

THESE de DOCTORAT
de L'UNIVERSITE PIERRE ET MARIE CURIE

présentée par

Stefania Bordoni

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR EN SCIENCES
DE L'UNIVERSITE PIERRE ET MARIE CURIE

Spécialité :

La physique de la particule à la matière condensée (ED 389)

**Mesure de la section efficace de production des
quarks beaux et charmés à partir de leur
désintégration semi-leptonique en électrons avec
l'expérience ATLAS dans les collisions
protons-protons à $\sqrt{s} = 7$ TeV au LHC**

A soutenir le 16 septembre 2011 devant le jury composé de :

CACCIARI	Matteo	
DONEGA	Mauro	
MONTEIL	Stéphane	Rapporteur
PAIN	Reynald	
RIDEL	Mélissa	Directrice de thèse
SEEZ	Chris	Rapporteur
TRINCAZ-DUVOID	Sophie	Invitée



Table des matières

3	Introduction	1
4	1 Le contexte théorique et expérimental	5
5	1.1 Le modèle standard	5
6	1.1.1 Les constituants élémentaires	5
7	1.1.2 De l'électrodynamique quantique à la théorie électrofaible	7
8	1.1.3 La chromodynamique quantique	11
9	1.1.4 Le lagrangien du modèle standard	13
10	1.1.5 Le mécanisme de Higgs	14
11	1.1.6 La physique au delà du modèle standard	19
12	1.2 Le <i>Large Hadron Collider</i>	19
13	1.2.1 La physique auprès du LHC	19
14	1.2.2 Le <i>Large Hadron Collider</i>	20
15	1.2.3 La luminosité et quelques autres paramètres importants pour la prise de	
16	données	21
17	1.2.4 Le démarrage du LHC	24
18	2 Le détecteur ATLAS	27
19	2.1 Quelques généralités	28
20	2.2 Les champs magnétiques	29
21	2.3 Le détecteur interne	29
22	2.3.1 Le détecteur à pixels	32
23	2.3.2 Le détecteur à micro-pistes de silicium	32
24	2.3.3 Le trajectographe à radiations de transition	32
25	2.4 Les calorimètres	33
26	2.4.1 Les calorimètres à Argon Liquide	33
27	2.4.2 Le calorimètre hadronique à tuiles	40
28	2.5 Le spectromètre à muons	40
29	2.5.1 Chambres de détection	43
30	2.5.2 Chambres de déclenchement	43
31	2.6 Le système de déclenchement	44
32	2.7 Les performances du détecteur ATLAS	45
33	2.7.1 Le démarrage et les performances en 2010	45
34	3 Impact de la calibration de la chaîne de lecture électronique sur la recons-	
35	truction de l'énergie des cellules du calorimètre électromagnétique	51
36	3.1 L'électronique de lecture	51
37	3.1.1 L'électronique frontale	52

TABLE DES MATIÈRES

38	3.1.2	L'électronique arrière	54
39	3.2	La reconstruction de l'énergie des cellules	54
40	3.2.1	Signal de calibration et signal d'ionisation	55
41	3.2.2	Les runs de piédestaux ou <i>pedestal runs</i>	56
42	3.2.3	Les runs de délais ou <i>delay runs</i>	57
43	3.2.4	Les runs de rampe ou <i>ramp runs</i>	58
44	3.2.5	La technique du filtrage optimal ou de l' <i>Optimal Filtering</i>	59
45	3.2.6	Les coefficients de conversions	61
46	3.2.7	Stabilité des coefficients	61
47	3.3	Étude de l'impact des variations des constantes de calibration électronique sur la	
48		reconstruction de l'énergie des cellules	61
49	3.3.1	Stratégie d'analyse	63
50	3.3.2	Reconstruction de l'énergie vraie	64
51	3.3.3	Impact sur la reconstruction du signal de calibration	65
52	3.3.4	Impact sur la reconstruction du signal d'ionisation	73
53	3.3.5	Systématique de l'analyse	83
54	3.3.6	Étude des comportements non gaussiens	88
55	3.4	Conclusions	91
56	4	De la reconstruction des événements aux analyses de physique avec le détec-	
57		teur ATLAS	95
58	4.1	La reconstruction des objets	95
59	4.1.1	La reconstruction des traces	96
60	4.1.2	Reconstruction du vertex primaire	97
61	4.1.3	La reconstruction des électrons et des photons	98
62	4.1.4	La reconstruction des muons	99
63	4.1.5	La reconstruction des taus	101
64	4.1.6	La reconstruction des jets	101
65	4.1.7	La reconstruction de l'énergie transverse manquante E_T^{miss}	103
66	4.2	Un cas d'école : le taux de faux leptons dans des événements multi-jets simulés .	104
67	4.2.1	Méthode	105
68	4.2.2	Lot d'événements simulés	106
69	4.2.3	La sélection des objets physiques	106
70	4.2.4	Étude des extra-leptons	108
71	4.2.5	Estimation de la probabilité pour un jet de créer un extra-électron	114
72	4.2.6	Prédiction du taux de production des extra-électrons pour des événements	
73		$t\bar{t}$ hadronique	116
74	4.2.7	Prédiction du taux de production d'extra-électrons pour des événements	
75		di-jets	117
76	4.2.8	Courte revue des résultats pour les extra-muons	120
77	4.2.9	Conclusion	123
78	5	Calcul de la section efficace inclusive $b \rightarrow e$ en chromodynamique quantique	125
79	5.1	Des quarks b aux hadrons B	125
80	5.2	Prédictions théoriques	129
81	5.2.1	Traitement perturbatif	129
82	5.2.2	Traitement non-perturbatif	130
83	5.2.3	La méthode FONLL	136

84	5.3	Panorama des résultats récents de la section efficace de production $\sigma_{b\bar{b}}$: du Te-	
85		Vatron au LHC	138
86	5.3.1	Résultats auprès du TeVatron	139
87	5.3.2	Résultats auprès du LHC	142
88	5.4	Prédictions théoriques dans le cadre de l'analyse ATLAS	145
89	6	Mesure de la section efficace de production des électrons venant de la désin-	
90		tégration des quarks lourds	147
91	6.1	Mesure expérimentale d'une section efficace	147
92	6.2	Les lots de données réelles et simulées	148
93	6.2.1	Les données	148
94	6.2.2	La simulation	148
95	6.3	L'estimation de la composante du signal	149
96	6.3.1	La sélection des événements	149
97	6.3.2	La classification des électrons sélectionnés	152
98	6.4	La soustraction du bruit de fond	152
99	6.4.1	Les variables discriminantes	154
100	6.4.2	La méthode de la matrice	155
101	6.4.3	La méthode des <i>tuiles</i>	166
102	6.5	L'efficacité du signal	180
103	6.5.1	Efficacité de déclenchement	180
104	6.5.2	Efficacité de présélection	181
105	6.5.3	Efficacité d'identification	181
106	6.6	La mesure expérimentale de la section efficace de production des quarks lourds se	
107		désintégrant en électrons	201
108	6.6.1	Méthode	203
109	6.6.2	La problématique de l' <i>Unfolding</i>	203
110	6.6.3	Les incertitudes systématiques	204
111	6.6.4	Résultat de la mesure et discussion	211
112	6.6.5	Comparaison avec la mesure réalisée pour le canal muonique	211
113	6.7	Conclusions	212
114		Conclusion	219
115		Bibliographie	227

TABLE DES MATIÈRES

Introduction

117 Au cours de l'année 2009, le démarrage du collisionneur LHC (pour *Large Hadron Collider*),
118 situé auprès du Centre Européen pour la Recherche Nucléaire (CERN), a ouvert une nouvelle ère
119 pour la physique des particules. Cette machine gigantesque, les détecteurs et les programmes de
120 physique qui l'accompagnent, représentent à la fois un défi technologique, scientifique et humain
121 très ambitieux.

122 Après avoir réalisé des collisions avec une énergie dans le centre de masse de 900 GeV pendant
123 quelques mois à la fin de l'année 2009, le 30 mars 2010 le LHC a produit ses premières collisions à
124 7 TeV. Cette valeur d'énergie, supérieure d'au moins un facteur trois par rapport au collisionneur
125 précédent, le TeVatron, a fait du LHC l'accélérateur le plus puissant au monde. De plus, les
126 très bonnes performances de la machine, auxquelles elle est arrivée extrêmement rapidement ont
127 permis d'atteindre dès juin, les objectifs fixés pour la fin de l'année 2011 confirmant les véritables
128 prouesses de cet accélérateur.

129 Récemment, au début du mois de juin, la quantité de données enregistrées par les expériences
130 ATLAS et CMS a atteint une luminosité intégrée de 1 fb^{-1} . Cette quantité de données représente
131 une étape importante car elle permet de redécouvrir le modèle standard, d'exclure une bonne
132 partie des masses possibles auxquelles rechercher le boson de Higgs, pièce manquante de ce
133 modèle théorique, et permet également de progresser vers sa possible découverte.

134 De plus, avec cette luminosité intégrée, il devient également possible de rechercher une ré-
135 ponse aux points théoriques qui restent jusqu'à aujourd'hui irrésolus en explorant les différents
136 volets de la nouvelle physique.

137 La redécouverte du modèle standard auprès d'expériences telles qu'ATLAS (*A Toroidal LHC*
138 *Apparatus*), est capitale lors de cette période proche du démarrage. La mesure des propriétés des
139 particules telles que les bosons W , Z ou du quark top , très bien connues grâce aux expériences
140 de physique de particules précédentes, ou la mesure des sections efficaces de production de ces
141 processus, permettent de valider la connaissance complète du détecteur.

142 Une des premières mesures réalisées avec le détecteur ATLAS est la mesure de section efficace
143 de production inclusive des électrons venant de la désintégration des quarks lourds (quarks b et
144 c). En effet, elle nécessite fort peu de luminosité intégrée puisque l'erreur systématique devient
145 très vite dominante. C'est cette mesure réalisée avec 1.3 pb^{-1} qui est la thématique centrale de
146 cette thèse.

147 Pendant la période de démarrage, les électrons de basse impulsion transverse et non isolés
148 représentent la source la plus abondante de ces leptons disponible. L'étude du spectre inclusif,
149 qui est le premier pas vers une mesure de section efficace, permet de valider les connaissances sur
150 les performances du détecteur, acquises par les études sur la simulation ou par les expériences
151 de tests en faisceaux. En effet, la mise en évidence des électrons venant de la désintégration
152 des quarks lourds, par rapport aux bruits de fond dus aux électrons issus de conversions ou
153 aux hadrons mal identifiés, repose sur la qualité des performances du détecteur interne et du
154 calorimètre électromagnétique.

155 Du point de vue physique, cette mesure présente plusieurs intérêts : la connaissance des modes
156 de production des électrons au sein des collisions proton-proton est un pré-requis indispensable
157 pour toute mesure ou recherche de signal de physique impliquant un électron dans l'état final. De
158 plus, la mesure de la section efficace de production inclusive de ces particules peut être utilisée
159 pour valider et contraindre les prédictions théoriques qui restent aujourd'hui encore affectées
160 par une grande incertitude.

161 Le premier chapitre de cette thèse présente une courte revue du modèle standard qui est
162 le modèle théorique le plus actuel décrivant les composants élémentaires de la matière et leurs
163 interactions. Les thématiques de physique centrales pour les expériences auprès du LHC sont
164 discutées et un aperçu du collisionneur est aussi présenté.

165 Le deuxième chapitre est entièrement consacré au détecteur ATLAS, environnement expé-
166 rimental de ce travail de thèse. Chaque sous-détecteur est présenté et les performances attendues
167 par la simulation et mesurées sur les données sont exposées.

168 Le troisième chapitre présente les composantes de la chaîne d'électronique de lecture du
169 calorimètre électromagnétique et la procédure de reconstruction de l'énergie déposée dans une
170 cellule. D'excellentes performances de ce sous-détecteur, et une calibration optimale de sa chaîne
171 d'électronique sont fondamentales pour la reconstruction des objets électromagnétiques, tels
172 que les électrons. Une étude de la systématique liée à la procédure de calibration de la chaîne
173 électronique de lecture est présentée dans ce chapitre.

174 Dans le quatrième chapitre, les principaux algorithmes de reconstruction des objets sont
175 présentés. Une attention particulière est portée à la reconstruction des électrons. À ce propos,
176 une étude du taux de faux électrons qui peuvent être reconstruits dans des événements multi-jets
177 est présentée. Cette étude montre un exemple concret sur la façon dont les objets reconstruits
178 sont combinés au sein des analyses de physique, mais aussi sur les sources principales de mauvaise
179 identification des électrons. Elle a été réalisée sur la simulation, comme une répétition avant
180 l'arrivée des données mais dans un contexte bien plus simple d'électrons de plus grande énergie
181 transverse par rapport à ceux utilisés pour la mesure de section efficace.

182 Les chapitres 5 et 6 représentent le cœur de cette thèse. Le chapitre 5 présente un état de
183 l'art des prédictions théoriques concernant les calculs de section efficace de production inclusive
184 de leptons. En effet, les mesures de production de quarks b auprès des expériences ayant précédé
185 le LHC ont montré, dans un premier temps, un excès par rapport aux prédictions théoriques.
186 Cette incompatibilité entre les résultats expérimentaux et les prédictions théoriques a ensuite été
187 résolue à l'aide des améliorations obtenues des deux côtés. Un panorama des résultats obtenus
188 ces quinze dernières années pour les mesures de production inclusive de leptons venant de la
189 désintégration des quarks b est présenté ainsi que les résultats les plus récents obtenus par les
190 expériences du LHC.

191 Le chapitre 6 présente les étapes nécessaires pour effectuer la mesure de la section efficace
192 de production inclusive des électrons d'énergie transverse entre 7 et 26 GeV venant de la dés-
193intégration des quarks lourds (quarks beaux et charmés). Ce chapitre se divise en trois parties.
194 La première partie se focalise sur l'étude du spectre inclusif des électrons de basse impulsion
195 transverse : deux méthodes destinées à la mise en évidence des électrons venant de la désintégra-
196 tion des quarks lourds, par rapport aux bruits de fond, sont présentées. La deuxième partie du
197 chapitre concerne la mesure de l'efficacité du signal sélectionné sous tous ses aspects, c'est-à-dire
198 l'efficacité de déclenchement, de reconstruction et d'identification du signal. La troisième partie,
199 enfin, est consacrée à la mesure de la section efficace elle-même et à la comparaison de celle-
200 ci aux prédictions théoriques. Le résultat obtenu dans le canal électronique est aussi comparé

201 à celui obtenu dans le canal muonique. Grâce à ces mesures, l'importance de la resommation
202 des termes logarithmiques lors des prédictions théoriques proposée par la méthode FONLL est
203 montrée.

204 Chapitre 1

205 Le contexte théorique et 206 expérimental

207 La matière stable, le monde qui nous entoure, peuvent être décrits par un nombre fini de par-
208 ticules et de forces. La physique des particules a pour but de décrire ces constituants élémentaires
209 et leurs interactions. Une description cohérente des phénomènes d'interactions électrofaible et
210 forte est fournie par un modèle théorique appelé le *Modèle Standard* (MS dans la suite). Ce
211 modèle combine la théorie électrofaible de Glashow, Weinberg et Salam avec la chromodyna-
212 mique quantique (QCD), théorie décrivant l'interaction forte. Ce modèle se montre capable de
213 décrire tous les résultats et toutes les mesures de précision réalisées par les expériences à haute
214 énergie dans les dix dernières années. Cependant, le modèle standard reste incomplet, le boson
215 de Higgs, la particule associée au mécanisme de brisure de symétrie électrofaible, responsable
216 de l'attribution des masses aux particules, n'ayant pas encore été observée. Le modèle standard
217 n'inclut pas la gravitation.

218 Ce chapitre présente une revue des principaux aspects du modèle standard, en soulignant
219 les succès et les limites qui le caractérisent. A l'heure actuelle ce modèle n'a pas été mis en
220 défaut de manière significative même si quelques tensions existent. Par ailleurs, il laisse quelques
221 questions ouvertes. Pour ces raisons, d'autres modèles théoriques au-delà du modèle standard
222 ont été développés (on parle alors de "nouvelle physique"). Certains prédisent l'existence de
223 particules qui à ce jour n'ont pas encore été observées.

224 Tous ces modèles représentent avec le modèle standard, les thématiques qui pourront être
225 sondées auprès du grand collisionneur LHC. Les grands axes de recherche en physique de parti-
226 cules qui ont motivé la construction de ce nouveau collisionneur sont aussi introduits en fin de
227 chapitre avec les caractéristiques et performances de cette machine prometteuse.

228 1.1 Le modèle standard

229 Le modèle standard est le modèle théorique le plus actuel que les physiciens des particules
230 ont à leur disposition. C'est une théorie perturbative aux hautes énergies qui offre une élégante
231 description des caractéristiques des interactions faible et forte. De plus, grâce à sa formulation
232 invariante sous transformation de jauge, c'est une théorie renormalisable.

233 1.1.1 Les constituants élémentaires

234 La physique moderne des particules décrit les constituants élémentaires de la matière et leurs
235 interactions. A partir du spin de ces particules, deux grandes catégories peuvent être distinguées :

236 les fermions, de spin $s = 1/2$, qui représentent les particules de matière, et les bosons, de spin
 237 $s = 1$, qui véhiculent les différentes interactions entre les particules elles-mêmes.

238 **Les fermions**

239 Les fermions sont composés par deux sous-catégories : les leptons et les quarks. Toutes ces
 240 particules ressentent l'interaction électrofaible alors que seuls les quarks sont également sensibles
 241 à l'interaction forte. Cette dernière force fondamentale est responsable du fait que les quarks,
 242 au contraire des leptons, ne sont pas observables à l'état libre mais sont confinés à l'intérieur de
 243 structures plus complexes : les hadrons. Seul le quark *top* peut être étudié avant hadronisation
 244 car son temps de vie ($\tau_{top} \sim 10^{-25}$ s) est plus faible que le temps typique d'hadronisation
 245 ($\tau_{had} \sim 10^{-24}$ s).

246 Une autre classification est appliquée aux fermions : la génération (ou famille). Cette clas-
 247 sification se base sur la valeur de la masse des particules et l'instabilité qui en découle pour
 248 les particules les plus lourdes. On distingue trois familles de fermions : la première regroupe les
 249 constituants élémentaires de la matière ordinaire, qui sont stables et les plus légers. Les parti-
 250 cules appartenant à la deuxième et à la troisième famille ne peuvent être observées qu'auprès des
 251 expériences de haute énergie où elles peuvent être produites, ou par l'observation des produits
 252 d'interaction des rayons cosmiques avec l'atmosphère.

253 Les tables 1.1 et 1.2 résument les caractéristiques principales des fermions en accord avec les
 254 prédictions du modèle standard.

Génération	Saveur	Masse (GeV/c ²)	Charge ($\times e$)
Première famille	e (électron)	0.51110^{-6}	-1
	ν_e (neutrino électronique)	$< 210^{-9}$	0
Deuxième famille	μ (muon)	105.610^{-3}	-1
	ν_e (neutrino muonique)	$< 0.1910^{-3}$	0
Troisième famille	τ (tau)	1.77	-1
	ν_e (neutrino tauonique)	$< 18.210^{-3}$	0

TABLE 1.1 – *Caractéristiques des fermions du modèle standard. Les valeurs des masses citées sont celles données par le Particle Data Group [1].*

Génération	Saveur	Masse (GeV/c ²)	Charge ($\times e$)
Première famille	u (up)	$1.7 - 3.1 \times 10^{-3}$	2/3
	d (down)	$4.1 - 5.7 \times 10^{-3}$	-1/3
Deuxième famille	c (charm)	1.29	2/3
	s (strange)	100×10^{-3}	-1/3
Troisième famille	t (top)	172.9	2/3
	b (bottom)	4.19	-1/3

TABLE 1.2 – *Caractéristiques des quarks du modèle standard. Les valeurs des masses citées sont celles données par le Particle Data Group [1].*

255 **Les bosons**

256 Les bosons véhiculent les interactions entre les fermions. Les interactions décrites par le
 257 modèle standard sont au nombre de trois :

- 258 • **l'interaction électromagnétique** : elle agit sur toute particule ayant une charge élec-
 259 trique non-nulle. Le boson vecteur de cette interaction est le photon (γ), particule de
 260 charge et de masse nulle. La portée de l'interaction, étant inversement proportionnelle à
 261 la masse du boson vecteur, celle du photon est infinie.
- 262 • **l'interaction faible** : elle agit sur tous les fermions et est entre autre à l'origine de la
 263 désintégration β des noyaux. Les bosons vecteurs de cette interaction sont au nombre de
 264 trois : les bosons chargés W^\pm et le boson neutre Z^0 . Les masses de ces bosons sont de
 265 l'ordre de la centaine de GeV/c^2 et la portée de l'interaction est de quelques centièmes de
 266 fm ¹.
- 267 • **l'interaction forte** : elle agit sur les quarks et elle est responsable de la cohésion des
 268 noyaux atomiques, des nucléons et plus généralement des hadrons. Les bosons vecteurs de
 269 cette interaction sont les gluons. Ils sont au nombre de 8 et de masse nulle. La portée de
 270 cette interaction est cependant finie à cause de l'interaction des gluons entre eux.

271 L'interaction gravitationnelle, qui régit l'attraction entre deux corps massifs, n'est pas décrite
 272 par le modèle standard. Aucune théorie à l'heure actuelle n'est capable d'inclure cette quatrième
 273 interaction fondamentale dans un formalisme qui englobe la description des trois autres forces.

274 La table 1.3 résume les caractéristiques principales des bosons en accord avec les prédictions
 275 du modèle standard.

Interaction	Boson	Charge ($\times e$)	Masse	Portée
électromagnétique	photon (γ)	0	0	infinie
faible	W^\pm	± 1	80.4 GeV	quelques fm
	Z^0	0	91.2 GeV	
forte	gluons (g)	0	0	$\sim 10^{-2}$ fm

TABLE 1.3 – *Caractéristiques des bosons médiateurs des trois interactions décrites par le modèle standard. Les valeurs des masses citées sont celles données par le Particle Data Group [1].*

276 1.1.2 De l'électrodynamique quantique à la théorie électrofaible

277 1.1.2.1 L'électrodynamique quantique

278 Les constituants élémentaires de la matière sont des particules de spin $s = 1/2$ dont la
 279 dynamique est décrite par une théorie quantique (en raison de leur taille) relativiste (en raison
 280 de leur énergie) des champs.

281 Dans la théorie quantique des champs, un champ fermionique libre de masse m est décrit à
 282 l'aide d'un spineur $\psi(x)$ obéissant à l'équation de Dirac :

$$(i\gamma^\mu \partial_\mu - m) \psi(x) = 0 \quad (1.1)$$

283 où γ^μ représente les matrices de Dirac. Chaque composante du spineur $\psi(x)$ est fonction des
 284 coordonnées spatio-temporelles x . Le champ fermionique $\psi(x)$ ainsi décrit, peut par exemple
 285 représenter le champ d'électrons.

1. Le femtomètre (fm) correspond à 10^{-15} m.

286 L'équation (1.1), décrit une particule libre de masse m comme le lagrangien :

$$\mathcal{L}_0 = i\overline{\psi(x)}\gamma^\mu\partial_\mu\psi(x) - m\overline{\psi(x)}\psi(x) \quad (1.2)$$

287 où $\overline{\psi(x)}$ est l'adjoint de Dirac de $\psi(x)$.

288 Le lagrangien \mathcal{L}_0 (voir équation 1.2) décrit un champ libre, c'est-à-dire un champ qui ne
289 ressent aucune interaction. Les interactions, en théorie quantique de champs, sont typiquement
290 introduites à l'aide de transformations de jauge locales qui laissent invariante la physique sous-
291 jacente.

292 Si une transformation de jauge locale est applique au champ fermionique ψ :

$$\psi(x) \rightarrow \psi'(x) \equiv e^{i\alpha(x)}\psi(x) \quad (1.3)$$

293 où $\alpha(x)$ est une fonction arbitraire qui caractérise la transformation locale, le lagrangien
294 donné par l'équation 1.2 n'est plus invariant sous la symétrie U(1). L'invariance peut être par-
295 tiellement restaurée en introduisant un champ $A_\mu(x)$ de spin $s = 1$ qui se transforme selon :

$$A_\mu(x) \rightarrow A'_\mu(x) \equiv A_\mu(x) - \frac{1}{e}\partial_\mu\alpha(x) \quad (1.4)$$

296 où e est une constante sous la même symétrie U(1). L'invariance du lagrangien 1.2 sous la
297 transformation 1.3 est ré-obtenue si la dérivée ordinaire ∂_μ est remplacée par la dérivée covariante
298 D_μ qui utilise le champ $A_\mu(x)$:

$$D_\mu(x) \equiv \partial_\mu + ieA_\mu(x) \quad (1.5)$$

299 Le lagrangien est alors de la forme² :

$$\mathcal{L} = i\bar{\psi}\gamma^\mu D_\mu\psi - m\bar{\psi}\psi \quad (1.6)$$

$$= \underbrace{\bar{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi}_{\text{particule libre}} - \underbrace{eA_\mu\bar{\psi}\gamma^\mu\psi}_{\text{couplage au champ } A_\mu} \quad (1.7)$$

300 Ce lagrangien ne décrit plus simplement un champ libre, mais aussi ses interactions avec un
301 champ de jauge (A_μ).

302 Pour que la description d'un système de particules en interaction avec un champ soit com-
303 plète, il faut introduire dans le lagrangien la cinématique de ce nouveau champ.

304 La cinématique du champ A_μ est décrite par les équations de Maxwell, et le terme invariant
305 de jauge qu'il faut considérer est le tenseur $F^{\mu\nu}$ du champ A_μ défini par :

$$F^{\mu\nu} = \partial^\mu A^\nu - \partial^\nu A^\mu \quad (1.8)$$

306 Cela conduit au lagrangien :

$$\mathcal{L} = \underbrace{\bar{\psi}(i\gamma^\mu\partial_\mu - m)\psi}_{\text{particule libre}} - \underbrace{eA_\mu\bar{\psi}\gamma^\mu\psi}_{\text{couplage au champ } A_\mu} - \underbrace{\frac{1}{4}F^{\mu\nu}F_{\mu\nu}}_{\text{cinématique du champ}} \quad (1.9)$$

307 Il faut remarquer que le terme de masse pour le champ A_μ de forme $m_\gamma^2 A_\mu A^\mu$ n'apparaît
308 pas. En effet, un tel terme briserait l'invariance de jauge locale U(1) décrite ci-dessus. Le champ
309 A_μ doit donc être sans masse.

2. Dans la suite du chapitre la dépendance en x de champs est considérée implicite.

310 Le lagrangien 1.9 est le lagrangien dit de “Électro-Dynamique Quantique” (QED, de l’anglais
 311 *Quantum Electrodynamics*). Il décrit l’interaction de fermions (électrons) avec un champ de jauge
 312 qui peut être identifié au photon. L’intensité de l’interaction est proportionnelle à la constante
 313 e , qui est interprétée comme la charge électrique. Expérimentalement la limite pour la masse du
 314 photon est posée à $m_\gamma < 6 \cdot 10^{-18}$ eV [1].

315 1.1.2.2 La théorie électrofaible

316 Dans les années 1954, Yang et Mills ont démontré qu’il est possible de généraliser l’étude
 317 précédente à toute symétrie continue [2]. C’est le cas par exemple des symétries SU(2) et SU(3),
 318 symétries qui permettent de décrire les interactions faible et forte. Comme pour la théorie d’élec-
 319 trodynamique quantique, décrite à l’aide d’une théorie de jauge basée sur le groupe de symétrie
 320 U(1), il est possible de construire des structures analogues pour ces deux autres interactions
 321 fondamentales.

322 La construction de la théorie d’interaction faible a été développée en se basant sur un certain
 323 nombre d’observations expérimentales. Par exemple, en 1956 C.S. Wu [3] à la suite de ses études
 324 sur la désintégration β du Cobalt 60, conclut que l’interaction faible agit différemment selon la
 325 chiralité du champ fermionique. La chiralité est une propriété du champ, invariante sous une
 326 transformation de Lorentz, définie par l’opérateur γ^5 qui est le produit des matrices de Dirac
 327 γ^μ . Dans le cas de particules sans masse, cette propriété correspond à l’hélicité, définie comme
 328 la projection du spin sur la direction de l’impulsion. Une particule est dite d’hélicité *droite* (R
 329 pour *right* en anglais) si la projection est positive, et *gauche* (L pour *left* en anglais) si elle est
 330 négative³.

331 Les études de C.S. Wu conclurent à la violation maximale de la parité par l’interaction
 332 faible et d’autres expériences dont le but était l’étude de la dispersion angulaire et en énergie
 333 des produits de désintégrations telles que $\mu^- \rightarrow e^- \bar{\nu}_e \nu_\mu$ ou $n \rightarrow p e^- \bar{\nu}_e$ confirmèrent cette
 334 violation : seuls les fermions de chiralité gauche (antifermions de chiralité droite) ressentent
 335 l’interaction faible.

336 De même que dans le cas de la QED, qui peut être décrite à l’aide de l’invariance de jauge sous
 337 une symétrie U(1), l’interaction faible est décrite par une théorie de jauge basée sur une symétrie
 338 SU(2)_L, ou l’indice inférieur souligne que seuls les fermions de chiralité gauche ressentent cette
 339 interaction. Un nouveau nombre quantique, l’isospin faible, est défini et est conservé par cette
 340 nouvelle symétrie. Les fermions gauches sont alors décrits sous la forme de doublets avec un
 341 isospin faible $T = 1/2$ et à chaque composante de ce doublet correspond une projection $T_3 =$
 342 $\pm 1/2$. Les fermions droits, n’étant pas sensibles à l’interaction faible, sont alors décrits par des
 343 singlets d’isospin faible nul ($T = 0$).

344 Les leptons sont ainsi représentés de la façon suivante :

$$\psi_1 = \begin{pmatrix} \nu_e \\ e^- \end{pmatrix}_L, \quad \psi_2 = \nu_{eR}, \quad \psi_3 = e^-_R \quad (1.10)$$

345 et les quarks sont décrits par :

$$\psi_1 = \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}_L, \quad \psi_2 = u_R, \quad \psi_3 = d_R \quad (1.11)$$

3. Les fermions droits ont ainsi le spin orienté selon la même direction que l’impulsion, les fermions gauches dans la direction opposée.

346 Dans le cadre du modèle standard, les neutrinos n'interagissent que par interaction faible.
 347 Mais, comme celle-ci ne se couple qu'aux fermions gauches, les neutrinos droits ne sont pas
 348 prévus par la théorie que l'on discute ici.

349 Dans les années 1960, Glashow, Weinberg et Salam [4, 5] ont introduit un groupe de jauge
 350 permettant l'unification de la théorie électromagnétique et faible. C'est le groupe $SU(2)_L \times U(1)_Y$.
 351 L'indice inférieur Y du groupe $U(1)_Y$ est une nouvelle grandeur conservée appelée *hypercharge*.
 352 Cette grandeur dépend de la charge électrique Q et l'isospin faible Y à travers la relation de
 353 Gell-Mann [6] Nishijima [7] :

$$\frac{Y}{2} = Q - T_3 \quad (1.12)$$

354 La symétrie de jauge $SU(2)_L \times U(1)_Y$ introduit deux constantes de couplage g et g' et quatre
 355 champs de jauge : W_μ^a (avec $a = 1, 2, 3$) liés au groupe $SU(2)_L$ et le champ B_μ lié au groupe
 356 $U(1)_Y$.

357 Le lagrangien de la théorie électrofaible s'écrit alors ainsi :

$$\mathcal{L}_{EW} = \sum_{j=1}^3 i\bar{\psi}_j \gamma^\mu D_\mu \psi_j - \frac{1}{4} W_{\mu\nu}^a W_a^{\mu\nu} - \frac{1}{4} B_{\mu\nu} B^{\mu\nu} \quad (1.13)$$

358 où l'indice j indique le champ fermionique ψ_1, ψ_2 ou ψ_3 . La dérivée covariante D_μ est de la
 359 forme :

$$D_\mu \psi_j = [\partial_\mu - ig \frac{\sigma_a}{2} W_\mu^a \delta_{1j} - ig' \frac{Y_j}{2} B_\mu] \psi_j \quad (1.14)$$

360 où σ^a (avec $a = 1, 2$ ou 3) sont les générateurs du groupe de symétrie $SU(2)$ donnés par les
 361 matrices de Pauli (voir équation 1.15) et Y_j est l'hypercharge pour le champ de jauge ψ_j .

$$\sigma_1 = \begin{pmatrix} 0 & 1 \\ 1 & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_2 = \begin{pmatrix} 0 & -i \\ i & 0 \end{pmatrix}, \quad \sigma_3 = \begin{pmatrix} 1 & 0 \\ 0 & -1 \end{pmatrix} \quad (1.15)$$

362 La dérivée covariante (voir équation 1.14) a une forme différente selon le champ ψ_j sur lequel
 363 elle agit. En effet le deuxième terme (associé à la symétrie $SU(2)_L$) n'existe que pour les doublets
 364 gauches car δ_{1j} est non-nul seulement si $j = 1$. Le troisième terme (associé à la symétrie $SU(1)_Y$),
 365 au contraire, agit sur les deux chiralités.

366 Il se trouve que les quatre bosons de jauge qui apparaissent dans le lagrangien ci-dessus ne
 367 sont pas observables directement, car ils ne sont des états propres ni de l'interaction électroma-
 368 gnétique, ni de l'interaction faible. Toutefois, la combinaison linéaire des champs de jauge W_μ^1
 369 et W_μ^2 permet de retrouver, les deux bosons physiques qui décrivent les interactions par courant
 370 chargé :

$$W_\mu^+ = (W_\mu^1 - W_\mu^2)/\sqrt{2} \quad (1.16)$$

$$W_\mu^- = (W_\mu^1 + W_\mu^2)/\sqrt{2} \quad (1.17)$$

371 et la combinaison des bosons de jauge W_μ^3 et B_μ permet de retrouver les bosons physiques
 372 décrivant les interactions par courant neutre :

$$A_\mu = \cos \theta_w B_\mu + \sin \theta_w W_\mu^3 \quad (1.18)$$

$$Z_\mu = -\sin \theta_w B_\mu + \cos \theta_w W_\mu^3 \quad (1.19)$$

373 L'angle θ_w est appelé l'angle de mélange de Weinberg, dont la définition est liée aux constantes
 374 de couplages g et g' du groupe de symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$ par les relations :

$$\sin \theta_w = \frac{g}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad (1.20)$$

$$\cos \theta_w = \frac{g'}{\sqrt{g^2 + g'^2}} \quad (1.21)$$

375 1.1.3 La chromodynamique quantique

376 L'interaction forte est décrite par la théorie appelée chromodynamique quantique (QCD, de
 377 l'anglais *Quantum ChromoDynamics*). Comme pour le cas de l'interaction faible, cette théorie
 378 a été développée afin de pouvoir expliquer les observations expérimentales. Pendant longtemps,
 379 on a cru qu'il était possible de construire l'ensemble des hadrons (mésons et baryons) en utili-
 380 sant seulement la saveur des quarks (particules introduites par Gell-Mann et Zweig [8]). Mais
 381 l'observation de la particule Δ^{++} , hadron de spin $s = 3/2$ composé de trois quarks u , dans l'état
 382 $|\Delta^{++} \uparrow\rangle = |u \uparrow u \uparrow u \uparrow\rangle$ a remis en cause le principe de Pauli car ce hadron est totalement
 383 symétrique en saveur et en spin.

384 L'apparent paradoxe fut résolu seulement quinze ans après l'observation de la résonance
 385 Δ^{++} lorsqu'en 1965 Bogolubov, Struminsky et Tavkhelidze proposèrent l'introduction d'un nou-
 386 veau nombre quantique pour les quarks : la couleur. Dans le modèle proposé, les quarks peuvent
 387 prendre trois couleurs (par convention rouge, bleu et vert). Ainsi, il apparait un nouveau degré
 388 de liberté dont il faut tenir compte dans la construction des hadrons avec la contrainte que seuls
 389 les hadrons "non-colorés" sont observables dans la nature.

390 Suite à l'introduction de la couleur, la description des interactions entre les quarks est possible
 391 avec la théorie des groupes en utilisant la symétrie $SU(3)_C$ pour laquelle chaque saveur des quarks
 392 (notée f dans la suite) est représentée par un triplet de couleur $q_f^t = (q_f^{\text{rouge}} \ q_f^{\text{vert}} \ q_f^{\text{bleue}})$. La
 393 construction de la théorie QCD est très similaire à celle présentée pour le cas de la QED [9]. Le
 394 lagrangien pour un triplet de quark libre d'une certaine saveur f s'écrit :

$$\mathcal{L}_{0,QCD} = \sum_f \bar{q}_f (i\gamma^\mu \partial_\mu - m_f) q_f, \quad (1.22)$$

395 L'introduction d'une dérivée covariante permet de préserver la symétrie par rapport à une
 396 transformation locale et, en même temps, introduit huit générateurs (T^a avec $a = 1, \dots, 8$),
 397 une constante de couplage g_s universelle pour tous les quarks et 8 champs de jauge (G_μ^a) qui
 398 représentent les bosons vecteurs de l'interaction forte : les gluons. La dérivée covariante pour le
 399 groupe non-abélien $SU(3)_C$ s'écrit ainsi :

$$D_\mu = \partial_\mu - ig_s \frac{T^a}{2} G_\mu^a \quad (1.23)$$

400 Le lagrangien de l'interaction forte, une fois inclus les termes exprimant la cinétique des
 401 gluons, s'écrit :

$$\begin{aligned}
 \mathcal{L}_{QCD} &= -\frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu} + \sum_f \bar{q}_f (i\gamma^\mu D_\mu - m_f) q_f & (1.24) \\
 &= - \underbrace{\frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu}}_{\text{cinétique des gluons}} + \underbrace{\sum_f \bar{q}_f (i\gamma^\mu \partial_\mu - m_f) q_f}_{\text{quarks libres } (\mathcal{L}_{0,QCD})} - \underbrace{ig_s G_a^\mu \sum_f \bar{q}_f^\alpha \gamma_\mu \left(\frac{T^a}{2}\right)_{\alpha\beta} q_f^\beta}_{\text{interaction quarks-gluons}}
 \end{aligned}$$

402 Le terme cinétique relatif au champ des gluons $(-\frac{1}{4}G_{\mu\nu}^a G_a^{\mu\nu})$ qui est introduit dans le la-
 403 grangien 1.25 fait intervenir les tenseurs :

$$G_{\mu\nu}^a = \partial_\mu G_\nu^a - \partial_\nu G_\mu^a - g_s f^{abc} G_\mu^b G_\nu^c \quad (1.25)$$

404 où f^{abc} sont les constantes de structure du groupe $SU(3)_C$ définies par la relation de struc-
 405 ture : $[T^a, T^b] = i f^{abc} T^c$. Le dernier terme de l'équation 1.25 reflète une particularité de l'in-
 406 teraction forte : les bosons vecteurs de l'interaction sont chargés au sens de la couleur. Cette
 407 caractéristique unique des gluons comporte des effets remarquables : les gluons peuvent interagir
 408 entre eux. Ainsi, il est possible d'avoir des vertex à trois ou quatre gluons comme cela est montré
 409 figure 1.1. C'est dans cette interaction des gluons entre eux que les origines du confinement des
 410 quarks et de la liberté asymptotique peuvent être recherchées.

411 La constante de couplage fort

412 Pour pouvoir décrire les particularités de l'interaction forte issues de la dépendance en énergie
 413 de la constante de couplage, il est nécessaire d'introduire le concept de *renormalisation* de
 414 la théorie. Cette procédure de renormalisation n'est pas une exclusivité de la QCD, elle est
 415 couramment utilisée dans le cadre du modèle standard pour les théories décrivant les interactions
 416 électromagnétique et faible et a déjà été mentionnée en début de chapitre.

417 Les amplitudes de transition physiques ne peuvent pas être calculées à l'heure actuelle de
 418 façon exacte. En conséquence, quand cela est possible, les calculs sont menés à l'aide de dé-
 419 veloppements perturbatifs. Les termes d'ordre supérieur à 1 amènent à des divergences dans
 420 les calculs théoriques. Lorsqu'un processus est calculé à une échelle d'énergie donnée (échelle
 421 de renormalisation), la redéfinition des paramètres de la théorie en fonction de l'énergie per-
 422 met d'absorber les divergences introduites par les termes du développement perturbatif d'ordre
 423 supérieur : c'est la procédure dite de "renormalisation". En faisant varier l'échelle en énergie
 424 à laquelle le calcul est mené, les paramètres tels que la constante de couplage de la théorie
 425 changent, mais les observables physiques restent identiques. La constante de couplage "initiale"
 426 est ainsi remplacée par une constante de couplage effective qui dépend de l'échelle à laquelle le
 427 processus est sondé.

428 Dans le cas de la QCD, par analogie à la QED, la constante de couplage forte, est exprimée
 429 comme suit :

$$\alpha_s = \frac{g_s^2}{4\pi} \quad (1.26)$$

430 et a une évolution logarithmique avec l'énergie :

$$Q^2 \frac{\partial \alpha_s}{\partial Q^2} = \frac{\partial \alpha_s}{\partial \ln Q^2} = \beta(\alpha_s) \quad (1.27)$$

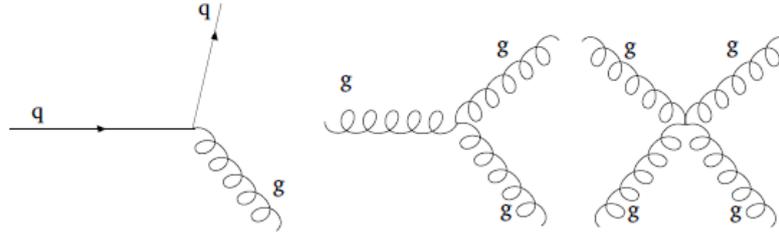


FIGURE 1.1 – Principaux diagrammes de Feynman des vertex introduits par le lagrangien d'interaction forte.

431 où la fonction $\beta(\alpha_s)$ qui exprime la dépendance en énergie de la constante de couplage est
 432 définie comme :

$$\beta(\alpha_s) = -\alpha_s(b_0 + b_1\alpha_s + b_2\alpha_s^2 + \dots) \quad (1.28)$$

433 La particularité des vertex d'auto-interaction des gluons introduit un comportement différent
 434 de la QED dans les graphes de Feynman d'ordre supérieur à 1. En effet aux ordres supérieurs à
 435 1 du développement perturbatif, pour une échelle de renormalisation μ^2 et un moment transféré
 436 Q^2 , la constante de couplage α_s prend la forme :

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{\alpha_s(\mu^2)}{1 + \frac{\alpha_s(\mu^2)}{4\pi} b_0 \ln\left(\frac{Q^2}{\mu^2}\right) + \mathcal{O}(\alpha_s^2)} \quad (1.29)$$

437 et le coefficient b_0 est défini par :

$$b_0 = -\frac{2}{3}N_f + \frac{11}{3}N_c \quad (1.30)$$

438 où N_f est le nombre de saveurs et N_c est le nombre de couleurs. Dans le cadre du modèle
 439 standard, comme $N_f = 6$ et $N_c = 3$, la fonction b_0 est positive et égale à 7. C'est-à-dire que
 440 pour la QCD lorsque le moment transféré Q^2 augmente, la constante de couplage diminue.
 441 C'est le phénomène dit de *liberté asymptotique* qui fait que la chromodynamique quantique est
 442 une théorie quasi-libre à très courte distance. En conséquence le développement perturbatif est
 443 permis lorsque le moment transféré est élevé.

444 Au contraire, comme aucun quark n'a pas été observé isolé, le couplage doit devenir très fort
 445 lorsque le moment transféré est faible. Cet effet est couramment appelé *confinement*. A cause
 446 de cette intensité de la constante de couplage, les quarks sont confinés en une structure : les
 447 hadrons.

448 La connaissance actuelle de la dépendance en énergie de la constante de couplage fort α_s
 449 est résumée figure 1.2 [10]. Les calculs théoriques y sont comparés aux résultats expérimentaux
 450 obtenus par différentes expériences à différentes énergies.

451 1.1.4 Le lagrangien du modèle standard

452 La combinaison de la théorie électrofaible et de la QCD permet de construire un modèle
 453 capable de décrire les interactions électrofaible et forte. Ce modèle est décrit par le groupe de
 454 symétrie de jauge $SU(3)_C \times SU(2)_L \times U(1)_Y$, où le premier groupe est lié au nombre quantique
 455 de la couleur C , le deuxième à l'isospin des particules gauches (L) et le troisième à l'hypercharge
 456 (Y).

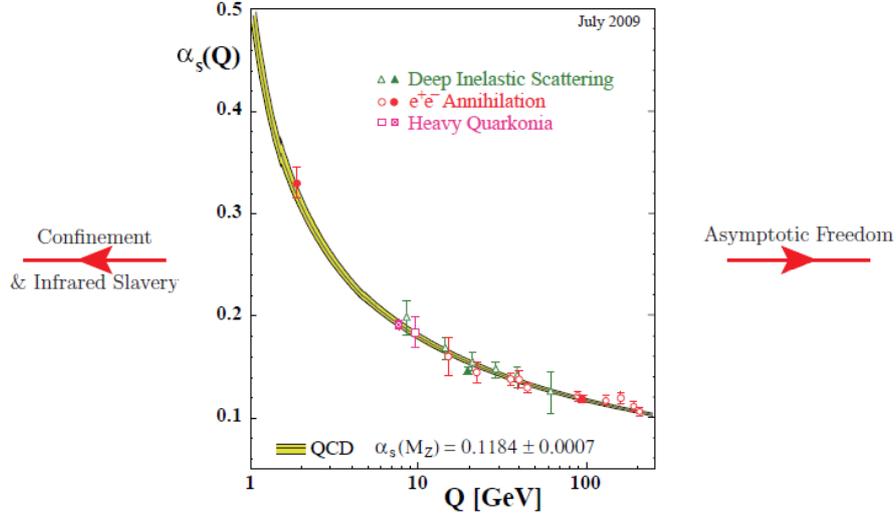


FIGURE 1.2 – Dépendance en énergie de la constante de couplage fort α_s [10]. L'évolution de la constante prédite par les calculs théoriques (bande jaune) est comparée aux résultats expérimentaux.

457 Un des plus grand succès du modèle standard a été la découverte des courants neutres
 458 prédits par la théorie électrofaible, grâce à l'expérience Gargamelle au CERN en 1973, ainsi que
 459 l'observation des bosons W et Z en 1984 grâce aux expériences UA1 et UA2 au CERN [11, 12].
 460 Cependant le lagrangien du modèle standard ne prévoit pas de particules massives. Cela est
 461 vrai dans le cas du photon et des gluons, mais est en forte contradiction avec les observations
 462 expérimentales pour les fermions, les quarks et les bosons W et Z . De plus, des termes de
 463 masse pour ces particules ne peuvent pas être ajoutés sans briser l'invariance de jauge assurée
 464 par le modèle et l'éventuel abandon de cette invariance causerait la non-renormalisabilité de la
 465 théorie. L'application d'un mécanisme, dit "mécanisme de Higgs", permet de résoudre ce conflit :
 466 les termes de masses sont introduits et les symétries de jauge conservées.

467 1.1.5 Le mécanisme de Higgs

468 Le mécanisme utilisé pour rajouter des masses aux particules (bosons et fermions) dans le
 469 modèle standard a été proposé en 1964 par Higgs, Brout et Englert [13] : il s'agit du mécanisme
 470 de Higgs.

471 Un exemple simple pour illustrer la brisure spontanée de symétrie consiste à prendre le cas
 472 d'un champ scalaire complexe ϕ dont le lagrangien (\mathcal{L}) et le potentiel ($V(\phi)$) sont décrits par :

$$\mathcal{L} = \partial_\mu \phi^\dagger \partial^\mu \phi - V(\phi), \quad V(\phi) = \mu^2 \phi^\dagger \phi + \lambda (\phi^\dagger \phi)^2 \quad (1.31)$$

473 où μ est homogène à une masse et λ est un paramètre d'auto-couplage sans dimension positif.
 474 Le lagrangien est invariant sous une transformation globale du champ :

$$\phi(x) \rightarrow \phi' \equiv e^{i\theta} \phi(x) \quad (1.32)$$

475 L'état fondamental de ce système dépend du signe de μ^2 :

476 – $\mu^2 > 0$: seul le minimum trivial ($\phi = 0$) existe. La forme de ce potentiel est illustrée
 477 figure 1.3(a) ;

478 – $\mu^2 < 0$: le potentiel prend une forme dite “de chapeau mexicain” (voir figure 1.3(b)) et le
 479 minimum est atteint par les champs pour lesquels les relations suivantes sont vérifiées :

$$|\phi_0|^2 = \sqrt{\frac{-\mu^2}{2\lambda}} \equiv \frac{v}{\sqrt{2}} \quad \text{et} \quad V(\phi_0) = -\frac{\lambda}{4}v^4 \quad (1.33)$$

480 où v est la valeur du champ de Higgs dans le vide (*vacuum expectation value* ou *vev*). Cela
 481 signifie qu’il y a une infinité de minima possibles dues à l’invariance du lagrangien par
 482 la transformation de phase telle que celle montrée par l’équation 1.32, correspondant aux
 483 différentes phases θ . Le cercle dans le plan (φ_1, φ_2) , indiqué figure 1.3 montre cette infinité
 484 de minima possibles. En choisissant une valeur particulière de θ pour l’état fondamental,
 485 par exemple $\theta = 0$, la symétrie est spontanément brisée, car la symétrie $U(1)$ n’est plus
 486 respectée.

487 Si on paramétrise les excitations par rapport à l’état fondamental en utilisant deux champs
 488 réels φ_1 et φ_2 par :

$$\phi(x) = \frac{1}{\sqrt{2}}(v + \varphi_1(x) + i\varphi_2(x)) \quad (1.34)$$

489 le potentiel prend la forme :

$$V(\phi) = V(\phi_0) + -\mu^2\varphi_1^2 + \lambda v\varphi_1(\varphi_1^2 + \varphi_2^2) + \frac{\lambda}{4}(\varphi_1^2 + \varphi_2^2)^2 \quad (1.35)$$

490 L’expression du potentiel met en évidence que le champ φ_1 est massif et de masse μ^2 , alors
 491 que le champ φ_2 est de masse nulle. Le fait que la brisure spontanée de symétrie introduit
 492 un champ non massif est facile à interpréter : dans le cas de $\mu^2 < 0$ le champ φ_2 décrit des
 493 oscillations autour de l’état fondamental dans une direction selon laquelle le potentiel est plat.
 494 Ainsi, les oscillations se font sans dépense d’énergie ce qui correspond à une particule de masse
 495 nulle. La présence d’excitations de masse nulle, lors d’une brisure spontanée d’une symétrie
 496 continue, est un résultat général du théorème de Goldstone [14].

