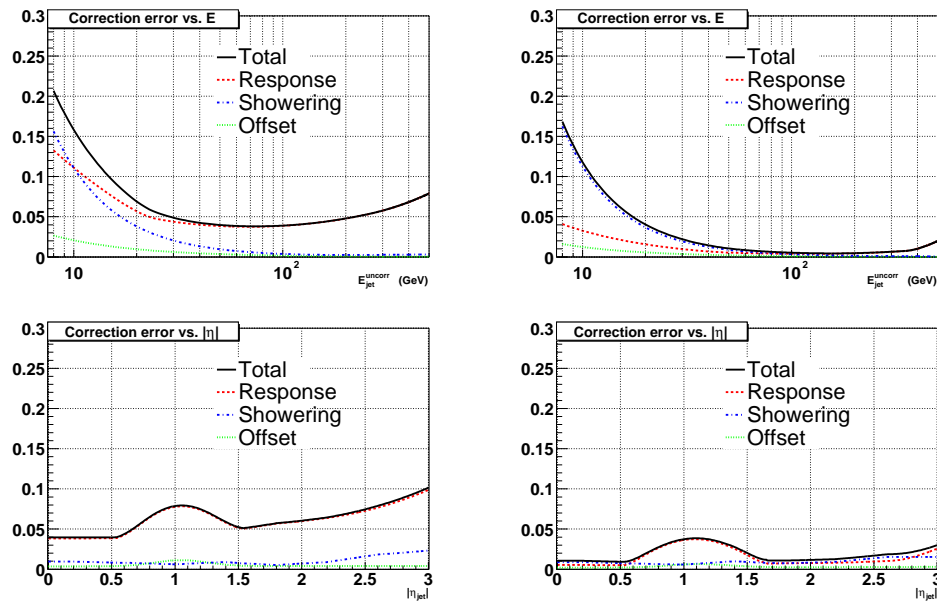


FIG. 3.8 – Contributions à l'erreur sur les corrections à l'échelle d'énergie des jets pour les données réelles (à gauche) et les données simulées (à droite), en fonction de l'énergie transverse (en haut) et en fonction de la pseudo-rapidité (en bas)[158].

3.2 L'échelle relative d'énergie des jets entre données réelles et données simulées

3.2.1 Méthode

La conservation de l'énergie dans le plan transverse est utilisée dans des événements comportant exactement un photon et un jet dos-à-dos dans l'état final. L'échelle d'énergie des photons est supposée parfaitement connue. La variable utilisée testant l'égalité en énergie transverse du photon et du jet est :

$$\Delta S = \frac{p_T^{jet} - p_T^\gamma}{p_T^\gamma} \quad (3.9)$$

L'énergie transverse du jet est corrigée. La différence entre la valeur moyenne de ΔS entre les données et la simulation :

$$\mathcal{D} = \langle \Delta S \rangle_{data} - \langle \Delta S \rangle_{MC} \quad (3.10)$$

donne accès à l'échelle relative d'énergie des jets. Comme les corrections d'échelle d'énergie sont appliquées, \mathcal{D} doit être nulle. En utilisant la méthode standard, l'erreur sur ce nombre est donnée par la somme quadratique des erreurs des données et de la simulation. En fait, une partie de ces erreurs étant corrélée, l'erreur sur \mathcal{D} est surestimée. L'objectif de l'échelle relative d'énergie des jets est de déterminer directement l'erreur sur \mathcal{D} où les biais corrélés se compensent. De plus, l'étude de \mathcal{D} (qui doit être nulle) permet de vérifier la qualité de l'échelle absolue d'énergie des jets.

3.2.1.1 Lots de données

Les données utilisées dans cette étude sont des événements où il y a eu un dépôt d'énergie dans le calorimètre électromagnétique reconnu par le système de déclenchement et où un objet électromagnétique a été reconstruit hors ligne. Entre avril 2002 et août 2004, environ 87 millions de ces événements ont été enregistrés. Seules les données prises dans de bonnes conditions pour le calorimètre et le CFT sont conservées. Les blocs de luminosité mauvais d'un point de vue des jets et de l'énergie transverse manquante [159] sont également rejetés.

Les événements photon+jet simulés sont générés avec PYTHIA et sont traités comme les données réelles. Aucune correction spécifique n'est appliquée aux jets simulés (ni de corrections pour les différences de résolution, ni de corrections pour les différences d'efficacité de reconstruction de jets entre données réelles et simulées). La section efficace de production d'événements photon+jet décroît fortement en fonction du p_T du photon. Ainsi, pour des raisons d'économie de temps de calcul et d'espace disque, les événements photon+jet sont générés pour différents intervalles d'énergie transverse au niveau de l'interaction dure (noté \hat{p}_T). Afin de retrouver le spectre physique de p_T^γ , il est nécessaire de pondérer les événements en fonction de la luminosité de chaque lot (voir tableau 3.2.1.1).

3.2.2 Sélection

L'équilibre en énergie transverse du photon et du jet repose, en partie, sur une bonne reconstruction du vertex de l'interaction. Pour cette raison, seuls les événements ayant au moins un vertex primaire sont retenus. Le nombre de traces associées au meilleur vertex doit

\hat{p}_T (GeV)	section efficace (pb)	nombre d'événement	luminosité (pb ⁻¹)	poids relatif
$0 < \hat{p}_T < 5$	$3.9 \cdot 10^7$	103250	$2.6 \cdot 10^{-3}$	3578620
$5 < \hat{p}_T < 10$	$1.2 \cdot 10^6$	413822	0.36	26506
$10 < \hat{p}_T < 20$	$1.4 \cdot 10^5$	424000	3.1	3068
$20 < \hat{p}_T < 40$	$1.3 \cdot 10^4$	313750	25.0	377
$40 < \hat{p}_T < 80$	$9.2 \cdot 10^2$	311000	$3.4 \cdot 10^2$	27.8
$80 < \hat{p}_T$	$5.4 \cdot 10^1$	511250	$9.4 \cdot 10^3$	1

TAB. 3.2 – Caractéristiques des événements photon+jet simulés. Le nombre moyen d'événements de biais minimum superposé est 0.4 hormis pour $\hat{p}_T > 80$ GeV où il est de 0.8.

être plus grand que trois et la distance de celui-ci au centre du détecteur doit être inférieure à soixante centimètres.

3.2.2.1 Sélection des photons

Les critères de sélection utilisés pour l'échelle relative d'énergie des jets sont plus sévères que ceux utilisés pour la détermination de la réponse du calorimètre (en particulier les coupures sur la fraction électromagnétique et sur l'isolation). L'objectif est de réduire encore plus la proportion du bruit de fond QCD où un jet est identifié comme étant un photon. La section 3.2.4 justifiera plus rigoureusement le choix de ces critères. Seuls les événements ayant au moins un amas électromagnétique sont sélectionnés. L'amas de plus grande énergie joue le rôle du candidat photon et vérifie :

- le candidat doit se trouver dans la région fiduciaire du calorimètre *i.e.*, loin des cracks en φ et des bords du calorimètre. Le candidat doit également être contenu dans le calorimètre central ($|\eta_{\text{det}}| < 1.0$) ou bien dans les bouchons ($1.6 < |\eta_{\text{det}}| < 2.5$) mais pas dans la région intercryostatique ;
- $emf > 0.95$;
- $iso = 0$;
- $HMX_7 < 12$ si l'objet électromagnétique est central et $HMX_8 < 20$ si l'objet électromagnétique est à l'avant ;
- $\mathcal{P}_{\text{spatial}}(\chi^2) < 0.01$;

Jusqu'à présent, seule l'isolation calorimétrique du candidat photon est prise en compte. On peut également utiliser une isolation de trace définie comme étant la somme des énergies des traces se trouvant dans un cône de rayon 0.4 :

$$iso_t = \sum_{\text{cone}} p_T^{\text{trace}} \quad (3.11)$$

Afin de ne pas comptabiliser les traces venant d'un événement de biais minimum, seules les traces attachées au vertex ($r_{DCA} < 0.5$ cm et $|z_{DCA}| < 2$ cm) sont prises en compte. De plus, afin de s'assurer de la qualité des traces, ces dernières doivent avoir au moins un impact dans le détecteur SMT et au moins huit impacts dans le détecteur CFT. Tout comme l'isolation calorimétrique, l'isolation de traces doit être égale à zéro.

La reconstruction des traces étant moins efficace à l'avant, le veto sur les jets électromagnétiques utilisant l'isolation de trace sera également moins efficace. La figure 3.9 montre

la distribution en pseudo-rapidité des candidats photons avant et après le veto sur l'isolation de trace (les critères exposés précédemment sont appliqués). On constate que dans la région centrale, ce veto retire environ un tiers des événements alors qu'il n'a pratiquement aucun effet à l'avant. Ainsi, selon la position en pseudo-rapidité du candidat photon, la fraction de bruit de fond QCD sera différente. Pour cette raison, seuls les événements où l'amas électromagnétique est central sont gardés.

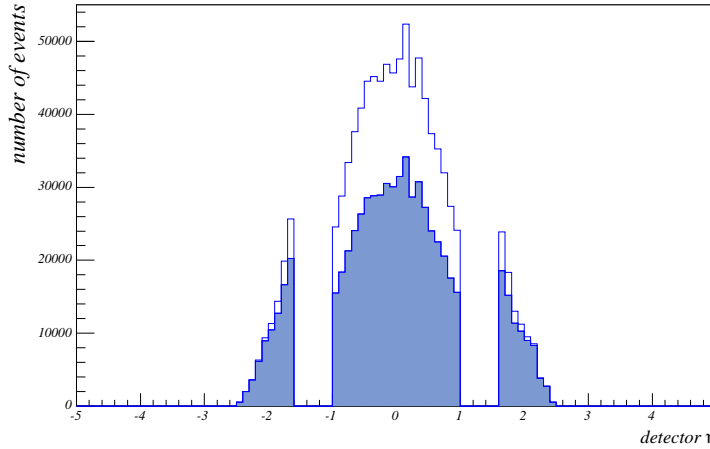


FIG. 3.9 – Distribution du η_{det} du photon avant (histogramme vide) et après (histogramme plein) l'isolation de trace pour les données.

Pour les données, le seuil des conditions de déclenchement introduit un biais dans le spectre en p_T des photons. La résolution sur l'énergie mesurée par le système de déclenchement pour un amas électromagnétique est différente et moins bonne que celle reconstruite hors ligne. Ainsi, les photons ayant une énergie réelle proche du seuil de déclenchement et dont l'énergie aurait fluctué vers le haut sont gardés. En revanche, ceux dont l'énergie aurait fluctué vers le bas sont rejetés. Ainsi, pour chaque condition de déclenchement, une valeur d'énergie transverse est déterminée à partir de laquelle le spectre décroît suivant une loi de puissance. Deux exemples sont montrés sur la figure 3.10. Sans une coupure sur l'énergie transverse des photons dépendant de la condition de déclenchement, la détermination de l'échelle relative d'énergie des jets serait biaisée. La figure 3.11 montre le spectre en p_T des photons avant et après coupure pour les données.

Les événements photon+jet simulés sont générés pour différentes régions de \hat{p}_T . Une pondération est fondamentale afin de ne pas biaiser notre mesure. En effet, près des limites de ces régions, le rayonnement dans l'état initial (noté ISR pour *Initial State Radiation*) a tendance à élargir les distributions de p_T des photons. La pondération permet de prendre en compte correctement cet effet au bord des intervalles en \hat{p}_T . La figure 3.11 montre le spectre en p_T des photons avant et après pondération. Ainsi les poids sont très différents, en particulier à bas p_T (voir tableau 3.2.1.1). Ceci aura des conséquences dans certaines distributions comme par exemple celle de la figure 3.12 où on constate que deux compartiments sont beaucoup trop grands à cause de deux événements du lot $0 < \hat{p}_T < 5$ GeV ayant un poids de 3578620.

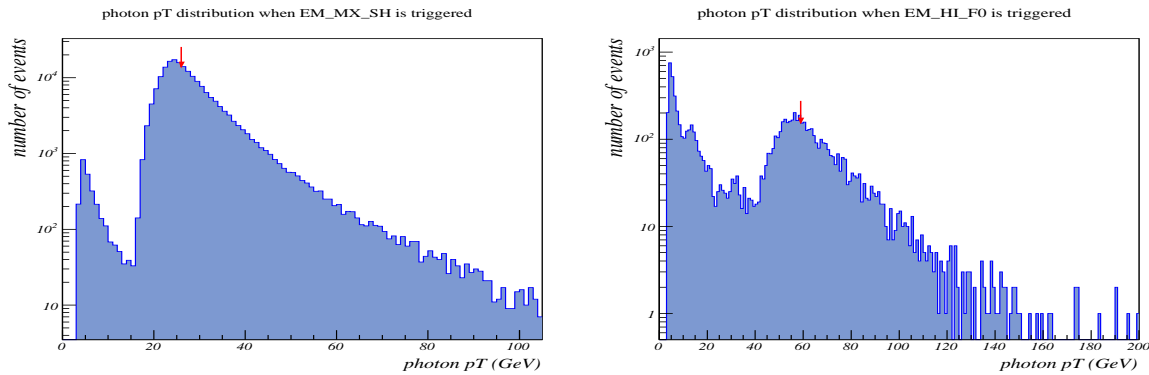


FIG. 3.10 – Distributions de p_T des photons dans les données pour les condition de déclenchement EM_MX_SH (à gauche) et EM_HI_F0 (à droite). Le seuil de déclenchement pour ces conditions sont respectivement de 20 et 50 GeV et les seuils pour la coupure hors ligne sont égaux à 26 et 59 GeV (flèche rouge)

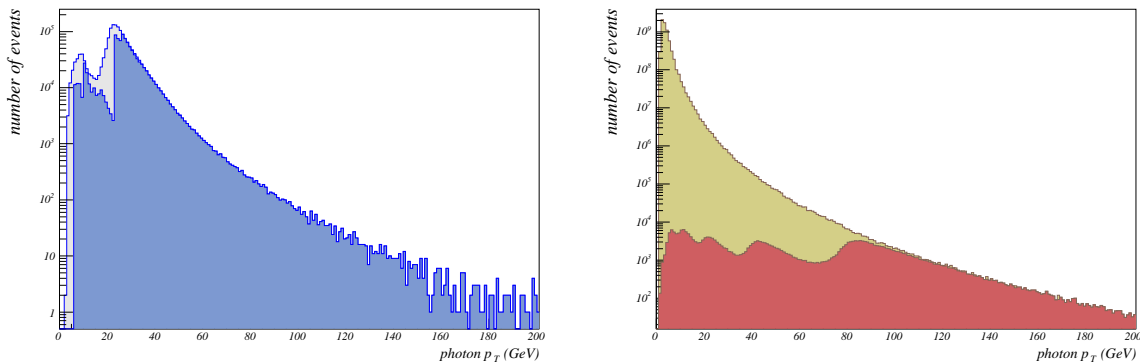


FIG. 3.11 – Distributions du p_T des photons pour les données réelles (à gauche) et pour la simulation (à droite). Pour les données, l'histogramme gris (resp. bleu) est fait avant (resp. après) la coupure sur le p_T du photon dépendante de la condition de déclenchement. Pour la simulation, l'histogramme rouge (resp. jaune) est fait avant (resp. après) la pondération.

3.2.2.2 Sélection des jets et des événements

Après avoir sélectionné les candidats photons, on garde les événements où exactement un bon jet (voir la section 2.5.3.3) a été reconstruit. Le nombre de jets de bruit et celui de mauvais jets doit être égal à zéro. Rappelons qu'à ce niveau de sélection, les événements contiennent au moins un objet électromagnétique où le plus énergétique joue le rôle du candidat photon. Les autres objets sont classifiés en deux catégories. La première contient les objets se trouvant à une distance inférieure à 0.4 de l'axe du jet⁴. De tels objets sont ignorés dans la suite car leur contribution est déjà incluse dans l'énergie du jet. Les événements contenant un objet électromagnétique, autre que le candidat photon, appartenant à l'autre catégorie sont rejetés. La sélection finale des événements photon+jet exige que le photon et que le jet soient dos-à-dos. La différence entre le φ du photon et du jet doit donc être supérieure à 3.0. La figure

⁴Ces objets ne vérifient donc pas une des conditions d'association entre un jet et objet électromagnétique définies dans la section 2.5.3.3 sinon le jet aurait été retiré de la liste de bon jets.

3.12 montre les distributions de $\Delta\varphi$ pour les données et la simulation.

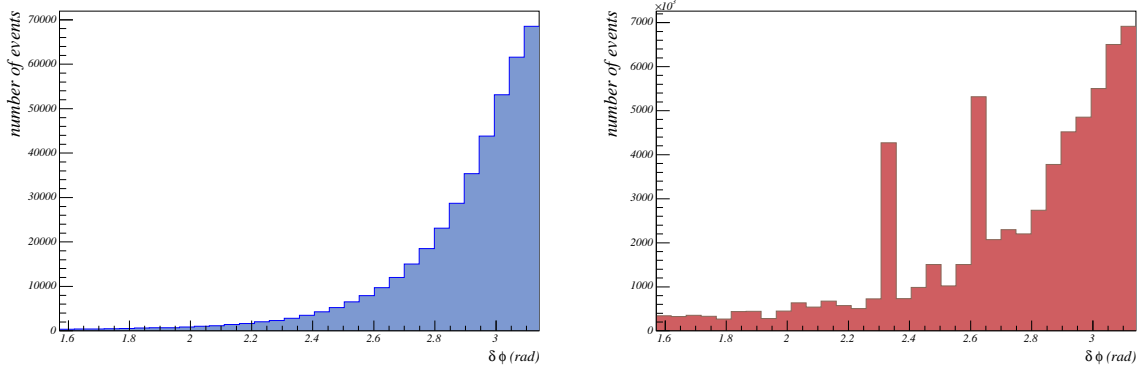


FIG. 3.12 – Distributions de $\Delta\varphi$ pour les données (à gauche) et pour la simulation (à droite).

Les incertitudes systématiques liées à toutes ces sélections seront discutées dans la section 3.2.4. La table 5.4 montre l'évolution du nombre d'événements en fonction des coupures appliquées. Finalement, le nombre d'événements dans les données est de 126 676. Les figures 3.13 et 3.14 montrent respectivement les distributions de p_T et η_{det} des jets après toutes les coupures.

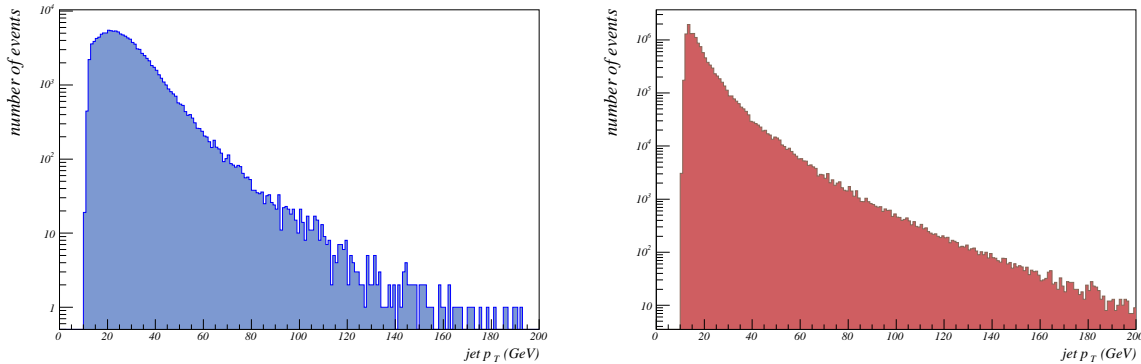


FIG. 3.13 – Distributions de p_T du jet pour les données (à gauche) et pour la simulation (à droite).

3.2.3 Analyse

Comme les corrections d'échelle d'énergie des jets dépendent à la fois de p_T et de η_{det} , le comportement de ΔS est également étudié en fonction de ces deux variables. Dans un premier temps, on étudiera ΔS non pas en fonction du p_T du jet mais en fonction du p_T du photon. En effet, le terme de réponse, ΔS en fonction de p_T^{jet} est biaisé à cause de la mauvaise résolution sur la mesure de l'énergie des jets et du spectre en énergie transverse des photons fortement décroissant. La section 3.2.6 expliquera comment transposer les résultats obtenus en fonction de p_T^γ au résultat final en fonction de p_T^{jet} .

Les événements des données et de la simulation sont compartimentés en fonction de p_T^γ de façon que les discontinuités dans le spectre de p_T^γ des données (voir figure 3.11) tombent

TAB. 3.3 – Evolution du nombre d'événement en fonction des coupures appliquées.

Coupure	Nombre d'événements restant dans les données	Nombre d'événements restant pour la simulation	Somme pondérée du nombre d'événements restant pour la simulation
initial	87 323 587	2 077 072	381×10^9
qualité des données	74 389 545		
sélection de vertex	68 102 970	1 998 967	292×10^9
au moins 1 objet EM	68 102 970	1 725 602	119×10^9
coupure angulaire	52 411 995	1 086 578	660×10^8
$emf > 0.95$	43 523 823	1 066 129	629×10^8
$iso = 0$	3 783 534	455 656	265×10^8
$HMX_7 < 10$	2 636 485	369 265	733×10^7
$\mathcal{P}(\chi_{\text{spatial}}^2) < 0.01$	2 636 485	351 479	727×10^7
isolation de trace	1 780 038	283 177	664×10^7
coupure sur p_T^γ	1 050 125		
EM central	800 307	196 534	186×10^7
pas de mauvais jet	746 128	190 230	184×10^7
exactement 1 bon jet	433 746	100 173	724×10^5
$ \eta_{\text{det}}^{\text{jet}} < 2.5$	404 963	98 322	642×10^5
exactement 1 EM	278 176	69 135	137×10^5
$\Delta\varphi > 3.0$	126 676	53 739	957×10^4

sur les bords des intervalles. Ils doivent être à la fois petits afin d'obtenir une description précise de ΔS en fonction de p_T^γ mais ils doivent également être suffisamment grands pour contenir assez de statistique. Quelques exemples de distributions de ΔS se trouve sur la figure 3.15, l'ensemble de ces distributions se trouve dans la référence [161]. Pour chacun de ces intervalles, la valeur moyenne de ΔS , intégrée sur η_{det} , est calculée.

La figure 3.16 montre l'évolution de la valeur moyenne de ΔS en fonction de p_T^γ pour les données et la simulation. On constate que le comportement est le même. La descente de $\langle \Delta S \rangle$ en dessous de 60 GeV est interprétée comme étant dû aux particules du jet émises en dehors du cône (voir figure 3.5). La remontée de $\langle \Delta S \rangle$ en dessous de 30 GeV est due au biais introduit par le seuil de reconstruction des jets. Cet effet est clairement visible sur la figure 3.15 pour l'intervalle $23 < p_T^\gamma < 26$ où les distributions de ΔS sont des gaussiennes tronquées.

Afin de comprendre pourquoi la valeur asymptotique de ΔS n'est pas égale à zéro, des événements photon+jet simulés ont été analysés en utilisant les informations au niveau générateur. Ainsi, à partir des jets de particules et des photons, il est possible de reproduire la même étude. Le résultat est montré sur la figure 3.17 pour un lot d'événements générés avec $\hat{p}_T > 80$ GeV. La valeur asymptotique est de -3%, ce qui est une importante fraction de l'effet observé dans la simulation complète qui est de 5%. Au niveau des particules, la non-égalité des énergies transverses ne peut être que due qu'aux particules échappant au cône de reconstruction des jets. (La remontée en dessous de 80 GeV est due au fait qu'aucun événement ayant un $\hat{p}_T < 80$ GeV n'a été utilisé. Cette région est donc peuplée par des événements où l'ISR a diminué le p_T du photon.)

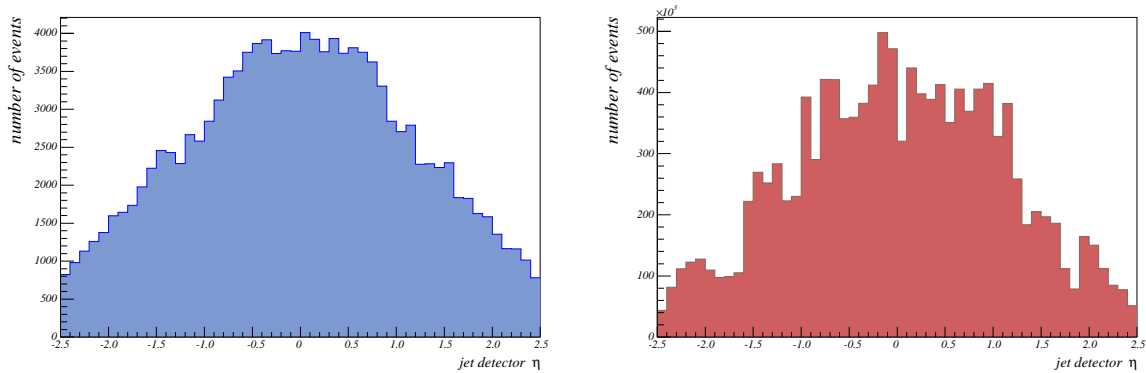


FIG. 3.14 – Distributions de η_{det} du jet pour les données (à gauche) et pour la simulation (à droite).

Même si le comportement entre les données et la simulation est similaire, il y a un décalage systématique représenté sur la figure 3.16. Comme l'échelle absolue d'énergie des jets est appliquée, on se serait attendu à ce que \mathcal{D} soit égal à zéro, ce qui n'est pas le cas. Cet effet est principalement dû aux critères de sélection des photons qui sont différents entre cette étude et celle déterminant le terme de réponse. En utilisant des critères identiques pour le calcul des valeurs moyennes de ΔS , la différence entre les données et la simulation est faible [162]. La raison est que la contamination en bruit de fond QCD est différente pour les deux sélections. La section sur les incertitudes systématiques justifiera que les critères utilisés dans cette étude entraînent une plus faible contribution du bruit de fond QCD. Dans une analyse de physique, afin de comparer des quantités reliées à l'énergie des jets entre les données et la simulation, il sera nécessaire de corriger la simulation des différences observées sur la figure 3.16.

Les variations de $\langle \Delta S \rangle_{\text{data}}$ et de $\langle \Delta S \rangle_{\text{MC}}$ en fonction de η_{det} intégré sur $p_T^\gamma > 25\text{GeV}$ sont montrées sur la figure 3.18. Pour les données, les variations relatives sont de l'ordre de $\pm 5\%$. Les variations sont moins prononcées pour la simulation mais le comportement général est similaire. Cet effet a principalement pour origine une surcorrection de l'énergie des jets au bord des cryostats. Il sera donc nécessaire d'appliquer de nouvelles corrections afin d'uniformiser les distributions de ΔS en fonction de η_{det} .

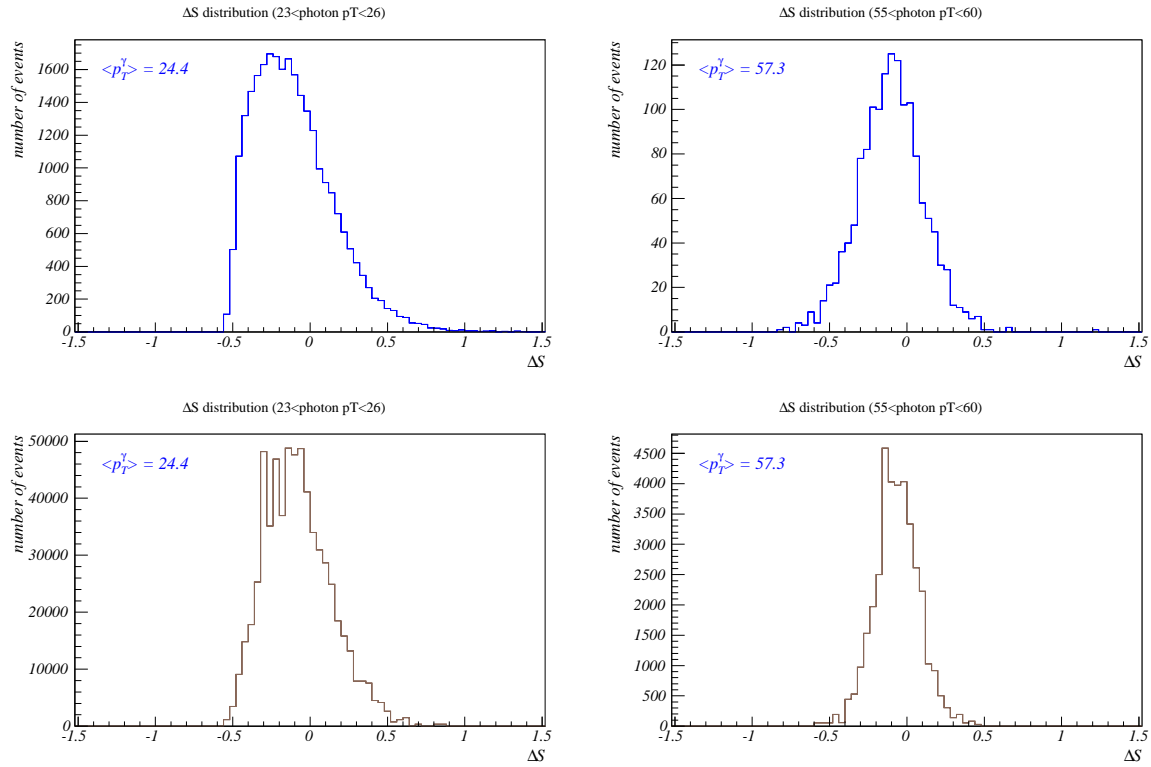


FIG. 3.15 – Exemples de distributions de ΔS pour les données (en haut) et pour la simulation (en bas).

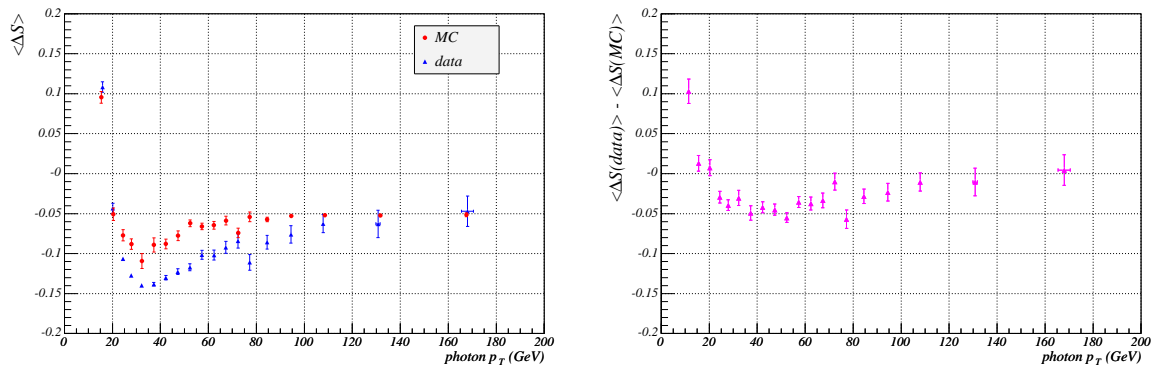


FIG. 3.16 – Distributions de $\langle \Delta S \rangle_{\text{data}}$ (triangles bleus) et $\langle \Delta S \rangle_{\text{MC}}$ (cercles rouges) en fonction de p_T^γ pour les données et pour la simulation (à gauche). Distribution correspondante de $\langle \Delta S \rangle_{\text{data}} - \langle \Delta S \rangle_{\text{MC}}$ (à droite).

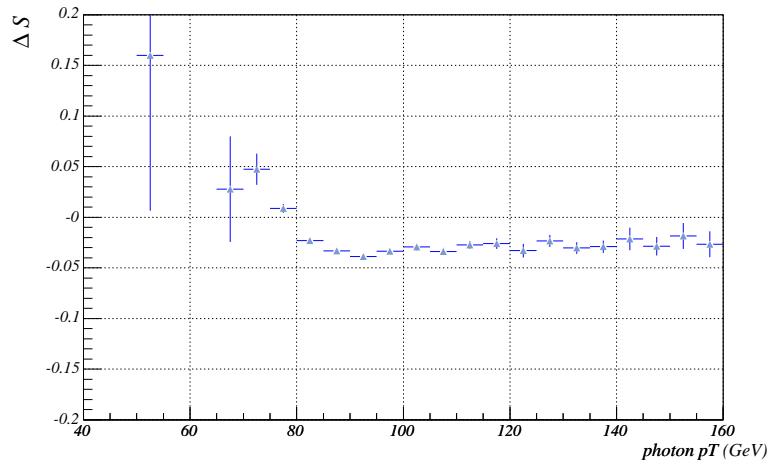


FIG. 3.17 – Distribution de $\langle \Delta S \rangle$ en fonction de p_T^γ , obtenue au niveau des particules dans un lot d'événement simulé photon+jet avec $\hat{p}_T > 80$ GeV

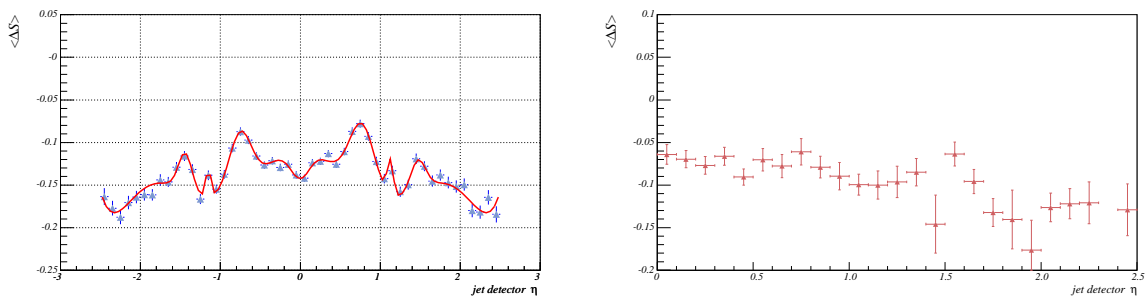


FIG. 3.18 – Distributions de $\langle \Delta S \rangle_{\text{data}}$ (à gauche) et $\langle \Delta S \rangle_{\text{MC}}$ (à droite) en fonction de $\eta_{\text{det}}^{\text{jet}}$ pour les données et la simulation respectivement. La distribution de $\langle \Delta S \rangle_{\text{MC}}$ a été symétrisée autour $\eta_{\text{det}}^{\text{jet}} = 0$.

3.2.3.1 Corrections dépendantes de η

Dans la suite, les "corrections en η " sont appliquées aux jets afin de corriger les variations vues sur la figure 3.18. Pour les données, la paramétrisation utilisée à cette fin est montrée sur la même figure. La normalisation de ces corrections est faite de façon que la valeur moyenne de $\langle \Delta S \rangle_{\text{data}}$ soit inchangée pour $p_T^\gamma > 25 \text{ GeV}$. Les distributions de $\langle \Delta S \rangle_{\text{data}}$ avant et après corrections sont montrées sur la figure 3.19 pour différents intervalles en p_T^γ . On constate que ces distributions sont rendues raisonnablement uniformes après corrections. Pour la simulation, il n'est pas possible d'utiliser une seule paramétrisation qui soit indépendante de p_T^γ . Les distributions initiales de $\langle \Delta S \rangle_{\text{MC}}$ sont montrées sur la figure 3.20 (à gauche) pour quatre intervalles de p_T^γ avec des paramétrisations superposées. La normalisation de ces corrections est faite de façon que la valeur moyenne de $\langle \Delta S \rangle_{\text{MC}}$ soit inchangée pour chaque intervalle. Finalement, les coefficients des fonctions utilisées pour les paramétrisations sont eux-mêmes dépendants de p_T^γ afin d'avoir des corrections continues entre deux intervalles. Comme on peut le voir sur la figure 3.20 (à droite), les distributions de $\langle \Delta S \rangle_{\text{MC}}$ sont raisonnablement uniformes après corrections.

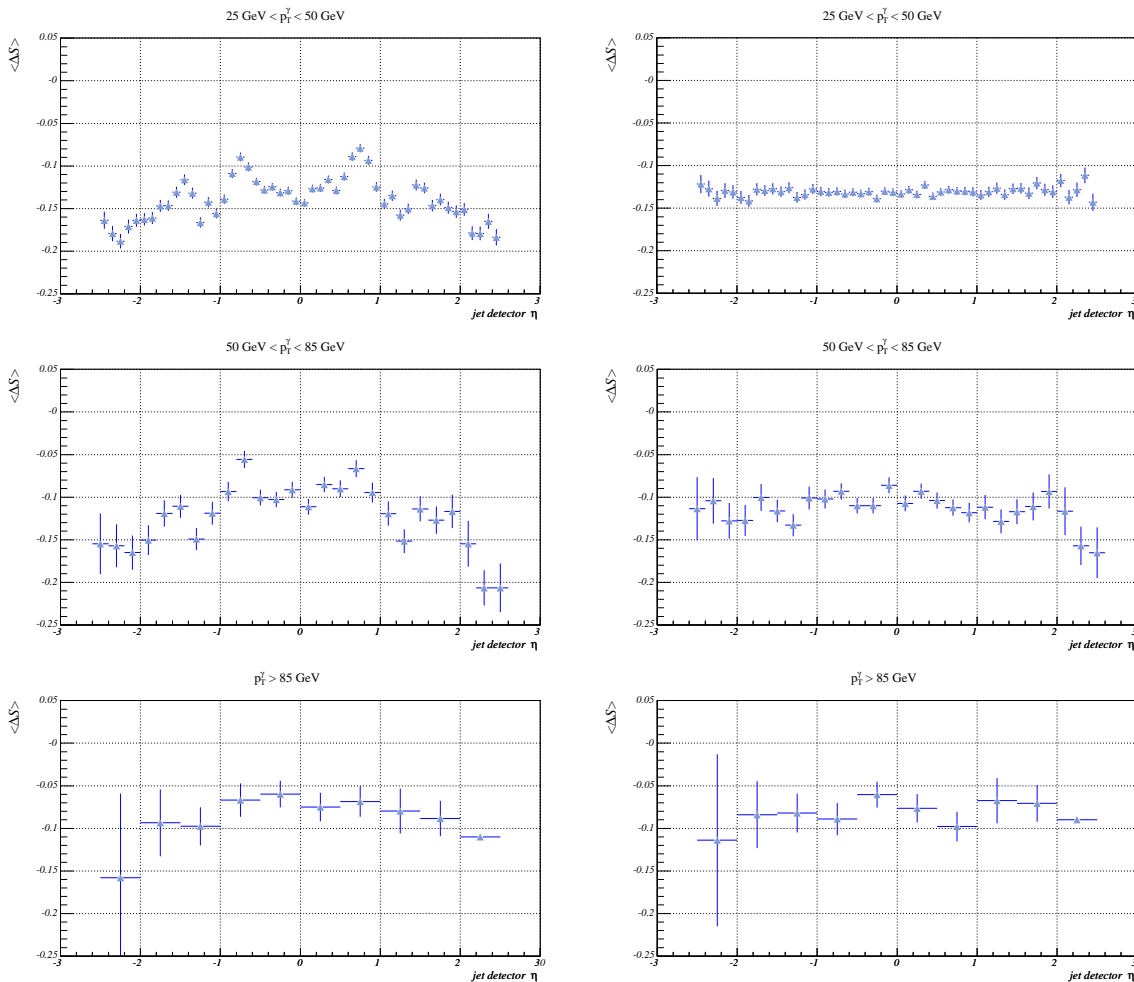


FIG. 3.19 – Distributions de $\langle \Delta S \rangle_{\text{data}}$ en fonction de $\eta_{\text{det}}^{\text{jet}}$ pour les données avant (à gauche) et après (à droite) corrections en η , pour trois intervalles de p_T^γ .

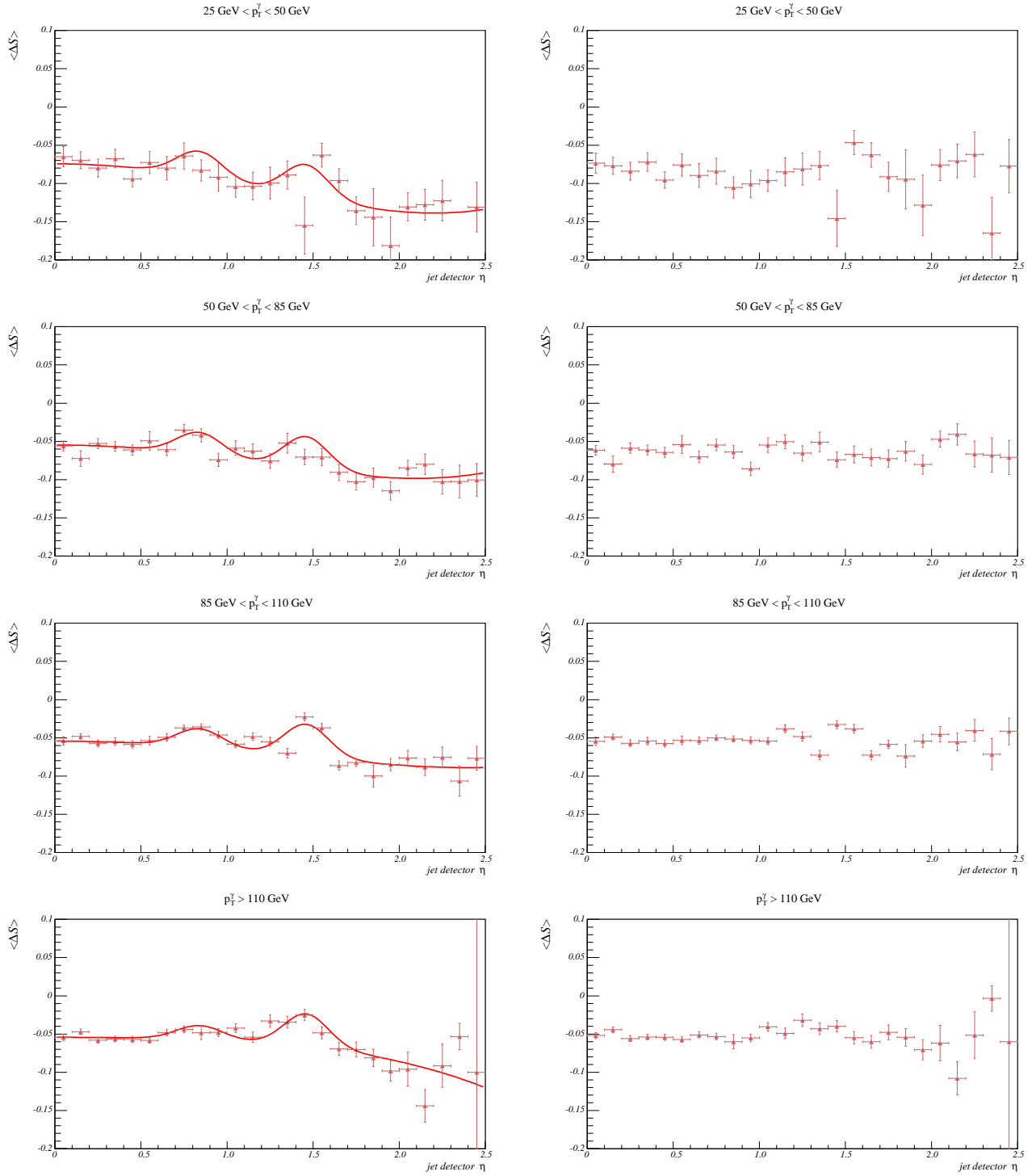


FIG. 3.20 – Distributions de $\langle \Delta S \rangle_{MC}$ en fonction de η_{det}^{jet} pour la simulation avant (à gauche) et après (à droite) corrections en η , pour quatre intervalles de p_T^γ .

L'effet de ces corrections est montré sur la figure 3.21 pour $p_T^\gamma < 25$ GeV, *ie*, pour une région non prise en compte par les paramétrisations. Bien que réduites, les variations de ΔS en fonction de η_{det} sont de l'ordre de $\pm 5\%$ pour les données. La statistique pour la simulation ne permet pas de tirer de conclusion.

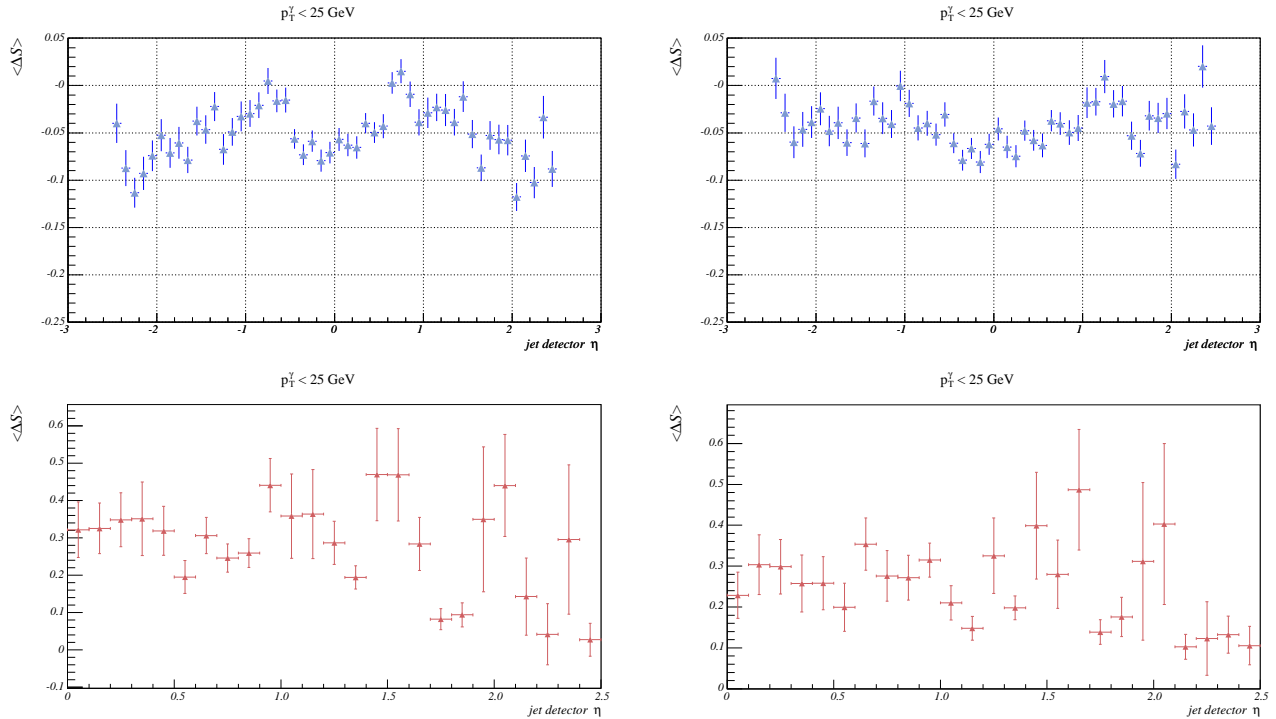


FIG. 3.21 – Distributions de $\langle \Delta S \rangle_{\text{MC}}$ en fonction de $\eta_{\text{det}}^{\text{jet}}$ pour les données (à gauche) et pour la simulation (à droite), avant (à gauche) et après (à droite) corrections en η , pour $p_T^\gamma < 25$ GeV.

3.2.3.2 L'échelle relative d'énergie des jets

Les distributions de ΔS , montrées sur la figure 3.16, ont été redérivées après corrections dépendantes de η_{det} . Les nouvelles distributions de ΔS en fonction de p_T^γ se trouvent sur la figure 3.22 et les différences de ces distributions avant et après correction sont montrées sur la figure 3.23. Les différences sont assez petites pour $p_T^\gamma > 25$ GeV.

L'échelle relative d'énergie des jets entre les données et la simulation est déduite des distributions de la figure 3.23. La différence $\mathcal{D} = \langle \Delta S \rangle_{\text{data}} - \langle \Delta S \rangle_{\text{MC}}$, qui est le résultat principal de cette étude, est montrée sur la figure 3.24 en fonction de p_T^γ . Au delà de 25 GeV, la dépendance est faible et un ajustement par une droite donne :

$$\langle \mathcal{D} \rangle = -0.040 \pm 0.002.$$

La somme d'une constante et de la différence de deux exponentielles décroissantes fournit une paramétrisation satisfaisante pour ΔS en fonction de p_T^γ (voir figure 3.22). Cette paramétrisation est aussi satisfaisante pour les variations de $\langle \Delta S \rangle_{\text{data}} - \langle \Delta S \rangle_{\text{MC}}$ en fonction de p_T^γ (voir figure 3.24).

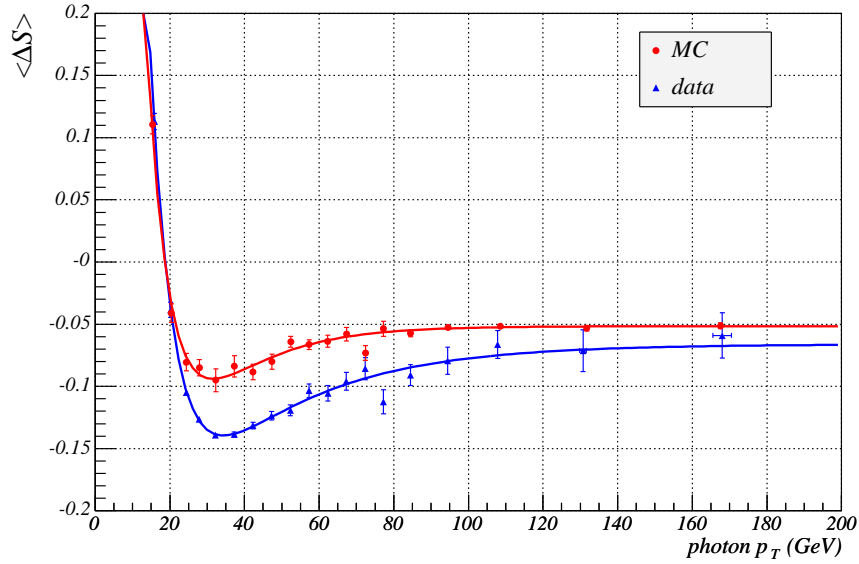


FIG. 3.22 – Distributions de $\langle \Delta S \rangle_{\text{data}}$ (triangles bleus) et $\langle \Delta S \rangle_{\text{MC}}$ (cercles rouges) en fonction de p_T^γ pour les données et la simulation, respectivement, après correction en η .

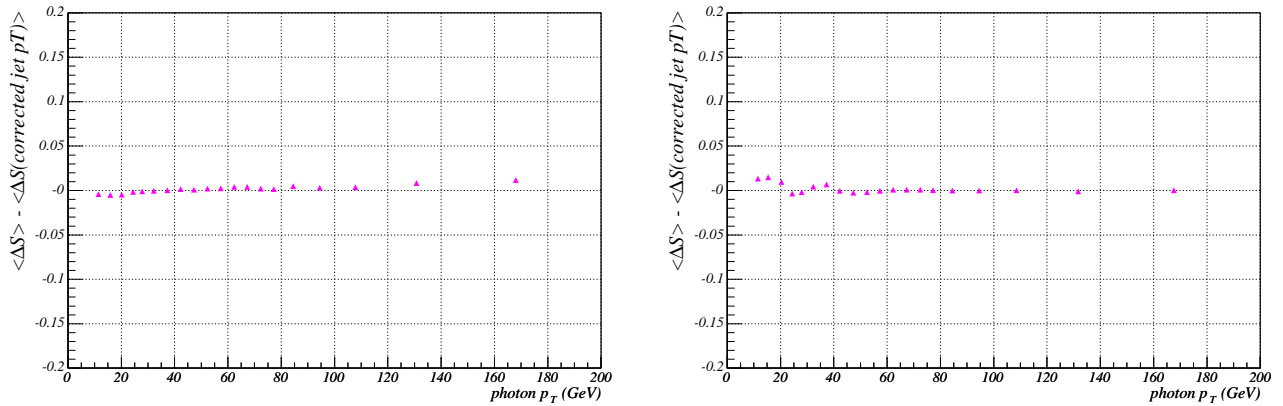


FIG. 3.23 – Distribution de la différence entre ΔS calculé après corrections en η et ΔS calculé avant corrections en η , pour les données (à gauche) et pour la simulation (à droite), en fonction de p_T^γ .

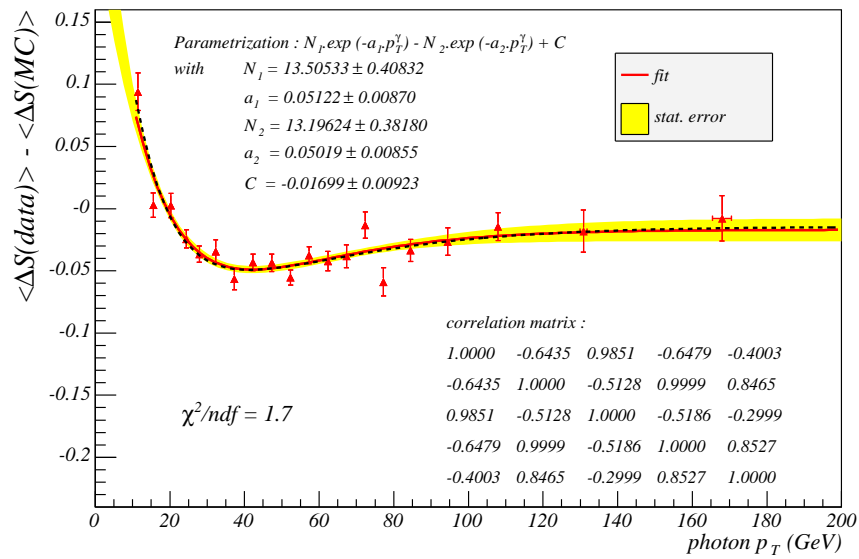


FIG. 3.24 – Distribution de la différence $\mathcal{D} = \langle \Delta S \rangle_{\text{data}} - \langle \Delta S \rangle_{\text{MC}}$ en fonction de p_T^γ , avec une paramétrisation superposée. La bande jaune représente l'erreur statistique. La ligne en pointillés est la différence des paramétrisations de $\langle \Delta S \rangle$ entre les données et la simulation.

3.2.4 Erreurs systématiques

Les sources d'incertitudes systématiques sur l'échelle relative d'énergie des jets peuvent être classées en cinq catégories :

- incertitude sur l'échelle d'énergie des photons ;
- incertitude liée à la sélection des photons ;
- incertitude liée à la sélection des événements ;
- dépendances résiduelles en η ;
- différences entre les résultats obtenus avec les événements γ +jet et Z+jet.

Toutes ces sources d'incertitude sont discutées dans cette section.

3.2.4.1 Erreurs systématiques liées à l'échelle d'énergie des photons

L'échelle d'énergie électromagnétique est déterminée à partir d'événements $Z \rightarrow e^+e^-$. L'erreur associée est de 1.5% pour $p_T > 40$ GeV et elle augmente linéairement à basse énergie pour atteindre 3% à 20 GeV [160]. L'échelle d'énergie électromagnétique a été déterminée pour des électrons mais, dans cette étude, on souhaite l'appliquer à des photons. Comme le parcours moyen d'un photon avant interaction est d'environ 30% plus long que pour un électron de même énergie (voir section 2.3.4.1), la réponse du calorimètre pour ces deux particules sera différente. La figure 3.25 montre la différence relative, pour la simulation, entre l'énergie des photons reconstruits et l'énergie vraie, en fonction de l'énergie vraie du photon. Comme attendu, l'échelle d'énergie des électrons surestime l'énergie des photons. Cet effet est plus prononcé pour des photons se trouvant à l'avant. Ceci est dû à la différence de quantité de matériau situé devant le calorimètre central et les bouchons. En supposant que la différence de réponse entre les électrons et les photons est la même entre les données et la simulation, l'échelle relative d'énergie des jets ne sera pas biaisée par cet effet.

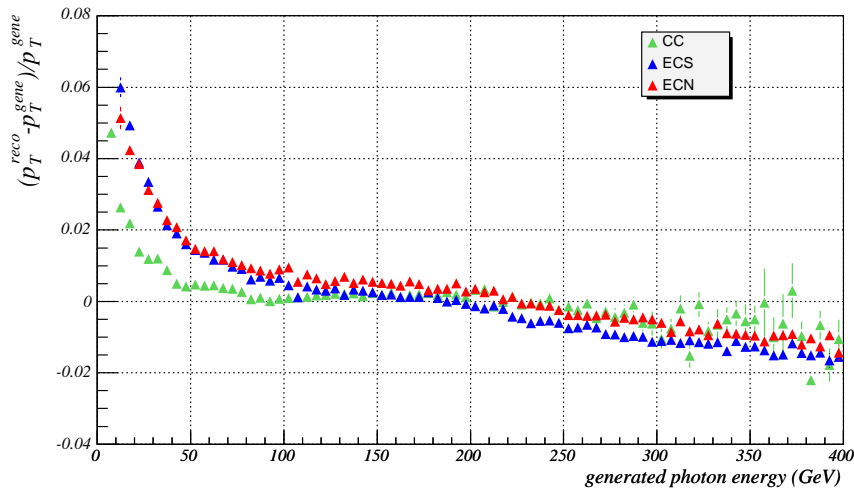


FIG. 3.25 – Distribution de la différence relative $(p_T^{\text{rec}} - p_T^{\text{true}})/p_T^{\text{true}}$ entre l'énergie des photons reconstruits et l'énergie vraie, en fonction de l'énergie vraie du photon, pour la simulation. Les résultats sont donnés pour le calorimètre central (vert), le calorimètre avant nord (rouge) et le calorimètre avant sud (bleu)

3.2.4.2 Erreurs systématiques dues à la sélection des photons

Les erreurs systématiques liées à la sélection des photons ont été estimées en faisant varier les critères d'identification des photons (emf , HMX_7 , iso et iso_t) un par un (voir les figures 3.26 et 3.27). Un ajustement par une constante est effectué sur les distributions de \mathcal{D} pour $p_T^\gamma > 25\text{GeV}$. Ces constantes sont ensuite extrapolées à un niveau de "pureté absolue des photons", *i.e.*, en considérant la coupure la plus sévère. Ce résultat est alors comparé à la valeur nominale (voir la figure 3.28). Les critères liés au développement de la gerbe (emf et HMX_7) ont peu d'influence. En revanche, les résultats sont plus sensibles aux critères liés à l'environnement du photon (iso et iso_t). En effet, bien qu'un jet puisse avoir une importante contribution électromagnétique, il reste accompagné de son flux de couleur. Ceci entraîne l'émission de particules en dehors du cône d'identification du photon. Dans ce type d'événements, la valeur de ΔS est alors plus grand que dans des événements photon+jet. Comme attendu, les différences vues sur les figures 3.28, sont entièrement dues aux données, alors qu'aucun effet n'est visible pour la simulation. C'est pour cette raison que l'on a choisi d'utiliser des critères si sévères pour sélectionner les photons. D'une comparaison du résultat nominal à celui obtenu par une extrapolation pour $iso = 0$ et pour $iso_t = 0$, une erreur systématique de 0.5% est affectée au résultat final.