497 Ce mécanisme de brisure de symétrie peut être utilisé pour générer les masses des bosons de
 498 jauge et des fermions. Soit $\phi(x)$ un doublet de $SU(2)_L$ de champs scalaires complexes :

$$\phi(x) = \begin{pmatrix} \phi^{(+)}(x) \\ \phi^{(0)}(x) \end{pmatrix} \quad (1.36)$$

499 dont l’hypercharge est 1. Pour ce doublet, le lagrangien s’écrit :

$$\mathcal{L} = (D_\mu\phi)^\dagger(D^\mu\phi) - \mu^2\phi^\dagger\phi - \lambda(\phi^\dagger\phi)^2 \quad (\lambda > 0, \mu^2 < 0) \quad (1.37)$$

500 où la dérivée covariante est définie par :

$$D_\mu = \partial_\mu + ig_2\frac{\sigma_a}{2}W^a + ig_2\frac{Y}{2}B_\mu \quad (1.38)$$

501 Le potentiel a une forme très similaire à celle présentée équation 1.35 et comme précédem-
 502 ment, il existe un nombre infini d’état d’énergie minimaux satisfaisant la condition :

$$\langle 0|\phi|0 \rangle = \begin{pmatrix} 0 \\ \frac{v}{\sqrt{2}} \end{pmatrix} = \sqrt{\frac{-\mu^2}{2\lambda}} \quad \text{avec} \quad v = \sqrt{-\frac{\mu^2}{2\lambda}} > 0 \quad (1.39)$$

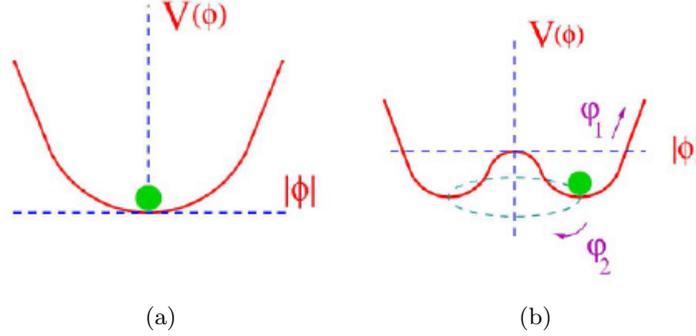


FIGURE 1.3 – Forme du potentiel de champ de Higgs : à gauche dans le cas où $\mu^2 > 0$, à droite dans le cas où $\mu^2 < 0$. Dans le cas de droite, un nombre infini de minima existe. L'adoption par le système d'une valeur particulière, parmi l'infinité des possibles, engendre une brisure spontanée de la symétrie.

503 Une fois qu'une valeur de l'état fondamental est choisie, la symétrie $SU(2)_L \times U(1)_Y$ est brisée
 504 spontanément en $U(1)_{\text{QED}}$. En conséquence du théorème de Goldstone, des états de masse nulle
 505 vont apparaître. On remarque que la composante $\phi^{(+)}$ du champ ϕ est nulle, garantissant ainsi
 506 que le vide est électriquement neutre.

507 La paramétrisation des oscillations du champ ϕ autour de l'état fondamental peut se faire
 508 de la façon suivante :

$$\phi(x) = e^{i\frac{\sigma_i}{2}\theta^i(x)} \frac{1}{\sqrt{2}} \begin{pmatrix} 0 \\ v + H(x) \end{pmatrix} \quad (1.40)$$

509 elle fait alors apparaître quatre champs réels : les champs $\theta^i(x)$ (avec $i = 1, 2, 3$ et le champ
 510 $H(x)$). L'invariance locale sous $SU(2)_L$ du lagrangien garantit la possibilité de choisir n'importe
 511 quel champ $\theta^i(x)$. Ces champs $\theta^i(x)$ représentent les champs de Goldstone de masse nulle associés
 512 à la brisure spontanée de symétrie.

513 Le choix de la jauge unitaire $\theta^i(x) = 0$ implique d'écrire le terme cinétique du lagrangien 1.37 :

$$(D_\mu \phi)^\dagger D^\mu \phi \rightarrow \frac{1}{2} (\partial_\mu H) (\partial^\mu H) + (v + H)^2 \left[\frac{g^2}{4} W_\mu^\dagger W^\mu + \frac{g^2}{8 \cos^2 \theta_W} Z_\mu Z^\mu \right] \quad (1.41)$$

514 Cela fait apparaître un terme cinétique pour le champ scalaire H , les interactions entre le
 515 champ scalaire et les bosons de jauge, ainsi que les termes quadratiques pour les bosons physiques
 516 W^\pm et Z^0 et A_μ donnant leurs masses.

517 Les masses des bosons de l'interaction faible et électromagnétique s'expriment comme :

$$M_{W^\pm} = \frac{gv}{2} \quad (1.42)$$

$$M_{Z^0} = \frac{v}{2} \sqrt{g^2 + g'^2} \quad (1.43)$$

$$M_A = 0 \quad (1.44)$$

$$(1.45)$$

518 L'angle de Weinberg relie la masse des bosons W et Z selon la relation :

$$M_Z \cos \theta_W = M_{W^\pm} = \frac{1}{2} g v \quad (1.46)$$

519 et la masse du boson de Higgs H s'exprime alors comme :

$$m_H = \sqrt{-\mu^2} = \sqrt{2\lambda} v \quad (1.47)$$

520 Le mécanisme de brisure spontanée de symétrie qui permet de donner une masse aux bosons
 521 W^\pm , Z^0 et de retrouver l'accord avec l'expérience, prévoit l'introduction d'une nouvelle parti-
 522 cule : le bosons de Higgs. La théorie ne prédit pas la valeur de la masse de cette particule qui
 523 reste exprimée en fonction d'un paramètre libre (voir équation 1.47), cependant des contraintes
 524 sur sa valeur peuvent être posées sur la base de considérations théoriques (corrections radiatives,
 525 couplages avec les bosons et les fermions, ...).

526 1.1.5.1 Génération des masses des fermions du modèle standard

527 Pour les fermions, un terme de masse de la forme $-m\bar{\psi}\psi = -m(\bar{\psi}_L\psi_R + \bar{\psi}_R\psi_L)$ n'est pas
 528 permis car il briserait la symétrie de jauge. Cependant le terme de masse pour les fermions peut
 529 s'écrire à l'aide des doublets et singlets introduits précédemment (voir équations 1.10 et 1.11),
 530 et du champ scalaire de Higgs (ϕ) comme :

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = c_1(\bar{u}, \bar{d})_L \begin{pmatrix} \phi^{(+)} \\ \phi^{(0)} \end{pmatrix} d_R + c_2(\bar{u}, \bar{d})_L \begin{pmatrix} \phi^{(0)*} \\ -\phi^{(-)} \end{pmatrix} u_R + c_3(\bar{\nu}_e, \bar{e})_L \begin{pmatrix} \phi^{(+)} \\ \phi^{(0)} \end{pmatrix} e_R + c.h.$$

531 où le deuxième terme contient le complexe conjugué du champ ϕ défini par $\phi^C = i\sigma_2\phi^*$ et *c.h.*
 532 indique les conjugués hermitiens. Les coefficients c_1, c_2 et c_3 sont couramment appelés *couplages*
 533 *de Yukawa*.

534 Comme pour les bosons, une fois brisée la symétrie et considérés des oscillations du champ
 535 de Higgs autour de l'état fondamental, en appliquant la jauge unitaire, le lagrangien \mathcal{L}_{Yukawa}
 536 prend la forme :

$$\mathcal{L}_{Yukawa} = \frac{1}{\sqrt{2}}(v + H)(c_1 \bar{d}d + c_2 \bar{u}u + c_3 \bar{e}e) \quad (1.48)$$

537 Les termes de masse des fermions sont ainsi générés :

$$m_d = -c_1 \frac{v}{\sqrt{2}}, \quad m_u = -c_2 \frac{v}{\sqrt{2}}, \quad m_e = -c_3 \frac{v}{\sqrt{2}} \quad (1.49)$$

538 Les couplages de Yukawa, traduisant l'intensité du couplage des fermions au boson de Higgs,
 539 sont arbitraires. Les termes de masse sont ainsi des paramètres libres de la théorie. Cependant
 540 tout couplage de Yukawa doit suivre la relation $m_f = c_f \frac{v}{\sqrt{2}}$.

541 1.1.5.2 Le modèle standard : succès et limites

542 La combinaison de la théorie électrofaible et de la QCD permettent d'obtenir un modèle
 543 capable de décrire trois interactions fondamentales : les forces électromagnétique, faible et forte.
 544 Ce modèle est basé sur une théorie quantique relativiste respectant une symétrie $SU(3)_C \times$
 545 $SU(2)_L \times U(1)_Y$. La symétrie électrofaible est ensuite spontanément brisée par l'introduction
 546 d'un champ scalaire : le champ de Higgs.

547 Grâce à cette brisure de symétrie, une masse peut être attribuée aux particules en fonction
 548 d'un certain nombre de paramètres du modèle lui même (la valeur du champ de Higgs dans le
 549 vide v et les couplages électrofaibles comme cela a été montré avec l'équation 1.46) qui sont
 550 mesurés expérimentalement.

551 En plus des bosons vecteurs de l'interaction électrofaible (bosons W^\pm, Z^0 et le photon), le
 552 modèle prévoit l'existence de 8 gluons médiateurs de l'interaction forte.

553 Le secteur des fermions de Yukawa complète le modèle. Les quarks et les leptons acquièrent
 554 un terme de masse de la même façon que les bosons de jauge, c'est-à-dire par le mécanisme
 555 de brisure spontanée de symétrie. Toutefois les états propres de masse des quarks (d, s, b), ne
 556 correspondent pas aux états propres de l'interaction faible (d', s', b') mais ils sont liés à ces
 557 derniers par une matrice unitaire 3 x 3 couramment appelée matrice de Cabibbo-Kobayashi-
 558 Maskawa (CKM) [15]. Cette matrice introduit 3 angles de mélange entre les quarks et une
 559 phase.

560 Le modèle standard a 19 paramètres libres. A l'heure actuelle, la seule inconnue reste la
 561 masse du boson de Higgs.

562 1.1.5.2.1 Les succès expérimentaux

563 Le modèle standard est un modèle très puissant. Toutes ses prédictions, à l'exclusion de l'exis-
 564 tence du boson de Higgs, ont été vérifiées par les résultats expérimentaux. Parmi les vérifications
 565 expérimentales du modèle standard, les courants neutres ont déjà été cités ainsi que l'observation
 566 directe des bosons W^\pm et Z^0 . Leurs masses ont été mesurées précisément au LEP [16] puis au
 567 TeVatron⁴. Auprès des expériences du LEP, des mesures de précision permettant de contraindre
 568 les paramètres du modèle ont été réalisées [17].

569 Enfin en 1977, le quark b a été observé [18] et il a ensuite fallu attendre 1995 pour que
 570 le dernier quark prédit - le quark top - soit observé par les expériences CDF et D0 auprès du
 571 collisionneur $p\bar{p}$ TeVatron au FermiLab [19, 20].

572 1.1.5.2.2 Les limites

573 Malgré sa puissance de prédiction, le modèle standard montre des limites puisque certains
 574 points restent irrésolus ou pas totalement expliqués.

575 L'observation du boson de Higgs est le principal fait expérimental manquant pour la vali-
 576 dation de ce modèle théorique. L'ajustement des paramètres du modèle grâce aux mesures de
 577 précision effectuées au LEP et au TeVatron a permis de mettre une limite sur la valeur de la
 578 masse de ce boson. Cependant, le mécanisme de brisure de symétrie est introduit *ad hoc* pour
 579 justifier les valeurs des masses des bosons et fermions observés expérimentalement, alors que le
 580 modèle théorique en soi n'est pas capable de justifier pourquoi les particules ont une masse.

581 D'autres difficultés expérimentales et théoriques heurtent la solidité du modèle standard.
 582 Par exemple, le modèle standard n'est pas capable d'expliquer le spectre étendu des masses des
 583 fermions (plus de cinq ordres de grandeurs entre la masse de l'électron et celle du quark top)
 584 observé expérimentalement. Le confinement des quarks dans les structures hadroniques reste
 585 aussi une question ouverte car ce modèle théorique se limite à la description phénoménologique
 586 de l'hadronisation.

587 Parmi les difficultés théoriques, on peut citer le caractère non totalement prédictif de ce
 588 modèle, car il n'explique pas en soi le nombre de paramètres libres (19) sur lesquels il est
 589 construit. Il existe aussi le problème dit de *hiérarchie* : l'unification des forces électromagnétique

4. Le TeVatron est l'accélérateur proton-antiproton situé au FermiLab près de Chicago.

590 et faible à une échelle d'environ 200 GeV est une grande conquête du modèle standard mais pour
 591 pouvoir unifier la force forte, il faut atteindre l'échelle de la grande unification qui est supérieure
 592 à 10^{14} GeV. Cependant, les constantes de couplage des trois interactions qui sont fonctions de
 593 l'énergie, ne convergent pas exactement vers une seule valeur à grande énergie (voir figure 1.4).

594 1.1.6 La physique au delà du modèle standard

595 C'est pour ces raisons que plusieurs modèles théoriques essaient d'englober les aspects pos-
 596 sitifs du modèle standard, c'est-à-dire une théorie effective à basse énergie, et de répondre aux
 597 interrogations qui restent ouvertes. Cependant aucune de ces théories n'arrive à résoudre toutes
 598 les difficultés du modèle standard. Elles représentent à l'heure actuelle des pistes pour avancer
 599 dans la compréhension de l'infiniment petit.

600 Parmi ces modèles théoriques au delà du modèle standard, on trouve les théories supersy-
 601 métriques (SUSY) [22] particulièrement prometteuses. Ces théories introduisent une nouvelle
 602 symétrie reliant les fermions aux bosons : un nouvel opérateur de supersymétrie est ajouté et il
 603 est responsable du changement d'un boson en un fermion et vice-versa. L'invariance des théories
 604 supersymétriques par rapport à cette transformation fait que chaque fermion (boson) est associé
 605 à un superpartenaire bosonique (fermionique) de même masse et de mêmes nombres quantiques,
 606 à l'exception du spin qui diffère de $1/2$. L'introduction de ces nouvelles particules amène à une
 607 forte augmentation du nombre des paramètres libres : des 19 paramètres du modèle standard
 608 on passe à 124 paramètres pour le modèle standard supersymétrique (*MSSM* pour *Minimal Su-
 609 perSymmetric Standard Model*). Cette apparente complication du modèle théorique offre malgré
 610 tout des avantages importants. Par exemple, les théories supersymétriques permettent d'intro-
 611 duire un secteur de Higgs ayant un couplage faible, qui autorise une approche perturbative, ou
 612 bien de pouvoir faire converger naturellement les constantes de couplage en un point unique à
 613 grande énergie.

614 1.2 Le Large Hadron Collider

615 1.2.1 La physique auprès du LHC

616 Les expériences de physique auprès du LEP ont permis de valider les prédictions du modèle
 617 standard par la mesure précise des paramètres électrofaibles ainsi que celle de la masse des
 618 bosons W et Z .

619 De plus, la recherche directe du boson de Higgs produit en association avec la désintégration
 620 du boson Z hors couche de masse ($e^+e^- \rightarrow ZH^*$), ayant la plus grande sensibilité par sa section
 621 efficace élevée par rapport aux autres modes de production (par exemple $ee \rightarrow \nu\nu H$), a permis
 622 de mettre une limite inférieure sur la masse du boson de Higgs, pièce manquante du modèle
 623 standard. La combinaison des résultats de tous les canaux de recherche du LEP mène à une
 624 exclusion à 95% de niveau de confiance pour $M_H < 114.4$ GeV [23].

625 Les expériences auprès du TeVatron ont aussi fortement contribué aux progrès des connais-
 626 sances de l'infiniment petit : de la découverte du quark *top* en 1995, aux récentes mesures expé-
 627 rimentales relatives à la recherche du boson de Higgs. En effet, les récentes analyses au TeVatron
 628 en 2010 ont permis d'exclure la zone de masse comprise entre $158 < M_H < 175$ GeV/ c^2 [24],
 629 réduisant ainsi le domaine de masse permis.

630 Le potentiel de découverte ou d'exclusion de cette particule au TeVatron est cependant
 631 soumis aux limites de la puissance de l'accélérateur en terme d'énergie dans le centre de masse,
 632 la section efficace de production augmentant avec l'énergie fournie.

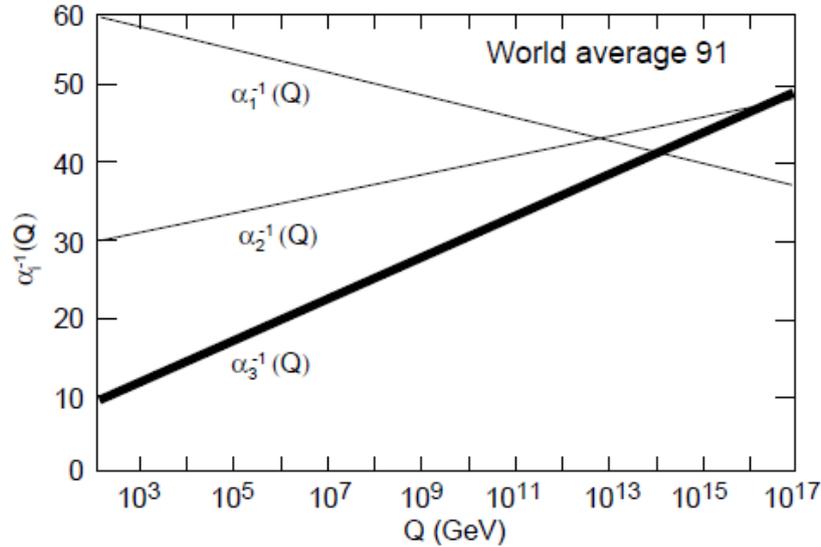


FIGURE 1.4 – Évolution des constantes de couplage des trois interactions du modèle standard en fonction de l'énergie, mesurée au LEP [21].

633 Il est clair que la nécessité de progresser dans la connaissance du mécanisme de génération de
 634 la masse des particules a été la plus forte motivation à la base de la conception d'un accélérateur
 635 capable d'atteindre des énergies dans le centre de masse bien plus élevées que les machines déjà
 636 existantes. En effet, cet accélérateur, le LHC (*Large Hadron Collider*), et les expériences ATLAS
 637 et CMS, les deux détecteurs généralistes qui collectent ses données, ont été optimisés afin d'être
 638 capable d'exclure ou de découvrir le boson de Higgs à 5σ avec quelques dizaines de fb^{-1} de
 639 données en balayant tout le spectre de masses possibles.

640 Cependant, les grandes axes de recherche pour lesquelles le LHC a été construit visent à
 641 sonder l'infiniment petit sur plusieurs autres aspects. Les thématiques de recherche auprès de
 642 cet accélérateur sont très vastes : de la validation du modèle standard à des énergies jamais
 643 atteintes auparavant, à la recherche de nouvelles particules, de nouvelles interactions et donc
 644 de nouvelle physique. Des découvertes de ce type pourraient être mises en relation avec les
 645 observations astronomiques sur la matière sombre non baryonique. En effet, ces observations
 646 indiquent que les particules du modèle standard ne représentent que 10 à 20% de la densité
 647 totale de l'univers observable.

648 Au delà de ces sujets, d'autres études plus spécifiques sont aussi au cœur des thématiques
 649 de recherches au LHC. Par exemple, les collisions d'ions lourds qui seront produites par cet
 650 accélérateur permettront de sonder les propriétés de la matière à des densités d'énergie jamais
 651 atteintes auparavant.

652 1.2.2 Le *Large Hadron Collider*

653 Le *Large Hadron Collider* (LHC) est une des infrastructures du CERN (Organisation Eu-
 654 ropéenne pour la Recherche Nucléaire⁵), le plus grand centre mondial pour la recherche en
 655 physique des particules. Le choix de ce site pour la construction du LHC a été guidé par la

5. A l'époque de sa fondation en 1954, le CERN était un projet européen. Au cours des années, ce centre de recherche est devenu une collaboration mondiale, couvrant l'ensemble des continents.

possibilité de réutiliser les tunnels déjà existants du projet LEP. Cet ensemble de tunnels est constitué de huit secteurs linéaires et huit arcs, creusés entre 45 m et 170 m de profondeur et ayant une circonférence de 27 Km.

Le LHC [25] est dessiné pour la collision de faisceaux de protons avec une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 14$ TeV et de faisceaux d'ions lourds (Plomb) avec une énergie par nucléon de 2.8 TeV. Même si les performances nominales ne sont pas encore atteintes, avec ses collisions actuelles à $\sqrt{s} = 7$ TeV, le LHC est aujourd'hui l'accélérateur le plus puissant au monde.

La chaîne d'injection

Plusieurs phases de pré-accélération sont nécessaires pour atteindre les énergies visées par le LHC et elles sont réalisées à l'aide d'autres infrastructures du CERN. Un schéma de la chaîne d'injection du LHC est représenté figure 1.5.

Les protons, extraits de molécules d'hydrogène, sont injectés dans un premier accélérateur linéaire (LINAC2 pour *LINear ACcelerator*) qui les accélère jusqu'à une énergie de 50 MeV. L'accélération graduelle des protons continue ensuite à l'aide d'un *booster* circulaire (PSB) qui permet de les accélérer jusqu'à une énergie de 1.4 GeV, puis à l'aide de deux autres infrastructures : le PS (*Proton Synchrotron*) et le SPS (*Super Proton Synchrotron*). Ces deux dernières machines permettent d'accélérer les protons respectivement jusqu'à 26 GeV et 450 GeV. C'est à l'énergie de 450 GeV que les protons sont enfin injectés dans le LHC par paquets espacés de 25 ns ce qui implique le croisement des faisceaux à une fréquence de 40 MHz (valeurs nominales).

Le LHC est composé de 1232 dipôles et 392 quadrupoles. Ces derniers sont responsables de la focalisation des faisceaux. En tant que collisionneur proton-proton (ou ion-ion), le LHC comporte deux lignes de faisceaux séparées pour permettre que les faisceaux de protons (ou d'ions) soient déviés par des champs magnétiques opposés et puissent parcourir l'ensemble de la trajectoire circulaire, pour donner des collisions. C'est à l'aide d'aimants supra-conducteurs dipolaires, clef de la puissance du LHC, que les faisceaux sont déviés par des champs magnétiques d'intensité supérieure à 8 T.

Tous ces systèmes sont dessinés pour fonctionner à une température inférieure à 2 K, maintenue constante par de l'hélium suprafluide.

L'accélération est faite à l'aide de cavités radio-fréquences. En fonctionnement nominal, des systèmes supra-conducteurs à des fréquences de 400 MHz accélèrent les faisceaux de 485 KeV à chaque tour, jusqu'à ce qu'ils atteignent la valeur de 7 TeV. Chaque faisceau doit être composé de 2808 paquets de protons, espacés de 25 ns.

Les paquets de protons se rencontrent en faisant se croiser les deux faisceaux en des points spécifiques de l'anneau. C'est en ces points que les quatre expériences du LHC sont situées : ATLAS, CMS, LHCb et ALICE.

ATLAS et CMS sont deux expériences généralistes dont le but est l'étude des thématiques présentées en introduction de la section 1.2. LHCb est dédié à l'étude de la physique des hadrons beaux et à celle de la violation de CP et ALICE à l'étude du plasma quark-gluon à l'aide des collisions d'ions lourds précédemment citées.

1.2.3 La luminosité et quelques autres paramètres importants pour la prise de données

Le but de cet accélérateur de particules est de produire le nombre maximal de collisions avec l'énergie dans le centre de masse la plus élevée possible. Le LHC a été construit pour des collisions de protons avec une énergie dans le centre de masse de 14 TeV. Les paramètres importants de la

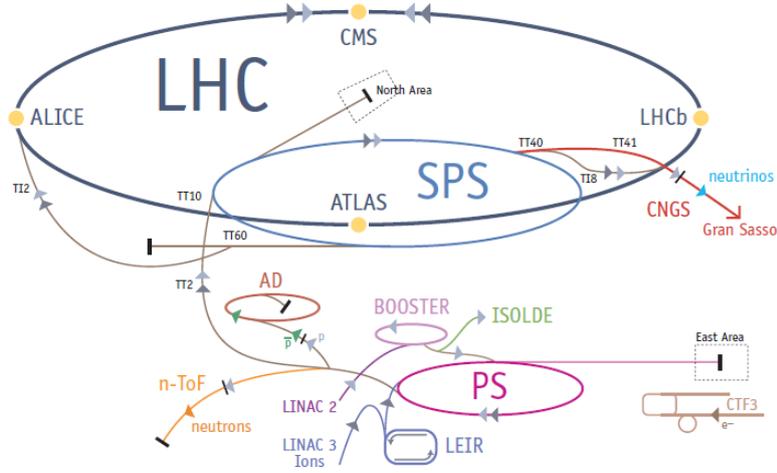


FIGURE 1.5 – Le LHC (bleu foncé) est le dernier anneau de la chaîne d’accélérateurs de particules du CERN. La figure montre les étapes successives de pré-accelération des protons avant leur injection dans le LHC. Les protons sont d’abord accélérés par le LINAC2, injectés dans le BOOSTER, ensuite accélérés dans le PS et dans le SPS. Ces étapes permettent d’accélérer les protons de quelque KeV jusqu’à 450 GeV, énergie à laquelle ils sont injectés dans le LHC.

701 machine sont donnés dans cette première partie avant de discuter des contraintes que ces valeurs
 702 imposent sur la prise de données. Pour un processus donné, le nombre d’événements par seconde
 703 générés lors des collisions est donné par :

$$N_{events} = \mathcal{L} \cdot \sigma_{event} \quad (1.50)$$

704 où \mathcal{L} est une grandeur liée aux performances de la machine appelé luminosité instantanée et
 705 σ_{event} est la section efficace du processus en question. La luminosité instantanée est définie par
 706 les paramètres des faisceaux :

$$\mathcal{L} = \frac{N_b^2 n_b^2 f_{rev} \gamma_r}{4\pi \epsilon_n \beta^*} F \quad (1.51)$$

707 où :

- 708 • N_b : est le nombre de protons par paquet ;
- 709 • n_b : est le nombre de paquets par faisceau ;
- 710 • f_{rev} : est la fréquence de révolution ;
- 711 • γ_r : est le facteur relativiste ;
- 712 • ϵ_n : est l’émittance transverse normalisée du faisceau ;
- 713 • β^* : est la fonction beta au point de collision, liée à la focalisation du faisceau ;

714 • F : est le facteur qui tient compte de la réduction de la luminosité lorsque les collisions des
 715 faisceaux ne sont pas frontales. Au LHC, un angle de croisement des faisceaux de $285 \mu\text{m}$
 716 est introduit pour que les collisions ne se produisent pas en dehors du point d'interaction
 717 nominal. En conséquence, un facteur $F = 0.84$ est à prendre en compte.

718 Avec des valeurs de luminosité instantanée allant de $\mathcal{L} = 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ à la valeur nominale
 719 $\mathcal{L} = 10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, si l'on suppose une période de fonctionnement du LHC de 200 jours par an,
 720 la luminosité intégrée délivrée par la machine aux expériences sera de 10 fb^{-1} à 100 fb^{-1} .

721 Pendant un mois par an environ, des collisions d'ions lourds seront produites au sein du
 722 LHC avec une luminosité de $\mathcal{L} = 10^{27} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (valeur nominale) pour les études du plasma
 723 quark-gluon.

724 Les problématiques associées au LHC

725 La très haute luminosité instantanée nominale du LHC ainsi que la très haute fréquence
 726 de collisions des faisceaux imposent des contraintes fortes sur les détecteurs. L'interaction des
 727 particules produites avec la matière des détecteurs a imposé pour la construction de ces derniers
 728 l'utilisation de matériaux ainsi que le choix de composantes d'électronique capables de faire
 729 face à un taux de radiations très élevé. De plus, du point de vue des analyses physiques, des
 730 problématiques surgissent également :

731 • **Les événements sous-jacents** : le caractère hadronique des faisceaux du LHC fait
 732 que le processus dur entre deux partons n'est pas le seul événement produit lors d'une
 733 collision. Ces événements sont appelés *sous-jacents* (ou en anglais *underlying event*) car
 734 ils sont dus aux interactions entre les partons spectateurs de l'interaction qui a donné
 735 lieu à un événement intéressant. Comme ces événements *sous-jacents* sont en général très
 736 peu déviés de l'axe du faisceau, ils sont caractérisés par des dépôts d'énergie sous forme
 737 de jets dans les parties du détecteur très proches des points d'entrée des faisceaux dans
 738 le détecteur. Ces événements, fortement corrélés aux processus durs par des relations
 739 de couleur qui existent entre les partons qui composent le proton de l'état initial, sont
 740 caractérisés par des processus QCD à bas transfert d'impulsion (*soft QCD*). Ces processus,
 741 n'étant pas calculables par la théorie perturbative de QCD, sont généralement étudiés à
 742 l'aide de générateurs d'événements simulés. Ces événements ne peuvent pas être séparés
 743 des événements de physique intéressants mais il est possible de déterminer des observables
 744 sensibles à leurs propriétés à l'aide des événements dits de *biais minimum*⁶. En effet, ces
 745 événements sont proches de ceux produits en plus de l'événement dur. Par exemple, l'étude
 746 de la multiplicité des particules primaires chargées peut être utilisée pour contraindre les
 747 modèles utilisés par la simulation [28, 29].

748 • **Les effet d'empilement des événements** :

749 – **l'empilement en temps** : les objectifs de physique visés par les expériences géné-
 750 ralistes ATLAS et CMS demandent au LHC une très haute fréquence d'interaction
 751 des faisceaux et une luminosité instantanée très élevée. Pour des collisions inélastiques
 752 proton-proton avec une section efficace de 80 mb , le LHC produira, à la luminosité nomi-
 753 nale, un billion d'événements par seconde. Ce taux de collisions représente une difficulté

6. Les événements de biais minimum sont des événements pour lesquels le déclenchement est fait aléatoirement sans qu'il soit nécessaire qu'un événement de physique ait été vu.

Paramètre	2010	2011-2012	Valeurs nominales
Énergie dans le CM	7 TeV	7 TeV	14 TeV
Nombre de paquets	368	1400	2808
Nombre de protons par paquet	1.15×10^{11}	1.2×10^{11}	1.15×10^{11}
Espacement des paquets	150 ns	50 ns	25 ns
Luminosité	$2.07 \times 10^{32} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$	$1.26 \times 10^{33} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$	$10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$
Luminosité intégrée par an	50pb^{-1}	5fb^{-1}	100fb^{-1}
Nombre d'événements d'empilement	3	10	20
β^*	3.5 m	1.5 m	0.55 m
ϵ_n	$1.6 \mu\text{m}$	$2.5 \mu\text{m}$	$3.75 \mu\text{m}$

TABLE 1.4 – Paramètres du LHC pour les différentes périodes de collisions proton-proton : 2010 [26], 2011-2012 [27] et valeur nominale [25].

754 expérimentale puisqu'à chaque croisement de faisceau, pour un événement de physique,
 755 une vingtaine d'interactions inélastiques seront produites simultanément. Cet effet est
 756 appelé *l'empilement d'événements en temps*.

757 – **l'empilement hors temps** : le fait que la fréquence des collisions soit extrêmement
 758 rapide fait que l'électronique de lecture des détecteurs peut être moins rapide que la
 759 fréquence des collisions. Dans ce cas, l'électronique d'un détecteur peut accumuler la
 760 lecture de plusieurs événements à la suite. On parle alors d'*empilement d'événements*
 761 *hors temps*.

762 1.2.4 Le démarrage du LHC

763 Les premiers faisceaux du LHC ont circulé le 10 septembre 2008 [30]. A cette époque la
 764 plupart des éléments de la machine avaient été testés pour réaliser des collisions avec une énergie
 765 dans le centre de masse de 10 TeV, valeur inférieure à l'énergie nominale de 14 TeV pour laquelle
 766 la machine est dessinée.

767 Neuf jours après le démarrage officiel, la machine a été arrêtée suite à un accident causé par
 768 une connection électrique défectueuse entre deux aimants et une fuite d'hélium dans le tunnel,
 769 l'ensemble ayant gravement endommagé un secteur du LHC.

770 Un deuxième démarrage du LHC a eu lieu vers en fin d'année 2009. Le 23 novembre 2009, les
 771 premières collisions ont été réalisées avec des faisceaux non accélérés par le LHC ($\sqrt{s} = 900 \text{ GeV}$).
 772 Une semaine plus tard, le LHC a réalisé ses premières collisions avec une énergie dans le centre
 773 de masse de 2.36 TeV en devenant ainsi l'accélérateur le plus puissant au monde.

774 Après une période d'arrêt de quelques mois, le 30 mars 2010 le LHC a réalisé un nouveau
 775 record en énergie avec des collisions à $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ et un mois plus tard seulement une luminosité
 776 intégrée de plus que 1 nb^{-1} avait déjà été enregistrée par les expériences ATLAS et CMS.

777 Fin juin 2011, la machine fonctionne dans la configuration suivante : chaque faisceau est
 778 constitué de 1380 paquets d'environ 10^{11} protons chacun, espacés de 50 ns. L'énergie maximale
 779 atteinte par faisceau est de 3.5 TeV, permettant des collisions à une énergie dans le centre de
 780 masse de 7 TeV. Les tests de la machine pour obtenir l'espacement nominal des faisceaux a
 781 commencé au début du mois de juillet 2011 [31]. Les détails concernant la prise de données de
 782 2010 et 2011 du point de vue de l'expérience ATLAS sont donnés dans le chapitre suivant.

783 Une longue période d'arrêt du LHC est prévue pour la fin de l'année 2012 dans le but de
784 le préparer pour atteindre l'énergie de fonctionnement nominale de 14 TeV. Le LHC permettra
785 alors de continuer l'exploration de la physique au-delà du modèle standard dans des zones en
786 énergies toujours plus importantes.

Chapitre 2

Le détecteur ATLAS

Le détecteur ATLAS (Air Toroidal LHC ApparatuS) est un détecteur généraliste conçu pour explorer un très vaste domaine de processus physiques et profiter au mieux des très hautes performances du LHC. Afin d'assurer la sensibilité nécessaire pour détecter les éventuels processus de nouvelle physique et mesurer le plus précisément possible toutes les propriétés des processus connus, le détecteur ATLAS a été dessiné et construit en respectant les contraintes suivantes :

- une couverture la plus grande possible selon la direction azimutale et une large acceptance géométrique ;
- un trajectographe très performant permettant la mesure de l'impulsion des particules chargées dans un domaine d'énergie très vaste (de quelques centaines MeV à quelques TeV) ;
- un détecteur de vertex très proche de l'axe du faisceau, permettant la détection des vertex secondaires et ainsi l'identification des jets de b ou la désintégration des leptons τ ;
- une couverture calorimétrique hermétique permettant une mesure très précise de l'énergie transverse manquante, ainsi qu'une très fine segmentation pour atteindre de hautes performances en reconstruction des électrons, photons et jets ;
- une très bonne identification des muons et une excellente mesure de l'impulsion de ces leptons jusqu'à quelques TeV ;
- un système de déclenchement très rapide, capable de sélectionner les événements intéressants et de réduire le nombre d'événements de bruit de fonds et rendre ainsi optimal l'enregistrement des données ;
- chaque sous-système doit être capable de tolérer un environnement caractérisé par un très haut taux de radiations dû à la fréquence de collisions du LHC, sans avoir de pertes importantes de performances suite à une exposition prolongée.

Le détecteur ATLAS a une structure en sous-détecteurs concentriques typique des détecteurs de physique de particules auprès d'un collisionneur. En allant du point d'interaction vers l'extérieur d'ATLAS, il se compose d'un trajectographe, de calorimètres (électromagnétique et

815 hadronique) et d'un spectromètre à muons. Les caractéristiques principales et les performances
 816 de chacun de ces sous-détecteurs sont décrites dans les sections suivantes.

817 2.1 Quelques généralités

818 Le détecteur ATLAS est de forme cylindrique et il mesure 25 m de haut, 44 m de long et pèse
 819 environ 7000 tonnes ce qui en fait l'expérience de physique auprès du LHC ayant les dimensions
 820 les plus imposantes.

821 Le centre du détecteur est situé au point d'interaction (IP de l'anglais *Interaction Point*)
 822 et c'est à partir de cette origine que les coordonnées sont définies. L'axe z est défini par l'axe
 823 des faisceaux et le plan $(x; y)$ est transverse par rapport à cette direction. L'axe x est orienté
 824 du point d'interaction vers le centre de l'anneau du LHC et l'axe y est orienté vers le haut. Le
 825 détecteur est symétrique par rapport au point d'interaction et de ce point, les côtés A et C sont
 826 définis tels que le côté A se situe du côté du demi-axe z positif et le côté C du côté du demi-axe
 827 négatif.

828 Dans cette structure en tonneau, les systèmes de coordonnées polaires ou sphériques peuvent
 829 être utilisés. En coordonnées polaires, l'axe z est celui des faisceaux et dans le plan transverse
 830 aux faisceaux, les coordonnées habituelles R et ϕ sont utilisées avec ϕ mesuré par rapport à
 831 l'axe x et compris entre $-\pi$ et π . Pour les indications sur les sous-détecteurs données dans ce
 832 chapitre, ce sont ces coordonnées qui sont utilisées. En coordonnées sphériques, le vecteur radial
 833 R est défini à partir du IP ; l'angle azimutal ϕ est le même qu'en polaires : toujours mesuré par
 834 rapport à l'axe x et compris entre $-\pi$ et π ; l'angle polaire θ est mesuré par rapport à l'axe z et
 835 il est compris entre 0 et π . La figure 2.1 montre un schéma d'ATLAS où tous les sous-détecteurs
 836 sont mis en évidence. Le système de coordonnées sphérique est aussi indiqué sur la figure.

837 Plusieurs quantités appartenant au plan transverse sont couramment utilisées, comme par
 838 exemple l'énergie transverse ou l'impulsion transverse qui sont définies par :

$$E_T = E \sin\theta \quad , \quad P_T = P \sin\theta \quad (2.1)$$

839 Dans les collisionneurs hadroniques, l'angle polaire θ est souvent exprimé en fonction de la
 840 pseudorapidité η selon la relation :

$$\eta \equiv -\log \left(\tan \frac{\theta}{2} \right) \quad (2.2)$$

841 En effet, dans ce type de collisionneurs, la distribution de l'angle θ des particules produites
 842 n'est pas uniforme et il est préférable d'utiliser la pseudorapidité qui pallie cet inconvénient.
 843 Pour les particules fortement relativistes, la pseudorapidité η est environ égale à la rapidité y
 844 définie comme $y = 1/2 \ln[(E + P_Z)/(E - P_Z)]$. Cette grandeur, sous un boost le long l'axe z se
 845 transforme de façon additive. Ainsi les différences Δy ou $\Delta \eta$ sont invariantes de Lorentz. Dans
 846 les analyses de physique, la pseudorapidité est généralement préférée à la rapidité car elle est
 847 simplement fonction de l'angle θ et la connaissance de la masse des particules n'est pas nécessaire
 848 pour définir cette coordonnée.

849 La partie au centre du détecteur de définie par $|\eta| < 1.5$ est appelée le tonneau et les 2
 850 extrémités du détecteur sont les bouchons.

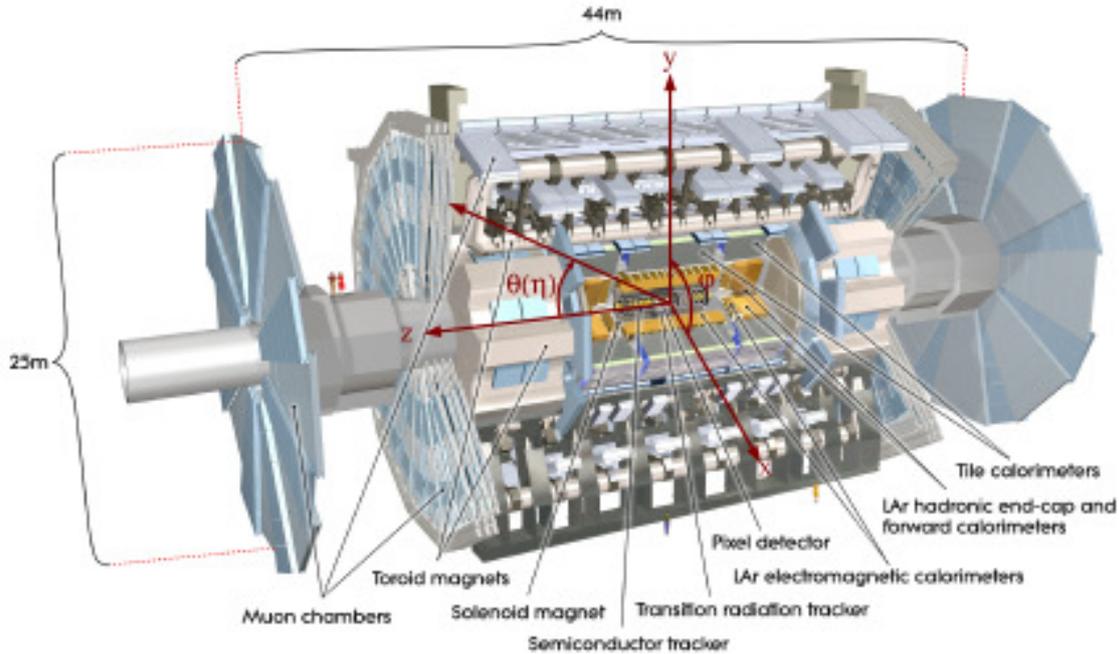


FIGURE 2.1 – Section du détecteur ATLAS. Le point d'interaction et le système de coordonnées sphériques sont mis en évidence.

2.2 Les champs magnétiques

Afin de courber les traces des particules chargées, ATLAS utilise un système composé de quatre aimants : un solénoïde central et trois toroïdes (voir figure 2.2) :

- **Le solénoïde central** : c'est un aimant supra-conducteur ayant un diamètre de 2.5 m et une longueur de 5.3 m. Il produit un champ magnétique uniforme de 2 T ayant des lignes de force parallèles à l'axe du faisceau. La fine épaisseur de cet aimant (45 mm équivalent à 0.66 longueur de radiation) permet de minimiser la quantité de matière devant le calorimètre électromagnétique. Il est situé dans le même cryostat que le calorimètre électromagnétique et il est refroidi à l'hélium liquide.
- **Les aimants toroïdaux** : trois aimants toroïdaux (un pour le tonneau et deux pour les bouchons) permettent la création d'un champ magnétique orthogonal à la trajectoire des muons. Chaque aimant toroïdal est constitué de 8 bobines permettant de courber la trajectoire des muons en θ . Les 8 bobines du tonneau sont placées dans des cryostats individuels, alors que les bobines des bouchons sont placées dans un cryostat unique.

2.3 Le détecteur interne

Le détecteur interne d'ATLAS est conçu pour avoir une très bonne reconnaissance de forme (*pattern recognition*, voir chapitre 4) et une excellente résolution de l'impulsion et des vertex primaires et secondaires pour les particules chargées ayant une impulsion au delà d'un certain

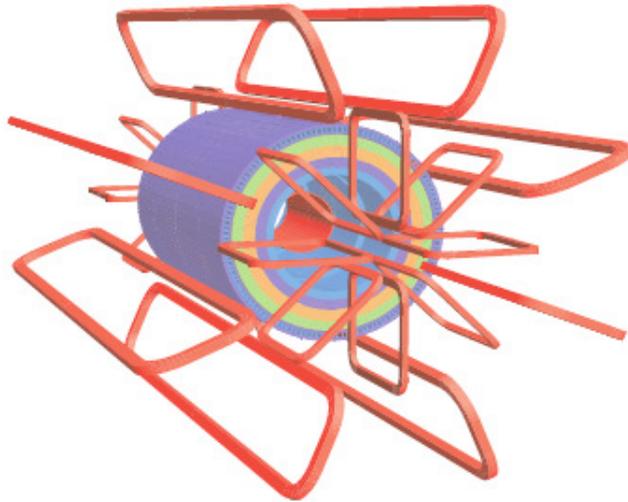


FIGURE 2.2 – *Système d’aimants de l’expérience ATLAS (en rouge) : un solénoïde central et trois aimants toroïdaux (un pour le tonneau et deux pour les bouchons) composés de 8 bobines chacuns.*

869 seuil (0.5 GeV, valeur nominale) dans la région en pseudorapidité de $|\eta| < 2.5$. Ce sous-détecteur
 870 offre aussi de hautes performances de discrimination entre électrons et hadrons dans la région
 871 $|\eta| < 2.0$, pour une vaste région en énergie (entre 0.5 GeV et 150 GeV).

872 Le détecteur interne est composé de trois sous-systèmes complémentaires et indépendants :
 873 la région la plus interne utilise la technologie des semi-conducteurs et elle est composée d’un
 874 détecteur à pixels et d’un détecteur à micro-pistes en silicium ; la région la plus externe utilise
 875 une technologie de tubes à dérive remplis d’un mélange gazeux permettant la détection des ra-
 876 diations de transition. L’ensemble du détecteur interne est contenu à l’intérieur d’une enveloppe
 877 cylindrique d’environ 7 m de longueur et 1.15 m de diamètre et il baigne dans un champ ma-
 878 gnétique de 2 T produit par le solénoïde central. Un schéma illustrant la structure du détecteur
 879 interne est présenté figure 2.3.

880 La proximité de ce détecteur avec l’axe du faisceau fait que l’environnement dans lequel il
 881 est situé est caractérisé par un très haut taux de radiations. Cela a imposé de fortes contraintes
 882 sur les composants électroniques et la structure mécanique. Les détecteurs à silicium sont main-
 883 tenus à basse température (typiquement entre -5 et -10 degrés) pour minimiser le bruit dû aux
 884 dommages causés par les radiations. Malgré cette précaution, la couche la plus interne de ce
 885 sous-détecteur (appelé *B – Layer*) subit des détériorations. Par ailleurs il est prévu d’en ajouter
 886 une nouvelle après trois ans de fonctionnement à haute luminosité. Les tubes à dérive peuvent
 887 opérer à température ambiante.

888 La quantité de matériel utilisée pour la construction du détecteur interne a été minimisée afin
 889 de réduire au maximum la détérioration de la résolution du trajectographe. La figure 2.4 montre
 890 que la quantité de matière composant le détecteur interne varie entre 0.5 et 2.5 longueurs de
 891 radiation, X_0 , selon la position en pseudorapidité. La quantité de matériel dominante est celle des
 892 équipements de support du détecteur lui même. Par conséquent, les électrons sont susceptibles
 893 de perdre une bonne partie de leur énergie par rayonnement de freinage (Bremsstrahlung) avant
 894 d’atteindre les calorimètres. De plus, environ 40% des photons se convertissent en paire électron-
 895 positron avant de rejoindre le cryostat entourant les calorimètres à argon liquide.

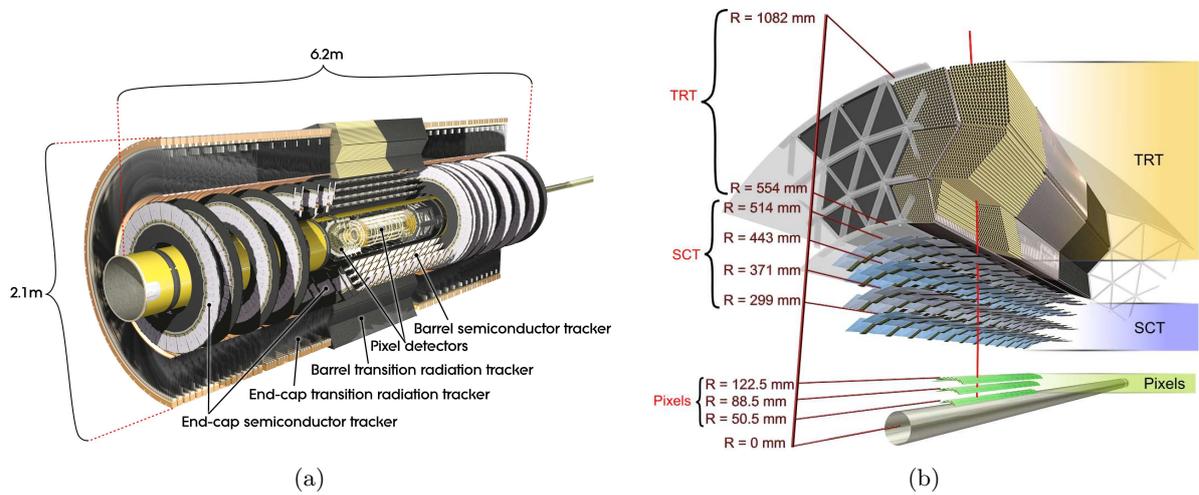


FIGURE 2.3 – (a) Section du détecteur interne; (b) Les trois sous-détecteurs (détecteur de vertex à pixels, détecteur de traces à pistes de silicium et trajectographe à radiations de transition) composant le détecteur interne sont montrés ainsi que leurs distances à l'axe du faisceau.

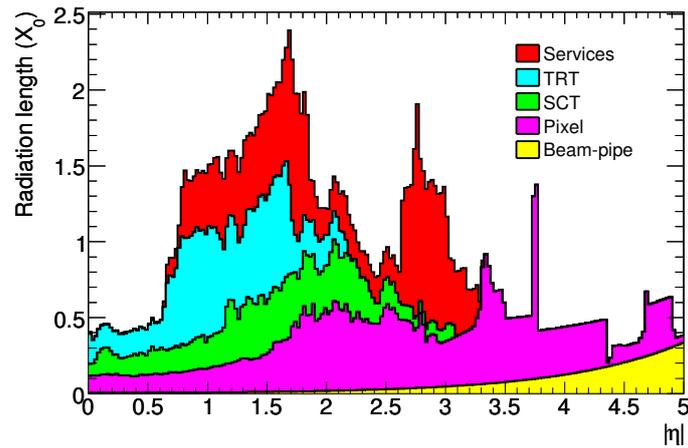


FIGURE 2.4 – Distribution du matériel jusqu'à l'enveloppe cylindrique contenant le détecteur interne en fonction de la pseudorapidité η .

2.3.1 Le détecteur à pixels

Le détecteur à pixels de silicium est le premier détecteur rencontré par les particules issues des collisions. Il couvre la région en pseudorapidité $|\eta| < 2.5$ et il est composé de trois couches cylindriques concentriques autour de l'axe du faisceau dans le tonneau, et de trois disques coaxiaux dans les bouchons. Les trois couches sont disposées à une distance radiale de 50.5 mm, 88.5 mm et 122.5 mm (et de 49.5 mm, 58.0 mm et 65.0 mm dans les bouchons). Chaque pixel a une surface de $50 \times 400 \mu\text{m}^2$ dans le plan $(R\phi \times z)$ et une épaisseur de $250 \mu\text{m}$. La précision pour chaque pixel est de $10 \mu\text{m}$ en $R\phi$ et de $115 \mu\text{m}$ en z (R) dans le tonneau (bouchons). Le détecteur de vertex se compose ainsi d'environ 80.4 millions de canaux.

La première couche de ce détecteur, couramment appelé couche B (ou en anglais B -layer), grâce à sa position très proche du point d'interaction permet de voir les particules de courte durée de vie et de déterminer la position des vertex secondaires associés à leur désintégration. Ce type d'information est normalement utilisé pour identifier la désintégration d'un quark b et donc identifier les jets de b (technique de b -tagging).

2.3.2 Le détecteur à micro-pistes de silicium

En s'éloignant du point d'interaction, le détecteur suivant est le détecteur à micro-pistes de silicium (SCT de l'anglais *Semi Conductor Tracker*). Ce sous-détecteur est formé de huit bandes de silicium de 128 mm de longueur et $80 \mu\text{m}$ de largeur, arrangées deux par deux, sur lesquelles sont placées des micro-pistes. Le SCT, avec une structure en couches (disques) dans le tonneau (bouchons) analogue à celle du détecteur de vertex, fournit huit points de mesure pour chaque trace. La distance radiale des points à l'axe du faisceau est montrée figure 2.3(b). La précision attendue pour chaque point de mesure est de $17 \mu\text{m}$ en $R\phi$ et de $580 \mu\text{m}$ en z (R) pour le tonneau (pour les bouchons). Le nombre total de canaux du SCT est d'environ 6.3 millions.

2.3.3 Le trajectographe à radiations de transition

La partie la plus externe du détecteur interne utilise la technologie des tubes à dérive entourés de matériel pour favoriser le rayonnement de transition lors du passage d'un électron. Les tubes à dérive d'un diamètre de 4 mm, sont remplis d'un mélange gazeux de xénon (70%), de dioxyde de carbone (27%) et d'oxygène (3%) et ils sont traversés par un anode en tungstène plaqué or. Lors du passage d'une particule chargée, les atomes des gaz s'ionisent et les électrons venant de cette ionisation dérivent vers l'anode où le signal électrique est collecté.

Le trajectographe à radiation de transition (TRT de l'anglais *Transition Radiation Tracker*) permet des points de mesure dans le plan (R, ϕ) dans le tonneau et dans le plan (z, ϕ) dans les bouchons. Les tubes à dérive, avec une longueur de 144 cm (37 cm) dans le tonneau (bouchons) sont disposés parallèlement à l'axe du faisceau (radialement) et permettent chacun une précision de mesure de $130 \mu\text{m}$. Le TRT est composé d'environ 351 000 canaux et couvre la région en pseudorapidité $|\eta| < 2.0$.

Le TRT avec environ 30 points de mesure par trace chargée, permet une détection presque continue des particules. Il est ainsi complémentaire des calorimètres pour l'identification des particules chargées. Il permet une très bonne discrimination entre les électrons et les pions : typiquement le passage d'un électron est caractérisé par un nombre de coups au delà du seuil le plus haut (*high threshold hits*) compris entre 7 et 10. Le pouvoir discriminant de ce sous détecteur est montré figure 2.5. Cette figure montre la probabilité pour le TRT d'enregistrer un coup au delà du plus haut des seuils (*high threshold hit*) en fonction du facteur de Lorentz $\gamma = E/m$, dans la région du tonneau du détecteur ATLAS. Pour réaliser cette figure, les données suivantes

940 ont été utilisées : pour des valeurs de γ élevés, un lot pur d'électrons a été obtenu grâce aux
 941 conversions de photons. Pour les basses valeurs de γ , toutes les traces sélectionnées sont utilisées
 942 et la masse des particules est considérée comme étant celle des pions. Pour les particules ayant
 943 un facteur γ supérieur à 1000, la probabilité que le TRT enregistre un coup au dessus du plus
 944 haut seuil augmente beaucoup.

945 2.4 Les calorimètres

946 Le système calorimétrique d'ATLAS est composé d'un calorimètre électromagnétique et d'un
 947 calorimètre hadronique. Il est situé entre le détecteur interne et le spectromètre à muons. Des
 948 techniques de détection différentes sont utilisées dans le tonneau et dans les bouchons pour
 949 avoir la meilleure détection possible des multiples processus physiques attendus. Le système
 950 calorimétrique permet la mesure de l'énergie et la classification des particules en électrons,
 951 photons et jets, ainsi que la mesure de l'énergie transverse manquante. Ce détecteur possède
 952 une couverture en pseudorapidité allant jusqu'à $|\eta| < 5$ et une quasi complète couverture selon
 953 l'angle azimutal ϕ . Dans la région couverte par le TRT, les gerbes produites par les électrons et
 954 les photons sont contenues dans le calorimètre électromagnétique à argon liquide très finement
 955 segmenté et donc caractérisé par une excellente résolution en énergie et position (section 2.4.1.1).
 956 La technologie à argon liquide est aussi utilisée par le calorimètre hadronique dans les bouchons
 957 (section 2.4.1.2) et à l'avant (section 2.4.1.3) ; le corps central du calorimètre hadronique ($|\eta| <$
 958 1.7) est en revanche réalisé en utilisant une technologie de tuiles scintillantes. Une section du
 959 détecteur ATLAS, illustrant le détail du système calorimétrique est montrée figure 2.6(a).

960 Les calorimètres doivent aussi réduire le taux de particules à l'entrée du spectromètre à
 961 muons. Ainsi, la profondeur totale du calorimètre électromagnétique dépasse les 22 longueurs de
 962 radiations (X_0) dans le tonneau et 24 X_0 dans les bouchons. La quantité de matière constituant
 963 les calorimètres exprimée en longueur d'interaction est montrée en fonction de la pseudorapidité
 964 η figure 2.6(b).

965 2.4.1 Les calorimètres à Argon Liquide

966 Les calorimètres à Argon liquide d'ATLAS (électromagnétique et hadronique) sont des calori-
 967 mètres à échantillonnage, c'est-à-dire constitués par deux éléments : un milieu dense (absorbeur)
 968 pour freiner les particules et un milieu actif, l'argon liquide (appelé dans la suite *LAr*, de l'an-
 969 glais *Liquid Argon*), dont les atomes sont ionisés lors du passage des particules. Le calorimètre
 970 électromagnétique est constitué par une alternance de couches de plomb et d'argon liquide, alors
 971 que dans les bouchons du calorimètre hadronique, et dans le calorimètre à l'avant, les couches
 972 d'absorbeur sont en cuivre.

973 Les calorimètres à échantillonnage ont en général une réponse bien linéaire, mais ils ne
 974 mesurent pas la totalité de l'énergie des particules incidentes. Grâce à des tests en faisceau, il
 975 est possible de déterminer la fraction entre l'énergie déposée dans le milieu actif et l'énergie totale
 976 déposée dans le calorimètre. Par exemple, pour le calorimètre électromagnétique d'ATLAS, cette
 977 fraction est estimée par la formule suivante [32] :

$$F = \frac{\Delta E_{LAr}}{\Delta E_{LAr} + \Delta E_{Pb}} \sim 19\% \quad (2.3)$$

978 où ΔE_{LAr} et ΔE_{Pb} sont respectivement l'énergie déposée dans l'argon liquide et dans le
 979 plomb. En connaissant F , il est possible d'estimer l'énergie totale à partir de l'énergie mesurée.

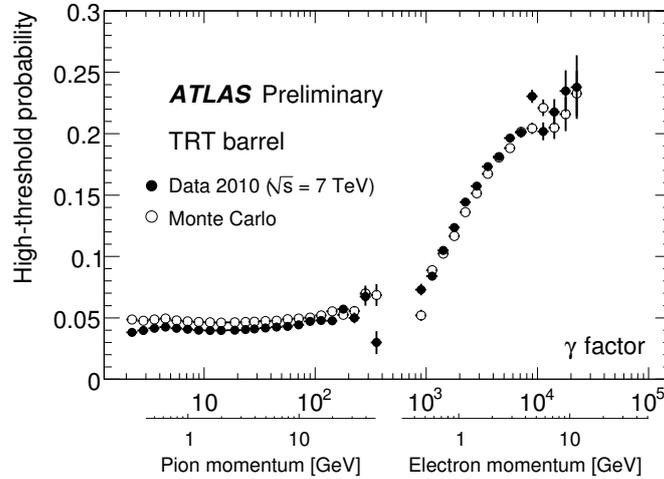


FIGURE 2.5 – Probabilité pour le TRT d’avoir un coup au delà du seuil le plus haut (high threshold hit) en fonction du facteur de Lorentz $\gamma = E/m$, dans le tonneau du détecteur ATLAS. La probabilité que le TRT enregistre un coup au dessus du plus haut seuil augmente pour les particules ayant un facteur γ supérieur à 1000 permettant ainsi de discriminer entre les électrons et les pions pour une région en énergie entre 1 et 150 GeV.

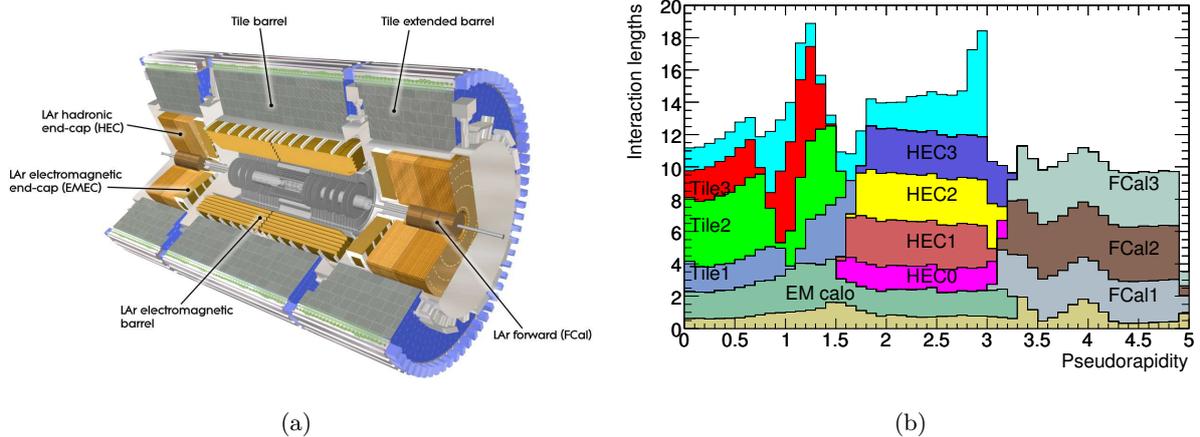


FIGURE 2.6 – (a) Section du détecteur ATLAS montrant le système calorimétrique; (b) Quantité de matière constituant les calorimètres, exprimée en longueur d’interaction, en fonction de la pseudorapidity η .

980 Les trois calorimètres à Argon liquide montrés figure 2.6(a) sont décrits dans les sections
 981 suivantes.

982 2.4.1.1 Le calorimètre électromagnétique

983 Le calorimètre électromagnétique du détecteur ATLAS est conçu pour mesurer l'énergie des
 984 électrons et photons incidents ayant une énergie comprise entre 50 MeV et 3 TeV. Lors de
 985 leur passage à travers la matière, les particules telles que les électrons et les photons, perdent
 986 leur énergie selon différents processus. Pour des particules d'énergie supérieure à 100 MeV, les
 987 processus dominants sont le *rayonnement de freinage (Bremsstrahlung)* ($e^\pm \rightarrow e^\pm + \gamma$) et la
 988 création de paires ($\gamma \rightarrow e^+e^-$). Pour les particules moins énergétiques, ce sont les processus
 989 d'ionisation qui dominent.

990 La répétition de ces processus en cascade amène à la production d'un jet de particules, ou
 991 gerbe, de moins en moins énergétiques. Lorsque l'énergie des particules issues de ces processus
 992 secondaires devient inférieure à une certaine énergie seuil, la production en cascade s'arrête.
 993 Le nombre de particules dans une gerbe électromagnétique est proportionnel à l'énergie de la
 994 particule primaire incidente.

995 En plus de la mesure de l'énergie et de la reconstruction de la direction des photons et
 996 électrons, le calorimètre électromagnétique permet la distinction entre photons isolés et pions
 997 neutres, et également la mesure de la composante électromagnétique des jets.

998 Le calorimètre électromagnétique a été optimisé pour la recherche du boson de Higgs en
 999 particulier dans les canaux de désintégration $H \rightarrow \gamma\gamma$ et $H \rightarrow 4e$. Les performances attendues
 1000 sont résumées ici [33] :

- 1001 • **résolution en énergie :**

1002 la recherche du boson de Higgs dans les canaux cités, demande une résolution en masse
 1003 meilleure que 1 % [32]. Cela se traduit par une très bonne résolution en énergie. Celle-ci
 1004 se calcule de la façon suivante :

$$\frac{\Delta E}{E} = \frac{a}{\sqrt{E}} \oplus \frac{b}{E} \oplus c \quad (2.4)$$

1005 Le premier terme, a/\sqrt{E} correspond au terme d'échantillonnage, donc lié au développe-
 1006 ment de la gerbe. La valeur de a est de l'ordre de 10%. Le deuxième terme, b/E , est associé
 1007 au bruit de la chaîne électronique ; b est de l'ordre de 300 MeV à basse luminosité mais
 1008 peut atteindre 500 MeV lorsque du bruit dû à l'empilement se rajoute. Le troisième terme,
 1009 c , qui est constant, est le terme dominant à haute énergie : il tient compte de la qualité
 1010 de l'étalonnage, des non-uniformités du calorimètre dues à la mécanique et/ou à l'élec-
 1011 tronique, et de la linéarité de la réponse ; les valeurs de c mesurées en 2010 pour chaque
 1012 partie du détecteur sont données en fin de chapitre table 2.6.

- 1013 • **résolution angulaire :** elle permet de déterminer la direction des particules neutres qui
 1014 ne laissent pas de trace dans le détecteur interne. Elle se révèle donc une caractéristique
 1015 fondamentale pour l'exploitation du canal $H \rightarrow \gamma\gamma$. La résolution angulaire pour l'angle θ
 1016 est estimée à :

$$\sigma_\theta = \frac{50 \text{ mrad}}{\sqrt{E(\text{GeV})}}$$

- 1017 • **résolution temporelle** : elle est de l'ordre de 100 ps, et elle est nécessaire pour l'identi-
 1018 fication des particules à temps de vie long.

1019 **2.4.1.1.1 Le calorimètre électromagnétique tonneau**

1020 Le calorimètre électromagnétique tonneau (EMB, de l'anglais *ElectroMagnetic Barrel*)[34] est
 1021 constitué de deux demi-tonneaux ($z < 0$ et $z > 0$) assurant une couverture en pseudorapidité
 1022 de la région $|\eta| < 1.475$. Il est précédé par un pré-échantillonneur, qui s'étend jusqu'à $|\eta| = 1.8$,
 1023 permettant la mesure de l'énergie perdue par les particules lors du passage dans la matière
 1024 interposée entre le point d'interaction et le calorimètre (détecteur interne, solénoïde, cryostat).

1025 Les absorbeurs en plomb sont séparés par une couche constante d'argon liquide (2.1 mm)
 1026 refroidie à une température d'environ 88 K. Une électrode, composée de trois couches de cuivre,
 1027 séparées entre elles par des couches de kapton, est maintenue au milieu de la couche d'argon
 1028 liquide grâce à un espaceur à forme de nid d'abeille. Une haute tension de 2000 V (valeur
 1029 nominale) est appliquée à l'électrode. La figure 2.7(a) montre un schéma des couches successives
 1030 électrode-argon liquide, absorbeur.

1031 Lors du passage d'une particule chargée, le milieu actif s'ionise et les électrons créés dérivent
 1032 sous l'effet du champ électrique en produisant un signal électrique. La chaîne d'électronique de
 1033 lecture, ainsi que la procédure suivie pour convertir le courant en mesure d'énergie est décrite
 1034 section 3.1.

1035 La géométrie choisie pour les absorbeurs et les électrodes, en forme d'accordéon assure une
 1036 couverture azimutale (selon l'angle ϕ) sans région morte. De plus, afin que des particules ayant
 1037 un angle d'incidence différent, traversent la même quantité de matière, l'épaisseur de la couche
 1038 de plomb varie en fonction de la pseudorapidité η . Une transition se produit à $|\eta| = 0.8$ où
 1039 l'épaisseur de plomb est diminuée de 1.5 mm à 1.1 mm (voir figure 2.8). Cette diminution
 1040 permet de garder une fraction d'échantillonnage à peu près constante jusqu'à $|\eta| = 1.475$ et, en
 1041 conséquence, une meilleure résolution en énergie.

1042 Le calorimètre électromagnétique est divisé radialement en trois compartiments, chacun ca-
 1043 ractérisé par une granularité spécifique (voir figure 2.9) :

- 1044 – **Le compartiment avant** (en anglais Layer 1 ou front layer) : il est constitué par des
 1045 cellules finement segmentées en η , de taille $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.0031 \times 0.1$ et couvrant la région
 1046 $|\eta| < 1.4$. Ce compartiment en étant peu profond ($4.4 X_0$) permet de séparer les gerbes
 1047 spatialement proches, comme deux photons issus de la désintégration d'un π^0 , ou bien
 1048 d'améliorer la discrimination γ/π^0 ;
- 1049 – **Le compartiment du milieu** (en anglais Layer 2 ou middle layer) : ce compartiment est
 1050 caractérisé par des cellules de taille $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.025 \times 0.025$ et une profondeur entre 16
 1051 et $18 X_0$. C'est dans ce compartiment que les particules électromagnétiques déposent la
 1052 majorité de leur énergie et que le point d'impact de la gerbe en (η, ϕ) est mesuré ;
- 1053 – **Le compartiment arrière** (en anglais Layer 3 ou back layer) : ce compartiment est carac-
 1054 térisé par des cellules de granularité moins fine : $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.05 \times 0.025$ et une profondeur
 1055 de $2 X_0$ à $\eta = 0$. Il vise à l'estimation des pertes dues aux gerbes électromagnétiques qui
 1056 ne sont pas entièrement contenues dans le compartiment précédent.

1057 La quantité de matériel composant le tonneau du calorimètre électromagnétique en unité de
1058 longueur de radiation est montrée figure 2.7(b).

1059 2.4.1.1.2 Les calorimètres électromagnétiques bouchons

1060 Les calorimètres électromagnétiques bouchons (EMEC de l'anglais *ElectroMagnetic End-Cap*) [35] sont situés à chaque bout du calorimètre tonneau à $|z| \sim 4.3$ m. Comme pour le
1061 tonneau, il s'agit d'un calorimètre à échantillonnage avec alternance de couches d'argon liquide et
1062 de plomb en géométrie en accordéon. Ils couvrent la région en pseudorapidité $1.375 < |\eta| < 3.2$ et
1063 ils sont composés de deux roues une externe ($1.375 < |\eta| < 2.5$) et une interne ($2.5 < |\eta| < 3.2$).
1064 Avant les calorimètres bouchons, dans la région $1.5 < |\eta| < 1.8$, un pré-échantillonneur est
1065 installé afin de compenser la dégradation de la mesure en énergie, due par exemple à la présence
1066 du cryostat du tonneau du calorimètre électromagnétique.

1068 Comme pour le calorimètre tonneau, le calorimètre bouchon ($1.5 < |\eta| < 2.5$) est divisé en
1069 trois compartiments de granularité de plus en plus grossière à fur et mesure qu'on s'éloigne de
1070 l'axe du faisceau. La roue interne et la partie à plus basse pseudorapidité de la roue externe
1071 ($|\eta| < 1.5$) sont composées de seulement deux compartiments. La segmentation et la granularité
1072 des calorimètres bouchons sont montrées table 2.1

1073 Dans les calorimètres bouchons, en plus de l'épaisseur de plomb qui varie, l'épaisseur d'argon
1074 liquide varie également radialement. En conséquence, la valeur nominale de la haute tension varie
1075 afin de garder un champ électrique et donc un temps de dérive des électrons constant.

1076 2.4.1.2 Les calorimètres bouchons hadroniques (HEC)

1077 Les calorimètres bouchons hadroniques (HEC de l'anglais *Hadronic End-Caps*) [36] sont
1078 des calorimètres à échantillonnage qui utilisent comme milieu absorbeur le cuivre. Le choix
1079 de l'argon liquide pour ces parties du calorimètre hadronique¹ vient de la nécessité d'un milieu
1080 actif très résistant aux radiations à cause de l'exposition intense de cette région. Ces calorimètres
1081 couvrent la région $1.5 < |\eta| < 3.2$ et ils sont logés dans les mêmes cryostats que les EMEC et les
1082 calorimètres à l'avant. Chaque bouchon hadronique est composé de deux roues indépendantes
1083 dont la granularité varie en fonction de la pseudorapidité. Les détails de la segmentation des
1084 bouchons hadroniques sont donnés table 2.2. Comme le corps central du calorimètre hadronique,
1085 ils permettent la reconstruction en énergie des particules qui ne sont pas contenues dans le
1086 calorimètre électromagnétique. En particulier ces calorimètres sont conçus pour la reconstruction
1087 des jets hadroniques et la mesure de l'énergie transverse manquante.

1088 2.4.1.3 Les calorimètres à l'avant (FCal)

1089 Les calorimètres à l'avant (FCal de l'anglais *Forward Calorimeter*) [37] sont localisés dans
1090 la région $3.1 < |\eta| < 4.9$ et ils sont logés dans le même cryostat que le EMEC et le HEC. Grâce
1091 à leurs proximités et connections avec ces détecteurs, ils permettent une bonne herméticité de
1092 la couverture calorimétrique tout en minimisant les pertes d'énergie dans les zones mortes entre
1093 les calorimètres.

1094 La technologie utilisée pour ces calorimètres est totalement différente des autres calorimètres
1095 à argon liquide : il comprend un compartiment électromagnétique avec des absorbeurs en cuivre,
1096 et deux compartiments hadroniques avec des absorbeurs en tungstène. Les blocs d'absorbeur sont
1097 percés de tubes parallèles à l'axe du faisceau à l'intérieur desquels se trouvent des électrodes

1. Le corps central du calorimètre hadronique utilise une technologie à tuiles scintillantes (voir section 2.4.2).

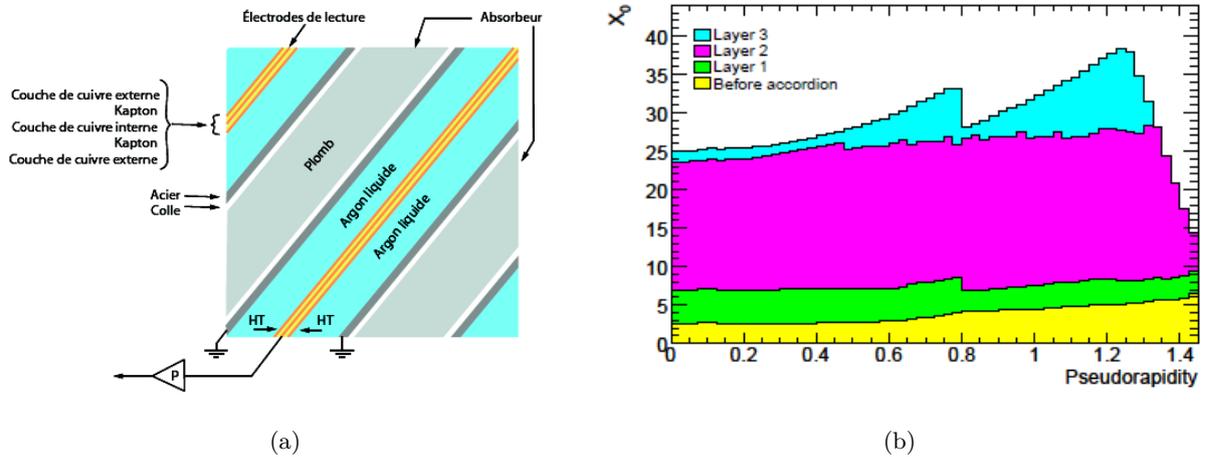


FIGURE 2.7 – (a) Schéma des couches successives d’absorbeur (Pb), milieu actif (LAr) et électrodes, composant le calorimètre électromagnétique (EMC) à argon liquide du détecteur ATLAS. Une haute tension (HT) est appliquée entre les couches externes de l’électrode (cathode) et l’absorbeur (anode, reliée à la masse). La couche interne de l’électrode récolte les courants d’ionisation. (b) Épaisseur en unité de longueurs de radiation (X_0) en fonction de la pseudorapidité η des différents compartiments du tonneau du calorimètre électromagnétique.

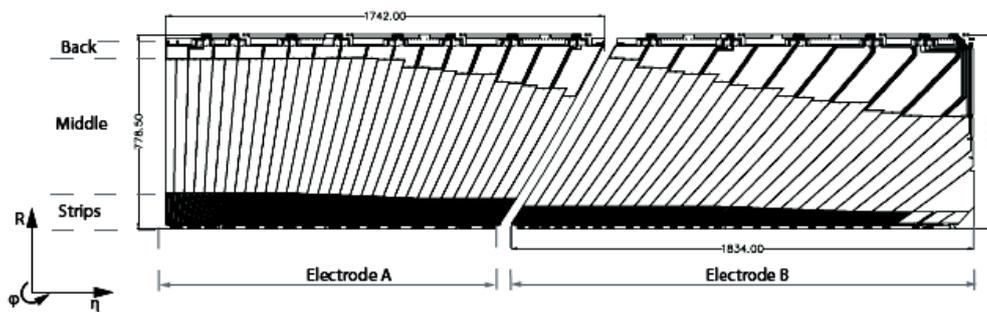


FIGURE 2.8 – Schéma en coupe dans le plan ($R-\eta$) d’une électrode du calorimètre tonneau. La diminution de l’épaisseur de plomb et la diminution qui s’en suit de la taille des cellules est visible à $\eta = 0.8$. La segmentation radiale laisse apparaître la segmentation en trois compartiments différents : avant (strips), milieu (middle) et arrière (back).

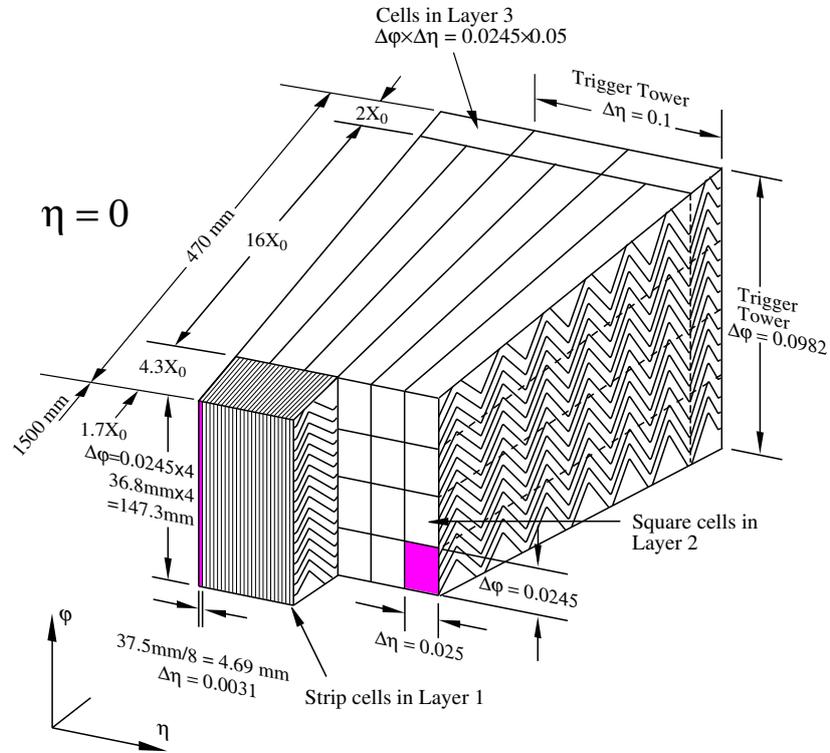


FIGURE 2.9 – Segmentation du calorimètre électromagnétique tonneau : pour chaque compartiment (avant, milieu et arrière) la taille des cellules est indiquée.

η	avant (Layer 1)	milieu (Layer 2)	arrière (Layer 3)
1.375-1.425	$0.050 \times 2\pi/64$	$0.050 \times 2\pi/256$	
1.425-1.5	$0.025 \times 2\pi/64$	$0.025 \times 2\pi/256$	
1.5-1.8	$0.025/8 \times 2\pi/64$	$0.025 \times 2\pi/256$	$0.050 \times 2\pi/256$
1.8-2.0	$0.025/6 \times 2\pi/64$	$0.025 \times 2\pi/256$	$0.050 \times 2\pi/256$
2.0-2.4	$0.025/4 \times 2\pi/64$	$0.025 \times 2\pi/256$	$0.050 \times 2\pi/256$
2.4-2.5	$0.025 \times 2\pi/64$	$0.025 \times 2\pi/256$	$0.050 \times 2\pi/256$
2.5-3.2	$0.1 \times 2\pi/64$	$0.1 \times 2\pi/64$	

TABLE 2.1 – Granularité en (η, ϕ) des compartiments des calorimètres électromagnétiques bouchons en fonction de η [35].

1098 cylindriques. L'exposition à un haut taux de radiations a amené au choix d'une diminution de
 1099 l'épaisseur de la couche d'argon liquide afin de minimiser la possibilité de formation d'ions et,
 1100 en même temps, pour garantir la densité la plus importante possible. La figure 2.10 montre une
 1101 vision schématique des calorimètres à l'avant.

1102 2.4.2 Le calorimètre hadronique à tuiles

1103 Le calorimètre hadronique à tuiles d'ATLAS est conçu pour mesurer l'énergie et la position
 1104 des jets et des hadrons isolés et il est situé juste à l'extérieur du calorimètre électromagnétique
 1105 et couvre la région $|\eta| < 1.7^2$.

1106 Le calorimètre hadronique à tuiles est un calorimètre à échantillonnage utilisant du fer comme
 1107 milieu absorbeur et des tuiles scintillantes à base de polystyrène comme milieu actif. La lumière
 1108 ultraviolette émise lors de la désexcitation des molécules est collectée par des fibres optiques et
 1109 transportée jusqu'à des photomultiplicateurs situés sur le côté externe du tonneau qui trans-
 1110 forment le signal lumineux en signal électrique. Il est constitué de trois sous-parties :

- 1111 – une partie centrale qui s'étend jusqu'à $|\eta| < 1.0$ et qui entoure le cryostat du calorimètre
 1112 électromagnétique tonneau ;
- 1113 – deux extensions latérales du tonneau, couvrant les régions $0.8 < |\eta| < 1.7$, situées autour
 1114 des cryostats des bouchons.

1115 Le calorimètre hadronique à tuiles est segmenté en trois compartiments avec une granularité
 1116 différente. La granularité est de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times 0.1$ pour les deux premiers compartiments et
 1117 de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.1$ pour le troisième. La granularité du calorimètre hadronique (tonneau,
 1118 extensions et bouchons) est résumée table 2.2.

1119 La géométrie du calorimètre à tuiles est schématisée figure 2.11. L'orientation radiale et
 1120 perpendiculaire à l'axe du faisceau des tuiles scintillantes permet une couverture totale selon
 1121 l'angle azimutale. De plus, le regroupement des tuiles comporte une géométrie pseudo-projective
 1122 selon la direction de la pseudorapidité.

1123 2.5 Le spectromètre à muons

1124 Le spectromètre à muons est le détecteur le plus externe d'ATLAS. Il est composé par une
 1125 combinaison d'aimants toroïdaux supra-conducteurs, instrumentée par un système de déclenche-
 1126 ment autonome et des chambres de précisions. Ce détecteur permet une mesure indépendante
 1127 du détecteur interne de l'impulsion des muons dans la région $|\eta| < 2.7$ et un déclenchement aussi
 1128 indépendant du système central dans la région $|\eta| < 2.4$.

1129 La figure 2.12 montre un schéma du spectromètre à muons en mettant en évidence les quatre
 1130 sous-systèmes qui le composent et qui sont discutés dans la suite de la section. La table 2.5
 1131 résume le nombre de canaux, le nombre de points de mesure et les performances attendues en
 1132 terme de résolution pour chacun des quatre sous-systèmes du spectromètre d'ATLAS.

2. Les bouchons du calorimètre hadronique utilisant une technologie différente (LAr-Cu), ils ont été présentés section 2.4.1.2

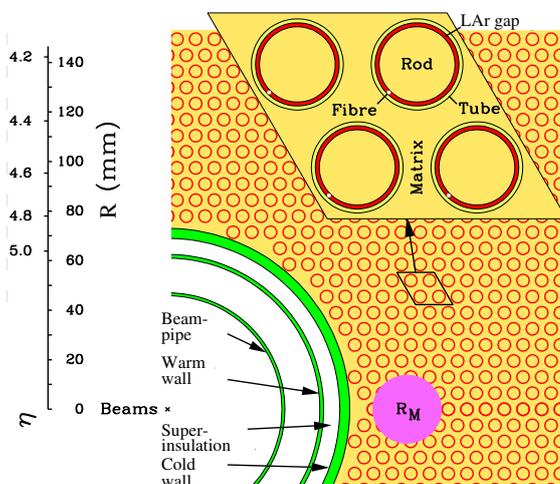


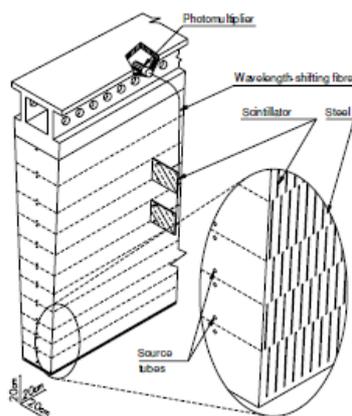
FIGURE 2.10 – Vision schématique des tubes des calorimètres à l'avant.

Région		avant	milieu	arrière
Tonneau	$ \eta < 1.0$	0.1×0.1	0.1×0.1	0.2×0.1
Extensions	$0.8 < \eta < 1.7$	0.1×0.1	0.1×0.1	0.2×0.1
Bouchons	$1.5 < \eta < 2.5$	0.1×0.1	0.1×0.1	0.2×0.1
	$2.5 < \eta < 3.2$	0.2×0.2	0.2×0.2	0.2×0.2

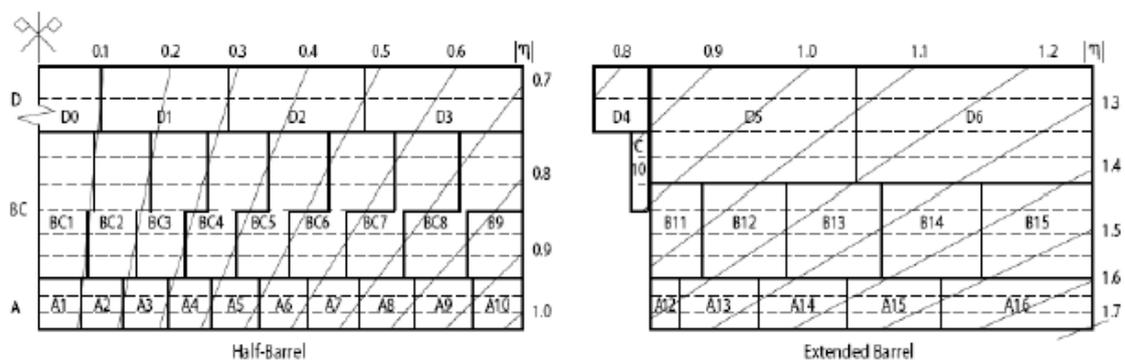
 TABLE 2.2 – Granularité (η, ϕ) du calorimètre hadronique.

Type	résolution			Points de mesure par trace		Nombre de	
	z/R	ϕ	temps	tonneau	bouchons	chambres	canaux
MDT	35 μm	–	–	20	20	1150	354k
CSC	40 μm (R)	5 mm	7 ns	–	4	32	30.7k
RPC	10 mm (z)	10 mm	1.5 ns	6	–	606	373k
TGC	2-6 mm (R)	3-7 mm	4 ns	–	9	3588	318k

TABLE 2.3 – Résumé des caractéristiques techniques de chaque sous-système composant le spectromètre à muons d'ATLAS. Pour chaque sous-système la résolution attendue, le nombre des points de mesure par trace et le nombre de composants (chambres et canaux de lecture) sont donnés.



(a)



0 500 1000 1500 mm

Tile Calorimeter
Cells and Tile Rows

(b)

FIGURE 2.11 – (a) Illustration des composantes dans un module du calorimètre hadronique à tuiles; (b) géométrie du calorimètre dans le plan $(R - \phi)$; les lignes diagonales montrent la configuration semi-projective des cellules.

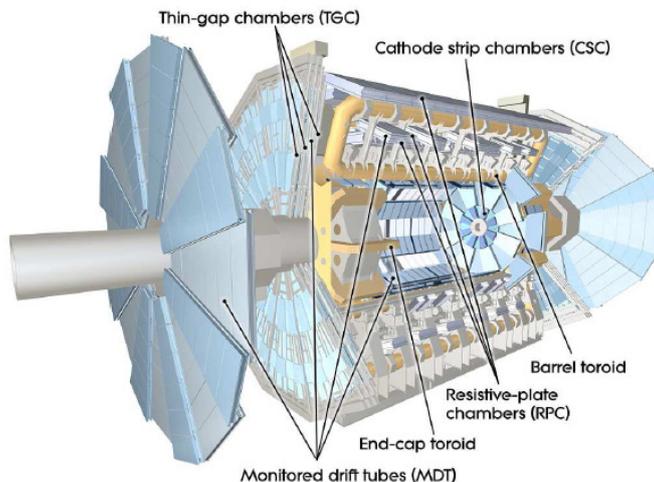


FIGURE 2.12 – Vue schématique du spectromètre à muons : les MDT et les CSC aident à la reconstruction de l'impulsion des muons ; les RPC et TGC permettent un déclenchement indépendant.

2.5.1 Chambres de détection

La détection des muons dans la région $|\eta| < 2.0$ est effectuée grâce à des tubes à dérive en aluminium (MTD, de l'anglais *Monitored Drift Tubes*). Les tubes sont remplis d'un mélange gazeux d'argon (93%) et de dioxyde de carbone (7%) maintenu à une pression de 3 bar. Au centre de chaque tube, un anode de $50 \mu\text{m}$ en tungstène-rhénium, soumise à une tension d'environ 3000 V permet d'obtenir un champ électrique radial. Chaque tube a un diamètre de 30 mm et ils sont regroupés en chambre de six ou huit couches de tubes pour permettre une résolution sur la position en pseudorapidité de $80 \mu\text{m}$.

A plus grande pseudorapidité ($2.0 < |\eta| < 2.7$), les MDT sont remplacés par des chambres plus rapides à multi-fils fonctionnant en mode proportionnel (CSC de l'anglais *Cathod Strip Chambers*) pour gérer le plus grand flux de particules. Comme les MDT, ces chambres de détection sont toujours remplies d'un mélange gazeux d'argon et de dioxyde de carbone. Plusieurs fils d'anode sont disposés radialement et la piste de la cathode est segmentée de façon à avoir des bandes parallèles et orthogonales aux fils. Les bandes perpendiculaires au fil d'anode permettent de mesurer précisément la position en pseudorapidité, celles orientées parallèlement au fil permettent la mesure de la coordonnée ϕ . La résolution spatiale attendue est de $40 \mu\text{m}$ en R et 5 mm en ϕ ; la résolution temporelle attendue est de 7 ns.

2.5.2 Chambres de déclenchement

Le système de déclenchement dans la partie tonneau du spectromètre d'ATLAS est réalisé à l'aide de trois couches de chambres à plaques résistives (RPC de l'anglais *Resistive Plate Chamber*). Chaque plaque est composée de deux couches indépendantes, chacune permettant la mesure de la position en pseudorapidité η et en angle azimutale ϕ . Grâce à cette structure, six points par coordonnée sont mesurés pour chaque particule traversant les RPC. Les RPC sont constitués par deux plaques parallèles. L'espace entre les deux plaques est rempli d'un mélange gazeux et une haute tension est appliquée générant un champ électrique de 4.9 kV/mm. Lors du passage d'un muon, une cascade d'ionisation est formée et rapidement collectée. La résolution

1159 spatiale attendue est de 10 mm pour chaque coordonnée et la résolution temporelle est estimée
1160 inférieure à 2 ns.

1161 Dans les bouchons, les RPC sont remplacés par les TGC (de l'anglais *Thin Gap Chamber*).
1162 Concernant le principe de détection, les TGC sont similaires aux chambres CSC mais elles ont
1163 un espace réduit entre l'anode et le plan de la cathode et ainsi qu'entre les anodes entre elles,
1164 permettant une très bonne résolution en temps.

1165 2.6 Le système de déclenchement

1166 Un des défis majeurs pour les expériences auprès du LHC est d'enregistrer les événements
1167 d'intérêt physique étant donnée la quantité de données produites et la haute fréquence de colli-
1168 sions. À la valeur de luminosité nominale ($\mathcal{L} = 10^{34} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$), le taux de collisions prévu est de
1169 1 GHz, alors que l'enregistrement des données est limité à 200 Hz avec les contraintes imposées
1170 par la technologie utilisée et la capacité de stockage des données. Le système de déclenchement
1171 d'ATLAS doit donc permettre le rejet d'un facteur 10^6 tout en appliquant une sélection efficace
1172 des événements de physique liés à des processus potentiellement intéressants.

1173 Le système de déclenchement d'ATLAS est divisé en trois niveaux : le premier niveau est
1174 strictement basé sur les informations brutes des détecteurs, alors que les deux autres niveaux
1175 utilisent aussi des logiciels de reconstruction des impulsions et directions des particules. Cette
1176 distinction est à l'origine du fait que les deux derniers niveaux du système de déclenchement sont
1177 couramment appelés "déclenchement de haut niveau" (HLT de l'anglais *High Level Trigger*).

1178 • **Niveau 1** : appelé couramment L1 (de l'anglais *Level 1*), ce premier niveau est strictement
1179 basé sur les composantes géométriques du détecteur (*hardware-based trigger*) : il collecte
1180 les informations venant des calorimètres et des systèmes de déclenchement du spectromètre
1181 (RPC et TGC, voir section 2.5.2) à la fréquence de croisements des faisceaux (40 MHz)
1182 et réduit la fréquence d'enregistrement à 75 kHz. La décision prise par ce système doit
1183 rejoindre l'électronique frontale dans un temps inférieur à $2 \mu\text{s}$ et elle a pour but de
1184 repérer les événements ayant des particules à grande impulsion transverse ou ayant une
1185 haute valeur d'énergie transverse manquante.

1186 Au niveau des calorimètres, des "tours" de cellules projectives de dimensions $\Delta\eta \times \Delta\phi =$
1187 0.1×0.1 (appelées "tours calorimétriques") sont créées en sommant analogiquement les
1188 énergies des cellules impliquées grâce à des cartes électroniques dédiées. Des "chaînes de
1189 déclenchement" sont définies à partir de la valeur en énergie qu'une tour peut avoir enre-
1190 gistrée. Lorsque l'énergie d'une tour dépasse un seuil prédéfini, la chaîne de déclenchement
1191 associée est activée. L'appellation technique de ces chaînes est du type $L1_EMx$ où x est
1192 la valeur du seuil en énergie.

1193 Lorsqu'une ou plusieurs chaînes de déclenchement s'activent, les informations venant des
1194 tours calorimétriques et des systèmes de déclenchement du spectromètre sont combinées
1195 pour créer des "régions d'intérêt" (RoI de l'anglais *Region of Interest*). C'est cette combi-
1196 naison d'information qui est à la base de la sélection appliquée par le niveau 2 du système
1197 de déclenchement.

1198 • **Niveau 2** : appelé couramment L2 (de l'anglais *Level 2*), ce niveau du système de déclen-
1199 chement réduit à 3.5 kHz le taux d'événements à enregistrer avec un temps de décision
1200 d'environ 40 ms. Pour ce faire, à partir des "régions d'intérêt" construites par le niveau
1201 L1, le niveau L2 combine les informations venant des calorimètres et du spectromètre avec

les informations venant du trajectographe. A ce stade, les informations sont combinées en considérant la granularité la plus fine de chaque sous-détecteur pour former les candidats électrons, photons, muons et affiner la reconstruction de la position et de l'énergie de ces objets estimée par le L1. Cette première reconstruction des objets physiques est faite à l'aide de versions simplifiées des algorithmes de reconstruction standards qui permettent un temps de traitement inférieur à 40 ms.

- **Niveau 3** : c'est le dernier niveau du système de déclenchement couramment appelé "EF" (de l'anglais *Event Filter*). Ce système utilise pour sa sélection, les informations relatives à l'événement entier et il exécute les mêmes algorithmes que ceux utilisés pour la reconstruction hors-ligne. Le temps d'exécution est d'environ 4 s et le taux d'événements est réduit à 200 Hz.

L'ensemble du système de déclenchement du détecteur ATLAS est représenté figure 2.13.

Les chaînes de déclenchement communément utilisées pour sélectionner un lot de données pour les analyses de physique sont "non-prescalés" c'est-à-dire que tous les événements qui satisfont les conditions de la chaînes sont gardés. La plupart de ces chaînes prévoit l'application de sélections inclusives et les seuils appliqués reflètent un compromis entre la sélection du signal et le rejet du bruit de fond.

Cependant, il existe un nombre élevé de chaînes qui sont pré-scalées car elles sélectionnent un nombre d'événements trop élevé ou des événements de physique jugés moins intéressants. Ces chaînes ne sont donc pas dédiées aux analyses de physique directement, mais elles fournissent des lots de données qui peuvent être utilisés pour de nombreuses vérifications, compréhension ou les procédures de calibration des détecteurs ou encore la surveillance de la prise de données elle-même.

En parallèle avec le système de déclenchement, il existe deux autres systèmes indépendants et complémentaires qui sont responsables de la prise de données (DAQ de l'anglais *Data Acquisition System*) et du contrôle de l'ensemble des infrastructures de l'expérience (DCS de l'anglais *Detector Control System*).

Le DAQ surveille le fonctionnement des détecteurs et des algorithmes de reconstruction utilisés par les hauts niveaux de déclenchement, ainsi que l'enregistrement des données. Ce système consiste à diagnostiquer et à réparer. Il est capable d'exclure ou de ré-insérer des sous-parties indépendantes sans arrêter l'acquisition de données.

Le DCS assure la cohérence des opérations d'acquisition des données en vérifiant le statut des sous-détecteurs et des infrastructures, par la surveillance par exemples des paramètres tels que les hautes tensions ou les températures.

2.7 Les performances du détecteur ATLAS

Les performances attendues pour le détecteur ATLAS sont résumées pour chaque sous-détecteur table 2.4 [34]. Le statut du détecteur à la fin de la période de prise de données en 2010 est donné table 2.5.

2.7.1 Le démarrage et les performances en 2010

Un des buts principaux de l'expérience ATLAS pour 2010 était d'effectuer le plus possible de mesures de section efficace des processus du modèle standard. Pour ce faire, une mesure précise de la luminosité intégrée est indispensable. Pendant la période de prise de données de

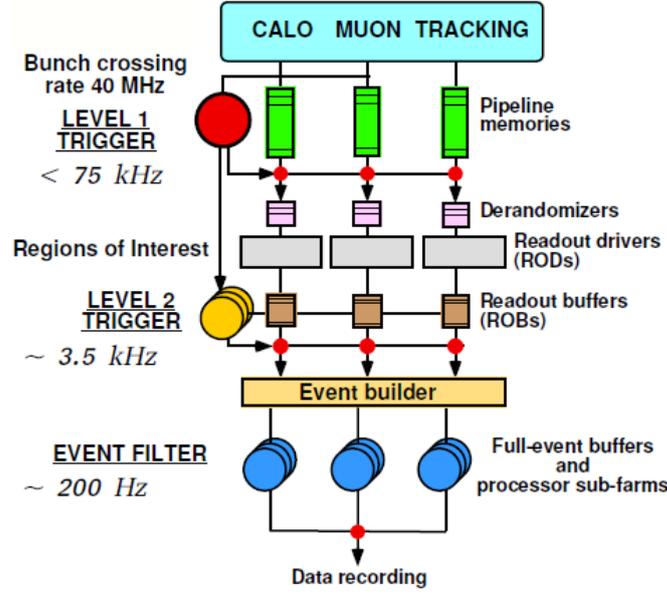


FIGURE 2.13 – Le système de déclenchement de l'expérience ATLAS.

Sous-système	Résolution attendue		Couverture en pseudorapidité	
			Mesure	Déclenchement
Détecteur Interne	$\sigma_{p_T}/p_T = 0.05\% p_T$	$\oplus 1\%$	± 2.5	
Calorimètre EM	$\sigma_E/E = 10\% \sqrt{E}$	$\oplus 0.7\%$	± 3.2	± 2.5
Calorimètre Hadronique				
Tonneau et bouchons	$\sigma_E/E = 50\% \sqrt{E}$	$\oplus 3\%$	± 3.2	± 3.2
A l'avant	$\sigma_E/E = 100\% \sqrt{E}$	$\oplus 10\%$	$3.1 < \eta < 4.9$	$3.1 < \eta < 4.9$
Spectromètre à Muons	$\sigma_{p_T}/p_T = 10\% \text{ à } p_T$	1 TeV	± 2.7	± 2.4

TABLE 2.4 – Performances attendues pour les différents sous-détecteurs d'ATLAS [34]. Pour les muons de haute impulsion transverse, les performances du spectromètre sont indépendantes de celles du détecteur interne. Les valeurs d'énergie sont données en GeV.

2.7. LES PERFORMANCES DU DÉTECTEUR ATLAS

Sous-système	Nombre de canaux	Fraction des canaux en fonctionnement
Le détecteur interne		
Pixels	80 <i>M</i>	97.2%
SCT	6.3 <i>M</i>	99.2%
TRT	350 <i>k</i>	97.5%
Les calorimètres		
Calorimètre électromagnétique (LAr EM)	170 <i>k</i>	99.9%
Calorimètre hadronique à tuiles (TileCal)	9800	98.8%
Calorimètre hadronique bouchons (HEC)	5600	99.8%
Calorimètre à l'avant (FCal)	3500	99.9%
Le spectromètre à muons		
Chambres de détection (MDT)	354 <i>k</i>	99.8%
Chambres de détection (CSC)	31 <i>k</i>	98.5%
Chambres de déclenchement (RPC)	373 <i>k</i>	97.0%
Chambres de déclenchement (TGC)	318 <i>k</i>	99.1%

TABLE 2.5 – Nombre de canaux et statut de chaque sous-système du détecteur ATLAS avant le début de la prise de données de 2011 [38].

1244 2010, ATLAS a enregistré 45.0 pb⁻¹ des 48.1 pb⁻¹ délivrés par le LHC, sous condition de
1245 faisceaux stables avec une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 7$ TeV (voir figure 2.14).
1246 Cela correspond à une efficacité de prise de données du détecteur ATLAS de 93.6%.