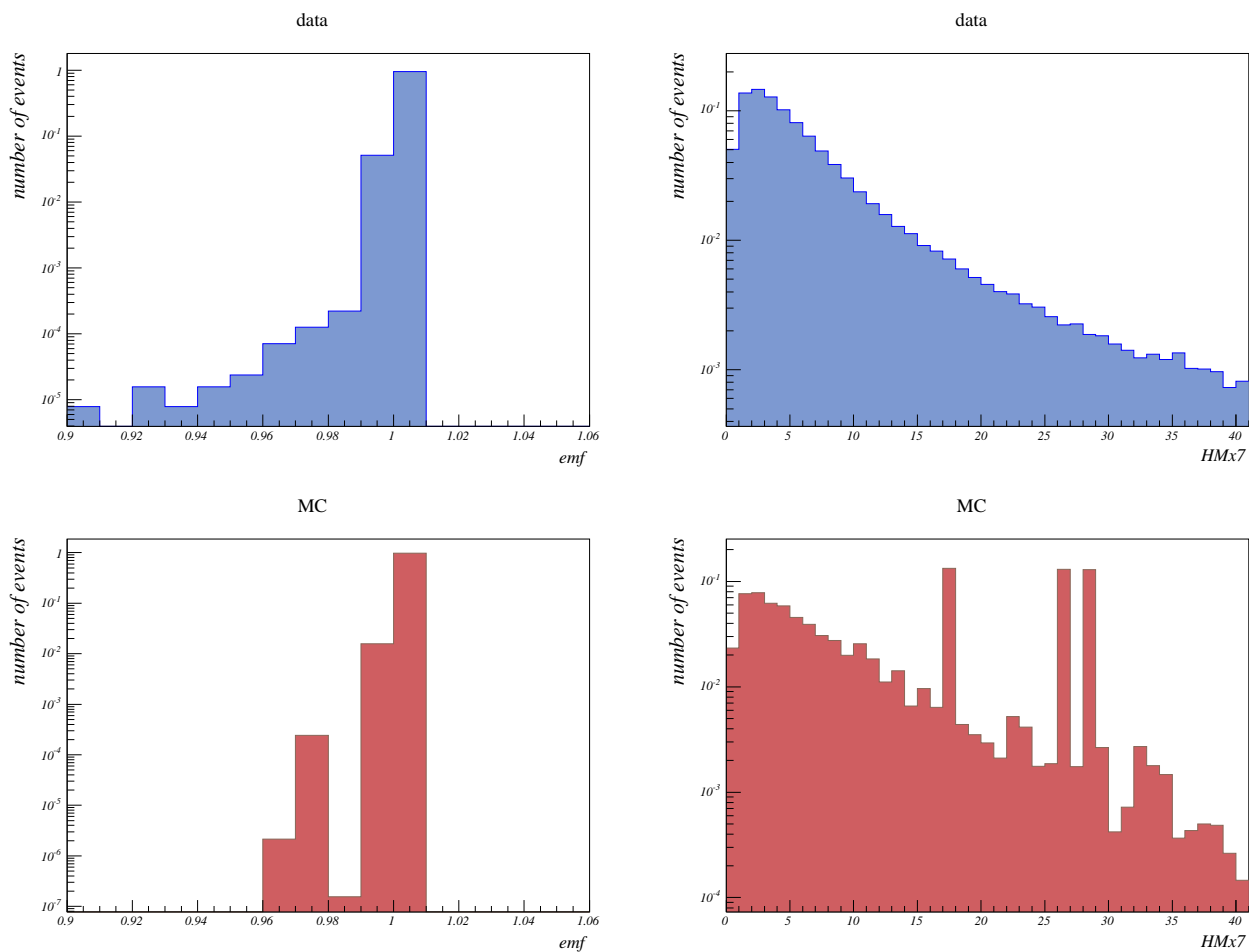


FIG. 3.26 – Distributions marginales des quantités utilisées pour la sélection des candidats photons pour les données (en haut) et la simulation (en bas) : emf (à gauche) et HMX_7 (à droite).

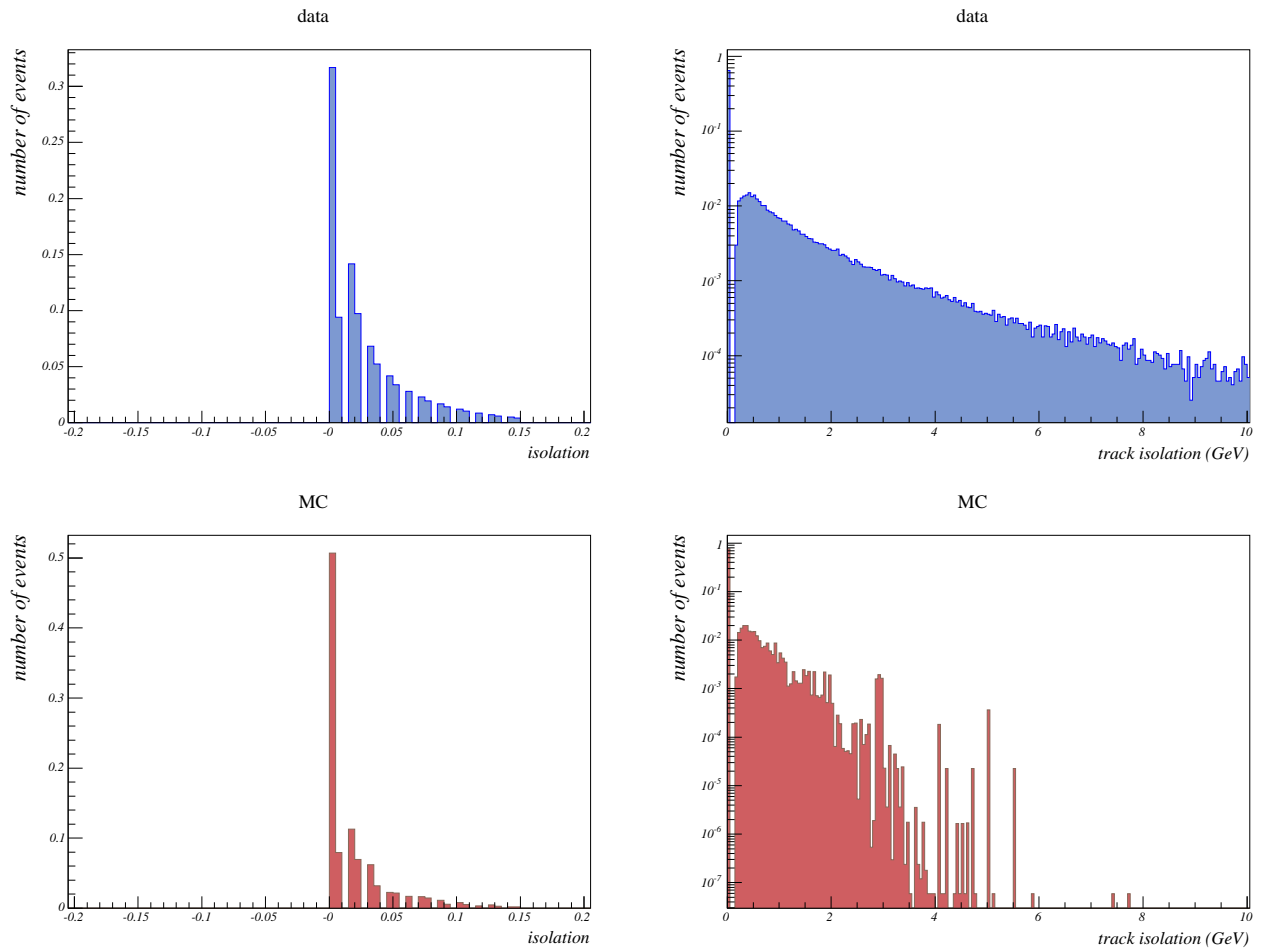


FIG. 3.27 – Distributions marginales des quantités utilisées pour la sélection des candidats photons pour les données (en haut) et la simulation (en bas) : *iso* (à gauche) et *iso_t* (à droite).

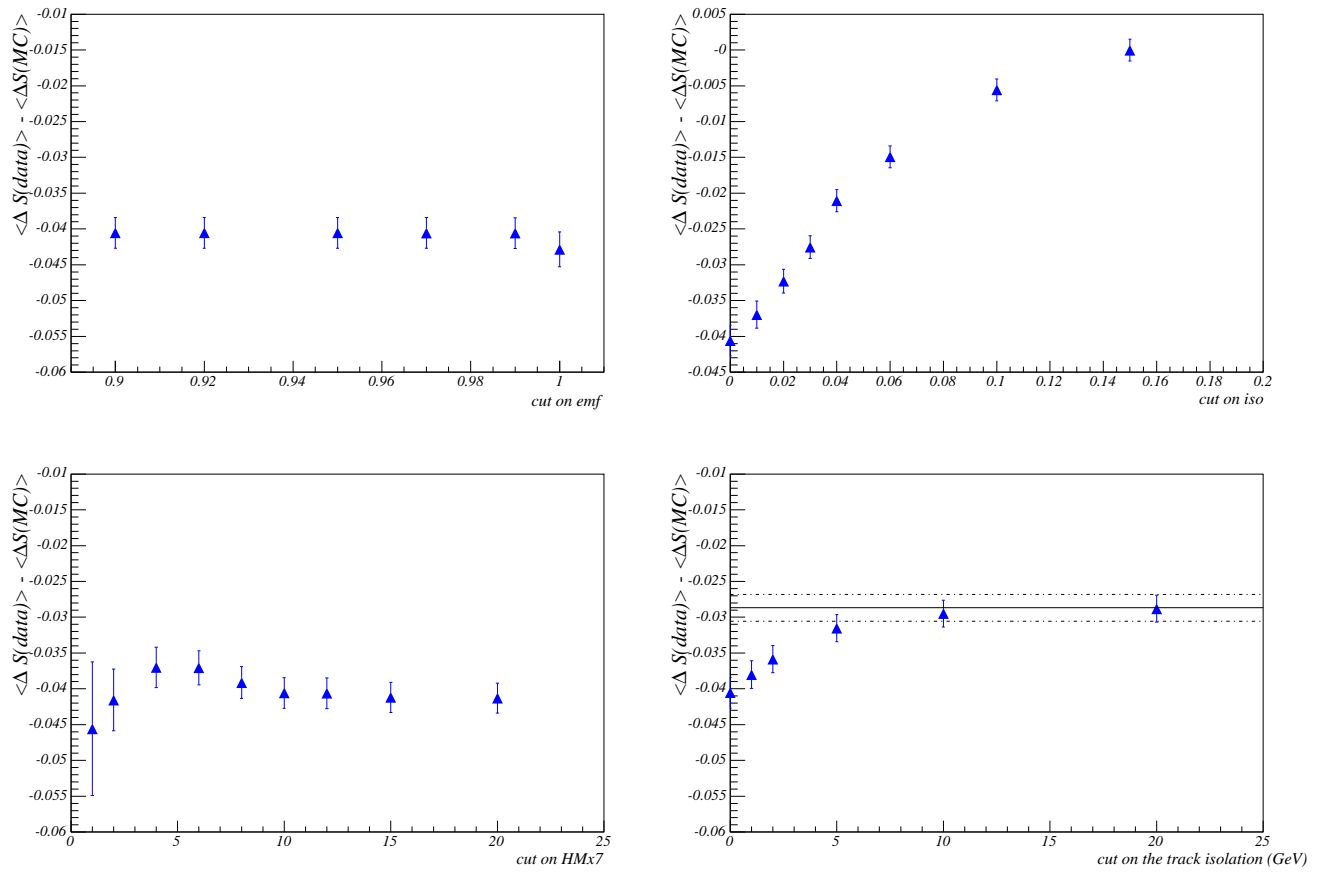


FIG. 3.28 – Evolution des constantes ajustées sur les distributions de \mathcal{D} obtenues pour : coupure sur emf variant de 0.9 à 1, où la coupure nominale est à 0.95 (en haut à gauche) ; coupure sur iso variant de 0 à 0.15, où la coupure nominale est à 0 (en haut à droite) ; coupure sur $HMx7$ variant de 0 à 20, où la coupure nominale est à 10 (en bas à gauche) ; coupure sur iso_t variant de 0 à 20 GeV, où la coupure nominale est à 0 GeV (en bas à droite)

3.2.4.3 Erreurs systématiques dues à la sélection des événements

Afin d'étudier l'incertitude liée à la coupure sur $\Delta\varphi$, on fait varier la valeur de celle-ci de 2.8 à 3.1. Pour les données et la simulation, les distributions de ΔS dépendent de la coupure sur $\Delta\varphi$ (voir figure 3.29). Mais la différence \mathcal{D} est très peu sensible à cette coupure (voir figure 3.30) car l'effet se compense entre les données et la simulation. Ainsi, l'erreur systématique associée est très faible. Ce qui n'est pas le cas pour l'échelle absolue d'énergie des jets (voir tableau 3.1).

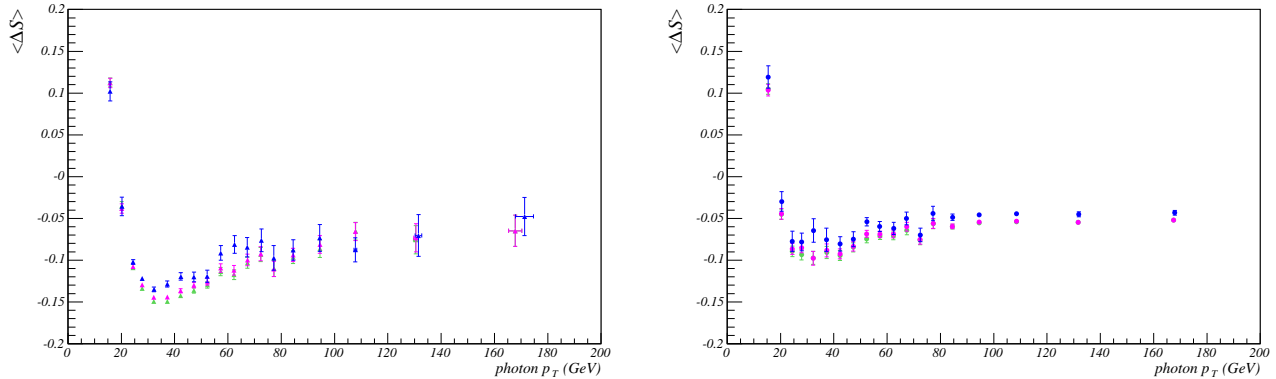


FIG. 3.29 – Distributions de $\langle \Delta S \rangle$ en fonction de p_T^γ pour les données (à gauche) et pour la simulation (à droite), pour trois coupures sur $\Delta\varphi$: 2.8 (bleu), 2.95 (rose) et 3.1 (vert).

L'exigence d'avoir un seul bon jet dans l'événement est influencée par le seuil de l'algorithme de reconstruction des jets. En effet, il est possible qu'un événement sélectionné possède un deuxième jet n'ayant pas été reconstruit car il possède une énergie non corrigée sous le seuil de reconstruction. Pour ce type d'événements, le photon ne balance pas le jet reconstruit mais l'ensemble des deux jets. Afin d'étudier cet effet, la même analyse est reproduite en autorisant un deuxième jet si celui se trouve sous un certain seuil en p_T . Les résultats, montrés sur la figure 3.31, indiquent que les variations sont faibles. Ceci est dû au fait que la majorité des événements possède un seul jet reconstruit. Afin d'accéder à la région où il peut y avoir un deuxième jet non reconstruit, la dépendance du résultat est étudiée en fonction de l'énergie transverse non associée à des objets calorimétriques (notée dans la suite UE_T pour "unclustered transverse energy"). L'énergie transverse du jet non reconstruit sera répercutée sur cette variable. Les résultats, montrés sur la figure 3.32, indiquent une tendance pour un décalage vers des valeurs positives. Cette indication est cependant à prendre avec précaution car l' UE_T n'est pas calibrée. Conservativement, une erreur systématique est associée à cet effet.

L'analyse a également été répétée en autorisant la présence d'un deuxième objet électromagnétique non associé à un jet. Les événements contenant de tels objets sont rejetés si leur énergie transverse est supérieure à un certain seuil que l'on fait varier. Les résultats, montrés sur la figure 3.33, indiquent que la différence entre le résultat nominal et celui obtenu en extrapolant le seuil en p_T à zéro est très faible.

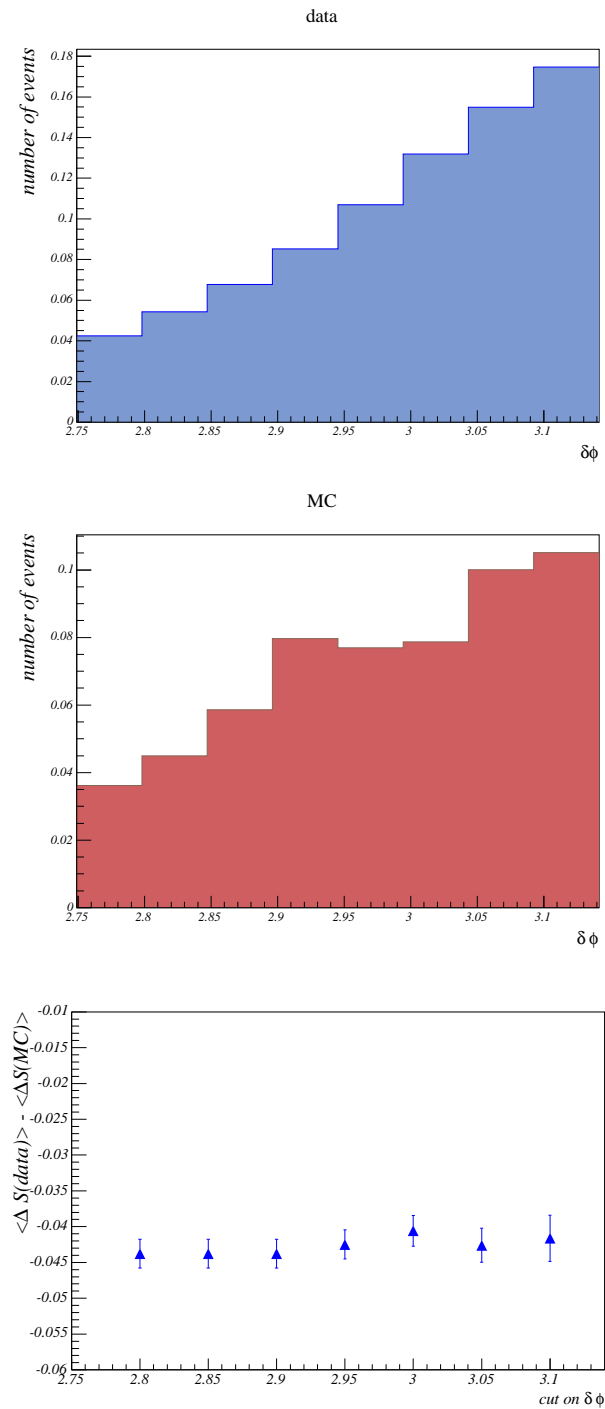


FIG. 3.30 – Distributions marginales de $\Delta\phi$ pour les données (en haut) et la simulation (au milieu), et évolution de la constante ajustée aux distributions de \mathcal{D} en faisant varier la coupure sur $\Delta\phi$ entre 2.8 et 3.1 (en bas). La valeur nominale de la coupure est de 3.0.

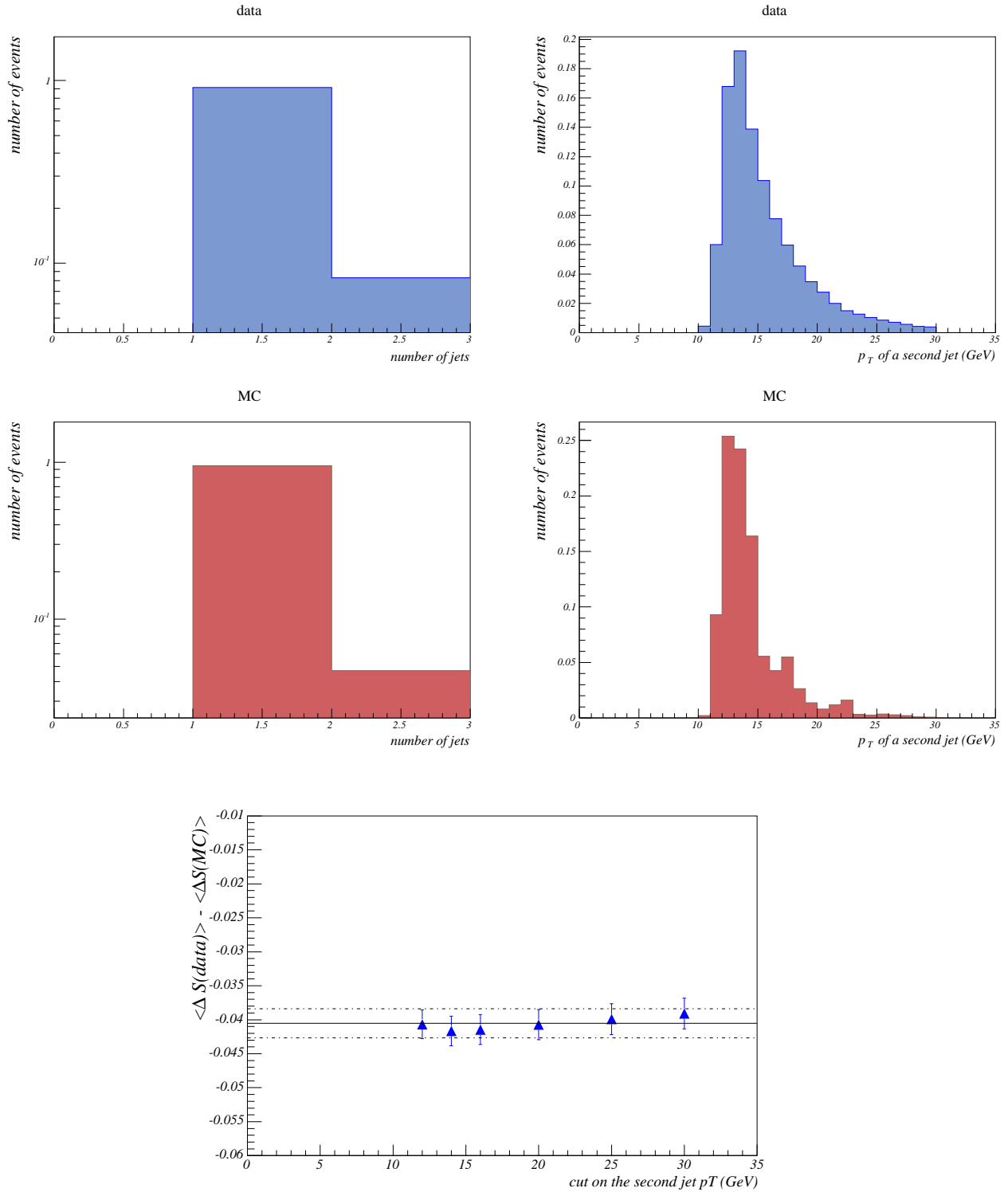


FIG. 3.31 – Distributions marginales du nombre de jets (à gauche) et du p_T du deuxième jet additionnel (à droite) pour les données (en haut) et la simulation (au milieu), et évolution de la constante ajustée aux distributions de \mathcal{D} en faisant varier la coupure sur p_T de 12 à 30 GeV (en bas). La valeur nominale de la coupure est d'environ 12 GeV.

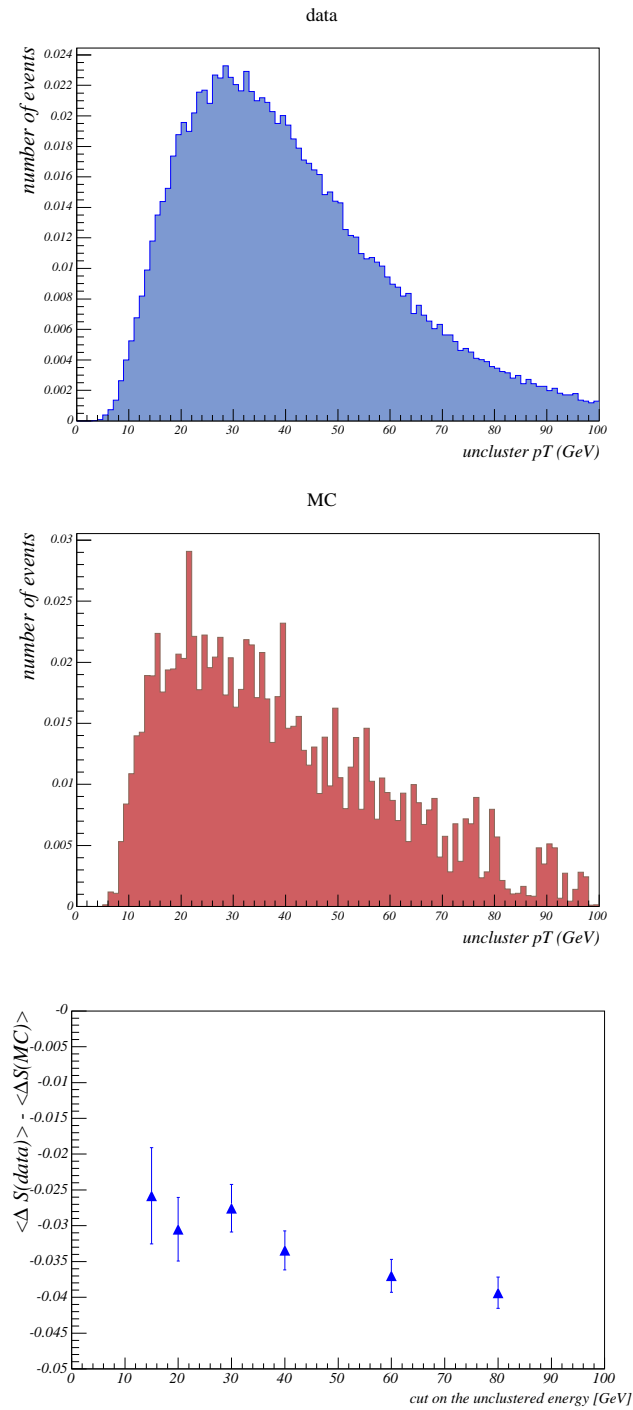


FIG. 3.32 – Distributions marginales de l' UE_T pour les données (en haut) et la simulation (au milieu), et l'évolution de la constante ajustée aux distributions de \mathcal{D} en faisant varier la coupure sur *unclustered transverse energy* de 15 GeV à pas de coupure du tout, ce qui est la sélection nominale (en bas).

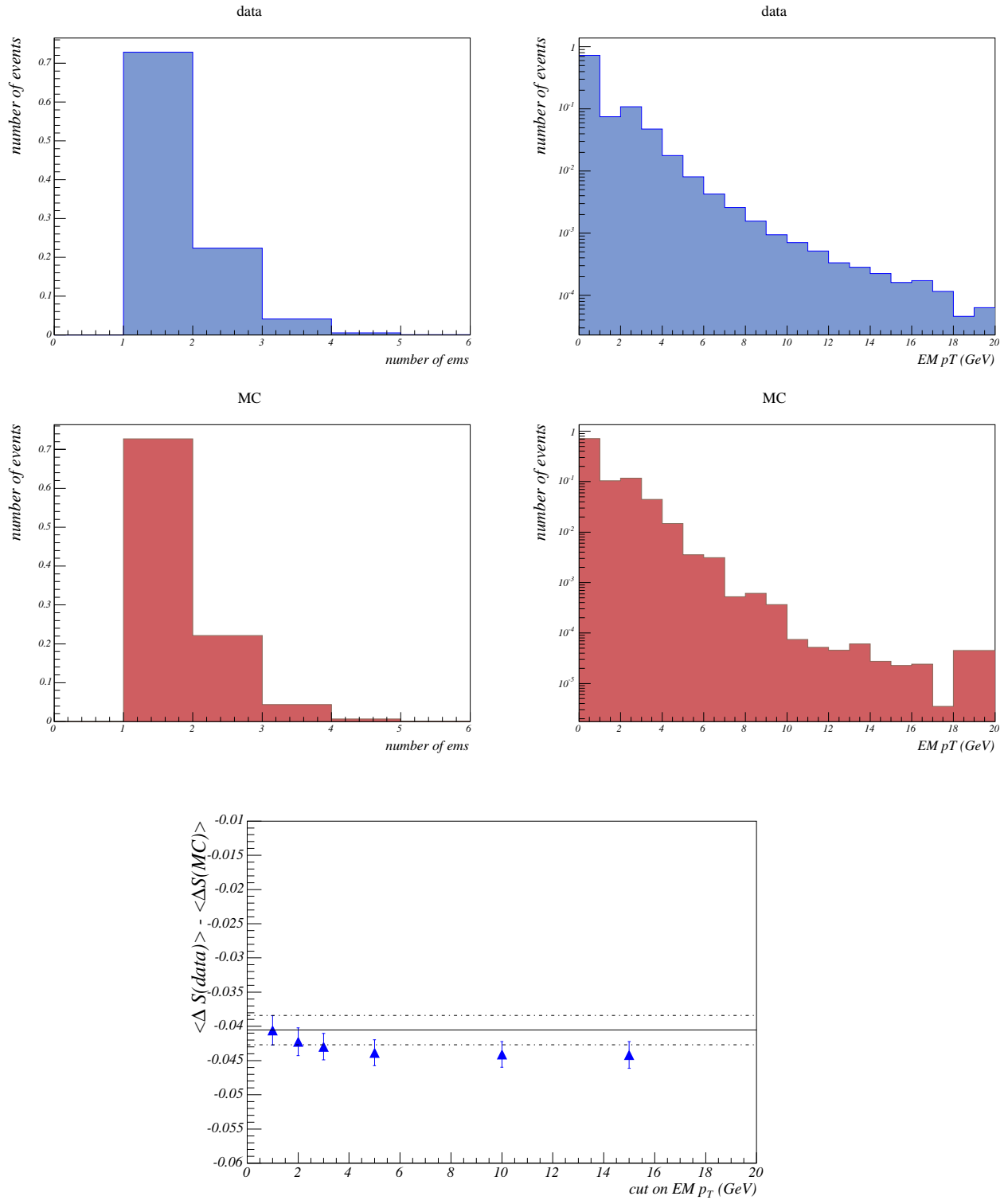


FIG. 3.33 – Distributions marginales du nombre d'objets électromagnétiques (à gauche) et du p_T du deuxième objet additionnel (à droite) pour les données (en haut) et la simulation (au milieu), et l'évolution de la constante ajustée aux distributions de \mathcal{D} en faisant varier la coupure sur p_T de 0 à 15 GeV (en bas). La valeur nominal de la coupure est de 0 GeV.

L'équilibre en énergie transverse du photon et du jet repose sur le choix du vertex de l'interaction. L'effet lié au choix d'un mauvais vertex peut être étudié en utilisant la fraction des particules chargées du jet (appelée CPF pour *Charged Particle Fraction*). Cette variable est définie comme la somme des énergies transverses des traces issues du vertex qui sont associées au jet. Une trace est dite attachée au vertex primaire si sa distance R est inférieure à deux centimètres et si sa distance en z est inférieure à cinq centimètres. Une trace est dite associée à un jet si la distance \mathcal{R} entre la trace et une cellule appartenant au jet est inférieure à 0.15. Afin de s'assurer de la qualité des traces, ces dernières doivent avoir au moins huit impacts dans le détecteur CFT. Un jet est déclaré confirmé si sa fraction chargée est supérieure à 5%. La figure 3.34 (en haut) montre les distributions de la fraction chargée des jets pour les données et la simulation. L'accumulation dans le premier intervalle de ces distributions est majoritairement due à un mauvais choix de vertex. L'efficacité de la confirmation d'un jet par les traces est montrée en fonction de η_{det} pour les données et la simulation sur la figure 3.34 (en bas à gauche). Cette efficacité est plus mauvaise à l'avant car la reconstruction des traces y est moins bonne. L'analyse a été répétée en utilisant uniquement jets confirmés et, comme on peut le voir sur la figure 3.34 (en bas à droite), le résultat est inchangé.

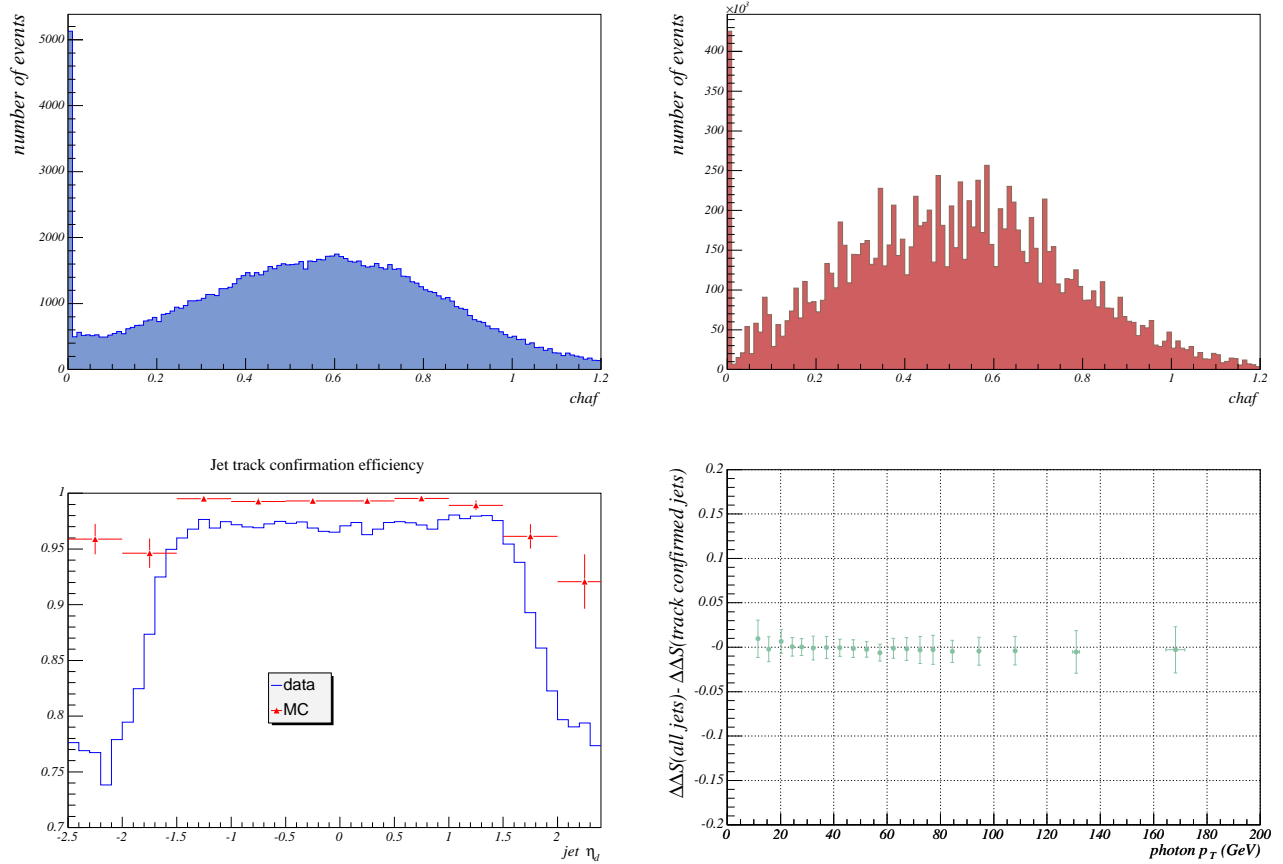


FIG. 3.34 – Distributions de CPF pour les données (en haut à gauche) et pour la simulation (en haut à droite), pour $p_T^\gamma > 25$ GeV ; efficacité de la confirmation du jet par les traces (en bas à gauche) pour les données (histogramme) et pour la simulation (points avec barres d'erreur), en fonction de η_{det} du jet, pour $p_T^\gamma > 25$ GeV ; différence des distributions de $\langle \Delta S \rangle_{\text{data}} - \langle \Delta S \rangle_{\text{MC}}$ en fonction de p_T^γ obtenue pour tous les jets et pour les jets confirmés uniquement (en bas à droite).

3.2.4.4 Erreurs systématiques dues aux dépendances résiduelles en η

Le résultat nominal a été obtenu en utilisant uniquement des photons se trouvant dans le calorimètre central. Afin de pouvoir faire une comparaison avec des photons se situant dans l'un des calorimètres bouchons, il est nécessaire de relâcher la coupure sur l'isolation de traces à la fois pour les photons centraux et pour les photons à l'avant. Le résultat ainsi obtenu avec des photons à l'avant est 2.8% plus faible que pour des photons centraux. La figure 3.35 montre que cette différence dépend peu de p_T^γ . Cependant, dans les événements ayant un photon central, les jets ne présentent pas la même distribution en η_{det} que celle des événements ayant un photon à l'avant (voir figure 3.36). Ainsi, la différence entre le résultat obtenu avec des photons centraux et des photons à l'avant peut être partiellement due aux imperfections des corrections dépendantes de η_{det} .

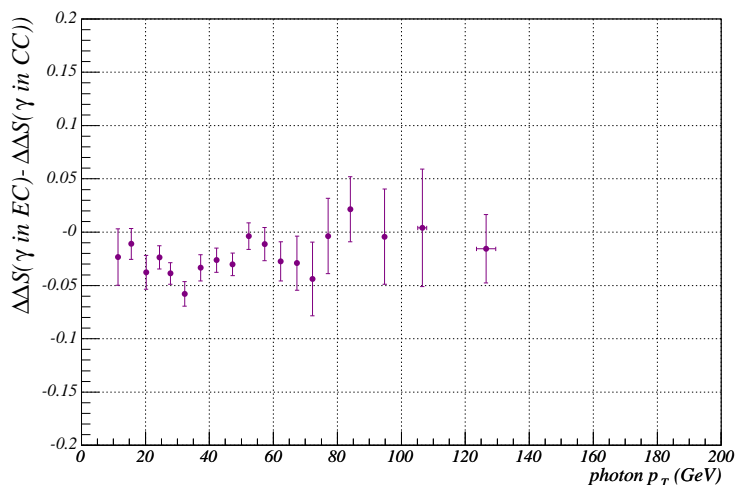


FIG. 3.35 – Distribution en fonction de p_T^γ , de la différence entre $\langle \Delta S \rangle_{\text{data}} - \langle \Delta S \rangle_{\text{MC}}$ évaluée avec des photons à l'avant et $\langle \Delta S \rangle_{\text{data}} - \langle \Delta S \rangle_{\text{MC}}$ évaluée avec des photons centraux. Pour cette distribution, la coupure sur l'isolation de trace a été enlevée.

Afin de vérifier cet effet, le résultat nominal, *i.e.*, en utilisant des photons centraux avec $iso_t = 0$, a été redéterminé séparément pour trois régions en η_{det} : centrale ($|\eta_{\text{det}}| < 1$), intercryostat ($1 < |\eta_{\text{det}}| < 1.8$) et avant ($|\eta_{\text{det}}| > 1.8$). Dans la région centrale, le résultat est de 0.3% plus grand que le résultat nominal ; il est 0.7% plus bas pour des jets ICR et 0.8% pour des jets à l'avant. Ces variations sont utilisées comme erreurs systématiques. Elles sont l'indication d'une éventuelle dépendance en η résiduelle au plus de l'ordre du pourcent. La différence entre les résultats obtenus sans la coupure sur l'isolation de trace, pour des photons centraux et des photons à l'avant, est de -1.3% pour des jets centraux. Cet effet est interprété comme étant dû à une différence dans la calibration entre photons centraux et photons à l'avant. Pour les jets se trouvant dans la région intercryostat, la différence est similaire (-1.5%). En revanche, pour les jets à l'avant, la différence est beaucoup plus grande (-5.4%) et aucune explication convaincante n'a été trouvée. Il est d'autant plus étonnant que cet effet important est dû à des variations plus faibles, mais en sens opposé, pour les données et la simulation (voir figure 3.37). Ces variations sont utilisées comme erreurs systématiques.

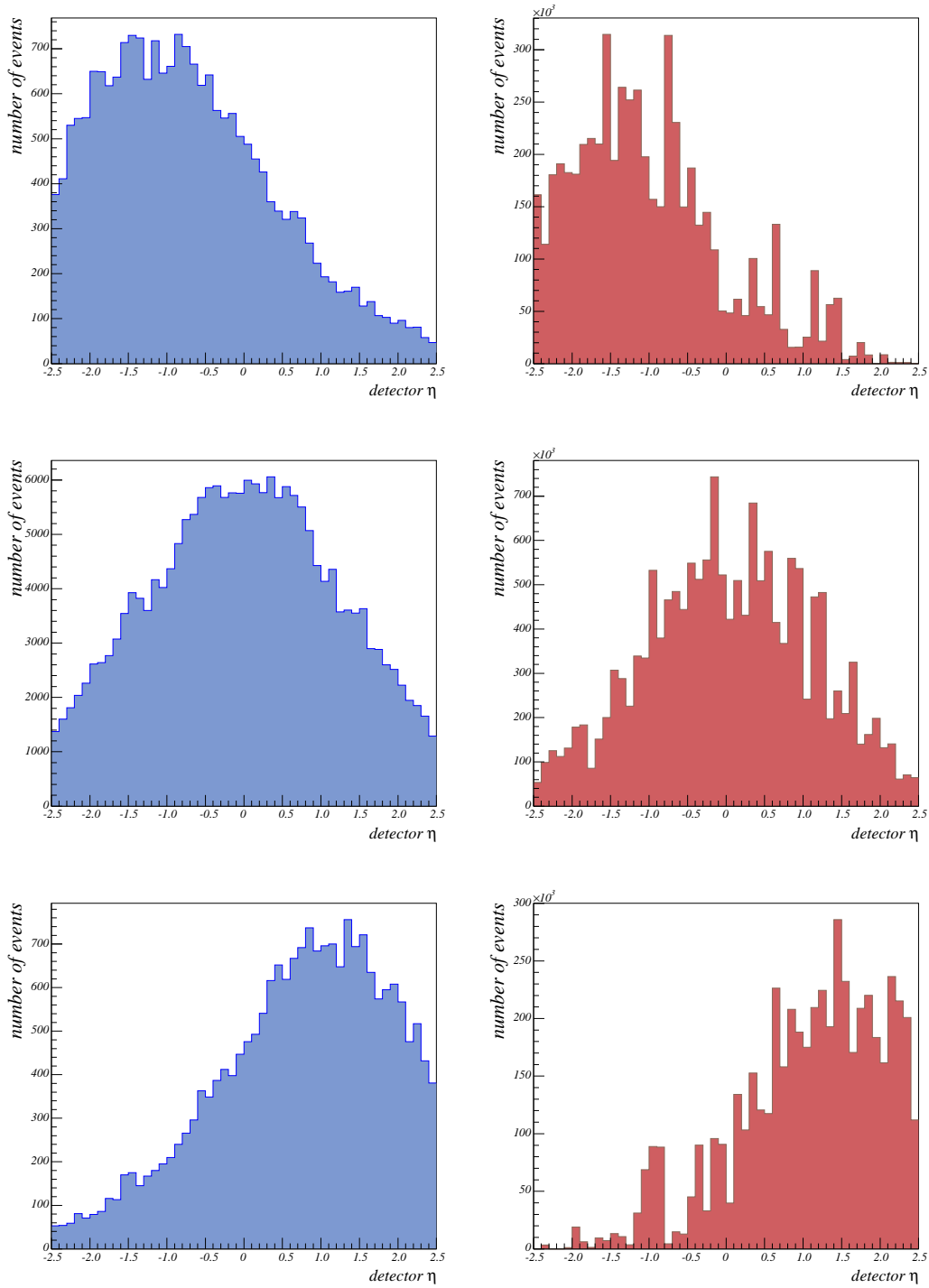


FIG. 3.36 – Distributions de η_{det} des jets pour les données (à gauche) et la simulation (à droite) quand le photon est dans le calorimètre bouchon nord (en haut), central (milieu) ou bouchon sud (en bas). Pour ces distributions, la coupure sur l'isolation de trace est enlevée.

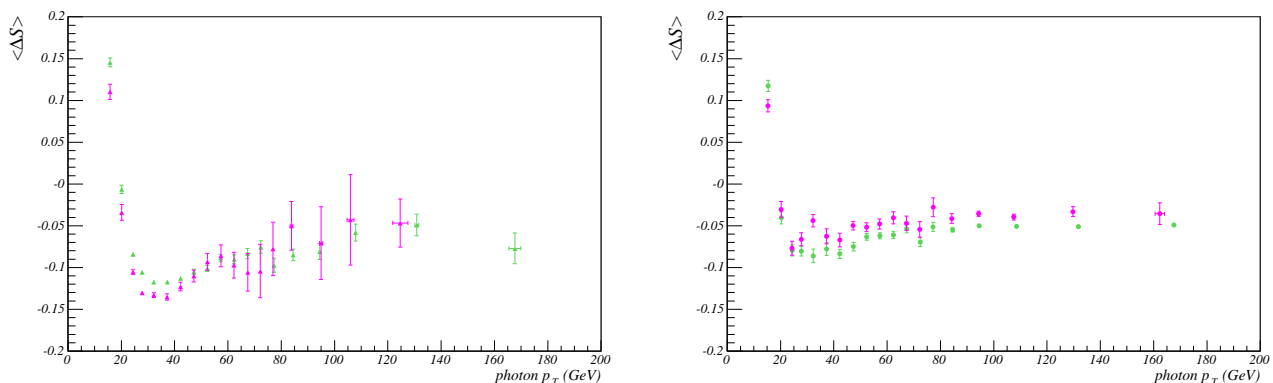


FIG. 3.37 – Distributions de $\langle \Delta S \rangle$ en fonction de p_T^γ quand le photon est sélectionné dans la région central (vert) ou à l'avant (rose) pour les données (à gauche) et la simulation (droite). Pour ces distributions, la coupure sur l'isolation de traces a été enlevée.

3.2.4.5 Vérification en utilisant des événements $Z \rightarrow e^+e^- + \text{jet}$

Les événements $Z(\rightarrow e^+e^-) + \text{jet}$ possèdent la même topologie que les événements photon+jet, ce qui permet de répéter la même analyse. En sélectionnant des événements dans la fenêtre de masse du Z, la contamination du lot par le bruit QCD est quasiment négligeable. Un autre avantage est que l'énergie transverse du Z est calculée à partir de la direction et de l'énergie des deux électrons pour laquelle l'échelle d'énergie électromagnétique a été déterminée. L'inconvénient principal est que la statistique est très faible, ne permettant pas une étude aussi détaillée qu'avec des événements photon+jet. Le même lot de données est utilisé pour sélectionner les événements $Z \rightarrow e^+e^-$. Le lot de données simulé utilisé pour la comparaison a été généré avec ALPGEN. La sélection des événements $Z \rightarrow e^+e^-$ est la suivante :

- seuls les événements avec deux objets électromagnétiques sont gardés ;
- au moins un des deux candidats électrons se trouve dans le calorimètre central ;
- les candidats électrons doivent :
 - être associés spatialement à une trace ($P_{spatial}(\chi^2) > 0.01$) ;
 - être dans la région fiduciaire du calorimètre ;
 - vérifier $emf > 0.90$, $iso < 0.15$, $HMX_7 < 12$ pour les électrons centraux ou $HMX_8 < 20$ pour les électrons avant.
- la sélection des jets reste inchangée ;
- $\Delta\varphi > 3.0$, la direction du Z est donnée par la somme vectorielle des p_T des deux électrons.

Les critères sur la sélection des électrons sont moins sévères que ceux de la sélection des photons car la contamination en bruit de fond QCD est faible dans la fenêtre de masse. Les critères sélectionnent uniquement 461 événements dans les données.

La distribution de la masse invariante des deux candidats électrons est montrée sur la figure 4.14. Dans la suite, seuls les événements se trouvant dans le pic sont gardés (91 ± 15 GeV). Les distributions de ΔS obtenues pour des événements Z+jet sont montrées sur la figure 3.39, et sont comparées aux résultats obtenus avec des événements photon+jet. Les valeurs de ΔS sont plus faibles à bas p_T avec le lot Z+jet. Il est cependant surprenant d'observer le même effet pour la simulation même si celui-ci est plus faible que pour les données. Des résultats similaires ont été obtenus par une analyse indépendante [164].

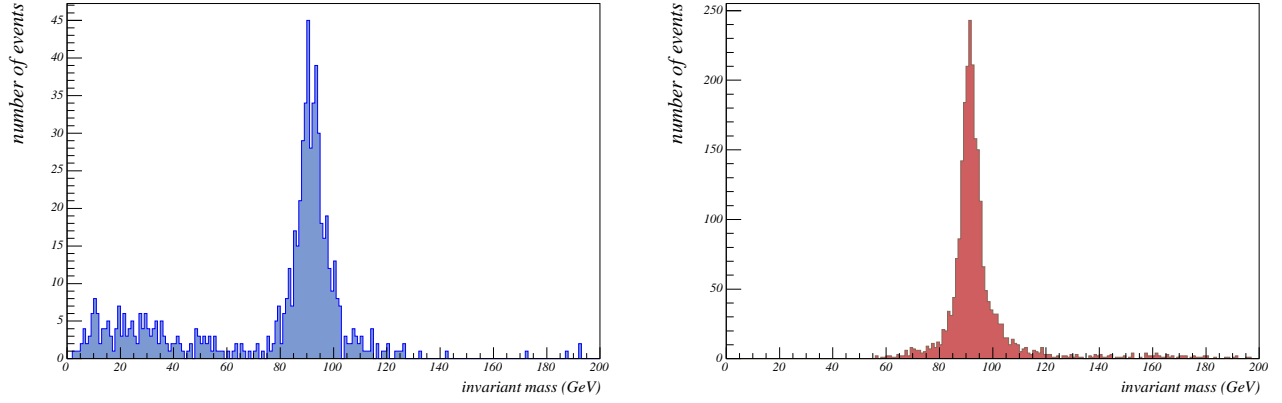


FIG. 3.38 – Distributions de la masse invariante des deux électrons pour les données (à gauche) et pour la simulation (à droite).

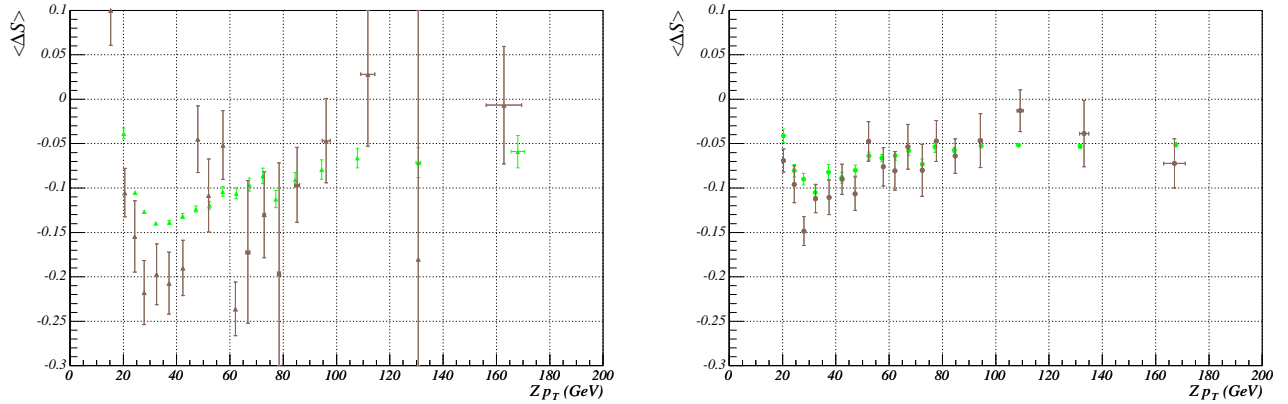


FIG. 3.39 – Distributions de $\langle \Delta S \rangle$ en fonction du p_T du Z ou du p_T photon pour les données (à gauche) et pour la simulation (à droite). Les points verts sont obtenus avec des événements photon+jet et les noirs avec des événements Z +jet.

La distribution de $\langle \Delta S \rangle_{\text{data}} - \langle \Delta S \rangle_{\text{MC}}$ pour les événements Z +jet est montrée sur la figure 3.40 avec la paramétrisation obtenue avec les événements photon+jet. L'échelle relative d'énergie des jets déterminée avec des événements Z +jet est plus faible à bas p_T que celle obtenue avec les événements photon+jet, mais elle est plus grande pour $p_T > 80$ GeV où la statistique est assez limitée. Ces différences peuvent être dues à une contamination résiduelle du bruit de fond QCD dans le lot photon+jet à bas p_T . Elles peuvent aussi être dues à des déviations entre l'échelle d'énergie des photons et celle des électrons.

Une incertitude systématique est associée à ces différences. Pour cela, la différence entre les valeurs de $\langle \Delta S \rangle_{\text{data}} - \langle \Delta S \rangle_{\text{MC}}$ obtenue avec des événements Z +jet et la paramétrisation de $\langle \Delta S \rangle_{\text{data}} - \langle \Delta S \rangle_{\text{MC}}$ obtenue avec des événements Z +jet est paramétrisée par une fonction linéaire (voir figure 3.41). A grand p_T , cet ajustement est remplacé par un ajustement constant correspondant à la moyenne au-delà de 80 GeV.

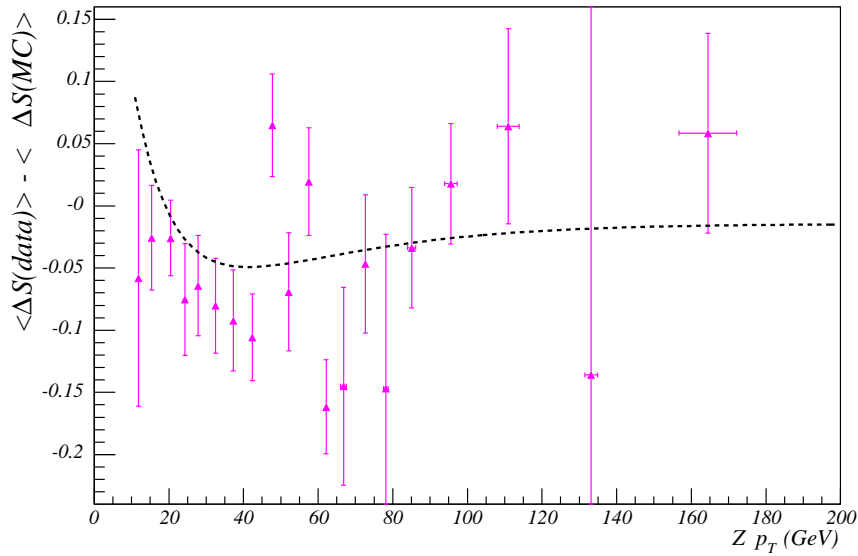


FIG. 3.40 – Distribution de la différence $\mathcal{D} = \langle \Delta S \rangle_{\text{data}} - \langle \Delta S \rangle_{\text{MC}}$ entre les données et la simulation pour des événements $Z+\text{jet}$, en fonction du p_T du Z . La ligne en pointillés est la paramétrisation obtenue avec les événements photon+jet.

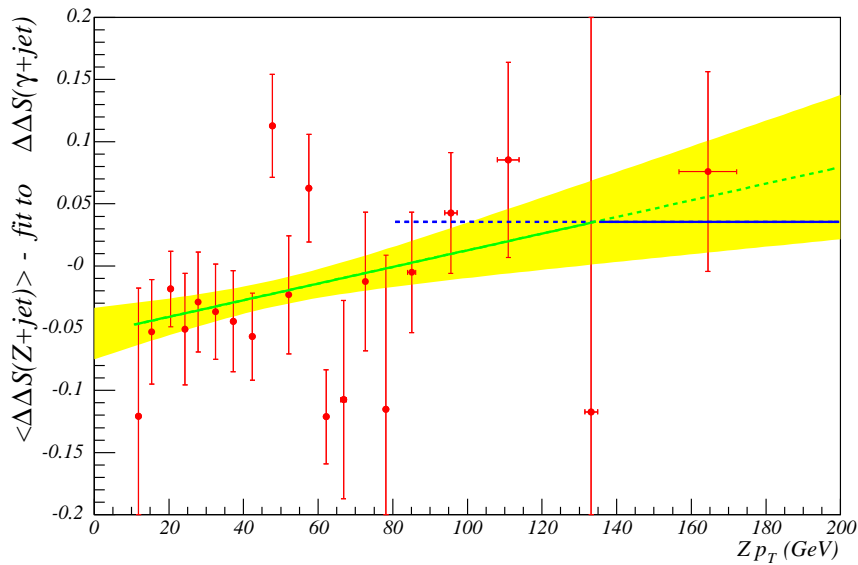


FIG. 3.41 – Distribution de la différence entre $\mathcal{D} = \langle \Delta S \rangle_{\text{data}} - \langle \Delta S \rangle_{\text{MC}}$ obtenue avec des événements $Z+\text{jet}$ et la paramétrisation de \mathcal{D} obtenue avec des événements des $Z+\text{jet}$. Un ajustement par une fonction linéaire est superposé avec la bande jaune correspondant à l'erreur statistique. Un ajustement par une constante pour $p_{TZ} > 80$ GeV est aussi superposé.

3.2.5 Résultats

La paramétrisation de l'échelle relative d'énergie des jets \mathcal{D} est montrée sur la figure 3.42 en fonction de p_T^γ . Son incertitude statistique et ses incertitudes systématiques y sont également représentées. Un récapitulatif des sources d'incertitude systématique se trouve dans le tableau 3.2.5. Les erreurs associées à la sélection des photons, à la sélection des événements et l'erreur associée aux dépendances résiduelles en η , ont été déterminées à partir de résultats intégrés pour $p_T^\gamma > 25$ GeV et peuvent donc être légèrement sous-estimées pour $p_T^\gamma < 25$ GeV. Cependant, à bas p_T , l'erreur systématique est largement dominée par l'erreur sur l'échelle d'énergie électromagnétique et celle provenant de la différence entre les événements photon+jet et Z+jet. Toutes les sources d'erreurs sont décorrélées mais sont individuellement corrélées à 100% en fonction de p_T^γ .