1247 La luminosité enregistrée par ATLAS est estimée par une méthode de comptage de la fraction
1248 de croisement des faisceaux qui permet d'enregistrer un “événement” satisfaisant une série de
1249 critères bien définis³. Le nombre de ces interactions est mesuré pour l'expérience ATLAS par
1250 des détecteurs indépendants : par exemple, pendant la première période de prise de données à
1251 basse luminosité ($\mathcal{L} < 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$), ATLAS a été équipé de scintillateurs segmentés destinés
1252 au comptage des événements de biais minimum lors des croisements des faisceaux (MBTS de
1253 l'anglais *Minimum Bias Trigger Scintillators*). Un autre détecteur qui permet le comptage des
1254 événements issus des collisions est le calorimètre à argon liquide, grâce à sa résolution en temps
1255 d'environ 1 ns. La mesure de luminosité avec ce détecteur est faite à partir des dépôt d'énergie
1256 dans la roue interne des bouchons électromagnétiques ou dans le premier compartiment du
1257 détecteur à l'avant. Ou encore, un sous-détecteur d'ATLAS spécifique pour la mesure de la
1258 luminosité est LUCID : c'est un détecteur de lumière Cherenkov, composé par 16 tubes en
1259 alluminium réfléchant la lumière rempli de gaz, disposés autour du tube à vide.

1260 Ces détecteurs sont calibrés en utilisant la méthode van-der-Meer de séparation des faisceaux,
1261 pour laquelle les deux faisceaux sont scannés l'un par rapport à l'autre dans le plan horizontal
1262 et vertical afin de déterminer leur recouvrement. L'incertitude systématique associée à cette
1263 mesure est estimée à 3.4% [40].

1264 Parmi les résultats obtenues avec les données 2010, certains relatifs au calorimètre électro-
1265 magnétique sont rapidement rappelés ici car ils sont importants pour la suite de ce manuscrit.

1266 La figure 2.15 montre le spectre de masse invariante mesuré avec les données 2010 pour des
1267 paires d'électrons venant de la désintégration du J/Ψ ((a)) et du boson Z ((b)). Ces mesures ont
1268 permis d'estimer le facteur de correction à appliquer sur l'échelle en énergie des électrons [41]
1269 (voir figure 2.16).

3. Par exemple, un croisement de faisceau peut être considéré contenant un “événement” si au moins une interaction proton-proton venant de ce croisement amène au moins un signal (*hit*) dans le détecteur considéré [39].

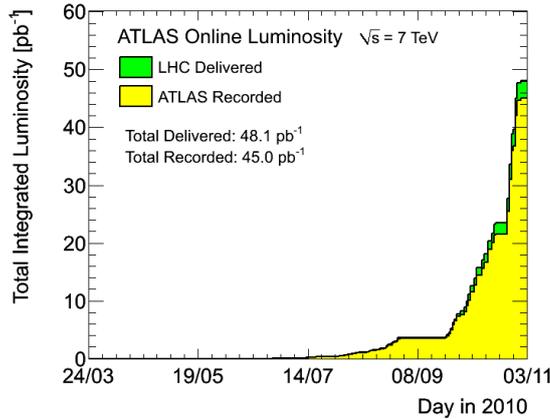


FIGURE 2.14 – Luminosité intégrée enregistrée par l’expérience ATLAS en 2010 par rapport à celle délivrée par le LHC sous condition de faisceaux stables avec une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 7$ TeV.

1270 Une première mesure de la résolution en énergie du calorimètre a aussi été faite avec les
 1271 données 2010. Pour extraire les termes a et b correspondant au terme d’échantillonnage et de bruit
 1272 électronique (voir équation 2.4), une statistique plus abondante que celle disponible en 2010 est
 1273 nécessaire. Cependant le terme constant c peut être estimé à l’aide des analyses mesurant la
 1274 masse invariante des paires d’électrons venant de la désintégration du boson Z . Le résumé des
 1275 valeurs mesurées pour le terme constant est montré table 2.6. Par exemple, pour le tonneau du
 1276 calorimètre électromagnétique, le terme constant mesuré est de $1.2\% \pm 0.1\%$ (stat) $^{+0.5\%}_{-0.6\%}$ (syst),
 1277 ce qui est en accord avec la valeur attendue de 0.7% (voir table 2.4).

1278 La prise de données 2011 n’est pas encore terminée mais elle a déjà montré les excellentes
 1279 performances de tous les sous détecteurs et donné lieu à un grand nombre de publications.

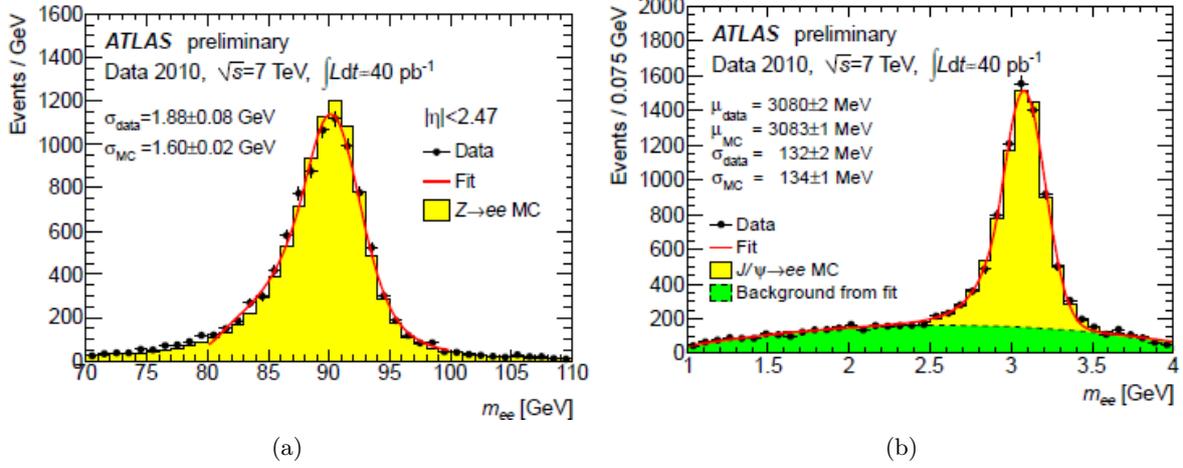


FIGURE 2.15 – Mesures des masses invariantes pour des paires d'électrons venant de la désintégration du J/Ψ (a) ou du boson Z (b) obtenues en utilisant le lot de données 2010 [41].

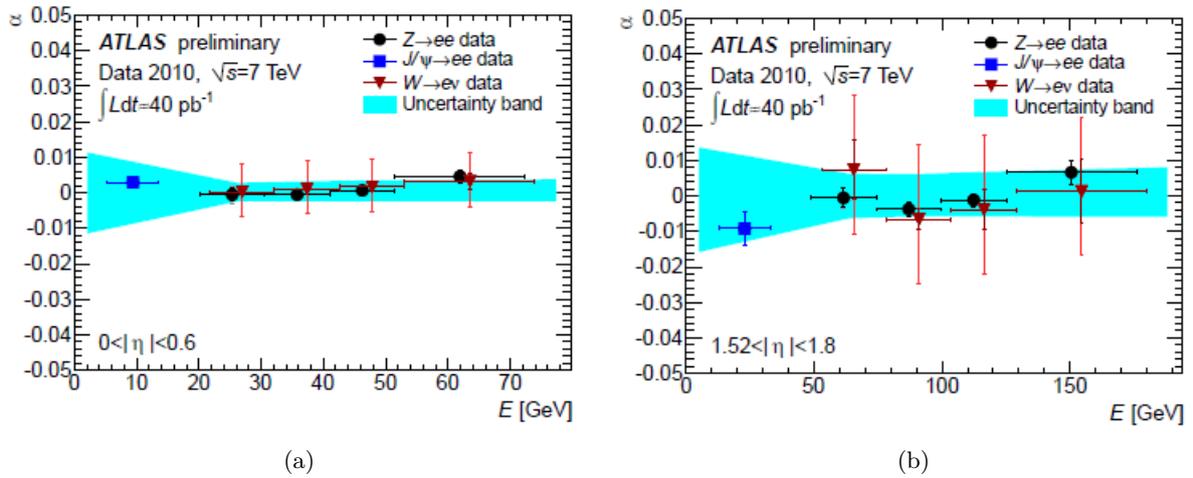


FIGURE 2.16 – Facteur de correction à appliquer à l'échelle en énergie des électrons en fonction de l'énergie des électrons pour la région $0 < |\eta| < 0.6$ (a) et la région $1.52 < |\eta| < 1.8$ (b). Ces facteurs sont estimés à partir des procédures de calibration utilisant les électrons venant de la désintégration des J/Ψ ou des Z [41].

Région	terme constant c					
Tonneau	1.2%	±	0.1%	(stat)	+0.5% -0.6%	(syst)
Bouchon roue externe	1.8%	±	0.4%	(stat)	±0.4%	(syst)
Bouchon roue interne	3.3%	±	0.2%	(stat)	±1.1%	(syst)
Calorimètre à l'avant	2.5%	±	0.4%	(stat)	+1.0% -1.5%	(syst)

TABLE 2.6 – Terme constant c contribuant à la resolution en énergie du calorimètre électromagnétique, mesuré avec le lot de données collecté en 2010.

Chapitre 3

Impact de la calibration de la chaîne de lecture électronique sur la reconstruction de l'énergie des cellules du calorimètre électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique (EM) du détecteur ATLAS est un calorimètre à échantillonnage constitué d'argon liquide comme milieu actif et de plomb comme absorbeur, avec une géométrie en accordéon. Le principe de fonctionnement, décrit en section 2.4.1, se base sur l'ionisation du milieu actif lors du passage des particules chargées. L'application d'un champ électrique aux extrémités de l'espace d'argon liquide (gap) est responsable de la dérive des électrons d'ionisation et a pour conséquence la création d'un courant électrique, dont l'amplitude maximale est proportionnelle à l'énergie déposée dans le milieu actif. Ce courant est ensuite amplifié, mis en forme, échantillonné et numérisé par la chaîne électronique de lecture.

Ce chapitre est divisé en trois parties. La première partie est dédiée à la présentation et au fonctionnement de la chaîne d'électronique de lecture (section 3.1). Puis, la procédure utilisée pour mesurer la charge déposée dans chaque cellule en unité d'énergie est expliquée (section 3.2). La troisième partie de ce chapitre (section 3.3) présente l'étude des systématiques liées aux variations des constantes de calibration qui affectent la reconstruction de l'énergie des cellules. L'analyse présentée dans ce chapitre se focalise sur le côté A du tonneau du calorimètre électromagnétique soit $\eta < 1.4$ ¹.

3.1 L'électronique de lecture

Le calorimètre électromagnétique d'ATLAS est conçu pour mesurer l'énergie des électrons et des photons incidents entre 50 MeV et 3 TeV. Le vaste domaine en énergie, la segmentation du calorimètre EM, ainsi que la fréquence très élevée des collisions au LHC, imposent des fortes contraintes sur le choix de l'électronique de lecture [34].

1. La région A du calorimètre tonneau est définie comme la zone pour laquelle $z > 0$ où z est l'axe du faisceau (voir section 2.1).

CHAPITRE 3. IMPACT DE LA CALIBRATION DE LA CHAÎNE DE LECTURE ÉLECTRONIQUE SUR LA RECONSTRUCTION DE L'ÉNERGIE DES CELLULES DU CALORIMÈTRE ÉLECTROMAGNÉTIQUE

1306 Typiquement, une gerbe électromagnétique dépose de l'énergie dans environ 100 et 1000
1307 cellules ; c'est pourquoi le bruit électronique cohérent doit être bien maîtrisé et maintenu à un
1308 niveau très bas. Afin de satisfaire cette contrainte, une partie de l'électronique est localisée dans
1309 une zone très proche du détecteur où le taux de radiation est très élevé. L'électronique de lecture
1310 est ainsi divisée en deux sous-systèmes :

- 1311 • *l'électronique frontale* : se situe sur le détecteur et est dédiée aux premières étapes du
1312 traitement du signal, de la lecture à la numérisation ;
- 1313 • *l'électronique arrière* : se situe dans la caverne de service d'ATLAS (appelée USA15) et
1314 est dédiée à la reconstruction de l'énergie des cellules.

1315 Les deux paragraphes suivants (sections 3.1.1 et 3.1.2) reviennent plus en détail sur l'électro-
1316 nique frontale et l'électronique arrière. La figure 3.1 montre un schéma de la chaîne d'acquisition
1317 du calorimètre à argon liquide, où les deux sous-systèmes sont mis en évidence.

1318 3.1.1 L'électronique frontale

1319 L'électronique frontale, dont un schéma est montré figure 3.1, comprend quatre composantes
1320 différentes :

- 1321 – les cartes d'acquisition frontales (FEB, de l'anglais *Front End Boards*) [42] : elles réalisent
1322 la lecture, le traitement analogique, la pré-amplification, la numérisation et la transmission
1323 hors du détecteur du signal calorimétrique ;
- 1324 – les cartes de calibration (CB, de l'anglais *Calibration Board*) [43, 44] : elles sont utilisées
1325 pendant les procédures de calibration pour l'injection d'un courant d'amplitude connue ;
- 1326 – les cartes donnant accès au signal d'une tour calorimétriques² (TBB, de l'anglais *Tower*
1327 *Builderd Board*) : elles somment les signaux analogiques des quatre compartiments qui
1328 sont ensuite envoyés au système de déclenchement calorimétrique de niveau 1 (L1CALO) ;
- 1329 – les cartes contrôleurs (en anglais *Controller Board ou Front-end Crate Controller*) : elles
1330 reçoivent et distribuent le signal de l'horloge du LHC de 40 MHz, le signal du niveau 1 du
1331 système de déclenchement ainsi que d'autres informations de configuration et de contrôle
1332 des cartes d'électronique frontale.

1333 Les signaux d'ionisation issus des électrodes du calorimètre sont amenés hors du cryostat en
1334 passant à travers des cartes sommatrices qui somment les signaux en fonction de la granularité
1335 en angle azimutal ϕ . Le signal passe ensuite par les FEBs où il est pré-amplifié et mis en forme
1336 selon trois gains différents (haut, moyen et bas) ; cette procédure permet d'atteindre la gamme
1337 dynamique en énergie, attendue pour les cellules du calorimètre. Les trois signaux sont ensuite
1338 échantillonnés en 5 points³ écartés temporellement de 25 ns, fréquence de l'horloge du LHC.
1339 Les trois séries d'échantillons sont finalement stockés dans trois pipelines analogiques, dans
1340 l'attente de la décision du système de déclenchement de niveau 1. Lors d'une décision positive

2. La construction des tours calorimétriques est présentée section 2.6

3. Certaines procédures requièrent la totalité du signal. Dans ce cas, l'échantillonnage est fait en 32 points toujours distants temporellement de 25 ns.

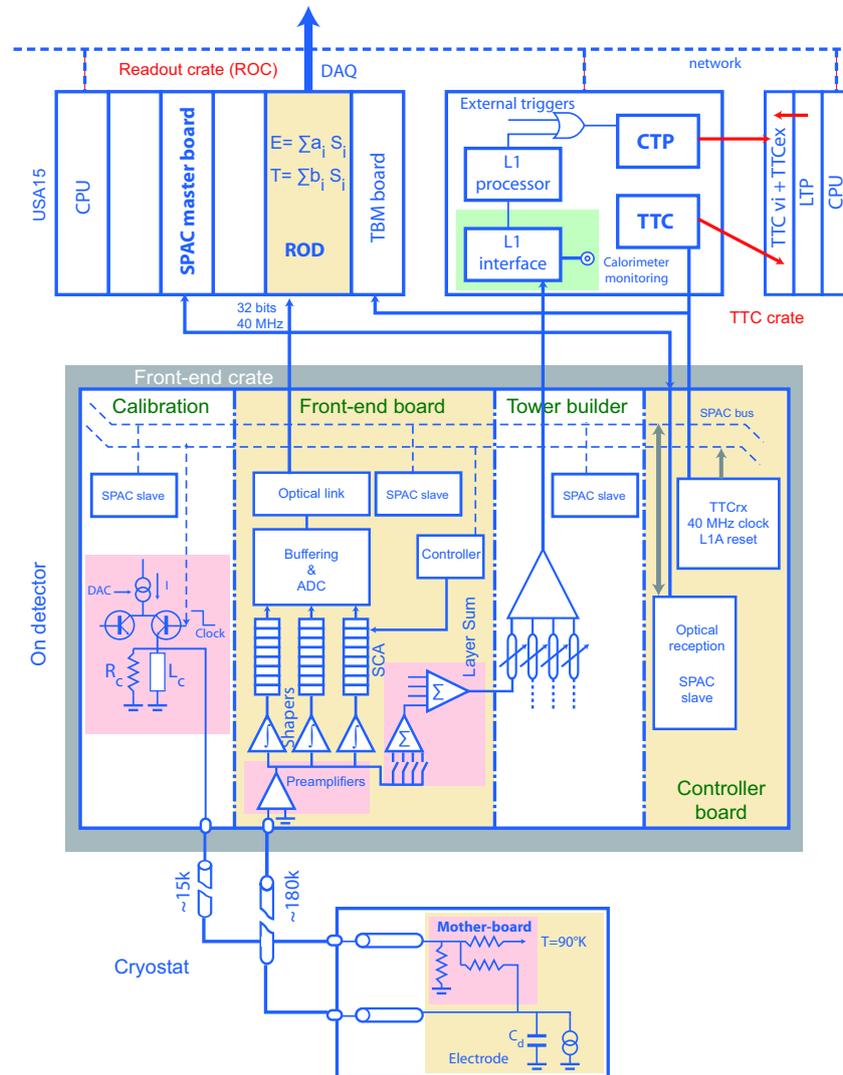


FIGURE 3.1 – Diagramme de l'architecture générale de l'électronique de lecture des calorimètres à argon liquide du détecteur ATLAS. Le circuit froid, qui est localisé à l'intérieur du cryostat du calorimètre, est montré en bas de la figure. Le bloc au milieu montre le schéma de l'électronique frontale, située juste à la sortie du cryostat donc proche du détecteur. La partie supérieure montre toute l'électronique arrière.

1341 du L1CALO, les échantillons du gain sélectionné⁴ sont transmis au convertisseur ADC 12 bits
 1342 et ensuite envoyés hors du détecteur vers l'électronique arrière.

1343 Il faut remarquer que le signal d'ionisation issu des électrodes est de forme triangulaire avec
 1344 un temps de décroissance d'environ 400 ns, temps bien plus long que les 25 ns, fréquence de
 1345 croisements des faisceaux au LHC. Cette différence de temps est responsable d'un empilement
 1346 des signaux au sein du calorimètre. Le module de mise en forme situé au début de la chaîne
 1347 d'électronique, permet de transformer le signal triangulaire en signal bipolaire dont l'intégrale
 1348 est nulle. Cette opération permet ainsi d'annuler en moyenne la contribution des signaux d'em-
 1349 pilement. La figure 3.2 montre le signal d'ionisation avant et après la mise en forme au sein des
 1350 FEBS. Les 32 échantillons sont aussi mis en évidence sur la même figure.

4. La sélection du gain se fait par un circuit logique qui lit la valeur maximale en gain moyen.

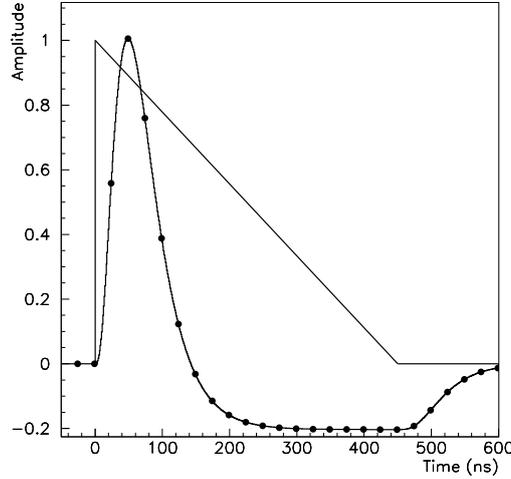


FIGURE 3.2 – Amplitude en fonction du temps du signal d’ionisation avant (forme triangulaire) et après mise en forme (forme bipolaire). L’amplitude maximale est imposée à 1 et le niveau de référence est le zéro : l’intégrale du signal de forme bipolaire est nulle.

1351 3.1.2 L’électronique arrière

1352 L’électronique arrière [45] est située dans la caverne de service d’ATLAS. Elle est princi-
1353 palement constituée des cartes ROD (de l’anglais *Read Out Drivers*) [46] dont la fonction est
1354 le calcul de l’énergie et du temps du signal d’ionisation, pour les cellules ayant un dépôt au
1355 dessus d’un seuil. Pendant cette phase de calcul, un facteur de qualité est évalué sous la forme
1356 d’un χ^2 qui quantifie les différences entre la forme du signal mesurée et la forme attendue (voir
1357 section 3.2.1). Des valeurs élevées du χ^2 mettent en évidence les signaux déformés et identifient
1358 ainsi les événements caractérisés par une valeur importante du bruit due aux effets d’empilement
1359 mais aussi à du bruit apparaissant de manière inattendue et ponctuelle (*noise burst*).

1360 3.2 La reconstruction de l’énergie des cellules

1361 La reconstruction en énergie du signal d’ionisation déposé dans chaque cellule du calorimètre
1362 ne peut se faire qu’en connaissant la totalité de la chaîne de calibration électronique. C’est
1363 pourquoi des procédures spécifiques de calibration sont effectuées régulièrement, chacune d’elles
1364 ayant pour but d’estimer et de suivre en temps les différentes valeurs des constantes de calibration
1365 électronique, indispensables au calcul de l’énergie de la cellule.

1366 La procédure de reconstruction *on-line* peut se comprendre à partir de l’équation suivante :

$$E_{cell} = F_{\mu A \rightarrow MeV} \cdot F_{DAC \rightarrow \mu A} \cdot \frac{1}{M_{Phys}/M_{Cal}} \cdot R \left[\sum_{j=1}^{N_{samples}} a_j (s_j - p) \right] \quad (3.1)$$

1367 où

1368 – s_j : est l’échantillons du signal de calibration ou d’ionisation en coups ADC ;

- 1369 – p est le signal de base en coups ADC, ou piédestal, de la cellule. Cette valeur est estimée
1370 et couramment monitorée par des procédures de calibration spécifiques appelées *Pedestal*
1371 *runs*, présentées section 3.2.2 ;

- 1372 – α_j : coefficients d'*Optimal Filtering (OF)* issus de l'application d'une technique de mul-
1373 tiplicateurs de Lagrange qui permet la minimisation du bruit dans la reconstruction de
1374 l'amplitude du signal [47]. La technique d'*Optimal Filtering* est présentée en section 3.2.5

- 1375 – $N_{samples}$: typiquement 5, c'est le nombre d'échantillons utilisés pour reconstruire l'am-
1376 plitude du signal ;

- 1377 – R : facteur linéaire de conversion des ADC aux DAC (une unité arbitraires), couramment
1378 appelé rampe (*ramp factor*). L'estimation et le suivi en temps de la valeur de ce facteur
1379 sont effectués pendant des procédures de calibration spécifiques appelées *ramp runs* (voir
1380 section 3.2.4) ;

- 1381 – $\frac{1}{M_{Phys}/M_{Cal}}$: facteur de correction à appliquer au *ramp factor* pour tenir compte de
1382 la différence entre le signal de calibration et le signal de ionisation. En effet, le signal
1383 d'ionisation diffère du signal de calibration dans la forme et dans le point d'injection dans
1384 la chaîne d'électronique. Plus de détails sont présentés section 3.2.1 ;

- 1385 – $F_{DAC \rightarrow \mu A}$ et $F_{\mu A \rightarrow MeV}$: facteurs de conversion des unités arbitraires *DAC* aux unités
1386 de courant μA , et des unités de courant μA aux unités d'énergie en MeV. L'estimation et
1387 les caractéristiques de ces facteurs sont brièvement présentées section 3.2.6.

1388 3.2.1 Signal de calibration et signal d'ionisation

1389 Le signal de calibration et le signal d'ionisation diffèrent d'une part pour leur forme et d'autre
1390 part pour leur point d'injection dans la chaîne.

1391 Les électrons d'ionisation, qui dérivent dans le gap d'argon liquide par l'effet de la haute
1392 tension appliquée à ses extrémités, génèrent un signal de forme triangulaire. Ce signal a typi-
1393 quement un temps de montée de 1 ns et une décroissance linéaire dont le temps caractéristique
1394 de dérive, T_d , est d'environ 400 ns.

1395 Le signal de calibration, généré par les cartes de calibration est de forme exponentielle avec
1396 un temps caractéristique de décroissance choisi intentionnellement pour mimer au mieux le signal
1397 d'ionisation.

1398 Toutefois, le signal de physique est produit à l'intérieur du gap d'argon liquide, alors que
1399 le signal de calibration est injecté à la sortie du détecteur [48]. La figure 3.3(a) montre la
1400 schématisation par un circuit, d'une cellule du calorimètre : le gap d'argon liquide est représenté
1401 comme un condensateur, C , situé entre les absorbeurs et l'électrode, et le signal de physique
1402 est indiqué par un générateur situé entre les plaques de ce condensateur. L est l'inductance
1403 totale représentant le parcours du signal et r est une résistance ajoutée pour tenir compte de
1404 la résistivité des composantes nécessaires à la connection de la cellule à la chaîne d'électronique
1405 de lecture. La figure montre aussi le points d'injection et le parcours suivi par le signal de
1406 calibration.

1407 Les différences énoncées ci-dessus doivent être prises en compte lors des procédures de cali-
1408 bration. Pour ce faire une procédure de prédiction du signal d'ionisation à partir du signal de

1409 calibration a été développée. Cette procédure, appelé *RTM* de l'anglais *Response Transforma-*
1410 *tion Method*, se base sur une série de paramètres strictement liés à la géométrie du détecteur et
1411 aux caractéristiques du signal de calibration [49].

1412 Les paramètres caractérisant le signal de physique, que l'on retrouve sur la représentation
1413 schématique d'une cellule de la figure 3.3(a), sont le temps de dérive des électrons d'ionisation
1414 T_d , la fréquence de résonance $\omega_0 = 1/\sqrt{LC}$ où L et C sont respectivement l'impédance et la
1415 capacité du circuit équivalent, et la résistance r .

1416 Le signal de calibration peut être paramétré grâce à seulement deux paramètres : le temps
1417 de décroissance du signal de calibration τ_{cali} et le niveau de référence du signal de calibration,
1418 f_{step} , qui en général n'est pas nul.

1419 La prédiction du signal de physique se fait analytiquement en passant par différentes étapes.
1420 Tout d'abord le signal d'ionisation et de calibration doivent être exprimés en fonction des pa-
1421 ramètres décrits précédemment. Comme la chaîne de lecture est commune aux deux signaux,
1422 le signal d'ionisation peut être exprimé en fonction de celui de calibration. Ainsi tous les para-
1423 mètres, à l'exception de T_d , peuvent être mesurés ou extraits du signal de calibration. Le temps
1424 de dérive des électrons T_d est extrait de la simulation et sa valeur a été confirmée par les tests en
1425 faisceaux. La connaissance de l'ensemble de ces paramètres permet la détermination complète
1426 du signal de physique attendu, et assure la compatibilité des procédures de calibration vis à vis
1427 du signal d'ionisation.

1428 La figure 3.3(b) montre, pour une cellule du calorimètre tonneau, la différence de forme et
1429 d'amplitude entre le signal de calibration et le signal d'ionisation prédit à l'aide de la méthode
1430 *RTM*. La différence d'amplitude entre les deux signaux est prise en compte par le facteur cou-
1431 ramment appelé $\frac{1}{M_{Phys}/M_{Cal}}$. Ce facteur de correction entre directement dans la reconstruction
1432 de l'énergie d'une cellule (voir équation 3.1) et permet ainsi l'utilisation directe du gain électro-
1433 nique (R) estimé lors des *runs de calibration* et plus précisément par la partie *ramp runs* dont
1434 le détail est donné section 3.2.4. Le calcul du facteur $\frac{1}{M_{Phys}/M_{Cal}}$ se fait en normalisant à l'unité
1435 le signal de calibration et en appliquant le même facteur d'échelle au signal d'ionisation.

1436 Comme cela vient d'être évoqué, afin d'estimer et de suivre en temps les valeurs de chacune
1437 des constantes de calibration électronique, des procédures de calibration spécifiques, (*campagnes*
1438 *ou runs de calibration*) sont déclenchées à chaque interruption des faisceaux. Il existe trois
1439 types de *runs de calibration* [50, 51], chacun ayant pour but l'étude d'un aspect de la chaîne
1440 électronique de calibration. Les *pedestal runs* permettent d'estimer le bruit et le signal de base
1441 de chaque cellule, les *ramp runs* permettent d'estimer le gain électronique et les *delay runs*
1442 permettent de suivre précisément la réponse de la cellule au signal de calibration.

1443 Typiquement, les *pedestal runs* et les *ramp runs* sont pris sur une base quasi-quotidienne
1444 alors que les *delay runs* sont pris une fois par semaine.

1445 Toutes les constantes et les facteurs de conversion estimés à partir des *runs de calibration*
1446 sont ensuite analysés automatiquement et enregistrés dans une base des données qui est mise à
1447 jour si un changement du point de fonctionnement du détecteur est observé.

1448 3.2.2 Les runs de piédestaux ou *pedestal runs*

1449 Ces procédures de calibration permettent d'estimer le niveau de base du bruit propre des
1450 cellules et le bruit électronique lorsqu'aucun courant n'est injecté dans le détecteur. Pendant ces
1451 *runs de calibration*, 3000 événements (N_e) sont enregistrés. Le signal issu des cellules est ensuite
1452 échantillonné sur 7 ou 32 points consécutifs (N_s), séparés en temps de 25 ns. Le piédestal et
1453 le bruit électronique caractéristique de chaque cellule sont estimés respectivement par la valeur

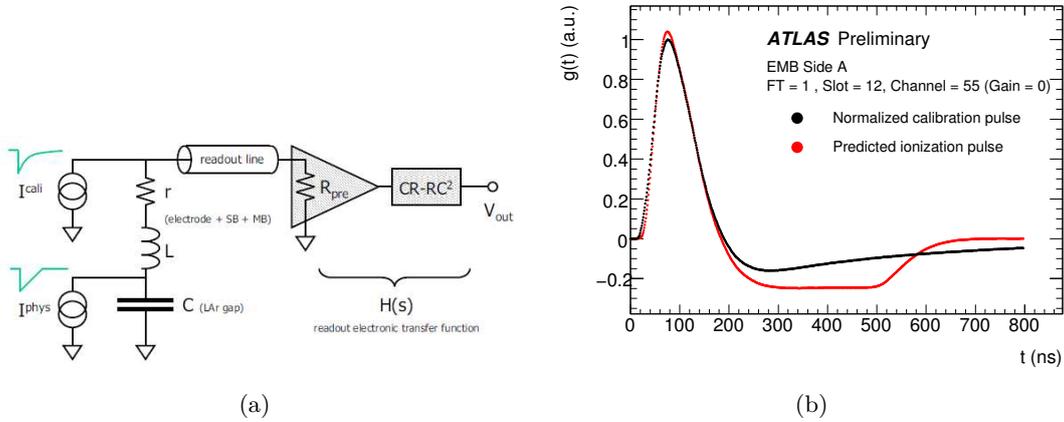


FIGURE 3.3 – a) Circuit équivalent d'une cellule du calorimètre à argon liquide avec son électronique de lecture ; b) Exemples de forme des signaux de calibration (noir) et d'ionisation (rouge).

1454 moyenne $\langle s_j \rangle$ et la moyenne quadratique σ sur toute la statistique disponible ($N_e \times N_s$). La
 1455 valeur typique du piédestal d'une cellule est d'environ 1000 coups *ADC*.

1456 Pendant les *pedestal runs*, la corrélation du bruit entre deux échantillons i et j consécutifs
 1457 en temps est estimée. Soit $|i - j|$ la distance en temps entre les deux échantillons, les termes
 1458 d'auto-corrélation du bruit sont définis par :

$$N_{ij} = \frac{(ADC_i - p)(ADC_j - p)}{\sigma^2}. \quad (3.2)$$

1459 où p est la valeur moyenne du piédestal de la cellule, et ADC_i et ADC_j sont les valeurs des
 1460 piédestaux au temps i et j respectivement. L'ensemble de ces termes forme la *matrice d'auto-*
 1461 *corrélacion* qui intervient dans le calcul des coefficients d'*Optimal Filtering* (voir section 3.2.5).
 1462 Cette matrice, composée de $(N_s - 1)$ termes indépendants, est caractérisée par des termes dia-
 1463 gonaux N_{ii} unitaires puisque la corrélation d'un terme avec lui-même est toujours maximale et
 1464 égale à 1. De plus les termes N_{ij} présentent une symétrie en temps : la corrélation entre deux
 1465 échantillons qui se trouvent à une distance en temps $|i - j|$, est toujours estimée par N_{ij} , quelle
 1466 que soit leur position en temps.

1467 La figure 3.4 montre le bruit électronique σ mesuré en fonction de la pseudorapidité $|\eta|$ pour
 1468 une série d'événements aléatoires [34]. Les valeurs typiques du bruit pour le tonneau électro-
 1469 magnétique sont de quelques dizaines de MeV, les cellules du calorimètre à l'avant et celles des
 1470 bouchons hadroniques montrent un bruit plus important qui peut atteindre quelques centaines
 1471 de MeV.

1472 3.2.3 Les runs de délais ou *delay runs*

1473 Les *delay runs* mesurent la réponse du détecteur suite à l'injection d'un courant de calibration
 1474 de forme exponentielle. Le signal de calibration est injecté dans le détecteur au point le plus
 1475 proche des cellules et en utilisant une procédure particulière dont le but est de réduire les effets
 1476 de superposition des signaux venant des cellules proches (*cross-talk*).

1477 Pendant les *delays runs*, pour une valeur de courant fixée (en unités *DAC*) chaque cellule
 1478 est pulsée 200 fois (N_e) et le signal échantillonné sur 32 points (N_S). La procédure est ensuite
 1479 répétée en introduisant un décalage entre l'injection du courant et l'acquisition. Le décalage en
 1480 temps est augmenté par pas de 1.04 ns, 24 fois de suite, permettant un recouvrement presque

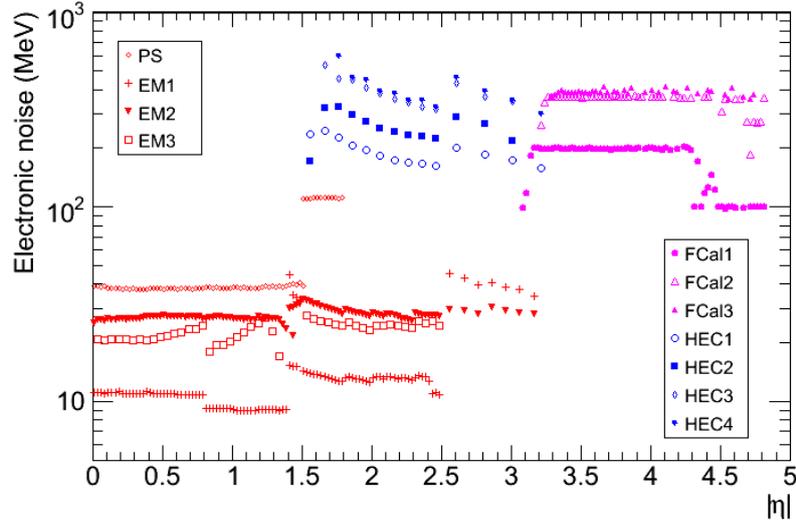


FIGURE 3.4 – Bruit électronique des calorimètres à argon liquide du détecteur ATLAS, en fonction de la pseudorapidité $|\eta|$ [52].

1481 parfait en temps avec la fréquence de croisement des faisceaux du LHC (25 ns). Toute cette
 1482 procédure est ensuite répétée en augmentant la valeur du courant injecté.

1483 Pour chacun des retards introduits et chacun des 32 points d'échantillonnage, la valeur
 1484 moyenne et le sigma sont extraits pendant la reconstruction *on line* en utilisant la statistique
 1485 disponible ($N_e \times N_s$). La reconstruction de la forme du signal est faite dans un deuxième temps
 1486 (reconstruction *off-line*) en mettant en ordre temporel les valeurs moyennes des signaux enre-
 1487 gistrés venant des différents décalages introduits. Cette procédure permet ainsi de reconstruire
 1488 la forme du signal de calibration avec un pas d'environ 1 ns, pour les trois gains (haut médium
 1489 et bas) prévus par la chaîne de lecture. Cette maîtrise du signal de calibration joue un rôle
 1490 fondamental pour la prédiction du signal de physique.

1491 Pour le compartiment avant (*strip layer*) du calorimètre électromagnétique, la procédure
 1492 de reconstruction *off-line* prévoit l'application d'une correction pour tenir compte des effets de
 1493 *cross-talks* qui affectent les cellules de cette région. Il se trouve que pour ces cellules de très
 1494 fine segmentation en η et ϕ , environ 8% du courant déposé dans une cellule est perdu dans les
 1495 cellules voisines. Puisque les signaux enregistrés pendant les *runs* de délais sont utilisés pour
 1496 la prédiction du signal d'ionisation, une procédure spécifique est mise en place pour que la
 1497 calibration soit correcte lors de la reconstruction des événements de physique [51].

1498 La figure 3.5 montre la comparaison de la forme du signal d'une cellule du premier compar-
 1499 timent, avant et après correction des effets de cross-talk.

1500 3.2.4 Les runs de rampe ou *ramp runs*

1501 Les *ramp runs* permettent d'estimer la réponse d'une cellule en fonction du courant injecté
 1502 (en unité *DAC*). Pour ce faire, à une valeur *DAC* fixée, chaque cellule est pulsée 200 fois (N_e),
 1503 et le signal reconstruit *on-line* est échantillonné sur cinq points. Pour chacun des échantillons
 1504 extrait, la réponse moyenne $\langle s_j \rangle$ est calculée en coups *ADC*. La valeur du courant injecté est
 1505 ensuite augmentée régulièrement afin de balayer tout le spectre possible pour un certain gain
 1506 électronique choisi.

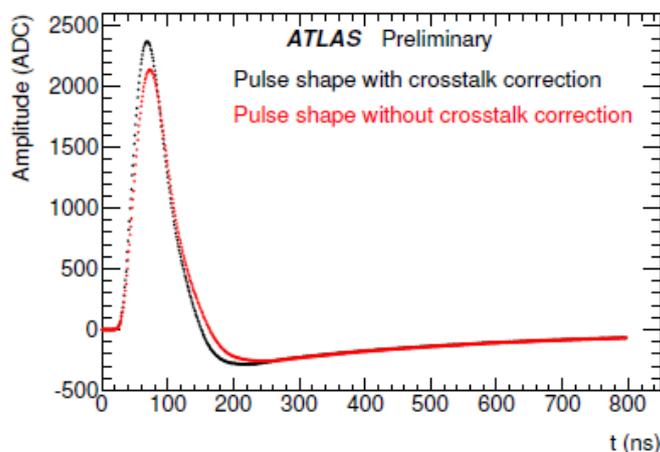


FIGURE 3.5 – Comparaison des signaux de calibration avant et après correction des effets de cross-talk, pour une cellule du premier compartiment [51].

1507 Pendant la reconstruction *off-line*, la valeur maximale de l'amplitude du signal (A_{max}) est
 1508 extraite en coups *ADC* à partir des valeurs moyennes des 5 points à l'aide de la méthode
 1509 d'*Optimal Filtering*, par gain électronique et par valeur de courant injecté. La valeur du facteur
 1510 de conversion R entre coups *ADC* et valeur *DAC* est donné par le coefficient de la droite ajustée
 1511 sur la distribution des valeurs de A_{max} en fonction de la valeur *DAC* :

$$DAC = G_0 + G_1 \times A_{max} . \quad (3.3)$$

1512 La figure 3.6 montre à titre d'exemple une distribution type des valeurs de A_{max} en fonction
 1513 de la valeur du courant injecté en unité *DAC*, utilisé pour extraire le coefficient de conversion
 1514 R pour une cellule du calorimètre tonneau (compartiment du milieu, $ieta = 10$, $iphi = 5$) à haut
 1515 gain.

1516 3.2.5 La technique du filtrage optimal ou de l'*Optimal Filtering*

1517 Le signal d'ionisation est caractérisé par son amplitude A_{max} , proportionnelle à l'énergie
 1518 déposée dans le gap d'argon liquide et son temps d'arrivée τ par rapport à l'horloge du LHC. Ce
 1519 sont ces deux grandeurs qui sont fondamentales pour la reconstruction de l'énergie des cellules
 1520 du calorimètre. Pour les extraire, une technique dite d'*Optimal Filtering* (OF), basée sur les
 1521 multiplicateurs de Lagrange est appliquée.

1522 La valeur de l'échantillon s_j , numérisé au temps t_j , peut être calculée en utilisant les infor-
 1523 mations venant de la forme du signal (g), de sa dérivée (g') et de l'auto-corrélation du bruit
 1524 (n) :

$$s_j - p = Ag(t_j - \tau) + n(t_j) \quad (3.4)$$

$$= Ag(t_j) - A\tau g'(t_j) + n(t_j) \quad (3.5)$$

1525 où le passage entre (3.4) et (3.5) est justifié par un développement limité au premier ordre
 1526 car le temps d'arrivée τ du signal est faible devant t_j ⁵.

5. Le temps d'arrivée τ du signal, par rapport à l'horloge du LHC, est typiquement de quelques ns.

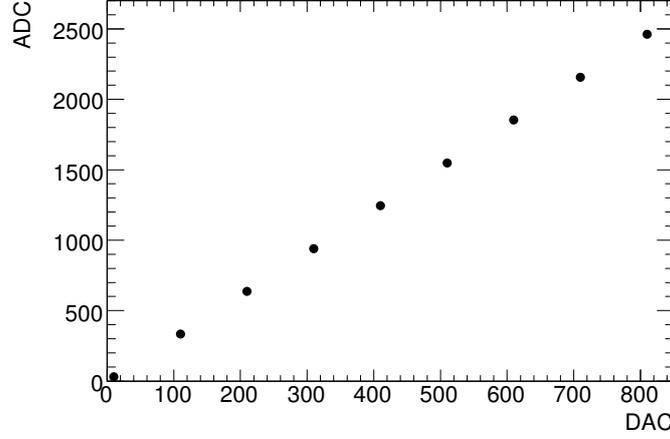


FIGURE 3.6 – Exemple de distribution des valeurs de l'amplitude maximale A_{max} (en unité ADC) en fonction de valeurs de courant injectée (en unité DAC), utilisée pour extraire le valeur du facteur R . La distribution est relative à une cellule du compartiment du milieu ($ieta=10$, $iphi=5$) en haut gain.

1527 La technique d'*Optimal Filtering* [47] permet d'obtenir une estimation non biaisée de l'am-
1528 plitude A et du temps τ du signal comme combinaison linéaire des échantillons s_j (3.5), tout en
1529 minimisant la contribution du bruit.

1530 En effet, deux combinaisons linéaires u et v des échantillons s_j peuvent être écrites :

$$u = \sum_{j=0}^{N_s-1} a_j(s_j - p) \quad , \quad v = \sum_{j=0}^{N_s-1} b_j(s_j - p) \quad (3.6)$$

1531 L'identification de leur valeur moyenne avec l'amplitude A et le produit $A\tau$ de l'amplitude
1532 avec le temps d'arrivée peut être imposée de la façon suivante⁶ :

$$A = \langle u \rangle = \sum_j (Aa_jg_j - A\tau a_jg'_j + \langle n_j \rangle), \quad (3.7)$$

$$A\tau = \langle v \rangle = \sum_j (Ab_jg_j - A\tau b_jg'_j + \langle n_j \rangle), \quad (3.8)$$

$$(3.9)$$

1533 Cela impose de fortes contraintes sur les poids de la combinaison linéaire a_j et b_j :

$$\sum_j a_jg_j = 1, \quad \sum_j a_jg'_j = 0, \quad (3.10)$$

$$\sum_j b_jg_j = 0, \quad \sum_j b_jg'_j = -1. \quad (3.11)$$

1534 La minimisation des variances de u et v , tout en respectant les contraintes (3.10) et (3.11)
1535 par une technique des multiplicateurs de Lagrange, amène à une série d'équations linéaires
1536 qui peuvent être écrites sous forme matricielle. La solution de ce système d'équations permet

6. Pour simplifier la formulation des expressions, une notation abrégée est utilisée, par exemple $g(t_j) = g_j$.

3.3. ÉTUDE DE L'IMPACT DES VARIATIONS DES CONSTANTES DE CALIBRATION ÉLECTRONIQUE SUR LA RECONSTRUCTION DE L'ÉNERGIE DES CELLULES

1537 la détermination des coefficients a_j et b_j , qui sont couramment appelés *coefficients d'Optimal*
1538 *Filtering (OFC)*. Une fois les coefficients a_j et b_j déterminés, l'extraction de l'amplitude A et
1539 du temps d'arrivée τ du signal d'ionisation sont immédiats.

1540 3.2.6 Les coefficients de conversions

1541 Les facteurs de conversion $F_{DAC \rightarrow \mu A}$ et $F_{\mu A \rightarrow MeV}$ reflètent les caractéristiques du système
1542 de calibration et du détecteur même [50] :

- 1543 • Le facteur $F_{DAC \rightarrow \mu A}$, qui convertit le courant injecté des *DAC* en unité de courant μA ,
1544 est strictement lié à la carte de calibration ;
- 1545 • Le facteur $F_{\mu A \rightarrow MeV}$ convertit le courant d'ionisation d'unité μA en unité d'énergie (MeV).
1546 Ce facteur prend en compte l'énergie déposée dans le milieu actif et dans le milieu passif
1547 du calorimètre. Il présente une forte dépendance en énergie est extrait de la simulation de
1548 la réponse du détecteur et des tests en faisceaux.

1549 3.2.7 Stabilité des coefficients

1550 Les procédures décrites ci-dessus permettent de suivre constamment en temps le statut du dé-
1551 tecteur. Après chaque *run* de calibration, les constantes obtenues sont comparées aux constantes
1552 les plus récentes enregistrées dans la base de données. La mise à jour de cette base de données
1553 n'est faite que si une déviation significative des constantes de calibration est observée. Les fi-
1554 gures 3.7 et 3.8 montrent un exemple de stabilité dans le temps respectivement des piédestaux et
1555 du gain de l'électronique du calorimètre tonneau estimés à haut gain. Les deux figures montrent
1556 que la variation des constantes dans le temps est bien représentée par une distribution gaussienne
1557 centrée en zéro.

1558 3.3 Étude de l'impact des variations des constantes de calibra- 1559 tion électronique sur la reconstruction de l'énergie des cel- 1560 lules

1561 Les études de stabilité présentées section 3.2.7 sont à la base des procédures de validation des
1562 constantes de calibration. Lorsqu'un nouveau jeu ou *set* de constantes est extrait d'une campagne
1563 de calibration, les nouvelles valeurs sont comparées avec le *set* le plus récent, stocké dans la
1564 base de données (constantes de référence). Cela permet d'évaluer si les constantes de référence
1565 sont toujours d'actualité pour décrire au mieux le point de fonctionnement du détecteur. Cette
1566 vérification est indispensable pour assurer la qualité de la reconstruction en énergie des cellules
1567 du calorimètre. Pendant la validation, les variations typiquement observées qui sont de l'ordre
1568 de quelques pour mille, sont considérées comme négligeables et les constantes de calibration de
1569 référence sont alors conservées. L'ordre de grandeur des variations typiques est déterminé par
1570 la statistique finie des campagnes de calibration et la précision avec laquelle les constantes sont
1571 extraites.

1572 Lorsque une déviation plus importante est observée, par exemple, pour une certaine constante
1573 dans un canal donné, ou pour une certaine région du calorimètre, un décalage systématique de
1574 la valeur moyenne d'une ou plusieurs constantes, la base de données est mise à jour. Cela permet

CHAPITRE 3. IMPACT DE LA CALIBRATION DE LA CHAÎNE DE LECTURE ÉLECTRONIQUE SUR LA RECONSTRUCTION DE L'ÉNERGIE DES CELLULES DU CALORIMÈTRE ÉLECTROMAGNÉTIQUE

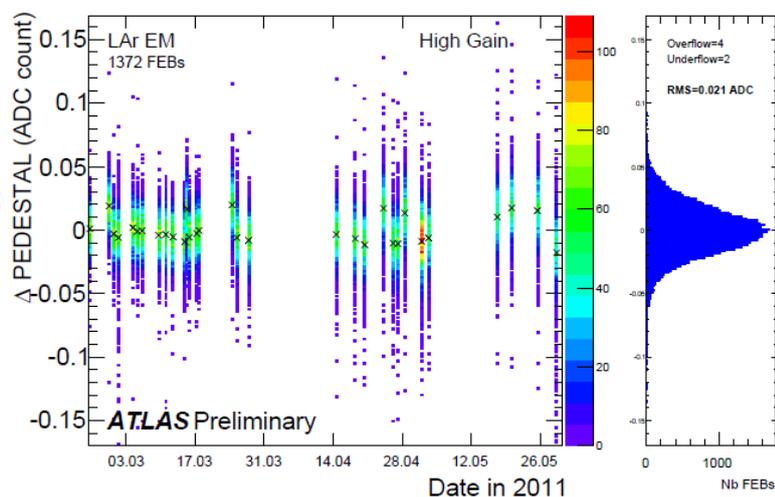


FIGURE 3.7 – Variations moyennes sur une période de trois mois, en 2011, des piédestaux (p) en gain haut. Les variations sont en coups ADC [52].

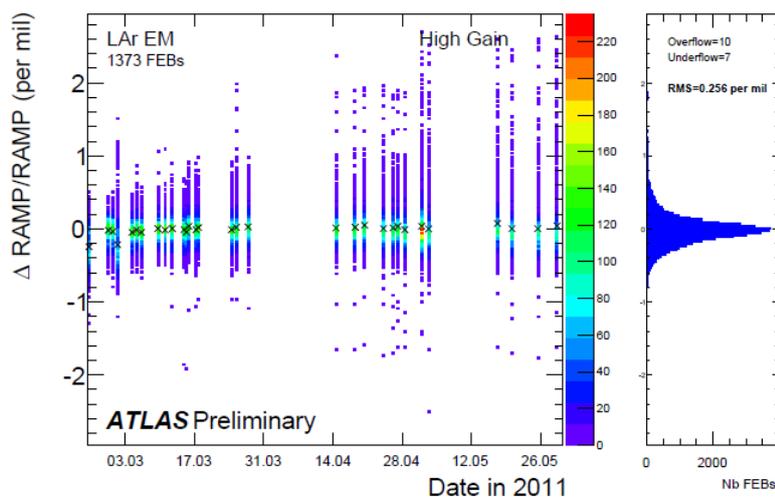


FIGURE 3.8 – Variations moyennes sur une période de trois mois, en 2011, des facteurs de rampe (R) en gain haut. Les variations sont en pour mil ($\%$) [52].

3.3. ÉTUDE DE L'IMPACT DES VARIATIONS DES CONSTANTES DE CALIBRATION ÉLECTRONIQUE SUR LA RECONSTRUCTION DE L'ÉNERGIE DES CELLULES

1575 de tenir compte du nouveau comportement du détecteur pour un canal spécifique ou pour une
1576 région particulière [51].

1577 Le but de l'étude présentée dans cette section est d'estimer l'incertitude systématique qui
1578 affecte la reconstruction de l'énergie des cellules lorsque des variations typiques des constantes
1579 de calibration sont observées. Cette étude propose non seulement une estimation du biais total
1580 introduit si la base des données de calibration n'est pas mise à jour mais aussi une estimation de
1581 la contribution dominante du biais. Cela est rendu possible par l'étude des propriétés statistiques
1582 des distributions des variations des constantes de calibration électronique comme la moyenne et
1583 la moyenne quadratique (appelé RMS dans la suite).

1584 L'observation d'une valeur moyenne non nulle pour la variation d'une certaine constante
1585 de calibration, met en évidence un changement du point de fonctionnement du détecteur (par
1586 exemple un changement de la température des cartes électroniques). L'ordre de grandeur du
1587 RMS de la distribution des variations donne une estimation de l'erreur systématique moyenne
1588 qui affecte la valeur de la constante de calibration. Les biais observés sur les constantes de
1589 calibration sont ensuite propagés aux énergies reconstruites des cellules, afin d'estimer l'incerti-
1590 tude systématique associée à l'énergie due à ces variations, ainsi que l'effet dominant dans cette
1591 incertitude. L'étude des moyennes quadratiques est le sujet principal développé par la suite.

1592 La section 3.3.3 présente l'étude de l'impact des variations des constantes de calibration
1593 électronique sur le signal de calibration lui même. La section 3.3.4 présente le même type d'étude
1594 mais appliqué au signal d'ionisation prédit. Cette deuxième partie de l'étude permet une véritable
1595 estimation du biais introduit sur la reconstruction de l'énergie des cellules.

1596 Les résultats et les distributions présentés sont relatifs au deuxième compartiment du calorimètre électromagnétique tonneau (*Layer 2*). Cependant l'étude a été développée pour la
1597 totalité de la partie *A* du calorimètre tonneau [53]. Les résultats obtenus pour les trois différents
1598 compartiments, soit les *Layer 1*, *2* et *3*, sont présentés en conclusion de chaque section.
1599

1600 3.3.1 Stratégie d'analyse

1601 Pour estimer l'impact de la variation des constantes de calibration électronique sur la re-
1602 construction de l'énergie des cellules, deux campagnes de calibration successives dans le temps
1603 sont considérées. La campagne la plus ancienne (*old*), et ses constantes de calibration, est consi-
1604 dérée comme la référence ; la deuxième campagne (*new*), plus récente, est caractérisée par des
1605 constantes de calibration qui présentent des variations typiques, et donc négligeables au sens de
1606 la procédure standard ATLAS, par rapport aux constantes (ou *set*) de référence. Pour ces deux
1607 campagnes, l'énergie des cellules est calculée à l'aide de l'équation (3.1), en considérant alternati-
1608 vement les constantes de calibration venant de l'une ou de l'autre campagne. Une représentation
1609 schématique des constantes de calibration est montrée figure 3.9.

1610 L'étude des différences entre les deux valeurs d'énergie calculées permet de s'intéresser à
1611 deux types d'effet :

- 1612 • **un effet global** : il s'agit de l'estimation de l'erreur systématique totale qui affecte la
1613 reconstruction de l'énergie des cellules lorsque, en cas de variation typique des constantes
1614 de calibration, la base des données n'est pas mise à jour. Pour ce faire l'énergie des cellules
1615 est reconstruite une fois en utilisant le lot complet des constantes de calibration venant
1616 de la campagne de référence (*old*) et une fois avec les constantes venant de la nouvelle
1617 campagne (*new*).



FIGURE 3.9 – Représentation schématique des deux lots de constantes de calibration utilisés dans l'analyse présentée. Les échantillons du signal sont extraits de la nouvelle campagne (new run).

1618 • **un effet dû à une seule des constantes** : il s'agit de l'erreur systématique associée à
1619 la mise à jour de toutes les constantes de calibration sauf une. Cette procédure permet de
1620 mettre en évidence le biais introduit par une seule constante, par rapport au biais total.
1621 Pour ce faire, l'énergie des cellules est reconstruite une première fois en utilisant le lot
1622 complet des nouvelles constantes et puis une seconde fois avec les nouvelles constantes
1623 sauf une.

1624 Il faut noter que lors de chaque campagne de calibration, le signal est échantillonné. Afin
1625 d'obtenir des valeurs d'énergie directement comparables, des hypothèses ont été posées :

- 1626 ◊ les échantillons du signal considérés, s_j , sont relatifs uniquement à la nouvelle campagne.
1627 Cela implique que l'énergie reconstruite en utilisant les *nouvelles* constantes de calibration
1628 correspond à la meilleure estimation possible de la réponse de la cellule car les constantes
1629 et le signal reflètent le même état du détecteur ;
- 1630 ◊ les échantillons du signal sont extraits du *ramp run*. Cela signifie qu'ils correspondent
1631 au signal de calibration et pas au signal de physique. Ces choix, bien qu'introduisant
1632 un biais (voir section 3.3.5), se justifient par le fait que pour le signal de calibration, le
1633 courant injecté est connu (en unités DAC). Cette façon de procéder permet de mettre en
1634 relation la réponse de la cellule avec la véritable énergie à laquelle le détecteur est sollicité
1635 (voir section 3.3.2). Pour garder à l'esprit la provenance du signal qui vient du signal de
1636 calibration, les échantillons seront dans la suite appelés s_j^{DAC} .

1637 Les campagnes de calibration utilisées ont été effectuées en décembre 2009, elles ne sont
1638 relatives qu'au calorimètre tonneau partie A en haut gain d'amplification.

1639 3.3.2 Reconstruction de l'énergie vraie

1640 Pendant les *delay runs* et les *ramp runs*, les cellules du calorimètre sont pulsées avec des
1641 courants de plus en plus élevés. C'est pourquoi, l'analyse de l'impact des variations des constantes
1642 de calibration se fait en fonction du courant injecté. Chaque valeur du courant injecté en DAC
1643 est convertie en unité d'énergie, MeV, en utilisant la formule suivante :

$$E_{\text{True}}(\text{MeV}) = F_{\mu A \rightarrow \text{MeV}} \cdot F_{\text{DAC} \rightarrow \mu A} \cdot \text{DAC} \quad (3.12)$$

1644 L'appellation E_{True} viens du fait que pendant les procédures de calibration le courant injecté
1645 est connu.

1646 La conversion en énergie vraie E_{True} n'est pas uniforme en pseudorapidité. En effet, les
1647 facteurs de conversion $F_{\text{DAC} \rightarrow \mu A}$ et $F_{\mu A \rightarrow \text{MeV}}$ dépendent fortement de la géométrie du détecteur,
1648 et en particulier de l'épaisseur de plomb qui change à $\eta = 0.8$. Afin de garder une conversion

3.3. ÉTUDE DE L'IMPACT DES VARIATIONS DES CONSTANTES DE CALIBRATION ÉLECTRONIQUE SUR LA RECONSTRUCTION DE L'ÉNERGIE DES CELLULES

1649 bijective de la conversion DAC -MeV, l'étude de la variation des constantes de calibration et de
1650 l'effet sur la reconstruction de l'énergie des cellules est développée séparément pour les deux
1651 régions : $\eta < 0.8$ et $\eta \geq 0.8$ (voir figure 2.8).

1652 La table 3.1 montre pour chaque compartiment et chaque région en η , la valeur du courant
1653 injecté exprimée en DAC , la valeur correspondante en MeV et le nombre de cellules pulsées. Les
1654 valeurs maximales du courant injecté ne sont pas les mêmes pour les trois compartiments du
1655 calorimètre. Les valeurs les plus élevées sont relatives au compartiment du milieu car c'est dans
1656 cette zone du calorimètre que les gerbes électromagnétiques déposent le plus d'énergie. C'est
1657 pourquoi, il est nécessaire de calibrer les cellules de cette couche pour les plus hautes énergies
1658 attendues.

1659 Les deux sections suivantes permettent de comprendre respectivement les effets sur le signal
1660 de calibration puis sur le signal de physique.

1661 3.3.3 Impact sur la reconstruction du signal de calibration

1662 Cette partie se concentre sur l'étude des variations typiques des constantes de calibration
1663 extraites des *pedestal runs*, *ramp runs* et *delay runs* et de leurs impacts sur la reconstruction
1664 de l'énergie des cellules. Il est nécessaire de souligner que les coefficients d'*Optimal Filtering*
1665 étudiés ici sont relatifs aux signaux de calibration. L'étude des coefficients relatifs au signal
1666 prédit d'ionisation est présentée section 3.3.4.1.

1667 L'analyse est basée sur l'étude des variations relatives définies de la façon suivante :

$$\frac{\Delta X}{X} = \frac{X_{new} - X_{old}}{X_{new}} \quad (3.13)$$

1668 où l'appellation *new* ou *old* est utilisé pour mettre en évidence que l'observable X appartient
1669 respectivement à la nouvelle ou à l'ancienne campagne de calibration. Les distributions des
1670 variations sont généralement ajustées par une fonction gaussienne et l'erreur relative est estimée
1671 par la largeur à mi-hauteur de cet ajustement (1σ).

1672 3.3.3.1 Étude des variations typiques des piédestaux, des rampes et des coefficients 1673 d'*Optimal Filtering*

1674 L'étude des variations des piédestaux p , des rampes R et des coefficients d'*Optimal Filtering*
1675 extraits du signal de calibration montre que les variations des constantes de calibration sont
1676 inférieures au pour mille ce qui confirme la compatibilité des deux campagnes choisies. Les fi-
1677 gures 3.10 et 3.11 montrent les variations relatives, respectivement des piédestaux et des rampes,
1678 évaluées séparément dans les deux régions $\eta < 0.8$ et $\eta \geq 0.8$. Le résumé des estimations à 1σ
1679 des variations observées, est montré table 3.2. Pour les piédestaux, la variation est constante
1680 pour les trois compartiments; pour le coefficient du gain de l'électronique extrait des rampes,
1681 c'est aussi à peu près le cas, même si la variation observée pour le premier compartiment est
1682 légèrement plus importante.

1683 Les figures 3.12 et 3.13 montrent les variations relatives des coefficients a_j d'*Optimal Filtering*
1684 extraits du signal de calibration. Pour éviter toute ambiguïté par rapport aux coefficients extraits
1685 du signal de physique, l'étiquette *Cali* est explicitement ajoutée ($OFCa^{Cali}$)⁷. La table 3.3 montre
1686 le résumé des variations relatives pour les trois compartiments évaluées séparément dans les deux
1687 régions du calorimètre. Les variations observées pour le premier coefficient sont généralement

7. De plus, ces coefficients sont appelés *OFCa* pour mettre en évidence le fait qu'il s'agit des coefficients a_j utilisés pour le calcul de l'amplitude du signal (voir section 3.2.5).

CHAPITRE 3. IMPACT DE LA CALIBRATION DE LA CHAÎNE DE LECTURE ÉLECTRONIQUE SUR LA RECONSTRUCTION DE L'ÉNERGIE DES CELLULES DU CALORIMÈTRE ÉLECTROMAGNÉTIQUE

		conversion DAC - E_{True}											
DAC		10	110	210	310	410	510	610	710	810	910	1010	1110
Avant $\eta < 0.8$	E_{True} (MeV)	90	998	1906	2814	3721	4629	-	-	-	-	-	-
	Nb de cellules	16028	16028	16028	16028	16028	16028	-	-	-	-	-	-
	E_{True} (MeV)	82	893	1705	2518	3330	4142	4761	-	-	-	-	-
Avant $\eta \geq 0.8$	Nb de cellules	12322	12322	12322	12322	12322	12322	1	-	-	-	-	-
Milieu $\eta < 0.8$	E_{True} (MeV)	275	3020	5765	8510	11255	14000	16746	19491	22236	24982	-	-
	Nb de cellules	8164	8164	8164	8164	8164	8164	8164	8164	8164	2909	-	-
	E_{True} (MeV)	473	5198	9923	14648	19374	24099	28824	33549	38278	43029	-	-
Milieu $\eta \geq 0.8$	Nb de cellules	6049	6049	6049	6049	6049	6049	6049	5905	5268	33	-	-
Arrière $\eta < 0.8$	E_{True} (MeV)	274	3019	5764	8510	11255	14000	16745	19491	22236	-	-	-
	Nb de cellules	4089	4089	4089	4089	4089	4089	1565	739	55	-	-	-
	E_{True} (MeV)	235	2596	4956	7316	9676	12037	14397	16757	19107	21466	23824	26163
Arrière $\eta < 0.8$	Nb de cellules	2721	2721	2721	2721	2721	2721	2421	1867	871	323	19	

TABLE 3.1 – Pour chacun des 3 compartiments du calorimètre, et chaque région en η , les valeurs de courant pulsé pendant la calibration sont montrées. Les valeurs correspondantes en énergie et le nombre de cellules impliquées sont aussi montrés.

3.3. ÉTUDE DE L'IMPACT DES VARIATIONS DES CONSTANTES DE CALIBRATION ÉLECTRONIQUE SUR LA RECONSTRUCTION DE L'ÉNERGIE DES CELLULES

1688 les plus importantes. Le poids de ce coefficient est cependant le moins influent dans le calcul
1689 de l'amplitude du signal car il n'affecte que le premier échantillon du signal qui est celui ayant
1690 l'amplitude la plus faible. Les variations observées pour le troisième échantillon sont, au contraire,
1691 constantes pour les trois compartiments et les deux régions en η . Ce résultat est le plus significatif
1692 puisqu'il concerne le coefficient au pic du signal.

1693 3.3.3.2 Étude des corrélations entre les constantes de calibration affectant le signal 1694 de calibration

1695 À la section 3.2.4 il a été montré que la méthode permettant d'extraire le gain électronique
1696 lors de *ramp runs* lie strictement la valeur de l'amplitude maximale A_{max} qui est reconstruite
1697 à l'aide des coefficients d'*Optimal Filtering* à la constante de calibration R . C'est pourquoi,
1698 des corrélations entre les variations de R et les variations des coefficients d'*Optimal Filtering*
1699 (OFCa^{Cali} dans le cas considéré ici) sont attendues. Les figures 3.14 et 3.15 mettent en évidence
1700 les corrélations, typiquement négatives, existant entre les variations des coefficients OFCa^{Cali}
1701 et les variations du coefficient R extrait des rampes. Les valeurs de l'ajustement indiquent
1702 l'intensité des corrélations. Celles-ci sont montrées pour chaque compartiment et chaque région
1703 en η table 3.4.

1704 En revanche, aucune corrélation entre les variations des piédestaux et les variations de R n'est
1705 attendue, car les procédures d'extraction de ces constantes de calibration sont indépendantes.

1706 3.3.3.3 Étude des variations sur les énergies reconstruites

1707 L'impact des variations des constantes de calibration sur l'énergie reconstruite des cellules
1708 a été étudié en fonction du courant de calibration. Les valeurs de courant injecté utilisées pour
1709 cette étude sont montrées table 3.1. Pour chacune des valeurs DAC , l'énergie des cellules a été
1710 reconstruite de quatre manières différentes pour estimer :

- 1711 – **l'effet global** : il s'agit de l'estimation de l'impact dû à la variation du lot complet des
1712 constantes de calibration. L'énergie des cellules est reconstruite une fois avec le lot des
1713 nouvelles variables (E_{new}) et une fois avec le lot des variables de référence (E_{old}). L'effet
1714 global est alors estimé par la différence des deux valeurs obtenues ;
- 1715 – **l'effet dû aux variations des piédestaux** : il s'agit de l'estimation de l'impact dû à
1716 la variation des piédestaux. Cet effet est estimé en reconstruisant l'énergie en changeant
1717 uniquement entre les deux reconstructions, la valeur des piédestaux. La différence entre
1718 les deux valeurs d'énergie obtenues, $E_{new} - E_{new}^{oldped}$, donne l'estimation de l'effet étudié ;
- 1719 – **l'effet dû aux variations de la constante extraite des rampes** : comme pour le point
1720 précédent, cet effet estime l'impact des variations de la constante extraite des rampes sur
1721 la reconstruction des énergies des cellules. La seule constante de calibration qui change
1722 dans les deux reconstructions de l'énergie est R . Cet effet est estimé par la différence
1723 $E_{new} - E_{new}^{oldramp}$;
- 1724 – **l'effet dû aux variations des coefficients OFCa^{Cali}** : cet effet estime l'impact des
1725 variations des coefficients OFCa^{Cali}. Comme précédemment, l'estimation de l'impact de
1726 ces variations est estimée par la différence $E_{new} - E_{new}^{oldOFC}$ où la valeur de E_{new}^{oldOFC} est

CHAPITRE 3. IMPACT DE LA CALIBRATION DE LA CHAÎNE DE LECTURE ÉLECTRONIQUE SUR LA RECONSTRUCTION DE L'ÉNERGIE DES CELLULES DU CALORIMÈTRE ÉLECTROMAGNÉTIQUE

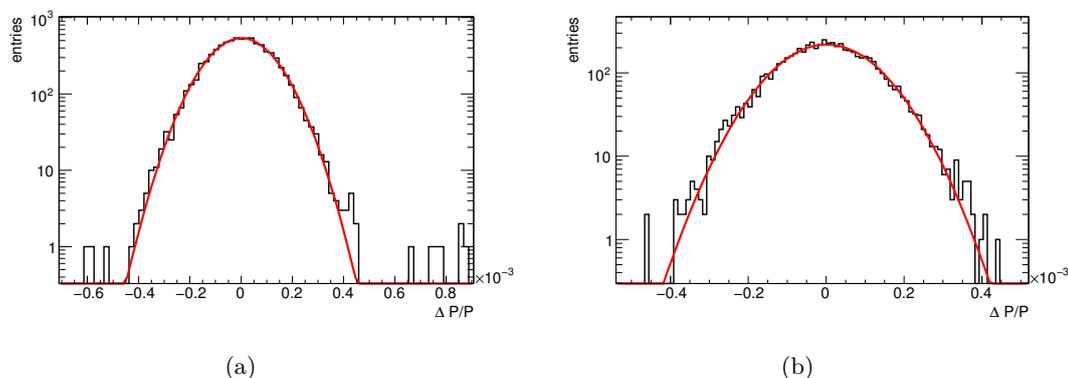


FIGURE 3.10 – Variations relatives des piédestaux pour la région $\eta < 0.8$ (a) et $\eta \geq 0.8$ (b).

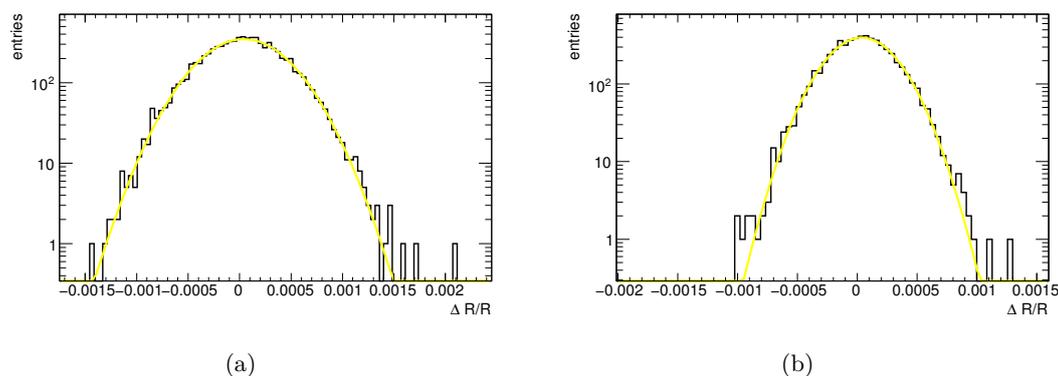


FIGURE 3.11 – Variations relatives du coefficient R extrait des rampes pour la région $\eta < 0.8$ (a) et $\eta \geq 0.8$ (b).

Variation relatives des piédestaux (p) et des rampes (R)						
Compartiment	avant		milieu		arrière	
	$\eta < 0.8$	$\eta \geq 0.8$	$\eta < 0.8$	$\eta \geq 0.8$	$\eta < 0.8$	$\eta \geq 0.8$
$\Delta p/p$	0.01%	0.01%	0.01%	0.01%	0.01%	0.01%
$\Delta R/R$	0.09 %	0.09%	0.04%	0.03%	0.04%	0.04%

TABLE 3.2 – Variations relatives des piédestaux (p) et des rampes (R) pour les trois compartiments du calorimètre. Les variations sont estimées pour les deux régions ($\eta < 0.8$ et $\eta \geq 0.8$) séparément.

3.3. ÉTUDE DE L'IMPACT DES VARIATIONS DES CONSTANTES DE CALIBRATION ÉLECTRONIQUE SUR LA RECONSTRUCTION DE L'ÉNERGIE DES CELLULES

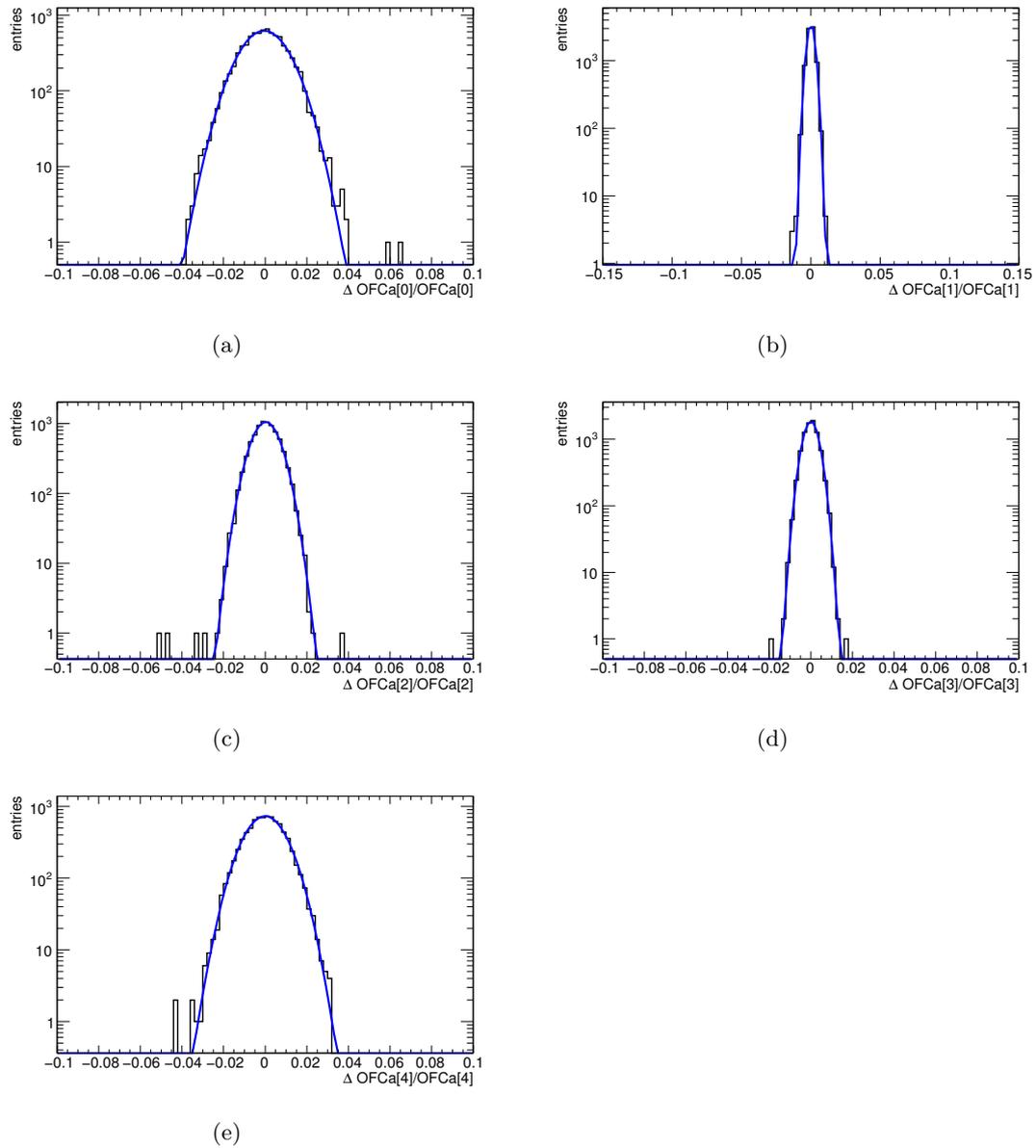


FIGURE 3.12 – Distributions des variations relatives des coefficients $\text{OFCa}^{\text{Cali}}$ pour la région $\eta < 0.8$.

CHAPITRE 3. IMPACT DE LA CALIBRATION DE LA CHAÎNE DE LECTURE ÉLECTRONIQUE SUR LA RECONSTRUCTION DE L'ÉNERGIE DES CELLULES DU CALORIMÈTRE ÉLECTROMAGNÉTIQUE

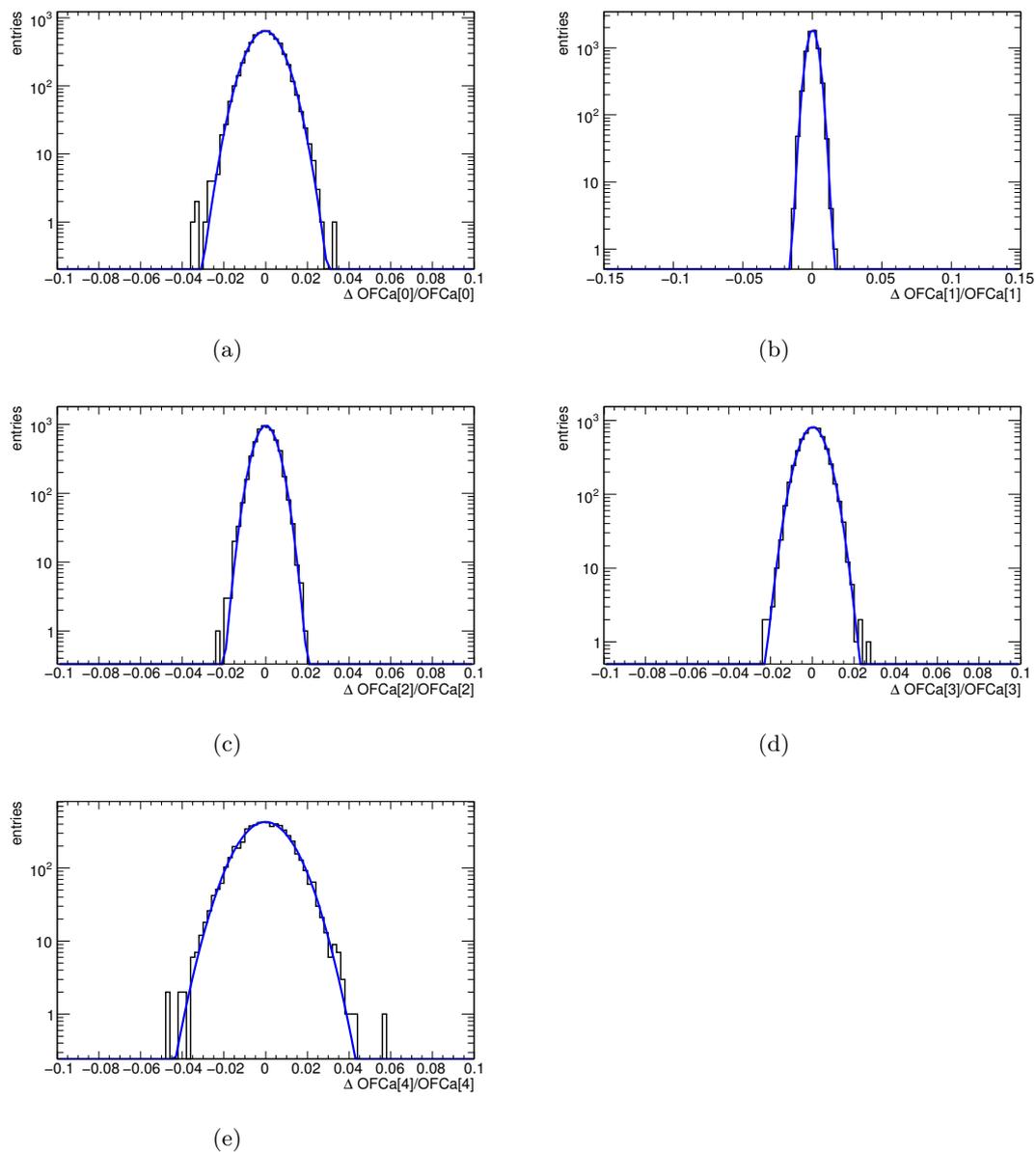


FIGURE 3.13 – Distributions des variations relatives des coefficients $\text{OFCa}^{\text{Cali}}$ pour la région $\eta \geq 0.8$.

3.3. ÉTUDE DE L'IMPACT DES VARIATIONS DES CONSTANTES DE CALIBRATION ÉLECTRONIQUE SUR LA RECONSTRUCTION DE L'ÉNERGIE DES CELLULES

Variations relatives des coefficients OFCa ^{Cali}				
Compartment	avant		arrière	
	$\eta < 0.8$	$\eta \geq 0.8$	$\eta < 0.8$	$\eta \geq 0.8$
$\Delta\text{OFCa}^{\text{Cali}}[0]/\text{OFCa}^{\text{Cali}}[0]$	1.42%	1.39%	1.04%	0.75%
$\Delta\text{OFCa}^{\text{Cali}}[1]/\text{OFCa}^{\text{Cali}}[1]$	0.51%	0.53%	0.27%	0.38%
$\Delta\text{OFCa}^{\text{Cali}}[2]/\text{OFCa}^{\text{Cali}}[2]$	0.68%	0.49%	0.62%	0.49%
$\Delta\text{OFCa}^{\text{Cali}}[3]/\text{OFCa}^{\text{Cali}}[3]$	0.64%	0.60%	0.35%	0.59%
$\Delta\text{OFCa}^{\text{Cali}}[4]/\text{OFCa}^{\text{Cali}}[4]$	1.27%	1.30%	0.89%	1.11%

TABLE 3.3 – Variations relatives des coefficients OFCa^{Cali} pour les trois compartiments du calorimètre. Les variations sont montrées séparément pour les deux régions en η .

Corrélation $\Delta\text{OFCa}^{\text{Cali}}/\text{OFCa}^{\text{Cali}} ; \Delta R/R$						
Compartment	avant		milieu		arrière	
	$\eta < 0.8$	$\eta \geq 0.8$	$\eta < 0.8$	$\eta \geq 0.8$	$\eta < 0.8$	$\eta \geq 0.8$
$\Delta\text{OFCa}^{\text{Cali}}[0]/\text{OFCa}^{\text{Cali}}[0] : \Delta R/R$	$p_0 =$	$5.7 \cdot 10^{-5}$	$3.6 \cdot 10^{-5}$	$4.1 \cdot 10^{-5}$	$3.6 \cdot 10^{-5}$	$8.0 \cdot 10^{-6}$
	$p_1 =$	$-4.4 \cdot 10^{-3}$	$-5.4 \cdot 10^{-3}$	$2.0 \cdot 10^{-4}$	$8.4 \cdot 10^{-5}$	$3.4 \cdot 10^{-3}$
$\Delta\text{OFCa}^{\text{Cali}}[1]/\text{OFCa}^{\text{Cali}}[1] : \Delta R/R$	$p_0 =$	$5.8 \cdot 10^{-5}$	$4.1 \cdot 10^{-5}$	$4.3 \cdot 10^{-5}$	$3.7 \cdot 10^{-5}$	$1.3 \cdot 10^{-5}$
	$p_1 =$	$-1.1 \cdot 10^{-2}$	$-6.7 \cdot 10^{-3}$	$-1.6 \cdot 10^{-2}$	$-5.1 \cdot 10^{-3}$	$-7.6 \cdot 10^{-3}$
$\Delta\text{OFCa}^{\text{Cali}}[2]/\text{OFCa}^{\text{Cali}}[2] : \Delta R/R$	$p_0 =$	$5.9 \cdot 10^{-5}$	$3.9 \cdot 10^{-5}$	$4.3 \cdot 10^{-5}$	$3.5 \cdot 10^{-5}$	$1.2 \cdot 10^{-5}$
	$p_1 =$	$-3.2 \cdot 10^{-3}$	$-7.8 \cdot 10^{-3}$	$-3.0 \cdot 10^{-3}$	$-2.6 \cdot 10^{-3}$	$-7.7 \cdot 10^{-3}$
$\Delta\text{OFCa}^{\text{Cali}}[3]/\text{OFCa}^{\text{Cali}}[3] : \Delta R/R$	$p_0 =$	$5.8 \cdot 10^{-5}$	$4.0 \cdot 10^{-5}$	$4.0 \cdot 10^{-5}$	$3.5 \cdot 10^{-5}$	$1.3 \cdot 10^{-5}$
	$p_1 =$	$-7.7 \cdot 10^{-3}$	$-3.2 \cdot 10^{-3}$	$-7.2 \cdot 10^{-3}$	$-1.0 \cdot 10^{-3}$	$-3.3 \cdot 10^{-3}$
$\Delta\text{OFCa}^{\text{Cali}}[4]/\text{OFCa}^{\text{Cali}}[4] : \Delta R/R$	$p_0 =$	$5.6 \cdot 10^{-5}$	$4.0 \cdot 10^{-5}$	$4.0 \cdot 10^{-5}$	$3.6 \cdot 10^{-5}$	$1.2 \cdot 10^{-5}$
	$p_1 =$	$-5.8 \cdot 10^{-4}$	$-9.4 \cdot 10^{-5}$	$-1.8 \cdot 10^{-3}$	$-4.7 \cdot 10^{-3}$	$-1.5 \cdot 10^{-3}$

TABLE 3.4 – Paramètres de l'ajustement linéaire relatif aux corrélations $\Delta\text{OFCa}^{\text{Cali}}/\text{OFCa}^{\text{Cali}} ; \Delta R/R$ pour les trois compartiments du calorimètre et les deux régions en η .

CHAPITRE 3. IMPACT DE LA CALIBRATION DE LA CHAÎNE DE LECTURE ÉLECTRONIQUE SUR LA RECONSTRUCTION DE L'ÉNERGIE DES CELLULES DU CALORIMÈTRE ÉLECTROMAGNÉTIQUE

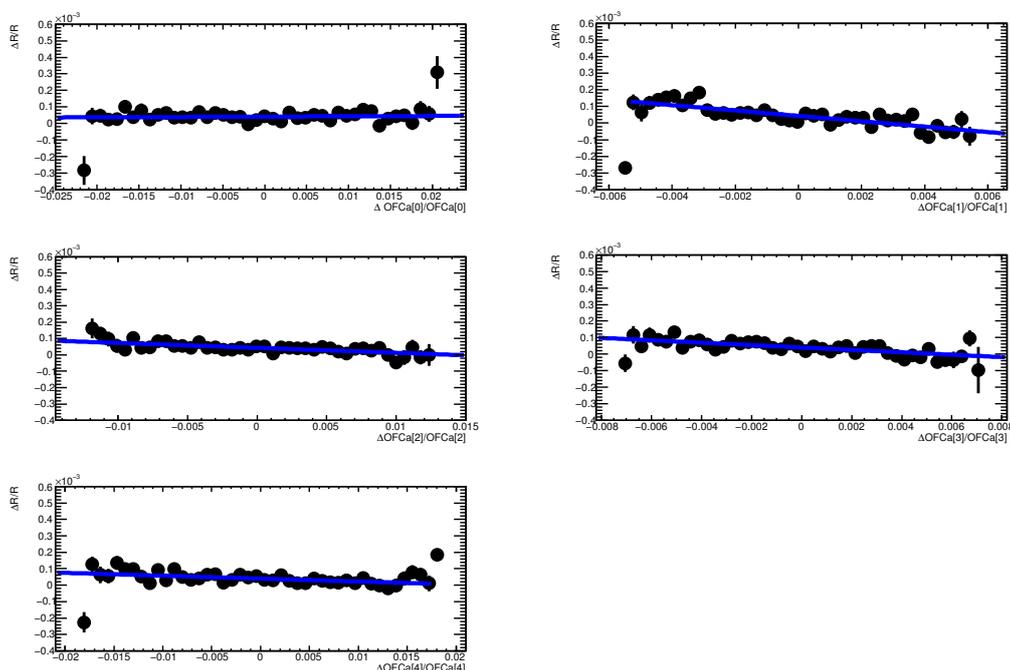


FIGURE 3.14 – Corrélations entre les variations des coefficients $\text{OFCa}^{\text{Cali}}$ et le gain électronique R extrait des runs de rampe pour la région $\eta < 0.8$.

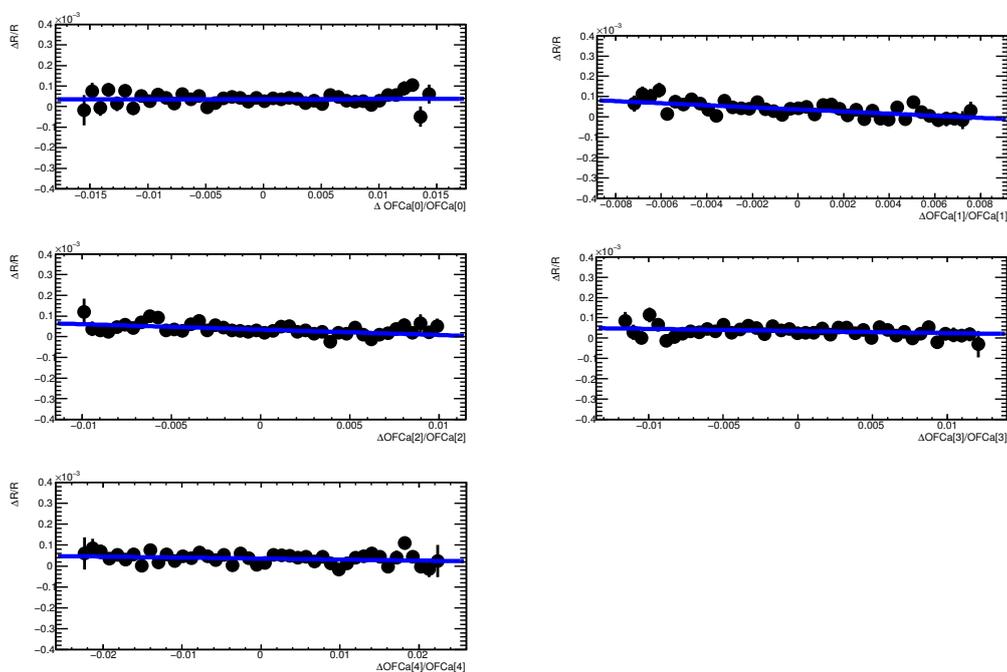


FIGURE 3.15 – Corrélations entre les variations des coefficients $\text{OFCa}^{\text{Cali}}$ et le coefficient R extrait des runs de rampe pour la région $\eta \geq 0.8$.

1727
1728

calculée en utilisant toutes les constantes de calibration de la nouvelle campagne sauf les coefficients $\text{OFCa}^{\text{Cali}}$ qui sont relatifs à la campagne dite de référence.

3.3. ÉTUDE DE L'IMPACT DES VARIATIONS DES CONSTANTES DE CALIBRATION ÉLECTRONIQUE SUR LA RECONSTRUCTION DE L'ÉNERGIE DES CELLULES

1729 Les figures 3.16 et 3.17 montrent les distributions des variations absolues en énergie obtenues
1730 pour les quatre cas présentés ci-dessus. Chaque figure montre une série de distributions, chacune
1731 d'elles étant relative à une valeur fixe de courant injecté. L'intervalle choisi pour l'axe des
1732 abscisses varie bien sur en fonction du courant injecté à cause de la largeur toujours croissante
1733 des distributions montrées. Pour les basses valeurs de courant injecté, l'effet dominant est celui
1734 dû à la variation des piédestaux (en rouge) comme on l'attend puisque le courant injecté est
1735 tellement faible que le signal enregistré n'est qu'à quelques sigmas du bruit. Lorsque le courant
1736 injecté augmente, l'effet dominant devient celui relatif à la variation des coefficients d'*Optimal*
1737 *Filtering*.

1738 Les figures 3.18 et 3.19 montrent l'allure de la valeur moyenne et du RMS des distributions
1739 présentées figures 3.16 et 3.17, en fonction du courant injecté exprimé en unités d'énergie (voir
1740 section 3.3.2). Les distributions des valeurs moyennes (figures de gauche) montrent des fluctua-
1741 tions positives et négatives par rapport à la valeur nulle attendue. Cela est dû aux variations du
1742 point de fonctionnement du détecteur. Les distributions des largeurs, venant des ajustements
1743 gaussiens, montrent que l'effet introduit par la variation des piédestaux est constante même
1744 lorsque l'énergie pulsée augmente. Ce résultat est attendu : les piédestaux sont, par définition,
1745 une propriété physique de la cellule et ils ne dépendent pas de l'énergie déposée. Tous les autres
1746 effets ont au contraire une dépendance claire en énergie qui reflète le lien entre l'amplitude
1747 maximale du signal et l'ensemble des constantes de calibration, exception faite des piédestaux.
1748 L'effet des corrélations entre les variations des coefficients d'*Optimal Filtering* et les variations
1749 des constantes extraites des rampes est évident sur ces figures. Le signe négatif de ces corrélations
1750 se justifie par la compensation de la dépendance en énergie des deux effets étudiés séparément.

1751 Les variations relatives des énergies permettent une quantification de l'erreur systématique
1752 introduite lors de variations typiques des constantes de calibration. Les largeurs des distributions
1753 des variations relatives ($\Delta E/E$) de l'énergie reconstruite des cellules sont montrées figure 3.20(a)
1754 pour la région $\eta < 0.8$ et figure 3.20(b) pour la région $\eta \geq 0.8$. Mis à part le dernier point de ces
1755 distributions, correspondant à la valeur la plus importante de courant injecté et qui ne concerne
1756 qu'un faible nombre de cellules, l'erreur systématique peut être extraite. La table 3.5 résume ces
1757 erreurs pour les trois compartiments du calorimètre et les deux régions en pseudorapidité.

1758 Cette table montre également les valeurs moyennes de ces distributions donnant une estima-
1759 tion quantitative de la variation du point de fonctionnement du détecteur.

1760 3.3.4 Impact sur la reconstruction du signal d'ionisation

1761 Les constantes de calibration ayant un impact sur le signal prédit d'ionisation et qui n'ont
1762 pas été traitées précédemment, sont les coefficients d'*Optimal Filtering* $\text{OFCa}^{\text{Phys}}$ et le terme
1763 correctif $\frac{1}{M_{\text{Phys}}/M_{\text{Cal}}}$. Les coefficients $\text{OFCa}^{\text{Phys}}$ sont extraits en utilisant la technique d'*Optimal*
1764 *Filtering* sur les échantillons du signal prédit de physique ; le terme $\frac{1}{M_{\text{Phys}}/M_{\text{Cal}}}$ tient compte de
1765 la différence en amplitude et en forme entre le signal de calibration et celui d'ionisation prédit
1766 (voir section 3.2.1 et figure 3.3(b)).

1767 3.3.4.1 Étude des variations typiques des constantes caractéristiques du signal d'io- 1768 nisation

1769 Les figures 3.21 et 3.22 montrent les variations relatives observées pour les coefficients
1770 $\text{OFCa}^{\text{Phys}}$, respectivement pour les deux régions $\eta < 0.8$ et $\eta \geq 0.8$. Ces distributions sont ca-
1771 ractérisées par un coeur gaussien caractérisant le comportement dominant des cellules, et des
1772 queues montrant des variations d'ampleur plus importantes que les variations typiques atten-

CHAPITRE 3. IMPACT DE LA CALIBRATION DE LA CHAÎNE DE LECTURE ÉLECTRONIQUE SUR LA RECONSTRUCTION DE L'ÉNERGIE DES CELLULES DU CALORIMÈTRE ÉLECTROMAGNÉTIQUE

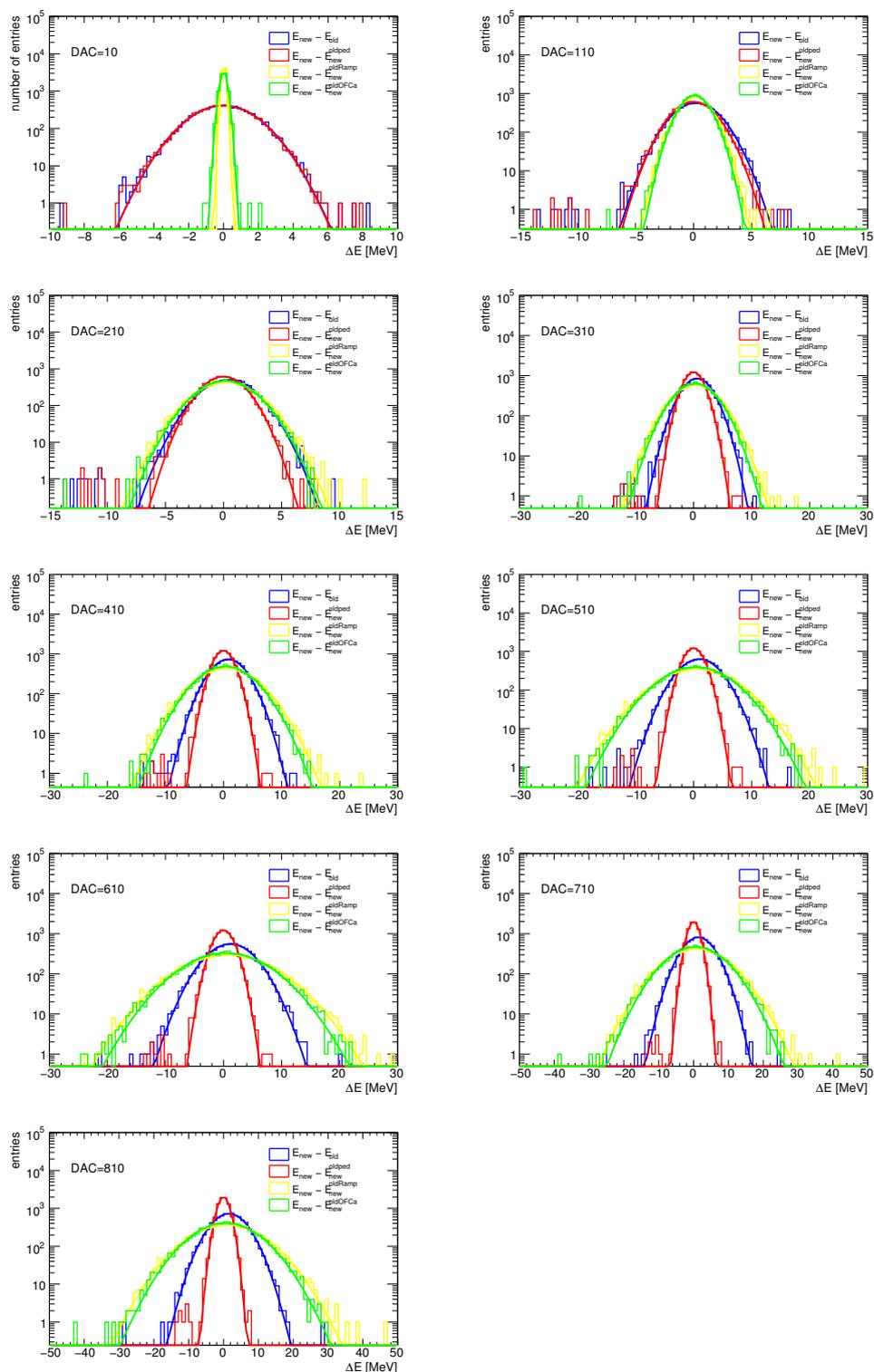


FIGURE 3.16 – Variations des valeurs de l'énergie reconstruite des cellules pour des valeurs croissantes de courant de calibration injecté (en unités DAC) pour la région $\eta < 0.8$. L'impact sur la reconstruction en énergie des différents effets est visible : effet global (bleu), variations des piédestaux (rouge), variations de R (jaune) et variations des coefficients d'Optimal Filtering OFCa^{Cali} (vert).