Pour des jets centraux, le décalage négatif le plus grand est observé pour $p_T^\gamma = 40$ GeV, où l'échelle relative d'énergie des jets est égale à $\mathcal{D} = -0.049 \pm 0.003$ (stat) $^{+0.022}_{-0.034}$ (syst).

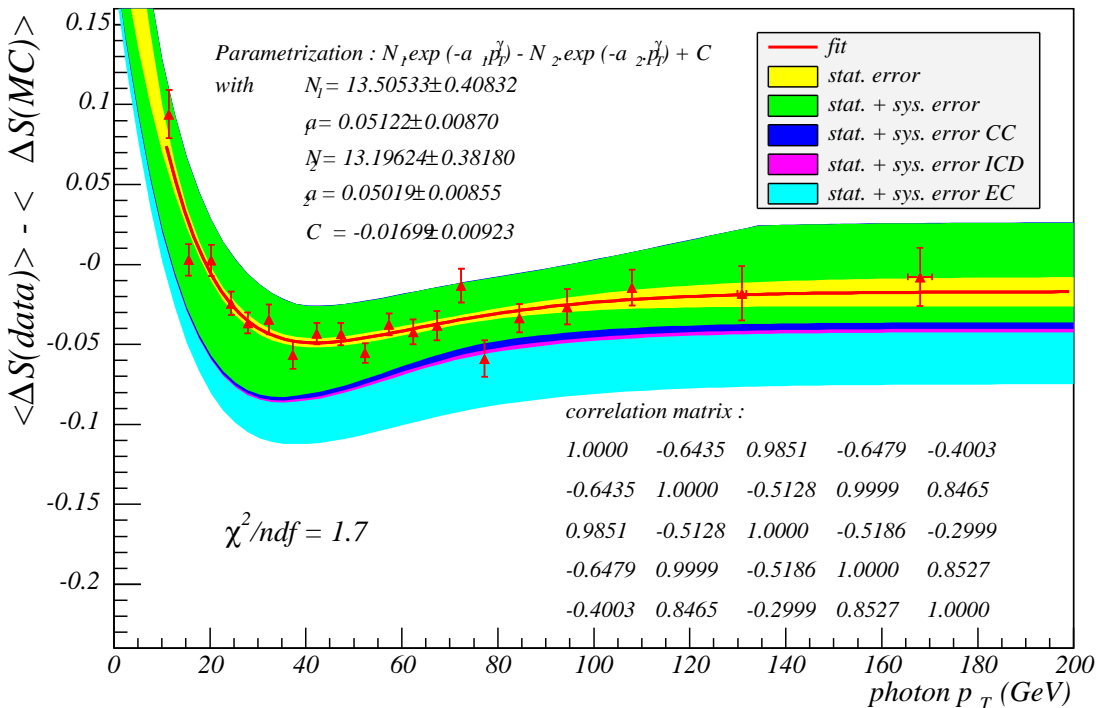


FIG. 3.42 – Distribution de la différence $\mathcal{D} = \langle \Delta S \rangle_{\text{data}} - \langle \Delta S \rangle_{\text{MC}}$ entre les données et la simulation, avec une paramétrisation superposée. La bande jaune est l'erreur statistique associée ; la bande verte inclut toutes les erreurs systématiques communes à tous les jets ; les bandes bleu, rose et turquoise représentent l'extension des incertitudes systématiques respectivement pour les jets centraux, les jets dans la région intercryostatique et les jets à l'avant.

3.2.6 Remapping

Jusqu'à présent, tous les résultats de ce chapitre ont été présentés en fonction de p_T^γ qui un estimateur de l'énergie transverse vraie du jet au niveau partonique. Afin de pouvoir

TAB. 3.4 – Récapitulatif des incertitudes systématique sur \mathcal{D} .

Source d'incertitude	erreur positive	erreur négative
EM-scale pour $p_T^\gamma = 20$ GeV	0.030	0.030
EM-scale pour $p_T^\gamma > 40$ GeV	0.016	0.016
Sélection des photon (<i>emf</i> , <i>HMX₇</i> , <i>iso</i> , <i>iso_t</i>)	0.005	0.005
Photon-jet $\Delta\varphi$	0.003	0
Jets ou objets EM additionels, UE_T	0.015	0
dépendance η (jets centraux)	0.003	0.013
dépendance η (jets ICR)	0	0.017
dépendance η (jets à l'avant)	0	0.055
événements Z +jet <i>vs.</i> photon+jet à 30 GeV	0	0.034
événements Z +jet <i>vs.</i> photon+jet à 180 GeV	0.036	0

appliquer ces résultats à l'énergie transverse *mesurée* d'un jet, il est nécessaire de faire une conversion entre l'énergie transverse *mesurée* d'un jet et son énergie transverse *vraie*. Cette procédure sera nommée dans la suite "*remapping*". Le résultat de cette procédure dépend du spectre en énergie transverse vraie du jet, et dépend donc du processus considéré. Comme les corrections d'échelle relative d'énergie des jets seront appliquées à la simulation, il est suffisant de déterminer le *remapping* uniquement pour la simulation.

Des distributions de p_T^γ pour des intervalles suffisamment petits de p_T^{jet} sont utilisées à cette fin. La relation entre la valeur moyenne de p_T^γ pour chacun de ces intervalles et la valeur moyenne de p_T^{jet} est montrée sur la figure 3.43 avec des paramétrisations superposées. Deux spectres correspondant à deux cas extrêmes sont considérés : celui correspondant à des événements photon+jet (rouge) et celui correspondant à un spectre uniforme. Les résultats ainsi obtenus sont très différents. Par exemple, pour $p_T^{\text{jet}} = 60$ GeV, l'écart entre les deux courbes est d'environ 7 GeV. Cependant, les différences entre ces résultats auront un faible impact sur l'échelle relative d'énergie des jets car la procédure de *remapping* a pour but de déterminer uniquement le facteur de correction à utiliser. Comme on peut le voir sur la figure 3.44, le facteur de correction pour l'échelle relative d'énergie des jets ne change significativement que pour $p_T^{\text{jet}} < 40$ GeV. Le choix de la procédure de *remapping* dépend de l'analyse de physique considérée. En l'absence de plus d'informations, la différence entre les résultats obtenus avec les deux paramétrisations précédentes peut être prise comme une erreur systématique additionnelle.

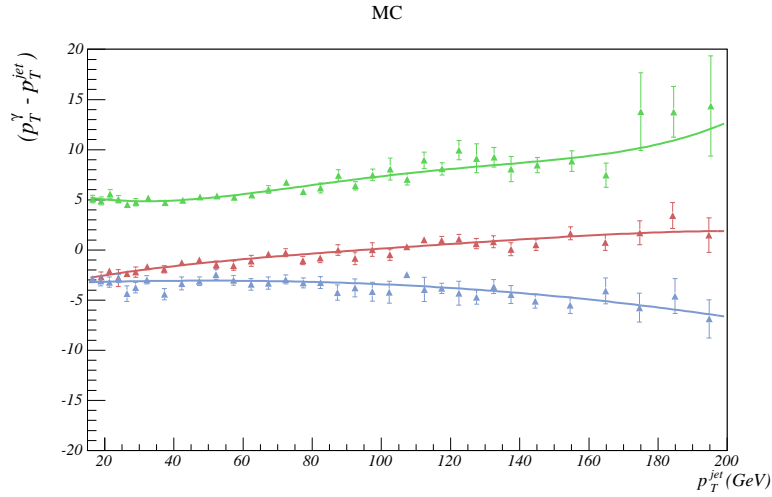


FIG. 3.43 – Pour la simulation, distributions de $\langle p_T^\gamma \rangle - \langle p_T^{\text{jet}} \rangle$ en fonction de $\langle p_T^{\text{jet}} \rangle$ avec des paramétrisations superposées, pour deux spectres : celui correspondant aux événements photon+jet (rouge) et celui correspondant à un spectre uniforme (vert). Les points bleus sont obtenus en dégradant artificiellement la mesure de l'énergie des jets afin que la simulation reproduise les données.

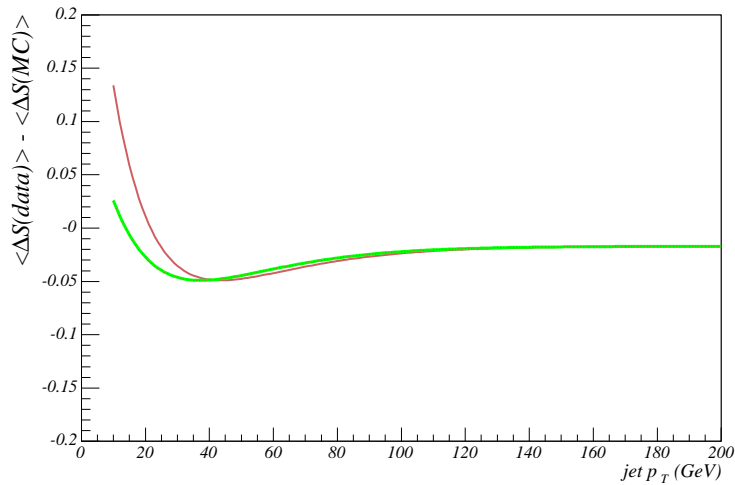


FIG. 3.44 – L'échelle relative d'énergie des jets $\langle \Delta S \rangle_{\text{data}} - \langle \Delta S \rangle_{\text{MC}}$ paramétrisée en fonction de p_T^{jet} pour deux procédures de *remapping* : celle utilisant le spectre en p_T^γ des événements photon+jet (rouge) et celle utilisant un spectre en p_T^γ uniforme.

3.2.7 Conclusion

A partir d'événements photon+jet, l'étude présentée dans ce chapitre a permis de déterminer l'échelle relative d'énergie des jets entre les données et la simulation en utilisant la conservation dans le plan transverse de l'énergie du jet et du photon. Une telle étude permet de tester la qualité de l'échelle absolue d'énergie des jets et de diminuer les erreurs systématiques par compensation de biais affectant de façon identique les données et la simulation.

Une difficulté majeure provient de la contamination du lot d'événements photon+jet par des événements QCD où l'un des jets possède une forte composante électromagnétique. Une sélection très sévère a donc été appliquée au candidat photon et une attention spéciale a été portée aux incertitudes systématiques liées à cette contamination évoquée précédemment. En particulier, des événements Z+jet, ne souffrant pas de la même contamination en bruit de fond QCD, ont été utilisés afin de vérifier le résultat obtenu avec des événements photon+jet, même si la statistique est plus faible. Des erreurs systématiques liées à la sélection des événements ont aussi été étudiées, comme par exemple l'effet dû à la coupure sur l'angle azimutal entre le photon et le jet.

A la fois dans les données et la simulation, le jet ne balance pas complètement le photon en énergie transverse. Cet effet est attribué à la radiation de particules en dehors du cône de reconstruction du jet. Comme attendu, il est d'autant plus prononcé quand le p_T diminue (voir figure 3.22). Mais, à bas p_T , ΔS remonte car le biais lié au seuil de reconstruction des jets domine.

Le résultat majeur de cette étude est que l'échelle relative d'énergie des jets est négative. L'effet le plus prononcé est à 40 GeV où $\mathcal{D} = -0.049 \pm 0.003$ (stat) $_{-0.034}^{+0.022}$ (syst). La raison principale est que le terme de réponse de l'échelle absolue d'énergie des jets a été déterminé avec un lot d'événement photon+jet où l'effet du bruit de fond QCD biaise le résultat.

Il serait intéressant de déterminer si ces corrections, qui ont été obtenues pour des événements photon+jet, peuvent être propagées sans modification à d'autres topologies, comme par exemple des événements multijets.

Ces corrections ont été utilisées dans différentes analyses à $D\bar{O}$ comme par exemple la recherche de particules supersymétriques dans la topologie à jets et énergie transverse manquante (squarks et gluinos [150] et sbottom [165]) ou bien la mesure de la masse du quark top [166].

Chapitre 4

Corrections des jets issus de la simulation

*"Les erreurs ont presque toujours un caractère sacré.
N'essaye jamais de les corriger."
S. Dali, Journal d'un génie*

Sommaire

4.1	Introduction	140
4.2	Analyse	140
4.2.1	Efficacité de reconstruction et d'identification des jets	140
4.2.2	Résolution en énergie	142
4.2.3	L'échelle relative d'énergie des jets	142
4.3	Corrections	149
4.4	Vérifications	149
4.5	Vérifications avec des événements $Z + \text{jet}$	149
4.6	Incertitudes systématiques	160
4.6.1	Incertitudes systématiques sur l'échelle d'énergie des jets	160
4.6.2	Incertitudes systématiques sur les facteurs de dégradation de la résolution	160
4.6.3	Autres incertitudes	161
4.7	<i>Remapping</i>	164
4.8	Conclusion	167

4.1 Introduction

A DØ, la simulation ne permet pas de reproduire correctement les données enregistrées par le détecteur (en particulier pour les jets). Comme la résolution sur la mesure de l'énergie des jets est meilleure pour les données simulées, il est nécessaire de dégrader cette mesure. De plus, l'efficacité de reconstruction des jets étant meilleure dans les données simulées, il faut corriger cet effet, par exemple en retirant aléatoirement des jets issus de la simulation. Il faut aussi ajouter les corrections dues à l'échelle relative d'énergie des jets. Or, toutes ces corrections ne sont pas indépendantes. Par exemple, sur la figure 3.24, la remontée de $\langle \Delta S \rangle_{\text{data}} - \langle \Delta S \rangle_{\text{MC}}$ à bas p_T est principalement due à la différence d'efficacité de reconstruction des jets. Il est donc nécessaire de traiter ces corrections de façon cohérente, ce qui n'était pas le cas précédemment à DØ. Une nouvelle méthode corrigeant ces trois effets simultanément a donc été développée. Les mêmes lots d'événements que pour la détermination de l'échelle relative d'énergie des jets sont utilisés (voir section 3.2.1.1) ainsi que la même sélection d'événements (voir section 3.2.2). La même variable ΔS est également utilisée :

$$\Delta S = \frac{p_T^{\text{jet}} - p_T^\gamma}{p_T^\gamma} \quad (4.1)$$

En revanche, toute l'information se trouvant dans les distributions de ΔS est utilisée : valeur moyenne, largeur et biais dû au seuil de reconstruction des jets.

4.2 Analyse

Les données et la simulation sont compartimentées en intervalle de p_T^γ . Pour chacun de ces intervalles les distributions de ΔS sont déterminées après que les corrections de l'énergie des jets dépendant de η_{det} ont été appliquées (voir section 3.2.3.1). Quelques exemples de distributions sont montrées sur la figure 4.1 ; l'ensemble de ces distributions se trouve dans la référence [167]. Ces distributions de ΔS sont ajustées par une gaussienne multipliée si nécessaire par une fonction Erreur modélisant l'inefficacité de reconstruction des jets de bas p_T (voir figure 4.1). En prenant les résultats des ajustements,

- la valeur moyenne de la gaussienne donne accès à l'échelle d'énergie ;
- sa largeur donne accès à la résolution ;
- les fonctions Erreur donnent accès à l'efficacité de reconstruction et d'identification des jets.

4.2.1 Efficacité de reconstruction et d'identification des jets

Les fonctions Erreur sont montrées sur la figure 4.2 en fonction de p_T^{jet} , pour divers intervalles en p_T^γ ($p_T^\gamma < 45$ GeV pour les données et $p_T^\gamma < 26$ GeV pour la simulation). Les fonctions Erreur dépendent légèrement de l'intervalle en p_T^γ considéré avec un point central autour de 12.5 GeV. L'origine de ces fonctions Erreur est dû uniquement au seuil de reconstruction en énergie transverse (non corrigée) des jets à 8 GeV. Dans la suite, les paramètres des fonction Erreur sont fixés à leurs valeurs moyennes pour les données et la simulation (voir figure 4.3), à la fois pour tous les jets et pour trois régions en η_{det} : centrale ($|\eta_{\text{det}}| < 1$), intercryostatique ($1 < |\eta_{\text{det}}| < 1.6$) et à l'avant ($|\eta_{\text{det}}| > 1.6$). On constate que toutes les fonctions Erreur atteignent leurs maxima avant 15 GeV. Les ajustements sont alors répétés afin d'extraire les valeurs moyennes ainsi que les largeurs des gaussiennes.

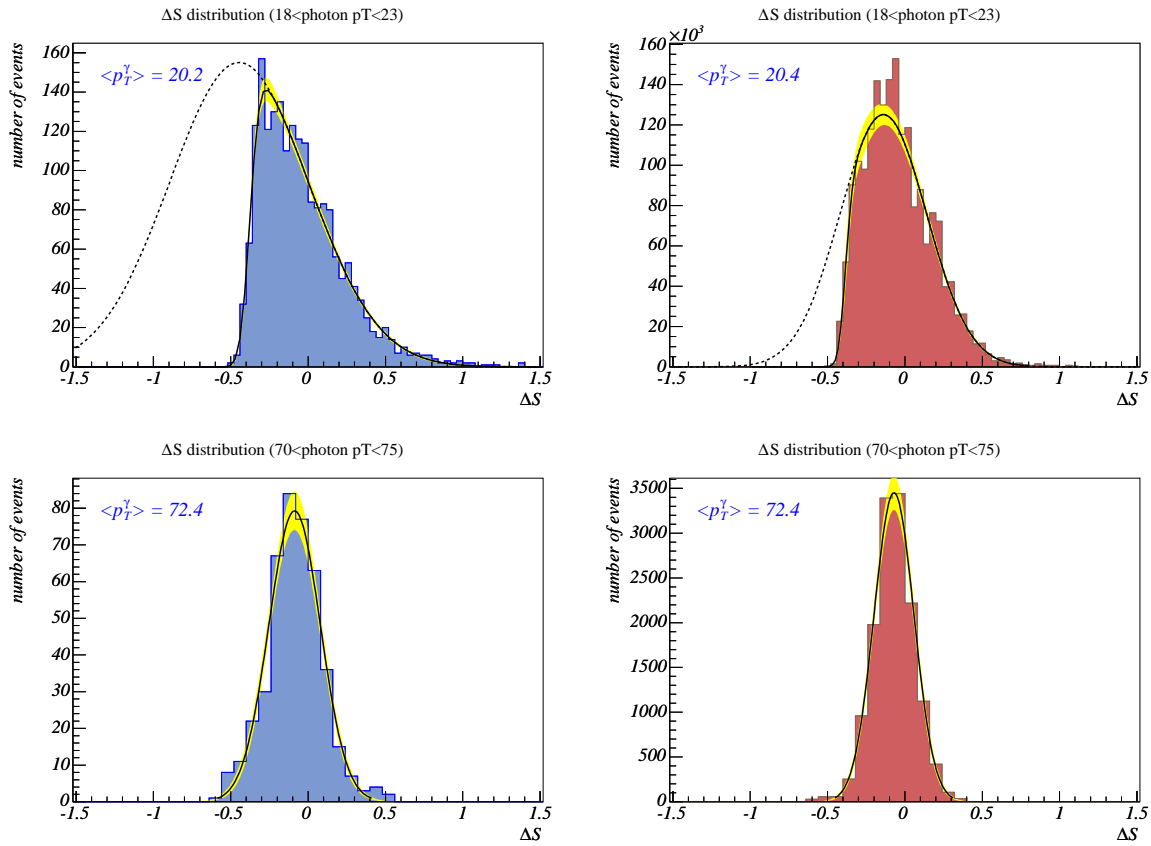


FIG. 4.1 – Distributions de ΔS pour $18 < p_T^\gamma < 23$ GeV ajustées par le produit d'une gaussienne et d'une fonction Erreur (en haut) et $70 < p_T^\gamma < 75$ GeV ajustées par une gaussienne (en bas), pour les données réelles à gauche et pour les données simulées à droite. Les lignes en pointillés sur les distributions du haut sont les extrapolations des gaussiennes.

Pour un intervalle en p_T^γ donné, l'efficacité de reconstruction et d'identification des jets est obtenue en calculant le rapport de l'aire de la gaussienne multipliée par la fonction Erreur et l'aire de la gaussienne (*e.g* sous la ligne en pointillés sur la figure 4.1). En fait, seulement la dépendance en p_T de l'efficacité de reconstruction et d'identification des jets peut être déterminée. De plus, cette dépendance est obtenue en faisant l'hypothèse que l'effet est dû au seuil de reconstruction des jets. Cette hypothèse peut être testée en comparant ces résultats à ceux obtenus de façon indépendante, où le nombre de jets calorimétriques est normalisé au nombre de jet de traces reconstruits [168]. De plus, cette seconde méthode permet de fournir la valeur asymptotique de l'efficacité. Une comparaison de ces deux méthodes est présentée sur la figure 4.4. L'accord est très bon pour les trois régions en η_{det} , à la fois pour les données et la simulation. On remarque également que les données diffèrent de la simulation où le plateau est atteint aux alentours de 25 GeV contre 40 GeV pour les données. Cette différence n'est pas causée par un comportement différent de l'algorithme de reconstruction des jets, elle est principalement due à la différence de résolution entre les données et la simulation et aussi à la différence d'échelle d'énergie.

4.2.2 Résolution en énergie

La résolution en énergie transverse $(\sigma_{\Delta S})_{\text{Gauss}} = \sigma_{p_T}/p_T^\gamma$ déduite de la largeur des gaussiennes est montrée sur la figure 4.5 en fonction de p_T^γ . Les distributions de $(\sigma_{\Delta S})_{\text{Gauss}}$ sont ajustées par la paramétrisation standard¹ pour les données et la simulation et pour trois régions angulaires. Ces paramétrisations seront utilisées afin de dégrader la mesure de l'énergie des jets afin que la résolution mesurée dans la simulation reproduise celle des données. Pour cela, un facteur multiplicatif tiré aléatoirement dans une distribution gaussienne de largeur égale à la différence quadratique des paramétrisations des résolutions entre données et simulation (voir figure 4.6) est multiplié à p_T^γ afin d'être ajouté au p_T du jet. Une partie de la résolution est due au p_T intrinsèque du système photon+jet. Mais il est attendu que cet effet s'annule quand on calcule la différence quadratique des résolutions entre les données et la simulation.

4.2.3 L'échelle relative d'énergie des jets

Le déséquilibre en énergie transverse entre le photon et le jet, après déconvolution du biais à bas p_T , est obtenu en prenant les valeurs moyennes des gaussiennes $\langle \Delta S \rangle_{\text{Gauss}}$ pour chaque intervalle de p_T^γ (voir figure 4.7). Pour les faibles valeurs de p_T , on constate que l'erreur statistique associée à chaque point est plus importante que l'erreur obtenue en utilisant la valeur moyenne des distributions (voir figure 3.22). Ceci est dû au fait que les paramètres des gaussiennes sont faiblement contraints lorsquement seulement la queue des distributions est utilisée pour l'ajustement. L'échelle relative d'énergie des jets est déduite des distributions de la figure 4.7 en calculant la différence entre les données et la simulation. Elle est montrée sur la figure 4.8 avec une paramétrisation *ad hoc* qui servira à modifier l'énergie transverse des jets simulés. La forme fonctionnelle utilisée pour déterminer ces corrections est la somme de deux exponentielles décroissantes soustraites à un terme constant, ce qui donne cinq paramètres pour l'ajustement.

¹Somme quadratique d'un terme d'échantillonnage, d'un terme bruit et d'un terme constant : $(\frac{\sigma_E}{E})^2 = C^2 + \frac{S^2}{E} + \frac{N^2}{E^2}$

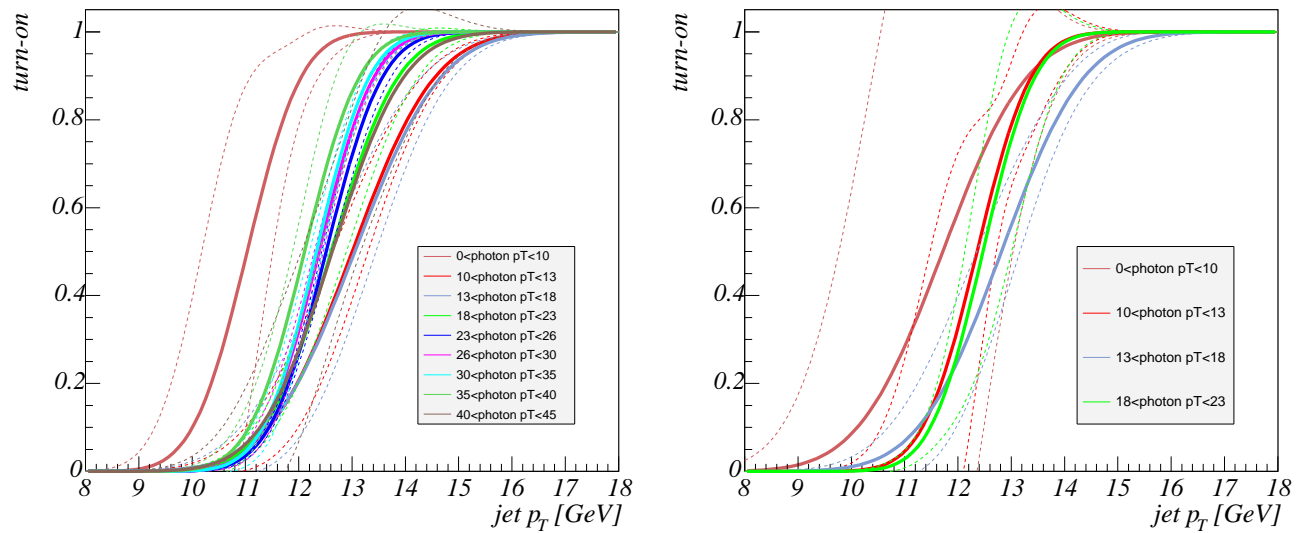


FIG. 4.2 – Fonctions Erreur ajustées pour divers intervalles en p_T^γ , pour les données (à gauche) et pour la simulation (à droite) en fonction de p_T^{jet} . Les erreurs statistiques sont indiquées par les lignes en pointillés.

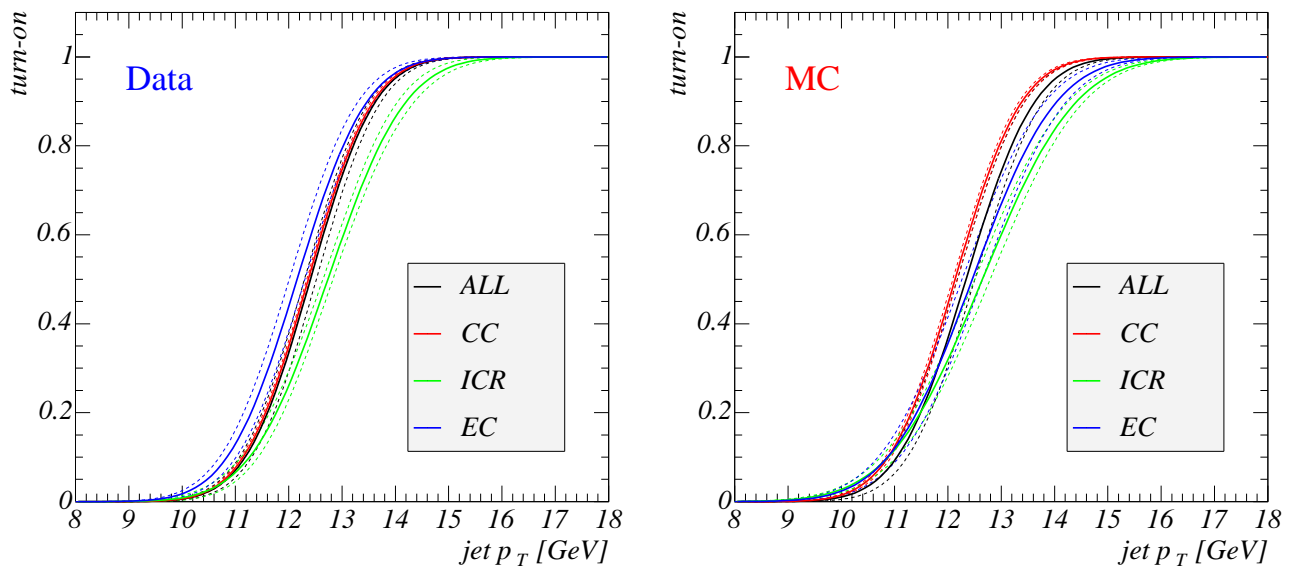


FIG. 4.3 – Fonctions Erreur moyennées pour trois régions angulaires ainsi que pour tous les jets, pour les données (à gauche) et pour la simulation (à droite) en fonction de p_T^{jet} . Les erreurs statistiques sont indiquées par les lignes en pointillés.

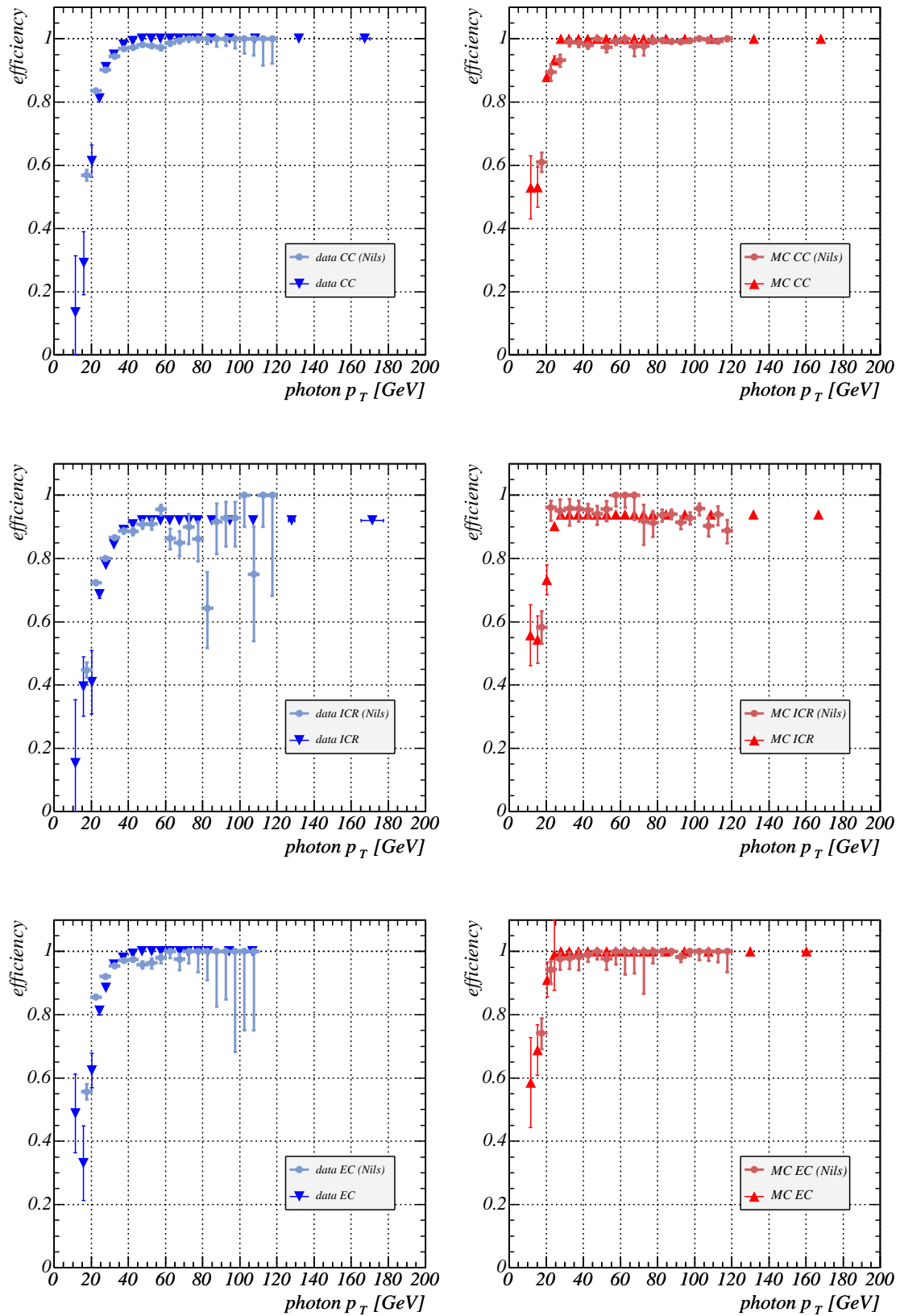


FIG. 4.4 – Efficacité de reconstruction et d’identification des jets en fonction de p_T^γ déterminée dans cette étude (triangles) et dans la référence Ref.[168] (points avec barres d’erreurs), pour des jets centraux (en haut), dans la région intercrystalat (milieu) et à l’avant (en bas), pour les données (à gauche) et pour la simulation (à droite)

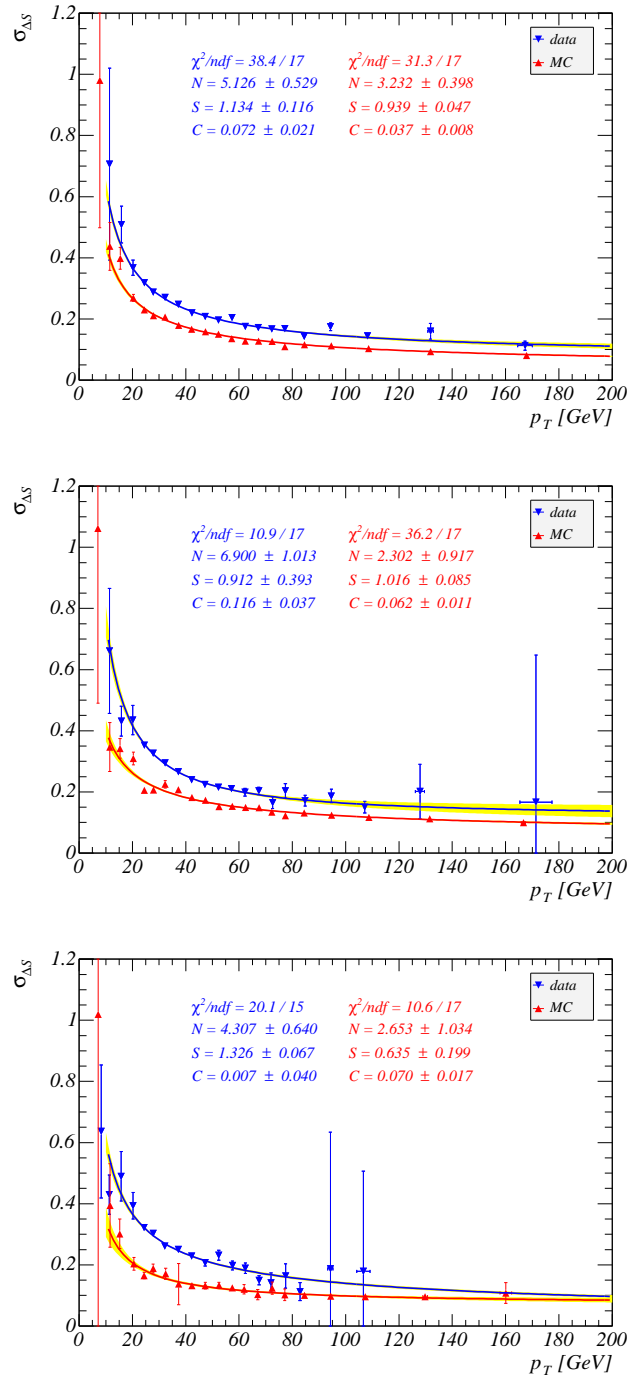


FIG. 4.5 – Résolution en énergie transverse ($(\sigma_{\Delta S})_{\text{Gauss}}$) en fonction de p_T^γ , pour des jets centraux (en haut), dans la région intercryostat (milieu) et à l'avant (en bas), pour les données (en bleu) et pour la simulation (en rouge) avec des paramétrisations surimposées. Les bandes jaunes représentent l'erreur statistique.

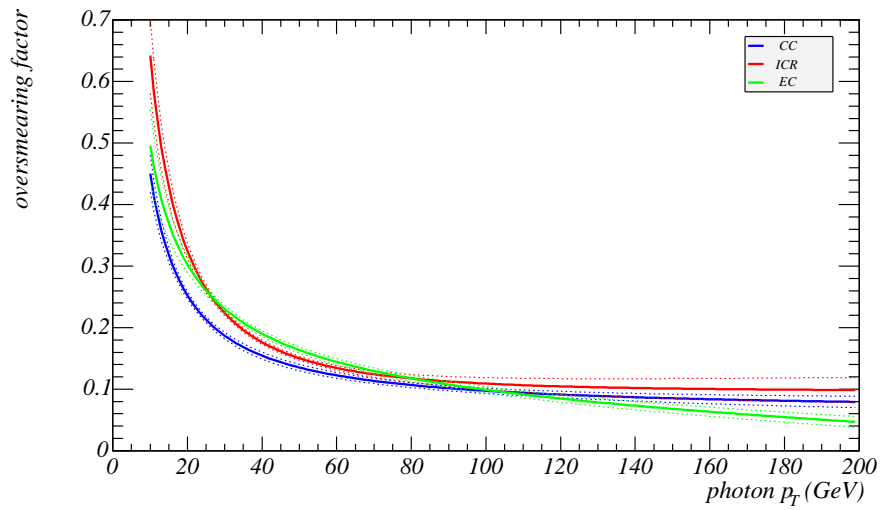


FIG. 4.6 – Différence quadratique des résolutions entre données et simulation en fonction de p_T^γ pour des jets centraux (bleu), dans la région intercryostat (rouge) et à l'avant (vert). Les lignes en pointillés correspondent aux erreurs d'origine statistique.

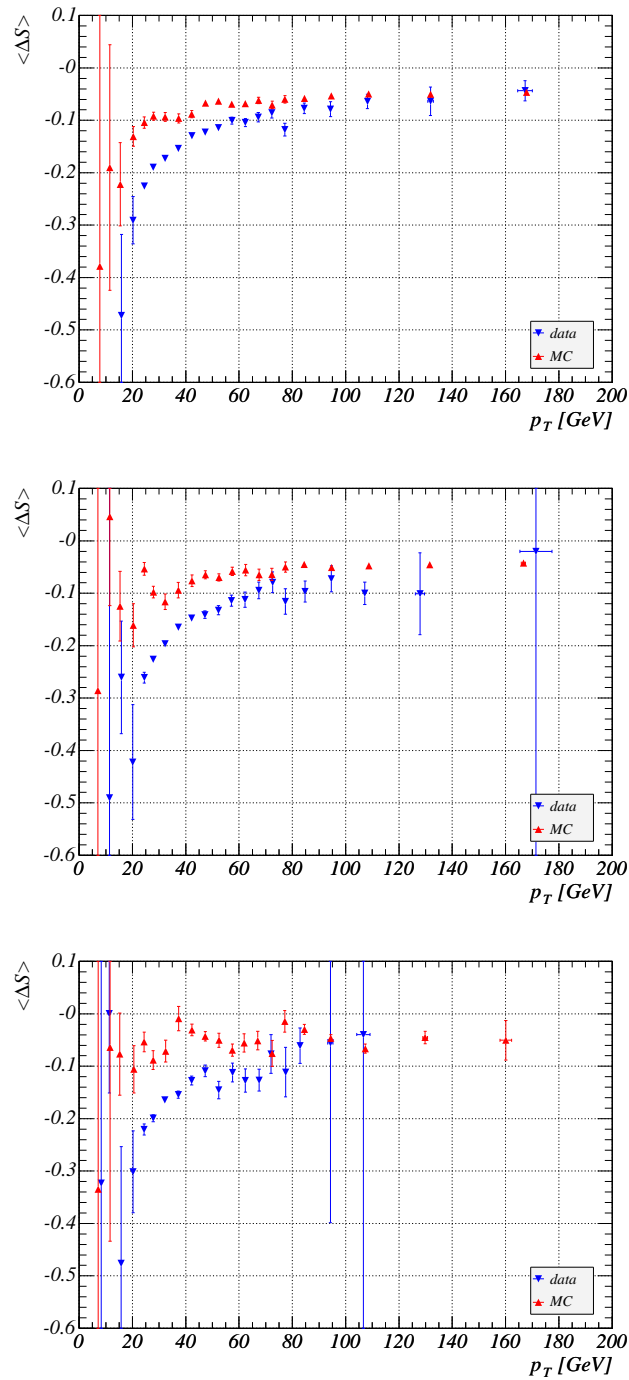


FIG. 4.7 – $\langle \Delta S \rangle_{\text{Gauss}}$ en fonction de p_T^γ dans des événements photon+jet pour des jets centraux (en haut), dans la région intercryostat (milieu) et à l'avant (en bas), pour les données (bleu) et pour la simulation (rouge).

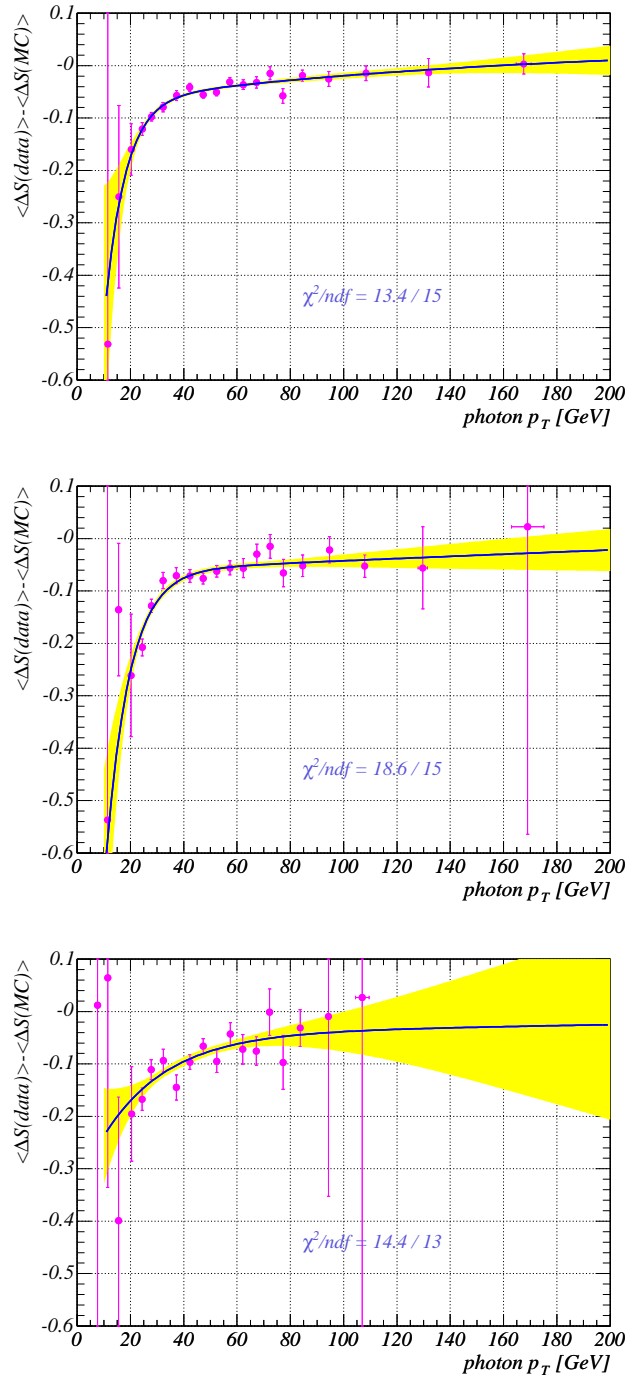


FIG. 4.8 – $\langle \Delta S \rangle_{data}^{Gauss} - \langle \Delta S \rangle_{MC}^{Gauss}$ en fonction de p_T^γ dans des événements photon+jet pour des jets centraux (en haut), intercryostatiques (milieu) et à l’avant (en bas) pour les données (bleu) et pour la simulation (rouge). Une paramétrisation est surimposée, la bande jaune représente l’erreur statistique.

4.3 Corrections

Après avoir déterminé les différences entre les données et la simulation du point de vue des jets : échelle d'énergie, résolution et efficacité de reconstruction et d'identification, il est possible de corriger la simulation afin qu'elle reproduise les données.

Tout d'abord, la résolution en énergie des jets est dégradée en utilisant les paramétrisations de la figure 4.6. Ensuite, l'échelle relative d'énergie des jets est appliquée en utilisant les paramétrisations de la figure 4.8. Notons qu'à ce niveau de l'analyse, le p_T du photon de l'événement est utilisé pour corriger la simulation.

Finalement, une simple coupure sur le p_T du jet à 15 GeV est appliquée aux données et à la simulation, *e.g* au niveau où l'efficacité de reconstruction et d'identification des jets atteint la valeur du plateau (voir figure 4.3). Il faut également tenir compte du fait que le facteur d'échelle pour l'efficacité de reconstruction et d'identification des jets entre les données et la simulation n'est pas égal à l'unité dans la région intercryostatique. Ainsi, dans cette région, une fraction (9% pour $1.0 < |\eta_{\text{det}}| < 1.3$ et 0% ailleurs d'après [169]) des jets est retirée aléatoirement, indépendamment de leur p_T .

Au sein de la collaboration DØ, cette méthode de correction est nommée *SSR* pour *Smeearing, Shifting and Removing simulated jets*. La figure 4.9 montre deux exemples de l'effet de ces corrections. On constate que l'accord entre les données et la simulation y est très bon après corrections.

4.4 Vérifications

Afin de s'assurer que la procédure *SSR* est correcte, quelques distributions de vérification ont été faites pour les mêmes événements photon+jet.

Tout d'abord, les distributions de $\mathcal{D} = \langle \Delta S \rangle_{\text{data}} - \langle \Delta S \rangle_{MC}$ sont montrées sur la figure 4.10 avant et après corrections pour trois régions angulaires. On constate qu'après corrections ces distributions sont raisonnablement plates et centrées autour de zéro.

Les efficacités de reconstruction et d'identification des jets pour les données et la simulation sont comparées sur la figure 4.11 après corrections pour trois régions angulaires. En corrigeant correctement l'énergie des jets simulés et en s'intéressant uniquement aux jets de plus de 15 GeV, la simulation reproduit très bien la dépendance en p_T de l'efficacité de reconstruction et d'identification des jets pour les données.

Afin de comparer les spectres de p_T des jets, les données sont repondérées afin que le spectre en p_T des photons devienne comparable à celui de la simulation à la fin de la sélection. Ceci est fait avant et après corrections des jets simulés. Sur la figure 4.12, le spectre du p_T des jets est montré pour trois coupures sur le p_T des photons ($p_T^\gamma > 10, 25$ et 50 GeV) avant et après corrections de la simulation. Alors que les différences sont importantes avant corrections, l'accord est grandement amélioré après.

4.5 Vérifications avec des événements $Z + \text{jet}$

Tout comme la détermination de l'échelle relative d'énergie des jets présentée dans le chapitre précédent, les corrections *SSR* ont aussi été redérivées à partir d'événements $Z \rightarrow e^+e^- + \text{jet}$. Rappelons qu'en sélectionnant des événements dans la fenêtre de masse du Z , la contamination du lot par le bruit QCD est quasiment négligeable. Un autre avantage est que

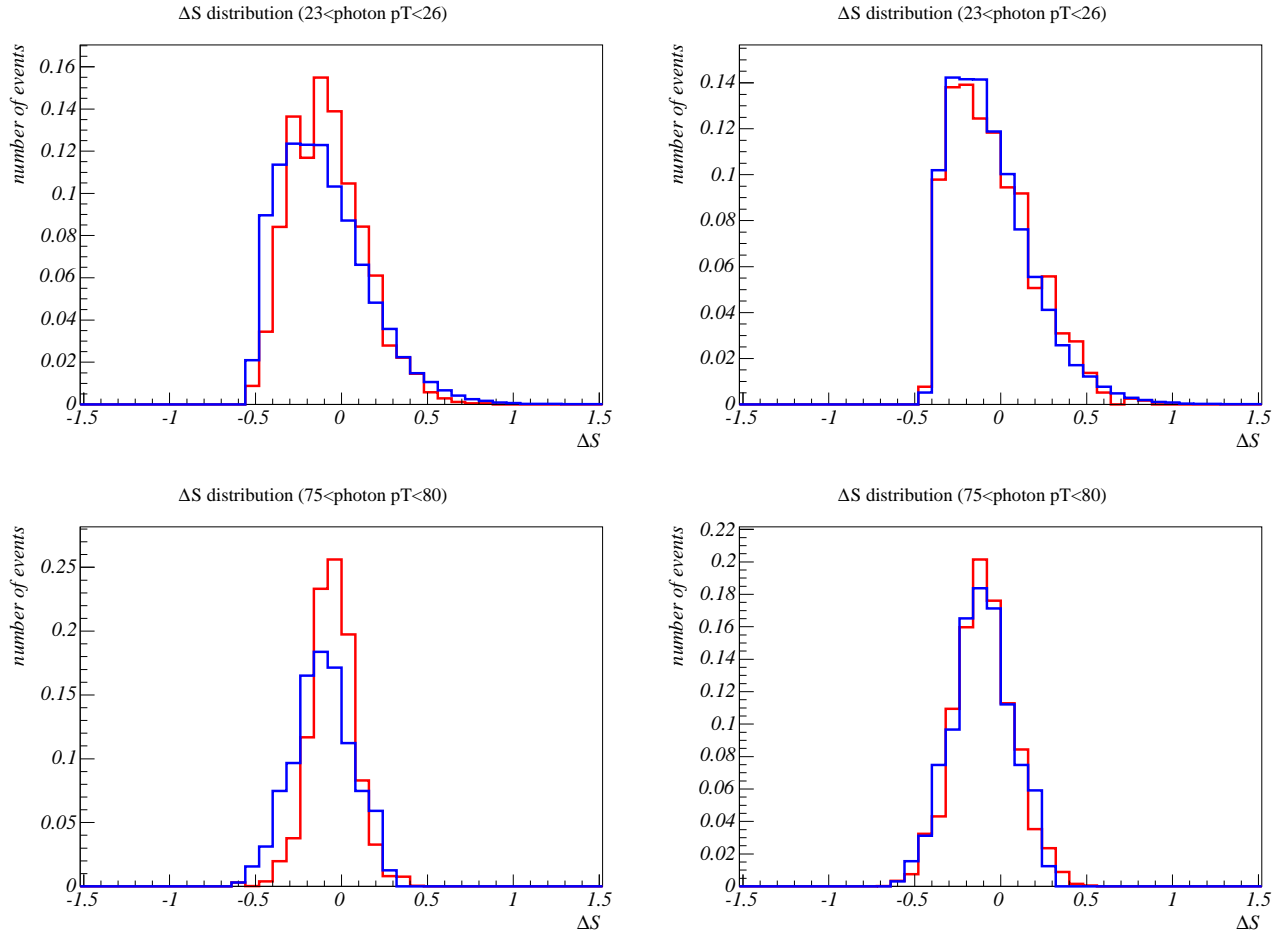


FIG. 4.9 – Distributions de ΔS pour deux intervalles : $23 < p_T^\gamma < 26$ GeV (en haut) et $75 < p_T^\gamma < 80$ GeV (en bas), pour les données (bleu) et la simulation (rouge), avant (à gauche) et après (à droite) avoir appliqué les corrections SSR .

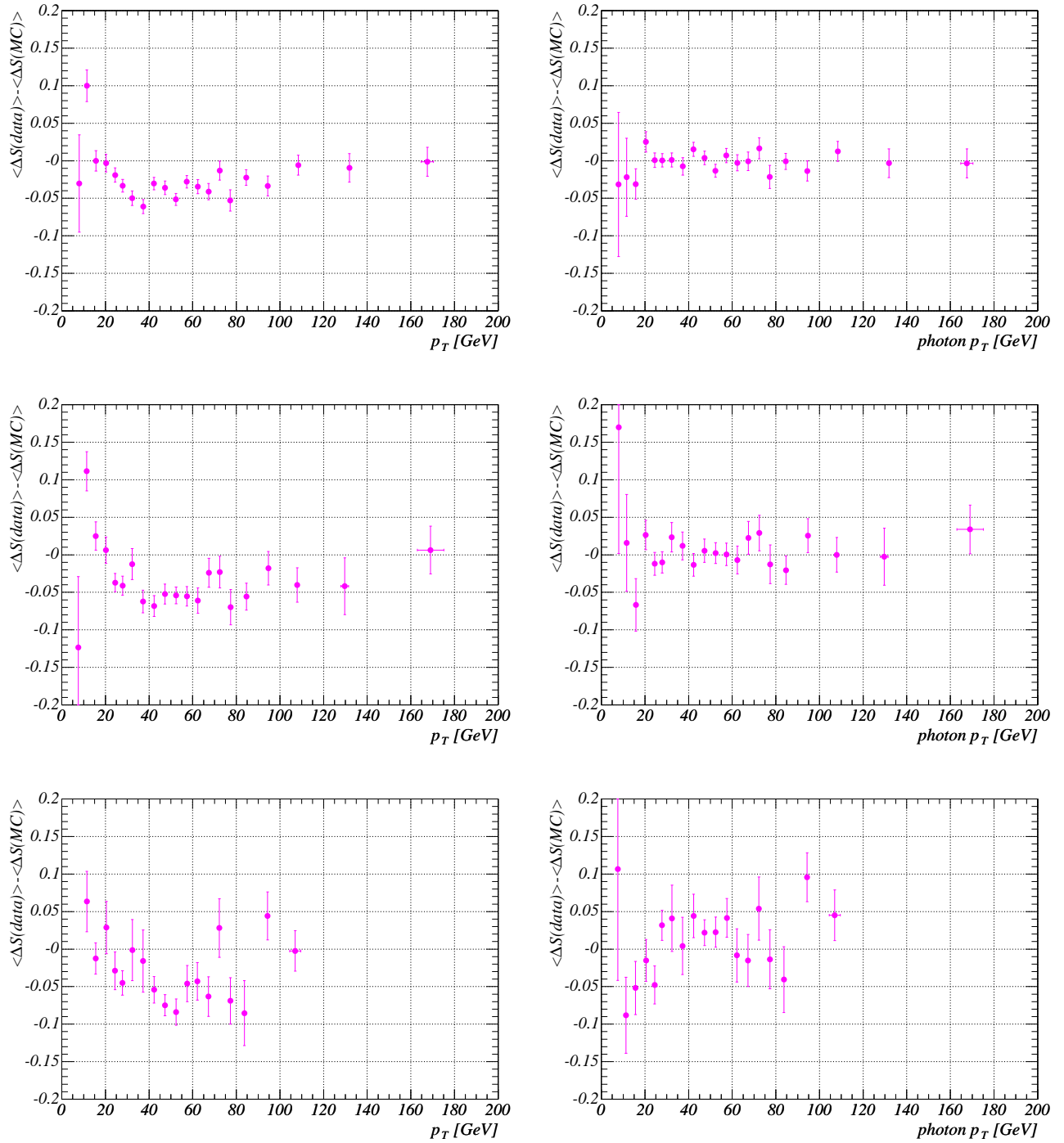


FIG. 4.10 – Distributions de $\langle \Delta S \rangle_{\text{data}} - \langle \Delta S \rangle_{\text{MC}}$ avant (à gauche) et après (à droite) corrections de la simulation pour des jets centraux (en haut), intercrystalliques (milieu) et à l'avant (en bas).

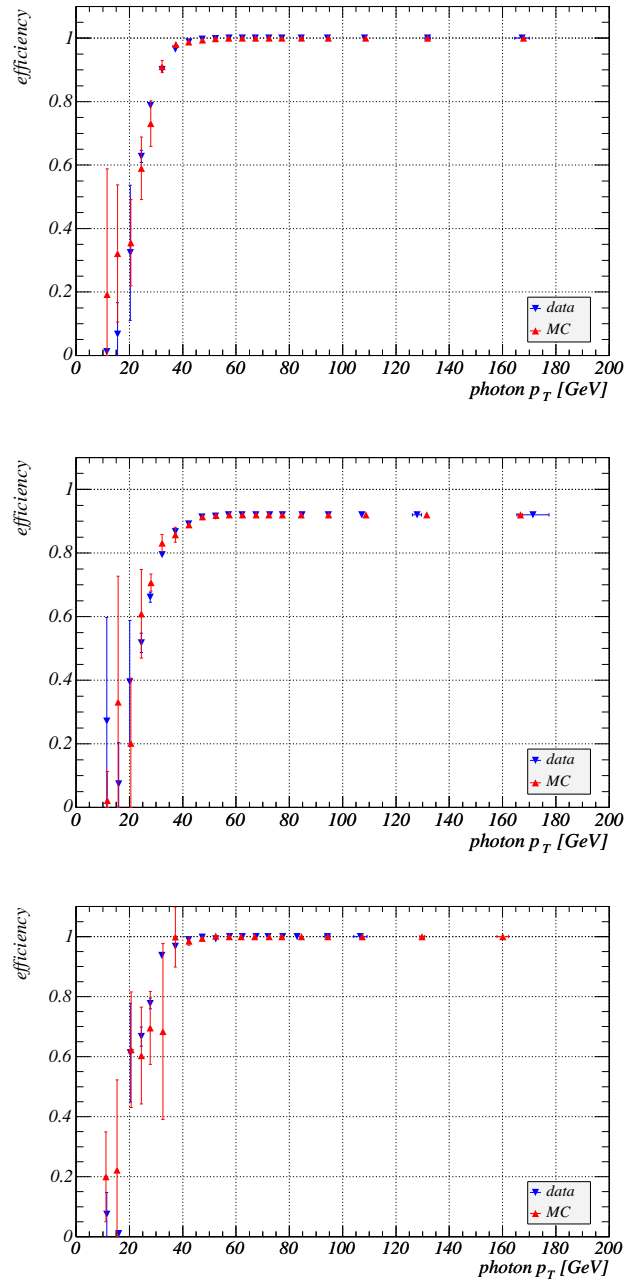


FIG. 4.11 – Après corrections, efficacité de reconstruction et d'identification des jets en fonction de p_T^γ pour des jets centraux (en haut), intercryostatiques (milieu) et à l'avant (en bas), en bleu pour les données et en rouge pour la simulation.

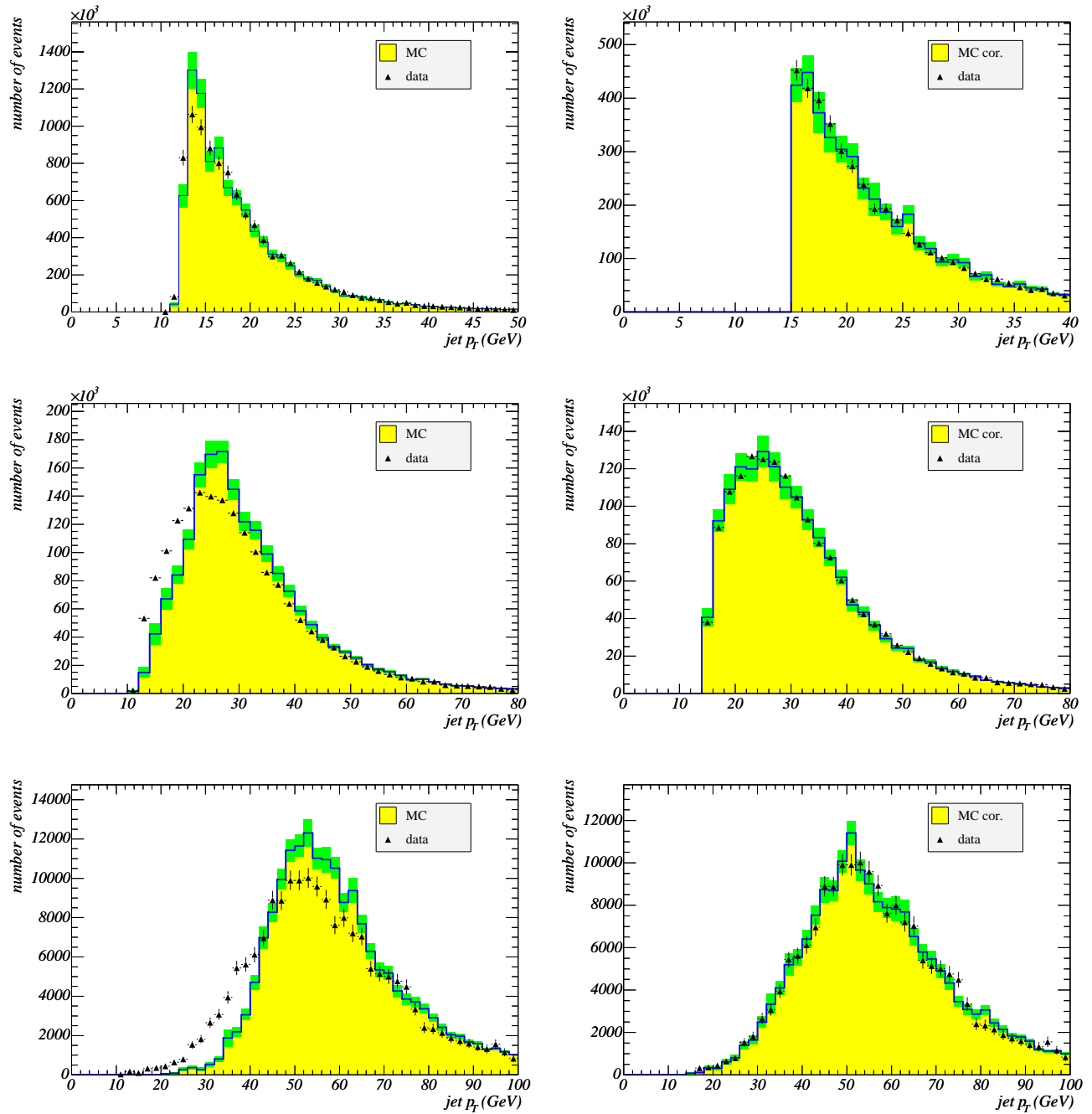


FIG. 4.12 – Distributions du p_T du jet dans des événements photon+jet pour les données (points avec barres d'erreur) et la simulation (histogramme avec erreurs indiquées par une bande verte), pour $p_T^\gamma > 10$ (en haut), 25 (milieu) et 50 (en bas) GeV, avant (à gauche) et après (à droite) corrections de la simulation.

l'énergie transverse du Z est calculée à partir de la direction et de l'énergie des deux électrons pour laquelle l'échelle d'énergie électromagnétique a été déterminée. En revanche, le nombre d'événements est beaucoup plus faible comparé au nombre d'événements photon+jet. Le lot de données simulées utilisé pour la comparaison a été généré avec PYTHIA². La sélection des événements $Z \rightarrow e^+e^-$ est la suivante :

- seuls les événements avec deux objets électromagnétiques sont gardés ;
- au moins un des deux candidats électrons se trouve dans le calorimètre central ;
- les candidats électrons doivent :
 - être associés spatialement à une trace ($P_{spatial}(\chi^2) > 0.01$) ;
 - être dans la région fiduciaire du calorimètre ;
 - vérifier $emf > 0.90$, $iso < 0.15$, $HMX_7 < 12$ pour les électrons centraux ou $HMX_8 < 20$ pour les électrons à l'avant.
- la sélection des jets reste inchangée ;
- $\Delta\varphi > 2.8$, la direction du Z est donnée par la somme vectorielle des p_T des deux électrons.

La coupure sur $\Delta\varphi$ a été légèrement relâchée afin d'augmenter la statistique. Cette coupure a également été relâchée pour les événements photon+jet. Le résultat final ne devrait pas être biaisé car on ne s'intéresse qu'aux différences des résultats entre les deux types de processus. De plus, il a été vérifié que pour l'échelle relative d'énergie des jets, l'effet de cette coupure est très faible (voir figure 3.30). Pour le lot $Z \rightarrow e^+e^- + \text{jet}$, le nombre d'événements est de 711 après toutes coupures. La statistique étant trop faible, on ne s'intéressera qu'aux résultats intégrés sur η_{det} . La figure montre les distributions en η_{det} des jets pour des événements photon+jet et pour des événements Z +jet dans les données. Les deux spectres étant identiques, il est légitime de comparer les résultats intégrés sur η_{det} . La figure 4.14 montre le spectre de masse invariante des deux électrons pour les données et la simulation. On en déduit que la contribution du bruit de fond QCD dans la fenêtre de masse pour les données est négligeable.

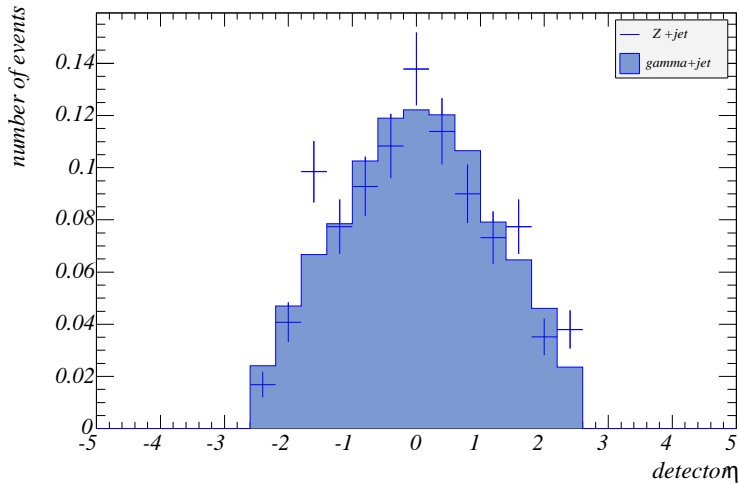


FIG. 4.13 – Distribution de η_{det} du jet pour des événements photon + jet (histogramme) et pour des événements Z + jet (points avec barres d'erreur). La simulation est normalisée au nombre d'événements dans les données.

²Il a été vérifié que le résultat ne dépend pas du choix du générateur : PYTHIA ou ALPGEN.

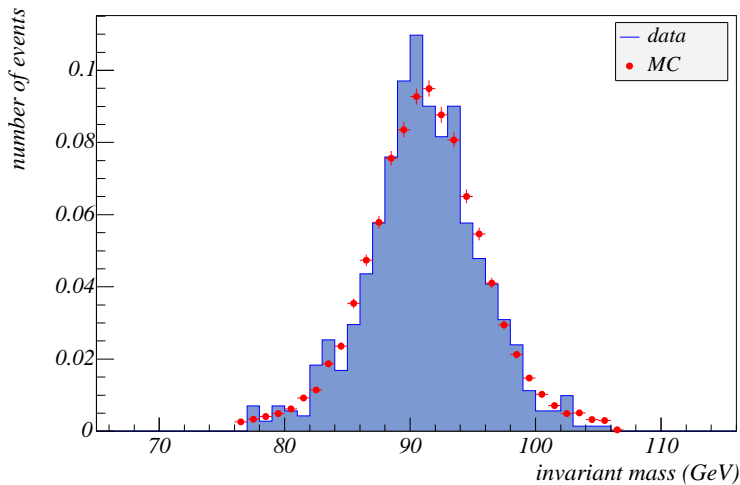


FIG. 4.14 – Distribution de la masse invariante des deux électrons pour les données (points) et pour la simulation (histogramme). La simulation est normalisée au nombre d'événements dans les données.

Les distributions de $\langle \Delta S \rangle_{\text{data}}^{\text{Gauss}} - \langle \Delta S \rangle_{\text{MC}}^{\text{Gauss}}$ pour les événements photon+jet et Z+jet sont montrées sur la figure 4.15. La différence entre $\langle \Delta S \rangle_{\text{data}}^{\text{Gauss}} - \langle \Delta S \rangle_{\text{MC}}^{\text{Gauss}}$ obtenue avec les événements Z+jet et la paramétrisation (aussi montrée sur la figure 4.15) de la même quantité obtenue dans des événements photon+jet est montrée sur la figure 4.16. Comme on peut le voir sur cette dernière figure, cette distribution a été ajustée à l'aide de la somme de deux exponentielles décroissantes soustraite à un terme constant. Comme le témoigne la bande jaune sur la figure 4.16, l'erreur statistique associée à cet ajustement est grande et plus particulièrement à basse énergie. Elle a évidemment pour origine la grandeur des erreurs statistiques de chaque point.

Comme il n'y a aucune raison que le biais à bas p_T soit différent pour les événements photon+jet et Z+jet³, la même procédure est appliquée en utilisant la valeur moyenne des distributions de ΔS au lieu de la valeur moyenne de la gaussienne ajustée. Ainsi, l'erreur statistique associée sera plus faible. Les distributions de $\langle \Delta S \rangle_{\text{data}} - \langle \Delta S \rangle_{\text{MC}}$ ainsi obtenues sont montrées sur la figure 4.17. La différence de cette variable pour les événements Z+jet avec la paramétrisation de cette même quantité pour des événements photon+jet est montrée sur la figure 4.18. Comme attendu, les résultats obtenus avec les moyennes des distributions (figure 4.18) sont similaires à ceux obtenus avec les valeurs moyennes des gaussiennes (figure 4.16), mais avec une erreur statistique plus faible à bas p_T . A grand p_T , la différence entre les résultats obtenus avec des événements photon+jet et Z+jet est compatible avec zéro et augmente quand le p_T diminue. Par exemple, à 40 GeV, la différence est d'environ -2.5% ⁴. Une erreur systématique sera associée à cette différence.

La résolution obtenue avec des événements Z+jet a également été comparée à celle obtenue avec des événements photon+jet (voir figure 4.19). La différence des $\Delta \sigma_{\text{Gauss}}^2 = (\sigma_{\Delta S}^2)_{\text{Gauss}}^{\text{data}} - (\sigma_{\Delta S}^2)_{\text{Gauss}}^{\text{MC}}$ obtenue avec les événements Z+jet et la paramétrisation (aussi montrée sur la figure 4.20) de la même quantité obtenue dans des événements photon+jet est montrée sur

³Il a été vérifié que les fonctions Erreur obtenues en ajustant les distributions de ΔS étaient semblables entre les événements photon+jet et Z+jet.

⁴Ce nombre est la différence absolue de deux quantités relatives.

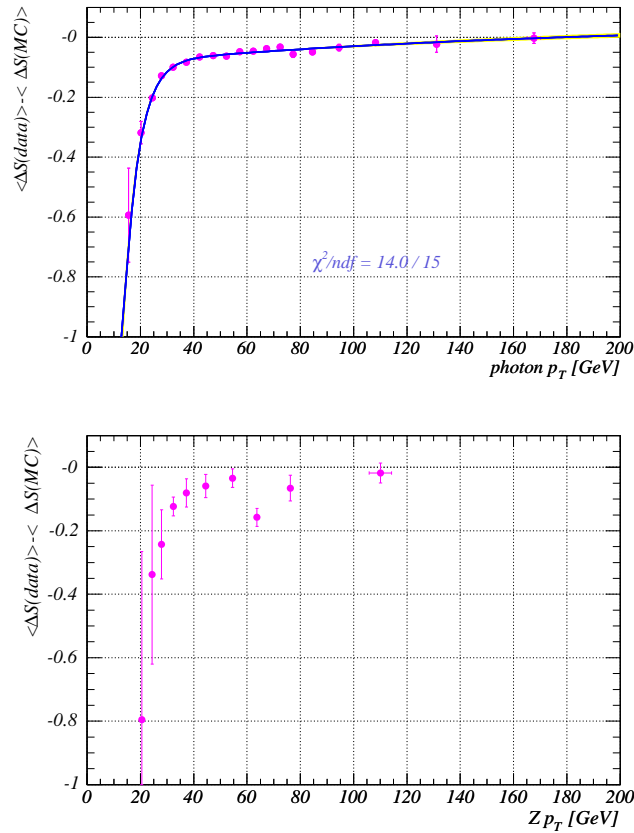


FIG. 4.15 – Distributions de $\langle \Delta S \rangle_{\text{data}}^{\text{Gauss}} - \langle \Delta S \rangle_{\text{MC}}^{\text{Gauss}}$ en fonction de p_T^γ ou de p_T^Z , pour des événements photon + jet (en haut), avec une paramétrisation surimposée, et pour des événements Z + jet (en bas).

la figure 4.16. A grand p_T , la différence entre les résultats obtenus avec des événements photon+jet et Z+jet est compatible avec zéro et augmente quand le p_T diminue. Une erreur systématique sera associée à cette différence.

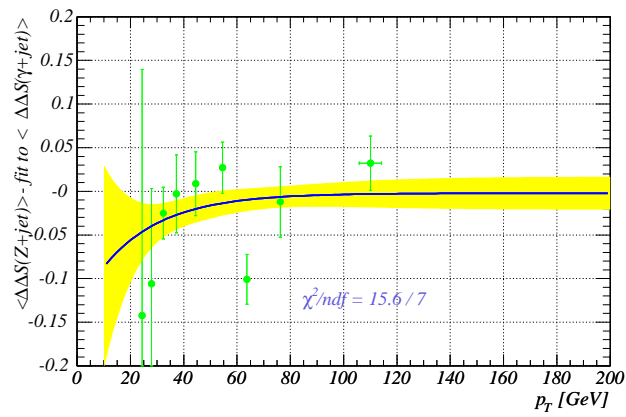


FIG. 4.16 – Distribution de la différence entre $\langle \Delta S \rangle_{\text{data}} - \langle \Delta S \rangle_{\text{MC Gauss}}$ obtenue avec des événements $Z + \text{jet}$ et la paramétrisation obtenue avec des événements $\text{photon} + \text{jet}$. Une paramétrisation est surimposée, la bande jaune représente l'erreur statistique.

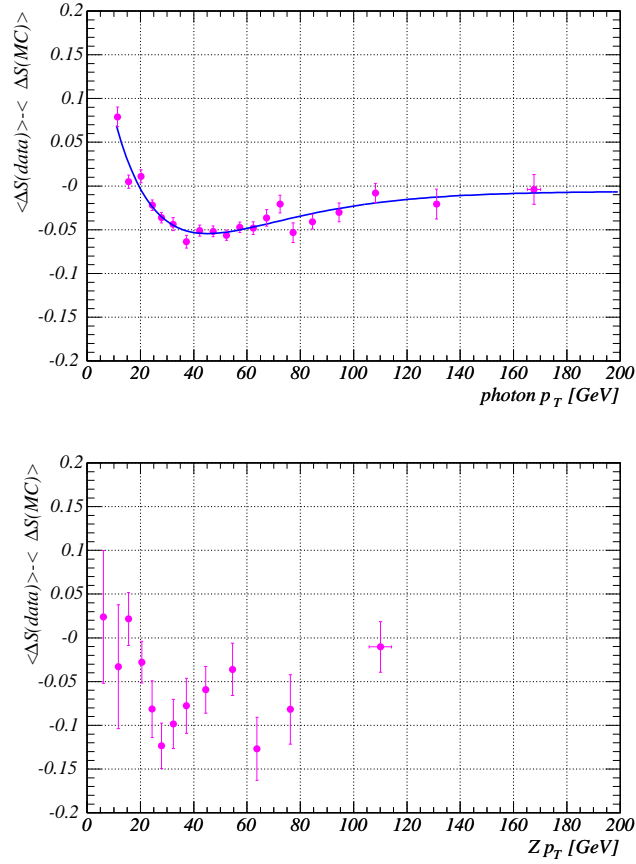


FIG. 4.17 – Distributions de $\langle \Delta S \rangle_{\text{data}} - \langle \Delta S \rangle_{\text{MC}}$ en fonction de p_T^γ ou de p_T^Z , pour des événements photon + jet (en haut), avec une paramétrisation surimposée, et pour des événements Z + jet (en bas).

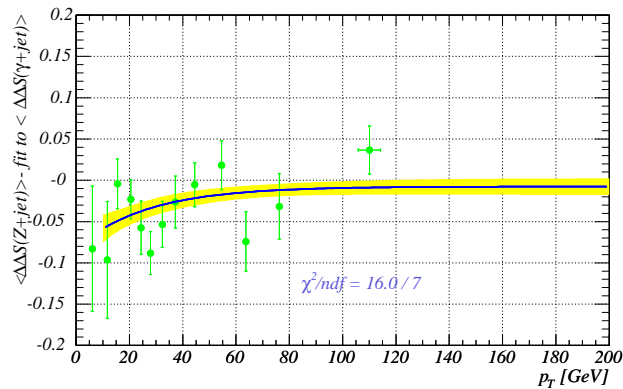


FIG. 4.18 – Distribution de la différence entre $\langle \Delta S \rangle_{\text{data}} - \langle \Delta S \rangle_{\text{MC}}$ obtenue avec des événements Z + jet et la paramétrisation obtenue avec des événements photon + jet. Une paramétrisation est surimposée, la bande jaune représente l'erreur statistique.

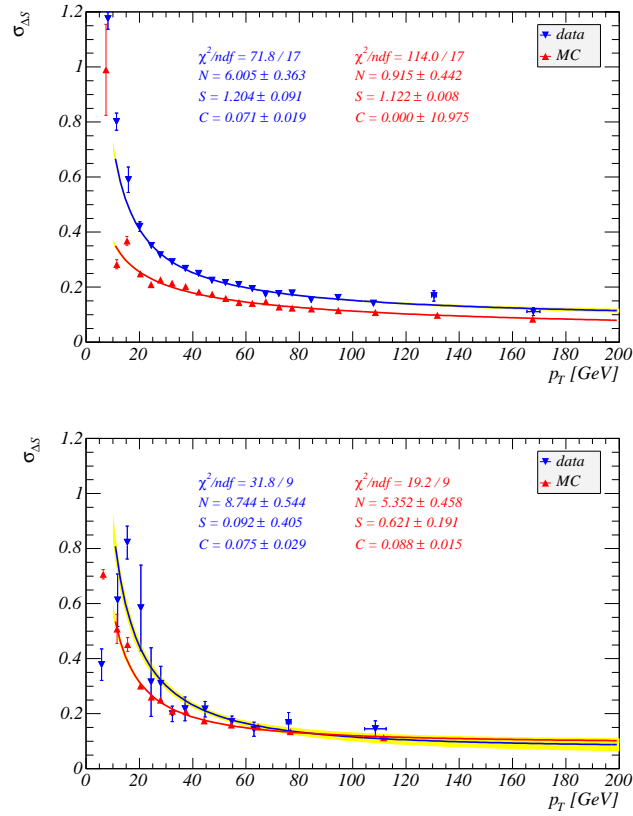


FIG. 4.19 – Distributions de la résolution en énergie transverse $(\sigma_{\Delta S})_{\text{Gauss}}$, en fonction de p_T^γ ou de p_T^Z , pour des événements photon + jet (en haut) et pour des événements Z + jet (en bas), pour les données (bleu) et la simulation (rouge). Des paramétrisations sont surimposées, les bandes jaunes représentent l'erreur statistique.

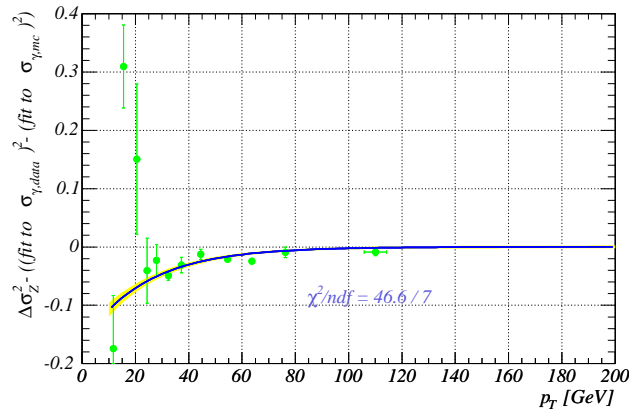


FIG. 4.20 – Différence des facteurs de dégradation de la résolution au carré entre événements photon+jet et Z +jet, en fonction de p_T^γ ou de p_T^Z . Une paramétrisation est surimposée, la bande jaune représente l'erreur statistique.

4.6 Incertitudes systématiques

Un certain nombre d'incertitudes systématiques a pour origine l'erreur statistique d'ajustement en utilisant la méthode des moindres carrés (χ^2) comme par exemple sur les figures 4.6 ou 4.8. Lorsque de tels ajustements possèdent un χ^2/ndf supérieur à l'unité, où ndf est le nombre de degrés de liberté de l'ajustement, l'erreur statistique associée sera augmentée d'un facteur $\sqrt{\chi^2/ndf}$ [1].

4.6.1 Incertitudes systématiques sur l'échelle d'énergie des jets

Les incertitudes systématiques sur l'échelle d'énergie des jets sont ajoutées aux incertitudes statistiques des ajustements montrés sur la figure 4.8.

Les erreurs systématiques sur l'échelle relative d'énergie des jets déterminées dans le chapitre précédent sont également utilisées pour cette analyse. Elles peuvent être classées en quatre catégories :

- incertitude sur l'échelle d'énergie des photons ;
- incertitude liée à la sélection des photons ;
- incertitude liée à la sélection des événements ;
- dépendances résiduelles en η ;

Le tableau 3.2.5 résume l'importance de chaque contribution.

Dans cette analyse, le traitement de l'erreur systématique due à la différence entre des événements photon+jet et Z+jet est modifié. En fait, le résultat nominal est également modifié. Ne sachant pas quel est le résultat le plus "sûr", l'échelle relative d'énergie des jets est prise comme la valeur moyenne du résultat obtenu avec des événements photon+jet et des événements Z+jet. Techniquement, la moitié de la différence vue sur la figure 4.18 est soustraite des résultats de la figure 4.8. L'erreur systématique associée⁵ est la différence complète divisée par $\sqrt{12}$. L'erreur statistique de l'ajustement montrée sur la figure 4.18 est associée à l'erreur statistique du résultat obtenue avec des événements photon+jet.

Les nouvelles paramétrisations pour l'échelle relative d'énergie des jets sont montrées sur la figure 4.21 pour trois régions angulaires. Les contributions des différentes sources d'incertitudes sont représentées sur la figure 4.22 pour les trois mêmes régions angulaires. Entre environ 20 et 150 GeV et pour des jets centraux ou intercryostatiques, les contributions principales proviennent de l'incertitude sur l'échelle d'énergie électromagnétique et de la sélection des photons et des jets. A bas p_T et à très grand p_T , l'erreur dominante est d'origine statistique. Les mêmes conclusions peuvent être tirées pour des jets à l'avant, excepté que l'erreur due aux dépendances en η_{det} résiduelles n'est plus négligeable.

4.6.2 Incertitudes systématiques sur les facteurs de dégradation de la résolution

La procédure appliquée à l'échelle relative d'énergie des jets est aussi appliquée aux facteurs de dégradation de la résolution. La moitié de la différence observée sur la figure 4.20 est soustraite aux carrés des résultats montrés sur la figure 4.6. L'erreur systématique associée est la différence complète divisée par $\sqrt{12}$. L'erreur statistique de l'ajustement montré sur la figure 4.20 est associée à l'erreur statistique du résultat obtenu avec des événements

⁵En supposant que la vraie valeur pour l'échelle relative d'énergie des jets se trouve dans une distribution uniforme entre deux extrêmes (photon+jet et Z+jet).

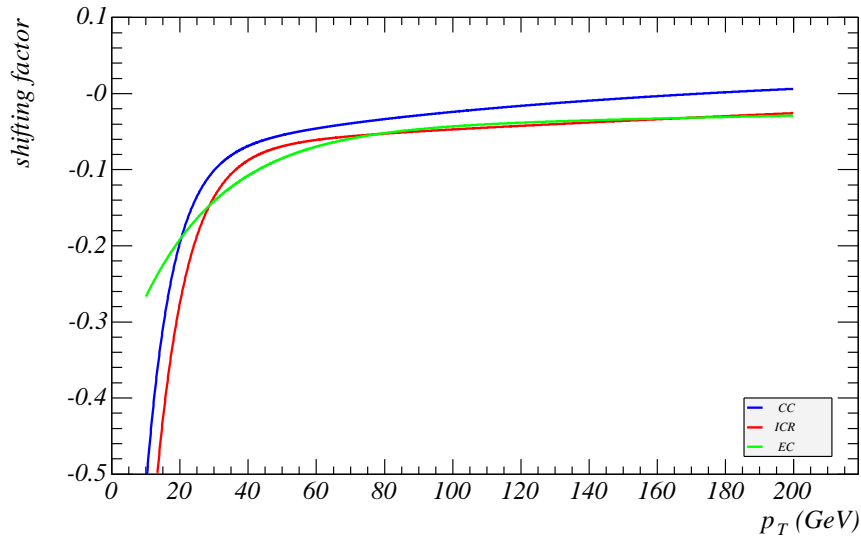


FIG. 4.21 – Paramétrisations de l'échelle d'énergie des jets en fonction de p_T^γ pour des jets centraux (bleu), ICR (rouge) et à l'avant (vert) en fonction de p_T^γ .

photon+jet. Les facteurs de dégradation de la résolution finals sont montrés sur la figure 4.23 avec leurs erreurs associées.

4.6.3 Autres incertitudes

4.6.3.1 Erreurs sur la détermination des plateaux

Une erreur statistique est associée à la détermination des plateaux des facteurs d'échelle pour l'efficacité de reconstruction et d'identification des jets [169]. Elle est négligeable pour des jets centraux, de 3% pour les jets intercryostatiques et de 1% pour des jets à l'avant.

4.6.3.2 Jets manquants

La modélisation de l'efficacité de reconstruction des jets souffre d'une carence inévitable. En effet, les jets simulés qui passeraient le seuil de reconstruction, après dégradation de la résolution de l'énergie des jets, mais qui ne l'avaient pas fait en premier lieu, ne peuvent pas être récupérés. Ainsi, la simulation souffre d'un déficit de jets à basse énergie.

Pour évaluer l'importance de cet effet, les événements photon+jet ont été reconstruits avec un seuil de reconstruction des jets de 3 GeV, au lieu de 8 GeV. Pour les deux lots, les distributions du p_T des photons et du p_T des jets sont montrées sur la figure 4.24 avant et après les corrections détaillées dans la section 4.3. On remarque que l'effet du seuil de reconstruction des jets est assez faible pour $p_T^\gamma < 15$ GeV. Mais si on considère le p_T du jet à la place, le nombre d'événements simulés satisfaisant la condition $p_T^{\text{jet}} < 20$ GeV sera sous-estimé, après corrections, d'environ 30% en utilisant le lot avec un seuil de reconstruction à 8 GeV.

A moins de diminuer systématiquement le seuil de reconstruction des jets pour les événements simulés, cet effet devra être déterminé pour chaque analyse utilisant ces corrections car celui-ci dépend très fortement du type de spectre en p_T considéré.

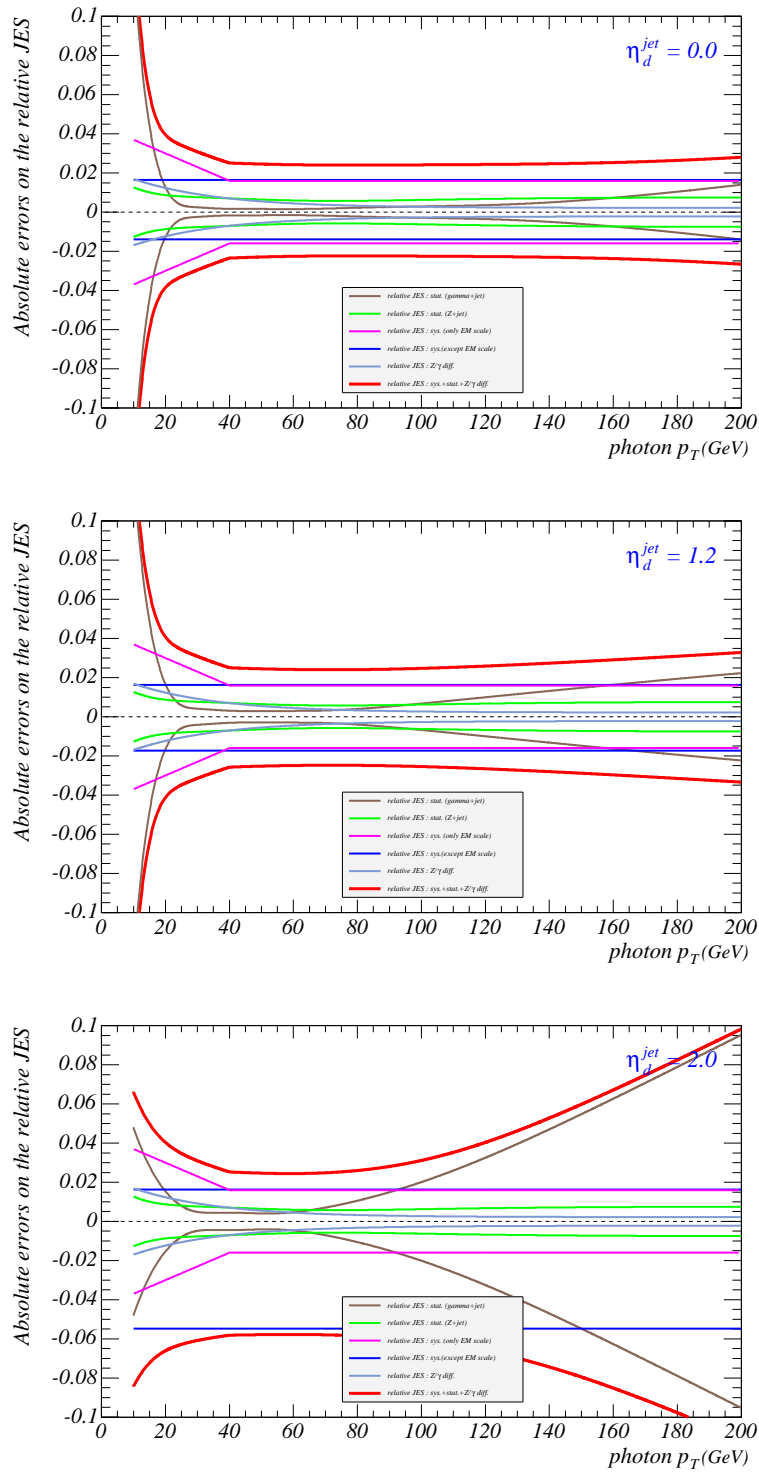


FIG. 4.22 – Résumé des incertitudes systématiques sur l'échelle relative d'énergie des jets pour des jets centraux (en haut), intercrystalliques (milieu) et à l'avant (en bas).

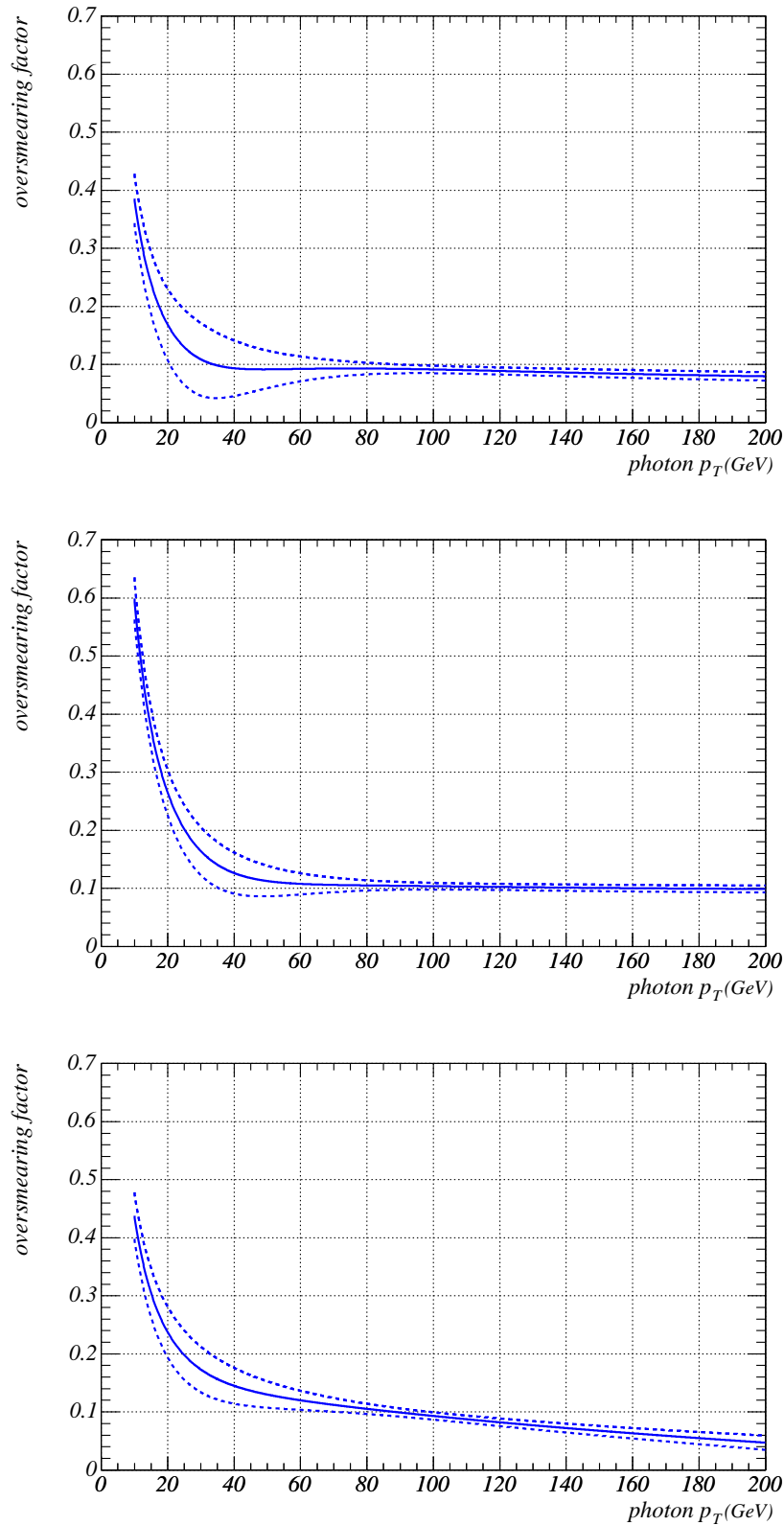


FIG. 4.23 – Paramétrisations du facteur de dégradation de la résolution final de la résolution en énergie des jets en fonction de p_T^γ pour des jets centraux (en haut), intercryostatiques (milieu) et pour des jets à l'avant (en bas).

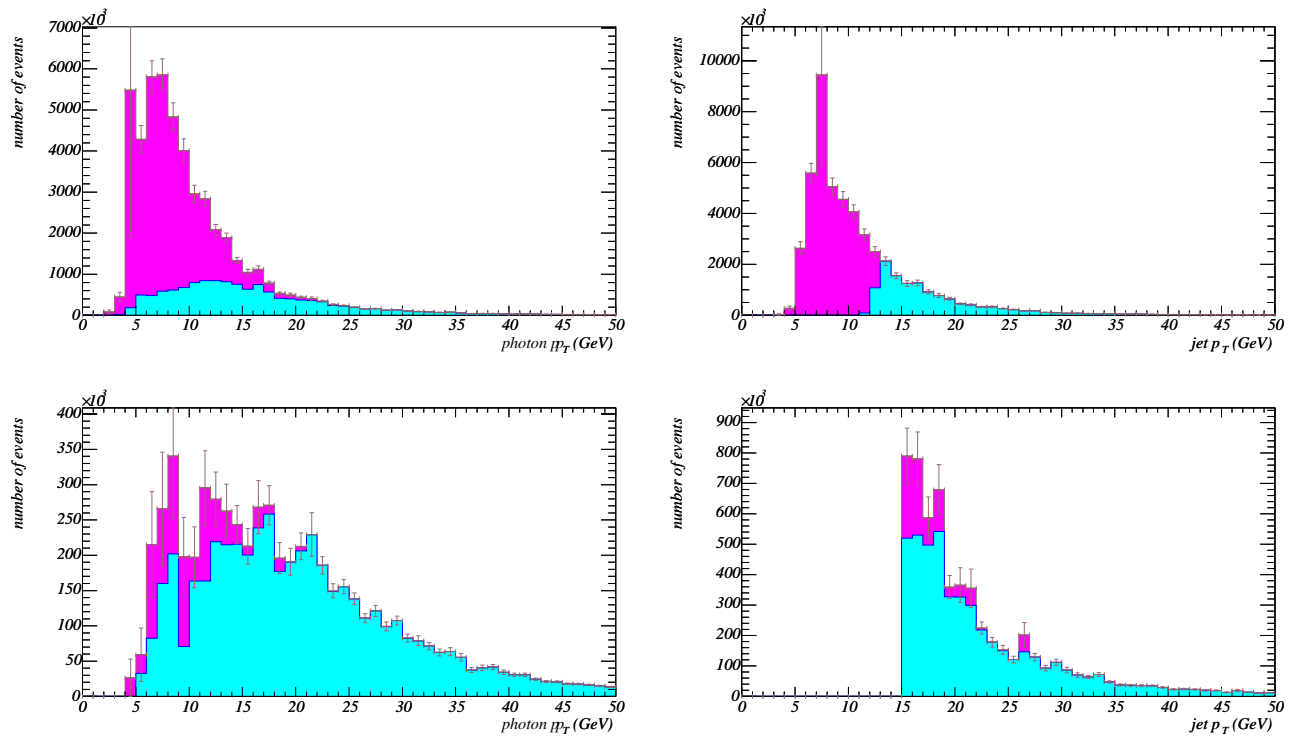


FIG. 4.24 – Pour les événements photon + jet simulés, distributions de p_T du photon (à gauche) et du jet (à droite) avant (en haut) et après (en bas) corrections. Les histogrammes bleu et violet ont été obtenus respectivement avec un seuil de reconstruction à 8 GeV et à 3 GeV.

4.7 Remapping

Jusqu'à présent, tous les résultats de ce chapitre ont été présentés en fonction de p_T^γ , *i.e.* un estimateur de l'énergie transverse vraie du jet au niveau partonique. Afin de pouvoir appliquer les corrections SSR à l'énergie transverse *mesurée* d'un jet, il est nécessaire de faire une conversion entre l'énergie transverse *mesurée* d'un jet et son énergie transverse *vraie*. Cette procédure nommée *remapping* est détaillée dans la section 4.25. Il en existe deux, correspondant à un spectre en p_T rencontré dans des événements photon+jet et à un spectre uniforme.

Les résultats présentés sur la figure 4.10 pour $\langle \Delta S \rangle_{\text{data}} - \langle \Delta S \rangle_{\text{MC}}$ sont combinés sur toute la couverture angulaire et sont montrés sur la figure 4.25 pour le cas sans *remapping* (*i.e.* en prenant le p_T du photon), avec un *remapping* à la QCD et pour un *remapping* uniforme. On remarque que l'effet du *remapping* est relativement faible. En l'absence de plus d'informations, la différence entre les résultats obtenus avec les deux paramétrisations précédentes peut être prise comme une erreur systématique additionnelle.

Un test similaire à celui fait sur la figure 4.12 a été répété en utilisant un *remapping* à la QCD et pour un *remapping* uniforme (voir figure 4.26). Encore une fois, l'effet de la procédure de *remapping* est relativement faible.

4.8 Conclusion

Des corrections doivent être appliquées aux jets simulés afin que la simulation reproduise les données. Ces corrections se divisent en trois catégories : pour les différences de reconstruction et d'identification, pour les différences de résolution et pour les différences d'échelle d'énergie des jets. La méthode détaillée dans ce chapitre offre l'avantage de corriger les jets pour ces trois effets de façon cohérente, ce qui n'était pas le cas précédemment à DØ.

Les résultats principaux se trouvent sur les figures 4.21 et 4.22 pour l'échelle relative d'énergie des jets ainsi que son erreur et sur la figure 4.23 pour le facteur de dégradation de la résolution. Un jet simulé est corrigé de la façon suivante :

$$p_T^{\text{new}} = p_T + p_T^\gamma \{ \text{shift}(p_T^\gamma) + \text{Gauss}(0, \text{smear}(p_T^\gamma)) \}$$

où p_T^γ est un estimateur du p_T vrai du jet, *shift* est l'échelle relative d'énergie des jets montrée sur la figure 4.21, et *smear* le facteur de dégradation montré sur la figure 4.23. $\text{Gauss}(0, \text{smear})$ est un nombre aléatoire tiré dans une distribution gaussienne centrée en zéro, de largeur égale à *smear*. De plus, une coupure à 15 GeV est appliquée aux données et à la simulation. Enfin, dans la région intercryostatique une petite fraction des jets est retirée aléatoirement indépendamment de leur p_T .

L'échelle d'énergie des jets est plus basse dans les données que dans la simulation. Cet effet est plus prononcé à bas p_T . Pour des jets centraux l'erreur sur l'échelle relative d'énergie des jets est inférieure à 3% pour un p_T vrai du jet d'environ 30 GeV. Elle augmente rapidement quand le p_T diminue à cause de l'interaction entre la réponse et le biais à bas p_T . Le facteur de dégradation est inférieur à 15% pour un p_T supérieur à 40 GeV ou 60 GeV selon la région angulaire et augmente rapidement à bas p_T . Comme on peut le voir sur la figure 4.12, les données et la simulation sont en très bon accord après toutes corrections.

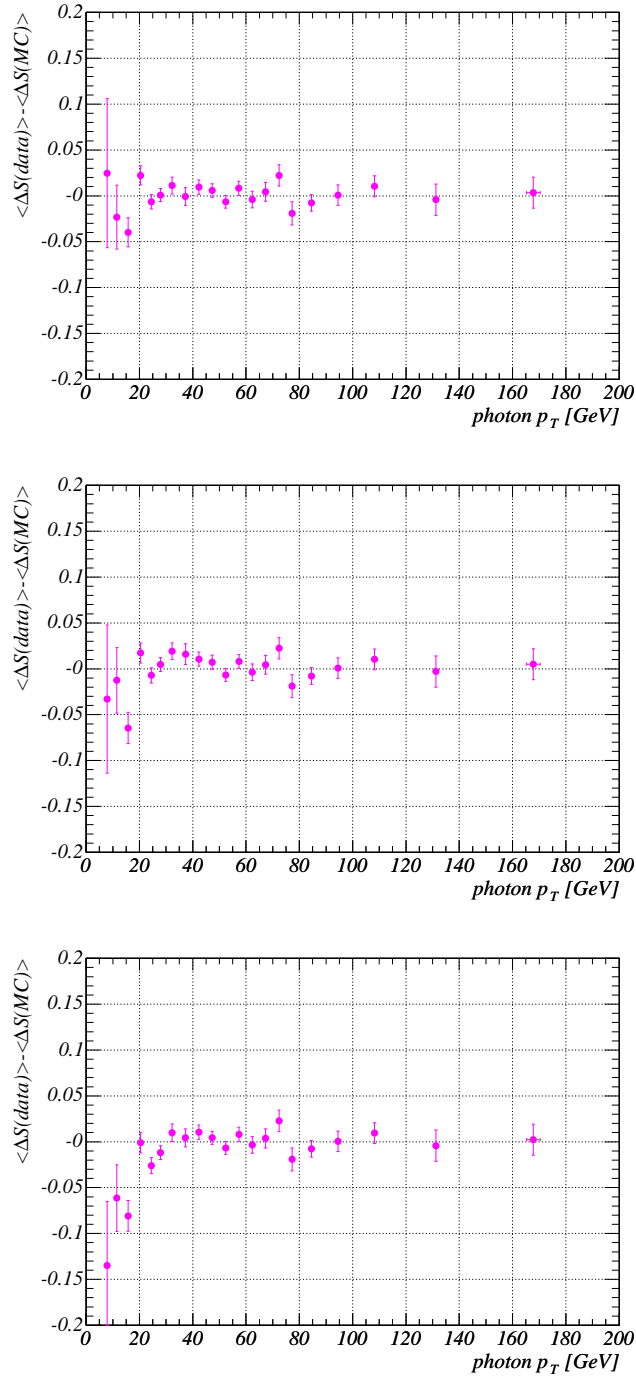


FIG. 4.25 – Distributions de $\langle \Delta S \rangle_{\text{data}} - \langle \Delta S \rangle_{\text{MC}}$ sans *remapping* (en haut), avec un *remapping* à la QCD (milieu) et un *remapping* uniforme (en bas).

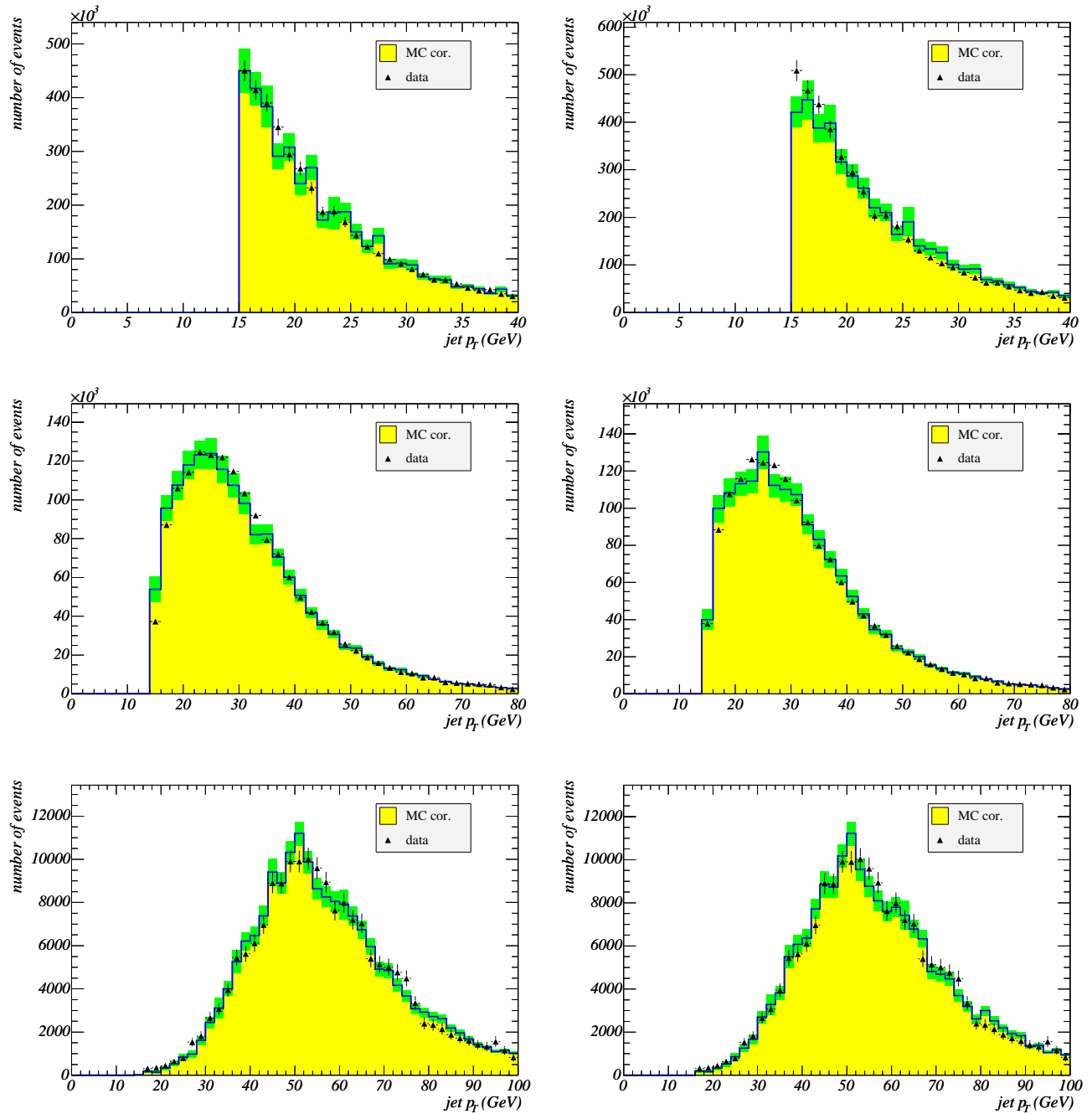


FIG. 4.26 – Distributions du p_T du jet dans des événements photon+jet pour les données (points avec barres d'erreur) et la simulation (histogramme avec erreurs indiquées par une bande verte), pour $p_T^\gamma > 10$ (en haut), 25 (milieu) and 50 (en bas) GeV, après corrections, en utilisant le *remapping* à la QCD (à gauche) et en utilisant le *remapping* uniforme (à droite).

Chapitre 5

Recherche de nouvelle physique dans la topologie à jets et énergie transverse manquante

"La vérité vaut bien qu'on passe quelques années sans la trouver."
Jules Renard

Sommaire

5.1	Introduction	170
5.1.1	Lot de données	170
5.1.2	Traitements des données et de la simulation	172
5.1.3	Bruits de fond	177
5.2	Recherche de leptosquarks	183
5.2.1	Signal	183
5.2.2	Sélection	184
5.2.3	Incertitudes systématiques	198
5.2.4	Résultats	199
5.3	Recherche du partenaire supersymétrique du quark top	201
5.3.1	Signal	201
5.3.2	Etiquetage des jets de saveur lourde	202
5.3.3	Sélection des événements	214
5.3.4	Incertitudes systématiques	217
5.3.5	Résultats	222

5.1 Introduction

De nombreux modèles prédisent l'existence de signaux caractérisés par la présence d'un ou plusieurs jets dans l'état final accompagnés d'énergie transverse manquante, pouvant être recherchés auprès d'un collisionneur hadronique.

Si le boson de Higgs est léger ($m_H < 135$ GeV), un canal important pour sa recherche correspond à la production associée d'un boson de Higgs et d'un boson Z où ce dernier se désintègre en deux neutrinos. Le boson de Higgs se désintègre en une paire de quark-antiquark beaux menant alors à une topologie à jets acoplanaires. La limite inférieure sur la masse du Higgs est donnée par LEP : $m_H > 114.4$ GeV [171] avec un niveau de confiance de 95%.

Dans les modèles supersymétriques où la R-parité est conservée, les squarks et les gluinos sont produits par paire. Si les squarks sont plus légers que les gluinos, ils se désintègrent préférentiellement en un quark et en un neutralino (en particulier le plus léger) qui est supposé être la LSP ($\tilde{q} \rightarrow q\tilde{\chi}$). La signature expérimentale de ce type de processus est la présence de deux jets acoplanaires. Dans le cas où les gluinos sont plus légers que les squarks, ils se désintègrent préférentiellement en une paire de quark-antiquark et en neutralino (en particulier le plus léger) ($\tilde{g} \rightarrow \bar{q}q\tilde{\chi}$). L'état final est alors composé de plusieurs jets et d'énergie transverse manquante. Dans le cadre du modèle mSUGRA, la limite inférieure sur la masse des squarks et des gluinos est respectivement de 325 GeV et 241 GeV [150] avec un niveau de confiance de 95%.

Les squarks de la troisième génération sont traités séparément car, pour un choix approprié des paramètres du modèle, le stop, et dans une moindre mesure le sbottom, peut être significativement plus léger que les autres quarks. Un stop NLSP (Next To Lightest Supersymmetric Partner) peut se désintégrer de la façon suivante $\tilde{t} \rightarrow c\tilde{\chi}$, menant à un état final composé de deux jets et d'énergie transverse manquante. Une étude détaillée de la désintégration du stop se trouve dans la section 1.4.4, ainsi que les résultats actuels de sa recherche.

La production par paire de leptoquarks peut également mener à une topologie composée de deux jets acoplanaires s'ils se désintègrent en un quark et un neutrino. Dans ce canal, la limite inférieure sur la masse des leptoquarks est de 117 GeV [78] avec un niveau de confiance de 95%.

Ce chapitre présente deux analyses de données consistant à mettre en évidence une possible déviation par rapport aux prédictions du modèle standard dans les topologies à jets et énergie transverse manquante, dans les données enregistrées par le détecteur DØ, pouvant être interprétée comme due à la présence de leptoquarks scalaires (première section) ou due à la présence du partenaire supersymétrique du quark top (deuxième section).

5.1.1 Lot de données

Pour les analyses présentées dans ce document, les données utilisées ont été collectées entre avril 2003 et août 2004, ce qui correspond à une luminosité intégrée de 350 pb^{-1} . Les données collectées avant avril 2003 ne peuvent pas être exploitées car il n'existait pas de condition de déclenchement sur l'énergie transverse manquante. Les données prises après août 2004 n'ont pas été utilisées car elles ont été traitées avec une version du programme de reconstruction différente. Cette version du programme est plus performante incluant, entre autres, une meilleure calibration du calorimètre. Mais elle nécessite l'utilisation de nouveaux lots d'événements simulés, de nouvelles corrections d'échelle énergie des jets, etc ... qui n'ont

été disponibles que trop tardivement.

5.1.1.1 Conditions de déclenchement

Une méthode de déclenchement peut être considérée comme le premier jeu de coupures pour une analyse de données. Les conditions de déclenchement utilisées pour la recherche d'états finals constitués de jets acoplanaires se basent sur la présence d'énergie transverse manquante [70]. Le processus choisi comme référence pour le développement de ces conditions de déclenchement fut la production associée du boson de Higgs ($HZ \rightarrow \nu\bar{\nu}b\bar{b}$) qui est, des processus menant à une topologie acoplanaire, parmi les plus difficiles à étudier à cause de la faible impulsion transverse des jets. La difficulté du choix d'une condition de déclenchement est d'obtenir la meilleure efficacité pour un signal donné tout en ayant une bande passante la plus faible possible.

Condition de déclenchement MHT30_3CJT5

Puisque le système de déclenchement ne fournit aucune information sur l'énergie transverse manquante au premier niveau, les conditions se basent sur la présence d'énergie dans le calorimètre hadronique. On définit une tour de déclenchement comme la somme de quatre tours du calorimètre. Les parties CH, ICD et MG des tours ne sont pas prises en compte. Seuls les événements ayant eu au moins trois tours possédant une énergie transverse supérieure à 5 GeV vérifiant $|\eta| < 3.2$ sont retenus.

Au second niveau, des jets sont reconstruits en utilisant l'information des tours de déclenchement du premier niveau. Les jets du deuxième niveau sont définis comme l'agglomération de 5×5 tours de déclenchement centrées sur la tour la plus énergétique. Leurs positions en η et ϕ sont déterminées par rapport au centre du détecteur. A partir de ces jets, il est alors possible de calculer l'énergie hadronique transverse manquante (noté \cancel{H}_T) définie comme la somme vectorielle de l'énergie transverse des jets. Ainsi, au niveau 2, seuls les événements vérifiant $\cancel{H}_T > 20$ GeV sont retenus.

Au troisième niveau de déclenchement, la condition se porte également sur l'énergie hadronique transverse manquante. En revanche, les jets y sont mieux reconstruits. Les jets sont reconstruits avec un algorithme de cône proche de celui utilisé hors-ligne. La différence est qu'il n'y a pas de procédure de séparation et de regroupement des jets. De plus, c'est la chaîne de lecture de précision du calorimètre qui est utilisée au lieu de celle du système de déclenchement. Finalement, seuls les événements vérifiant $\cancel{H}_T > 30$ GeV sont retenus.

La condition de déclenchement décrite ci-dessus est appelée MHT30_3CJT5 [175] et fut utilisée d'avril 2003 à juin 2004 avec un taux de sortie d'environ 2 Hz conformément au cahier des charges correspondant à une luminosité de $40.10^{30} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$.

Condition de déclenchement JT1_ACO_MHT_HT

Même si la condition MHT30_3CJT5 est efficace avec un taux de sortie raisonnable, il a été nécessaire de l'améliorer pour tenir compte de l'augmentation de la luminosité instantanée atteignant $75.10^{30} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$.

La première modification concerne le premier niveau. Désormais, seuls les événements ayant eu au moins trois tours de p_T supérieures à 4 GeV vérifiant $|\eta| < 3.2$ et dont deux tours de p_T supérieures à 5 GeV vérifiant $|\eta| < 2.4$ sont retenus.

Aux niveaux 2 et 3, une coupure sur la différence des angles en φ des deux jets de plus grand p_T est utilisée. Seuls les événements vérifiant $\Delta\phi < 169.76^\circ$ (resp. 170) sont retenus au niveau 2 (resp. 3). Les événements qui seront enregistrés sur bande doivent également vérifier que la somme scalaire de l'énergie transverse des jets (notée HT) soit supérieure à 50 GeV au niveau 3.

La condition de déclenchement décrit ci-dessus est appelé JT1_ACO_MHT_HT [176] et fût utilisée de juin 2004 à août 2005.

Efficacité de déclenchement

La détermination de l'efficacité de déclenchement est basé sur une simulation qui reproduit la réponse du système de déclenchement à partir de quantités reconstruites hors-ligne. A partir d'un jet hors-ligne, la simulation sera alors capable de reconstruire l'équivalent d'un jet en-ligne. Ces jets pourront être utilisés ensuite dans le calcul de variables complexes comme MHT par exemple. Une fois que la simulation du système de déclenchement est paramétrée à partir de données réelles, il est alors possible de l'appliquer à la simulation afin de déterminer l'efficacité de déclenchement. Tous les détails de cette simulation se trouve dans les références [70, 175].