3.3. ÉTUDE DE L'IMPACT DES VARIATIONS DES CONSTANTES DE CALIBRATION ÉLECTRONIQUE SUR LA RECONSTRUCTION DE L'ÉNERGIE DES CELLULES

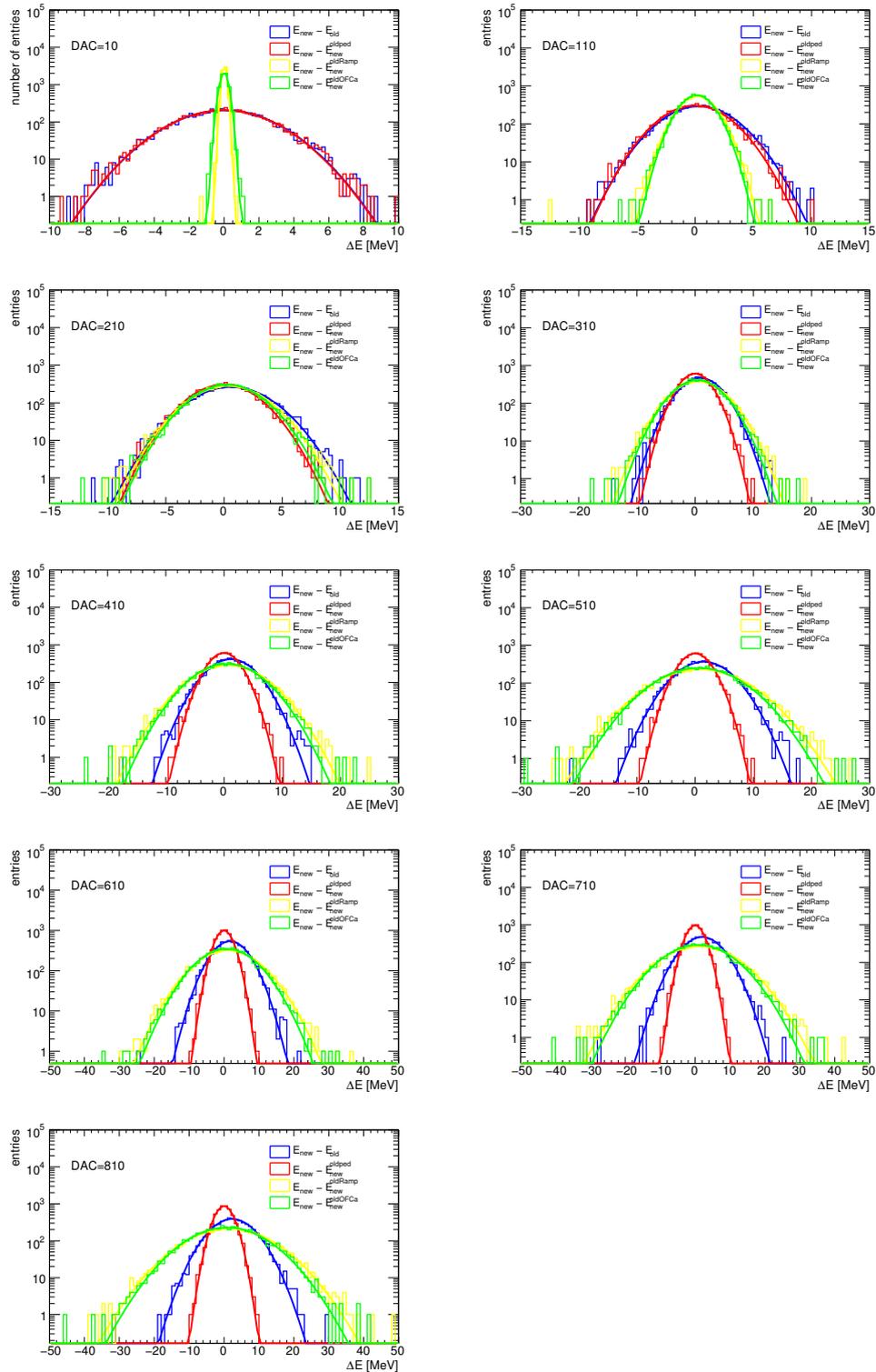


FIGURE 3.17 – Variations des valeurs de l'énergie reconstruite des cellules pour des valeurs croissantes de courant de calibration injecté (en unités DAC) pour la région $\eta \geq 0.8$. L'impact sur la reconstruction en énergie des différents effets est visible : effet global (bleu), variations des piédestaux (rouge), variations de R (jaune) et variations des coefficients d'Optimal Filtering OFca^{Cali} (vert).

CHAPITRE 3. IMPACT DE LA CALIBRATION DE LA CHAÎNE DE LECTURE ÉLECTRONIQUE SUR LA RECONSTRUCTION DE L'ÉNERGIE DES CELLULES DU CALORIMÈTRE ÉLECTROMAGNÉTIQUE

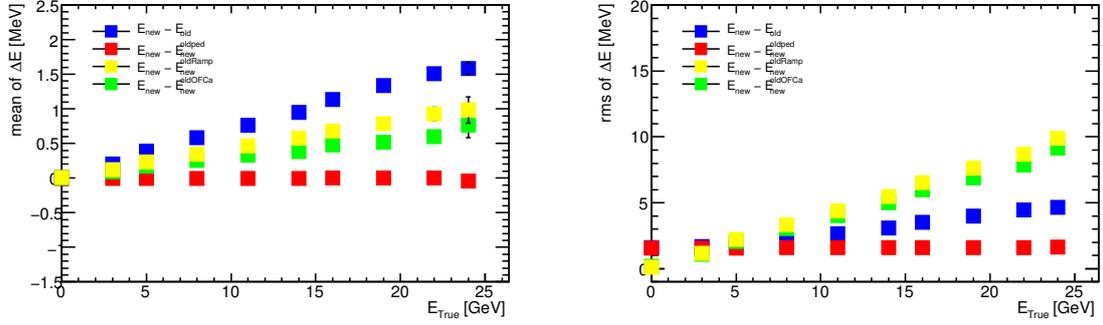


FIGURE 3.18 – Valeurs moyennes (gauche) et largeurs (droite) des distributions des variations absolues de l'énergie reconstruite des cellules appartenant à la région $\eta < 0.8$ en fonction du courant de calibration injecté (en unités d'énergie).

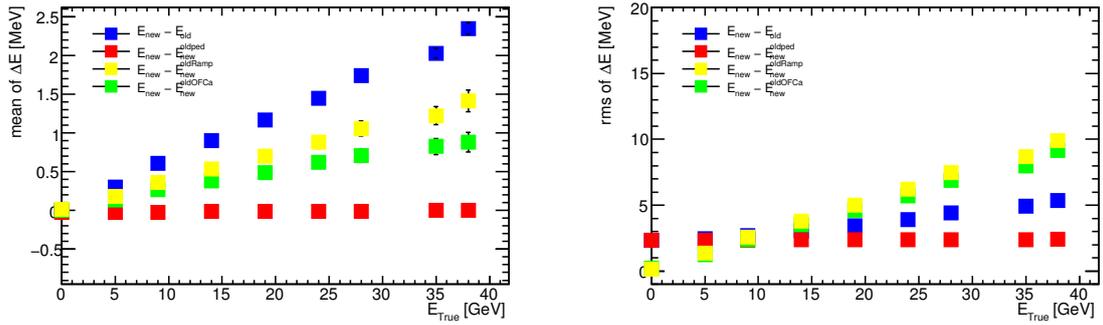


FIGURE 3.19 – Valeurs moyennes (gauche) et largeurs (droite) des distributions des variations absolues de l'énergie reconstruite des cellules appartenant à la région $\eta \geq 0.8$ en fonction du courant de calibration injecté (en unités d'énergie).

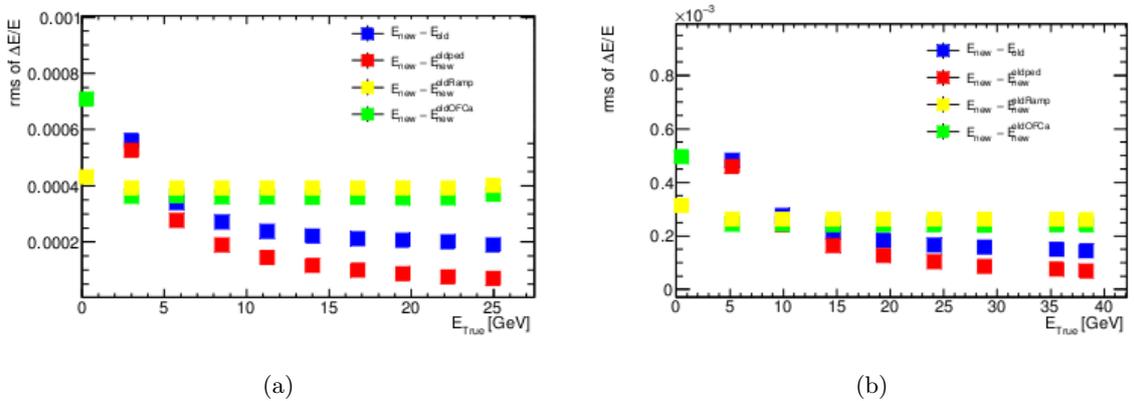


FIGURE 3.20 – Largeurs des distributions de variations relatives de l'énergie reconstruite des cellules en fonction du courant de calibration injecté, (a) $\eta < 0.8$ et (b) $\eta \geq 0.8$.

3.3. ÉTUDE DE L'IMPACT DES VARIATIONS DES CONSTANTES DE CALIBRATION ÉLECTRONIQUE SUR LA RECONSTRUCTION DE L'ÉNERGIE DES CELLULES

Erreurs relatifs affectant la reconstruction de l'énergie des cellules							
		avant		milieu		arrière	
		$\eta < 0.8$	$\eta \geq 0.8$	$\eta < 0.8$	$\eta \geq 0.8$	$\eta < 0.8$	$\eta \geq 0.8$
Variation des piédestaux	moyenne	-0.01 ‰	-0.01 ‰	-0.01 ‰	-0.01 ‰	-0.01 ‰	0.01 ‰
	largeur	0.20 ‰	0.20 ‰	0.15 ‰	0.18 ‰	0.23 ‰	0.16 ‰
Variation de R	moyenne	0.05 ‰	0.04 ‰	0.04 ‰	0.04 ‰	0.01 ‰	0.01 ‰
	largeur	1.0 ‰	0.90 ‰	0.40 ‰	0.30 ‰	0.38 ‰	0.40 ‰
Variation de OFCa ^{Cali}	moyenne	0.03 ‰	0.03 ‰	0.03 ‰	0.03 ‰	0.05 ‰	0.04 ‰
	largeur	0.80 ‰	0.70 ‰	0.35 ‰	0.28 ‰	0.31 ‰	0.36 ‰
effet global	moyenne	0.07 ‰	0.07 ‰	0.07 ‰	0.06 ‰	0.05 ‰	0.06 ‰
	largeur	0.70 ‰	0.60 ‰	0.25 ‰	0.20 ‰	0.28 ‰	0.26 ‰

TABLE 3.5 – Résumé des déviations moyennes et des erreurs relatives affectant la reconstruction de l'énergie des cellules du calorimètre pour des variations typiques des constantes de calibration. La table montre tout d'abord les résultats de l'impact de la variation d'une seule constante de calibration (piédestaux, rampes ou coefficient d'Optimal Filtering). La dernière ligne de la table montre l'effet global dû au changement d'un lot complet de constantes.

1773 dues. Le nombre de cellules impliqué dans ces effets dits *non-gaussiens* est relativement petit
1774 puisqu'il est au maximum de l'ordre de 10 %.

1775 La figure 3.23 montre les distributions des variations du terme correctif $\frac{1}{M_{Phys}/M_{Cal}}$ à droite
1776 pour la région $\eta < 0.8$ et à gauche pour la région $\eta \geq 0.8$. Le même effet non gaussien est visible
1777 dans ce cas également, tout en confirmant un comportement typique pour la majorité des cellules.

1778 La table 3.6 résume les valeurs caractéristiques des variations pour les cellules ayant un
1779 comportement gaussien. L'erreur relative correspond à 1σ sur l'ajustement gaussien sur le coeur
1780 de la distribution.

1781 3.3.4.2 Étude des corrélations entre les constantes de calibration affectant le signal 1782 de physique

1783 L'existence de corrélations entre les variations des constantes de calibration qui sont liées au
1784 signal de physique et qui n'ont donc pas été traitées précédemment est étudiée dans ce para-
1785 graphe. L'étude de ces corrélations est montrée figure 3.24 et 3.25 pour le doublet OFCa^{Phys} et
1786 R , et figure 3.26 et 3.27 pour le doublet OFCa^{Phys} et $\frac{1}{M_{Phys}/M_{Cal}}$. Les deux régions en pseudo-
1787 rapidité sont toujours traitées séparément.

1788 L'intensité des corrélations entre les variations des coefficients OFCa^{Phys} et les variations des
1789 coefficients R extraits des rampes est un ordre de grandeur plus faible que celle qui a été observée
1790 pour les coefficients OFCa^{Cali} (voir table 3.7). Cela est dû au fait que le gain paramétrisé par
1791 la constante R est calculé par l'estimation de la linéarité du signal de calibration au courant
1792 injecté. Le signal de physique n'entre donc pas dans ce calcul.

1793 La table 3.8 résume les paramètres de l'ajustement relatif aux corrélations entre les variations
1794 des coefficients OFCa^{Phys} et les variations du terme $\frac{1}{M_{Phys}/M_{Cal}}$. L'existence de corrélations entre
1795 ces variations est attendue puisque le terme $\frac{1}{M_{Phys}/M_{Cal}}$ paramétrise la différence de forme entre
1796 le signal de physique et le signal de calibration et que les coefficients OFCa^{Phys} jouent un rôle
1797 majeur dans la reconstruction du signal.

CHAPITRE 3. IMPACT DE LA CALIBRATION DE LA CHAÎNE DE LECTURE ÉLECTRONIQUE SUR LA RECONSTRUCTION DE L'ÉNERGIE DES CELLULES DU CALORIMÈTRE ÉLECTROMAGNÉTIQUE

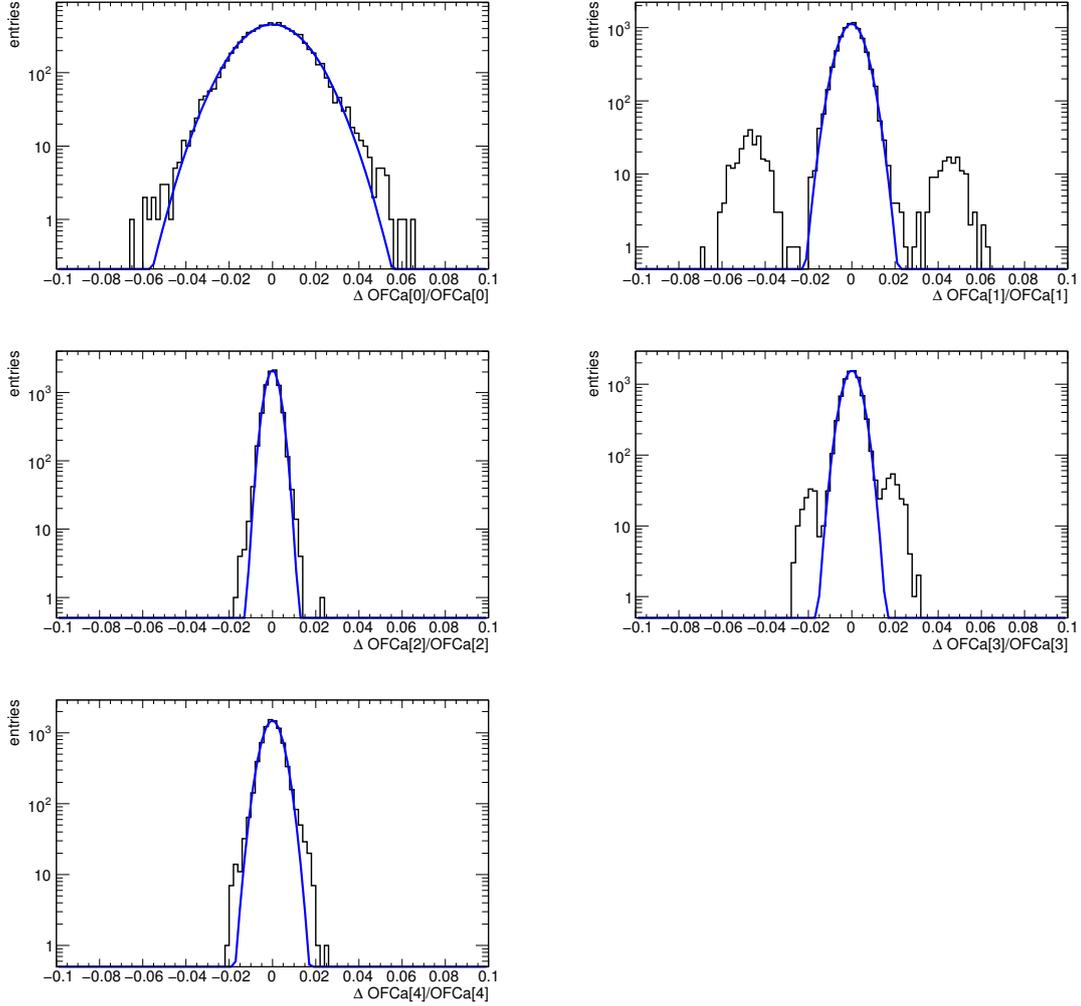


FIGURE 3.21 – Distributions des variations relatives des quatre coefficients de Optimal Filtering $\text{OFCa}^{\text{Phys}}$ utilisés pour la reconstruction de l'amplitude du signal de physique ($\eta < 0.8$).

Variations relatives des coefficients caractérisants le signal de physique						
	avant		milieu		arrière	
	$\eta < 0.8$	$\eta \geq 0.8$	$\eta < 0.8$	$\eta \geq 0.8$	$\eta < 0.8$	$\eta \geq 0.8$
$\Delta \text{OFCa}^{\text{Phys}}[0]/\text{OFCa}^{\text{Phys}}[0]$	1.00%	0.93%	1.41%	1.33%	1.05%	1.12%
$\Delta \text{OFCa}^{\text{Phys}}[1]/\text{OFCa}^{\text{Phys}}[1]$	0.70%	0.84%	0.54%	0.60%	0.54%	0.57%
$\Delta \text{OFCa}^{\text{Phys}}[2]/\text{OFCa}^{\text{Phys}}[2]$	0.29%	0.30%	0.29%	0.34%	0.30%	0.31%
$\Delta \text{OFCa}^{\text{Phys}}[3]/\text{OFCa}^{\text{Phys}}[3]$	0.61%	0.71%	0.39%	0.38%	0.54%	0.49%
$\Delta \text{OFCa}^{\text{Phys}}[4]/\text{OFCa}^{\text{Phys}}[4]$	0.55%	0.50%	0.42%	0.48%	0.46%	0.42%
$\Delta \frac{1}{M_{\text{Phys}}/M_{\text{Cal}}} / \frac{1}{M_{\text{Phys}}/M_{\text{Cal}}}$	0.09%	0.11%	0.06%	0.07%	0.05%	0.06%

TABLE 3.6 – Variations relatives des constantes importantes pour le signal de physique ($\text{OFCa}^{\text{Phys}}$ et $\frac{1}{M_{\text{Phys}}/M_{\text{Cal}}}$) pour les trois compartiments du calorimètre et les deux régions en pseudorapidité ($\eta < 0.8$ et $\eta \geq 0.8$).

3.3. ÉTUDE DE L'IMPACT DES VARIATIONS DES CONSTANTES DE CALIBRATION ÉLECTRONIQUE SUR LA RECONSTRUCTION DE L'ÉNERGIE DES CELLULES

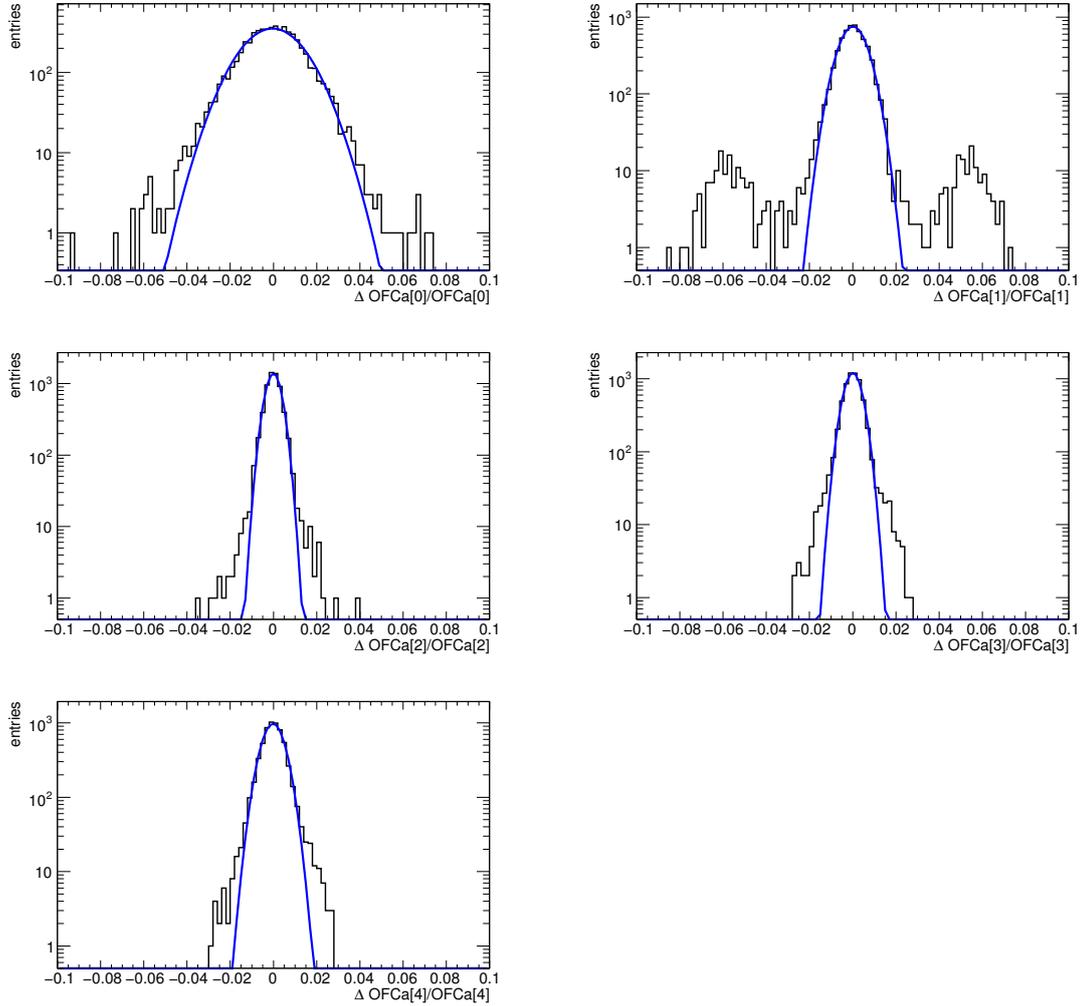


FIGURE 3.22 – Distributions des variations relatives des quatre coefficients de Optimal Filtering $OFCa^{Phys}$ utilisés pour la reconstruction de l'amplitude du signal de physique ($\eta \geq 0.8$).

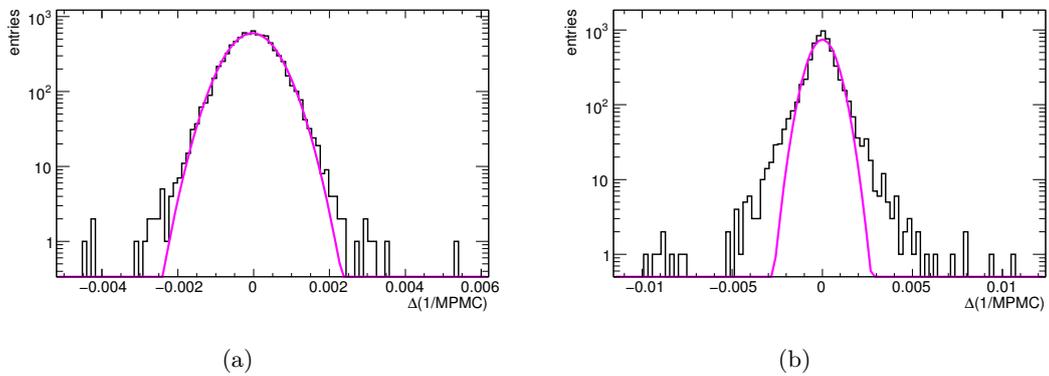


FIGURE 3.23 – Distributions des variations relatives du terme correctif $\frac{1}{M_{Phys}/M_{Cal}}$ pour les deux régions en pseudorapidité : (a) région $\eta < 0.8$; (b) région $\eta \geq 0.8$.

CHAPITRE 3. IMPACT DE LA CALIBRATION DE LA CHAÎNE DE LECTURE ÉLECTRONIQUE SUR LA RECONSTRUCTION DE L'ÉNERGIE DES CELLULES DU CALORIMÈTRE ÉLECTROMAGNÉTIQUE

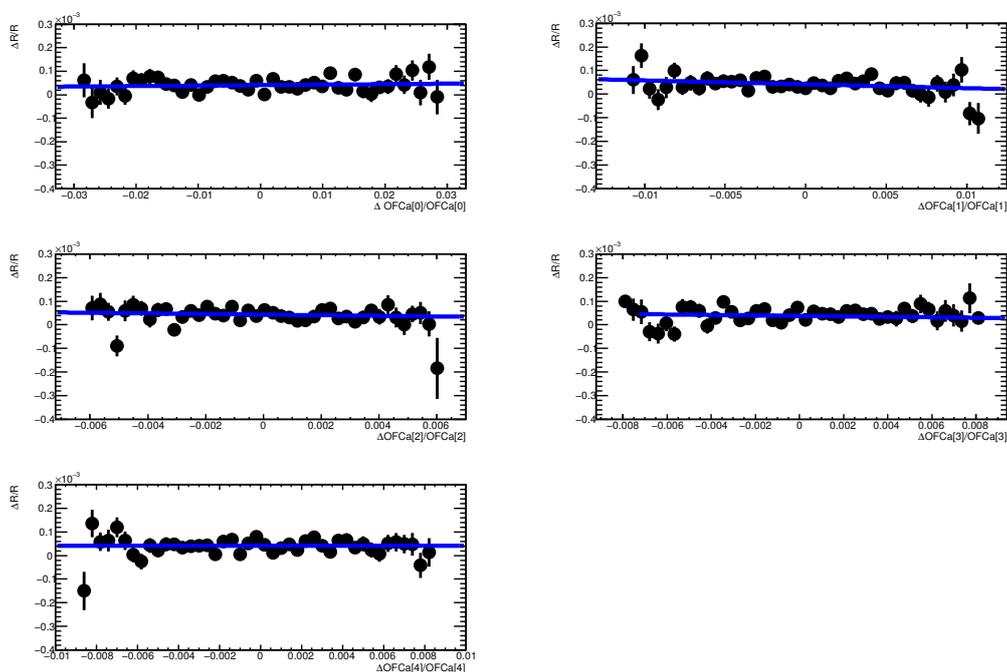


FIGURE 3.24 – Corrélations entre les variations relatives des coefficients $\text{OFCa}^{\text{Phys}}$ et les variations du gain de l'électronique R pour la région $\eta < 0.8$.

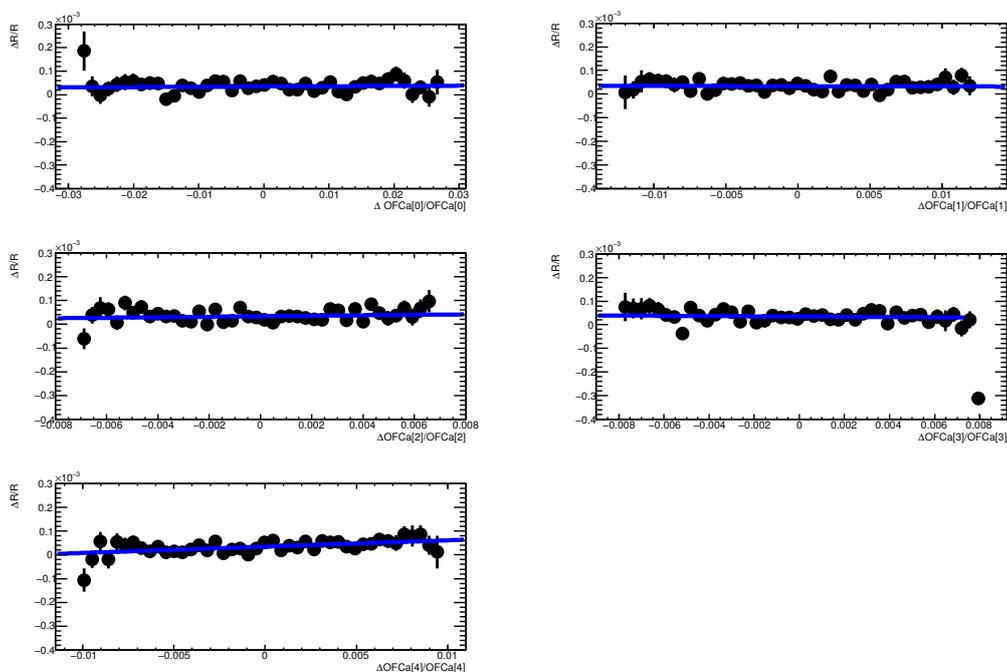


FIGURE 3.25 – Corrélations entre les variations relatives des coefficients $\text{OFCa}^{\text{Phys}}$ et les variations du gain de l'électronique R pour la région $\eta \geq 0.8$.

3.3. ÉTUDE DE L'IMPACT DES VARIATIONS DES CONSTANTES DE CALIBRATION ÉLECTRONIQUE SUR LA RECONSTRUCTION DE L'ÉNERGIE DES CELLULES

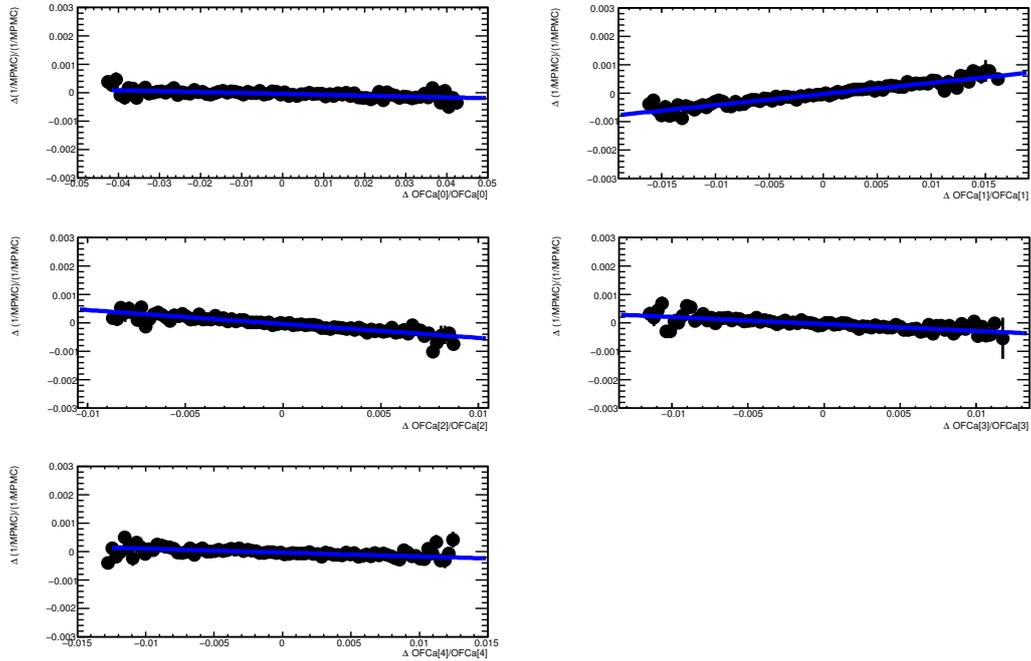


FIGURE 3.26 – Corrélations entre les variations relatives des coefficients $OFCa^{Phys}$ et les variations du terme $\frac{1}{M_{Phys}/M_{Cat}}$ pour la région $\eta < 0.8$.

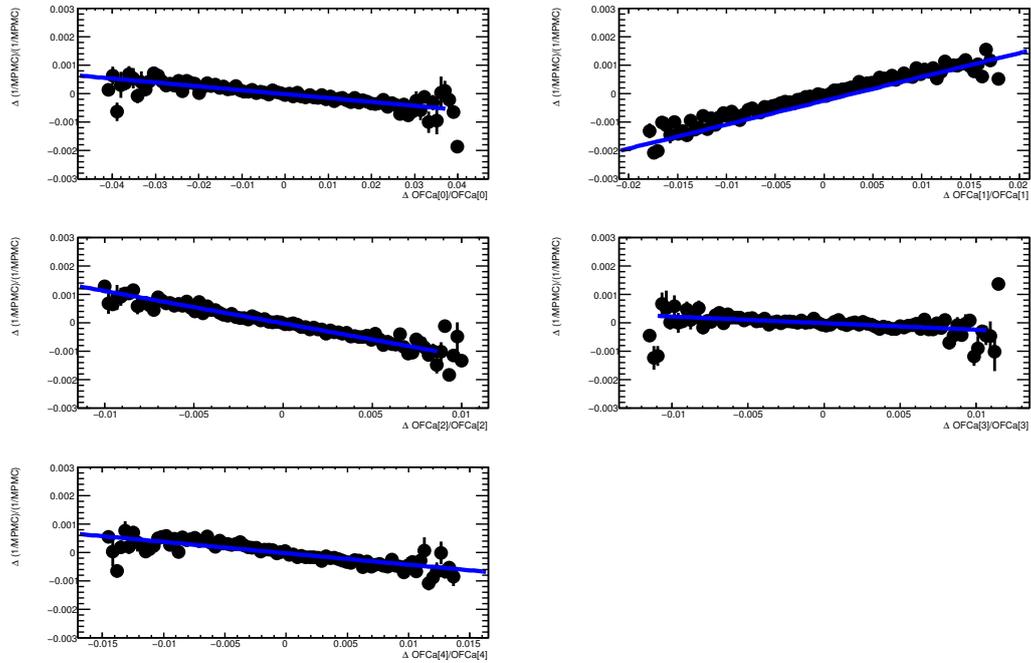


FIGURE 3.27 – Corrélations entre les variations relatives des coefficients $OFCa^{Phys}$ et les variations du terme $\frac{1}{M_{Phys}/M_{Cat}}$ pour la région $\eta \geq 0.8$.

Corrélations entre les coefficients d'Optimal Filtering de physique et le gain de l'électronique R						
	avant		milieu		arrière	
	$\eta < 0.8$	$\eta \geq 0.8$	$\eta < 0.8$	$\eta \geq 0.8$	$\eta < 0.8$	$\eta \geq 0.8$
$\Delta\text{OFCa}^{\text{Phys}}[0]/\text{OFCa}^{\text{Phys}}[0] : \Delta R/R$	$p_0 = 5.5 \cdot 10^{-5}$ $p_1 = 8.4 \cdot 10^{-3}$	$4.7 \cdot 10^{-5}$ $-2.5 \cdot 10^{-4}$	$4.1 \cdot 10^{-5}$ $2.0 \cdot 10^{-4}$	$3.5 \cdot 10^{-5}$ $1.2 \cdot 10^{-4}$	$1.2 \cdot 10^{-5}$ $5.9 \cdot 10^{-4}$	$1.0 \cdot 10^{-5}$ $1.0 \cdot 10^{-3}$
$\Delta\text{OFCa}^{\text{Phys}}[1]/\text{OFCa}^{\text{Phys}}[1] : \Delta R/R$	$p_0 = 5.6 \cdot 10^{-5}$ $p_1 = 4.7 \cdot 10^{-3}$	$5.0 \cdot 10^{-5}$ $-2.4 \cdot 10^{-4}$	$4.2 \cdot 10^{-5}$ $-1.6 \cdot 10^{-3}$	$3.3 \cdot 10^{-5}$ $-1.1 \cdot 10^{-4}$	$9.9 \cdot 10^{-6}$ $1.8 \cdot 10^{-3}$	$8.8 \cdot 10^{-6}$ $-6.1 \cdot 10^{-3}$
$\Delta\text{OFCa}^{\text{Phys}}[2]/\text{OFCa}^{\text{Phys}}[2] : \Delta R/R$	$p_0 = 5.4 \cdot 10^{-5}$ $p_1 = -5.8 \cdot 10^{-3}$	$4.8 \cdot 10^{-5}$ $7.8 \cdot 10^{-3}$	$4.3 \cdot 10^{-5}$ $-1.3 \cdot 10^{-3}$	$3.3 \cdot 10^{-5}$ $1.0 \cdot 10^{-3}$	$1.2 \cdot 10^{-5}$ $1.3 \cdot 10^{-3}$	$1.0 \cdot 10^{-5}$ $1.2 \cdot 10^{-3}$
$\Delta\text{OFCa}^{\text{Phys}}[3]/\text{OFCa}^{\text{Phys}}[3] : \Delta R/R$	$p_0 = 5.5 \cdot 10^{-5}$ $p_1 = -2.0 \cdot 10^{-3}$	$4.5 \cdot 10^{-5}$ $-2.7 \cdot 10^{-3}$	$3.8 \cdot 10^{-5}$ $1.0 \cdot 10^{-3}$	$3.5 \cdot 10^{-5}$ $-4.9 \cdot 10^{-4}$	$9.9 \cdot 10^{-6}$ $-1.7 \cdot 10^{-3}$	$9.2 \cdot 10^{-6}$ $1.6 \cdot 10^{-3}$
$\Delta\text{OFCa}^{\text{Phys}}[4]/\text{OFCa}^{\text{Phys}}[4] : \Delta R/R$	$p_0 = 5.4 \cdot 10^{-5}$ $p_1 = 1.3 \cdot 10^{-3}$	$4.7 \cdot 10^{-5}$ $4.9 \cdot 10^{-4}$	$4.1 \cdot 10^{-5}$ $6.3 \cdot 10^{-3}$	$3.5 \cdot 10^{-5}$ $2.7 \cdot 10^{-3}$	$1.2 \cdot 10^{-5}$ $-1.5 \cdot 10^{-3}$	$8.8 \cdot 10^{-6}$ $3.9 \cdot 10^{-3}$

TABLE 3.7 – Paramètres des ajustements linéaires utilisés pour quantifier les corrélations existantes entre les variations des constantes de calibration $\text{OFCa}^{\text{Phys}}$ et le gain de l'électronique R .

Corrélations entre les variations des constantes $\text{OFCa}^{\text{Phys}}$ et $\frac{1}{M^{\text{Phys}}/M^{\text{Cal}}}$						
	avant		milieu		arrière	
	$\eta < 0.8$	$\eta \geq 0.8$	$\eta < 0.8$	$\eta \geq 0.8$	$\eta < 0.8$	$\eta \geq 0.8$
$\Delta\text{OFCa}^{\text{Phys}}[0]/\text{OFCa}^{\text{Phys}}[0] : \Delta \frac{1}{M^{\text{Phys}}/M^{\text{Cal}}}$	$p_0 = 2.5 \cdot 10^{-5}$ $p_1 = 5.2 \cdot 10^{-3}$	$6.1 \cdot 10^{-5}$ $2.0 \cdot 10^{-3}$	$-3.5 \cdot 10^{-5}$ $-3.0 \cdot 10^{-3}$	$-2.0 \cdot 10^{-5}$ $-1.4 \cdot 10^{-2}$	$4.7 \cdot 10^{-5}$ $1.5 \cdot 10^{-3}$	$4.4 \cdot 10^{-6}$ $7.9 \cdot 10^{-3}$
$\Delta\text{OFCa}^{\text{Phys}}[1]/\text{OFCa}^{\text{Phys}}[1] : \Delta \frac{1}{M^{\text{Phys}}/M^{\text{Cal}}}$	$p_0 = 3.2 \cdot 10^{-5}$ $p_1 = -5.7 \cdot 10^{-2}$	$5.9 \cdot 10^{-5}$ $-7.2 \cdot 10^{-2}$	$-3.2 \cdot 10^{-5}$ $3.9 \cdot 10^{-2}$	$-8.6 \cdot 10^{-5}$ $7.3 \cdot 10^{-1}$	$3.9 \cdot 10^{-5}$ $-2.6 \cdot 10^{-2}$	$-9.7 \cdot 10^{-5}$ $-4.4 \cdot 10^{-2}$
$\Delta\text{OFCa}^{\text{Phys}}[2]/\text{OFCa}^{\text{Phys}}[2] : \Delta \frac{1}{M^{\text{Phys}}/M^{\text{Cal}}}$	$p_0 = 1.7 \cdot 10^{-5}$ $p_1 = -3.5 \cdot 10^{-2}$	$5.5 \cdot 10^{-5}$ $-5.6 \cdot 10^{-2}$	$-3.3 \cdot 10^{-5}$ $-4.9 \cdot 10^{-2}$	$-1.3 \cdot 10^{-5}$ $-1.1 \cdot 10^{-1}$	$4.3 \cdot 10^{-5}$ $-1.9 \cdot 10^{-2}$	$-2.1 \cdot 10^{-5}$ $-2.9 \cdot 10^{-3}$
$\Delta\text{OFCa}^{\text{Phys}}[3]/\text{OFCa}^{\text{Phys}}[3] : \Delta \frac{1}{M^{\text{Phys}}/M^{\text{Cal}}}$	$p_0 = -7.5 \cdot 10^{-5}$ $p_1 = 1.6 \cdot 10^{-3}$	$5.5 \cdot 10^{-5}$ $2.3 \cdot 10^{-2}$	$-3.4 \cdot 10^{-5}$ $-2.4 \cdot 10^{-2}$	$-6.3 \cdot 10^{-6}$ $-2.3 \cdot 10^{-2}$	$4.0 \cdot 10^{-5}$ $9.1 \cdot 10^{-3}$	$2.9 \cdot 10^{-5}$ $-2.2 \cdot 10^{-2}$
$\Delta\text{OFCa}^{\text{Phys}}[4]/\text{OFCa}^{\text{Phys}}[4] : \Delta \frac{1}{M^{\text{Phys}}/M^{\text{Cal}}}$	$p_0 = 2.2 \cdot 10^{-5}$ $p_1 = 5.2 \cdot 10^{-3}$	$5.8 \cdot 10^{-5}$ $7.7 \cdot 10^{-3}$	$-3.3 \cdot 10^{-5}$ $-1.4 \cdot 10^{-2}$	$-3.1 \cdot 10^{-5}$ $-4.0 \cdot 10^{-2}$	$4.6 \cdot 10^{-5}$ $x \cdot x \cdot 10^{-3}$	$-1.6 \cdot 10^{-5}$ $1.1 \cdot 10^{-2}$

TABLE 3.8 – Paramètres des ajustements linéaires utilisés pour quantifier les corrélations existantes entre les variations des constantes de calibration $\text{OFCa}^{\text{Phys}}$ et $\frac{1}{M^{\text{Phys}}/M^{\text{Cal}}}$.

3.3. ÉTUDE DE L'IMPACT DES VARIATIONS DES CONSTANTES DE CALIBRATION ÉLECTRONIQUE SUR LA RECONSTRUCTION DE L'ÉNERGIE DES CELLULES

3.3.4.3 Étude des variations sur les énergies reconstruites

L'étude des variations de l'énergie des cellules reconstruite en utilisant le signal prédit d'ionisation donne l'estimation réelle de l'impact des variations des constantes de calibration sur la reconstruction en énergie. L'utilisation du signal prédit de physique implique en effet que toute la chaîne d'électronique de lecture soit prise en compte.

En plus des effets étudiés en section 3.3.3.3⁸, les effets dus à la variation du terme $\frac{1}{M_{Phys}/M_{Cal}}$ sont également à prendre en compte. Comme pour les autres effets, l'étude est faite en estimant la différence de valeurs de l'énergie reconstruite en changeant uniquement la constante relative au terme $\frac{1}{M_{Phys}/M_{Cal}} (E_{new} - E_{new}^{oldMPMC})$.

Les figures 3.28 et 3.29 montrent, pour les deux régions en pseudorapidité, les variations absolues de l'énergie reconstruite, pour des valeurs du courant injecté (en unité *DAC*) croissantes. Comme cela a été observé dans le cas du signal de calibration, l'effet dominant responsable de la variation de l'énergie des cellules vient de la variation des piédestaux pour les valeurs les plus basses de courant. La variation des coefficients $OFCa^{Phys}$ devient dominante pour les valeurs *DAC* les plus hautes. L'impact des variations du terme $\frac{1}{M_{Phys}/M_{Cal}}$ dans la région en pseudorapidité $\eta \geq 0.8$ (voir figure 3.29) est plus important que dans la région $\eta < 0.8$. Cet effet s'explique par les corrélations entre les coefficients d'*Optimal Filtering* et $\frac{1}{M_{Phys}/M_{Cal}}$ qui sont plus importantes dans la région $\eta \geq 0.8$ (voir table 3.8).

Les figures 3.30 et 3.31 montrent l'allure des valeurs moyennes et des largeurs des variations gaussiennes de l'énergie des cellules en fonction du courant injecté (en unité d'énergie). Comme précédemment (figures 3.16 et 3.17), ces figures montrent des fluctuations positives et négatives des valeurs moyennes (à gauche) autour de la valeur nulle attendue. Les largeurs, estimées à l'aide d'ajustement gaussien, confirment les observations faites précédemment à propos de la dépendance en énergie des différents effets. L'effet dû à la variation des piédestaux est indépendant de l'intensité du courant injecté, alors que tous les autres effets en dépendent. Il faut remarquer que la plus forte dépendance en énergie, à savoir celle de l'effet dû à la variation des termes $\frac{1}{M_{Phys}/M_{Cal}}$ observée dans la région $\eta \geq 0.8$, ne se retrouve pas sur l'effet global. En effet, pour une énergie vraie fixée, la variation de l'énergie reconstruite des cellules est du même ordre de grandeur dans les deux régions en pseudorapidité. Cette uniformité en η s'explique par les corrélations négatives entre les variations des coefficients $OFCa^{Phys}$ et les variations du terme $\frac{1}{M_{Phys}/M_{Cal}}$.

Le comportement non gaussien d'un certain nombre de cellules, observé pour les variations des constantes $OFCa^{Phys}$ et $\frac{1}{M_{Phys}/M_{Cal}}$ est également visible dans les distributions des variations de l'énergie. Les études développées à ce sujet sont présentées section 3.3.6.

La figure 3.32 montre les largeurs des distributions des variations relatives aux énergies reconstruites, en fonction du courant injecté (en unité d'énergie). Les deux régions en pseudorapidité sont montrées. Les erreurs relatives estimées à partir de ces figures sont présentées table 3.9. Seules les cellules contenues dans le coeur gaussien des distributions, estimé à 2σ , sont prises en compte. Le pourcentage de cellules qui intervient dans l'estimation de l'erreur est aussi indiqué dans cette même table.

3.3.5 Systématique de l'analyse

Une des hypothèses sur laquelle l'étude se base est que le biais introduit par l'utilisation des échantillons extrait du signal de calibration (s_j^{DAC}) introduit un biais négligeable. Le calcul au

8. Cette fois ce sont les variations des coefficients d'*Optimal Filtering* relatifs au signal prédit d'ionisation ($OFCa^{Phys}$) qui donnent la variation en énergie.

CHAPITRE 3. IMPACT DE LA CALIBRATION DE LA CHAÎNE DE LECTURE ÉLECTRONIQUE SUR LA RECONSTRUCTION DE L'ÉNERGIE DES CELLULES DU CALORIMÈTRE ÉLECTROMAGNÉTIQUE

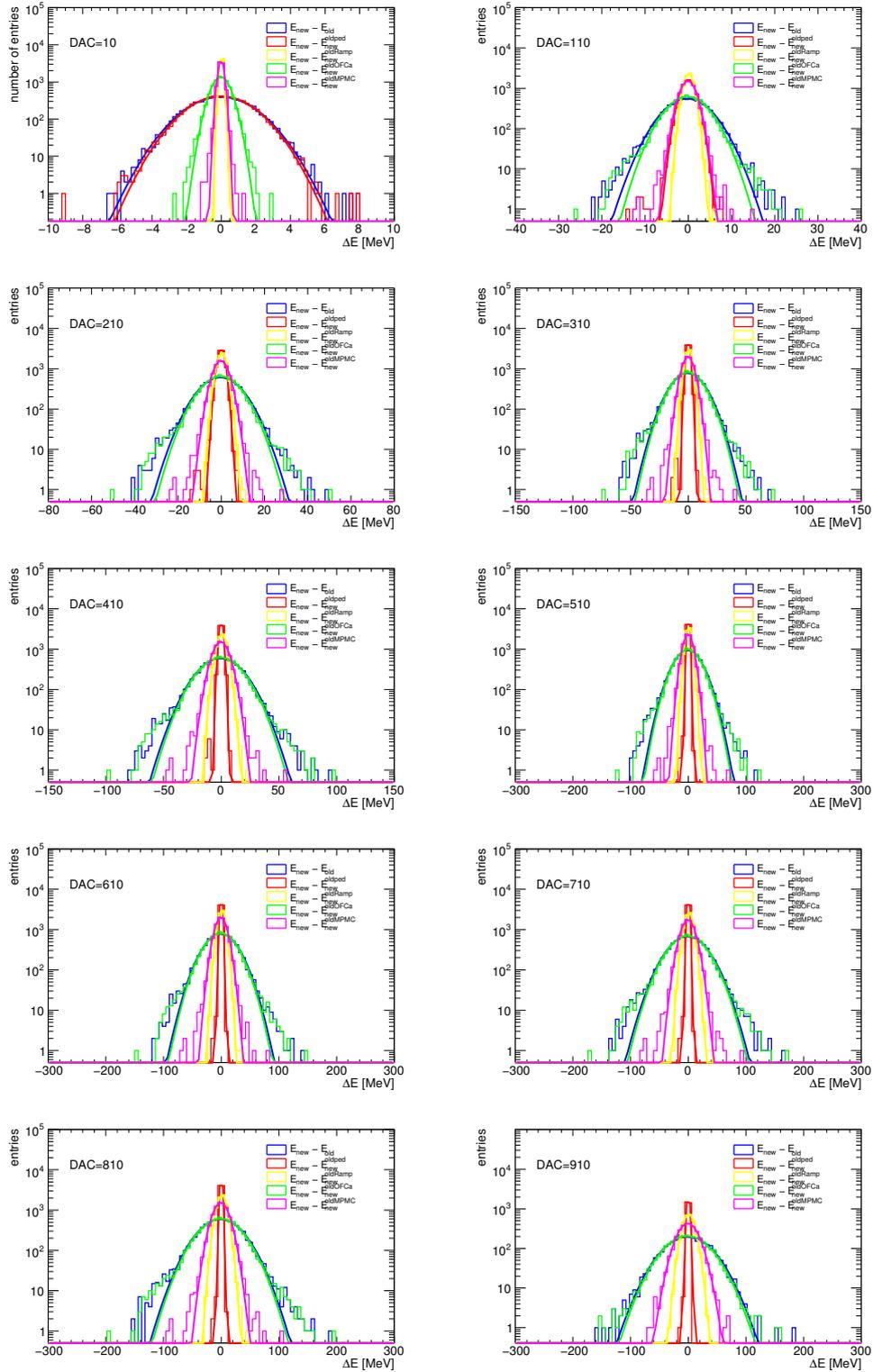


FIGURE 3.28 – Variations des valeurs de l'énergie reconstruite des cellules pour des valeurs croissantes de courant de calibration injecté (en unités DAC) pour la région $\eta < 0.8$. L'impact sur la reconstruction en énergie des différents effets est visible : effet global (bleu), variations des piédestaux (rouge), variations de R (jaune), variations des coefficients d'Optimal Filtering OFCa^{Phys} (vert) et variations du terme $\frac{1}{M_{Phys}/M_{Cal}}$ (magenta).