5.1.1.2 Critères de qualité des données

Parmi les 350 pb^{-1} de données, une fraction ne peut pas être utilisée à cause d'un dysfonctionnement de l'un des sous-détecteurs. Par exemple, les données, prises dans de mauvaises conditions pour le calorimètre, auront de l'énergie transverse manquante factice. Les *runs*¹ considérés pour cette analyse vérifient [177] :

- le SMT et le CFT ne doivent pas avoir eu de problème ;
- idem pour le calorimètre ;
- le détecteur de muons doit être dans un état "raisonnable" ;

Une sélection des bons blocs de luminosité est faite en vérifiant la qualité de l'énergie transverse manquante [159]. En effet, tout problème du calorimètre se répercute sur cette quantité. De plus, les blocs de luminosité où le système de déclenchement a eu des problèmes sont également retirés.

Ainsi, après avoir retiré les mauvais blocs de luminosité et les mauvais *runs*, la luminosité intégrée disponible, pour les analyses présentées dans ce chapitre, est de 310 pb^{-1} .

Enfin un certain nombre de problèmes, comme par exemple la présence de bruit cohérent ou bien la mauvaise lecture d'un chassis, peut être détecté événement par événement [178]. Ces événements sont alors rejetés dans les données mais il sera nécessaire d'estimer l'inefficacité introduite par cet outil de nettoyage pour l'appliquer à la simulation.

5.1.2 Traitements des données et de la simulation

5.1.2.1 Traitements des jets et de l'énergie transverse manquante

La reconstruction des jets et de l'énergie transverse manquante est décrite dans la section 2.5. Les jets utilisés sont des jets de cône de rayon 0.5. Dans le type de recherche considérée dans ce chapitre, il est nécessaire d'avoir une bonne mesure de l'énergie transverse

¹Voir la section 2.2.3 pour une définition.

manquante et d'avoir aussi une très bonne estimation de l'énergie des jets d'autant plus que les corrections d'échelle d'énergie des jets sont propagées à l'énergie transverse manquante.

Pour cette analyse, la définition standard de bon jet a été modifiée. La coupure supérieure sur la fraction d'énergie électromagnétique des jets ($emf < 0.95$) a été enlevée. De plus, les jets associés à un objet électromagnétique ne sont plus retirés de la liste des bons jets. Les jets avec une fraction d'énergie électromagnétique supérieure à 0.9 ne sont pas corrigés pour l'échelle d'énergie des jets mais pour l'échelle d'énergie électromagnétique. Pour les autres jets, les corrections d'échelle d'énergie sont tout d'abord appliquées [158], puis les corrections dépendantes de η_{det} (voir section 3.2.3.1) sont utilisées. Ensuite la procédure SSR décrite dans le chapitre précédent est appliquée pour corriger des différences d'échelle d'énergie, de résolution et d'efficacité de reconstruction entre les données et la simulation. Rappelons que, conformément à la procédure SSR, tous les jets ayant un p_T inférieur à 15 GeV sont retirés de la liste des jets. Rappelons également que les corrections appliquées à l'énergie des jets sont ensuite propagées à l'énergie transverse manquante.

Le fait de corriger différemment les jets selon leur fraction d'énergie électromagnétique permet d'éviter une surestimation de l'énergie des jets électromagnétiques, ce qui serait une source d'énergie transverse manquante. L'idéal serait d'avoir une échelle d'énergie des jets qui soit une fonction de la fraction électromagnétique des jets ce qui n'est pas encore disponible.

Dans toute la suite, les jets sont classés par ordre d'énergie transverse décroissante ainsi la dénomination "premier jet" correspond au jet de plus grand p_T , la dénomination "deuxième jet" correspond au second jet de plus grand p_T , etc ...

5.1.2.2 Corrections de la simulation

Comme la simulation ne reproduit pas correctement les données, il est nécessaire d'apporter des corrections à la simulation. Comme nous l'avons déjà vu, la procédure SSR permet de corriger les jets mais d'autres corrections sont nécessaires.

Inefficacité due au retrait d'événements mauvais du point de vue du calorimètre

Dans les données, des événements sont retirés à cause de problèmes du calorimètre (voir la section 5.1.1.2). L'efficacité de cette coupure a été déterminée à partir d'événements de biais zéro [150] :

$$\epsilon_{CalQual} = 0.972 \pm 0.001 \quad (5.1)$$

Ce nombre est utilisé afin de repondérer la simulation.

Les mauvais jets

Les mauvais jets sont définis comme les jets ne passant pas les critères d'identification des bons jets ou n'étant pas confirmés par l'électronique du système de déclenchement. Dans le dernier cas, ces jets sont nommés jets de bruit. La présence de mauvais jets ou bien de jets de bruit dans un événement est une source de fausse énergie transverse manquante. En effet, certains d'entre eux peuvent être issus du bruit, auquel cas ils affectent l'énergie transverse manquante finale et pour les autres qui sont de vrais jets, ils affecteront également l'énergie transverse manquante car ils ne sont pas corrigés de l'échelle d'énergie des jets. Dans les analyses présentées dans ce chapitre, les événements possédant un mauvais jet ou un jet de

bruit, de plus de 15 GeV d'énergie transverse, sont retirés. Les données et la simulation se comportant différemment vis-à-vis de cette coupure, un facteur d'échelle doit être appliqué à la simulation. Il a été déterminé dans des événements dijet et dépend de la somme scalaire de l'énergie transverse de toutes les cellules (noté SET) du calorimètre [150] :

$$\begin{aligned} \epsilon_{BadJet} &= b + a \times SET \\ b &= 1.0057 \pm 0.0005 \\ a &= -7.6 \times 10^{-5} \pm 0.6 \times 10^{-5} \end{aligned} \tag{5.2}$$

Ce nombre est utilisé afin de repondérer la simulation.

La fraction des particules chargées

Pour les recherches de signaux dans la topologie à jets et énergie transverse manquante, un bruit de fond important est le bruit QCD où l'énergie transverse d'au moins l'un des jets est mal mesurée. Cette mauvaise mesure peut être due à un mauvais choix du vertex de l'interaction. De plus, des faux événements monojets ou même di-jet peuvent être causés par le passage d'un muon cosmique. Afin de réduire ces bruits de fond, on utilise le détecteur de traces. Pour cela, on définit la fraction d'énergie du jet due aux particules chargées du jet (appelée cpf pour *Charged Particle Fraction*) comme la somme des énergies transverses des traces issues du vertex qui sont associées au jet. Une trace est dite attachée au vertex primaire si sa distance dans le plan transverse au faisceau R est inférieure à deux centimètres et si sa distance longitudinale z est inférieure à cinq centimètres. Une trace est dite associée à un jet si la distance \mathcal{R} entre la trace et une cellule appartenant au jet est inférieure à 0.15. Afin de s'assurer de la qualité des traces, ces dernières doivent avoir au moins huit coups dans le détecteur CFT. Une distribution de cette variable est montrée sur la figure 5.1. Un jet est déclaré confirmé si sa fraction de particules chargées est supérieure à 5%. Encore une

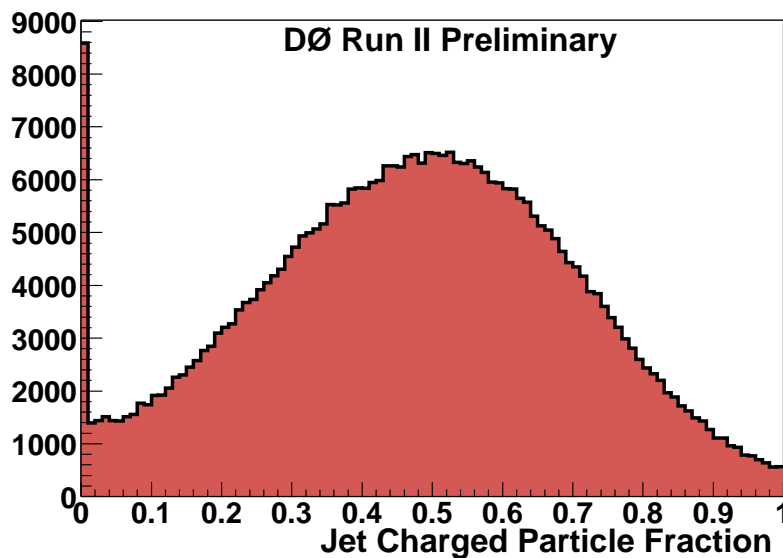


FIG. 5.1 – Distributions de cpf pour des jets centraux [150].

fois la simulation ne reproduit pas les données et un facteur d'échelle a été déterminé [150] :

$$\epsilon_{TrConf} = 0.982 \pm 0.010 \quad (5.3)$$

Ce nombre est utilisé afin de repondérer la simulation.

Les leptons isolés

Afin de rejeter une partie du bruit de fond physique, un veto est appliqué pour les événements contenant un lepton reconstruit isolé ou bien contenant une trace isolée. Ainsi, les événements contenant un objet électromagnétique sont rejetés. Les critères appliqués à ces objets sont les suivants :

- $iso < 0.15$;
- $emf > 0.90$;
- $HM7(8) < 20$ pour des objets centraux (à l'avant) ;
- $|\eta_{det}| < 2.5$;
- $pt > 10$ GeV.

De même, les événements contenant un muon *medium*² isolé de p_T supérieur à 10 GeV sont rejetés. Un muon est dit isolé si l'énergie calorimétrique contenue dans le cône creux de rayons 0.1 et 0.4 en η - ϕ autour du muon est inférieure à 2.5 GeV et si la somme des énergies transverses des traces se trouvant dans un cône de rayon 0.5 autour du muon est inférieure à 2.5 GeV. L'efficacité de ces vetos a été déterminée [150, 179], les facteurs d'échelles prenant en compte le rapport des efficacités entre les données et la simulation sont :

- $\epsilon_e = 0.92 \pm 0.02$ pour les électrons [150] ;
- $\epsilon_\mu = 0.99 \pm 0.03$ pour les muons [179].

Les vetos sur les électrons et muons n'étant pas efficaces à 100% et comme ils ne permettent pas de faire un veto sur les leptons τ se désintégrant hadroniquement, un veto est appliqué sur les traces isolées. La désintégration hadronique d'un lepton τ produit dans 77% des cas une seule trace chargée (par exemple : $\tau \rightarrow \pi^- \nu_\tau$ ou bien $\tau \rightarrow \pi^0 \pi^- \nu_\tau$) et dans 23% des cas, trois traces chargées (par exemple : $\tau \rightarrow \pi^- \pi^+ \pi^- \nu_\tau$). Pour l'isolation de trace, un cône creux est utilisé afin d'accepter une désintégration du τ en plusieurs traces. On définit une trace isolée par les critères suivants :

- $p_T > 5$ GeV ;
- $R_{DCA} < 2$ cm ;
- $Z_{DCA} < 5$ cm ;
- $\chi^2 < 4$;
- Au moins 8 coups dans le CFT ;
- Aucune trace avec $p_T > 0,5$ GeV ne doit être présente dans un cône creux autour de la direction de la trace ; les rayons intérieur et extérieur sont $R_a = 0.1$ et $R_b = 0.4$ respectivement.

La simulation ne reproduisant pas correctement les données pour la reconstruction des traces, un facteur d'échelle a été déterminé en utilisant des événements $Z \rightarrow \mu\mu + 2j$ collectés avec les mêmes conditions de déclenchement utilisées pour l'analyse. Afin de se placer dans des conditions similaires à l'analyse (voir table 5.4), les coupures suivantes sont appliquées :

- $|Z_{PV}| < 60$ cm ;
- au moins deux jets ;

²Voir la section 2.5 pour une définition de muon *medium*.

- pas de mauvais jet, ni de jet de bruit ;
- $emf < 0.95$ pour les deux premiers jets ;
- $cpf > 0.05$ pour les deux premiers jets ;
- angle azimutal entre les deux premiers jets $< 165^\circ$;
- $\cancel{E}_T > 40$ GeV, la valeur de l'énergie transverse manquante utilisée n'est pas corrigée de la présence de muons ;
- $\cancel{H}_T > 40$ GeV.

Enfin, seuls les événements contenant deux muons *medium* de p_T supérieur à 25 GeV sont retenus. Le nombre d'événements dans les données est alors égal à 240. Afin de mesurer l'efficacité de reconstruction de trace isolée, on demande que l'un des muons soit à la fois isolé et associé à une trace centrale (nommé muon étiqueté). La figure 5.2 montre la distribution de la masse invariante des deux muons, avec deux entrées dans l'histogramme lorsque les deux muons sont étiquetés. Cette distribution est plus large dans les données que dans la simulation ALPGEN, car la résolution des muons non associés à une trace centrale est plus mauvaise. On ne s'intéresse dans la suite qu'aux événements se trouvant dans la fenêtre de masse du Z de largeur 22 GeV. Une fois qu'un muon est étiqueté, on compte le nombre de fois où la trace du deuxième muon est reconstruite et isolée. Cette efficacité est de 0.67 ± 0.04 dans les données et de 0.72 ± 0.01 pour la simulation. Le facteur d'échelle est alors :

- $\epsilon_{trace} = 0.92 \pm 0.05$ pour les traces isolées.

Le résultat reste inchangé pour une fenêtre de masse de largeur 60 GeV.

Contrairement aux facteurs d'échelle précédents, les facteurs ϵ_e , ϵ_μ et ϵ_{trace} ne sont pas utilisés pour repondérer la simulation. Ces facteurs sont utilisés afin de retirer aléatoirement des électrons, des muons ou bien des traces isolées dans la simulation.

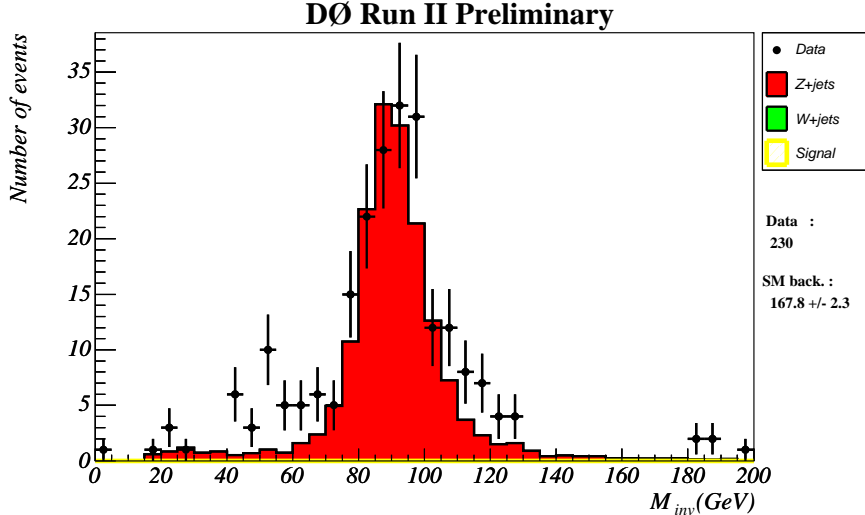


FIG. 5.2 – Distribution de la masse invariante des deux muons pour les événements contenant un muon étiqueté, pour les données (points avec barres d'erreur) et pour la simulation ALPGEN (histogramme), avec deux entrées dans les histogrammes lorsque les deux muons sont étiquetés

Simulation des jets de bas p_T

Il a été vu que la procédure SSR souffre d'une carence inévitable pour la simulation des jets de très bas p_T (voir section 4.6.3.2). Les jets ne passant pas le seuil de reconstruction des

jets à 8 GeV, mais qui réapparaîtraient, après dégradation de la résolution de l'énergie des jets, sont perdus. Les résultats, montrés sur la figure 4.24, indiquent que 33% des jets sont manquants entre 15 et 20 GeV et que 8% sont manquants entre 20 et 25 GeV et qu'au-delà tous les jets sont reconstruits. Une correction de cet effet sera faite pour chacune des analyses.

5.1.3 Bruits de fond

Les bruits de fond sont l'ensemble des processus menant au même état final que le signal considéré. Ils peuvent être classés en deux types : le bruit de fond QCD également appelé bruit de fond instrumental et le bruit de fond physique provenant des processus du modèle standard.

5.1.3.1 Bruit de fond QCD

Avec un détecteur parfait, les événements QCD, $p\bar{p} \rightarrow q\bar{q}$ par exemple, ne devraient pas contribuer au bruit de fond car leur énergie transverse manquante est nulle. Mais comme la mesure de l'énergie des jets n'est pas parfaite, la production par interaction forte de jets contribuera au bruit de fond. Bien que la probabilité de mesurer de l'énergie transverse manquante dans des événements QCD soit très faible, il faut la mettre en perspective avec le rapport immense entre les sections efficaces des processus QCD (de l'ordre du millibarn) et celles des processus recherchés (de l'ordre du picobarn). Pour les mêmes raisons, une simulation du bruit de fond QCD serait très inefficace du point de vue du temps du calcul et très incertaine car nécessitant une très bonne compréhension des effets non-gaussiens dans la mesure de l'énergie des jets ce qui n'est pas encore le cas à DØ.

5.1.3.2 Bruit de fond du modèle standard

Les processus listés sur la table 5.1 sont les contributeurs principaux au bruit de fond physique pour une topologie de jets acoplanaires. Les sections efficaces NLO sont calculées avec MCFM [180], mis à part pour les processus $t\bar{t}$ où les sections efficaces proviennent de la référence [181].

Le bruit de fond $Z + 2jets \rightarrow \nu\bar{\nu} + 2jets$ est un bruit de fond irréductible car il possède exactement la même topologie que le signal considéré, c'est à dire avec une topologie à deux jets et énergie transverse manquante emportée par les deux neutrinos.

Les autres processus de production de boson électrofaible en association avec deux jets contribuent également au bruit de fond. Dans le cas du boson W , sa désintégration leptonique mène à une réelle énergie transverse manquante due à la présence d'un neutrino ($W + 2jets \rightarrow l\nu + 2jets$). Si le lepton n'est pas détecté, la signature expérimentale sera deux jets acoplanaires. La production de Z se désintégrant leptonique ($Z + 2jets \rightarrow ll + 2jets$) peut aussi mener au même état final à condition que les deux leptons ne soient pas détectés, ce qui est moins probable.

Il faut aussi considérer les processus de production de boson électrofaible en association avec un seul jet où l'un des leptons est faussement identifié comme un jet. Ceci est possible, par exemple, pour un électron se trouvant dans la région intercryostat où la couverture du calorimètre hadronique n'est pas complète.

Enfin, la production par paire de bosons électrofaibles ainsi que la production par paire de quarks top sont également considérées comme des sources de bruit de fond.

processus	coupure en masse ou en p_T (GeV)	nombre d'événements générés	section efficace (pb)
$t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}jjjj$	-	105 250	3.09
$t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}jjl\nu$	-	191 300	2.92
$t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}l\nu l\nu$	-	57 500	0.69
$Z \rightarrow \nu\bar{\nu} + 2j$	-	104 500	173.
$W \rightarrow \tau\nu + 2j$	-	30 250	292.
$W \rightarrow \mu\nu + 2j$	-	51 750	292.
$W \rightarrow e\nu + 2j$	-	53 500	292.
$W \rightarrow \tau\nu + 1j$	-	145,500	840.
$W \rightarrow e\nu + 1j$	-	97,750	840.
WW incl.	-	50 000	11.5
WZ incl.	-	53 000	3.49
ZZ incl.	-	53 500	1.56
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau + 2j$	[10-15]	20 750	31.0
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau + 2j$	[15-60]	20 250	26.2
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau + 2j$	[60-130]	102 000	28.3
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau + 2j$	[130-250]	45 000	0.271
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu + 2j$	[10-15]	17 750	31.0
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu + 2j$	[15-60]	222 500	26.2
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu + 2j$	[60-130]	269 500	28.3
$Z/\gamma^* \rightarrow \mu\mu + 2j$	[130-250]	66 500	0.271
$Z/\gamma^* \rightarrow ee + 2j$	[10-15]	32 250	31.0
$Z/\gamma^* \rightarrow ee + 2j$	[15-60]	86 250	26.2
$Z/\gamma^* \rightarrow ee + 2j$	[60-130]	203 450	28.3
$Z/\gamma^* \rightarrow ee + 2j$	[130-250]	93 500	0.271
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau + 1j$	[10-15]	97 249	67.5
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau + 1j$	[15-60]	90 250	80.8
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau + 1j$	[60-130]	96 500	81.1
$Z/\gamma^* \rightarrow \tau\tau + 1j$	[130-250]	0	0.760
$Z/\gamma^* \rightarrow ee + 1j$	[10-15]	147 750	67.5
$Z/\gamma^* \rightarrow ee + 1j$	[15-60]	171 000	80.8
$Z/\gamma^* \rightarrow ee + 1j$	[60-130]	186 750	81.1
$Z/\gamma^* \rightarrow ee + 1j$	[130-250]	39 000	0.760

TAB. 5.1 – Processus du modèle standard, nombres d'événements générés et sections efficaces NLO. Par défaut, $j = u, d, s, g$.

5.1.3.3 Génération du bruit de fond

Les bruits de fond physique sont simulés avec ALPGEN [141] interfacé avec PYTHIA [139] pour l'hadronisation des partons et pour la simulation du rayonnement dans l'état initial et final. Ainsi, le nombre de jets apparaissant dans les processus listés sur la table 5.1 correspond au nombre de jets utilisé pour le calcul de l'élément de matrice par ALPGEN ; des jets supplémentaires peuvent être rajoutés par PYTHIA. Les densités de partons utilisées sont CTEQ5L [20]. Une moyenne de 0.8 événement de biais minimum est ajoutée.

5.1.3.4 Vérification avec des événements $Z \rightarrow e^+e^- + \text{jets}$

Une vérification de la simulation ALPGEN a été faite en utilisant des événements $Z \rightarrow e^+e^- + \text{jets}$. Les données utilisées ont été collectées entre avril 2003 et août 2004, ce qui correspond à la même période de prise de donnée utilisée pour l'analyse. Les événements utilisés ont vérifié des conditions de déclenchement développées pour détecter des amas électromagnétiques. Les événements avec au moins deux objets électromagnétiques, reconstruits hors ligne, sont retenus. Les deux objets de plus grande énergie transverse sont considérés comme étant des candidats électrons et doivent vérifier :

- isolation < 0.15 ;
- $EMF > 0.90$;
- $p_T > 25 \text{ GeV}$;
- $\eta_{\text{det}} < 1$ (CC) ou $1.6 < \eta_{\text{det}} < 2.5$ (EC) ;
- dans le volume fiduciaire ;
- H-matrix7 < 12 pour des électrons centraux, H-matrix8 < 20 pour des électrons à l'avant ;
- au moins un des deux électrons est associé à une trace : $\mathcal{P}(\chi^2) > 0.01$;
- au moins un des deux électrons est central.

La distribution de masse invariante e^+e^- est montrée sur la figure 5.3, avec une prédiction obtenue avec PYTHIA. Les distributions pour la simulation sont normalisées dans la suite au nombre d'événements pour les données dans la fenêtre de masse $80 < M_{ee} < 102 \text{ GeV}$. Ceci revient à calculer une luminosité effective pour la sélection utilisée [185] en supposant connue la section efficace NNLO de production de $Z \rightarrow e^+e^-$ inclusive ($\sigma_{Z \rightarrow e^+e^-} = 242 \text{ pb}$) [183, 184].

Seuls les événements dans la fenêtre de masse du Z, ainsi que ceux dont les deux premiers jets ont une énergie transverse supérieure à 20 GeV sont retenus pour la suite. Comme pour les analyses des signaux recherchés, les jets doivent avoir une fraction d'énergie électromagnétique supérieure à 0.95, être confirmés par les traces ($\text{cpf} > 0.05$) et doivent vérifier $|\eta_{\text{det}}| < 2.5$. La distribution de l'énergie transverse du premier jet est montrée sur la figure 5.4-gauche. Il y a un net excès dans les données pour $p_T < 40 \text{ GeV}$. Basé sur une étude d'événements $Z \rightarrow e^+e^- + 1\text{jet}$ [185], l'origine de cette différence peut être attribuée à une mauvaise simulation du p_T du Z. En revanche, au-delà de 40 GeV, l'accord entre les données et la simulation est très bon, à la fois en forme et en amplitude. La figure 5.6-droite montre la distribution du p_T du deuxième jet après coupure sur le p_T du premier jet à 40 GeV. L'accord y est très bon, le nombre d'événements dans les données est 104 alors que 99 sont prédits par la simulation du bruit de fond physique.

A ce niveau, la distribution de la masse invariante e^+e^- est montrée sur la figure 5.5. En comparant les données et la simulation en dehors de la fenêtre de masse, on peut en déduire que le bruit de fond QCD dans la fenêtre de masse ($80 < M_{ee} < 102 \text{ GeV}$) est faible

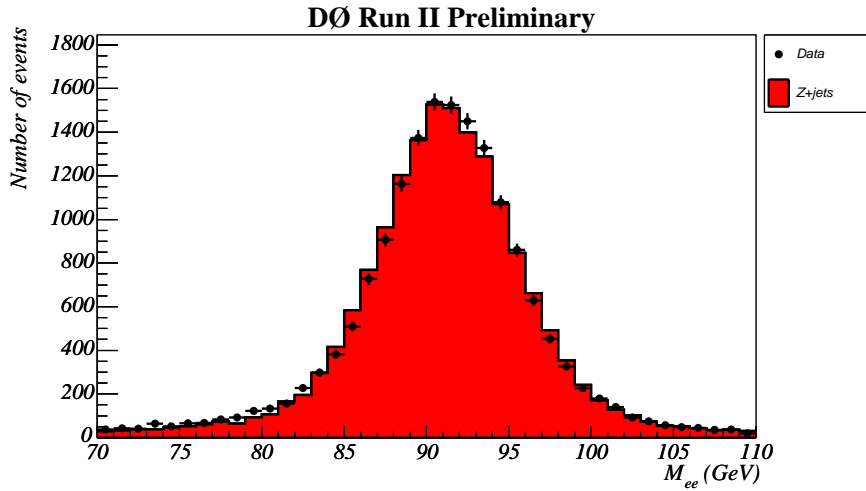


FIG. 5.3 – Distribution de la masse invariante des deux électrons pour les données (points avec barres d’erreur) et pour des événements simulés avec *PYTHIA* (histogramme) normalisées au même nombre d’événements avec $80 < M_{ee} < 102 \text{ GeV}/c^2$.

($3.5 \pm 2.5\%$). Le résultat de cette étude est que la simulation *ALPGEN* et la section efficace *MCFM* permettent de reproduire correctement les données après coupure sur le p_T des deux premiers jets respectivement à 40 GeV et 20 GeV, avec un facteur d’échelle sur la section efficace de 1.02 ± 0.12 , la précision de ce test étant limitée par l’erreur statistique dans les données. Ce facteur sera appliqué dans la suite pour corriger les sections efficaces NLO obtenus avec *MCFM* pour tous les processus $W/Z+2\text{jets}$.

Des comparaisons additionnelles, pour les données et la simulation, sont fournies sur la figure 5.6 représentant quelques variables importantes pour la recherche de signaux dans la topologie à jets et énergie transverse manquante. Pour le calcul de \cancel{E}_T , les électrons du Z sont retirés. L’accord entre les données et la simulation est très bon. Cependant, la distribution du p_T du troisième jet est en désaccord à bas p_T . Cette différence est attribuée à l’absence de jet simulé ne passant pas le seuil de reconstruction des jets à 8 GeV, mais qui réapparaîtraient après dégradation de l’énergie des jets (voir la section 4.6.3.2).

5.1.3.5 Double comptage

Le générateur *ALPGEN* est un générateur à ordre fixe pour un processus donné et les corrections radiatives sont en partie prises en compte par *PYTHIA*. Ainsi, lorsque l’on combine plusieurs lots générés par *ALPGEN* (par exemple : $W+1\text{jet}$ et $W+2\text{jets}$), il faut faire attention au double comptage. En fait, un événement appartenant au lot $W+1\text{jet}$ où *PYTHIA* a rajouté un jet peut déjà être pris en compte dans le lot $W+2\text{jets}$. Différentes procédures d’associations des lots existent [186, 187] :

- la procédure *CKKW* restreint le programme de *parton shower*, comme par exemple *PYTHIA*, de couvrir l’espace de phase non couvert par le calcul de l’élément de matrice ;
- la procédure *MLM* identifie et rejette les événements de double comptage en associant les partons d’*ALPGEN* au jet de partons reconstruits.

Une approximation de la procédure *MLM* est utilisée dans cette analyse car les jets de partons ne sont pas disponibles. Pour chaque lot *ALPGEN*, le nombre de jets reconstruits à partir des

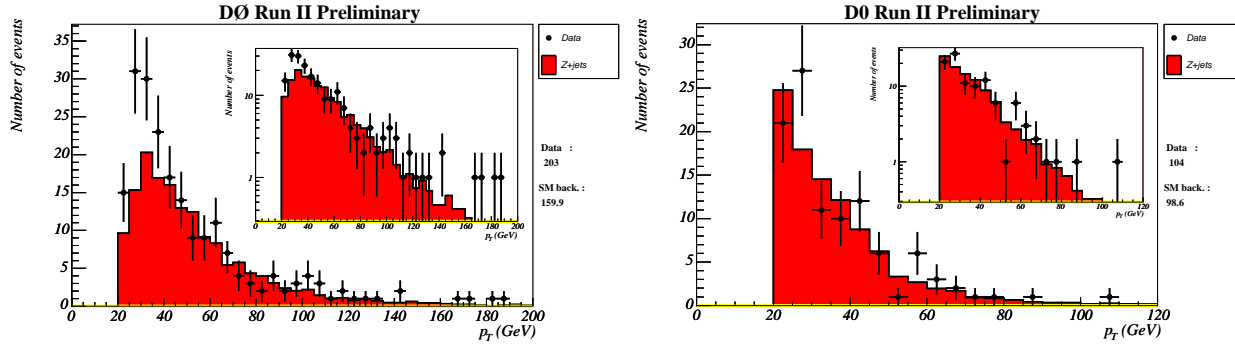


FIG. 5.4 – Distributions de l’impulsion transverse du jet le plus énergétique (à gauche) et du second jet le plus énergétique après une coupure sur le p_T du jet le plus énergétique à 40 GeV (à droite) dans les événements $Z \rightarrow ee + 2\text{-jet}$ pour les données (points avec barres d’erreur) et pour des événements simulés avec *ALPGEN* (histogramme).

particules générées doit être égal au nombre de partons exigé à condition qu’il existe un lot de plus grande multiplicité.

En particulier, les processus $W \rightarrow e\nu + 1\text{jet}$ et $W \rightarrow \tau\nu + 1\text{jet}$ seront utilisés, car ils contribuent au bruit de fond car l’électron ou le tau peuvent être identifiés comme un jet. Ils seront combinés avec les lots $W \rightarrow e\nu + 2\text{jets}$ et $W \rightarrow \tau\nu + 2\text{jets}$, comme expliqué ci-dessus.

5.1.3.6 Saveurs lourdes

Dans la table 5.1, les processus W ou Z + jets ne prennent en compte que les saveurs légères pour les quarks ($j = u, d, s$). Pour l’analyse leptarquark, les processus contenant des jets de saveur lourde peuvent être négligés à cause de leur faible section efficace. En revanche, ce n’est plus le cas pour l’analyse stop où la sélection enrichira le contenu en jets de saveur lourde. L’ensemble des processus simulés contenant des jets de saveur lourde sont présentés dans la table 5.2. Malheureusement, un certain nombre de processus, pouvant contribuer aux bruits de fond physique pour la recherche du stop, ne sont pas simulés. Ces processus sont présentés dans la table 5.3, leurs contributions seront estimées à partir de processus similaires en utilisant les rapports de section efficace, d’étiquetabilité et d’efficacité d’étiquetage comme indiqué dans la même table.

processus	nombre d'événements générés	section efficace (pb)
$(W \rightarrow e\nu + \mu\nu)cj$	43250	28.6
$(W \rightarrow e\nu)c\bar{c}$	153000	4.5
$(W \rightarrow e\nu)b\bar{b}$	49500	4.2
$(W \rightarrow \mu\nu)b\bar{b}$	49000	4.2
$(W \rightarrow \tau\nu)b\bar{b}$	27250	4.2
$(Z \rightarrow \nu\nu)c\bar{c}$	20400	4.4
$(Z \rightarrow \nu\nu)b\bar{b}$	98000	4.1
$(t \rightarrow e\nu b)b$	15500	0.11
$(t \rightarrow \mu\nu b)b$	29000	0.11
$(t \rightarrow e\nu b)qb$	15500	0.25
$(t \rightarrow \mu\nu b)qb$	15500	0.25

TAB. 5.2 – Processus du modèle standard contenant des jets de saveur lourde, nombres d'événements générés et sections efficaces NLO.

Processus	Section efficace (pb)	Estimateur de l'acceptance
$(W \rightarrow \tau\nu)cj$	14.3	$\mathcal{A}[(W \rightarrow (e\nu + \mu\nu)cj] \times \mathcal{R}(\tau\nu jj / (e\nu + \mu\nu)jj)$
$(W \rightarrow \mu\nu)c\bar{c}$	4.5	$\mathcal{A}[(W \rightarrow e\nu)c\bar{c}] \times \mathcal{R}(\mu\nu jj / e\nu jj)$
$(W \rightarrow \tau\nu)c\bar{c}$	4.5	$\mathcal{A}[(W \rightarrow e\nu)c\bar{c}] \times \mathcal{R}(\tau\nu jj / e\nu jj)$
$(Z \rightarrow \ell\ell)c\bar{c}$	0.72	$\mathcal{A}[(Z \rightarrow \ell\ell)jj] \times \mathcal{P}(cc) / \mathcal{P}(jj)$
$(Z \rightarrow \ell\ell)b\bar{b}$	0.67	$\mathcal{A}[(Z \rightarrow \ell\ell)jj] \times \mathcal{P}(bb) / \mathcal{P}(jj)$
$(t \rightarrow \tau\nu b)b$	0.06	$\mathcal{A}[(t \rightarrow e\nu b)b] \times \mathcal{R}(\tau\nu jj / (e\nu jj)$
$(t \rightarrow \tau\nu b)qb$	0.14	$\mathcal{A}[(t \rightarrow e\nu b)qb] \times \mathcal{R}(\tau\nu jj / (e\nu jj)$

TAB. 5.3 – Processus de modèle standard non simulés avec leurs sections efficaces. Le symbole ℓ signifie e , μ , ou τ , et la section efficace indiqué correspond à une seule saveur. Pour chacun de ces processus, un estimateur de l'acceptance est donné. $\mathcal{P}(ff')$ est la probabilité qu'au moins un des jets de saveur f et f' soit étiqueté. $\mathcal{R}(\ell\nu jj / Xjj)$ est le rapport des contributions des processus $(W \rightarrow \ell\nu)jj$ et $(W \rightarrow X)jj$ avant étiquetage.

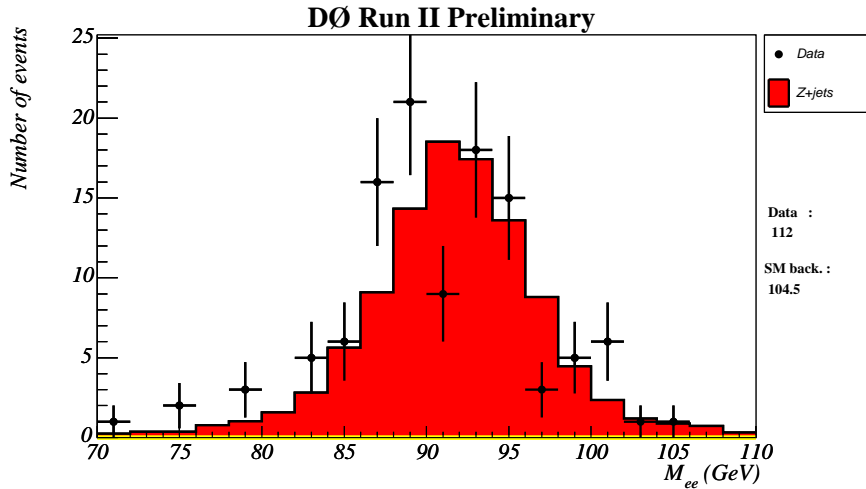


FIG. 5.5 – Distribution de la masse invariante e^+e^- pour les données (points avec barres d’erreur) et pour des événements simulés pour des événements où le p_T du premier jet est supérieur à $p_T > 40$ GeV et celui du deuxième à 20 GeV.

5.2 Recherche de leptoquarks

Cette section a pour objectif de présenter la recherche de leptoquarks scalaires dans les données enregistrées par le détecteur DØ. Au près du TeVatron, les leptoquarks sont principalement produits par paire. Dans l’analyse présentée dans cette section, on suppose que le rapport d’embranchement des leptoquarks en un quark et un neutrino, $BR(LQ \rightarrow q\nu)$, est de 100%. L’état final est alors composé de deux jets et d’énergie transverse manquante. La section efficace de production de leptoquarks se trouve sur la figure 1.23 du chapitre théorique. Elle varie de 52.4 pb à 2.38 pb pour des masses de leptoquarks variant de 80 GeV à 140 GeV.

5.2.1 Signal

Le signal de leptoquark scalaire est simulé avec PYTHIA. Les densités de partons utilisées sont CTEQ5L [20]. En moyenne 0.8 événement de biais minimum sont superposés aux événements générés. Des masses de leptoquark allant de 80 GeV à 140 GeV par pas de 5 GeV sont considérées pour cette analyse. Pour chacune de ces masses 10000 événements ont été générés.

La figure 5.7 montre les distributions d’énergie transverse manquante et du nombre de jets de p_T supérieur à 15 GeV pour quatre masses de leptoquarks (80, 100, 120 et 140 GeV), normalisées à la luminosité utilisée dans l’analyse (310 pb^{-1}). On remarque qu’il y a une fraction importante d’événements avec un seul jet, parce que le deuxième jet n’a pas été reconstruit ou bien parce que son énergie transverse est inférieure à 15 GeV. On constate aussi que l’énergie transverse manquante augmente avec la masse des leptoquarks, ce qui se traduit par une meilleure efficacité de la sélection pour des masses élevées. Mais d’un autre côté, la section efficace est plus faible à grande masse. Les figures 5.8 et 5.9 montrent les distributions de p_T et de η_{det} respectivement pour le premier et deuxième jet. On constate que les jets ont tendance à être centraux et que l’énergie transverse de jets augmente avec la masse des leptoquarks.

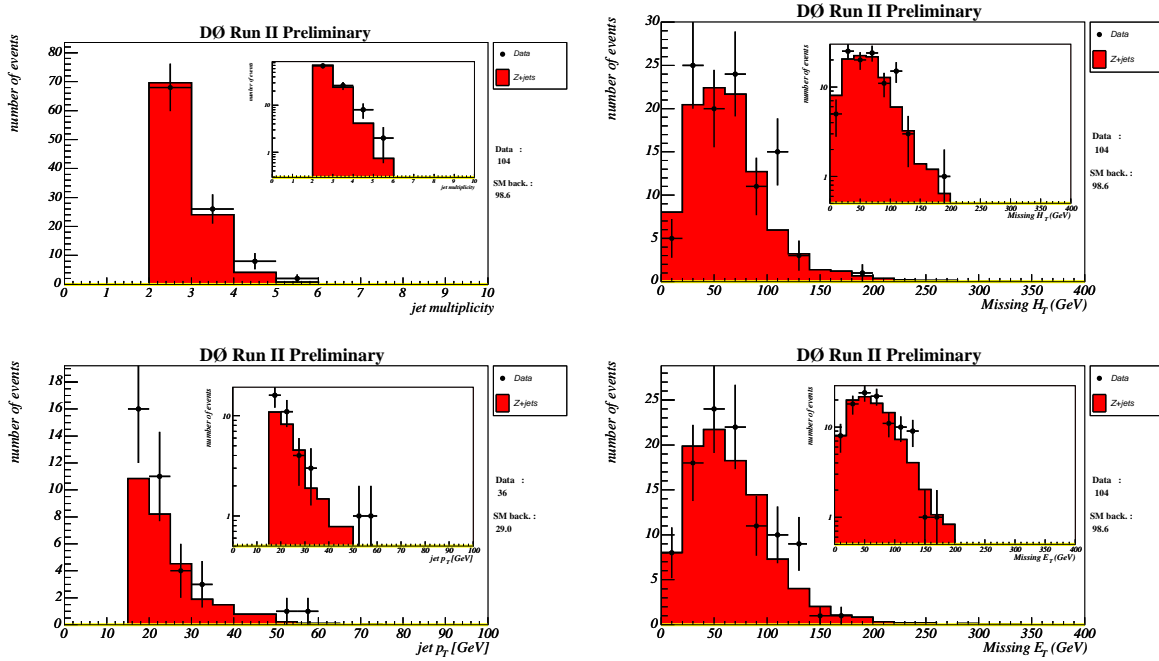


FIG. 5.6 – Distributions du nombre de jets (en haut à gauche), du p_T du troisième jet le plus énergétique (en bas à gauche), \cancel{E}_T (en haut à gauche) et \cancel{E}_T (en bas à droite) dans des événements $Z \rightarrow ee + 2\text{jet}$ pour les données (points avec barres d'erreur) et pour des événements simulés avec *ALPGEN* (histogramme). Des coupures à 40 et 20 GeV ont été appliquées respectivement aux jets le plus énergétique et au second jet le plus énergétique.

Dans la suite, le signal représenté sur les histogrammes correspond au point de plus basse section efficace, c'est à dire pour un signal de leptoquark de masse égale à 140 GeV.

5.2.2 Sélection

5.2.2.1 Stratégie

La stratégie de la sélection des événements est d'obtenir la meilleure efficacité pour le signal en ayant le moins de bruit de fond possible. Comme on ne peut pas simuler le bruit de fond QCD, les coupures à appliquer doivent supprimer au maximum ce bruit de fond. Comme ces événements proviennent d'une mauvaise mesure de l'énergie des jets, ils possèdent une plus faible énergie transverse manquante que le signal. De plus, pour ces événements, celle-ci est généralement alignée avec la direction de l'un des jets. Ainsi, l'angle entre les jets et l'énergie transverse manquante est une variable discriminante. Afin de réduire les bruits de fond physique, on applique un veto sur les leptons reconstruits. De plus, les jets des événements W ou $Z + \text{jets}$ ont tendance à être de plus faible énergie transverse que le p_T des jets de leptoquarks car ce sont des jets de rayonnement. Une coupure sur le p_T des jets permet donc d'augmenter le rapport entre le nombre d'événements de signal et le nombre d'événements de bruit de fond attendu.

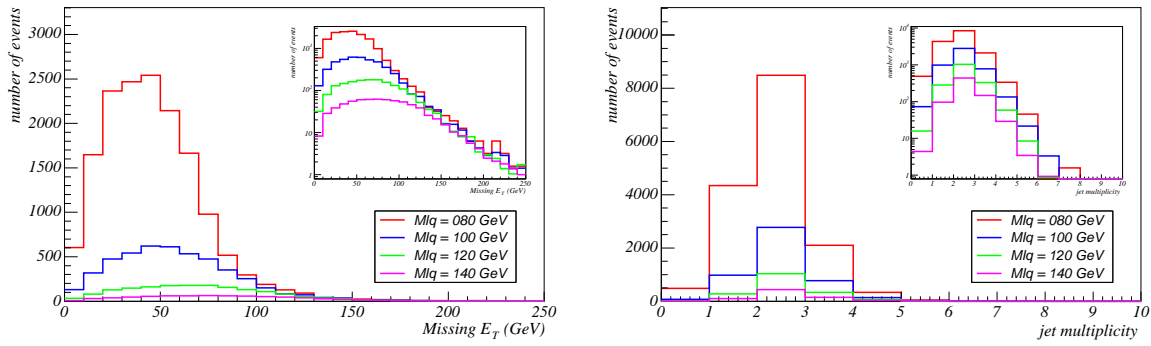


FIG. 5.7 – Distributions d'énergie transverse manquante (à gauche) et du nombre de jets (à droite) pour différentes masses de leptoquark normalisées à la luminosité utilisée dans l'analyse (310 pb^{-1}).

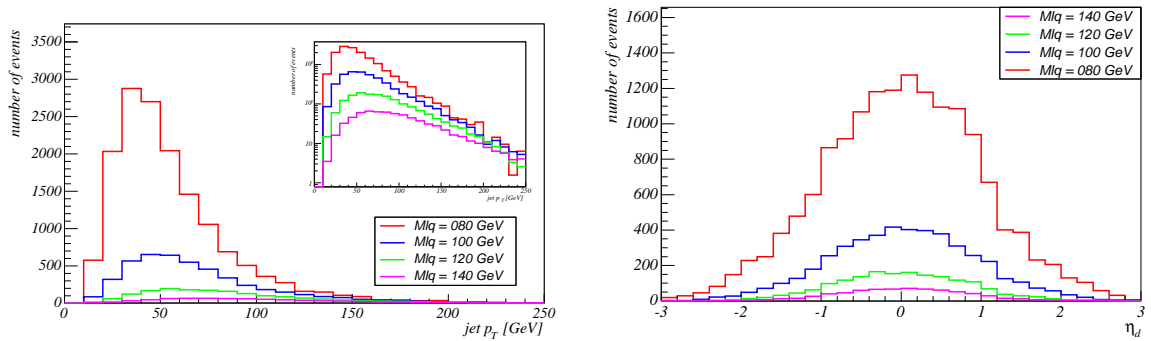


FIG. 5.8 – Distribution du p_T (à gauche) et du η_{det} (à droite) du premier jet pour différentes masses de leptoquark normalisées à la luminosité utilisée dans l'analyse (310 pb^{-1}).

5.2.2.2 Sélection des événements

Le lot de départ contient 14.7 millions d'événements ayant déclenché une des conditions suivantes : MHT30_3CJT5, JT1_ACO_MHT_HT et JT2_MHT25_HT³. Ce lot est obtenu après avoir retiré les mauvais *runs*, les mauvais blocs de luminosité et les événements mauvais du point de vue du calorimètre pour les données (voir la section 5.1.1.2).

Les coupures de sélection appliquées pour cette analyse sont listées dans la table 5.4, avec le nombre d'événements satisfaisant chaque coupure dans les données, ainsi que l'efficacité pour un signal de leptoquark de masse égale à 140 GeV. La perte d'efficacité initiale prend en compte l'inefficacité introduite par le retrait d'événements mauvais du point de vue du calorimètre pour les données.

Une présélection (coupures **C1** à **C7**) est tout d'abord appliquée afin de réduire de façon importante le bruit de fond QCD, tout en ayant une bonne efficacité pour le signal considéré.

Afin de s'assurer une bonne efficacité de déclenchement, l'énergie hadronique transverse manquante doit être supérieure à 40 GeV et l'angle azimutal entre les deux jets de plus grandes impulsions transverses doit être inférieur à 165° .

³La condition de déclenchement JT2_MHT25_HT est aussi une condition de déclenchement basée sur la présence de jets et d'énergie transverse manquante. Elle a été développée spécifiquement pour la recherche de gluinos où la multiplicité en jets est supérieure à deux. Elle ne sera pas utilisée dans cette analyse.

TAB. 5.4 – Nombre d'événements sélectionnés pour les données et efficacité de sélection pour un signal de leptoquarks de masse égale à 140 GeV à différentes étapes de l'analyse. Les deux dernières coupures furent optimisées.

Coupures appliquées	événements restant	efficacité (%)
Lot de départ	14 706 155	97.2
C1 : au moins 2 jets	11 800 406	83.6
C2 : $\cancel{E}_T > 40$ GeV	3 969 077	69.2
C3 : $\cancel{E}_T > 40$ GeV	793 764	67.6
C4 : MHT30_3CJT5 ou JT1_ACO_MHT_HT	737 747	
C5 : acoplanarité $< 165^\circ$	446 776	61.1
C6 : $ z_{PV} < 60$ cm	393 589	60.1
C7 : veto sur les jets de bruit et les mauvais jets	306 937	59.4
C8 : p_T du premier jet > 60 GeV/ c	206 116	48.7
C9 : η_{det} du premier jet < 1.5	160 323	46.8
C10 : p_T du second jet > 50 GeV/ c	48 979	24.3
C11 : η_{det} du second jet < 1.5	42 028	22.7
C12 : $emf < 0.95$ pour les deux premiers jets	40 821	22.3
C13 : $cpf > 0.05$ pour les deux premiers jets	34 746	22.2
C14 : exactement 2 jets	5 213	15.3
C15 : $\cancel{E}_T > 70$ GeV	492	11.8
C16 : pas de trace isolée de $p_T > 5$ GeV/ c	314	10.1
C17 : pas d'électron isolé de $p_T > 10$ GeV/ c	300	10.1
C18 : pas de muon isolé de $p_T > 10$ GeV/ c	287	10.0
C19 : $\Delta\Phi_{\text{max}} - \Delta\Phi_{\text{min}} < 120^\circ$	180	9.4
C20 : $\Delta\Phi_{\text{max}} + \Delta\Phi_{\text{min}} < 280^\circ$	124	8.4
C21 : $\cancel{E}_T > 80$ GeV	86	7.0

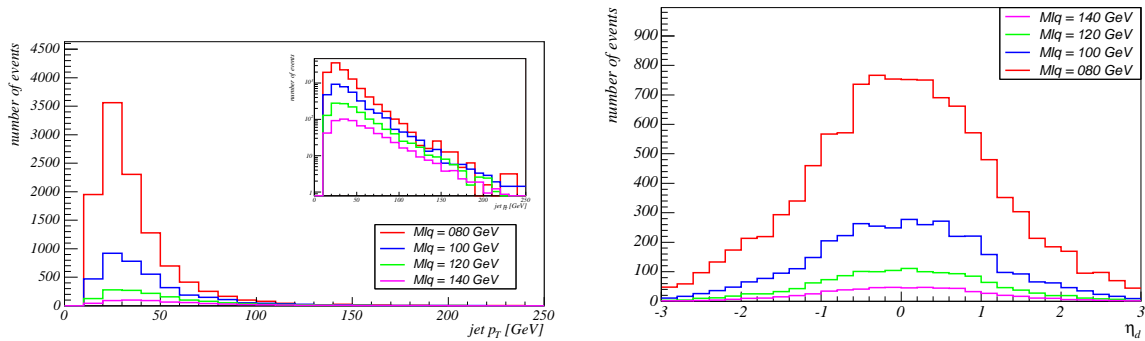


FIG. 5.9 – Distribution du p_T (à gauche) et du η_{det} (à droite) du deuxième jet pour différentes masses de leptoquark normalisées à la luminosité utilisée dans l'analyse (310 pb^{-1}).

L'énergie transverse manquante doit être supérieure à 40 GeV. La valeur de \cancel{E}_T utilisée est la valeur minimum entre celle corrigée de la présence de muons (notée METBCorrCaloMu) et celle non-corrigée (notée METBCorrCalo). En effet, la présence d'un faux muon ou bien d'un muon mal reconstruit a tendance à augmenter artificiellement METBCorrCaloMu .

La qualité de la mesure de l'énergie transverse des jets et de l'énergie transverse manquante repose, en partie, sur une bonne reconstruction du vertex de l'interaction. Pour cette raison, seuls les événements ayant au moins un vertex primaire sont retenus. Le nombre de traces associées au meilleur vertex doit être plus grand que trois et la distance de celui-ci au centre du détecteur doit être inférieure à soixante centimètres.

La présence de mauvais jets ou de jets de bruit étant une source de \cancel{E}_T factice, les événements contenant de tels jets ayant une énergie transverse supérieure à 15 GeV sont rejetés. A ce niveau, le nombre d'événements est de 306 937 dans les données.

Les coupures sur le p_T des deux premiers jets **C8** et **C10** permettent de réduire les bruits de fond QCD et physiques qui ont tendance à être de plus faible énergie transverse que les jets du signal. De plus, les jets du signal ont tendance à être centraux, une coupure sur la position des deux premiers jets est appliquée (**C9** et **C11**). Ces deux jets doivent être hadroniques (**C12**) et confirmés par les traces (**C13**).

La multiplicité en nombre de jets pour les 34 746 événements restant est montrée sur la figure 5.10. A cause de la coupure sur l'acoplanarité, les données sont dominées par le bruit de fond QCD avec une grande multiplicité de jets. Les événements avec plus de deux jets sont alors retirés, laissant 5 213 événements dans les données.

La distribution d'énergie transverse manquante de ces événements est montrée sur la figure 5.11, avec les prédictions pour le bruit de fond et pour un signal de leptoquark de masse égale à 140 GeV. Une importante réduction du bruit de fond QCD est obtenue en augmentant la coupure sur l'énergie transverse des jets à 70 GeV (coupure **C15**).

Les bruits de fond du modèle standard contenant des leptons peuvent être rejetés en faisant un veto sur les événements ayant un électron (coupure **C16**), un muon (coupure **C17**) ou bien une trace isolée (coupure **C18**).

Le bruit de fond QCD et le bruit de fond physique sont désormais du même ordre de grandeur. Plus d'informations peuvent être obtenues en étudiant les angles azimutaux entre l'énergie transverse manquante et les deux jets. On définit $\Delta\Phi_i$ comme l'angle azimutal entre la direction de \cancel{E}_T et du i -ème jet. La figure 5.12 montre la distribution à deux dimensions de

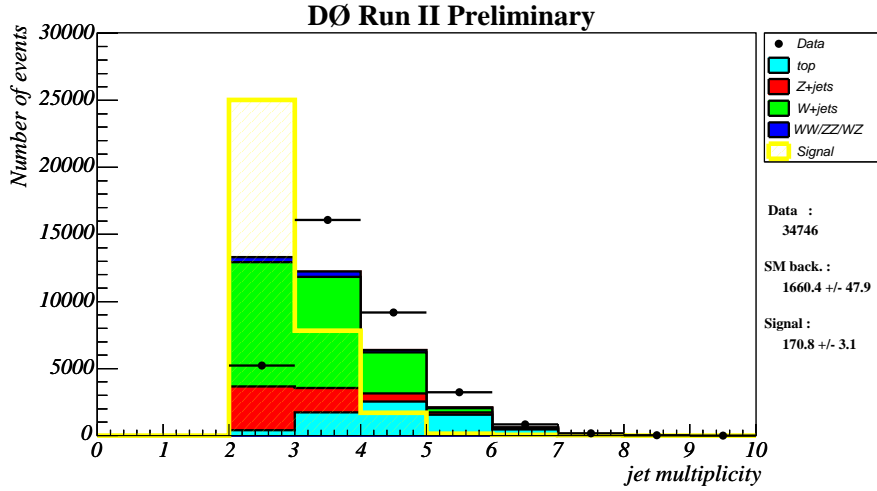


FIG. 5.10 – Distribution du nombre de jets après la coupure **C13** pour les données (points avec barres d’erreur), pour la simulation (histogrammes pleins) et pour un signal de leptokwark de masse égale à 140 GeV (histogramme vide). Le nombre d’événements pour le bruit de fond et pour le signal est normalisé au nombre d’événements des données.

$\Delta\Phi_{min} = Min(\Delta\Phi_i)$ et de $\Delta\Phi_{max} = Max(\Delta\Phi_i)$. La population du signal est raisonnablement uniforme alors que le bruit de fond physique a tendance à se concentrer pour des grandes valeurs de $\Delta\Phi_{max}$, le long de la bande définie par $\Delta\Phi_{min} = \Delta\Phi_{max}$. Pour les données, on constate une accumulation pour des basses valeurs de $\Delta\Phi_{min}$ et pour des grandes valeurs de $\Delta\Phi_{max}$ qui peut être attribuée raisonnablement au bruit de fond QCD. La distribution de $\Delta\Phi_{max} - \Delta\Phi_{min}$ est, montrée après la coupure **C18**, sur la figure 5.13 (à gauche). En rejetant les événements vérifiant $\Delta\Phi_{max} - \Delta\Phi_{min} > 120^\circ$, la majeure partie du bruit de fond QCD est supprimée, tout en limitant l’inefficacité sur la sélection du signal. La distribution de $\Delta\Phi_{max} + \Delta\Phi_{min}$ est montrée, après cette coupure, sur la figure 5.13 (à droite). Le rapport s/\sqrt{b} est augmenté en rejetant les événements vérifiant $\Delta\Phi_{max} + \Delta\Phi_{min} > 280^\circ$ où s est le nombre d’événements de signal attendu et b le nombre d’événements de bruit de fond attendu.

5.2.2.3 Estimation du bruit de fond QCD

Après ces coupures angulaires, il reste 124 événements dans les données alors que 103.9 ± 11.8 sont prédits par la simulation des bruits de fond physique ; l’erreur citée est uniquement d’origine statistique. Le bruit de fond QCD résiduel est estimé de la façon suivante : la distribution marginale⁴ de \cancel{E}_T est ajustée par une loi de puissance et par une loi exponentielle, dans une région où la contribution du signal est négligeable. L’intervalle de \cancel{E}_T choisi dans ce but est [40,60] GeV. De plus, la contribution du bruit de fond physique prédite par la simulation est soustraite des données. La moyenne des deux ajustements montrés sur la figure 5.14 est extrapolée au-delà de la coupure en \cancel{E}_T , *i.e.* 70 GeV, donnant alors une estimation du bruit de fond QCD de 8.0 ± 3.0 événements. L’incertitude systématique provient de la différence des résultats obtenus avec chacun des deux ajustements divisée par $\sqrt{12}$, et augmentée quadratiquement de la plus grande des incertitudes statistiques des deux ajustements.

⁴La distribution marginale d’une variable est la distribution de cette variable lorsque les coupures sur toutes les autres variables sont appliquées.

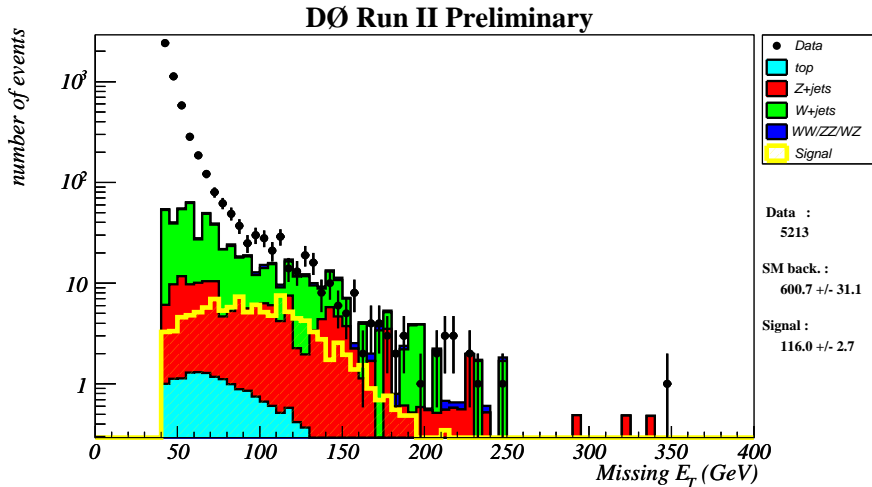


FIG. 5.11 – Distribution de l'énergie transverse manquante après le coupure **C14** pour les données (points avec barres d'erreur), pour la simulation (histogrammes pleins) et pour un signal de leptiquark de masse égale à 140 GeV (histogramme vide). Le nombre d'événements pour le bruit de fond et pour le signal est normalisé à la luminosité des données.

Afin d'être testée, la méthode de détermination du bruit de fond QCD a été appliquée sur un lot de donnée dominé par des événements multijets. Pour cela, la coupure sur $\Delta\Phi_{\max} - \Delta\Phi_{\min}$, qui a pour but de retirer une grande fraction du bruit de fond QCD, est inversée. La méthode de détermination du bruit de fond QCD est alors appliquée et le résultat est représenté sur la figure 5.15. Jusqu'à 100 GeV, les deux ajustements encadrent correctement les données. En revanche, la queue de distribution n'est pas correctement reproduite et est sous-estimée. Ceci n'est pas inattendu et peut-être dû à des effets non-gaussiens dans les fluctuations de l'énergie des jets ou dû à la présence de désintégrations semi-leptoniques des jets de saveurs lourdes. Ainsi, cette méthode sous-estime le bruit de fond QCD ce qui donne un résultat conservateur pour poser une limite d'exclusion.

Une méthode pour estimer correctement le bruit de fond QCD serait de comprendre précisément la résolution sur la mesure de l'énergie des jets et en particulier la partie non-gaussienne. Pour cela les distributions de ΔS utilisées pour la détermination de la méthode SSR (voir chapitre précédent) peuvent être également mises à profit. Cette méthode, qui est en cours de développement [188], sera sans doute appliquée lors d'une prochaine amélioration de cette analyse utilisant toute la statistique accumulée jusqu'à présent ($\sim 1\text{fb}^{-1}$).

5.2.2.4 Optimisation

Une optimisation est effectuée sur les coupures en \cancel{E}_T et en $\Delta\Phi_{\max} + \Delta\Phi_{\min}$. Le principe de l'optimisation est de trouver le jeu de coupures qui va minimiser la valeur attendue pour la section efficace de signal exclue. A cette fin, l'approche fréquentiste modifiée est utilisée [189, 190]. La variable CL_s donne un niveau de confiance⁵ pour le signal et est calculée à partir du nombre d'événements dans les données, de la prédiction de la simulation pour le nombre

⁵A proprement parler, CL_s n'est pas un niveau de confiance au sens strict mais une approximation raisonnable de ce qu'il serait si on avait pu signer avec certitude les événements dus aux bruits parmi les candidats sélectionnés [191].

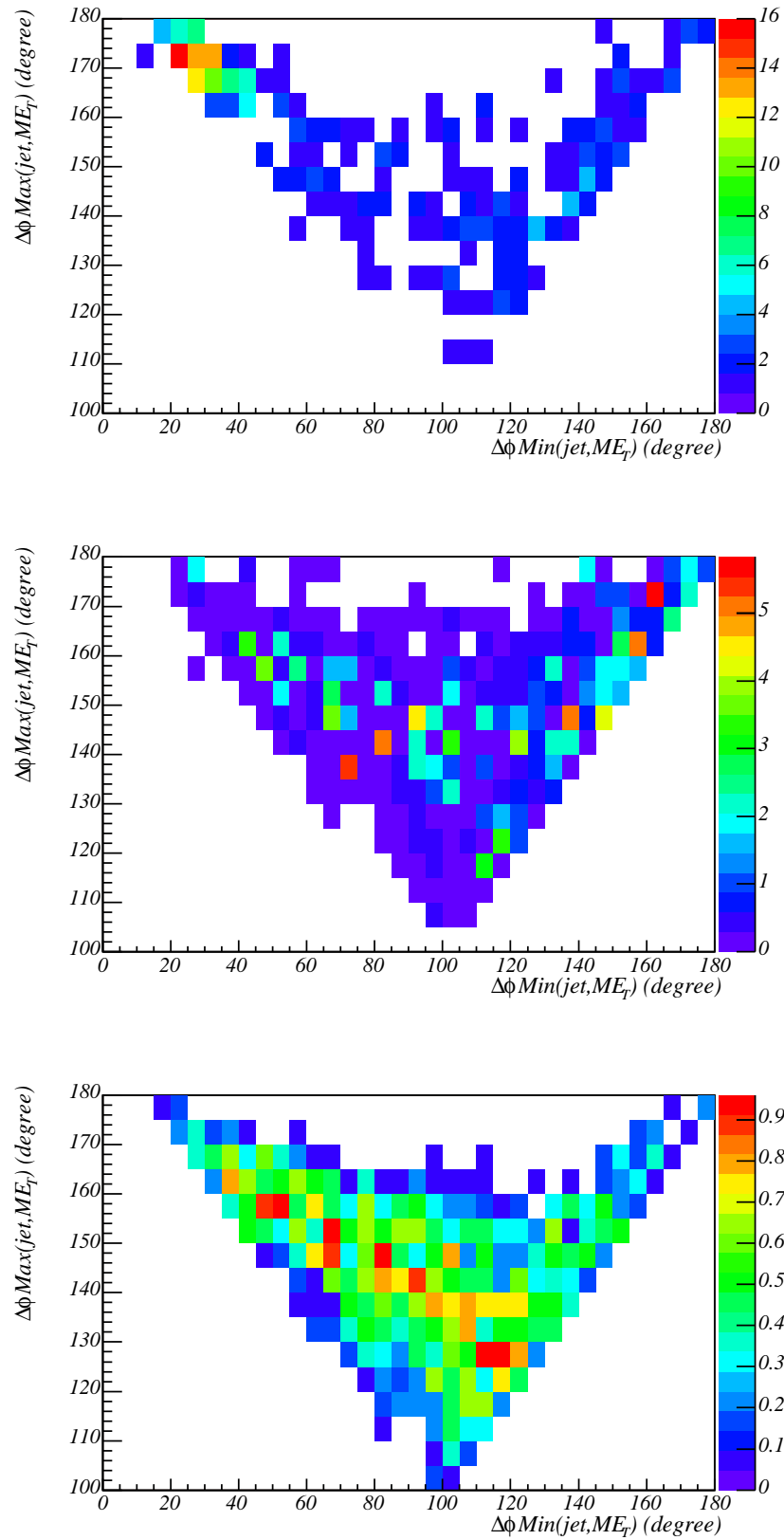


FIG. 5.12 – Distribution de $\Delta\Phi_{\max}$ vs. $\Delta\Phi_{\min}$ pour les données (en haut), pour le bruit de fond physique (au milieu) et pour un signal de leptarquarks (en bas) après **C18**.

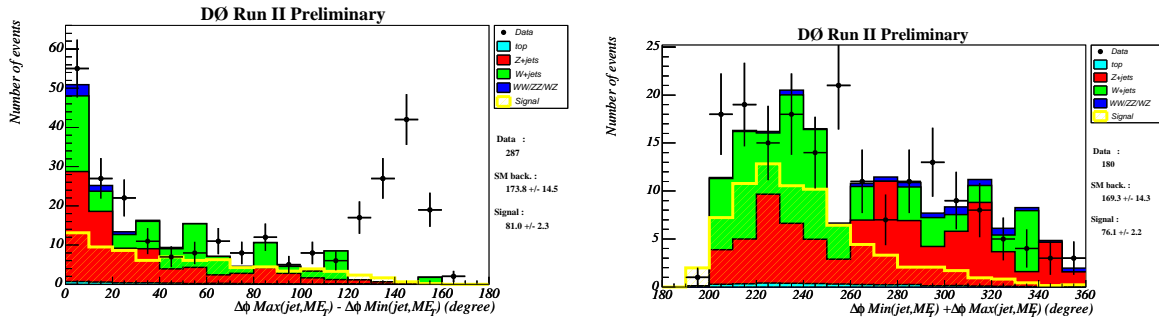


FIG. 5.13 – Distributions de $\Delta\Phi_{\text{max}} - \Delta\Phi_{\text{min}}$ après la coupure **C18** (à gauche) et de $\Delta\Phi_{\text{max}} + \Delta\Phi_{\text{min}}$ après la coupure **C19** (à droite) pour les données (points avec barres d’erreur), pour la simulation (histogrammes pleins) et pour un signal de leptoquark de masse égale à 140 GeV (histogramme vide). Le nombre d’événements pour le bruit de fond et pour le signal est normalisé à la luminosité des données.

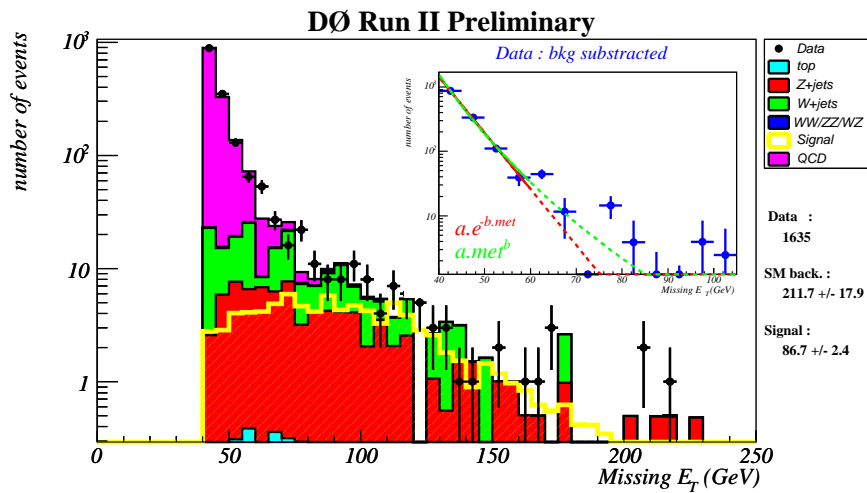


FIG. 5.14 – Distribution marginale de E_T pour les données (points avec barres d’erreur), pour la simulation (histogrammes pleins) et pour un signal de leptoquark de masse égale à 140 GeV (histogramme vide). La contribution du bruit de fond QCD, estimée à l’aide d’une loi de puissance et d’une loi exponentielle, est montrée en violet.

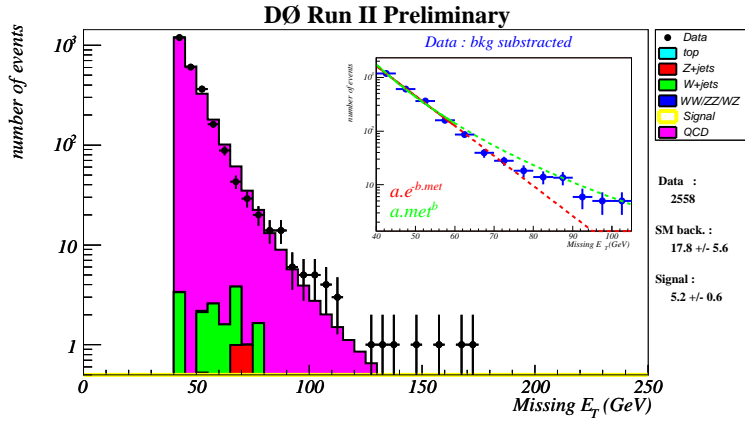


FIG. 5.15 – Distribution de \cancel{E}_T pour des événements avec $\Delta\Phi_{\max} - \Delta\Phi_{\min} > 120^\circ$. (Voir la légende de la figure 5.14.)

d'événements de bruit de fond et de signal. La valeur de CL_s attendue en absence de signal (notée CL_s^{exp}) est calculée en supposant que le nombre d'événements dans les données est égal au nombre d'événements prédit par la simulation du bruit de fond. L'optimisation a alors pour objectif de trouver le jeu de coupures minimisant la valeur de CL_s^{exp} . L'intérêt de cette méthode est de tenir compte des erreurs systématiques, détaillées plus bas, ainsi que des corrélations entre le signal et le bruit de fond. Le calculateur utilisé correspond à l'implémentation TLimit dans le logiciel Root [192]. Comme on peut le voir sur la figure 5.16, le jeu de coupure qui minimise CL_s^{exp} est $\cancel{E}_T > 80$ GeV et $\Delta\Phi_{\max} + \Delta\Phi_{\min} < 280^\circ$, pour un signal de leptokwark de masse égale à 140 GeV. A ce niveau, la contribution de bruit de fond QCD est réduite à 2.3 ± 1.2 événements.

5.2.2.5 Vérifications

La contribution de bruit de fond QCD étant réduite à 2.3 ± 1.2 événements, on peut alors s'interroger pour savoir si certaines des coupures initiales, autres que sur \cancel{E}_T , peuvent être relâchées sans réintroduire un niveau inacceptable de bruit de fond QCD. La distribution du p_T du premier jet est montrée sur la figure 5.17 (en haut), avec des coupures relâchées sur le p_T des deux premiers jets. La distribution marginale du p_T du deuxième jet est montrée sur la figure 5.17 (au milieu) et la distribution marginale du nombre de jets est montrée sur la figure 5.17 (en bas). Les distributions marginales de η_{det} des deux premiers jets sont montrées sur la figure 5.18. Aucune de ces distributions ne suggère de modifier les coupures initiales. La distribution finale d'énergie transverse manquante est montrée sur la figure 5.19.

L'effet des vetos sur les leptons isolés et sur les traces isolées peut être évalué aussi après toutes coupures sauf celles qui ont pour but de réduire le bruit de fond physique, *i.e* les vetos sur les leptons et la coupure sur $\Delta\Phi_{\max} + \Delta\Phi_{\min}$. Les histogrammes, obtenus sous ces conditions, pour le p_T de l'électron, du muon et de la trace isolés de plus grand p_T sont montrés sur la figure 5.20. Les données et la simulation sont en bon accord.

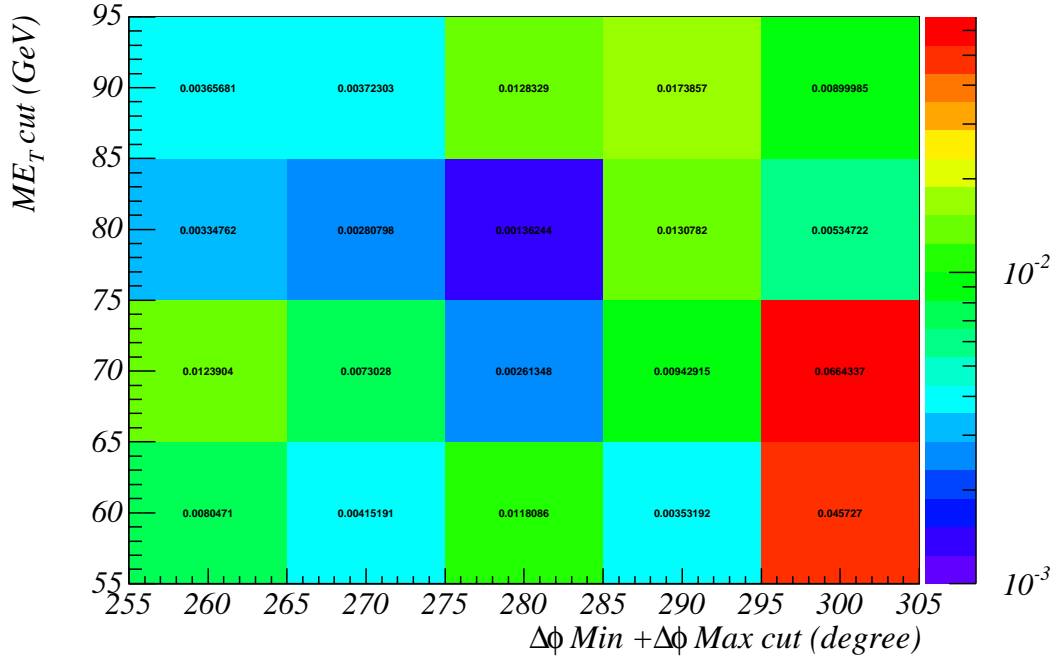


FIG. 5.16 – Niveau de confiance CL_s^{exp} , pour un signal de leptoquark de masse égale à 140 GeV, en fonction des coupures sur \cancel{E}_T et $\Delta\Phi_{\text{max}} + \Delta\Phi_{\text{min}}$.

5.2.2.6 Correction pour la simulation des jets de bas p_T

Dans la section 5.1.2.2, nous avons rappelé que la simulation sous-estime le nombre de jets de bas p_T à cause des jets ne passant pas le seuil de reconstruction à 8 GeV, mais qui réapparaîtraient après dégradation de l'énergie des jets. Cet effet a également été vu lors de l'étude des événements $Z \rightarrow e^+e^- + \text{jets}$ (voir la section 5.1.3.4). En effet, on constate, sur la figure 5.6, que la simulation ne reproduit pas correctement la distribution du p_T du troisième jet à bas p_T . A cause de la coupure sur le nombre de jets qui doit être strictement égal à deux, cet effet aura tendance à augmenter artificiellement le nombre d'événements de bruit de fond et de signal attendus. La figure 5.21 montre la distribution du p_T du troisième jet après toutes coupures, sauf celle sur le nombre de jet. Conformément à la prescription de la section 5.1.2.2, le nombre d'événements de bruit de fond et de signal, sur la figure 5.21, doit être augmenté respectivement de 3.0 et de 1.5 événements pour p_T inférieur à 25 GeV. Par conséquent, le nombre d'événements de bruit de fond et de signal attendus, après toutes coupures, doit être diminué de la même quantité. La moitié de ces corrections est attribuée comme incertitudes systématiques, ce qui couvre également un possible déficit supplémentaire dans la simulation de jets mous dans la limite observés sur la figure 5.6.

5.2.2.7 Bilan

Les bruits de fond contribuant principalement à la fin de l'analyse sont : $Z \rightarrow \nu\nu b + 2\text{-jets}$ avec 34.6 ± 4.3 événements attendus et $W \rightarrow l\nu + 2\text{-jets}$ où $l = e, \mu, \tau$ avec 33.3 ± 8.5 événements attendus. L'ensemble des contributions des bruits de fond sont résumés dans la table 5.5. Le nombre d'événements dans les données, attendus pour les bruits de fond et pour le signal de

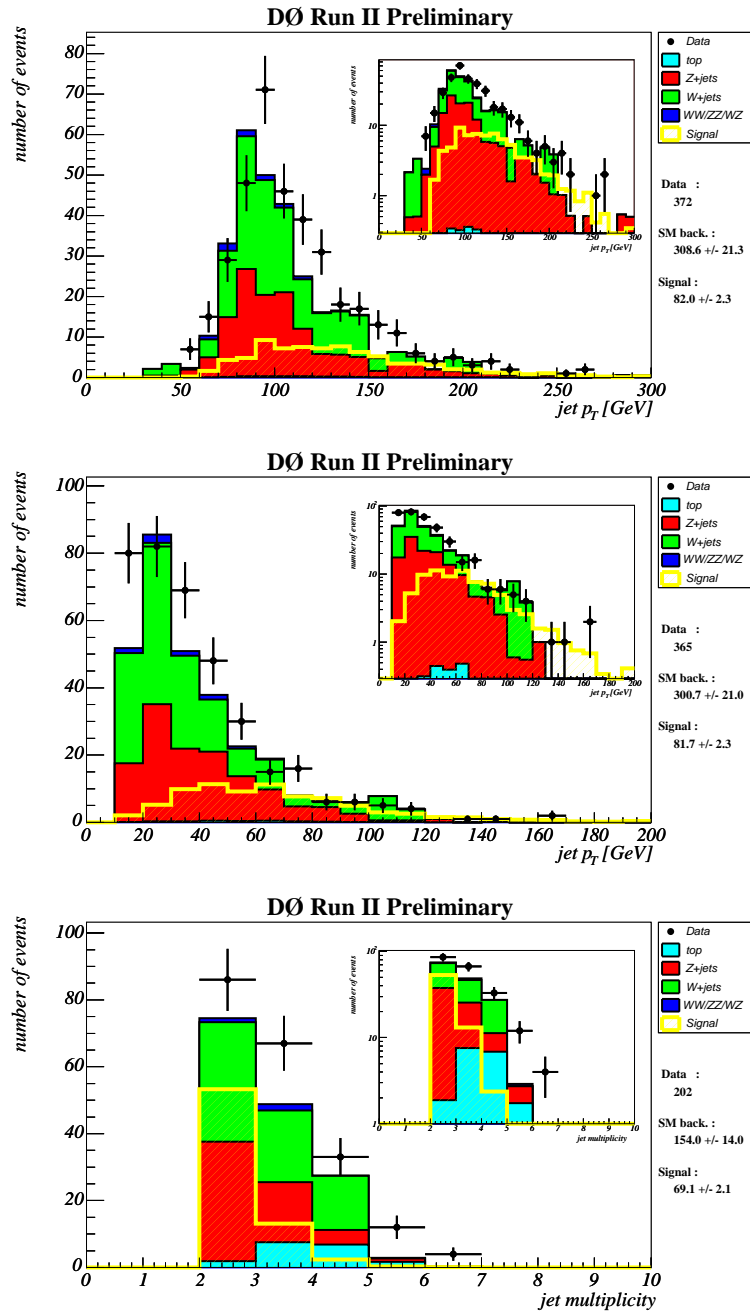


FIG. 5.17 – Distribution du p_T du premier jet sans les coupures **C8** et **C10** (en haut), distribution marginale du p_T du deuxième jet (au milieu), distribution marginale du nombre de jets (en bas), pour les données (points avec barres d'erreur), pour la simulation (histogrammes pleins) et pour un signal de leptoquark de masse égale à 140 GeV (histogramme vide).

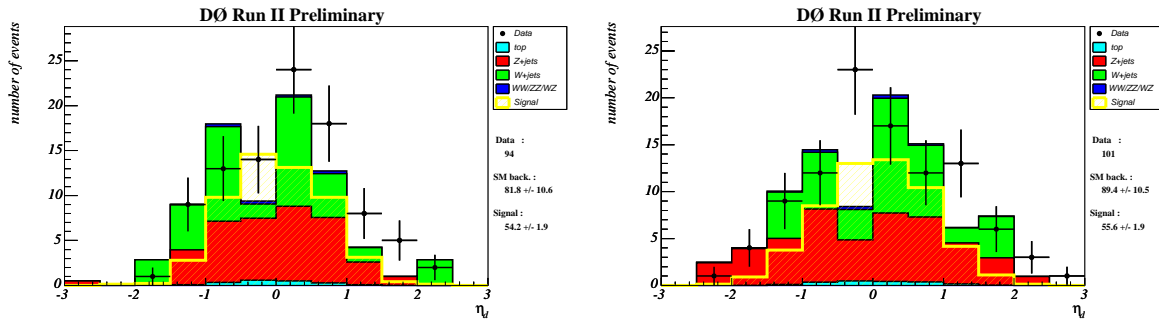


FIG. 5.18 – Distributions marginales du η_{det} du premier (à gauche) et du deuxième jet (à droite), pour les données (points avec barres d'erreur), pour la simulation (histogrammes pleins) et pour un signal de leptoquark de masse égale à 140 GeV (histogramme vide)

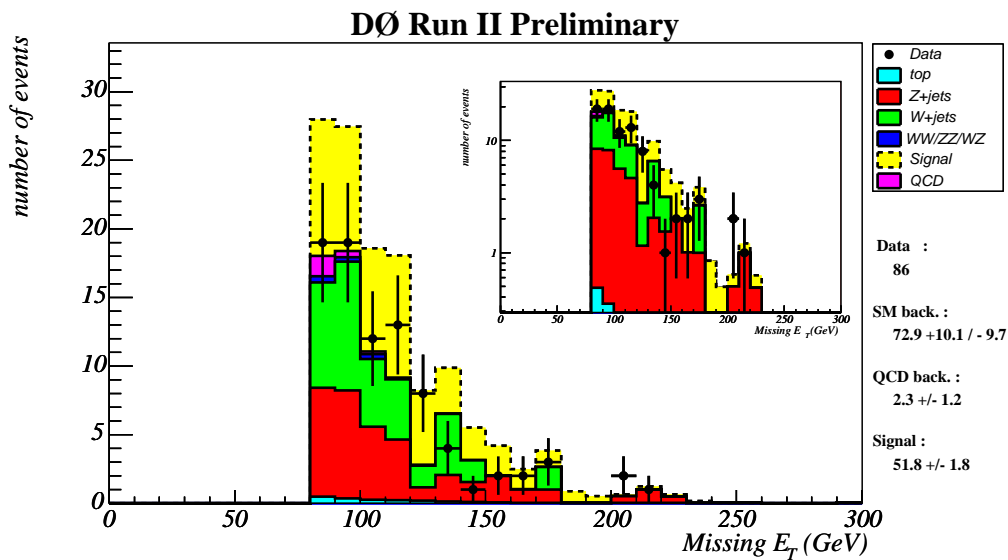


FIG. 5.19 – Distribution finale de E_T^{miss} pour les données (points avec barres d'erreur), pour la simulation (histogrammes pleins sauf jaune et violet). La contribution du bruit de fond QCD, estimée à l'aide d'une loi de puissance et d'une loi exponentielle, est montrée en violet. Le signal ($M_{LQ}=140$ GeV) est montré en jaune au-dessus de la distribution du bruit de fond.

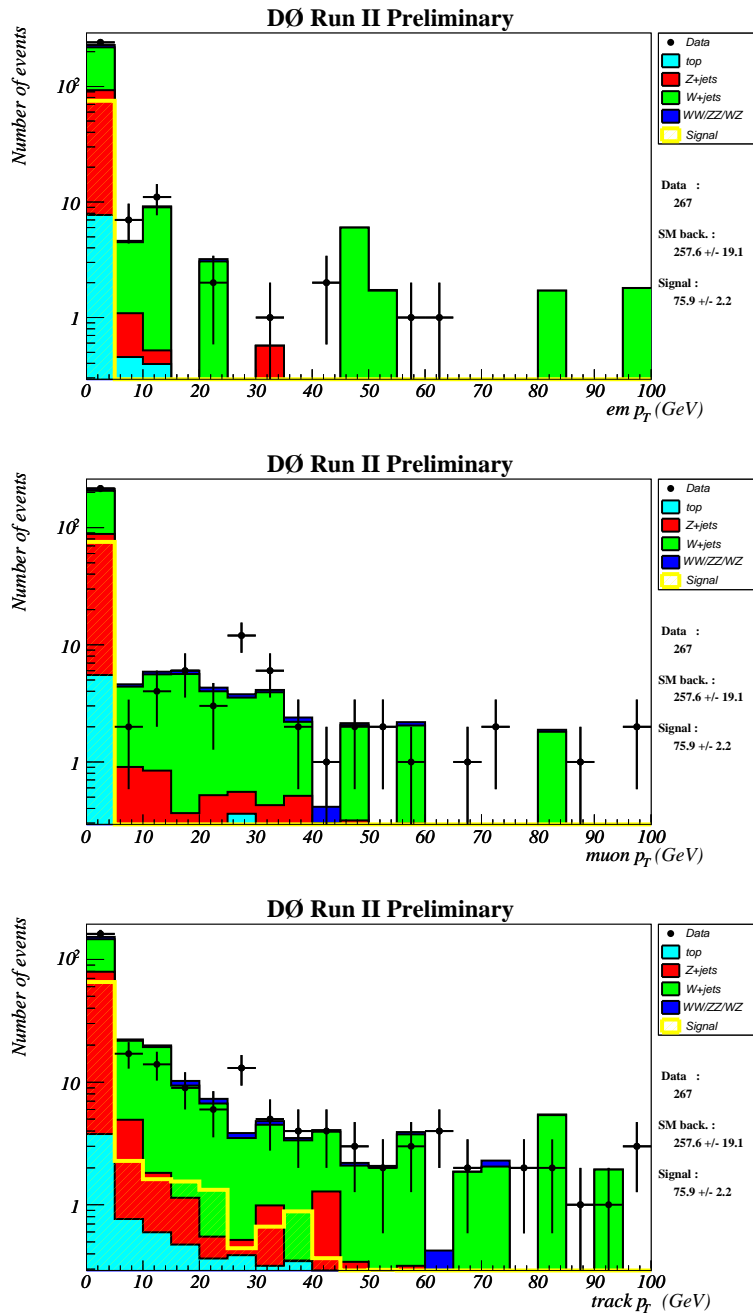


FIG. 5.20 – Distributions, après toutes coupures sauf **C16**, **C17**, **C18** et **C20**, du p_T de l'électron (en haut), du muon (au milieu) et de la trace isolés (en bas) de plus grand p_T , pour les données (points avec barres d'erreur), pour la simulation (histogrammes pleins) et pour un signal de leptokark de masse égale à 140 GeV (histogramme vide). Une entrée dans le premier *bin* est ajoutée pour les événements ne contenant pas un lepton isolé ou une trace isolée.

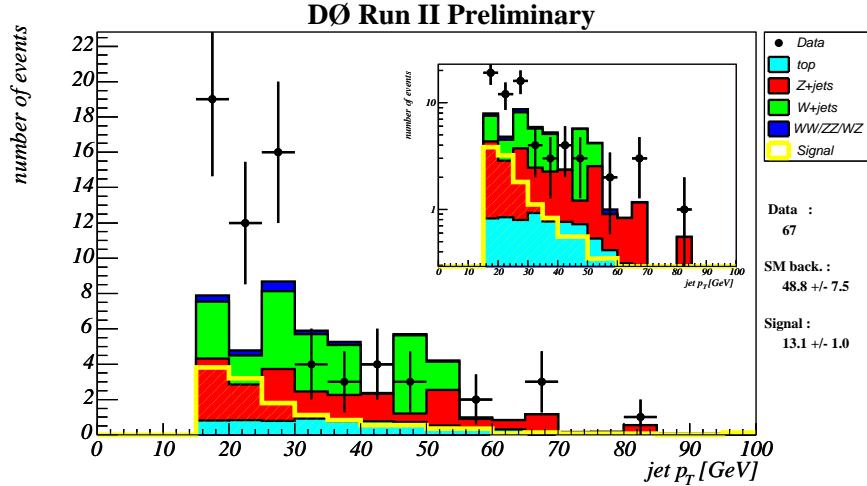


FIG. 5.21 – Distribution du p_T du troisième jet après toutes coupures, sauf celle sur le nombre de jet, pour les données (points avec barres d'erreur), pour la simulation (histogrammes pleins) et pour un signal de leptoquark de masse égale à 140 GeV (histogramme vide).

processus	nombre d'événements attendus
$Z \rightarrow \nu\nu + \text{jet jet}$	34.6 ± 4.3
$W \rightarrow \tau\nu + \text{jet}$	$0_{-0}^{+2.7}$
$W \rightarrow \tau\nu + \text{jet jet}$	11.0 ± 5.8
$W \rightarrow \mu\nu + \text{jet jet}$	12.9 ± 4.8
$W \rightarrow e\nu + \text{jet}$	1.7 ± 1.7
$W \rightarrow e\nu + \text{jet jet}$	9.4 ± 4.0
$Z \rightarrow \tau\tau + \text{jet}$	$0_{-0}^{+0.3}$
$Z \rightarrow \tau\tau + \text{jet jet}$	0.1 ± 0.1
$Z \rightarrow \mu\mu + \text{jet jet}$	0.1 ± 0.1
$Z \rightarrow ee + \text{jet}$	$0_{-0}^{+0.1}$
$Z \rightarrow ee + \text{jet jet}$	0.1 ± 0.1
$t\bar{t} \rightarrow bbqql\nu$	1.3 ± 0.1
$t\bar{t} \rightarrow bbl\nu\nu$	0.6 ± 0.1
WW	0.6 ± 0.2
WZ	0.3 ± 0.1
ZZ	0.3 ± 0.1

TAB. 5.5 – Ensemble des contributions des bruits de fond physique à la fin de l'analyse. Les erreurs sont uniquement statistiques.

Bruit de fond physique	$72.9^{+10.1}_{-9.7} \quad ^{+10.6}_{-12.1}$
Bruit de fond QCD	2.3 ± 1.2
Bruit de fond total	$75.2^{+10.1}_{-9.7} \quad ^{+10.7}_{-12.2}$
Données	86
Signal ($m_{LQ} = 140$ GeV)	$51.8 \pm 1.8^{+5.6}_{-4.6}$

TAB. 5.6 – Nombre d'événements attendus pour les bruits de fond et pour le signal de leptoquark de masse égale à 140 GeV et nombre d'événements sélectionnés dans les données. Pour la simulation, la première erreur est l'erreur statistique et la deuxième est l'erreur systématique. L'erreur pour le bruit de fond QCD est principalement systématique.

leptoquark de masse égale à 140 GeV sont résumés dans la table 5.6 ; l'erreur systématique et statistique sur ces nombres sont également reportées. Comme le nombre d'événements dans les données excède le nombre prédit de bruit de fond d'environ une déviation standard (sans inclure les erreurs systématiques), il n'y a pas d'indication de la présence de leptoquark.

Les efficacités de sélection ont été évaluées pour différentes masses de leptoquark entre 80 GeV et 140 GeV, par pas de 5 GeV. Certains de ces résultats sont présentés dans la table 5.7. La section efficace nominale est aussi donnée, évaluée avec les densités de partons CTEQ6.1M et avec des échelles de renormalisation et de factorisation égales à la masse des leptoquarks. Les nombres d'événements attendus, obtenus dans ces conditions, sont aussi reportés. L'évolution, en fonction de la masse des leptoquarks, de l'efficacité de sélection du signal est montrée sur la figure 5.22 avec une paramétrisation obtenue par l'ajustement d'un polynôme du second degré. Cette paramétrisation et son erreur statistique sont utilisées dans la suite pour dériver le résultat final.

$M_{LQ}(\text{GeV}/c^2)$	Efficacité (%)	Section efficace (pb)	Nombre d'événements
80	0.24 ± 0.05	52.4	39.0 ± 7.9
90	1.04 ± 0.10	27.9	89.9 ± 8.4
100	1.64 ± 0.13	15.8	80.3 ± 6.2
110	2.46 ± 0.16	9.31	70.9 ± 4.5
120	4.40 ± 0.20	5.73	78.2 ± 3.6
130	5.68 ± 0.22	3.65	64.2 ± 2.5
140	7.02 ± 0.25	2.38	51.8 ± 1.8

TAB. 5.7 – Efficacités de sélection pour différentes masses de leptoquark. Les sections efficaces nominales ainsi que les nombres d'événements attendus sont aussi reportés. Les erreurs citées sont uniquement statistiques.

5.2.3 Incertitudes systématiques

Les sources d'incertitude citées ci-dessous sont considérées comme étant pleinement corrélées entre la signal et le bruit de fond physique. :

- erreur sur la détermination de la luminosité : $\pm 6.5\%$ [133];

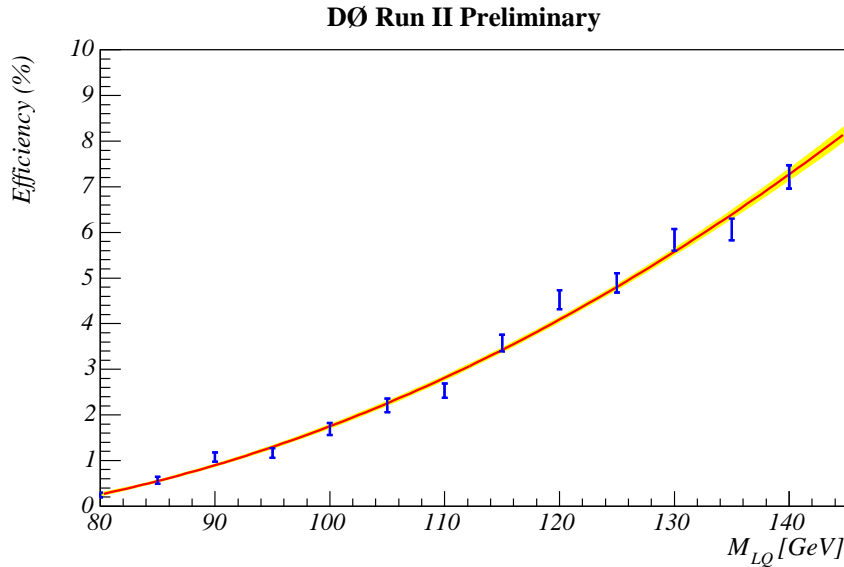


FIG. 5.22 – Efficacités de sélection du signal en fonction de la masse du leptoquark. Les erreurs sont uniquement statistiques. Une paramétrisation obtenue par l’ajustement d’un polynôme du second degré ainsi que son erreur statistique est surimposée.

- erreur sur l’échelle relative d’énergie des jets entre les données et la simulation : $^{+4}_{-8}\%$ pour le bruit de fond physique, et $^{+6}_{-4}\%$ pour le signal ;
- erreur sur les différences de résolution de l’énergie des jets entre les données et la simulation : $^{+2}_{-4}\%$ pour le bruit de fond physique, et négligeable pour le signal ;
- erreur sur les différences d’efficacité de reconstruction des jets entre les données et la simulation : négligeable pour le bruit de fond physique et pour le signal ;
- erreurs sur les poids et facteurs d’échelle appliqués à la simulation discutés dans la section 5.1.2.2 : négligeable pour le bruit de fond physique et pour le signal ;
- erreurs sur les corrections de la simulation liées à la multiplicité de jet discutées ci-dessus : $\pm 2\%$ pour le bruit de fond physique et $\pm 1\%$ pour le signal ;
- erreurs sur l’efficacité de déclenchement ; les conditions de déclenchement sont efficaces à 100% pour les coupures d’analyse [193]. Une erreur systématique de $^{+0}_{-2}\%$ est appliquée. En addition des $^{+14}_{-13}\%$ d’erreurs statistiques, la normalisation des bruits de fond physique est affectée d’une erreur de $\pm 12\%$ (voir section 5.1.3.4).

L’erreur de ± 1.2 événement sur le bruit de fond QCD est estimée à partir de l’ajustement par une loi de puissance et une loi exponentielle, comme expliqué ci-dessus.

Enfin, l’efficacité du signal dépend du choix des densités de partons. En utilisant les quarante vecteurs propres des paramétrisations CTEQ6.1M, une erreur de $^{+6}_{-4}\%$ est attribuée à l’efficacité sur le signal [194, 195].

5.2.4 Résultats

En prenant en compte le nombre d’événements sélectionnés dans les données, les prédictions pour les bruits de fond physique et QCD, la luminosité intégrée de 310 pb^{-1} , l’efficacité de sélection du signal en fonction de la masse des leptoquarks, des erreurs statistiques et systématiques, une limite à 95 % de niveau de confiance sur la section efficace est obtenue.

nue, comme on peut le voir sur la figure 5.23. La limite attendue en l'absence de signal est aussi reportée. La section efficace nominale pour la production par paire de leptoquarks est aussi représentée [71, 72]. Elle est évaluée avec les densités de partons CTEQ6.1M et avec des échelles de renormalisation et de factorisation égales à la masse des leptoquarks. Les incertitudes liées au choix des densités de partons sont combinées quadratiquement avec les incertitudes sur le choix des échelles de renormalisation et de factorisation. Ces dernières sont obtenus en faisant varier ces échelles d'un facteur 0.5 à 2. Pour une masse de leptoquark de 140 GeV, l'incertitude sur les densités de partons est de ${}^{+18}_{-13}\%$ et la variation des échelles entraîne un changement de ${}^{+11}_{-13}\%$, la somme quadratique étant de ${}^{+21}_{-19}\%$.

En prenant en compte les erreurs systématiques sur la section efficace de production de leptoquarks, les sections efficaces exclues se traduisent par une non existence des leptoquarks avec des masses comprises entre 85 et 136 GeV à un niveau de confiance de 95%. En prenant en compte les résultats provenant de LEP, des leptoquarks de masse inférieure à 136 GeV sont exclus avec un niveau de confiance de 95%. Ce résultat est valable pour les trois générations de leptoquarks. Ces résultats sont, à l'heure actuelle, les plus contraignants pour les leptoquarks de la première et seconde génération se désintégrant à 100% en un quark et un neutrino. De meilleurs résultats existent pour la troisième génération, grâce à l'étiquetage des quarks de saveur lourde.

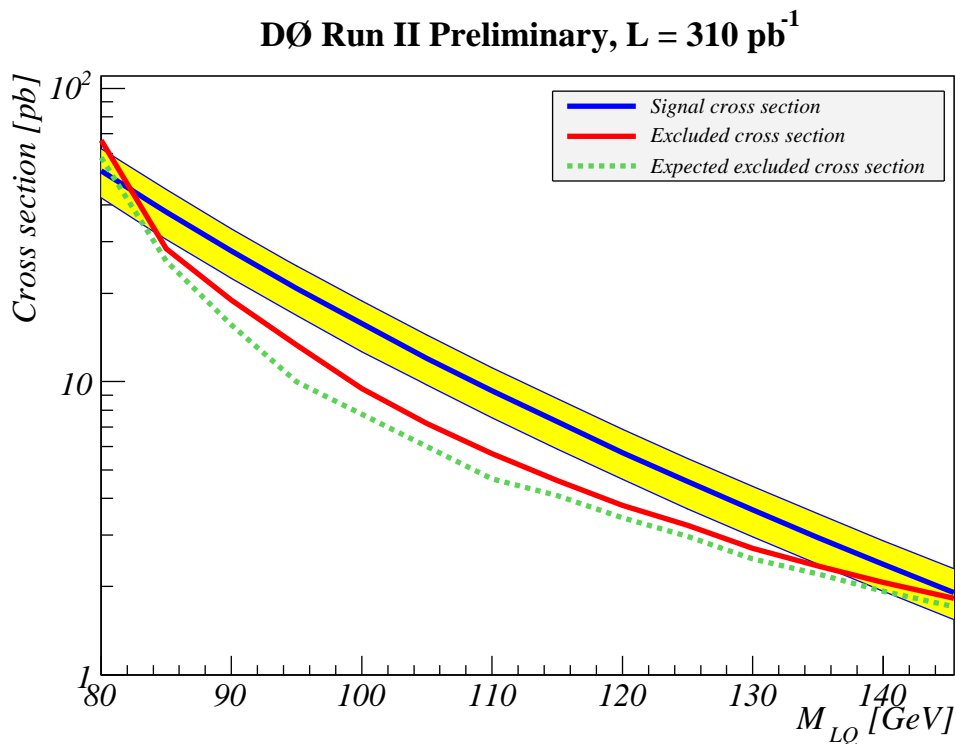


FIG. 5.23 – La courbe bleue correspond à la section efficace nominale pour la production par paire de leptoquarks. La bande jaune indique les incertitudes liées au choix des densités de partons et d'échelle de renormalisation/factorisation. La limite supérieure sur la section efficace, à 95% de niveau de confiance, est en trait plein (rouge). La limite supérieure attendue est représentée en pointillé (vert). Les leptoquarks sont supposés se désintégrer exclusivement en un quark et un neutrino.

5.3 Recherche du partenaire supersymétrique du quark top

Cette section a pour objectif de présenter la recherche du partenaire supersymétrique du quark top dans les données enregistrées par le détecteur DØ. Au près du TeVatron, les stops sont principalement produits par paire. Dans l'analyse présentée dans cette section, on suppose que ce dernier se désintègre en un quark charmé et un neutralino. Comme pour la recherche de leptoquarks présentée dans la section précédente, l'état final est composé de deux jets et d'énergie transverse manquante.

5.3.1 Signal

Le signal de stop est simulé avec PYTHIA. Les densités de partons utilisées sont CTEQ5L [20]. En moyenne 0.8 événement de biais minimum sont superposés aux événements générés. L'ensemble des points générés et simulés est représenté sur la figure 5.24.

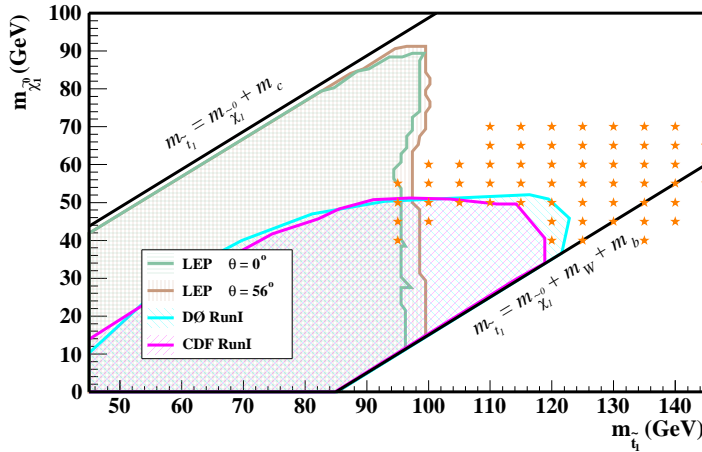


FIG. 5.24 – Domaine d'exclusion dans le plan (m_t, m_χ) des recherches précédentes sur la production par paire de stop dans le canal de désintégration. Les étoiles indiquent les combinaisons de masse pour laquelle.

La figure 5.25 montre la distribution d'énergie transverse manquante pour une masse de stop fixée à 120 GeV pour plusieurs masses de neutralino, la distribution pour des leptoquarks de même masse est également superposée. La même variable est également représentée pour une masse de neutralino fixée à 50 GeV pour plusieurs masses du stop. On remarque tout d'abord que la quantité d'énergie transverse manquante est plus importante quand la masse du stop augmente, ce qui permet une meilleure discrimination d'avec le bruit de fond QCD, mais d'un autre côté la section efficace diminue. La \cancel{E}_T diminue également avec la différence de masse entre le stop et le neutralino. On constate que la quantité d'énergie transverse manquante est plus faible que pour le cas d'un leptoquark se désintégrant en un quark et un neutrino, en effet, le cas du leptoquark peut être vu comme un stop où la masse du neutralino est nulle.

Les figures 5.26 et 5.27 montrent les distributions d'énergie transverse des deux premiers jets. Les observations pour ces distributions sont les mêmes que celles faites pour la distribution d'énergie transverse manquante.

Pour la recherche du stop, il sera nécessaire de relâcher les coupures sur l'énergie transverse des jets et sur l'énergie transverse manquante, introduisant ainsi plus de bruit de fond QCD. Les jets étant dus à la désintégration d'un quark charmé, le temps de vol des hadrons charmés peut être mis à profit pour identifier ces jets. La section suivante décrit un algorithme d'étiquetage des jets de saveur lourde basé sur les temps de vol.

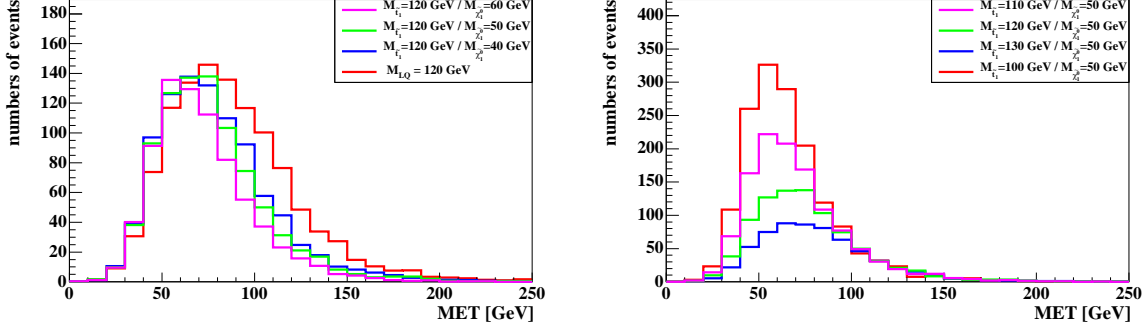


FIG. 5.25 – Distributions d'énergie transverse manquante pour une masse de stop fixée à 120 GeV (à gauche), la distribution pour des leptosquarks de même masse est aussi représentée, et pour une masse de neutralino fixée à 50 GeV (à droite) à la luminosité utilisée dans l'analyse (310 pb^{-1}).

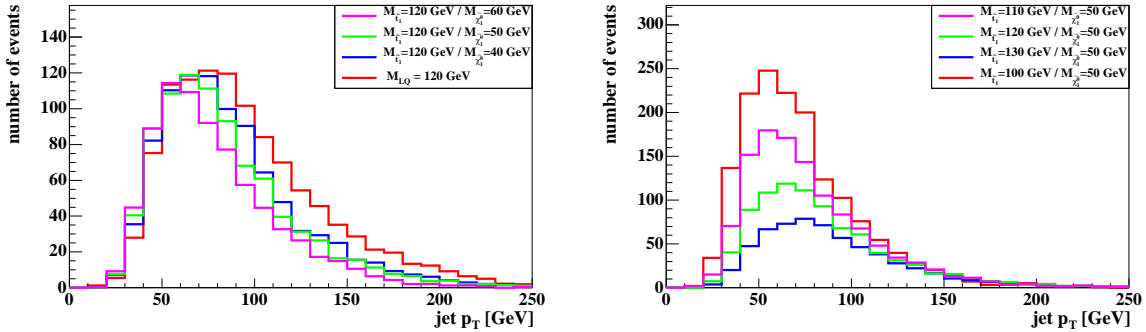


FIG. 5.26 – Distributions du p_T du premier jet pour une masse de stop fixée à 120 GeV (à gauche), la distribution pour des leptosquarks de même masse est aussi représentée, et pour une masse de neutralino fixée à 50 GeV (à droite) à la luminosité utilisée dans l'analyse (310 pb^{-1}).

5.3.2 Etiquetage des jets de saveur lourde

D'un point de vue expérimental, les jets de saveur lourde (b et c) se différencient des jets de saveur légère (u, d, s et g). Tout d'abord, les hadrons beaux et charmés peuvent se désintégrer leptoniquement entraînant la présence de leptons dans les jets. De plus, de par leurs durées de vie (par exemple $\tau_{B^0} = 1.5 \text{ ps}$ et $\tau_{D^0} = 0.4 \text{ ps}$ [1]), les hadrons de saveur lourde "volent" avant de se désintégrer, entraînant la présence de traces à grand paramètre d'impact. La distance de vol est donnée par $\beta\gamma c\tau = pc\tau/m$ où p est l'impulsion du hadron. Cette distance de vol est plus faible pour des hadrons charmés que pour des hadrons beaux.

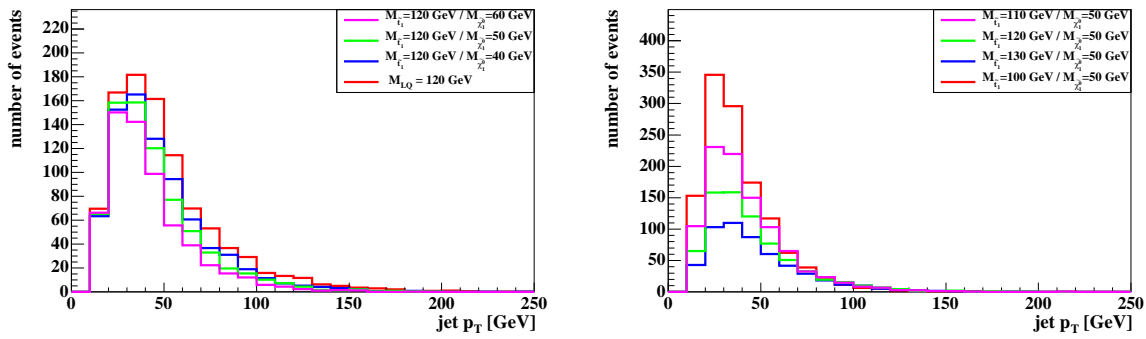


FIG. 5.27 – Distributions du p_T du deuxième jet pour une masse de stop fixée à 120 GeV (à gauche), la distribution pour des leptosquarks de même masse est aussi représentée, et pour une masse de neutralino fixée à 50 GeV (à droite) à la luminosité utilisée dans l'analyse (310 pb^{-1}).

La fragmentation étant différente⁶ entre les quarks b et c, cet effet sera encore plus prononcé pour les jets de quarks b. En effet, pour un jet de même impulsion transverse, le hadron beau, ayant une plus grande impulsion, volera plus que le hadron charmé.

A DØ, plusieurs algorithmes d'étiquetage des hadrons beaux et charmés ont été développés afin de tirer avantage des caractéristiques citées ci-dessus [196] :

- SLT *Soft Lepton Tag* : recherche la présence d'un muon à l'intérieur d'un jet [197];
- SVT *Secondary Vertex Tagger* : basé sur la reconstruction du vertex de désintégration des hadrons de saveur lourde [198];
- CSIP Counting Signed Impact Parameter : basé sur le paramètre d'impact des traces utilisant une approche discrète [199];
- JLIP Jet LifeTime Probability : également basé sur le paramètre d'impact des traces mais utilisant une approche continue [200].

En fait, tous ces algorithmes ont été optimisés pour étiqueter des jets de hadrons beaux. L'algorithme choisi pour la recherche du stop est JLIP car il possède différents points de fonctionnement dont les plus lâches peuvent être utilisés pour étiqueter des jets de hadrons charmés.

5.3.2.1 L'algorithme JLIP

JLIP est un algorithme d'étiquetage des jets de saveur lourde utilisant le paramètre d'impact des traces associées au jet. Le paramètre d'impact est défini comme la distance minimale, dans le plan transverse au faisceau, entre le vertex primaire de l'interaction et la trajectoire de la trace. Cette quantité est signée par $\cos(\vec{IP}, \vec{jet})$ (voir la figure 5.28). Le paramètre d'impact d'une trace sera positif si elle se situe en avant du vertex primaire et négatif dans le cas contraire. On définit la signification du paramètre d'impact d'une trace par : $\mathcal{S}_{IP} = IP/\sigma_{IP}$ où σ_{IP} est l'erreur sur la mesure de IP. La figure 5.29 montre les distributions de \mathcal{S}_{IP} pour des traces issues de jets de saveur légère, de quark c et de quark b. Cette distribution est symétrique pour des jets de saveur légère alors qu'elle présente un excès pour les valeurs positives de \mathcal{S}_{IP} pour les traces issues de jets de saveur lourde. Cet effet est plus prononcé

⁶En moyenne un hadron beau emporte 70% de l'énergie du quark b et un hadron charmé emporte 50% de l'énergie du quark c.

pour des traces issues de la fragmentation d'un quark b . Il sera donc plus difficile d'étiqueter des jets provenant de la fragmentation d'un quark charmé.

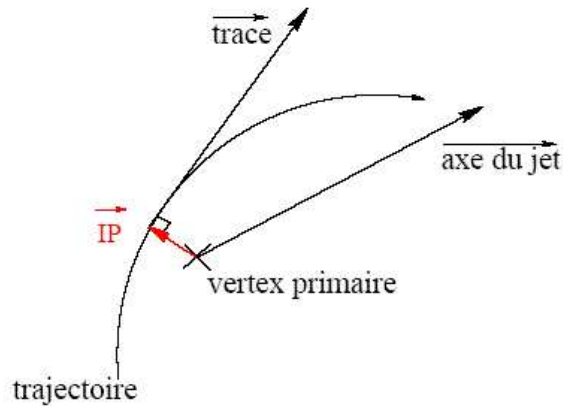


FIG. 5.28 – Définition du paramètre d'impact.

En fait, pour les traces issues de la fragmentation de quarks légers, la distribution de \mathcal{S}_{IP} possède également une légère asymétrie due à la présence de particules à grande durée de vie : K_s^0 , Λ et électrons et positrons provenant de la conversion d'un photon. Ces particules sont regroupées sous le nom de V^0 . Un algorithme de réjection des V^0 est mis en place afin d'augmenter la pureté de sélection des traces issues de jets de saveur lourde. Cet algorithme teste la masse invariante de toutes les paires de traces du jet en faisant des hypothèses de masse des particules. Par exemple, pour rejeter les K_s^0 , la masse des traces est fixée à celle du pion chargé, si la masse invariante des deux traces vérifie $0.473 < M < 0.517$ GeV ces deux traces ne sont pas utilisées par l'algorithme JLIP.

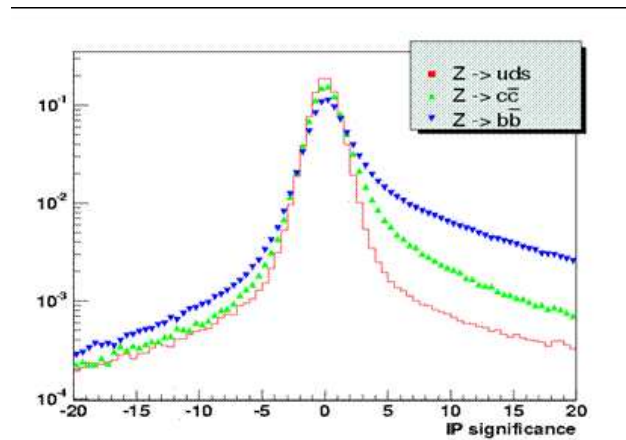


FIG. 5.29 – Distributions de \mathcal{S}_{IP} pour des traces issues de jets de saveur légère (en rouge), de quark c (en vert) et de quark b (en bleu) [200].

A partir de la partie négative de la distribution de signficance du paramètre d'impact (appelée fonction de résolution et notée $\mathcal{R}(s)$), il est possible de définir la probabilité pour

qu'une trace soit issue du vertex primaire :

$$\mathcal{P}_{trace}(\mathcal{S}_{IP}) = \frac{\int_{-50}^{-|\mathcal{S}_{IP}|} \mathcal{R}(s) ds}{\int_{-50}^0 \mathcal{R}(s) ds} \quad (5.4)$$

Cette probabilité est, par construction, plate entre 0 et 1 pour des traces issues de jet de saveur légère. Il est important de connaître précisément la résolution sur la paramètres d'impact. Pour cela, elle est paramétrisée à l'aide de la somme de quatre gaussiennes, les traces sont réparties en 29 catégories dépendants des caractéristiques des traces : $|\eta|$, p_T , nombre de coups dans les deux détecteurs de traces et qualité de l'ajustement de la trace (χ^2). La figure 5.30 montre quelques exemples de paramétrisation de la résolution en paramètre d'impact.

La figure 5.31 montre les distributions de la probabilité qu'une trace provienne du vertex primaire pour des significances du paramètre d'impact positives $\mathcal{P}_{trace}(\mathcal{S}_{IP>0})$ et négatives $\mathcal{P}_{trace}(\mathcal{S}_{IP<0})$, pour des données déclenchées sur la présence de jets, pour la simulation de jets légers, de jets de quark c et de jets de quark b. Cette probabilité est plate pour des traces issues de jet de saveur légère alors que pour les traces issues de la fragmentation de quarks lourds, on observe un excès pour les faibles valeurs de $\mathcal{P}_{trace}(\mathcal{S}_{IP>0})$.