3.3. ÉTUDE DE L'IMPACT DES VARIATIONS DES CONSTANTES DE CALIBRATION ÉLECTRONIQUE SUR LA RECONSTRUCTION DE L'ÉNERGIE DES CELLULES

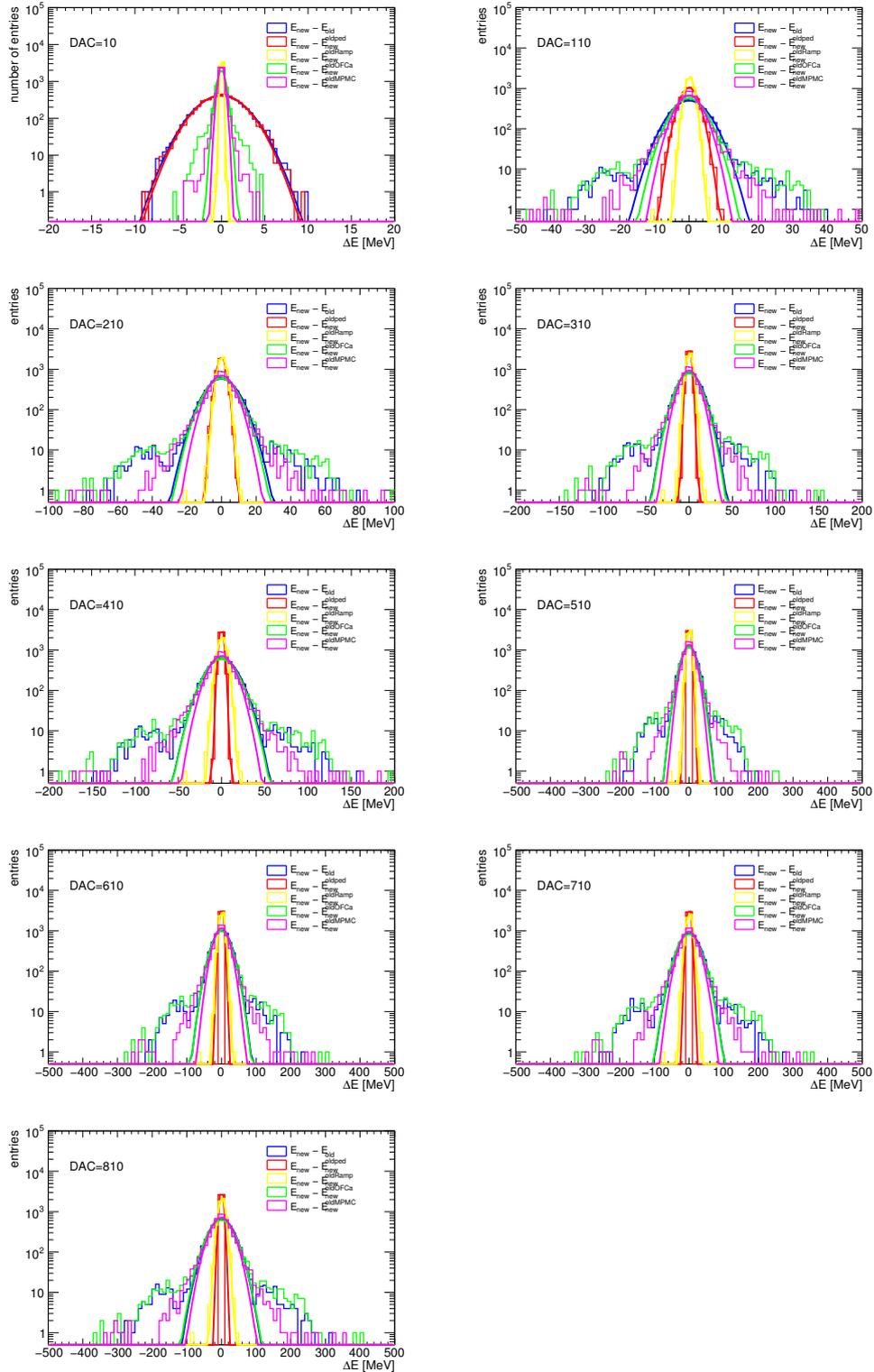


FIGURE 3.29 – Variations des valeurs de l'énergie reconstruite des cellules pour des valeurs croissantes de courant de calibration injecté (en unités DAC) pour la région $\eta \geq 0.8$. L'impact sur la reconstruction en énergie des différents effets est visible : effet global (bleu), variations des piédestaux (rouge), variations de R (jaune), variations des coefficients d'Optimal Filtering OFCa^{Phys} (vert) et variations du terme $\frac{1}{M_{\text{Phys}}/M_{\text{Cal}}}$ (magenta).

CHAPITRE 3. IMPACT DE LA CALIBRATION DE LA CHAÎNE DE LECTURE ÉLECTRONIQUE SUR LA RECONSTRUCTION DE L'ÉNERGIE DES CELLULES DU CALORIMÈTRE ÉLECTROMAGNÉTIQUE

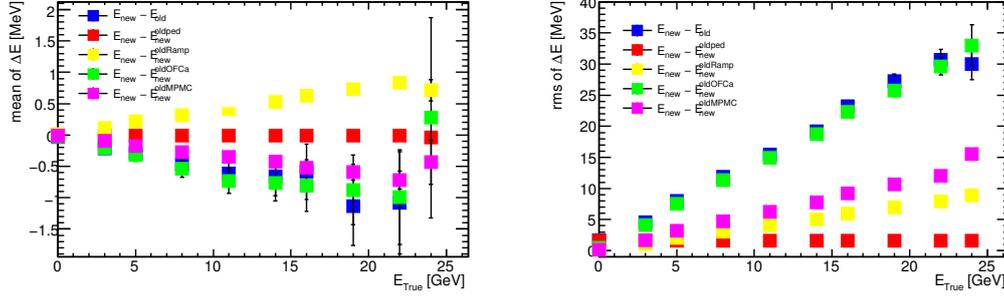


FIGURE 3.30 – Valeurs moyennes (gauche) et largeurs (droite) des distributions des variations absolues de l'énergie reconstruite des cellules appartenant à la région $\eta < 0.8$ en fonction du courant de calibration injecté (en unités d'énergie).

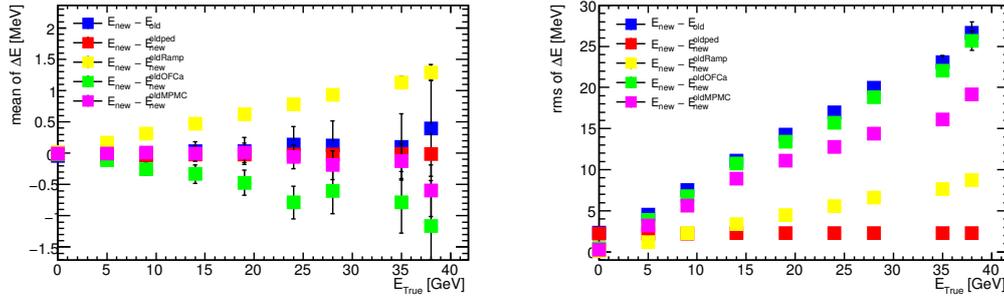


FIGURE 3.31 – Valeurs moyennes (gauche) et largeurs (droite) des distributions des variations absolues de l'énergie reconstruite des cellules appartenant à la région $\eta \geq 0.8$ en fonction du courant de calibration injecté (en unités d'énergie).

1841 premier ordre de la systématique associée est décrit dans la suite. La variation absolue du j -ème
 1842 coefficient d' OFCa^{Phys} peut s'écrire :

$$\Delta a_j^{\text{phys}} = a_{j,\text{new}}^{\text{phys}} - a_{j,\text{old}}^{\text{phys}} \quad (3.14)$$

1843 En considérant les différences entre le signal de physique et le signal de calibration (voir
 1844 figure 3.3(b)), les échantillons s_j^{phys} peuvent s'écrire en fonction des échantillons s_j^{DAC} de la
 1845 façon suivante :

$$s_j^{\text{phys}} = s_j^{\text{DAC}} + \delta s_j^{\text{DAC}} \quad (3.15)$$

1846 où le terme δs_j^{DAC} est celui qui tient compte des différences entre les deux signaux. En
 1847 utilisant la définition de l'amplitude du signal utilisée par la technique d' *Optimal Filtering* (voir
 1848 équations 3.6 et 3.7), la variation absolue du signal de physique peut s'écrire :

3.3. ÉTUDE DE L'IMPACT DES VARIATIONS DES CONSTANTES DE CALIBRATION ÉLECTRONIQUE SUR LA RECONSTRUCTION DE L'ÉNERGIE DES CELLULES

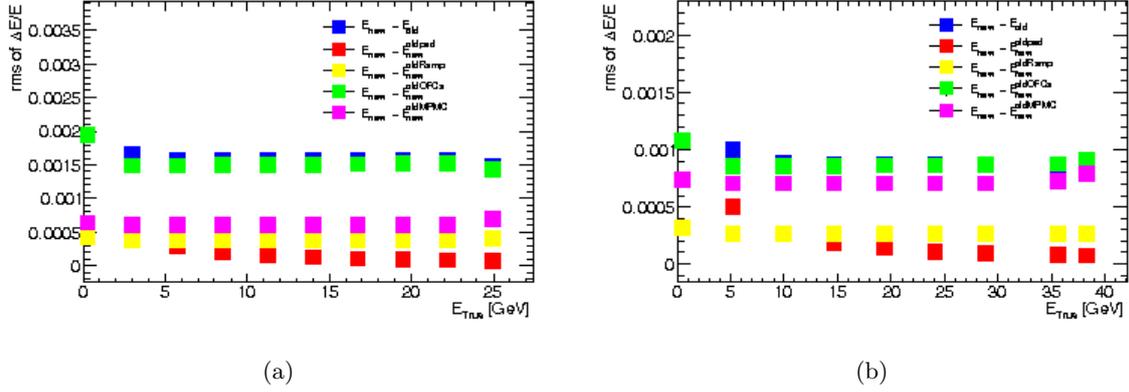


FIGURE 3.32 – Largeurs des distributions des variations relatives de l'énergie reconstruite des cellules en fonction du courant de calibration injecté : (a) $\eta < 0.8$ et (b) $\eta \geq 0.8$.

Erreurs relatives de l'énergie reconstruite des cellules							
		avant		milieu		arrière	
		$\eta < 0.8$	$\eta \geq 0.8$	$\eta < 0.8$	$\eta \geq 0.8$	$\eta < 0.8$	$\eta \geq 0.8$
fraction de cellules dans 2σ		96%	90%	94%	92%	88%	88%
variation de $\text{OFCa}^{\text{Phys}}$	moyennes	0.01‰	-0.04‰	-0.07‰	-0.03‰	-0.05‰	-0.07‰
	largeurs	2.3‰	2.3‰	1.5‰	0.9‰	1.4‰	1.3‰
variation de $\frac{1}{M_{\text{Phys}}/M_{\text{Cal}}}$	moyennes	0.02‰	0.06‰	0.03‰	-0.01‰	0.05‰	-0.02‰
	largeurs	0.9‰	1.1‰	0.6‰	0.7‰	0.5‰	0.5‰
effet global	moyennes	0.08‰	0.06‰	-0.06‰	<0.01‰	0.04‰	-0.08‰
	largeurs	2.2‰	1.8‰	1.6‰	0.9‰	1.4‰	1.3‰

TABLE 3.9 – Résumé des moyennes et des largeurs des variations relatives de l'énergie reconstruite des cellules dues aux variations typiques des constantes de calibration électronique. Les deux premières lignes montrent l'impact de la variation d'une seule constante ($\text{OFCa}^{\text{Phys}}$ ou $\frac{1}{M_{\text{Phys}}/M_{\text{Cal}}}$); la dernière ligne montre l'effet global. Les résultats ne prennent en compte que les cellules ayant un comportement gaussien pour chacune des variations (cellules considérées jusqu'à 2σ). Les résultats pour les trois compartiments sont montrés séparément.

$$\Delta A = \sum_{j=0}^n \Delta a_j^{\text{phys}} \cdot s_j^{\text{phys}} \quad (3.16)$$

$$= \sum_{j=0}^n \Delta a_j^{\text{phys}} \cdot s_j^{\text{DAC}} + \sum_{j=0}^n \Delta a_j^{\text{phys}} \cdot \delta s_j^{\text{DAC}} \quad (3.17)$$

$$(3.18)$$

1849 L'expression couramment utilisée pour calculer l'énergie des cellules (voir équation 3.1) prend
1850 en compte d'autres termes qui ont une contribution négligeable dans le cadre d'une approxima-
1851 tion au premier ordre. Cela est justifié par le fait que les variations observées pour les variations
1852 des constantes de calibration (les piédestaux, R ou le terme de normalisation $\frac{1}{M_{\text{Phys}}/M_{\text{Cal}}}$) sont
1853 d'un ordre de grandeur inférieur à celles observées pour les variations des coefficients $\text{OFCa}^{\text{Phys}}$.

1854 Ainsi l'erreur relative affectant la reconstruction de l'énergie des cellules peut être estimée
1855 au premier ordre par :

$$\frac{\Delta E}{E} \sim \frac{\Delta A^{\text{phys}}}{s_j^{\text{phys}}} \quad (3.19)$$

$$= \sum_{j=0}^n \Delta a_j^{\text{phys}} \left(1 + \frac{\Delta s_j^{\text{DAC}}}{s_j^{\text{DAC}}}\right) \quad (3.20)$$

1856 Pour une estimation quantitative du biais, il faut se souvenir que les échantillons s_j ont
1857 des valeurs toujours inférieures ou égales à l'unité et que les deux autres termes de l'équation
1858 ci dessus sont de l'ordre de $10^{-1} - 10^{-2}$. Par conséquent, le biais introduit en considérant les
1859 échantillons s_j^{DAC} pour le calcul de l'énergie des cellules est de l'ordre de quelques pour cent de
1860 la variation de l'énergie.

1861 3.3.6 Étude des comportements non gaussiens

1862 Des comportements non-gaussiens de certaines cellules lors des différents calculs de l'éner-
1863 gie reconstruite ont été observés lorsque l'étude a porté sur le signal prédit d'ionisation (sec-
1864 tion 3.3.4). L'analyse du signal de calibration n'a, en revanche, montrée aucune variation par
1865 rapport au comportement gaussien attendu. C'est pourquoi l'origine de ces effets non-gaussiens
1866 a été recherchée du côté des constantes de calibration intervenant dans la paramétrisation du
1867 signal de physique prédit et des termes intervenant dans le calcul de ce signal.

1868 L'étude des variations relatives en fonction de la pseudorapidité η pour les coefficients
1869 $\text{OFCa}^{\text{Phys}}$ et pour le terme $\frac{1}{M_{\text{Phys}}/M_{\text{Cal}}}$ a montré que les effets non-gaussiens peuvent être confi-
1870 nés spatialement dans les régions $0 < \eta < 0.4$ et $0.8 < \eta < 1.2$ [53]. Ces régions correspondent
1871 à des zones pour lesquelles l'extraction du signal d'ionisation est plus complexe à cause des
1872 difficultés rencontrées pour estimer la fréquence de résonance ω_0 du circuit LC équivalent de la
1873 cellule. Des améliorations de l'approche RTM^9 au sein de ces régions sont en développement [49].

9. La méthode RTM a été brièvement présentée section 3.2.1.

3.3. ÉTUDE DE L'IMPACT DES VARIATIONS DES CONSTANTES DE CALIBRATION ÉLECTRONIQUE SUR LA RECONSTRUCTION DE L'ÉNERGIE DES CELLULES

1874 3.3.6.1 Étude de l'origine des effets non gaussien

1875 Les origines des effets non-gaussiens ont été étudiées en faisant attention de prendre en
1876 compte tous les effets intervenant lors de la prédiction du signal d'ionisation. Pour cela, la forme
1877 du signal ainsi que les variations des paramètres RTM ont été étudiées.

1878 3.3.6.1.1 Étude des variations de la forme du signal

1879 L'étude des variations de la forme du signal et de sa dérivée venant des deux campagnes de
1880 calibration a été menée puisque l'extraction des coefficients $OFCa^{Phys}$ en dépend directement
1881 (voir section 3.2.5).

1882 Les variations relatives des échantillons s_j venant du signal prédit et de sa dérivée montrent
1883 des queues non-gaussiennes. Les localisations en pseudorapidité donnent le même résultat que
1884 l'étude des variations des coefficients $OFCa^{Phys}$, c'est-à-dire : $0 < \eta < 0.4$ et $0.8 < \eta < 1.2$ [53].
1885 Cette confirmation des régions affectées par cet effet n'est pas surprenante à cause de la forte
1886 dépendance de ces coefficients avec les échantillons venant du signal.

1887 3.3.6.1.2 Étude des variations des paramètres RTM et du bruit auto-corrélé

1888 Comme les échantillons ont montré la présence d'effets non-gaussiens, il peut être intéressant
1889 de regarder les variations des termes du bruit auto-corrélé ou des paramètres RTM . En effet, à la
1890 fois, le terme de bruit auto-corrélé et les paramètres RTM entrent directement dans le calcul des
1891 échantillons du signal (voir équation 3.5). En effet, même si les paramètres RTM n'apparaissent
1892 pas explicitement dans l'équation, ils sont à la base de la paramétrisation de la forme du signal
1893 (g) et sa dérivée (g').

1894 Les variations des termes d'auto-corrélation du bruit aboutissent à des distributions gau-
1895 siennes avec des petites queues qui sont interprétées comme des fluctuations statistiques [53].
1896 En effet, les termes n_j que l'on retrouve dans l'équation 3.5 sont également impliqués dans le
1897 calcul des échantillons du signal de calibration. Les résultats parfaitement gaussiens relatifs à
1898 ce signal (section 3.3.3), démontrent que les variations des termes d'auto-corrélation ne peuvent
1899 pas être à l'origine des effets non-gaussiens dont on recherche l'origine.

1900 Les paramètres RTM sont fondamentaux pour la description de la forme du signal g et de sa
1901 dérivée g' , car ils modélisent le comportement du circuit équivalent d'une cellule du calorimètre.
1902 Parmi les quatre paramètres, brièvement décrits en section 3.2.1, deux (τ_{cali} et f_{step}) sont relatifs
1903 au signal de calibration. Les distributions des variations de ces deux paramètres sont purement
1904 gaussiennes comme cela était attendu [53].

1905 En revanche, les paramètres ω_0 et τ_r montrent l'existence de queues dans les distributions
1906 de leurs variations relatives (figures 3.33 et 3.34). Les queues observées pour ces distributions
1907 confirment la localisation entre $0.8 < \eta < 1.2$, mais elles sont également présentes pour $0.4 < \eta <$
1908 0.8 . Cette dernière région ne correspond pas à celle mise en évidence par l'étude des variations
1909 des coefficients $OFCa^{Phys}$ et des échantillons du signal.

1910 L'étude des variations des termes d'auto-corrélation, de la forme du signal prédit et des
1911 paramètres RTM montrent ainsi que l'origine des effets non-gaussiens n'est pas entièrement
1912 comprise. Aucun de ces termes ne semble directement responsable des effets observés. Ainsi
1913 l'hypothèse est faite que l'origine des queues non-gaussienne est liée à l'implémentation de la
1914 technique d'*Optimal Filtering* grâce à laquelle les coefficients a_j sont extraits.

CHAPITRE 3. IMPACT DE LA CALIBRATION DE LA CHAÎNE DE LECTURE ÉLECTRONIQUE SUR LA RECONSTRUCTION DE L'ÉNERGIE DES CELLULES DU CALORIMÈTRE ÉLECTROMAGNÉTIQUE

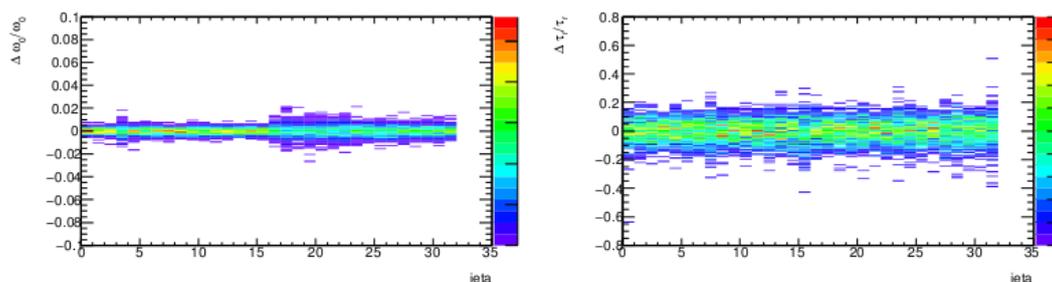


FIGURE 3.33 – Variations des paramètres ω_0 (gauche) et τ_r (droite) en fonction de la pseudorapidité pour la région $\eta < 0.8$. La pseudorapidité est exprimée en nombre entier par la variable $ieta$ définie pour la deuxième compartiment du calorimètre comme $ieta = \text{Int}(\eta/0.025)$.

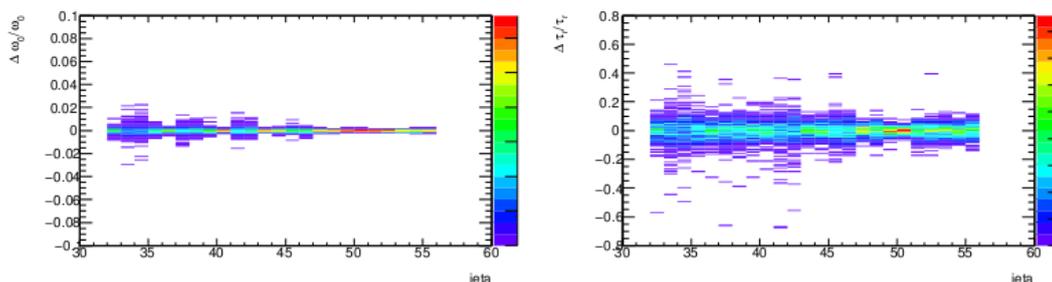


FIGURE 3.34 – Variations des paramètres ω_0 (gauche) et τ_r (droite) en fonction de la pseudorapidité pour la région $\eta \geq 0.8$. La pseudorapidité est exprimée en nombre entier par la variable $ieta$ définie pour la deuxième compartiment du calorimètre comme $ieta = \text{Int}(\eta/0.025)$.

1915 3.3.6.2 Étude de l'impact des effets non gaussiens sur la reconstruction en énergie 1916 des cellules

1917 L'impact des queues non-gaussiennes sur la reconstruction de l'énergie des cellules (voir
1918 par exemple figure 3.28) est faible par rapport à ce qui aurait pu être attendu à partir de
1919 l'allure des variations des coefficients $OFCa^{Phys}$ et du terme de normalisation $\frac{1}{M_{Phys}/M_{Cal}}$ (voir
1920 figures 3.21 et 3.23). En effet, si les effets observés pour les constantes de calibration étaient
1921 indépendants, l'effet global dû aux variations de toutes les constantes serait calculable comme la
1922 somme quadratique de tous ces termes. Par exemple, l'erreur systématique affectant les cellules
1923 du premier compartiment serait d'environ 2.5 ‰ alors qu'il est estimé entre 1.8 ‰ et 2.2 ‰
1924 selon la région en pseudorapidité concernée comme le montre la table 3.9.

1925 Ce comportement peut s'expliquer par l'existence de corrélations négatives entre certains
1926 coefficients d' $OFCa^{Phys}$. Ces corrélations négatives sont montrées figures 3.35 et 3.36 où les
1927 cœurs gaussiens des distributions choisis comme allant jusqu'à 2σ ont été supprimés.

1928 L'estimation quantitative de l'erreur systématique affectant les cellules concernées dans les
1929 effets non gaussiens a été faite en adoptant un approche très conservatrice. L'erreur est estimée
1930 à partir de la distribution de la variation relative de l'énergie reconstruite des cellules pour une
1931 valeur centrale de courant injecté (i.e. 500 DAC) et en considérant la déviation par rapport au
1932 cœur gaussien la plus importante.

1933 La table 3.10 résume les erreurs systématiques globales ainsi estimées pour les trois compar-
1934 timents du calorimètre. Le pourcentage de cellules concernées est aussi indiqué. La comparaison
1935 des tables 3.9 et 3.10 montre que dans le cas de queues non-gaussiennes, l'erreur est un ordre
1936 de grandeur au dessus de l'erreur obtenue pour des cellules que cet effet ne concerne pas.

1937 Il est important de souligner qu'il n'y a que 10% des cellules qui sont concernées par ces
1938 effets, et que l'erreur dans ce cas de figure représente l'effet le plus important qu'il est possible
1939 d'avoir pour ces cellules.

1940 3.4 Conclusions

1941 La procédure de calibration présentée dans ce chapitre, implique toute la chaîne d'électro-
1942 nique, et assure une reconstruction optimale de l'énergie des cellules du calorimètre à argon
1943 liquide. Les constantes de calibration, paramétrant les différents morceaux de la chaîne de lec-
1944 ture, sont régulièrement suivies dans le temps par des campagnes effectuées lors des périodes
1945 sans faisceaux. Les variations typiques des valeurs de ces constantes sont de l'ordre de quelques
1946 pour mille. Dans ce cas, la base des données de calibration n'est pas mise à jour car l'effet des
1947 variations sur la reconstruction en énergie est estimé comme étant négligeable.

1948 L'étude présentée dans ce chapitre permet de connaître quantitativement l'erreur systéma-
1949 tique qui affecte la reconstruction de l'énergie des cellules lorsque des variations faibles des valeurs

Erreur relatif affectant l'énergie reconstruite des cellules en cas d'effets non-gaussien						
	avant		milieu		arrière	
	$\eta < 0.8$	$\eta \geq 0.8$	$\eta < 0.8$	$\eta \geq 0.8$	$\eta < 0.8$	$\eta \geq 0.8$
pourcentage de cellules	4%	10%	6%	8%	12%	12%
erreur	1.5%	2%	0.7%	0.9%	1.5%	1.7%

TABLE 3.10 – Estimation de l'erreur relative globale affectant la reconstruction de l'énergie pour les cellules en dehors du cœur gaussien des distributions (cellules à plus de 2σ). Les estimations relatives aux trois compartiments du calorimètre sont montrées séparément.

CHAPITRE 3. IMPACT DE LA CALIBRATION DE LA CHAÎNE DE LECTURE ÉLECTRONIQUE SUR LA RECONSTRUCTION DE L'ÉNERGIE DES CELLULES DU CALORIMÈTRE ÉLECTROMAGNÉTIQUE

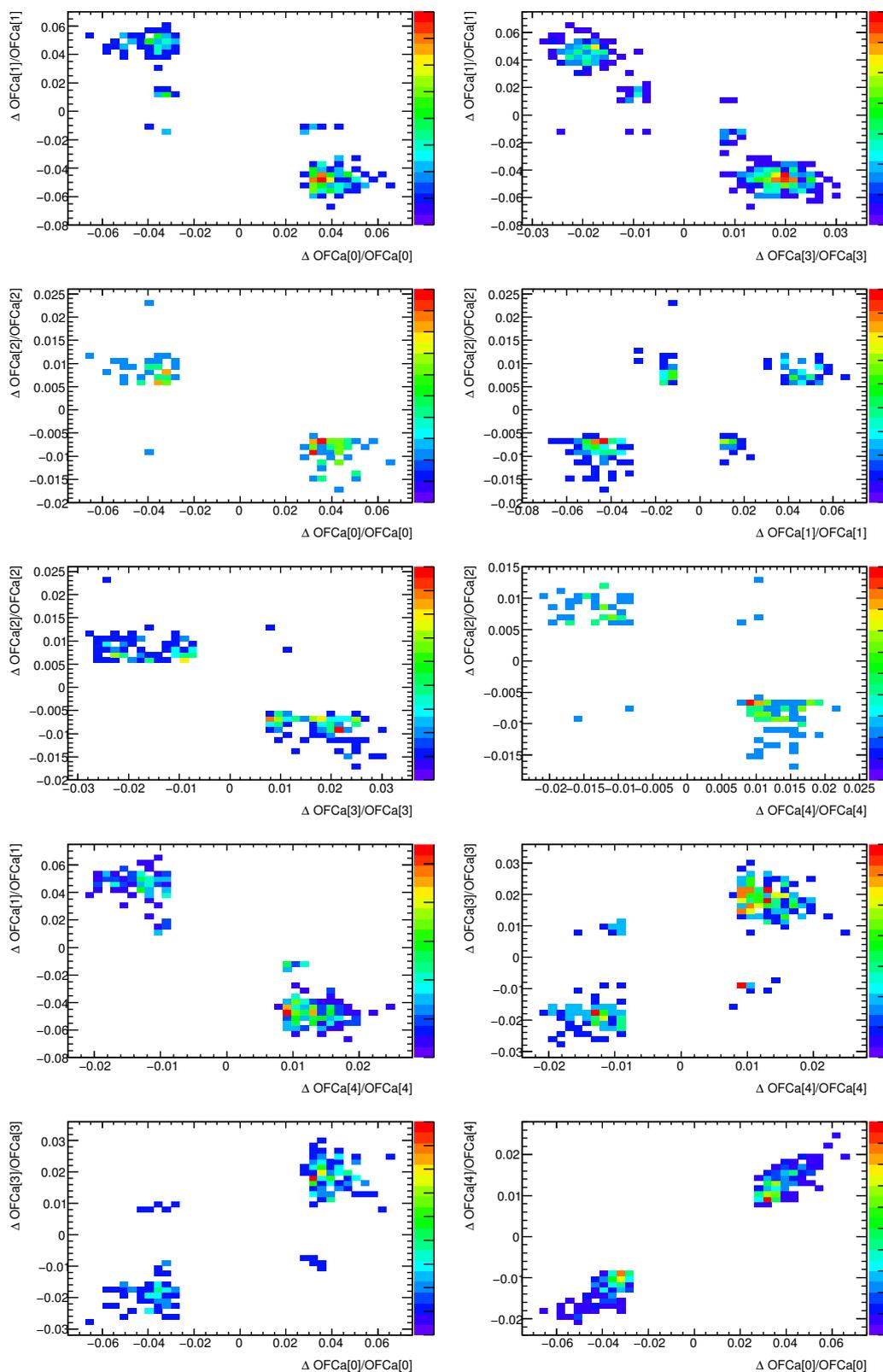


FIGURE 3.35 – Corrélations entre les variations relatives des coefficients $\text{OFCa}^{\text{Phys}}$ entre eux dans la région $\eta < 0.8$.

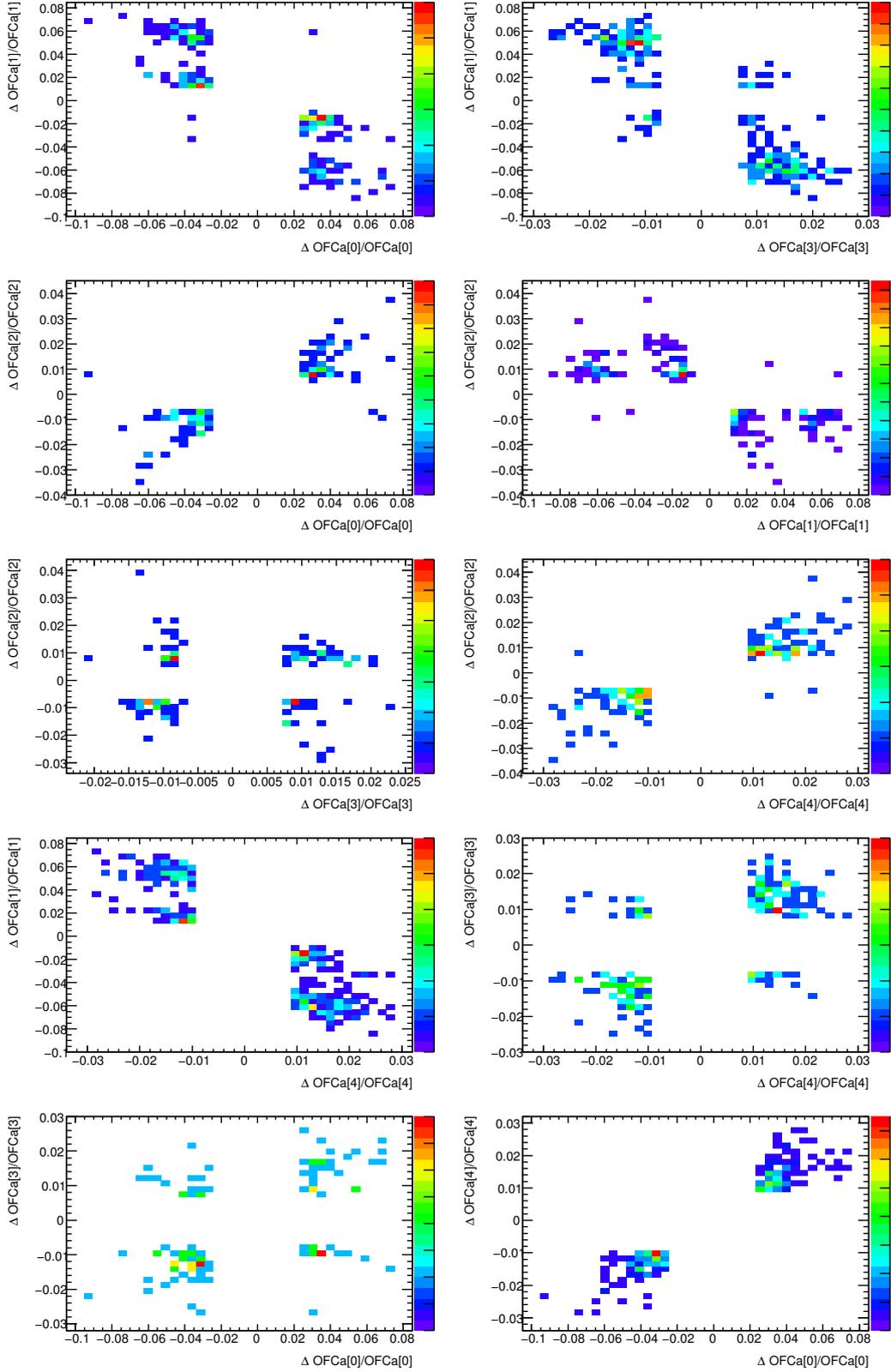


FIGURE 3.36 – Corrélations entre les variations relatives des coefficients $\text{OFCa}^{\text{Phys}}$ entre eux dans la région $\eta \geq 0.8$.

CHAPITRE 3. IMPACT DE LA CALIBRATION DE LA CHAÎNE DE LECTURE ÉLECTRONIQUE SUR LA RECONSTRUCTION DE L'ÉNERGIE DES CELLULES DU CALORIMÈTRE ÉLECTROMAGNÉTIQUE

1950 des constantes de calibration sont observées. L'impact dû à la variation de chaque constante,
1951 prise une par une, a été évalué afin de comprendre la source dominante de l'erreur systématique.
1952 Il a été montré que l'effet global est dominé par les variations des coefficients d'OFCa^{Phys}. Le
1953 biais global affectant la reconstruction de l'énergie est de l'ordre de quelques pour mille pour la
1954 majorité des cellules du calorimètre tonneau.

1955 Toutefois, 10% des cellules de cette partie du calorimètre montrent des déviations plus im-
1956 portantes que les variations typiques attendues. L'origine de ces comportements non-gaussiens
1957 a été étudiée et attribuée à l'extraction des coefficients d'*Optimal Filtering* utilisés pour estimer
1958 l'amplitude et le temps d'arrivée du signal d'ionisation. Le biais systématique affectant la re-
1959 construction en énergie de ces cellules a été estimé de façon très conservatrice à 1 ou 2%, selon
1960 le compartiment du calorimètre considérée.

Chapitre 4

De la reconstruction des événements aux analyses de physique avec le détecteur ATLAS

Le détecteur ATLAS permet une reconstruction des particules performante grâce à la combinaison des informations venant de ses sous-détecteurs. Ce chapitre présente une courte revue des étapes principales de la reconstruction des événements, ainsi qu'une vue panoramique des algorithmes utilisés pour identifier les particules se propageant à travers le détecteur.

La deuxième partie du chapitre propose, à titre d'exemple, une analyse de physique concernant l'estimation du taux de faux leptons dans des événements multi-jets simulés. Cela montre comment il est possible de remonter des particules reconstruites et identifiées jusqu'au processus les ayant générées.

4.1 La reconstruction des objets

Lors d'une collision, un ensemble de particules se propage à travers le détecteur en laissant un signal dans les différentes parties actives des détecteurs suite à leur interaction avec la matière. La reconstruction est l'ensemble des algorithmes permettant de remonter depuis ces données brutes à la connaissance des particules initiales (énergie, quadri-impulsion, vertex, identification). Il est possible de décrire l'ensemble de la procédure de reconstruction en quelques étapes :

- **pré-reconstruction** : elle permet de traduire le signal électronique d'un élément du détecteur en un point de mesure. Par exemple, pour les trajectographes, le point de traversée de la particule avec son incertitude est connue à cette étape, ou pour les calorimètres, le signal d'électronique devient une énergie déposée dans une cellule (voir chapitre 3).
- **reconnaissance des formes (*pattern recognition*)** : elle permet d'associer entre eux, les signaux provenant de la même particule pour un détecteur donné, par exemple les points de la trajectoire ou les cellules de la gerbe calorimétrique. Suite à cette étape, les paramètres de la particule peuvent être ajustés à partir des points de mesure.
- **identification des particules** : c'est la combinaison des informations venant de plusieurs sous-détecteurs afin de déterminer l'identité d'une particule. C'est par exemple le cas de la combinaison des informations venant du calorimètre électromagnétique et du

1990 trajectographe pour identifier les électrons. Un ajustement final des paramètres de la par-
1991 ticule est enfin réalisé selon son identité la plus probable. C’est par exemple le cas des
1992 calibrations spécifiques des électrons et photons.

1993 4.1.1 La reconstruction des traces

1994 Une bonne reconstruction des traces des particules chargées est fondamentale pour la plupart
1995 des analyses de physique. La courbure des traces permet de mesurer la charge des particules,
1996 l’ensemble des traces permet d’accéder à la reconstruction du point d’interaction et l’éventuelle
1997 détermination des vertex secondaires produits par la désintégration de particules avec des durées
1998 de vie longues.

1999 Les particules chargées traversent un champ magnétique uniforme suivant une trajectoire
2000 hélicoïdale. Une trace est généralement définie par cinq paramètres, déterminés au point d’ap-
2001 proche minimale de l’axe du faisceau (appelé *perigée*). Les cinq paramètres, définis figure 4.1,
2002 sont :

- 2003 – q/p : la charge divisée par l’impulsion. Ce paramètre est strictement lié à la courbure de
2004 la trace ;
- 2005 – θ : l’angle par rapport à l’axe z (axe du faisceau), dans le plan $(R - z)$, mesuré au point
2006 d’approche minimal. Plutôt que cette coordonnée, c’est plutôt la pseudorapidité η qui est
2007 utilisée (voir section 2.1) ;
- 2008 – ϕ_0 : l’angle par rapport à l’axe x au *perigée* dans le plan $(x - y)$, couramment appelé angle
2009 azimutal ;
- 2010 – d_0 : le *paramètre d’impact* ou point d’approche minimale par rapport à l’axe z , dans le
2011 plan $(x - y)$;
- 2012 – z_0 : la coordonnée z au point d’approche minimale par rapport à l’axe z : c’est la coor-
2013 donnée longitudinale du paramètre d’impact.

2014 La reconstruction des traces commence par la recherche d’un point de départ ou d’une
2015 “graine” dans la suite formée par trois coups parmi ceux enregistrés dans le détecteur à pixel et
2016 dans le SCT. De cette graine, les cinq paramètres de la trace (q/p , θ , ϕ_0 , z_0 et d_0) sont extraits
2017 en négligeant les effets dus à l’interaction de la particule avec la matière du détecteur.

2018 Les traces candidates sont formées en extrapolant la graine aux couches successives du dé-
2019 tecteur et en associant à la trace, les coups repérés à une distance inférieure à une certaine
2020 valeur fixée de l’extrapolation. Pour ce faire, un algorithme d’ajustement de Kalman [54] est
2021 utilisé afin de déterminer si un nouveau coup est compatible avec la graine de départ. Pendant
2022 cette procédure, une graine peut être rejetée si tous ses coups ont été déjà utilisés pour d’autres
2023 traces candidates. Toute graine peut devenir un candidat trace à condition de satisfaire certains
2024 critères : la trace doit être reconstruite avec au moins sept coups dans les détecteurs à silicium,
2025 l’impulsion transverse doit être supérieure à 150 MeV et le paramètre d’impact doit avoir une
2026 valeur inférieure à 10 mm.

2027 A ce stade, une procédure d’ajustement des traces candidates est faite afin de déterminer la
2028 meilleure estimation des cinq paramètres et les incertitudes sur les points de mesure. C’est à ce

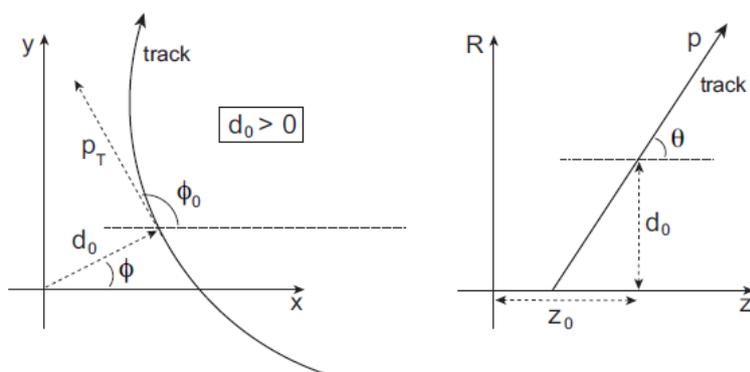


FIGURE 4.1 – Schéma représentatif des cinq paramètres nécessaires à la reconstruction des traces des particules chargées traversant un champ magnétique. Projection dans le plan $(x - y)$ (gauche) et dans le plan $(R - z)$ (droite). Dans cette figure le paramètre d'impact est supposé positif ($d_0 > 0$).

2029 moment que les effets d'interaction avec la matière qui peuvent avoir lieu lors du passage d'une
 2030 particule à travers les couches du détecteurs (diffusion multiple et/ou perte d'énergie) sont pris
 2031 en compte.

2032 Une procédure de *nettoyage* est ensuite appliquée pour rejeter les traces candidates qui
 2033 sont incomplètes, ou constituées de coups partagés avec d'autres traces, ou composées de coups
 2034 aléatoires (fausses traces). À chaque trace candidate est attribuée un poids, déterminé en fonction
 2035 du nombre de coups et de "trous" (point de mesure manquant sur la trajectoire), ainsi que de
 2036 la qualité de l'ajustement fait à l'étape précédente. Seules les traces ayant les poids maximaux
 2037 sont retenues.

2038 Enfin les coups dans le TRT sont rajoutés en extrapolant la direction de la trace composée
 2039 des coups dans le détecteur à silicium. Si au moins dix coups dans le TRT sont trouvés à une
 2040 distance de l'extrapolation de l'ordre de 10 mm, un nouvel ajustement de la trace est fait et, en
 2041 comparant la nouvelle trace à l'ancienne, la procédure des poids est répétée. La trace ayant le
 2042 poids le plus important est retenue pour les analyses de physique.

2043 En plus du filtre Kalman, d'autres outils existent pour la reconstruction de la trace appelés
 2044 respectivement *Gaussian Sum Filter* (GSF) et *Dynamic Noise Adjustment* (DNA) et destinés
 2045 à l'optimisation de la prise en compte des effets de Bremsstrahlung parfois sous-estimés par la
 2046 procédure standard [55, 56].

2047 L'algorithme présenté ci-dessus est le plus utilisé au sein de la collaboration mais d'autres
 2048 sont également disponibles.

2049 4.1.2 Reconstruction du vertex primaire

2050 Les performances de reconstruction du vertex primaire sont fortement dépendantes du nombre
 2051 de traces associées au candidat vertex. Pour cette raison, en plus des critères de qualité appli-
 2052 qués lors de la reconstruction des traces, leur extrapolation doit être compatible avec la région
 2053 d'interaction des faisceaux de protons (*beam spot*).

2054 La reconstruction des vertex se fait à l'aide d'une procédure itérative [57, 58] : une "graine"
 2055 pour la reconstruction du vertex est trouvée en cherchant le maximum de la distribution du
 2056 paramètre z_0 des traces reconstruites. Un ajustement [59] à partir de la graine et des traces
 2057 qui l'entourent est ensuite réalisé. La qualité du vertex trouvé ainsi est calculée à l'aide de
 2058 l'estimateur statistique, χ^2 , en sous-pondérant les traces qui se trouvent à grande distance du

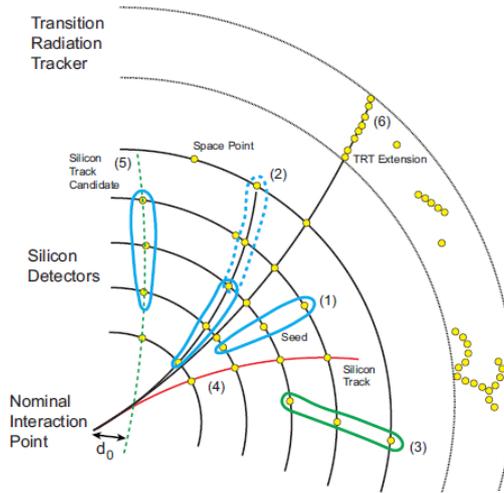


FIGURE 4.2 – Illustration simplifiée de l'étape de reconnaissance de forme lors de la reconstruction des traces dans le détecteur interne. Différents cas de figure sont présentés : (1) Les graines sont construites à partir de trois coups ; (2) les lignes pointillées représentent les graines pour lesquelles une autre graine est construite avec des coups appartenant à la même trace ; (3) aucun autre point ne peut être ajouté à la graine de départ ; (4) une trace est construite dans le détecteur à silicium ; (5) la trace n'est pas compatible avec le point d'impact nominal et donc elle est rejetée ; (6) une extension dans le TRT est possible pour la trace.

2059 vertex. Les traces qui se trouvent à une distance supérieure à 7σ sont utilisées pour créer la
 2060 graine d'un vertex secondaire.

2061 La procédure est ainsi répétée jusqu'à ce qu'aucune trace ne reste à associer à un vertex, ou
 2062 qu'aucun autre vertex ne puisse être reconstruit.

2063 Pour des événements $t\bar{t}$, l'efficacité de reconstruction du vertex primaire attendue de la
 2064 simulation est supérieure à 90% [58].

2065 4.1.3 La reconstruction des électrons et des photons

2066 Dans la région centrale du détecteur ($|\eta| < 2.47$), l'algorithme standard, couramment appelé
 2067 "egamma", démarre la reconstruction des électrons et photons à partir des dépôts calorimé-
 2068 triques (amas) en les associant ensuite aux traces reconstruites dans le détecteur interne. La
 2069 construction des amas de cellules se base sur une procédure dite de *Sliding Window* [60]. La
 2070 première étape consiste à construire des tours calorimétriques qui sont des regroupements de
 2071 cellules appartenant aux trois compartiments (voir section 2.4.1.1). Pour les trois comparti-
 2072 ments, les tours calorimétriques ont une dimension dans le plan ($\eta - \phi$) de 0.025×0.025 , ce qui
 2073 correspond à une fenêtre de 3×5 en unités de cellules du deuxième compartiment. L'efficacité
 2074 de reconstruction des amas est très élevée pour les vrais électrons. Sur simulation, l'efficacité est
 2075 estimée à 95% pour les électrons de basse énergie ($E_T = 5$ GeV) et de 100% pour les électrons
 2076 d'énergie supérieure à 15 GeV venant de la désintégration des bosons Z et W [61, 41].

2077 La deuxième étape de l'algorithme prévoit le glissement de la fenêtre afin de trouver l'en-
 2078 semble des cellules pour lesquelles la somme des énergies transverses¹ est supérieure à 2.5 GeV.
 2079 La région ainsi localisée est considérée comme étant le germe de l'amas et la position de la
 2080 fenêtre est ajustée afin de maximiser l'énergie contenue dans la fenêtre.

1. L'énergie transverse d'une cellule est définie par la relation : $E_T^{cell} = E^{cell} \times \sin \theta^{cell}$

2081 Dans la région en pseudorapidité $|\eta| < 2.47$, une association est faite entre la trace et la
 2082 graine de l’amas. Pour ce faire, la trace est extrapolée du dernier point reconstruit dans le
 2083 détecteur interne au deuxième compartiment du calorimètre. Les coordonnées η et ϕ du point
 2084 ainsi trouvé sont comparées à celles de l’amas. Si au moins une trace se trouve à des distances
 2085 $\Delta\eta$ et $\Delta\phi$ en dessous d’un certain seuil, l’objet est classé comme électron, autrement comme
 2086 un photon. Dans les cas où plusieurs traces sont associées au même amas, c’est la trace la plus
 2087 proche et ayant des coups dans le détecteur à silicium, qui est choisie.

2088 Lorsqu’un objet est classé comme électron, la taille de l’amas est réajustée selon la position
 2089 de la particule dans le détecteur. Des fenêtres de taille 3×7 ou 5×5 en unités des cellules du
 2090 deuxième compartiment, sont utilisées selon que l’électron se trouve dans le tonneau ou dans
 2091 les bouchons. Les dimensions ont été choisies sur des critères de maximisation de la collecte de
 2092 l’énergie de la particule incidente, tout en minimisant la contribution du bruit (électronique,
 2093 d’empilement ou dû aux événements sous-jacent) [62].

2094 La quadri-impulsion de l’électron est enfin calculée en utilisant les informations venant de la
 2095 trace et celles venant de l’amas. L’énergie de l’électron est extraite de l’amas et les coordonnées
 2096 η et ϕ sont extraites des paramètres de la trace².

2097 Une schématisation de la procédure dite de *Sliding Window* est présentée figure 4.3.

2098 En plus de “egamma”, il existe deux autres algorithmes pour la reconstruction des électrons
 2099 et photons [63, 62, 61]. L’algorithme “soft”, dont les graines de départ sont les traces, est
 2100 optimisé pour la reconstruction des électrons à basse énergie toujours dans la région centrale du
 2101 détecteur. Un deuxième algorithme est spécifique pour la région à l’avant ($2.5 < |\eta| < 4.9$) et
 2102 permet la reconstruction des électrons en utilisant seulement les informations calorimétriques
 2103 car la région considérée est en dehors de l’acceptance du trajectographe. La reconstruction des
 2104 amas se fait dans ce cas en utilisant une procédure spéciale : les cellules voisines sont regroupées
 2105 selon leur énergie qui est comparée au bruit (*TopoClusters*).

2106 Cette façon de construire les amas peut aussi être adoptée par les deux autres algorithmes
 2107 même si ceux-ci agissent dans la région centrale³.

2108 4.1.4 La reconstruction des muons

2109 Au sein de la collaboration ATLAS, la reconstruction des muons, ayant des impulsions entre
 2110 3 GeV et quelques TeV se fait à l’aide de quatre stratégies basées sur l’exploitation des informa-
 2111 tions venant du détecteur interne et du spectromètre à muons. Ces stratégies sont basées sur les
 2112 performances des sous-détecteurs en fonction de leur acceptance en pseudorapidité. Ces quatre
 2113 stratégies possibles sont les suivantes [56, 65, 66] :

- 2114 • **stand-alone muon** : la trajectoire du muon est reconstruite à l’aide exclusivement du
 2115 spectromètre. La direction de vol et le paramètre d’impact sont ensuite définis en rétro-
 2116 extrapolant la trace jusqu’à l’axe du faisceau. Cette extrapolation est faite en tenant
 2117 compte de l’énergie perdue dans les calorimètres. Cette stratégie permet la reconstruction
 2118 des muons dans la région $|\eta| < 2.7$;
- 2119 • **combined muon** : la reconstruction de la trace est faite de manière indépendante dans
 2120 le détecteur interne et dans le spectromètre. Un ajustement est fait entre l’impulsion

2. Des estimations différentes de ces coordonnées sont faites lorsque la trace ne présente pas de coups dans le détecteur à silicium ou si seuls les coups dans le TRT sont reconstruits.