A partir des traces associées à un jet, on définit la probabilité que toutes les traces d'un jet proviennent du vertex primaire :

$$\mathcal{P}_{jet}^{\pm} = \Pi^{\pm} \times \sum_{j=0}^{N_{traces}^{\pm}-1} \frac{(-\log \Pi^{\pm})^j}{j!} \quad \text{où} \quad \Pi^{\pm} = \prod_{i=1}^{N_{traces}^{\pm}} \mathcal{P}_{trace}(\mathcal{S}_{IP>0}^{IP>0}) \quad (5.5)$$

Ainsi, \mathcal{P}_{jet}^+ (resp. \mathcal{P}_{jet}^-) est la probabilité calculée uniquement à partir des traces ayant un paramètre d'impact positif (resp. négatif). Comme on peut le voir sur la figure 5.32, la probabilité \mathcal{P}_{jet} possède les mêmes caractéristiques que la probabilité associée aux traces. Un jet sera dit étiqueté s'il vérifie $\mathcal{P}_{jet} < C$ où C est un seuil pouvant être ajusté. Seule \mathcal{P}_{jet}^+ sera considérée dans la suite.

L'efficacité d'étiquetage dépend de la topologie de l'état final considéré. La notion d'étiquetabilité est alors introduite. Un jet est dit étiquetable s'il est associé spatialement à un jet de trace ($\Delta R < 0.5$). Un jet de trace est reconstruit avec un algorithme de *Simple Cone* (voir la section 2.5.3.1) et doit posséder au moins deux traces de p_T supérieur à 0.5 GeV et au moins une de p_T supérieur à 1 GeV, les deux traces doivent avoir au moins un impact dans le détecteur SMT. L'efficacité d'étiquetage est calculée uniquement pour des jets étiquetables et ne dépend donc pas de l'état final. En revanche, l'étiquetabilité doit être déterminée pour chaque analyse. La section présente une étude d'étiquetabilité pour des événements contenant deux jets acoplanaires et de l'énergie transverse manquante.

La simulation ne reproduit pas correctement les données en termes de reconstruction de traces. Ainsi, les efficacités d'étiquetage des jets de saveur lourde sont très différentes entre les données et la simulation menant à des facteurs d'échelle variant de 60% à 80% selon la coupure sur \mathcal{P}_{jet} et sur le p_T et le η du jet.

Afin de remédier à ce problème, la stratégie est de ne pas appliquer une coupure sur \mathcal{P}_{jet} dans la simulation mais de pondérer la simulation suivant la saveur des jets, leurs p_T et leurs η . Ces facteurs de pondérations sont nommés TRF pour *Tag Rate Function* et ont été déterminés à partir des données pour six points de fonctionnement⁷ : $\mathcal{P}_{jet} < 4, 2, 1, 0.5,$

⁷On perd ainsi l'un des avantages de JLIP qui était de pouvoir appliquer une coupure sur \mathcal{P}_{jet} de façon continue.

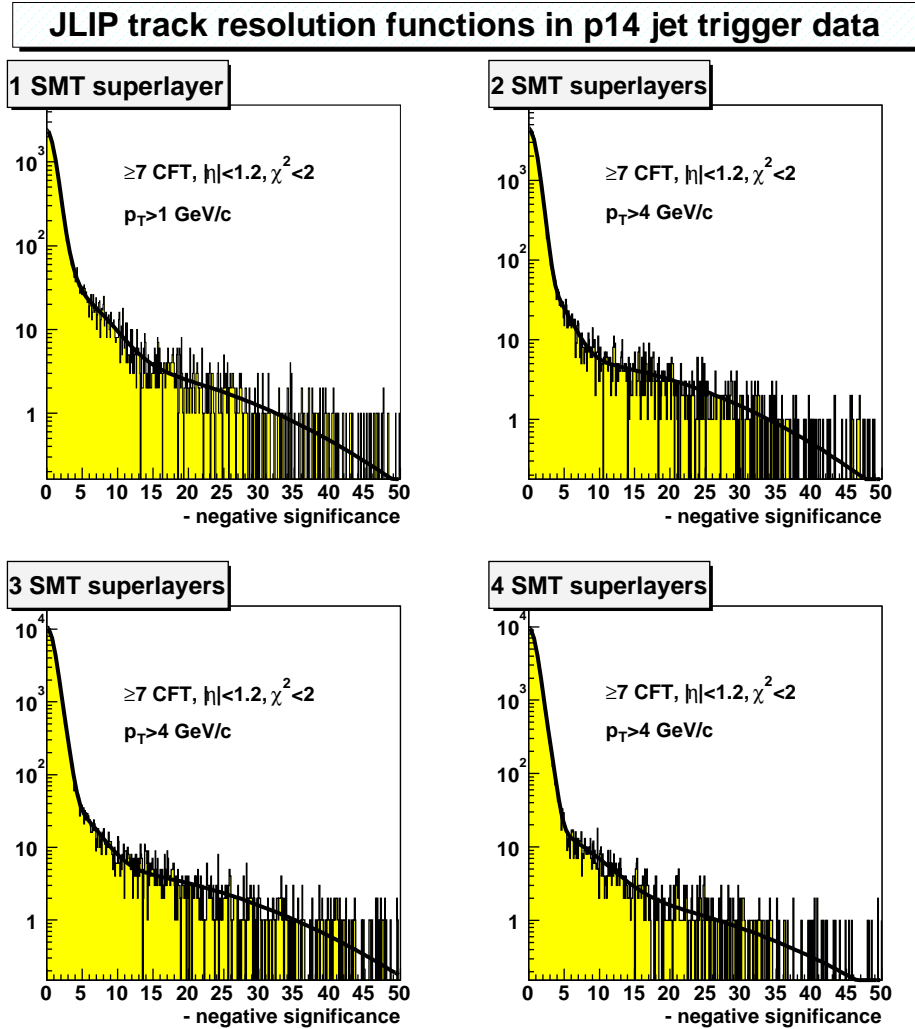


FIG. 5.30 – Exemples de fonction de résolution paramétrisée par la somme de quatre gaussiennes [200].

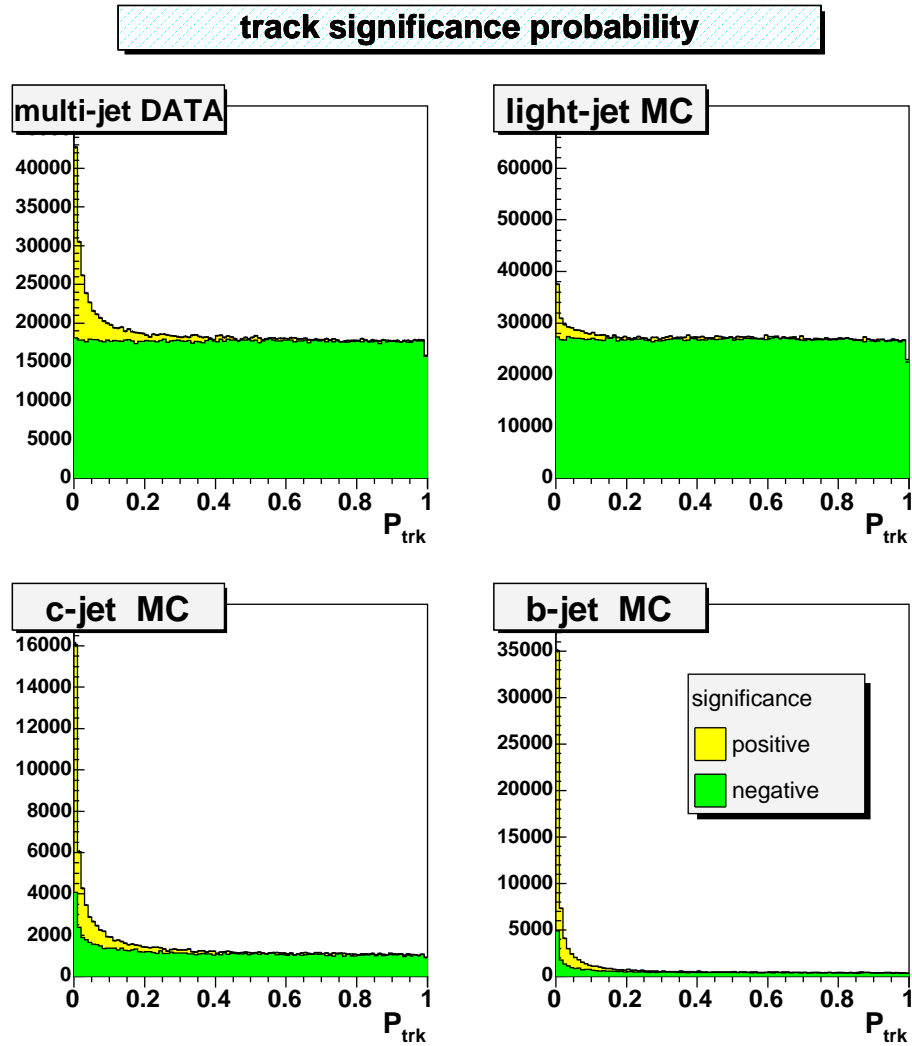


FIG. 5.31 – Distribution de la probabilité qu’une trace provienne du vertex primaire pour des significances du paramètre d’impact positives (en jaune) et négatives (en vert), pour des données déclenchées sur la présence de jets (en haut à gauche), pour la simulation de jets légers (en haut à droite), pour la simulation de jets de quark c (en bas à gauche) et pour la simulation de jets de quark b (en bas à droite) [200].

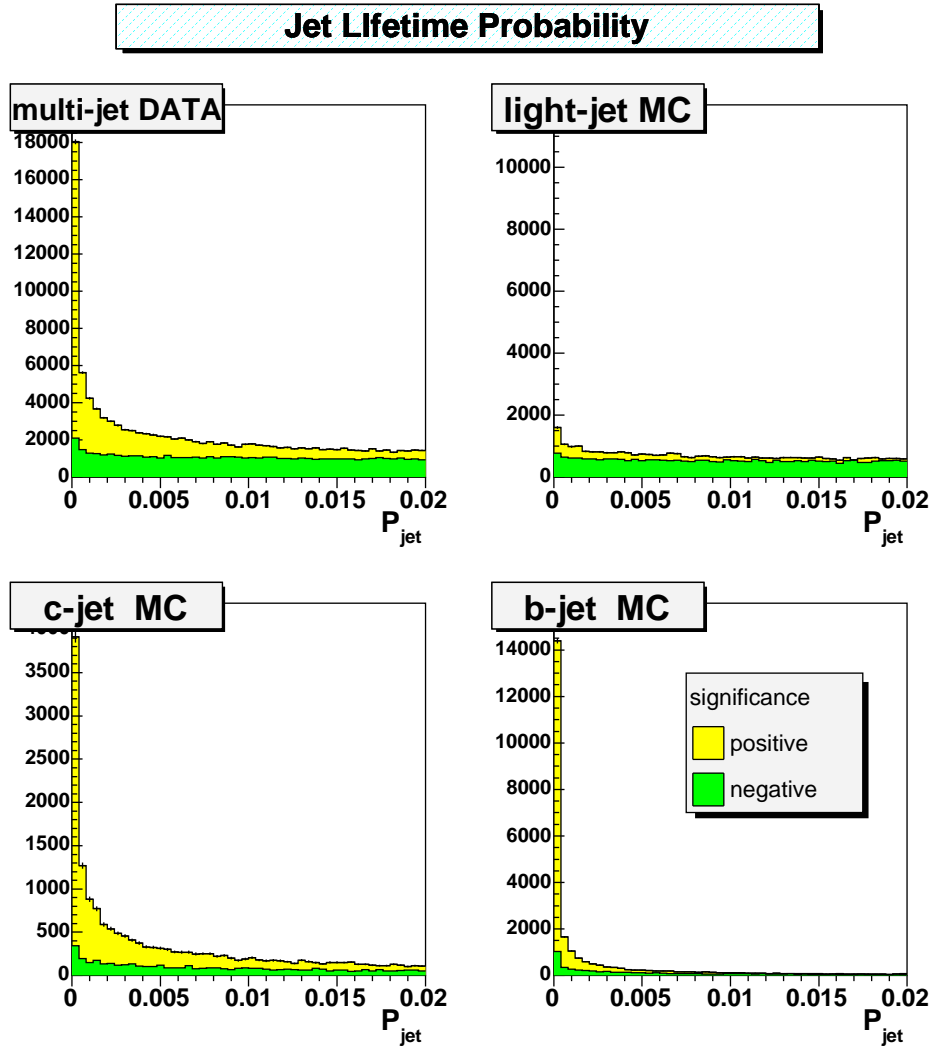


FIG. 5.32 – Distribution de \mathcal{P}_{jet}^+ (en jaune) et de \mathcal{P}_{jet}^- (en vert), pour des données déclenchées sur la présence de jets (en haut à gauche), pour la simulation de jets légers (en haut à droite), pour la simulation de jets de quark c (en bas à gauche) et pour la simulation de jets de quark b (en bas à droite) [200].

0.3, 0.1% nommés respectivement : *extraloose*, *superloose*, *loose*, *medium*, *tight*, *ultratight*. Les TRFs sont déterminées uniquement pour des jets "étiquetables", c'est à dire, pour des jets associés à un jet de trace.

L'efficacité d'étiquetage des jets de quarks b est déterminée à partir des données (méthode *systemD*) même si quelques facteurs correctifs sont déterminés à partir de la simulation. Pour cela deux algorithmes d'étiquetage sont utilisés ainsi que deux lots de données contenant des fractions en jets de quarks b différentes. Le principe de la méthode est de résoudre un système de huit équations à huit inconnues où l'une des inconnues est l'efficacité d'étiquetage des jets de quarks b contenant un muon. Plus de détails se trouvent dans la référence ???. La figure 5.33 montre l'efficacité d'étiquetage des jets de quarks b contenant un muon pour les six points de fonctionnement en fonction de η et de p_T . La facteur d'échelle $SF_{b \rightarrow \mu}$ entre l'efficacité déterminée dans les données et la simulation est également représentée en fonction de η et de p_T . L'efficacité d'étiquetage des jets de quarks b quelconques (aussi appelée TRFb) est obtenue en supposant que $SF_{b \rightarrow \mu} = SF_b$ ainsi on a :

$$\epsilon_b = \epsilon_b^{MC} . SF_b \quad (5.6)$$

En revanche, la méthode *systemD* ne pas être appliquée pour déterminer l'efficacité d'étiquetage des jets de quarks c (aussi appelée TRFc). Cette efficacité est mesurée dans la simulation et est ensuite multipliée par le facteur d'échelle SF_b :

$$\epsilon_c = \epsilon_c^{MC} . SF_b \quad (5.7)$$

La figure 5.34 montre les TRFs pour des jets de quarks c et de quarks b. Les TRFs pour les jets de quarks c sont plus faibles que pour les jets de b. Ainsi, pour la recherche du partenaire supersymétrique du quark top, on aura intérêt à utiliser un point de fonctionnement lâche. En contre partie, le taux de mauvaise identification sera plus importante (voir la figure 5.35).

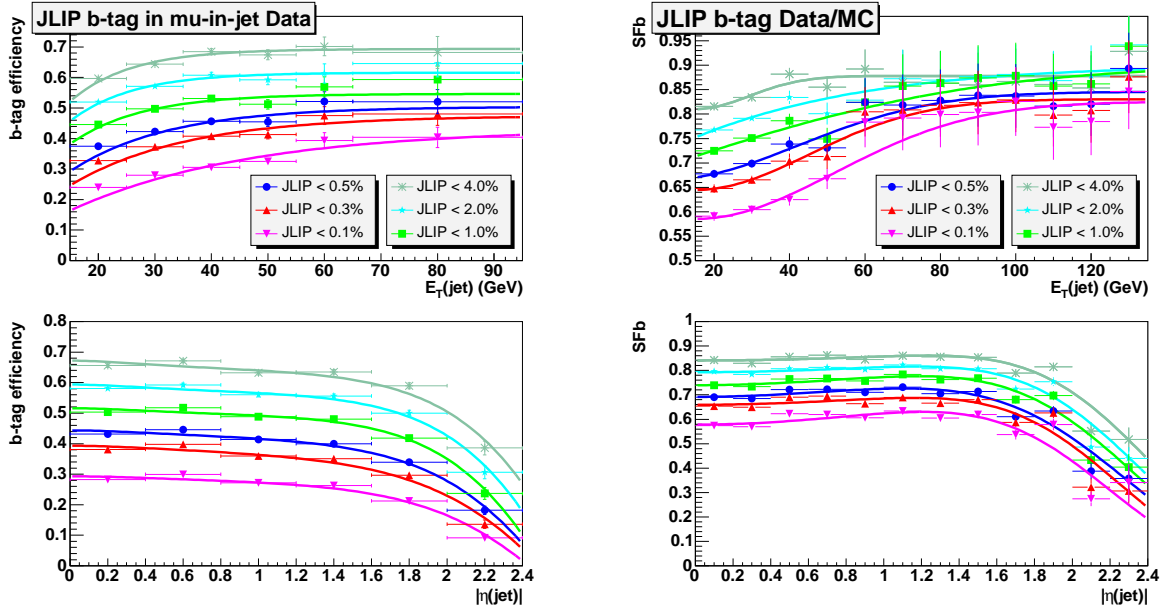


FIG. 5.33 – Efficacité d’étiquetage des jets de quarks b contenant un muon pour les six points de fonctionnement en fonction de p_T (en haut à gauche) et de η (en bas à gauche) et $SF_{b \rightarrow \mu}$ en fonction de p_T (en haut à droite) et de η (en bas à droite) [200].

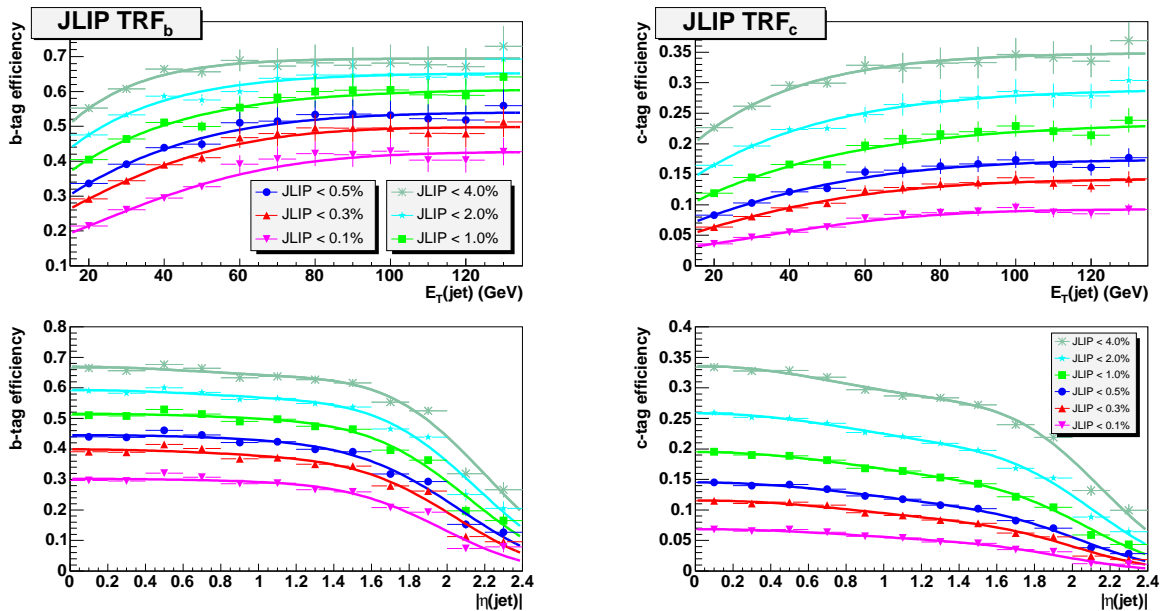


FIG. 5.34 – TRF_b (à gauche) et TRF_c (à droite) pour les six points de fonctionnement en fonction de p_T (en haut) et de η (en bas) [200].

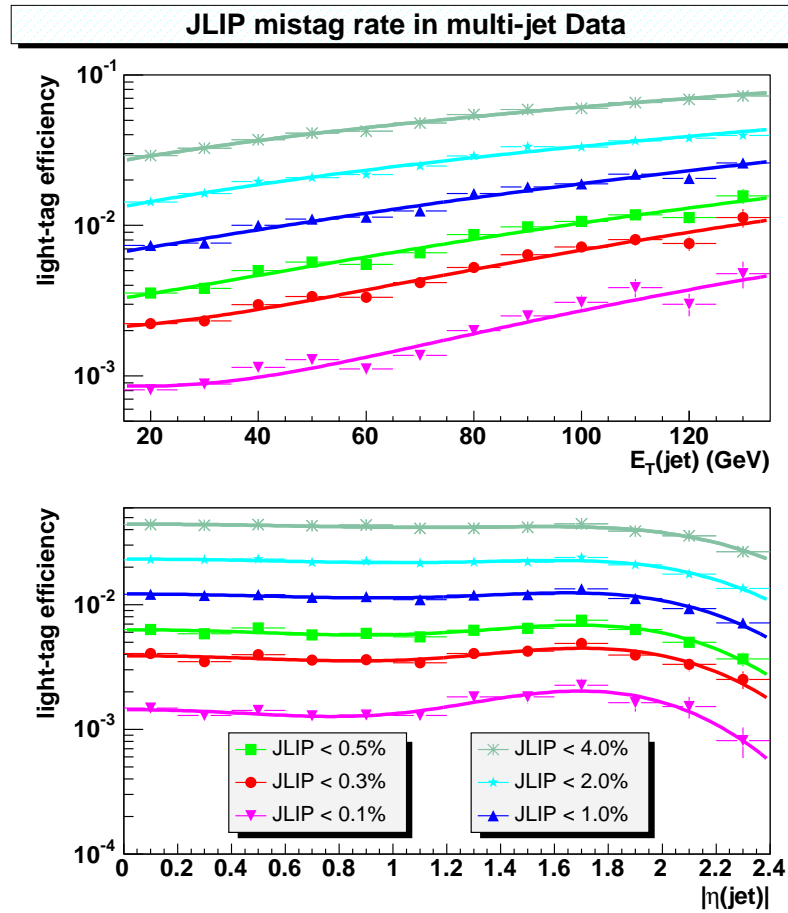


FIG. 5.35 – TRF pour des jets de saveur légère pour les six points de fonctionnement en fonction de p_T (en haut) et de η (en bas) [200].

5.3.2.2 Etude de taggabilité

Comme expliqué précédemment, l'étiquetabilité dépend de l'état final considéré. L'étiquetabilité pour des événements comprenant deux jets et de l'énergie transverse manquante doit donc être déterminée à partir des données. Les coupures appliquées sont celles de l'analyse leptosquarks (voir le tableau 5.4) mis à part les coupures sur le p_T et le η_{det} des jets et la coupure sur l'énergie transverse qui est désormais à 40 GeV. L'étiquetabilité des jets est paramétrisée en fonction de η^8 , p_T et la position en z du vertex primaire. A cause de la structure du SMT, il y a une forte corrélation entre les dépendances de l'étiquetabilité en fonction de z_{PV} et de η . Une paramétrisation à deux dimensions a donc été déterminée. Il a été vérifié que les corrélations entre les dépendances en fonction du p_T et η des jets et entre dépendances en fonction du p_T du jet et de z_{PV} peuvent être négligées.

L'étiquetabilité des jets, mesurée dans les données, est montrée sur la figure 5.36 en fonction de z_{PV} et du η du jet. Les corrélations mentionnées ci-dessus sont clairement visibles. La symétrie centrale observée et attendue mène à choisir comme variables indépendantes $|z_{PV}|$ et $\eta \times \text{signe}(z_{PV})$. L'étiquetabilité des jets est montrée sur la figure 5.37 en fonction de $\eta \times \text{signe}(z_{PV})$ pour six régions de $|z_{PV}|$ avec des paramétrisations analytiques surimposées. La paramétrisation à deux dimensions, montrée sur la figure 5.36, est obtenue par interpolation linéaire entre les paramétrisations analytiques. On remarque que l'étiquetabilité en fonction de z_{PV} et du η du jet est correctement reproduite. La dépendance de l'étiquetabilité en fonction du p_T du jet est montrée sur la figure 5.38 avec une paramétrisation analytique surimposée.

Le caractère correct de ces paramétrisations a été vérifié sur la figure 5.39, où les points correspondent à la distribution des jets étiquetables en fonction de z_{PV} , de η et de p_T du jet, et les histogrammes sont les distributions attendues en pondérant les jets avec les paramétrisations mentionnées ci-dessus. Les erreurs statistiques des paramétrisations sont utilisées pour déterminer l'incertitude systématique sur l'étiquetabilité.

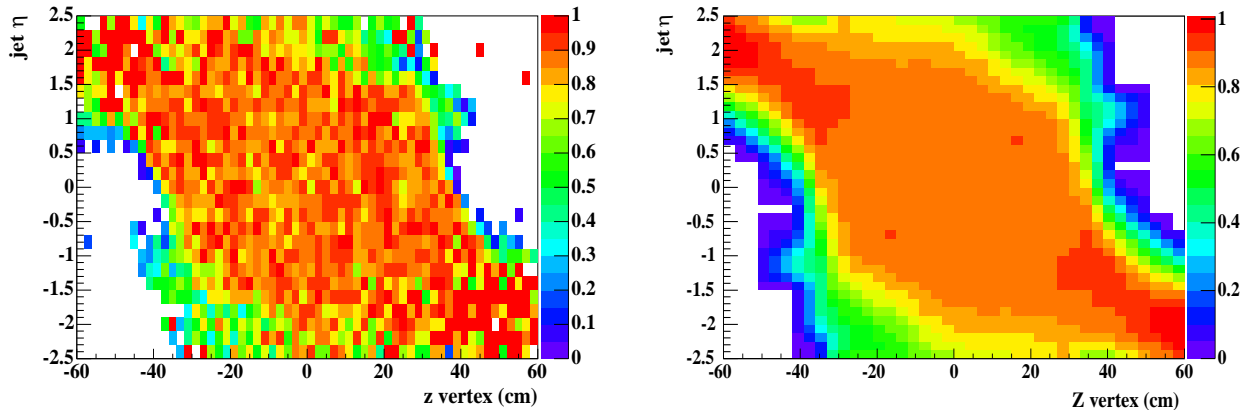


FIG. 5.36 – Distribution de l'étiquetabilité des jets mesurée dans les données (à gauche) et paramétrisée (à droite) en fonction de z_{PV} et du η du jet.

⁸ η est mesuré à partir du vertex de l'interaction

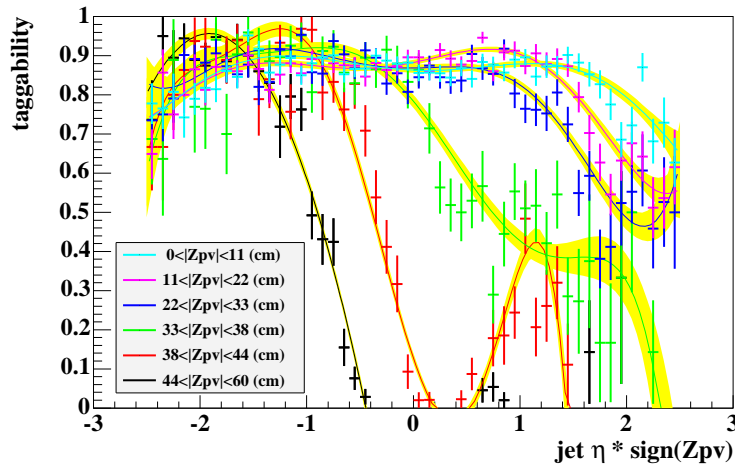


FIG. 5.37 – Distributions de l'étiquetabilité des jets pour six régions en $|z_{PV}|$, en fonction de z_{PV} et du η , avec des paramétrisations analytiques surimposées. Les bandes jaunes représentent les incertitudes statistiques de l'ajustement.

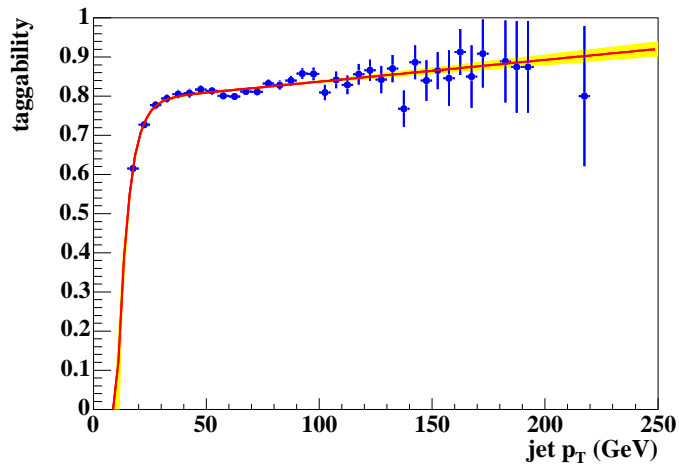


FIG. 5.38 – Distribution de l'étiquetabilité des jets en fonction du η des jets, avec des paramétrisations analytiques surimposées. Les bandes jaunes représentent les incertitudes statistiques de l'ajustement.

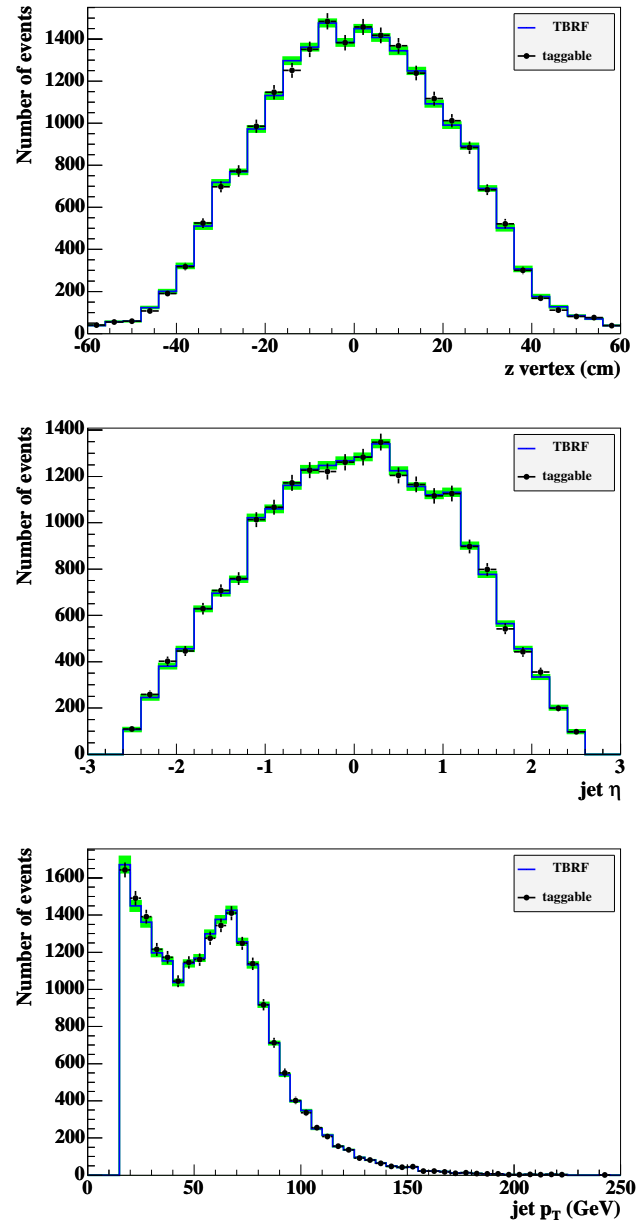


FIG. 5.39 – Distributions du nombre de jets étiquetable en fonction de z_{PV} (haut), η du jet (milieu), et de p_T du jet (bas), observées (points avec barres d'erreur) et simulées à partir des paramétrisations. La région verte correspond aux incertitudes de la simulation.

5.3.2.3 Corrections de saveur

Les paramétrisations d'étiquetabilité sont obtenues à partir d'un échantillon de donnée dominé par des jets de saveur légère et par des jets de gluons. Comme l'étiquetabilité peut dépendre de la saveur des jets, les étiquetabilités relatives à celle des jet de saveur légère ont été déterminées en fonction de z_{PV} , du η et du p_T du jet à partir d'événements simulés Z avec $Z \rightarrow q\bar{q}$ ($q = u, d, s$), $Z \rightarrow b\bar{b}$, $Z \rightarrow c\bar{c}$, et $Z \rightarrow \tau^+\tau^-$. Afin que les jets considérés soient proches de ceux de l'analyse, les critères suivants ont été appliqués : $|z_{PV}| < 60$ cm, vetos sur les leptons et les traces isolés, $|\eta| < 2.5$, $emf < 0.95$, et $cpf > 0.05$. Les résultats sont montrés sur la figure 5.40. Le seul effet significatif est observé pour des jets de τ , ce qui n'est pas inattendu. Les paramétrisations des rapports d'étiquetabilité des jets de b, c et τ avec celle des jet de saveur légère en fonction du η et du p_T du jet sont utilisées dans l'analyse, avec leurs incertitudes statistiques.

Les *Tag Rate Functions* n'étant disponibles que pour des jets charmés et beaux et pour des jet de saveur légère, les mêmes événements simulés Z ont été utilisés pour déterminer la TRF pour les τ pour le point *extraloose*, les critères de sélection, mentionnés ci-dessus, sont également appliqués. Les résultats sont montrées sur la figure 5.41. L'efficacité d'étiquetage des τ est similaire à celle des quarks charmés, avec un rapport dépendant de p_T . Dans cette analyse, l'efficacité d'étiquetage pour des jets de τ simulés est prise comme le produit de la TRF des jets charmés multipliée par la paramétrisation du rapport montrée sur la figure 5.41.

5.3.3 Sélection des événements

La stratégie de sélection est proche de celle utilisée pour la recherche de leptoquarks. Les principales différences sont le relachement des coupures sur l'énergie transverse des jets et sur l'énergie transverse manquante. En contre partie, un algorithme d'étiquetage des jets de quarks de saveur lourde est appliqué.

Les coupures suivantes restent inchangées :

- exactement deux jets ;
- ils doivent être centraux ($|\eta_{\text{det}}| < 1.5$), hadroniques ($emf < 0.95$) et confirmés par les traces ($cpf > 0.05$) ;
- des vetos sont appliqués sur les électrons, muons et les traces isolées ;
- $\Delta\Phi_{\text{max}} - \Delta\Phi_{\text{min}} < 120^\circ$ où $\Delta\Phi_{\text{max}}$ (resp. $\Delta\Phi_{\text{min}}$) est l'angle maximal (resp. minimal) entre les jets et l'énergie transverse manquante.

Au moins un des deux jets doit être étiqueté, et une optimisation a été faite sur les quatre variables suivantes :

- le p_T du premier jet variant de 40 à 70 GeV par pas de 10 GeV ;
- le p_T du deuxième jet variant de 20 à 50 GeV par pas de 10 GeV ;
- l'énergie transverse manquante variant de 60 à 90 GeV par pas de 10 GeV ;
- la somme $\Delta\Phi_{\text{max}} + \Delta\Phi_{\text{min}}$ variant de 250 à 300 degrés par pas de 10 degrés.

De plus, trois points de fonctionnements de l'algorithme JLIP ont été testés : *extraloose*, *superloose*, *loose* correspondant à une coupure sur la probabilité JLIP de 4%, 3% et 1%.

La procédure d'optimisation revient à sélectionner le jeu de coupures et le critère d'étiquetage qui minimise CL_s^{exp} qui est le niveau de confiance du signal attendu, en moyenne, en l'absence de signal. Une contrainte additionnelle imposée est que la fraction de bruit de fond QCD doit être inférieure à 15%. Le bruit de fond QCD est déterminé comme pour la recherche de leptoquarks à l'aide de l'extrapolation d'ajustements par une loi de puissance et

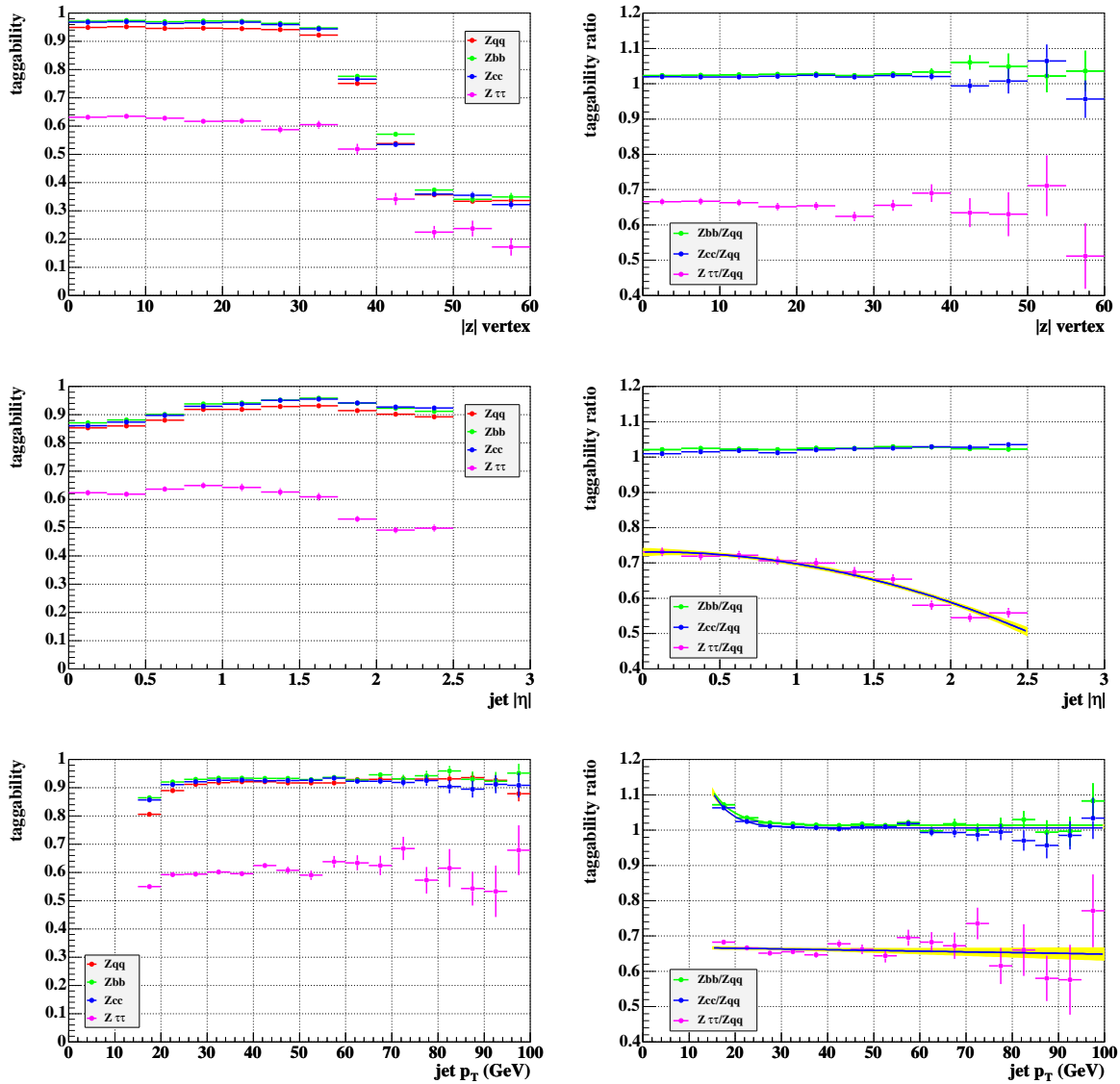


FIG. 5.40 – Distributions de l'étiquetabilité (à gauche) en fonction de z_{PV} (en haut) et du η du jet (au milieu) et du p_T du jet (en bas) dans des événements simulés $Z \rightarrow q\bar{q}$ ($q = u, d, s$), $Z \rightarrow b\bar{b}$, $Z \rightarrow c\bar{c}$, et $Z \rightarrow \tau\tau$. Les rapports d'étiquetabilité des jets de b, c et τ à celle des jet de saveur légère sont également représentés (à droite). Les dépendances en p_T et en η sont paramétrisées par des fonctions analytiques, les bandes jaunes représentent les incertitudes statistiques des ajustements.

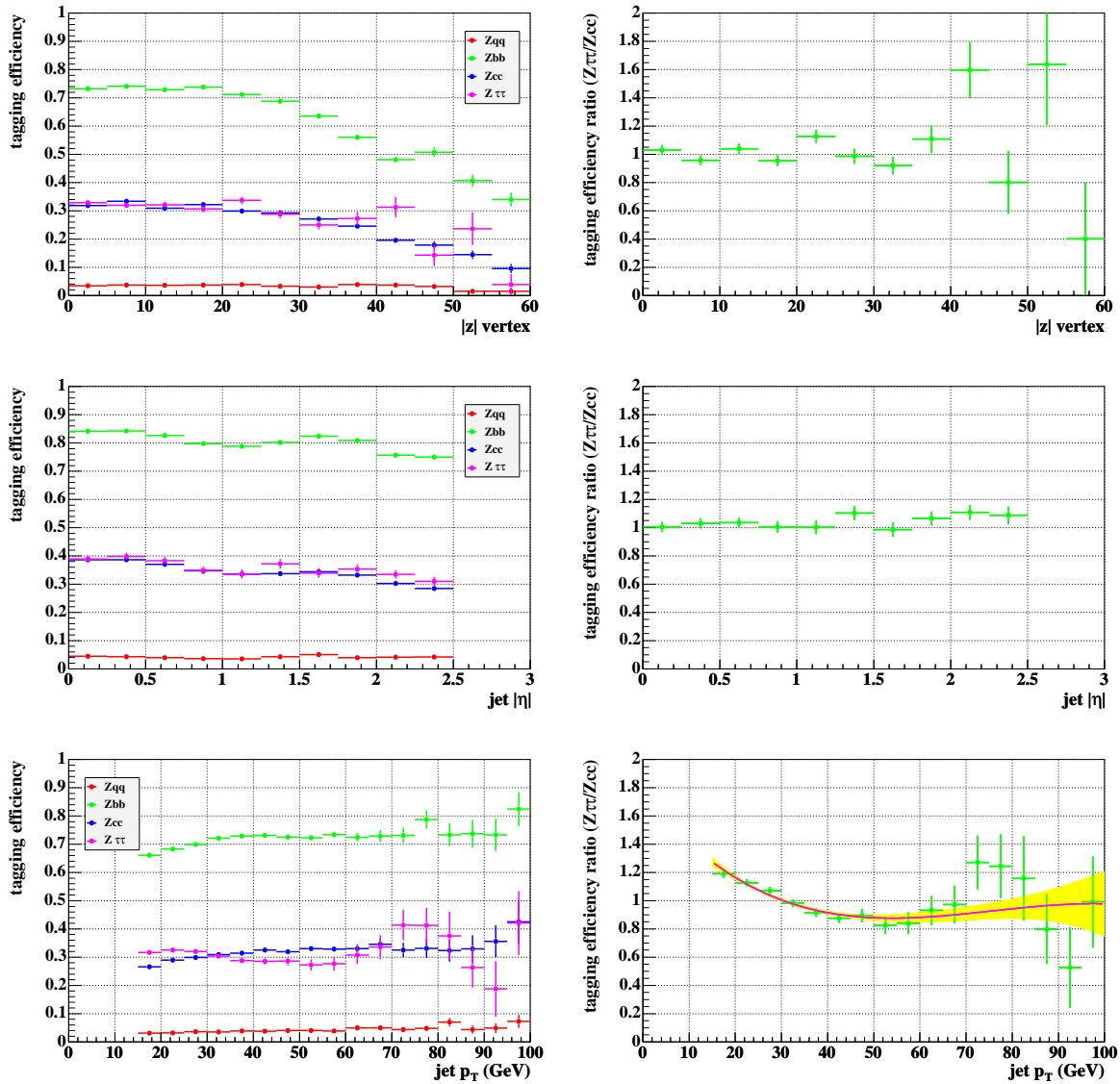


FIG. 5.41 – Distributions de l’efficacité d’étiquetage, pour le point *extraloose*, en fonction de z_{PV} (en haut) et du η du jet (au milieu) et du p_T du jet (en bas) dans des événements simulés $Z \rightarrow q\bar{q}$ ($q = u, d, s$), $Z \rightarrow b\bar{b}$, $Z \rightarrow c\bar{c}$, et $Z \rightarrow \tau\tau$. Les rapports d’efficacité d’étiquetage entre des jets de τ et des jets charmés sont également représentés (à droite). La dépendance en p_T est paramétrée par une fonction analytique, la bande jaune représente les incertitudes statistiques de l’ajustement.

par une exponentielle sur la distribution d'énergie transverse manquante. La région des ajustements est comprise entre 40 et 55 GeV. Les erreurs systématiques, discutées ci-dessous, sont prises en compte dans calcul des CL_s^{exp} .

L'optimisation a été faite pour chacun des points de signal simulés (voir la figure 5.24). Dans tous les cas, le point de fonctionnement de l'algorithme d'étiquetage JLIP sélectionné est *extraloose*. On remarque que de nombreux jeux de coupures donnent des valeurs similaires de CL_s^{exp} . Afin de lever ce qui en pratique peut être considéré comme une dégénérescence, la coupure sur l'énergie transverse manquante est choisie en premier comme étant celle qui minimise CL_s^{exp} . Ceci mène à choisir une coupure sur l'énergie transverse manquante à 60 GeV (resp. 70 GeV) pour les combinaisons de masse vérifiant $m_{\tilde{t}} - m_{\tilde{\chi}^0}$ inférieure (resp. supérieure) à 65 GeV. Une fois que la coupure sur l'énergie transverse manquante est choisie pour chaque point de signal, seuls les dix meilleurs jeux de coupures sont considérés par la suite. S'il y a parmi eux des jeux ayant une valeur de CL_s^{exp} inférieure à 0.05, le jeu possédant la plus faible fraction de bruit de fond QCD est choisi. Sinon, le jeu possédant la plus faible fraction de bruit de fond QCD est simplement choisi. La raison pour cette procédure est que l'estimation du bruit de fond QCD est moins sûre que celle des processus physiques.

Les jeux de coupures optimisés sont donnés dans la figure 5.42 avec les valeurs de CL_s^{exp} et les fractions de bruit de fond QCD. Les distributions marginales des quatre coupures optimisées sont représentées sur les figures 5.43 et 5.44, respectivement pour $m_{\tilde{t}} = 100$ et 130 GeV, les deux pour $m_{\tilde{\chi}} = 50$ GeV. Les distributions finales d'énergie transverse manquante sont montrées sur la figure 5.45 pour les mêmes combinaisons de masse. Un excès est observé dans les données pour les grandes valeurs d'énergie transverse manquante. Par exemple, pour la sélection optimale du point $m_{\tilde{t}} = 130$ GeV et $m_{\tilde{\chi}} = 50$ GeV, huit événements sont observés dans les données pour $\cancel{E}_T > 150$ GeV, alors que 3.0 sont attendus pour les bruits de fond. Une étude visuelle n'a pas révélé d'anomalie pour ces événements. Ceci est une indication que le bruit de fond QCD est probablement sous-estimé pour les grandes valeurs d'énergie transverse manquante.

5.3.4 Incertitudes systématiques

Les sources d'incertitude systématique suivantes ont été discutées dans la section précédente traitant de la recherche de leptoquarks :

- Luminosité intégrée : $\pm 6.5\%$;
- Echelle d'énergie des jets ;
 - pour $m_{\tilde{t}} = 100$ GeV et $m_{\tilde{\chi}} = 50$ GeV :
 - $+7\%$ pour le bruit de fond physique, $\pm 2\%$ pour le signal ;
 - pour $m_{\tilde{t}} = 130$ GeV et $m_{\tilde{\chi}} = 50$ GeV :
 - $+9\%$ pour le bruit de fond physique, $+4\%$ pour le signal ;
- Résolution sur l'énergie des jets :
 - pour $m_{\tilde{t}} = 100$ GeV et $m_{\tilde{\chi}} = 50$ GeV :
 - $\pm 2\%$ pour le bruit de fond physique, négligeable pour le signal ;
 - pour $m_{\tilde{t}} = 130$ GeV et $m_{\tilde{\chi}} = 50$ GeV :
 - $\pm 1\%$ pour le bruit de fond physique, négligeable pour le signal ;
- Efficacité de reconstruction et d'identification des jets : négligeable ;
- Facteurs d'échelle appliqués à la simulation : négligeable ;
- Corrections à la multiplicité des jets : $\pm 2\%$ pour le bruit de fond physique, $\pm 1\%$ pour le signal ;

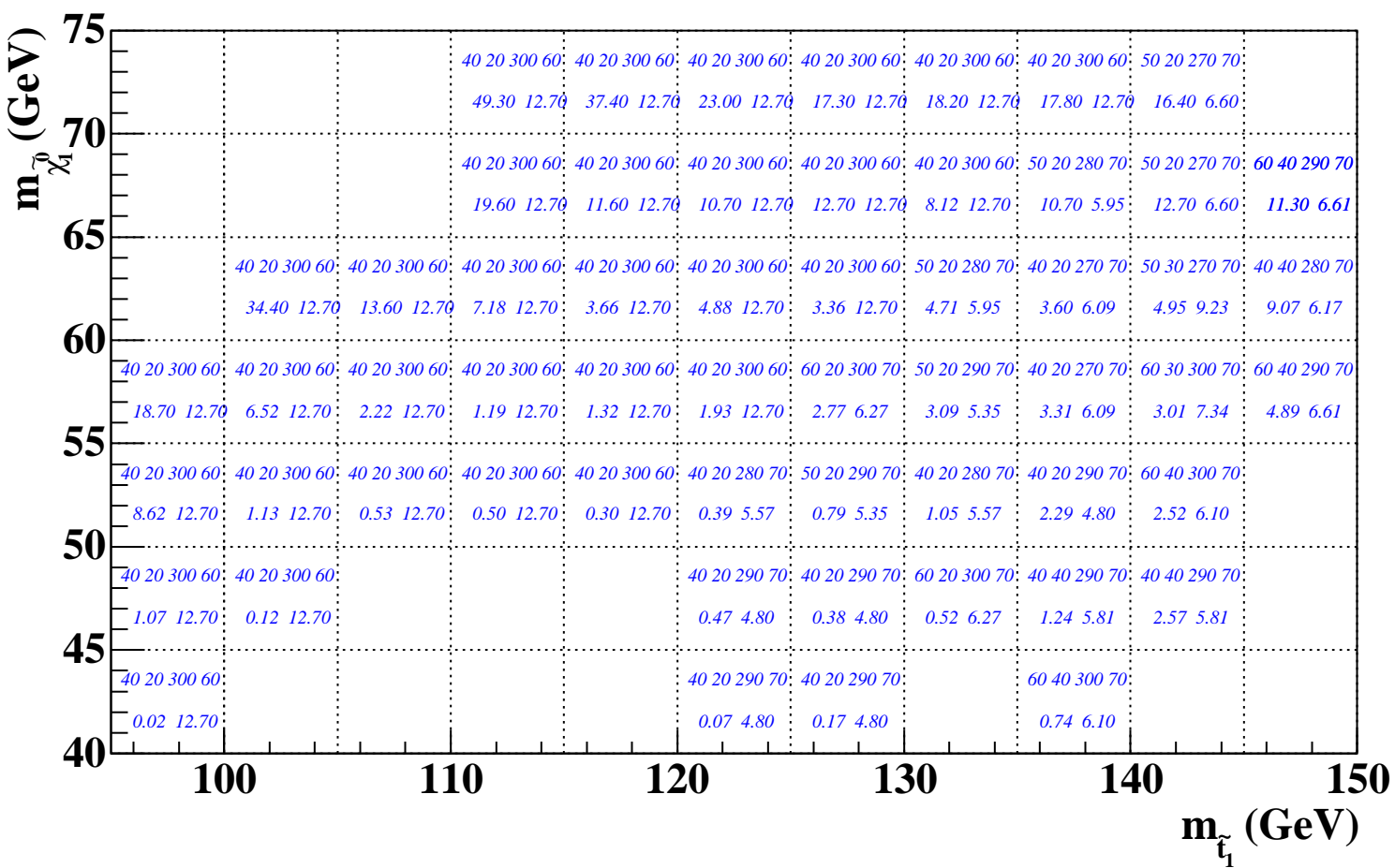


FIG. 5.42 – Pour diverses combinaisons de masses de stop et de χ : jeu de coupure optimal (ligne du haut) ; CL_s^{exp} et fraction de bruit de fond QCD, les deux en pourcent (ligne du bas). Les coupures sont listées dans l'ordre suivant : p_T du premier jet en GeV, p_T du deuxième jet en GeV, $\Delta\Phi_{max} + \Delta\Phi_{min}$ en degrés, \cancel{E}_T en GeV.

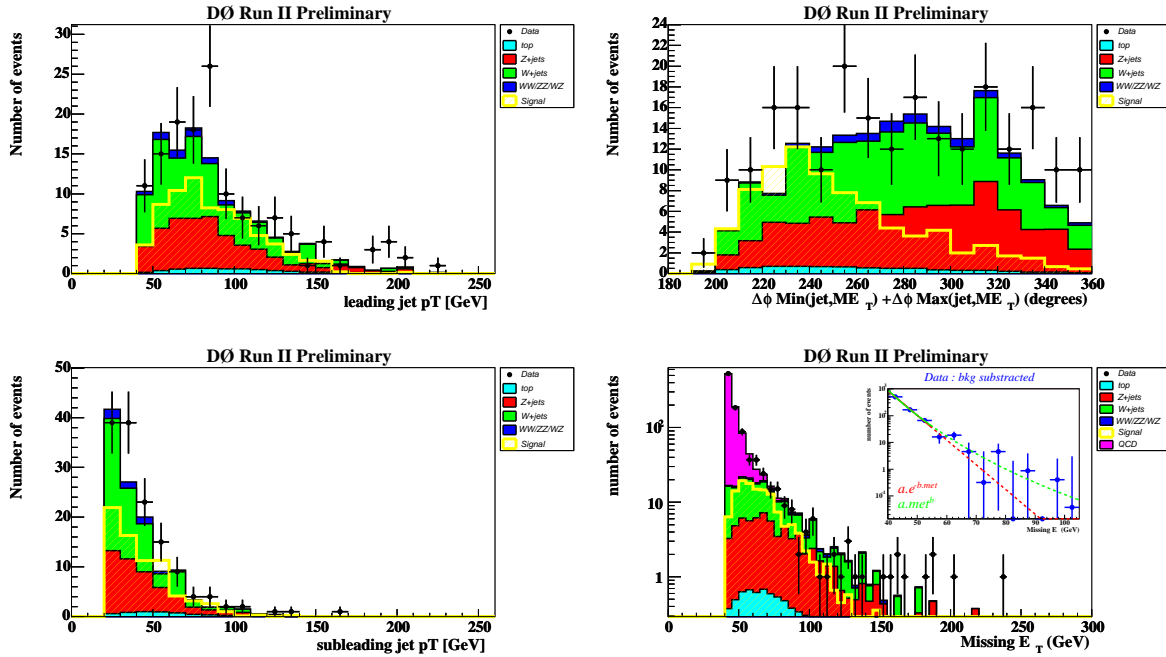


FIG. 5.43 – Distributions marginales du p_T du premier jet (en haut à gauche), du p_T du deuxième jet (en bas à droite), de $\Delta\Phi_{\max} + \Delta\Phi_{\min}$ (en haut à droite) et de \cancel{E}_T (en bas à droite), pour les données (points avec barres d'erreurs), pour les bruits de fond physique (histogrammes pleins autres que violet) et pour le signal avec $m_{\tilde{\tau}} = 100$ GeV et $m_{\chi} = 50$ GeV (histogrammes vides). Pour la distribution de \cancel{E}_T la contribution du bruit de fond QCD, estimé par un ajustement avec une loi de puissance et une loi exponentielle montré dans l'encart, est montrée en violet.

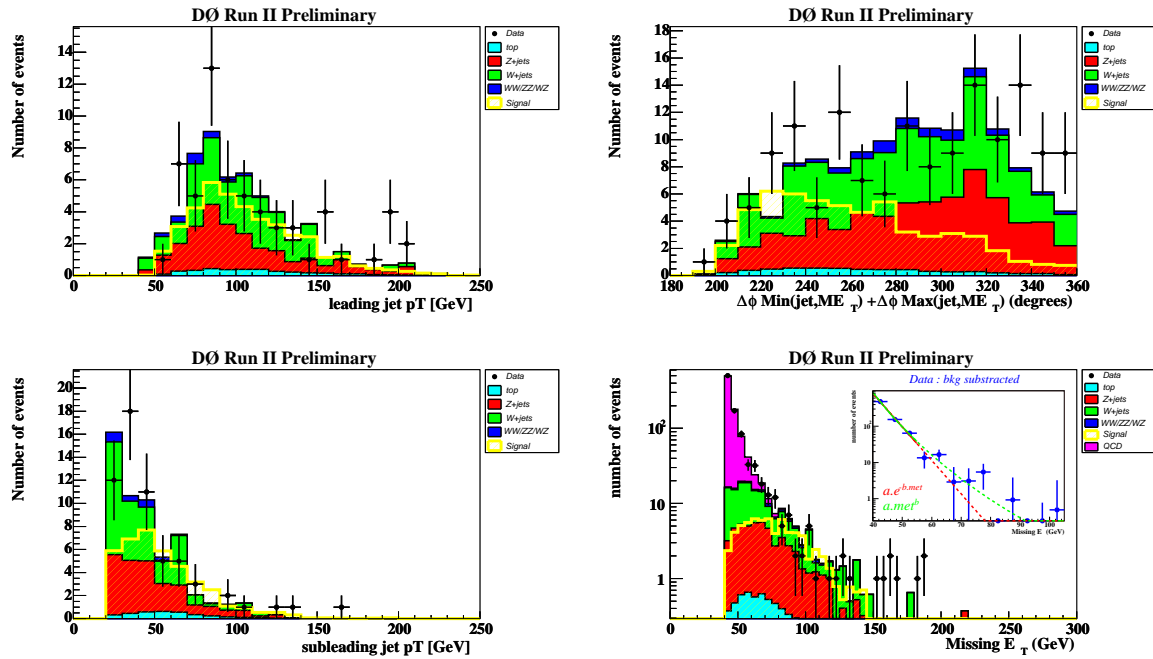


FIG. 5.44 – Distributions marginales du p_T du premier jet (en haut à gauche), du p_T du deuxième jet (en bas à droite), de $\Delta\Phi_{\max} + \Delta\Phi_{\min}$ (en haut à droite) et de \cancel{E}_T (en bas à droite), pour les données (points avec barres d'erreurs), pour les bruits de physique (histogrammes pleins autres que violet) et pour le signal avec $m_{\tilde{t}} = 130$ GeV et $m_{\chi} = 50$ GeV (histogrammes vides). Pour la distribution de \cancel{E}_T la contribution du bruit de fond QCD, estimé par un ajustement avec une loi de puissance et une loi exponentielle montré dans l'encart, est montrée en violet.

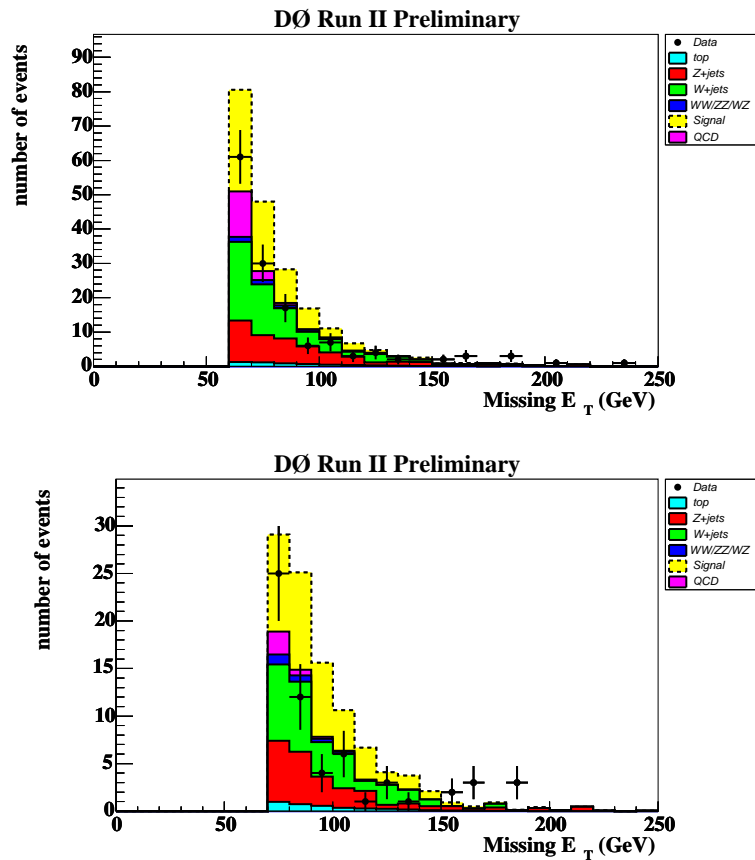


FIG. 5.45 – Distributions finales de \cancel{E}_T pour les données (points avec barres d'erreurs), pour les bruits de fond physique (histogrammes pleins autres que violet), pour le bruit de fond QCD (histogrammes violets) et pour le signal avec $m_{\tilde{\tau}} = 100$ GeV (en haut) et $m_{\tilde{\tau}} = 130$ GeV (en bas), les deux pour $m_{\chi} = 50$ GeV (histogrammes en tireté).

- Efficacité de déclenchement : $\pm 2\%$;
- Effet du choix des densités de parton sur l'acceptance du signal : ${}_{-4}^{+6}\%$;
- Section efficace des processus du bruit de fond physique (sans saveur lourde) : $\pm 12\%$.
- Incertitude statistique sur le bruit de fond physique :
 - pour $m_{\tilde{t}} = 100$ GeV et $m_{\chi} = 50$ GeV : $\pm 11\%$;
 - pour $m_{\tilde{t}} = 130$ GeV et $m_{\chi} = 50$ GeV : $\pm 15\%$;
- Incertitude totale sur le bruit de fond QCD :
 - pour $m_{\tilde{t}} = 100$ GeV et $m_{\chi} = 50$ GeV : $\pm 28\%$;
 - pour $m_{\tilde{t}} = 130$ GeV et $m_{\chi} = 50$ GeV : $\pm 48\%$;
- Incertitude statistique sur l'acceptance :
 - pour $m_{\tilde{t}} = 100$ GeV et $m_{\chi} = 50$ GeV : $\pm 8\%$;
 - pour $m_{\tilde{t}} = 130$ GeV et $m_{\chi} = 50$ GeV : $\pm 5\%$.

Les sources suivantes d'incertitude systématique sont spécifiques à cette analyse :

- Etiquetabilité : $\pm 1\%$;
- *Tag rate functions* [200] :
 - pour $m_{\tilde{t}} = 100$ GeV et $m_{\chi} = 50$ GeV :
 $\pm 5\%$ pour le bruit de fond physique, $\pm 6\%$ pour le signal ;
 - pour $m_{\tilde{t}} = 130$ GeV and $m_{\chi} = 50$ GeV :
 $\pm 6\%$ pour le bruit de fond physique, $\pm 7\%$ pour le signal ;
- Sections efficaces des bruit de fond physique contenant des jets de saveurs lourdes : $\pm 5\%$ (résultant d'incertitude variant de $\pm 18\%$ pour les processus impliquant des quarks b à $\pm 23\%$ pour les processus impliquant des quarks c).

5.3.5 Résultats

Pour chaque jeu de coupures d'analyse optimisé, les nombres d'événements sélectionnés dans les données, les nombres attendus pour les bruits de fond physique et QCD sont donnés dans la figure 5.46, ainsi que les nombres d'événement de signal attendus, les efficacités de sélection du signal et les valeurs de CL_s observées. La composition en bruits de fond du modèle standard est donnée dans la table 5.8 pour $m_{\tilde{t}} = 100$ et 130 GeV, les deux pour $m_{\chi} = 50$ GeV.

Pour les régions intermédiaires de masse de stop et de m_{χ} , les valeurs de CL_s observés et attendus sont obtenues pour chaque masse de stop par l'interpolation à travers les différentes masses de neutralino. Parmi les analyses optimisées pour une masse de stop, celle menant à la plus grande limite attendue sur la masse du neutralino est choisie. Deux exemples sont montrés sur la figure 5.47. Le contour d'exclusion ainsi obtenu est montré en ligne pleine sur la figure 5.48. Le contour d'exclusion attendu correspondant est également montré en pointillé. Ils ont été obtenus avec la section efficace nominale, *i.e* calculée au NLO avec PROSPINO en utilisant les densités de partons CTEQ6.1M pour $\mu_{rf} = m_{\tilde{t}}$. Les incertitudes liées au choix des densités de partons sont combinées quadratiquement avec les incertitudes sur le choix des échelles de renormalisation et de factorisation. Ces dernières sont obtenues en faisant varier ces échelles d'un facteur 0.5 à 2. En prenant en compte ces erreurs, la section efficace varie d'environ $\pm 20\%$. L'effet induit par ces variations est montré sur la figure 5.47 par une bande jaune et sur la figure 5.48 par des lignes en tirets. Rappelons que les résultats sont dérivés en faisant l'hypothèse que le stop se désintègre exclusivement en un quark charmé et un neutralino.

Cette analyse étend le domaine exclu par les précédentes expériences. En utilisant, la section efficace nominale de production de paires de stop, la plus grande masse de stop exclue

TAB. 5.8 – Nombres d'événements attendus pour les processus du modèle standard pour les sélections optimisées pour $m_{\tilde{t}} = 100$ GeV et 130 GeV, les deux pour $m_{\chi} = 50$ GeV. Les incertitudes citées sont uniquement statistiques.

processus SM	# pour $m_{\tilde{t}} = 100$ GeV	# pour $m_{\tilde{t}} = 130$ GeV
znunujj	31.0 ± 4.0	15.7 ± 2.8
znunubb	7.1 ± 0.3	3.8 ± 0.2
znunucc	4.0 ± 0.5	1.8 ± 0.3
wenujj	5.4 ± 3.0	3.0 ± 2.2
wmunujj	9.2 ± 4.0	5.1 ± 3.0
wtaunujj	30.2 ± 9.4	13.0 ± 6.2
wenuj	1.4 ± 1.6	0.3 ± 0.7
wtaunuj	7.0 ± 4.2	3.2 ± 2.9
wenubb	1.0 ± 0.1	0.4 ± 0.1
wmunubb	1.2 ± 0.1	0.6 ± 0.1
wtaunubb	1.7 ± 0.3	0.9 ± 0.2
wenucc	0.5 ± 0.1	0.3 ± 0.1
wmunucc	0.8 ± 0.2	0.3 ± 0.1
wtaunucc	1.4 ± 0.4	0.5 ± 0.2
wemucj	1.2 ± 0.5	0.4 ± 0.3
wtaunucj	0.4 ± 0.2	0.1 ± 0.1
ttbbjllnu	2.5 ± 0.2	1.7 ± 0.1
ttbbllnulu	1.4 ± 0.1	1.0 ± 0.1
ttbbjjjj	0.0 ± 0.0	0.0 ± 0.0
singletop-enubb	0.4 ± 0.0	0.2 ± 0.0
singletop-munubb	0.5 ± 0.0	0.3 ± 0.0
singletop-taunubb	0.6 ± 0.1	0.2 ± 0.1
singletop-enubqb	0.4 ± 0.0	0.2 ± 0.0
singletop-munubqb	0.4 ± 0.0	0.2 ± 0.0
singletop-taunubqb	0.6 ± 0.1	0.3 ± 0.1
ww-incl	2.4 ± 0.4	1.3 ± 0.3
wz-incl	1.6 ± 0.2	0.6 ± 0.1
zz-incl	1.2 ± 0.1	0.6 ± 0.1

est de 137 GeV à 95% de niveau de confiance, elle est obtenue pour $m_\chi = m_{\tilde{t}} - m_b - m_W = 52$ GeV. En prenant en compte les incertitudes théoriques sur la section efficace de production, la plus grande masse de stop exclue est de 131 GeV obtenue $m_\chi = 46$ GeV.

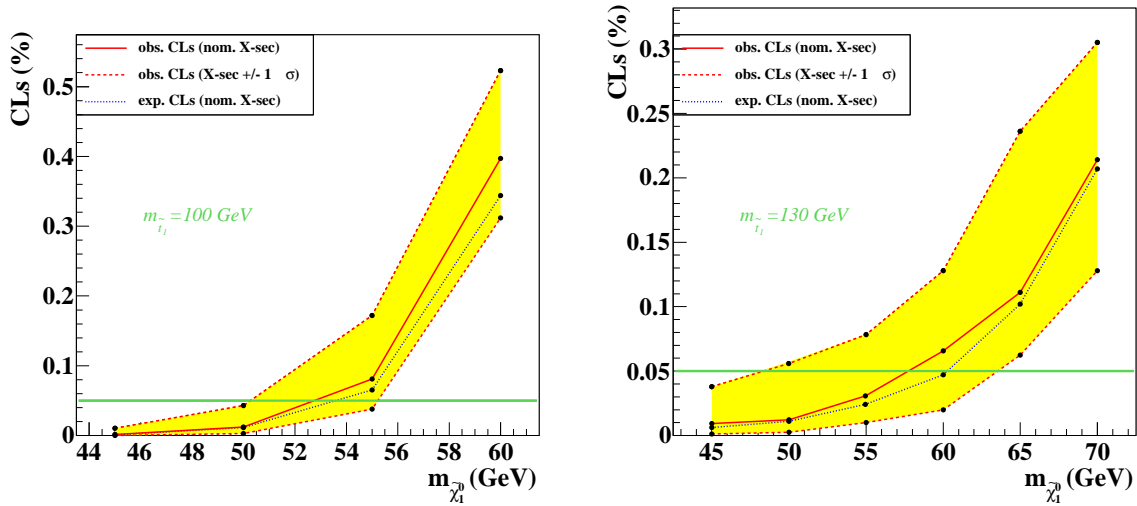


FIG. 5.47 – En fonction de m_χ , évolution des CL_s observés (cercles pleins) et attendus (lignes en pointillés) pour $m_{\tilde{t}} = 100$ GeV (gauche) 130 GeV (droite), pour les sections efficaces nominales. Les bandes jaunes indiquent comment les valeurs de CL_s observés sont modifiées quand les sections efficaces de production sont augmentées ou diminuées par les incertitudes théoriques.

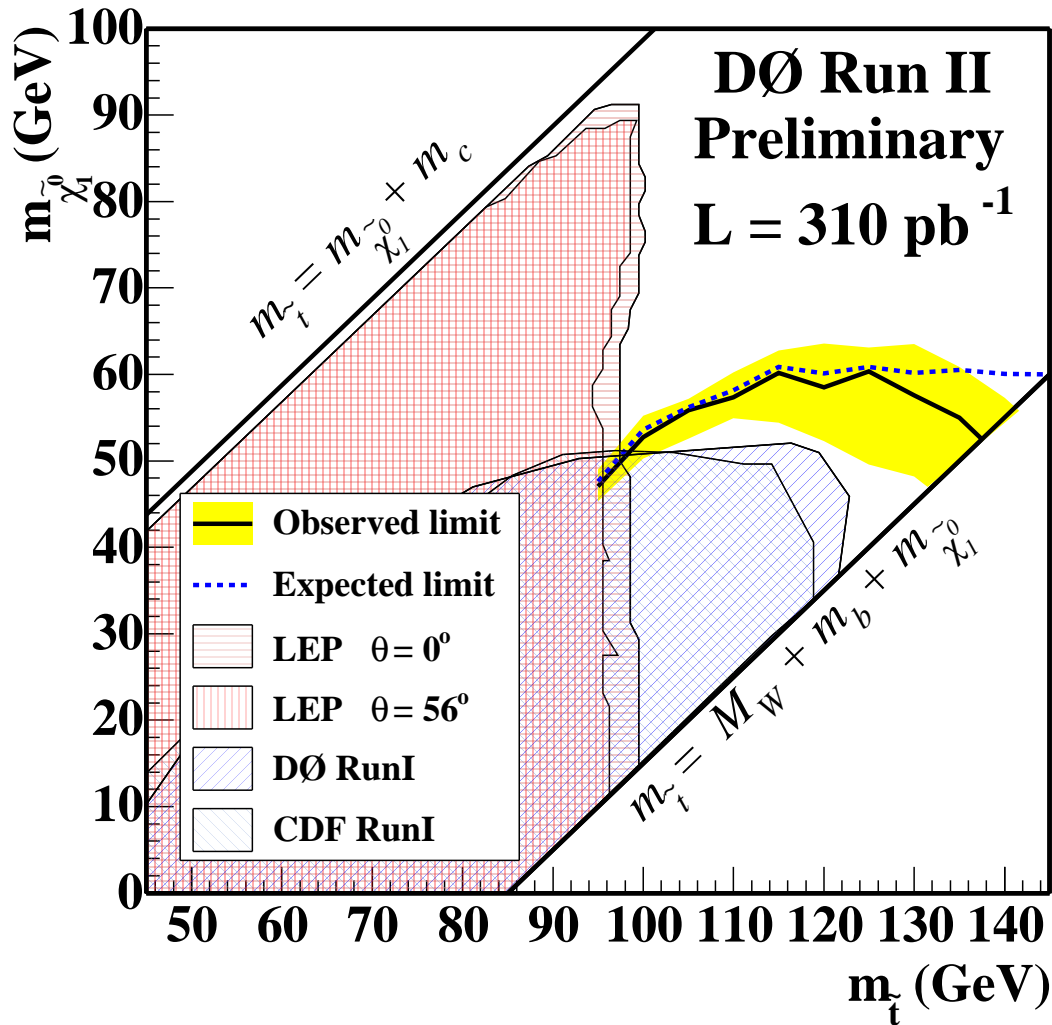


FIG. 5.48 – Domaine du plan $(m_{\tilde{t}}, m_{\tilde{\chi}})$ exclu par l'analyse (ligne pleine épaisse) sous l'hypothèse que le stop se désintègre exclusivement en un quark charmé et un neutralino et pour la section efficace nominale. Le contour d'exclusion attendu est représenté par une ligne en pointillé. L'effet de l'augmentation et de la diminution des sections efficaces par leurs erreurs liées aux choix d'échelle et de densités de partons est indiqué pour le contour d'exclusion observé en ligne en tireté. Les résultats des précédentes recherches de la production par paire de stop se désintègre en un quark charmé et un neutralino sont également représentés [58, 59, 60].

Conclusion

De nombreux indices laissent à penser que le modèle standard n'est qu'une théorie effective qui sera mise en défaut à des énergies supérieures à quelques centaines de GeV. De nombreux modèles existent, résolvant en partie les problèmes du modèle standard, comme par exemple les théories de grande unification, les modèles composites, la supersymétrie ou bien la théorie des cordes. Nombre de ces modèles prédisent l'apparition de particules couplant à la fois des leptons et des quarks que l'on nomme leptoquarks. L'un des modèles les plus prometteurs au delà du modèle standard est la supersymétrie qui ajoute une nouvelle symétrie fondamentale reliant les fermions et les bosons. Dans le cadre de l'extension supersymétrique minimale du modèle standard, le nombre de particules est doublé à la subtilité près qu'il y a cinq bosons de Higgs. Le partenaire supersymétrique du quark top est nommé stop (\tilde{t}). Le stop se distingue des autres squarks car il est fort probablement le plus léger des squarks. Dans une grande région de l'espace des paramètres du MSSM, le stop se désintègre selon $\tilde{t}_1 \rightarrow c\chi_1^0$. L'état final est composé de deux jets acoplanaires et d'énergie transverse manquante. La recherche de leptoquarks peut également faire intervenir le même état final en considérant que les leptoquarks sont produits par paire se désintégrant en un quark et un neutrino. En revanche, l'énergie transverse des jets ainsi que l'énergie transverse manquante est plus faible pour la recherche du stop. Ceci est d'autant plus vrai que la différence de masse entre le stop et le neutralino est faible. En revanche, la durée de vie du quark charmé peut être mise à profit afin d'étiqueter les jets issus d'un quark charmé provenant d'un stop. Le détecteur utilisé pour la recherche de signaux de nouvelle physique dans la topologie à jets et énergie transverse manquante est DØ qui est situé auprès du collisionneur proton-antiproton Tevatron dont l'énergie dans le centre de masse est de 1.96 TeV.

La connaissance de l'énergie des jets est un ingrédient crucial pour une analyse faisant intervenir des jets dans l'état final. Elle l'est d'autant plus lorsque celui ci comporte des particules non détectables, entraînant alors de l'énergie transverse manquante. En fait, c'est l'échelle relative d'énergie des jets qui importe réellement dans une analyse comparant les données issues du détecteur à des données simulées. L'avantage de déterminer directement cette échelle est de diminuer l'erreur systématique par compensation de biais affectant de façon identique les données réelles et les données simulées. De plus, cette méthode permet de vérifier la qualité de l'échelle absolue d'énergie des jets. Pour déterminer, l'échelle relative d'énergie des jets, la conservation de l'énergie dans le plan transverse est utilisée dans des événements comportant dans l'état final exactement un photon ou un Z et un jet dos-à-dos. Le résultat majeur de cette étude est que l'échelle relative d'énergie des jets est négative. L'effet le plus prononcé est à 40 GeV où la différence est de -4.9 ± 0.3 (stat) $_{-3.4}^{+2.2}$ (syst)%. Les erreurs citées sont à comparer à celles sur l'échelle absolue d'énergie des jets qui sont de l'ordre de 4%.

A DØ, la simulation ne permet pas de reproduire parfaitement les données enregistrées

par le détecteur (en particulier pour les jets). Comme la résolution sur la mesure de l'énergie des jets est meilleure pour les données simulées, il est nécessaire de dégrader cette mesure dans la simulation. De plus, l'efficacité de reconstruction des jets étant meilleure dans les données simulées, il faut corriger cet effet, par exemple en retirant aléatoirement des jets issus de la simulation. A ces corrections, il faut aussi ajouter les corrections dues à l'échelle relative d'énergie des jets. Or toutes ces corrections ne sont pas indépendantes. Il est donc nécessaire de traiter ces corrections de façon cohérente. Pour cela une méthode, appelé SSR (*Shifting, Smearing and Removing simulated jets*), a été développé permettant d'améliorer l'accord entre les données et la simulation pour les quantités liées au jet.

Les deux analyses, effectuées avec une luminosité intégrée de 310 pb^{-1} , n'ont pas mis en évidence de signaux de nouvelle physique. Cette absence de signal est interprétée en terme de limites sur les masses des particules : les leptoquarks de masse inférieure à 136 GeV et les stops de masse inférieure à 131 GeV, pour une masse de neutralino égale à 46 GeV, sont exclus avec un niveau de confiance de 95%. Les domaines exclus par les précédentes expériences ont donc été étendus.

Les analyses présentées ont utilisées 310 pb^{-1} de données alors que plus d'un femtobarn⁻¹ est actuellement disponible. De plus, les prévisions pour la luminosité intégrée d'ici 2009 varient de 4 à 8 fb^{-1} . L'utilisation d'une luminosité intégrée plus importante pourra certainement étendre les domaines d'exclusion ou bien mettre en évidence la production par paire de leptoquarks se désintégrant en un quark et un neutrino ou la production par paire de stops se désintégrant en un quark charmé et un neutralino. Une meilleure compréhension des sources d'incertitude systématique est également nécessaire à l'amélioration de ces résultats. Si les masses de ces particules sont trop importantes, le LHC, fonctionnant avec une énergie dans le centre de masse de 14 TeV, deviendra l'outil de recherche adéquat.

Bibliographie

- [1] S. Eidelman *et al.*, *The review of Particle Physics*, Physics Letters B592 1 (2004) ;
- [2] The TeVatron Electroweak Working Group for the CDF and DØ Collaborations, *Combination of CDF and DØ Results on the Mass of the Top Quark* <http://www-d0.fnal.gov/Run2Physics/WWW/results/prelim/TOP/T31/T31.pdf>
- [3] S. L. Glashow, *Partial Symmetries Of Weak Interactions*, Nucl. Phys. **22** 579 (1961).
S. Weinberg; *A Model Of Leptons*, Phys. Rev. Lett. **19** 1264 (1967).
A.Salam, Proc. 8th Nobel Symposium, Stockholm 1968, ed. N. Svartholm (Almqvist and Wiksells, Stockholm, 1968), p. 327 ;
- [4] D.J Gross et F.Wilczek, Phys. Rev. Lett. **30** 1343 (1973) ;
H.D. Politzer, Phys. Rev. Lett. **30** 1346 (1973) ;
- [5] P.W. Higgs, Phys. Lett. **12** 132 (1964) ;
P.W. Higgs, Phys. Rev. Lett. **13** 508 (1964) ;
P.W. Higgs, Phys. Rev. **145** 1156 (1965) ;
F.Englert et R. Brout, Phys. Rev, Lett **13** 321 (1964) ;
- [6] N.Cabbibo, *Unitarity Symmetry and Leptonic Decays* Phys. Rev. **10** 531 (1964)
M.Kobayashi et T.Maskawa, Prog. Theor. Phys. **49** 652 (1973) ;
- [7] G.t'Hooft *Renormalization of massless Yang-Mills fields* Nucl. Phys. B33 (1971) 173-199 ;
G.t'Hooft *Renormalizable Lagrangians for massive Yang-Mills fields* Nucl. Phys. B35 (1971) 167-188 ;
G.t'Hooft and M. Veltman *Regularization and renormalization of gauge fields* Nucl. Phys. B44 (1972) 189-213 ;
G.t'Hooft and M. Veltman *Example of a gauge field theory*. Proceedings of the Colloquium on Renormalization of Yang-Mills Fields, Marseille, June 19-23, 1972 ;
- [8] F. J. Hasert *et al.* [Gargamelle Neutrino Collaboration], *Observation Of Neutrino-Like Interactions Without Muon Or Electron In The Gargamelle Neutrino Experiment*, Phys. Lett. B **46** (1973) 138 ;
- [9] G.Arnison *et al.* [UA1 Collaboration], *Experimental observation of isolated large transverse energy electrons with associated missing energy at $\sqrt{s} = 540$ GeV* , Phys. Lett. 122B p.103 (1983) ;
- [10] G.Arnison *et al.* [UA1 Collaboration], *Experimental observation of leptons pairs of invarariant mass around 95 GeV/c² at the CERN SPS collider*, Physics Letters 126B p.398 (1983) ;
- [11] S. Abachi *et al* [DØ Collaboration], *Observation of the Top Quark*, Phys. Rew. Let. 74, 2632 (1995) ;

- [12] F.Abe *et al.* [CDF Collaboration], *Observation of the Top Quark Production in $p - \bar{p}$ Collisions with Collider Detector at Fermilab*, Phys. Rev. Lett. 74, 2626 (1995);
- [13] DONUT Collaboration, Phys. Lett. B 504 (2001), hep-ex/0012035;
- [14] Sifbrand de Jong, *Test of the EW Sector of the SM*, EPS HEPP 2005 plenary, July 2005 http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/misc/sdj_eps05.ppt;
- [15] S.P. Martin, *A supersymmetry primer*, hep-ph/9709356;
- [16] LEP ElectroWeak Working Group Home Page (Summer 2005) <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/>
The LEP Collaborations and the LEP EW Working Group, *A Combination of Preliminary Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model*, hep-ph/0511027;
- [17] Y. Ashie *et al.* [Super-Kamiokande Collaboration] *Evidence for an oscillatory signature of atmospheric neutrino oscillation*, Phys. Rev. Lett. 93 (2004) 101801, hep-ph/0404034;
- [18] V.N. Gribov et L.N. Lipatov, . Journ. Nucl. Phys. 15 (1972) 78
G. Altarelli et G. Parisi, Nucl. Phys. B126 (1977)
Y.L. Dokshitzer, Sov. Phys. JETP 46 (1977) 641;
- [19] L.N. Lipatov, Sov. Journ. Nucl. Phys. 23 (1976) 338
V.S Fadin, E.A. Kuraev et L.N Lipatov, Sov. Phys. JETP 45 (1977) 199. I.I Balitsky et L.N. Lipatov, Sov. Journ. Nucl. Phys. 28 (1976) 122;
- [20] J. Pumplin *et al.*, JHEP 0207, 012 (2002), hep-ph/0201195; J. Stump *et al.*, JHEP 0310, 046 (2003);
- [21] A.D. Martin, R.G. Roberts, W.J. Stirling et R.S. Thorne, *Physical Gluons and High E_T Jets* Phys. Lett. B 604 (2004) 61, hep-ph/0410230;
- [22] M. Gluck, E. Reya et A. Vogt, Phys. Rev. D46 (1992) 1973;
- [23] B. Pothault, *Première mesure des sections efficaces de courant chargé et neutre avec le faisceau de positrons polarisé à HERA II et analyses QCD-électrofaibles* Thèse de Doctorat de l'université Paris XI, (2005);
- [24] S. Catani *Aspects Of QCD, From The Tevatron To The LHC* , hep-ph/0005233;
- [25] K. Lane and S. Mrenna, *The collider phenomenology of technihadrons in the technicolor Straw Man Model*, Phys. Rev. D **67** (2003) 115011 [arXiv :hep-ph/0210299] et
K. Lane, *Two lectures on technicolor*, arXiv :hep-ph/0202255;
- [26] A. Djouadi, T. Kohler, M. Spira and J. Tutas, Z. Phys. C **46** (1990) 679.
- [27] H. Georgi and S.L. Glashow, *Unity Of All Elementary Particle Force* , Phys. Rev. Lett. 32 (1974) 438;
- [28] W.J. Marciano and G. Senjanovic, *Predictions Of Supersymmetric Grand Unified Theories*, Phys. Rev. D 25 (1982) 3092;
- [29] The LEP EW Working Group, *A Combination of Preliminary Electroweak Measurements and Constraints on the Standard Model*, (Draft 0.0) du 9 septembre 2004 disponible sur <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/>
- [30] Y.A. Kubyschin, *Models with extra dimensions and their phenomenology*, hep-ph/0111027;

- [31] J. L. Hewett and T. G. Rizzo, *Low-Energy Phenomenology Of Superstring Inspired E(6) Models*, Phys. Rept. **183** (1989) 193;
- [32] D.I. Kazakov, *Beyond the standard model*, hep-ph/0012288;
- [33] J.Ellis, *Beyond the standard model for hillwalkers*, hep-ph/9812235
J.Welzen, D. Gherson et J.Ellis, *Nouvelles physiques des particules*, CERN-PH-TH/2005-088;
- [34] Aldo Deandrea, *Interactions électrofaibles et introduction à la supersymétrie*, Cours de D.E.A, [http ://deandrea.home.cern.ch/deandrea/](http://deandrea.home.cern.ch/deandrea/);
- [35] H.P. Nilles, *Supersymmetry, supergravity and particle physics* Phys. Rep. 110 (1984) 1-162;
- [36] S. Coleman et J.Mandula, Phys. Rev. 159 (1967) 1251;
- [37] R. Haag, J. Lopuszanski et M. Sohnius, Nucl. Phys. B199, 36 (1982);
- [38] J.Wess et W.Zumino, Nucl. Phys. B70 (1974) 39;
- [39] L. O’Raifeartaigh, Nucl. Phys. B 96 (1975) 331;
- [40] P. Fayet et J. Illiopoulos, Phys. Lett. B 51 (1974) 461;
- [41] L. Girardello et M.T. Grisaru, Nucl. Phys. B 194 (1982) 65;
- [42] A. Djouadi *et al.* *The Minimal Supersymmetric Standard Model : Group Summary Report*, hep-ph/9901246;
- [43] R. Barbier *et al.*, *R-parity violating supersymmetry*; hep-ph/0406039;
- [44] A. Abel *et al.* *Report of SUGRA Working Group for Run II of the TeVatron*; hep-ph/0003154;
- [45] M. Quiros, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **101** (2001) 401 [arXiv :hep-ph/0101230].
- [46] C. Balazs, M. Carena and C. E. M. Wagner, Phys. Rev. D **70** (2004) 015007 [arXiv :hep-ph/0403224].
- [47] W. Beenakker, M. Kramer, T. Plehn, M. Spira and P. M. Zerwas, *Stop production at hadron colliders*, Nucl. Phys. B **515** (1998) 3 [arXiv :hep-ph/9710451];
- [48] W. Beenakker, R. Höpker, M. Spira, and P.M. Zerwas, *Phys. Rev. Lett.* **74** (1995) 2905, *Z. Phys.* **C69** (1995) 163 and *Nucl. Phys.* **B492** (1997) 51; W. Beenakker, R. Höpker, and M. Spira, hep-ph/9611232.
- [49] PROSPINO : A Program for the production of supersymmetric particles in Next-To-Leading Order QCD, [http ://pheno.physics.wisc.edu/plehn/prospino/prospino.html](http://pheno.physics.wisc.edu/plehn/prospino/prospino.html)
- [50] H. Baer and X. Tata, Phys. Lett. 167B (1986) 241; H. Baer, M. Drees, R. Godbole, J. Gunion and X. Tata, Phys. Rev. D44 (1991) 725; M. Borzumati and N. Polonsky, hep-ph/9602433; A. Djouadi, W. Hollik and C. Jünger, Phys. Rev. D54 (1996) 5629; C.S. Li, R. J. Oakes and J. M. Yang, Phys. Rev. D54 (1996) 6883.
- [51] LEPSUSYWG, ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL experiments, note LEPSUSYWG/01-07.1, [http ://lepsusy.web.cern.ch/lepsusy/Welcome.html](http://lepsusy.web.cern.ch/lepsusy/Welcome.html);
- [52] K.I. Hikasa and M. Kobayashi, Phys. Rev. D36 (1987) 724;
- [53] W. Porod and T. Woehrmann, Phys. Rev. D55 (1997) 2907; W. Porod, Phys. Rev. D59 (1999) 095009; A. Datta, M. Guchait and K.K. Jeong, Int. J. Mod. Phys. A14 (1999) 2239; A. Djouadi, M. Guchait and Y. Mambrini, Phys. Rev. D64 (2001) 095014.

- [54] A. Djouadi and Y. Mambrini, Phys. Lett. B493 (2000) 120 and Phys. Rev. D63 (2001) 115005.
- [55] C. Boehm, A. Djouadi and Y. Mambrini, Phys. Rev. D61 (2000) 095006.
- [56] M. Muhlleitner, A. Djouadi and Y. Mambrini, *SDECAY: A Fortran code for the decays of the supersymmetric particles in the MSSM*, Comput. Phys. Commun. **168** (2005) 46 [arXiv :hep-ph/0311167], <http://lappweb.in2p3.fr/~muehlleitner/SDECAY/>;
- [57] LEPSUSYWG, ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL experiments, note LEPSUSYWG/04-01.1, LEPSUSYWG, ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL experiments, note LEPSUSYWG/01-07.1, <http://lepsusy.web.cern.ch/lepsusy/Welcome.html>;
- [58] LEPSUSYWG, ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL experiments, note LEPSUSYWG/04-02.1 (<http://lepsusy.web.cern.ch/lepsusy/Welcome.html>).
- [59] //c chi V. M. Abazov *et al.* [The D0 Collaboration], Phys. Rev. Lett. **93** (2004) 011801;
- [60] A. A. Affolder *et al.* [CDF Collaboration], Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 5704 [arXiv :hep-ex/9910049];
- [61] S. Abachi *et al.* [D0 Collaboration], Phys. Rev. D **57** (1998) 589, [arXiv :hep-ex/9612009];
- [62] A. A. Affolder *et al.* [CDF Collaboration], Phys. Rev. Lett. **84** (2000) 5273 [arXiv :hep-ex/9912018].
- [63] V. M. Abazov *et al.* [D0 Collaboration], Phys. Rev. Lett. **88** (2002) 171802, [arXiv :hep-ex/0108018];
- [64] D. Acosta *et al.* [CDF Collaboration], Phys. Rev. Lett. **90** (2003) 251801 [arXiv :hep-ex/0302009].
- [65] V. M. Abazov *et al.* [D0 Collaboration], Phys. Lett. B 581, 147 (2004);
- [66] J.C. Pati et A. Salam, Phys. Rev. D8 (1973) 1240;
- [67] B. Schrempp et F. Schrempp, Phys. Lett. B 153 (1985) 101; J.Wudka, Phys. Lett. B 167 (1986);
- [68] W. Buchmuller, R. Ruckl and D. Wyler, *Leptoquarks In Lepton Quark Collisions*, Phys. Lett. B **191** (1987) 442 [Erratum-ibid. B **448** (1999) 320];
- [69] H. Murayama and T. Yanagida, *A viable SU(5) GUT with light leptoquark bosons*, Mod. Phys. Lett. A **7** (1992) 147;
- [70] A. Zabi, *Recherche de Leptoquarks dans la topologie à jets et énergie transverse manquante avec le détecteur DØau Tevatron*, Thèse de Doctorat de l'université Paris VI;
- [71] M. Kramër, T. Plehn, M. Spira and P. M. Zerwas, *Pair production of scalar leptoquarks at the Tevatron*, Phys. Rev. Lett. **79** (1997) 341 [arXiv :hep-ph/9704322];
- [72] T. Nunnemann, http://www-clued0.fnal.gov/~nunne/cross-sections/lq_cross-sections.html 341.
- [73] ZEUS Collab., Phys. Rev. D 63 (2001) 052002.
- [74] H1 Collab., submitted paper #1027 to the XXXIst Int. Conf. on High Energy Physics, ICHEP02, Amsterdam (July 2002) 10pp.
- [75] H1 Collab., Phys. Lett. B 523 (2001) 234.

- [76] ZEUS Collab., submitted paper #600 to the Int. Europhysics Conf. on High Energy Physics, EPS01, Budapest (July 2001) 23pp.
- [77] ZEUS Collab., submitted paper 907 to ICHEP02, Amsterdam, the Netherlands (July 2002) 9pp.
- [78] D. Acosta *et al.*, Phys. Rev. D **71** (2005) 112001, and Erratum *ibid.* D **71** (2005) 119901.
- [79] ALEPH Collab., *Phys. Rep.* **216** (1992) 253; DELPHI Collab. *Phys. Lett. B* **275** (1991) 222; *Phys. Lett. B* **316** (1993) 620; *Phys. Lett. B* **275** (1991) 222; L3 Collab. *Phys. Lett. B* **261** (1991) 169; OPAL Collab. *Phys. Lett. B* **263** (1991) 123.
- [80] ALEPH Collab., preprint ALEPH CONF 99-013 (1999) 16pp.; preprint CERN-EP/99-042 (1999) 43pp.; DELPHI Collab., *Phys. Lett. B* **446** (1999) 62; preprint CERN-EP/99-05 (1999) 55pp.; preprint DELPHI 99-80 CONF 267 (1999) 16pp.; OPAL Collab., *Eur. Phys. J. C* **2** (1998) 441; *Eur. Phys. J. C* **6** (1999) 1; preprint CERN-EP/99-091 (1999) 26pp.; preprint CERN-EP/99-097 (1999) 43pp.; S. Söldner-Rembold, 1997 Proceedings of the Photon'97 Conference, Egmond aan Zee, Netherlands, 5pp.; L3 Collab., *Phys. Lett. B* **433** (1998) 163; preprint L3 2402 (1998).
- [81] S. Chekanov *et al.* [ZEUS Collaboration], Phys. Rev. D **68** (2003) 052004 [arXiv :hep-ex/0304008].
- [82] A. Aktas *et al.* [H1 Collaboration], Phys. Lett. B **629** (2005) 9 [arXiv :hep-ex/0506044];
- [83] CDF Collaboration, http://ncdf70.fnal.gov:8001/lq/LQ_comb/Combinations.html
- [84] V. M. Abazov *et al.* [D0 Collaboration], Soumis à PLB, arXiv :hep-ex/0601047;
- [85] V. M. Abazov *et al.* [D0 Collaboration], Phys. Rev. D **71** (2005) 071104, [arXiv :hep-ex/0412029];
- [86] D. Acosta *et al.* [CDF Collaboration], Phys. Rev. D **71** (2005) 112001 [Erratum-*ibid.* D **71** (2005) 119901] [arXiv :hep-ex/0410076].
- [87] CDF Collaboration, *Phys. Rev. Lett.* **85** (2000) 2056.
- [88] S.D. Holmes *et al.* *132 nsec Bunch Spacing in the Tevatron Proton-Antiproton Collider* FERMILAB-TM-1920;
- [89] N.Kidonadis et R. Vogt *Top quark production at the Tevatron at NNLO* Eur.Phys.J. **C33** (2004) S466-S468;
- [90] *Fermilab RunII Handbook*, Mars 2001,
<http://www-ad.fnal.gov/runII/index.html>;
- [91] *Run II Upgrade Project*,
<http://www-bd.fnal.gov/run2upgrade/>;
- [92] C.Gatusso *et al.*, *Concept rookie Book*, non publié accessible via
http://www-bdnew.fnal.gov/operations/rookie_books/rbooks.html;
- [93] *Fermilab's Chain of Accelerators* <http://www-bd.fnal.gov/public/chain.html>;
- [94] John.D Cockroft and Earnest T.S. Walton, Proc. Roy. Soc. (London), **A129**, 477 (1930)
et
Earnest T.S. Walton, *The Artificial Production of Fast Particles*, Nobel Lectures, Physics 1942-1962, Elsevier Publishing Company, Amsterdam, (1964);
- [95] S. van der Meer, *Stochastic Cooling and the Accumulation of Antiprotons*, Nobel Lectures, Physics 1981-1990, Editor-in-Charge Tore Frängsmyr, Editor Gösta Ekspång, World Scientific Publishing Co., Singapore, 1993;

- [96] G. Jackson, *Fermilab recycler ring technical design report. Rev. 1.1*, FERMILAB-TM-1981 ;
- [97] A. Burov *et al.* , *Prospectus for an Electron Cooling System for the Recycler*, FERMILAB-TM-2061,
<http://waldo.fnal.gov/ecool/publications.html> ;
- [98] *Run II Upgrade Project : Status and Version 4 Plan*
http://www-ad.fnal.gov/run2upgrade/Run_II_Upgrades_v4.doc ;
- [99] *The Collider Detector at Fermilab* <http://www-cdf.fnal.gov/> ;
- [100] *DØweb Experiment* <http://www-d0.fnal.gov/> ;
- [101] D. McGinnis, Présentation en séminaire joint expérimental et théorique du 8 Mars 2001, *TEVATRON Collider Luminosity Upgrade*,
<http://www-ad.fnal.gov/runII/index.html> ;
- [102] The DØ Collaboration, *The DØ Detector*, Nucl. Instr. and Methods, **A338**, 185 (1994) ;
- [103] The DØ Collaboration, *The DØ Upgrade, The Detector and Its Physics*, FERMILAB-Pub-96/357-E ;
- [104] The DØ Collaboration, *The upgraded DØ Detector*, soumis à Nucl. Instr. and Methods ;
- [105] Jorge Barreto (for the DØ Collaboration), *The D0 Forward Proton Detector (FPD) Status*, DØ note **4285** ;
- [106] E. Kajfasz, *Quelques expériences gravitant autour du problème de génération de masse*, Habilitation à Diriger des Recherches, Université de la Méditerranée, Aix-Marseille II (2002) ;
- [107] E. Kajfasz, *DØsilicon microstrip tracker for RunIIa*, hep-ex/0112014 (2001) ;
- [108] Dzero Layer 0 silicon group, *Dzero Layer 0 Conceptual Design Report*, DØ note **4415** ;
- [109] D. Adams *et al.* , *The D0 Upgrade : Central Fiber Tracker, Technical Design Report*, DØ note **4164** ;
- [110] Ryan J. Hooper, Greg Landsberg, *Search for Large Extra Spatial Dimensions in the Di-Muon Channel With 100pb⁻¹ of Run II Data*, DØ note **4230** ;
- [111] S. Greder, *Etiquetage de quarks beaux et mesure de la section efficace de production de paires de quarks Top à sqrt(1.96) TeV dans l'expérience DØ*. Thèse de Doctorat de l'université de Strasbourg (2004) ;
- [112] *The Superconducting Solenoid Web Page* <http://www-d0.fnal.gov/solenoid/> ;
- [113] T. Adams *et al.* , *Design Report of the Central Preshower Detector for the D0 Upgrade*, DØ note **3014** ;
- [114] A. Gordeev *et al.* , *Technical Design Report of the Forward Preshower Detector for the D0 Upgrade*, DØ note **3445** ;
- [115] R. Madaras, *DØ EC-EM Technical Parameters*, DØ note **757** ;
P. Grannis, *Specifications for the DØ detector*, DØ note **560** ;
- [116] M. Demarteau, *Sampling Fractions of CCEM Modules*, DØ note **912** ;
- [117] F. Beaudette, *Identification d'électrons et application à la mesure de la section efficace du quark top avec le détecteur D0 au TeVatron*, Thèse de Doctorat de l'université Paris XI, (2002) ;

- [118] The DØ Collaboration, *Determination of the Absolute Jet Energy Scale in the DØ Calorimeters*, Nucl. Inst. Meth. **A424** (1999) 352;
- [119] R. Wigmans, *Calorimetry*, Oxford science publication, 2000;
- [120] D.Green, *The physics of particle detectors*, Cambridge University Press,2000;
- [121] L. Sawyer *et al.* , *Technical Design Report for the Upgrade of the ICD for D0 Run 2*, DØ Note **2686**;
- [122] *Calorimeter electronics web page* ,
[http ://www-d0.fnal.gov/hardware/cal/calorimeter_electronics.htm](http://www-d0.fnal.gov/hardware/cal/calorimeter_electronics.htm);
- [123] S. Abachi *et al.* [D0 Collaboration], *Beam tests of the D0 uranium liquid argon end calorimeters*, Nucl. Instrum. Meth. A **324** (1993) 53;
- [124] M. Ridet, *Reconstruction du flux d'énergie et recherche de squarks et gluinos dans l'expérience D0*, Thèse de Doctorat de l'université Paris XI, (2002);
- [125] M. Agelou, *Recherche de la production électrofaible de quark top dans l'expérience DØ*, Thèse de Doctorat de l'université de Paris VI;
- [126] J. Zhu, *Determination of Electron Energy Scale and Energy Resolution using P14 zee data*, DØ Note 4323.
- [127] W.M. Abazov *et al.* , *The muon system of the Run II DØdetector* , Fermilab-PUB-05-034-E, à paraître dans Nucl. Instr. and Methods;
- [128] T. Diehl *et al.* , *Technical design of the central muon system* , DØ note **3365**;
- [129] T. Diehl *et al.* , *Technical design for the forward muon tracking detector based on Mini-Drift Chamber*, DØ note **3366**;
- [130] T. Diehl *et al.* , *Technical design for the DØforward trigger scintillator counters* DØ note **3237**;
- [131] G. Borissov *et al.* , *Reconstruction of B Hadron Signals at D0*, DØ note **4481**;
- [132] E. Nurse *et al.* , *Measurement of the Cross section for Inclusive Z Production in Dimuon Final States at $\sqrt{s} = 1.96$ TeV*, DØ note **4573**;
- [133] T. Edwards *et al.* , *Luminosity Constant for Dzero Run II*, DØ note **4496** et P. Kumar Mal, M. Begel, M. Verzocchi et H. Schellman, *D0 Luminosity in Run 2 : Reconstructed*, DØnote **4438** et
[http ://www-d0.fnal.gov/phys_id/luminosity/presentations/tutorials.ps](http://www-d0.fnal.gov/phys_id/luminosity/presentations/tutorials.ps);
- [134] T. Edwards *et al.* , *The Updated DØ Luminosity Determination - Short summary*, DØ bote **4328**;
- [135] G. C. Blazey [D0 Collaboration], *The D0 run II trigger*, FERMILAB-CONF-97-395-E;
- [136] *Technical Design Report*,
[http ://www.pa.msu.edu/hep/d0/11/framework/index.htmlTDR_June98](http://www.pa.msu.edu/hep/d0/11/framework/index.htmlTDR_June98);
- [137] D. Edmunds, S. Gross, P. Laurens, J. Linnemann et R. Moore, *Technical Design Report for the Level 2 Global Processor*, DØ note **3402**;
- [138] R.Angstadt *et al.* , *The DZERO Level 3 Data Acquisition System"*, Transactions on Nuclear Science, Vol 51, No.3, 2004 (**454**) ;
- [139] T. Sjöstrand *et al.* , *High-Energy-Physics Event Generation with PYTHIA 6.1*, hep-ph/0010017, [http ://www.thep.lu.se/~torbjorn/Pythia.html](http://www.thep.lu.se/~torbjorn/Pythia.html);

- [140] H. Baer *et al.*, *ISAJET 7.69 : A Monte Carlo Event Generator for pp, $\bar{p}p$, and e^+e^- Reactions* hep-ph/0312045, <http://www.phy.bnl.gov/isajet/>;
- [141] M.L. Mangano *et al.*, *ALPGEN, a generator for hard multiparton processes in hadronic collisions* <http://mlm.home.cern.ch/mlm/alpgen/>;
- [142] R. Brun *et al.*, Simulation program for particle physics experiments, GEANT : user guide and reference manual, CERN DD 78-2 (1978)
<http://wwwasd.web.cern.ch/wwwasd/geant/>;
- [143] H. Greenlee, *The D0 Kalman Track Fit*, D0 Note 4303;
- [144] H. Greenlee, *The D0 Interacting propagator*, D0 Note 4293;
- [145] A. Khanov, *Measurement of the $t\bar{t}$ Production Cross Section at $\sqrt{s}=1.96$ TeV Using Lifetime Tagging* Thèse de Doctorat de l'Université de Rochester, (2004);
- [146] G. Hesketh, *Central Track Extrapolation Through the D0 Detector*, DØ Note 4079.
- [147] A. Garcia-Bellido, S. Lager, F. Rizatdinova, A. Schwartzman et G. Watts, *Primary Vertex certification in p14*, DØ Note 4320.
- [148] A. Schwartzman et M. Narain, *Probabilistic Primary Vertex Selection* DØ Note 4042 disponible sur
http://www-d0.fnal.gov/global_tracking/vertex.html
- [149] F. Beaudette et J.-F. Grivaz, *The Road Method (an algorithm for the identification of electrons in jets)*, DØ Note 3976;
- [150] L. Duflot *et al.*, *Search for Squarks and Gluino in the Jets + Missing ET Topology with the D0 Detector*, approuvé pour publication par l' EB-019;
- [151] S. Crepe-Renaudin *Energy corrections for geometry effects for electrons in Run II*, DØ Note 4023;
- [152] S. Kermiche, A. Mendès, M.-C. Cousinou et A. Cothenet, *Energy Scale studies and calibration of the D0 electromagnetic calorimeter using Z0 and J/Psi $\rightarrow e+e-$ Run II events*, DØ Note 4945;
- [153] G. Blazey *et al.*, *Run II Jet Physics*, DØ Note 3750;
- [154] E. Busato et B. Andrieu, *Jet Algorithm in the DØRun II Software : Description and User's Guide*, DØ Note 4457;
- [155] L. Sawyer et A.-L. Stone, *Missing ET Reconstruction : Variable and Methods*, DØ Note 3957. et
S. Trincas-Duvoid et P. Verdier, *Missing ET Reconstruction in p17*, DØ Note 4474.
- [156] C. Clement *et al.*, *MuonID Certification for p14*, DØ Note 4350.
- [157] http://www-d0.fnal.gov/computing/algorithms/muon/muon_algo.html
- [158] J.-L. Agram *et al.*, *"Jet Energy Scale at D0 Run II"*, DØ Note 4720, February 2005;
- [159] List of bad luminosity blocks :
http://www-clued0.fnal.gov/~pverdier/d0_private/MetRunSel/pass2_cert6.0.php;
- [160] J. Stark, communication privée;
- [161] Nikola Makovec and Jean-François Grivaz, *The Relative Data-Monte Carlo Jet Energy Scale*, DØ Note 4807, June 2005;
- [162] N. Makovec et J.-F. Grivaz, presentation au *DØTop Quark Mass Workshop*, 3 Décembre 2004;

- [163] <http://www-clued0.fnal.gov/~makovec/JES>;
- [164] Jiri Kvita, presentation in JES meeting, March 31, 2005;
- [165] A. Duperrin *et al.*, *Search for Direct Production of Scalar Bottom Quark at $D\bar{O}$* , en revue interne (2006);
- [166] M. Mulders *et al.*, *Top Mass Measurement with b-tagging and Jet Energy Scale Fit in the Lepton+Jets Channel using the Ideogram Method*, $D\bar{O}$ note 4802;
- [167] Nikola Makovec and Jean-François Grivaz, *Shifting, smearing and removing simulated jets*, $D\bar{O}$ Note 4914, Novembre 2005;
- [168] Nils Gollub: <http://www3.tsl.uu.se/~gollub/WIKI/jetrecoidwiki/WelcomePage.html>;
- [169] Nils Gollub, communication privée;
- [170] <http://www-clued0.fnal.gov/~makovec/JES/index.php>;
- [171] ALEPH, DELPHI, L3 et OPAL collaboration, *Search for the Standard Model Higgs Boson at LEP*, CERN-EP-2003-011;
- [172] N. Arkani-Hamed, S. Dimopoulos and G. R. Dvali, *The hierarchy problem and new dimensions at a millimeter*, Phys. Lett. B **429** (1998) 263 [arXiv :hep-ph/9803315];
- [173] G. F. Giudice, R. Rattazzi and J. D. Wells, *Quantum gravity and extra dimensions at high-energy colliders*, Nucl. Phys. B **544** (1999) 3 [arXiv :hep-ph/9811291];
- [174] CDF Collaboration, *Search for Extra Dimensions in Jets+Missing Energy in RunII*, Public Conference Note CDF 7896;
- [175] A. Zabi *et al.*, *A trigger for Jets and Missing E_T* , $D\bar{O}$ Note 4315;
- [176] A. Zabi *et al.*, *Jets + Missing E_T trigger improvement*, présentation donnée le 16 Avril 2004 à la réunion $D\bar{O}$ Trigger Board;
- [177] <http://d0db.fnal.gov/qualitygrabber/qualQueries.html>
- [178] V. Shary, *Calorimeter Cell Monitoring Tool*,
http://d0-france.in2p3.fr/WORKING_GROUPS/DQ/;
V. Shary, Proceedings de la conférence : XI International Conference on Calorimetry in High Energy Physics 2004, *Data Quality Monitoring for the $D\bar{O}$ Calorimeter*;
L. Duflot and V. Shary, *CALORIMETER DATA QUALITY MONITORING*, $D\bar{O}$ Note 4615;
- [179] C. Autermann, T. Hebbeker and Arnd Meyer, “*Search for resonant Slepton Production with 375pb^{-1}* ”, approved for publication by EB-032.
- [180] J. Campbell and K. Ellis, “*MCFM - Monte Carlo for FeMtobarn processes*”,
<http://mcfm.fnal.gov/>;
- [181] N. Kidonakis and R. Vogt, Int. Mod. Phys. **A19** (2004) 1793;
- [182] N. Makovec and J.-F. Grivaz, talk in Higgs/NP multijet meeting, January 19, 2006.
- [183] R. Hamberg *et al.*, Nucl. Phys. B359, 343 (1991); Erratum, ibid. B644, 403 (2002).
- [184] T. Nunnemann,
http://www-clued0.fnal.gov/~nunne/cross-sections/dy_cross-sections.html
- [185] N. Makovec and J.-F. Grivaz, talk in Higgs/NP multijet meeting, January 19, 2006.
- [186] S. Mrenna and P. Richardson, JHEP **0405** (2004) 040 [arXiv :hep-ph/0312274].

- [187] S. Hoche, F. Krauss, N. Lavesson, L. Lonnblad, M. Mangano, A. Schalicke and S. Schumann, arXiv :hep-ph/0602031.
- [188] M. Hohlfeld, *QCD background in the Jet+Met topology*, présentation donnée le 31 Janvier 2006 à la réunion *DØCalgo* ;
- [189] T. Junk, Nucl. Instrum. Methods A 434, 435 (1999) ;
- [190] A.L. Read, *Modified frequentist analysis of search results (The CLs Method)*, CERN-OPEN-2000-205, 81 ;
- [191] P. Lutz, *Méthode Statistiques et le Higgs à 115 GeV au LEP*, Cours donné à l'école de Gif (2001) ;
- [192] R. Brun et al., *Root : An Object-Oriented Data Analysis Framework* ;, <http://root.cern.ch/> ;
- [193] A. Zabi et al., *Search for Scalar leptoquarks in the Acoplanar Jet Topology*, DØ Notes 4580 and 4582, August 2004.
- [194] V. Buescher, J.-F. Grivaz, T. Nunnemann and M. Wobisch, *Conclusions of Mini-Workshop on PDF uncertainties and related topics*, DØNote 4618 ;
- [195] P. Verdier, communication privée ;
- [196] b-ID Certification Results for p14 Pass2,
http://www-d0.fnal.gov/phys_id/bid/d0_private/certification/p14Pass2/
- [197] K. Hanagi et J. Kasper, *Soft Lepton (muon) tagging method*,
www-d0.fnal.gov/phys_id/bid/d0_private/certification/p14Pass2/SLT/SLT_v1_1.html ;
- [198] D. Boline, L. Feligioni et M. Narain, *Update on b-quark jet identification with Secondary Vertex reconstruction using DØreco version p14-Pass2 Samples*, D0 Note 4796 ;
R. Demina et al., *Measurement of b-tagging efficiency and mis-tagging rates with CSIP method* D0 Note 4432 ;
- [199] L. Feligioni et al., *Update on p14 Certification for the CSIP and SVT b-quark Jet Identification Algorithms*, D0 Note 4838 ;
- [200] D. Bloch et B. Clément, *Update of the JLIP b-tagger Performance in p14/pass2 with JES 5.3*, D0 Note 4824 ;
D. Bloch et al., *Performance of the JLIP b-tagger in p14*, D0 Note 4348 ;

Résumé

Même si le modèle standard de la physique des particules est en parfait accord avec les mesures expérimentales, il n'est certainement pas la théorie ultime décrivant les particules et leurs interactions. Des signaux de nouvelle physique, pouvant être dus à la production par paire de leptoquarks se désintégrant en un quark et un neutrino ou à la production par paire de stops se désintégrant en un quark charmé et un neutralino (supposé être la particule supersymétrique la plus légère), ont été recherchés dans la topologie à jets et énergie transverse manquante. Ces recherches ont été effectuées avec le détecteur DØ situé auprès du collisionneur hadronique TeVatron dont l'énergie dans le centre de masse est de 1.96 TeV.

Ce type de recherche nécessite une bonne compréhension de la mesure de l'énergie des jets. La détermination de l'échelle relative d'énergie des jets a permis de réduire les erreurs systématiques liées à la mesure de l'énergie des jets lorsque l'on compare les données et la simulation. De plus, une nouvelle méthode de correction des jets simulés a été développée pour tenir compte des différences d'échelle d'énergie, de résolution en énergie et d'efficacité de reconstruction des jets entre les données et la simulation.

L'analyse des données, effectuée avec une luminosité intégrée de 310 pb^{-1} , n'a pas permis de mettre en évidence un excès. Cette absence de signal est interprétée en terme de limite sur la masse des particules : les leptoquarks de masse inférieure à 136 GeV et les stops de masse inférieure à 131 GeV, pour une masse de neutralino égale à 46 GeV, sont exclus avec un niveau de confiance de 95%.

Mots Clés : TeVatron
DØ
leptoquark
supersymétrie
stop
échelle d'énergie des jets

Abstract

Although the standard model of particle physics agrees perfectly with experimental data, it is unlikely the final theory describing particles and their interactions. New phenomena has been searched in the jets and missing transverse energy topology. Such phenomena may be due to the pair production of leptoquarks decaying into a quark and a neutrino or the pair production of stops decaying into a charm and a neutralino which is assumed to be the lightest supersymmetric particle. These searches have been performed with the DØ detector at hadronic collider TeVatron with a center of mass energy of 1.96 TeV.

This kind of searches needs a good understanding of the jet energy calibration. The determination of the relative jet energy scale has allowed us to reduce the systematic uncertainties on the jet energy measurement when comparing the data and the simulation. Moreover a new method has been developed in order to correct simulated jets for the differences observed in the jet energy scale, the jet energy resolution and the jet reconstruction efficiency between the data and the simulation.

The data analysis, performed with an integrated luminosity of 310 pb^{-1} , has not observed any excess. This result are interpreted in terms of limit on the mass of the particles : leptoquarks with a mass smaller than 136 GeV and stops with a mass smaller than 131 GeV, for a neutralino mass equal to 46 GeV, are excluded with 95% confidence level.

Keywords : TeVatron
DØ
leptoquark
supersymmetry
stop
jet energy scale