3. C’est par exemple le cas des analyses J/Ψ avec les premières données [64, 60].

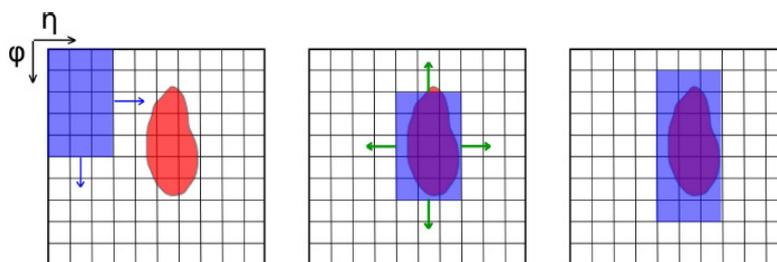


FIGURE 4.3 – L’algorithme standard “egamma” de reconstruction des électrons : “Sliding Window algorithm”. Une fenêtre se déplace sur la grille des tours calorimétriques et mesure l’énergie déposée (gauche); la fenêtre va se centrer autour du maximum d’énergie (centre); la taille de la fenêtre est optimisée en fonction du type d’objet, électron ou photon, et de la position dans le détecteur (droite).

2121 estimée pour un muon *stand-alone* et l’impulsion de la trace dans le détecteur interne. La
2122 reconstruction des muons est restreinte à l’acceptance du détecteur interne ($|\eta| < 2.5$);

- 2123 • **segment tagged muon** : une trace reconstruite dans le détecteur interne est attribuée
2124 à un muon si son extrapolation jusqu’au spectromètre peut être associée à un segment
2125 rectiligne reconstruit dans les chambres de précision. Ce segment comporte moins d’infor-
2126 mation sur les coups dans le spectromètre qu’une trace complète exigée lors de la stratégie
2127 *combined muon*. La reconstruction des muons est restreinte à l’acceptance du détecteur
2128 interne ($|\eta| < 2.5$);
- 2129 • **calorimeter tagged muon** : une trace reconstruite dans le détecteur interne est associée
2130 à un muon si un dépôt d’énergie compatible avec les critères d’une particule au minimum
2131 d’ionisation (MIP) est trouvé dans les calorimètres. Cette stratégie permet de couvrir la
2132 zone morte du spectromètre $\eta \sim 0$ dues aux équipements nécessaires pour le détecteur
2133 interne et les calorimètres.

2134 La stratégie *segment tagged muon* offre des performances meilleures que celle *combined muon*.
2135 En effet, la première stratégie permet de reconstruire aussi les muons qui n’ont pas un impact
2136 suffisant dans les chambres de précision pour permettre une mesure de l’impulsion de la particule
2137 dans le spectromètre.

2138 Pour les analyses de données actuelles, deux algorithmes de reconstruction sont couramment
2139 utilisés : l’algorithme *Staco* et l’algorithme *MuId*. Ceux-ci peuvent utiliser indifféremment cha-
2140 cune des quatre stratégies. Les efficacités de reconstruction pour ces deux algorithmes est très
2141 élevées. Par exemple, pour la stratégie *combined muon* l’efficacité est de 0.989 ± 0.003 pour
2142 l’algorithme *Staco*, et de 0.995 ± 0.002 pour l’algorithme *MuId* [66].

2143 L’algorithme *Staco* prévoit la reconstruction de l’impulsion du muon séparément dans le
2144 détecteur interne et dans le spectromètre. L’impulsion finale du lepton est calculée en pondérant
2145 les deux mesures. Le poids de la mesure dans le détecteur interne domine aux basses énergies
2146 ($p_T \leq 80$ GeV pour le tonneau et $p_T \leq 20$ GeV pour les bouchons), alors que la mesure effectuée
2147 au sein du spectromètre domine pour des valeurs d’impulsion transverse supérieures à 100 GeV.

2148 Pour l’algorithme *MuId*, c’est la trace qui ajuste le mieux tous les coups enregistrés par les
2149 deux sous-détecteurs qui donne l’impulsion du muon.

2150 4.1.5 La reconstruction des taus

2151 Les taus sont caractérisés par un temps de vie très court (2.9×10^{-13} s et $c\tau \sim 97\mu\text{m}$).
 2152 En conséquence, ces particules se désintègrent avant de pouvoir sortir du tube à vide. Les taus
 2153 peuvent se désintégrer leptoniquement en électron ($\tau \rightarrow e\nu_e\nu_\tau$) avec un rapport d'embranchement
 2154 (BR) de 17.9%, ou en muon ($\tau \rightarrow \mu\nu_\mu\nu_\tau$) avec un rapport d'embranchement de 17.4%.
 2155 Les modes de désintégration dominants sont par interaction forte (BR = 64.7%), où l'état final
 2156 est dans la majorité des cas donné par un ou trois pions avec un neutrino, avec parfois des pions
 2157 neutres. Le restant, 2.9%, concerne les modes de désintégration rare des leptons taus avec des
 2158 kaons dans l'état final.

2159 La désintégration hadronique des taus est ainsi caractérisée par un nombre réduit de traces
 2160 dans le détecteur interne et des dépôts relativement étroits en η - ϕ dans les calorimètres. La graine
 2161 de reconstruction des taus se désintégrant hadroniquement est donnée par les jets calorimétriques
 2162 qui sont reconstruits par l'algorithme anti- k_T à partir de amas nommés *TopoClusters* (voir section
 2163 suivante). Aux graines ainsi déterminées dans le corps central du détecteur ($|\eta| < 2.5$), les traces
 2164 reconstruites sont associées et les variables cinématiques de candidats taus sont calculées [67].

2165 On remarque qu'un électrons ou un muon issus de la désintégration d'un tau est presque
 2166 impossible à distinguer des leptons primaires (ou *prompt leptons*). C'est pour cette raison que
 2167 les analyses de physiques concernant les taus sont focalisées sur leurs modes de désintégration
 2168 hadroniques.

2169 4.1.6 La reconstruction des jets

2170 Lors des interactions proton-proton, il y a un nombre très élevé de quarks et gluons produits.
 2171 Cependant, ces particules ne peuvent pas être directement détectées à cause des processus d'in-
 2172 teraction forte qui interviennent dans des temps très court (de l'ordre de 10^{-24} s), et qui donnent
 2173 lieu à un "habillage" des partons issus de l'interaction primaire : l'hadronisation. L'ensemble
 2174 de ces processus d'interaction forte intervenant depuis la production des quarks et gluons (i.e.
 2175 cascade partonique, fragmentation, ...), jusqu'à leur hadronisation et désintégration est décrite
 2176 à l'aide de la chromodynamique quantique. Lors de l'interaction avec le détecteur, les produits
 2177 de l'hadronisation (ou hadrons) forment une gerbe de particules qui apparaît sous la forme de
 2178 nombreuses traces et de dépôts dans les calorimètres électromagnétique et hadronique : les jets.

2179 Il est important de remarquer qu'un jet n'est pas une particule à proprement parler, mais
 2180 l'ensemble d'objets issus de ces processus d'interaction forte. Les algorithmes pour les recons-
 2181 truire sont donc variés et complexes.

2182 La première étape pour la reconstruction d'un jet est le choix des information qui seront
 2183 données en entrée à l'algorithme de reconstruction. Pour le cas des observables expérimentales,
 2184 plusieurs approches sont possibles [68] : par exemple, les informations venant du calorimètre
 2185 peuvent être exploitées en construisant des tours calorimétriques ou en regroupant les cellules,
 2186 ayant des dépôts d'énergie au delà d'un certain seuil par rapport au bruit, tout en respectant
 2187 la topologie de l'objet en vue de sa reconstruction (*TopoCluster*) c'est-à-dire que l'algorithme
 2188 respecte les montagnes et les vallées que forment les dépôts d'énergie dans les cellules des ca-
 2189 lorimètres. Ces différentes façons de regrouper les informations peuvent être également traitées
 2190 par les algorithmes de reconstruction. Au final, c'est seulement en spécifiant l'ensemble des in-
 2191 formations concernant la façon de regrouper les données expérimentales, le type d'algorithme
 2192 choisi et la valeur des paramètres qui gouverne ce dernier, qu'un jet est défini [69].

2193 **4.1.6.1 Les algorithmes de reconstruction**

2194 Auprès des collisionneurs hadroniques plusieurs types d’algorithmes de reconstruction des
2195 jets sont utilisés. Deux approches différentes peuvent être distinguées. Une où les algorithmes
2196 sont basés sur la reconstruction de l’énergie déposée à l’intérieur d’un cône défini dans l’espace
2197 $(\eta - \phi)$, et une autre où les jets sont formés par la recombinaison séquentielle des objets proches,
2198 selon une certaine définition de distance.

2199 Ces deux types d’algorithmes sont brièvement présentés dans la suite.

2200 • **Algorithmes basés sur un cône**

2201

2202 Ce type d’algorithme se base sur la reconstruction itérative des dépôts d’énergie à l’in-
2203 térieur d’un cône de rayon R défini dans le plan $(y - \phi)$ ⁴. La plupart des algorithmes
2204 appartenant à cette famille prévoit un point de départ (ou *seed*), souvent identifié par
2205 une zone chaude du calorimètre : une tour calorimétrique, ou un amas, caractérisés par
2206 un dépôt d’énergie au delà d’un certain seuil. Une fois identifié le point de départ, un
2207 premier cône est construit autour de celui-ci. Le quadri-moment de cet objet est calculé
2208 et considéré comme l’axe d’un nouveau cône. La procédure est itérative et ne s’interrompt
2209 que lorsqu’un cône stable est localisé.

2210 À cause de la nécessité d’un point du départ, ce type d’algorithmes n’est pas à l’abri de
2211 problèmes d’émission de gluons infrarouges et colinéaires (ou *infrared and colinear safe*
2212 *algorithm*). Ce sont deux problématiques importantes lorsqu’une comparaison avec des
2213 calculs théoriques à l’ordre NLO est faite. La stabilité par rapport à l’émission de gluons
2214 infrarouges demande que la réponse de l’algorithme soit la même, lorsque chaque objet
2215 contenu dans le cône est remplacé par deux objets, tout en respectant les caractéristiques de
2216 l’objet d’origine (direction de l’impulsion et énergie). La stabilité par rapport à l’émission
2217 de gluons colinéaires demande que dans le cas de la reconstruction de deux jets très proches
2218 l’un par rapport à l’autre, l’émission éventuelle de gluons peu énergétiques ne donne pas
2219 lieu à la fusion des deux objets.

2220 L’algorithme SIScone (*Seedless Infrared-safe Cone algorithm*) [70, 71] est le seul algo-
2221 rithme basé sur un cône qui tient compte de ces problématiques. Sa première caracté-
2222 ristique remarquable est qu’il n’a pas besoin d’un point de départ. A partir de l’ensemble
2223 des informations de départ, l’algorithme essaie de trouver un cône stable contenant une
2224 certaine série d’objets : les *protojets*. Une fois identifié tous les protojets, une procédure
2225 destinée à la séparation ou à la fusion de deux de ces objets préliminaires est appliquée
2226 afin d’obtenir les jets de l’état final [72].

2227 • **Algorithmes basés sur une définition spécifique de la distance**

2228

2229 Avec ces algorithmes, le regroupement des objets constituant les jets se fait en introduisant
2230 une notion de distance, dont la définition est strictement liée à la physique sous-jacente
2231 des processus QCD. Pour un certain nombre de ces algorithmes, la distance est définie
2232 par :

4. y est la rapidité et elle est définie par $y = \frac{1}{2} \ln \frac{E+p_z}{E-p_z}$ où E est l’énergie de la particule et p_z son impulsion transverse.

$$d_{ij} = \min(k_{T,i}^{2p}, k_{T,j}^{2p}) \frac{(\Delta R)_{ij}^2}{R^2}, \quad (4.1)$$

$$d_{iB} = k_{T,i}^{2p}, \quad (4.2)$$

où $k_{T,i}$ est l'impulsion transverse de l' i -ème objet considéré, $(\Delta R)_{ij}^2$ est la distance géométrique dans le plan $(y - \phi)$ ⁵ entre les deux objets i et j et R est un paramètre de l'algorithme. Ainsi, d_{ij} peut être vu comme la distance entre deux objets i et j et d_{iB} comme la distance entre un objet i et l'axe du faisceau B .

La valeur du paramètre p détermine le type de algorithme : k_T [73], *Cambridge/Aachen* [74] ou *anti- k_T* [75] selon que la valeur de p est fixée respectivement à 1, 0 ou -1.

La construction des jets faite par les algorithmes de ce type se base sur une combinaison des objets reconstruits au fur et à mesure selon la notion de distance introduite. La procédure suivie par ces algorithmes peut être résumée ainsi : si d_{ij} est inférieure à d_{iB} , les objets sont combinés en un objet unique. Si, au contraire, d_{iB} est inférieure à d_{ij} , l'objet i est considéré comme un jet. La procédure est répétée jusqu'à ce qu'aucun objet ne reste.

4.1.7 La reconstruction de l'énergie transverse manquante E_T^{miss}

L'énergie transverse manquante est une observable calculée par bilan énergétique après la reconstruction de tous les autres objets, et associée au passage de neutrinos dans le détecteur. Les neutrinos sont en effet les seules particules du modèle standard qui ne sont pas être détectées directement : étant électriquement neutres, les neutrinos ne laissent pas de trace dans le détecteur interne et, comme ils n'interagissent que par interaction faible, aucun dépôt d'énergie dans les calorimètres ne peut leur être attribué.

La reconstruction de l'énergie transverse manquante (E_T^{miss}) au sein de la collaboration ATLAS est faite en utilisant les informations venant de la totalité de l'événement, c'est-à-dire venant de tous les sous-détecteurs [76].

Les composantes du terme d'énergie transverse manquante sont définies par la somme de l'énergie manquante calorimétrique ($E^{miss,calo}$) et de l'énergie manquante *muonique* ($E^{miss,muon}$) :

$$E_{x(y)}^{miss} = E_{x(y)}^{miss,calo} + E_{x(y)}^{miss,muon} \quad (4.3)$$

La valeur de E_T^{miss} et sa position azimutale (ϕ) sont calculées par les relations habituelles :

$$E_T^{miss} = \sqrt{(E_x^{miss})^2 + (E_y^{miss})^2} \quad , \quad \phi^{miss} = \arctan(E_y^{miss}/E_x^{miss}) \quad (4.4)$$

Le terme calorimétrique

Les deux composantes x et y du terme calorimétrique $E^{miss,calo}$ sont estimées en considérant les dépôts d'énergie dans les cellules appartenant au domaine en pseudorapidité $|\eta| < 4.5$. Afin de contrôler la contribution du bruit, des amas sont construits en prenant en compte seules les cellules ayant une énergie au delà d'un certain seuil de celui du bruit. Par exemple, ce type de procédure peut utiliser un amas de cellules à trois dimensions dit *TopoClusters*. Cet amas est construit en considérant comme point de départ les cellules ayant un dépôt d'énergie au delà de 4σ du bruit. A ce cœur, les cellules voisines ayant un dépôt d'énergie supérieur à 2σ du bruit

5. $(\Delta R)_{ij}^2 = (y_i - y_j)^2 - (\phi_i - \phi_j)^2$.

2265 sont rajoutées. Enfin, le bord de l’amas est construit en choisissant les cellules ayant un dépôt
2266 d’énergie de l’ordre du celui du bruit. Cette procédure a été optimisée pour rejeter le bruit
2267 électronique et les effets dus à l’empilement des événements.

2268 De plus, pour obtenir une estimation de la valeur de E_T^{miss} non biaisée par les effets dus au
2269 détecteur et par la matière avant et au sein du calorimètre, des procédures de calibration ont
2270 été développées à l’aide de la simulation [68]. Une de ces procédures prévoit une repondération
2271 globale des énergies des cellules (*Global calibration* ou GCW), une autre prévoit la repondération
2272 de l’énergie de l’amas (*Local Hadronic Calibration* ou LCW).

2273 Une troisième procédure de calibration du terme E_T^{miss} a été récemment développée au sein
2274 de la collaboration [76] : elle prévoit la calibration des cellules sur la base des objets physiques.
2275 Les cellules sont associées à un objet physique reconstruit et identifié. L’attribution est faite
2276 d’abord avec les candidats électrons puis les candidats photons, taus avec décroissance semi-
2277 leptonique, jets et enfin muons. Les cellules ainsi attribuées à un certain type de particules, sont
2278 ensuite calibrées suivant les procédures habituelles prévues pour l’objet physique en question.
2279 La valeur de E_T^{miss} est calculée en sommant toutes les contributions y compris les amas n’ayant
2280 pas d’attribution [56, 76].

2281 Le terme muonique

2282 La contribution au terme E_T^{miss} venant des muons est calculée à partir des impulsions des
2283 traces reconstruites par le spectromètre et contenues dans la région en pseudorapidité $|\eta| < 2.7$.
2284 Afin de réduire la contribution due aux muons mal identifiés dans la région $\eta < 2.5$, couverte
2285 aussi par le détecteur interne, des contraintes d’ajustement des traces sont imposées.

2286 La composante $E^{miss,muon}$ est calculée différemment selon qu’il s’agit de muons isolés ou
2287 non isolés, afin de prendre correctement en compte l’énergie déposée dans le calorimètre. Par
2288 exemple pour les muons isolés, l’énergie déposée dans le calorimètre n’est pas considérée dans la
2289 reconstruction de l’impulsion transverse. En effet cette quantité est déjà comprise dans le terme
2290 $E^{miss,calo}$.

2291 Les limites de l’acceptance du spectromètre à muons sont également prises en compte :
2292 lorsque le muon est reconstruit dans des régions mortes du spectromètre ($|\eta| \sim 0$ et $|\eta| \sim 1.2$), la
2293 particule est reconstruite en utilisant les informations venant uniquement du détecteur interne
2294 et du calorimètre.

2295 4.2 Un cas d’école : le taux de faux leptons dans des événements 2296 multi-jets simulés

2297 Lors de la reconstruction des objets physiques à l’aide des procédures et des algorithmes
2298 présentés ci-dessus, il est possible d’avoir des cas de mauvaise identification. Les cas les plus
2299 fréquents de mauvaise identification sont des jets identifiés comme étant des électrons. Cependant
2300 des cas où un muon est pris pour un électron peuvent également arriver : il s’agit souvent
2301 de muons très énergétiques qui pendant leur vol émettent un photon. La compréhension de
2302 l’origine de ces mauvaises identifications et leurs caractéristiques cinématiques a une importance
2303 fondamentale pour les analyses de physiques, car elle permet un contrôle de certains bruits de
2304 fond.

2305 Cette section présente un exemple pour les analyses utilisant les événements $t\bar{t}$. En effet,
2306 un des bruits de fond dominant de ces analyses est celui venant des processus QCD. Bien
2307 que la sélection du signal permet de contraindre fortement la contamination due à ce bruit de
2308 fond, le nombre très élevé de jets reconstruits pour chaque événement, représente une source

2309 importante de mauvaise identification des objets. Les événements $t\bar{t}$ sont de plus très complets
2310 en terme d'objets présents dans l'état final (électron, muon, jets, énergie transverse manquante),
2311 ils permettent de comprendre au mieux la façon dont les différents algorithmes de reconstruction
2312 décrits plus haut interagissent les uns avec les autres.

2313 Une analyse destinée à l'étude des origines et des caractéristiques des jets mal identifiés
2314 en leptons lors de la reconstruction d'un lot d'événements $t\bar{t}$ est ainsi présentée dans cette
2315 section [77]. Les propriétés de ces jets mal identifiés sont étudiées et leur taux par événement
2316 est estimé. De plus, une méthode de prédiction de ce taux est proposée et appliquée à des
2317 événements autres que les événements $t\bar{t}$ (par exemple des événements multi-jets). Cette étude
2318 est entièrement basée sur des échantillons simulés.

2319 Cette analyse est présentée à titre d'exemple, afin de montrer les étapes qui sont couram-
2320 ment suivies lors d'une analyse physique. Elle commence par la reconstruction des événements,
2321 suivie de l'identification du signal recherché. Ensuite, les caractéristiques cinématiques du lot
2322 sélectionné sont étudiées pour aboutir au résultat final sur le taux de faux leptons.

2323 Cette répétition aurait pu être la base d'une analyse proposée ensuite sur les données. Toute-
2324 fois, bien qu'à l'heure actuelle, le LHC fournisse un nombre extrêmement important de données
2325 et notamment d'événements $t\bar{t}$ il faut se souvenir que son démarrage a pris du temps pendant
2326 lequel, le principal lot d'électrons disponible dans ATLAS était un lot d'électrons de bas p_T
2327 non isolés. Les circonstances du démarrage explique le décalage en énergie entre les électrons
2328 simulés ici de plus de 20 GeV et ceux des données de moins de 26 GeV utilisés dans les chapitres
2329 suivants.

2330 4.2.1 Méthode

2331 Le but de l'analyse est d'identifier les raisons de mauvaises identifications des jets en leptons
2332 et d'estimer le taux de ces mauvaises identification. Dans la suite, tout lepton identifié mais non
2333 attendu dans l'état final des événements étudiés est appelé *extra-lepton*. Lepton s'entend dans
2334 tout ce chapitre comme un électron ou un muon.

2335 La stratégie suivie dans cette étude peut être résumée en trois étapes :

2336 • **Étude des extra-leptons** : un lot d'événements $t\bar{t}$ se désintégrant semi-leptoniquement
2337 est utilisé⁶. Les événements $t\bar{t}$ sont caractérisés par un nombre élevé de jets et le canal semi-
2338 leptonique offre la possibilité d'étudier séparément les extra-électrons et les extra-muons.
2339 En effet, dans ce canal, un des deux bosons W se désintègre en un lepton (électron, muon
2340 ou tau) et un neutrino, et l'autre se désintègre hadroniquement, c'est-à-dire en une paire
2341 de quarks. Selon la famille du lepton, il est possible de distinguer le canal électronique
2342 ($t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}q\bar{q}e^- \bar{\nu}_e$) du canal muonique ($t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}q\bar{q}\mu^- \bar{\nu}_\mu$).

2343 La procédure générale suivie a été de rechercher des électrons isolés reconstruits (*extra-*
2344 *électrons*) dans le canal où le boson W se désintègre en un muon et un neutrino, et de
2345 rechercher des muons isolés reconstruits (*extra-muons*) dans le canal où le W se désintègre
2346 en un électron et un neutrino.

2347 • **Prédiction du taux production d'extra-lepton par jet** : à partir de l'étude des
2348 caractéristiques cinématiques des jets donnant un extra-lepton (électron ou muon) dans la
2349 reconstruction, une méthode de prédiction du taux de production par jet a été développée.

6. Selon le modèle standard, le quark top se désintègre presque à 100% en un boson W et un quark b . La topologie des événements $t\bar{t}$ est ainsi déterminée par les modes de désintégration des bosons W .

2350 • **Prédiction du taux d’extra-lepton par jet pour des événements multi-jets** : la
2351 méthode de prédiction développée au sein des événements $t\bar{t}$ du canal semi-leptonique a
2352 été testée en utilisant un lot d’événements $t\bar{t}$ du canal hadronique. Dans ce canal, les deux
2353 bosons W venant des quarks top se désintègrent en paire $q\bar{q}$ ($t\bar{t} \rightarrow b\bar{b}q\bar{q}q\bar{q}$). Aucun lepton
2354 n’est produit lors du processus primaire.

2355 L’étude e été mené en parallèle pour des extra-électrons et des extra-muons. Les détails de
2356 l’analyse sont présentés ici pour les extra-électrons. A la fin du chapitre, une courte revue des
2357 résultats obtenus pour les extra-muons est présentée.

2358 4.2.2 Lot d’événements simulés

2359 Seuls des lots d’événements $t\bar{t}$ et di-jet simulés ont été utilisés pour cette analyse.
2360 Les événements $t\bar{t}$ ont été produits par le générateur MC@NLO [78], et les événements di-jets
2361 par PYTHIA [79] où deux quarks légers sont produits lors du processus dur, dont au moins un
2362 à une énergie supérieure à 17 GeV. Pour tous ces lots, la réponse du détecteur est simulée en
2363 considérant le bouchon du calorimètre hadronique du côté C (HEC⁷) hors service.

2364 4.2.3 La sélection des objets physiques

2365 La sélection des événements des lots $t\bar{t}$ du canal semi-leptonique se base sur l’identification
2366 d’un lepton isolé, (électron ou muon) selon le canal étudié.

2367 Des critères de sélection supplémentaires permettent une bonne efficacité de reconstruction
2368 du signal aussi bien qu’un bon rejet du bruit de fond.

2369 Les paragraphes ci-dessous décrivent la sélection des électrons, muons et jets. Un résumé des
2370 caractéristiques de la reconstruction et des critères de sélection appliqués pour chaque type de
2371 particule est présenté table 4.2.

2372 Électrons

2373 Les électrons sont reconstruits par l’algorithme “egamma” dont le principe de fonctionnement
2374 a été brièvement décrit section 4.1.3. Des critères cinématiques forts sont appliqués pour mettre
2375 en évidence les électrons du signal : seuls les objets ayant une impulsion transverse supérieure à
2376 20 GeV et qui sont reconstruits dans le tonneau du détecteur ($|\eta| < 2.5$) sont sélectionnés. Dans
2377 l’acceptance en pseudorapidité considérée, la zone de transition entre tonneau et bouchons est
2378 exclue ($1.37 < |\eta| < 1.52$).

2379 L’identification des électrons est faite à l’aide des critères de sélection officiels qui se basent
2380 sur différents aspects : la fraction d’énergie déposée dans le calorimètre hadronique par rapport
2381 au dépôt dans le calorimètre électromagnétique, la forme du dépôt dans le deuxième com-
2382 partiment du calorimètre EM ou la forme générale de la gerbe. De plus, des paramètres qui
2383 permettent de définir la qualité de la trace reconstruite sont aussi pris en compte. La table 4.1
2384 montre l’ensemble des critères d’identification officiels de la collaboration ATLAS. En générale,
2385 trois niveaux d’identification sont possibles : *Loose*, *Medium* et *Tight* [56]. A chaque niveau de
2386 sélection, les critères du niveau précédent sont inclus.

2387 Le critère d’identification *Medium* est celui choisi ici, en accord avec les recommandations
2388 du groupe de travail sur le top au moment de cette analyse.

7. La couverture en pseudorapidité η et angle azimuthale ϕ de ce sous-détecteur est $-3.2 < \eta < -1.5$ et $\pi/2 < \phi < 0$.

4.2. UN CAS D'ÉCOLE : LE TAUX DE FAUX LEPTONS DANS DES ÉVÉNEMENTS MULTI-JETS SIMULÉS

Type	Description	Nom
Loose		
Acceptance	$ \eta < 2.47$	-
Fuite hadronique	Rapport entre E_T dans le premier compartiment du HADCAL et E_T de l'amas électromagnétique (dans la région $ \eta < 0.8$ and $ \eta > 1.37$) Rapport entre E_T du HADCAL et E_T de l'amas électromagnétique (dans la région $ \eta > 0.8$ and $ \eta < 1.37$)	R_{had1} R_{had}
Compartiment du milieu de l'EMCAL	Étalement latéral de la gerbe (3×7 versus 7×7 cellules) Largeur latérale de la gerbe	R_η $w_{\eta 2}$
Medium (inclus Loose)		
Compartiment avant de l'EMCAL	Largeur totale de la gerbe Différence entre les deux plus grands dépôts d'énergie dans ce compartiment divisée par leur somme	w_{stot} E_{ratio}
Qualité de la trace	Nombre de coups dans le détecteur à pixel (au moins un) Nombre de coups dans les pixels et le SCT (au moins sept) Paramètre d'impact transverse (< 5 mm)	- - d_0
Association trace-amas	$\Delta\eta$ entre la trace et l'amas dans le compartiment avant de l'EMCAL	$\Delta\eta_1$
Tight (inclus Medium)		
$B - layer$	Nombre de coups sur la couche la plus interne des pixels (au moins un)	
Association trace-amas	$\Delta\phi$ entre la trace et l'amas dans le compartiment du milieu de l'EMCAL Rapport entre l'énergie de l'amas et l'impulsion de la trace	$\Delta\phi_2$ E/p
TRT ($ \eta < 2.0$)	Nombre total de coups dans le TRT Fraction de coups au dessus du seuil (<i>high-threshold</i>)	- -

TABLE 4.1 – Définition des variables officielles d'identification pour les électrons. [61].

2389 En plus de ces critères d'identification, un critère d'*isolation* est appliqué. Il se base sur la
2390 valeur du dépôt d'énergie dans le calorimètre électromagnétique reconstruit autour de l'électron
2391 dans un cône de rayon R . Si la valeur de l'énergie à l'intérieur de ce cône, une fois l'énergie de
2392 l'électron exclue, est en dessous d'un certain seuil, l'électron est considéré comme isolé. Pour
2393 cette analyse, le rayon du cône est fixé à $R = 0.20$ et le seuil en énergie à 6 GeV. Cette variable
2394 d'isolation est appelée dans la suite $E_{Tcone20}$.

2395 Cette coupure d'isolation permet de réduire d'environ 70% la contamination des extra-
2396 électrons sans trop réduire le signal (les électrons venant d'un W du processus $t\bar{t}$ appelés *prompt*
2397 *electrons*). La figure 4.4(a) montre la distribution de la variable d'isolation pour les électrons du
2398 signal comparée avec celle obtenue pour les extra-électrons.

2399 Muons

2400 Les muons sont reconstruits en suivant la stratégie *combined muons*, par l'algorithme *Staco*
2401 qui prévoit l'ajustement entre la trace reconstruite dans le détecteur interne et celle reconstruite
2402 par le spectromètre (voir section 4.1.4). Comme pour les électrons, des critères destinés à sélection-
2403 ner des muons de haute énergie et isolés ont été appliqués. Les valeurs exactes de ces critères
2404 sont identiques à celles choisies pour les électrons. Cependant, comme les muons ne perdent
2405 qu'une faible fraction de leur énergie dans le calorimètre, la définition du critère d'isolation est
2406 différente de celle utilisée pour les électrons. Dans le cas des muons, deux cônes, l'un inclus
2407 dans l'autre, sont construits autour de sa trajectoire [56]. Le cône interne est construit pour
2408 déterminer l'énergie perdue par le muon, quand le cône externe détermine l'énergie déposée par
2409 les autres particules. L'énergie reconstruite dans l'anneau entre ces deux cônes donne la valeur
2410 permettant de définir l'isolation des muons.

2411 La figure 4.4(b) montre la distribution de la variable d’isolation ($E_{Tcone20}$) pour les muons
2412 du signal (venant d’un W du processus $t\bar{t}$ appelés *prompt muons*) et pour les extra-muons.
2413 L’application de ce critère d’isolation, permet la suppression d’environ 90% des extra-muons,
2414 tout en préservant 95% du signal.

2415 Jets

2416 La reconstruction des jets est faite en utilisant un algorithme basé sur un cône utilisant des
2417 tours calorimétriques. Le rayon du cône est fixé à $R = 0.4$.

2418 Les mêmes valeurs de coupures sur E_T et η que pour les électrons ou les muons ont été
2419 appliquées.

2420 Lors de la reconstruction des événements, chaque algorithme étant indépendant, il est pos-
2421 sible que le même objet soit reconstruit comme un possible candidat pour plusieurs objets
2422 physiques. C’est pourquoi, pour l’analyse basée sur les événements $t\bar{t}$ du canal muonique, un
2423 contrôle destiné à éviter le double comptage d’électrons et de jets a été fait. Lorsqu’un candidat
2424 jet est reconstruit à une distance dans le plan $(\eta - \phi)$ inférieure à $\Delta R = 0.20$ d’un électron, le
2425 jet n’est pas gardé.

2426 4.2.4 Étude des extra-leptons

2427 Tout électron satisfaisant les critères de sélection lors de l’étude des événements $t\bar{t}$ du canal
2428 semi-leptonique en muons ($t\bar{t}(\mu)$) est appelé extra-électron. De même, tout muon sélectionné
2429 dans les événements $t\bar{t}$ du canal électronique ($t\bar{t}(e)$) est appelé extra-muon.

2430 Pour le canal $t\bar{t}(\mu)$, le nombre de jets, d’extra-électrons et le taux d’extra-électrons par jet
2431 sont montrés table 4.3. Les résultats des extra-muons venant des événements $t\bar{t}(e)$ sont montrés
2432 table 4.4.

2433 La suite de l’analyse est présentée dans les détails pour le cas des extra-électrons uniquement.

2434 4.2.4.1 Classification selon l’origine

2435 Afin de comprendre les mécanismes de production des extra-électrons, leur provenance a été
2436 étudiée. Pour ce faire, un outil officiel de la collaboration ATLAS a été utilisé (*Monte Carlo Truth*
2437 *Classifier* [61, 80]). Cet outil permet de connaître pour les événements simulés, le processus, ou
2438 la particule, responsable de la génération de l’électron reconstruit.

2439 L’outil permet la classification des électrons à l’aide des informations venant de la “vérité”
2440 sur la génération des particules. La première étape de cette classification se base sur les traces
2441 reconstruites dans le détecteur interne. La trace de l’électron reconstruit est associée, si possible,
2442 à la trace d’un électron vrai. Lorsqu’aucune trace d’électron vrai ne peut être trouvée, l’électron
2443 reconstruit est classé comme objet mal reconstruit (muon, jet, tau, ...). En revanche, lorsque
2444 le lien avec la trace de l’électron vrai est établi, cela donne accès aux étapes de génération des
2445 particules, et donc au type et à l’origine des électrons.

2446 L’électron peut alors être classé comme :

- 2447 – **électron isolé** : c’est typiquement le cas des électrons venant de la désintégration des W ,
2448 des Z ;
- 2449 – **électron non isolé** : c’est par exemple le cas des électrons venant des processus de
2450 désintégration des quarks lourds ;

4.2. UN CAS D'ÉCOLE : LE TAUX DE FAUX LEPTONS DANS DES ÉVÉNEMENTS MULTI-JETS SIMULÉS

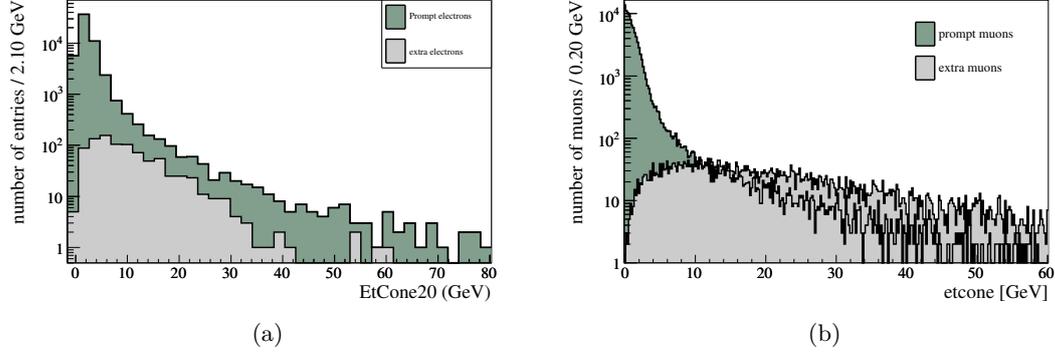


FIGURE 4.4 – Distribution de la variable d’isolation pour les leptons du signal (en foncé) et pour les extra-leptons (en claire). La distribution relative aux électrons est montrée à gauche, celle pour les muons à droite.

Critère	Électrons	Muons	Jets
Algorithme de reconstruction	“egamma”	CB -Staco	cône ($R = 0.4$)
Seuil en énergie	20 GeV	20 GeV	20 GeV
acceptance en η	$ \eta < 2.5$ ($1.37 < \eta < 1.52$ exclu)	$ \eta < 2.5$	$ \eta < 2.5$
Isolation	< 6 GeV	< 6 GeV	

TABLE 4.2 – Résumé des caractéristiques de reconstruction et de sélection pour chaque type de particule.

# jets	# électrons	# extra-électrons par jet $\cdot 10^{-5}$
526,142	544	103 ± 4

TABLE 4.3 – Nombre d’extra-électrons par jet observés au sein des événements $t\bar{t}$ du canal semi-leptonique où un boson W se désintègre en un muon et un neutrino ($t\bar{t}(\mu)$).

# jets	# muons	# extra-muons par jet $\cdot 10^{-5}$
548,009	630	115 ± 4.6

TABLE 4.4 – Nombre d’extra-muons par jet observés au sein des événements $t\bar{t}$ du canal semi-leptonique où un boson W se désintègre en un électron et un neutrino ($t\bar{t}(e)$)

2451 – **électron venant d’un processus de bruit de fond** : c’est le cas des processus de
2452 conversions des photons, ou de désintégration d’un pion neutre (processus “Dalitz”⁸).

2453 – **électron inconnu** : c’est le cas des électrons pour lesquels le lien vers un électron vrai
2454 les ayant généré est inaccessible ;

2455 La classification des électrons (isolés, non isolés, ...) par cet outil officiel, est strictement
2456 basée sur les caractéristiques des traces reconstruites au sein du détecteur interne. Alors que
2457 le critère dit d’*isolation* appliqué lors de la sélection des objets reconstruits (voir table 4.2)
2458 concerne strictement les informations venant du calorimètre électromagnétique.

2459 En se basant sur cette première classification des électrons reconstruits, deux catégories
2460 d’extra-électrons peuvent être identifiés :

2461 – **Électrons *non-prompt*** : il s’agit de vrais électrons.

2462 – **Faux électrons (ou *fake*)** : il s’agit d’objets (jets, muons, ...) reconstruits à tort comme
2463 un électron.

2464 En appliquant les critères de sélection précédemment présentés (voir section 4.2.3) 99,855
2465 événements $t\bar{t}(\mu)$ ont été sélectionnés et 544 extra-électrons ont été observés. Parmi ceux ci, 265
2466 électrons sont *non-prompt* et 279 sont de faux électrons.

2467 Le table 4.5 (4.6) montre la répartition des électrons *non-prompt* selon le type de la trace,
2468 obtenue à l’aide de l’outil de classification.

2469 L’impact du critère d’isolation calorimétrique sur l’origine des extra-électrons a été étudié.
2470 En effet, ce critère est très important lors de la sélection des leptons du signal $t\bar{t}$. En conséquence,
2471 il est intéressant d’en estimer l’impact sur le nombre et la topologie des extra-électrons.

2472 La table 4.5 montre que l’origine dominante des électrons *non-prompt* est des électrons non
2473 isolés au sens de la trace. Les électrons venant des processus de bruits de fond ne représentent
2474 que le 13% des vrais électrons sélectionnés. Les électrons *non-prompt* restent dominant même si
2475 le critère d’isolation calorimétrique n’est pas appliqué : cela est attendu car les électrons classés
2476 comme venant de bruits de fond ne sont pas sensibles à ce critère de sélection.

2477 L’étude de l’origine des faux électrons met en évidence un nombre élevé de muons reconstruit
2478 à tort en électrons (table 4.6). Cela est dû à la radiation d’un photon de la part d’un muon
2479 énergétique : lors de la reconstruction, le dépôt d’énergie créé par l’interaction du photon dans
2480 le calorimètre est associé à la trace du muon primaire.

2481 Ce sous ensemble de faux électrons n’est pas considéré dans la suite de l’analyse car il s’agit
2482 d’un artefact dû à la topologie des événements $t\bar{t}$ choisis ($t\bar{t}(\mu)$), on ne les retrouve pas dans le
2483 cas d’autres événements simulés. En conséquence, afin de ne pas biaiser l’estimation du taux de
2484 faux électrons, ces objets ne sont pas pris en compte.

2485 La figure 4.5 montre la distribution des extra-électrons *non-prompt* et des faux électrons
2486 en fonction de l’impulsion transverse p_T (a), et de la pseudorapidité η (b). L’effet de la
2487 sélection des électrons de haute énergie ($E_T > 20$ GeV) faite lors de la sélection des événements
2488 est visible dans le spectre en p_T (figure 4.5(a)). On remarque que la plupart des extra-électrons
2489 est caractérisée par une énergie relativement basse : 67% des électrons *non-prompt* et 59% des
2490 faux électrons ont une énergie comprise entre 20 et 30 GeV.

8. Les processus “Dalitz” comportent la désintégration d’un pion neutre : $\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$. Le rapport d’embranchement de ce processus est d’environ 1.2% [1].

4.2. UN CAS D'ÉCOLE : LE TAUX DE FAUX LEPTONS DANS DES ÉVÉNEMENTS MULTI-JETS SIMULÉS

<i>Classification selon le type de la trace</i>	<i>avec critère d'isolation calorimétrique</i>	<i>sans critère d'isolation calorimétrique</i>
électron inconnu	-	-
électron isolé	-	-
électron non isolé	231	853
électron de bruit de fond	34	73
Total	265	926

TABLE 4.5 – *Classification des électrons non-prompt à l'aide de l'outil officiel ATLAS (Monte Carlo Truth Classifier [80]).*

<i>Classification selon le type de la trace</i>	<i>avec critère d'isolation calorimétrique</i>	<i>sans critère d'isolation calorimétrique</i>
Inconnu	-	-
Hadron	123	402
Muon	156	169
Lepton <i>tau</i>	-	-
Total	279	571

TABLE 4.6 – *Classification des faux électrons à l'aide de l'outil officiel ATLAS (Monte Carlo Truth Classifier [80]).*

2491 Le spectre en pseudorapidité η (figure 4.5(b)) permet de noter que si les électrons *non-*
2492 *prompt* ont tendance à être centraux, les faux électrons ont une distribution relativement plate
2493 en pseudorapidité. Cela peut s'expliquer par le fait que les faux électrons viennent des effets de
2494 reconstruction pour lesquels aucune direction privilégiée n'est observée.

2495 Attribution des extra-électrons au jet le plus proche

2496 Comme la plupart des électrons *non-prompt* est caractérisée par une trace non isolée, l'hy-
2497 pothèse que tout extra-électrons vient d'un jet est faite. L'origine des extra-électrons peut donc
2498 aussi être déterminée par le jet qui a généré cette particule. Si cette hypothèse est justifiée pour
2499 les électrons *non-prompt* non isolés (60% des extra-électrons), elle est plus simpliste pour les
2500 faux électrons et les électrons venant des processus de bruits de fond. En effet, les processus
2501 de bruits de fond susceptibles de créer un extra-électron, sont généralement des processus de
2502 conversions ou de désintégration de π^0 et les faux électrons sont en général dus aux mauvaises
2503 combinaisons des informations venant des différents sous-détecteurs. Pour ces deux populations
2504 d'extra-électrons, l'attribution au jet le plus proche n'est donc pas physique. Cependant, cette
2505 attribution simpliste est faite afin de pouvoir utiliser le résultat de cette étude pour d'autre lot
2506 d'événements que les $t\bar{t}$ étant donné que la population d'électrons *non-prompt* non isolés est
2507 dominante dans l'origine des extra-électrons.

2508 L'association entre l'électron et le jet le plus proche est faite en déterminant la distance mi-
2509 nimale dans l'espace $(\eta - \phi)$, entre ces deux objets reconstruits. Un critère de distance maximale
2510 est ajouté, $\Delta R = 1$, afin d'éviter tout attribution erronée.

2511 La classification du jet associé à l'électron est faite à l'aide de la vérité de la simulation : si
2512 un quark b venant de la désintégration d'un des deux quarks top est trouvée dans un cône de
2513 rayon $R = 0.4$ construit autour de l'axe du jet, le jet est étiqueté comme *jet de b*, autrement
2514 comme *jet léger*.

2515 La table 4.7 montre les résultats de cette classification : les électrons *non-prompt* viennent,
2516 pour la plupart des cas, des jets de b (85%), alors que l'origine dominante pour les faux électrons

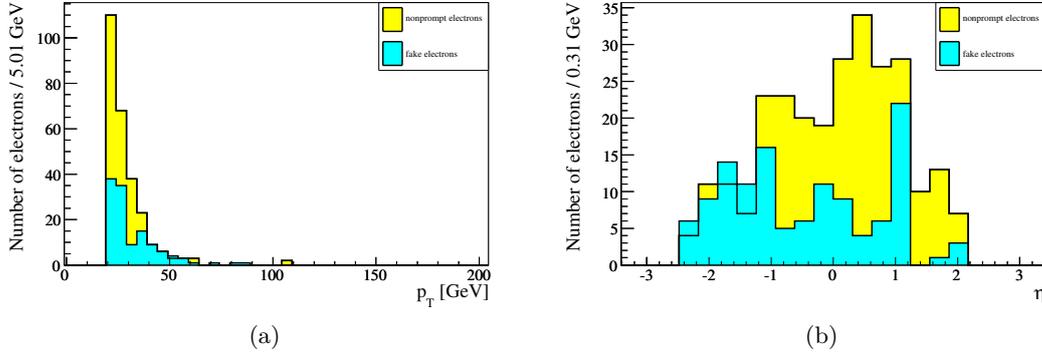


FIGURE 4.5 – Distribution du nombre d’extra-électrons non-prompt (clair) et faux électrons (sombre) en fonction de l’impulsion transverse p_T (a) et de la pseudorapidité η (b).

2517 est les jets *légers*. A partir des résultats présentés, il est possible de remarquer que la classification
 2518 obtenue ne dépend pas du critère d’isolation calorimétrique.

2519 À partir du résultat précédent, il est possible de déterminer le taux de production d’extra-
 2520 électrons en fonction du type de jet (*b* ou *léger*). Le taux obtenu est montré table 4.8. Seule la
 2521 provenance en terme de type de jet est prise en compte et en conséquence les contributions des
 2522 *non-prompt* et faux électrons sont confondues.

2523 L’étude de l’effet du critère d’isolation montre que le taux d’extra-électrons venant d’un
 2524 jet de *b* augmente beaucoup plus vite (facteur 4) que le taux d’électrons venant des jets *légers*
 2525 (facteur 2.6), lorsque le critère d’isolation calorimétrique n’est pas appliqué.

2526 4.2.4.2 Étude des propriétés cinématiques des jets donnant des extra-électrons

2527 Le taux de production des extra-électrons peut être lié aux propriétés cinématiques des jets
 2528 qui en sont à l’origine. C’est pourquoi les distributions en fonction de l’impulsion transverse p_T
 2529 et de la pseudorapidité η des jets produisant un extra-électron sont données.

2530 La figure 4.6(a) montre la distribution des jets de *b* générant un électron en fonction de
 2531 l’impulsion transverse. Cette distribution est comparée à la distribution obtenue pour tous les
 2532 jets de *b* dans les événements sélectionnés. La même comparaison des spectres est proposée
 2533 pour les jets *légers* figure 4.6(b). Sur ces figures, on remarque que la production d’électrons est
 2534 favorisée pour les jets ayant une valeur d’impulsion transverse comprise entre 40 et 60 GeV.

2535 La dépendance en pseudorapidité des jets donnant un électron est montrée figure 4.7. Les jets
 2536 de *b* produisant (ou non) un électron sont centraux, en accord avec la topologie des événements
 2537 $t\bar{t}$. La distribution des jets *légers* met en évidence une production d’extra-électrons favorisée
 2538 dans la zone $\eta < -1.5$. Une étude spécifique des jets appartenant à cette région a permis de
 2539 comprendre que ces particules viennent de la région en angle azimutal ϕ pour laquelle le HEC
 2540 n’était pas en fonction lors de la reconstruction des lots d’événements simulés. L’effet montré
 2541 par la figure 4.9(b) est donc un artefact des lots utilisés pour l’analyse.

2542 À partir des distributions montrées figure 4.6(a) et 4.7(a), il est possible d’extraire la proba-
 2543 bilité qu’un jet ayant une certaine valeur d’impulsion transverse ou de pseudorapidité produise
 2544 un électron (voir section 4.2.5).

4.2. UN CAS D'ÉCOLE : LE TAUX DE FAUX LEPTONS DANS DES ÉVÉNEMENTS MULTI-JETS SIMULÉS

	avec critère d'isolation calorimétrique		sans critère d'isolation calorimétrique	
	non-prompt	faux	non-prompt	faux
électrons exclus ($\Delta R > 1$)	-		2	
origine				
jet <i>b</i>	223	8	838	80
jet <i>léger</i>	42	115	88	325
total	265	123	926	405

TABLE 4.7 – *Origine des extra-électrons, selon le type de jets dans des événements $t\bar{t}(\mu)$. La classification est montrée avec ou sans critère d'isolation calorimétrique appliqué lors de la sélection des objets. Trois faux électrons de plus que ceux cités table 4.6 sont considérés : il s'agit de trois électrons qui n'ont pas comme origine un muon venant de la désintégration d'un W c'est pourquoi ils n'ont pas été exclus.*

Taux de production des extra-électrons par jet $\cdot 10^{-5}$		
Origine	avec critère d'isolation calorimétrique	sans critère d'isolation calorimétrique
jet <i>b</i>	108 ± 7	431 ± 14
jet légers	54 ± 4	138 ± 7

TABLE 4.8 – *Taux de production d'extra-électrons par jet. Le type de jet (jet de *b* ou jet légers) est spécifié. A titre de comparaison, le taux extrait lorsque le critère d'isolation calorimétrique n'est pas appliqué est aussi montré.*

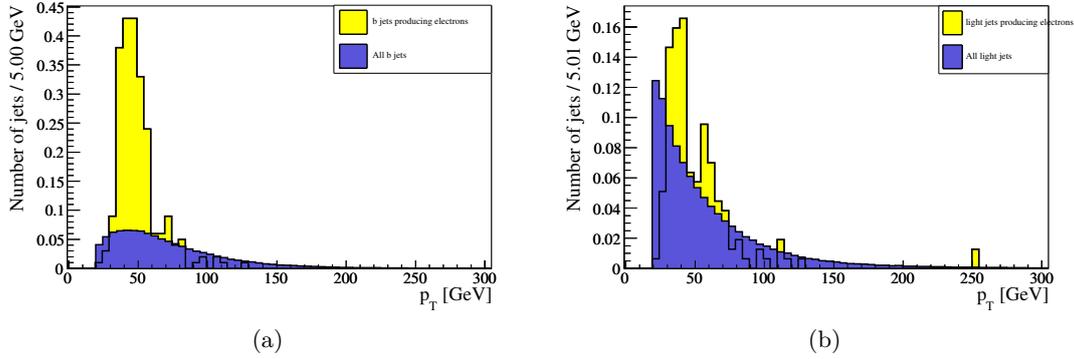


FIGURE 4.6 – (a) *Distributions de l'impulsion transverse p_T pour tous les jets de *b* (bleu) et pour les jets de *b* produisant un électron (jaune).* (b) *Mêmes distributions que (a) mais pour les jets légers.*

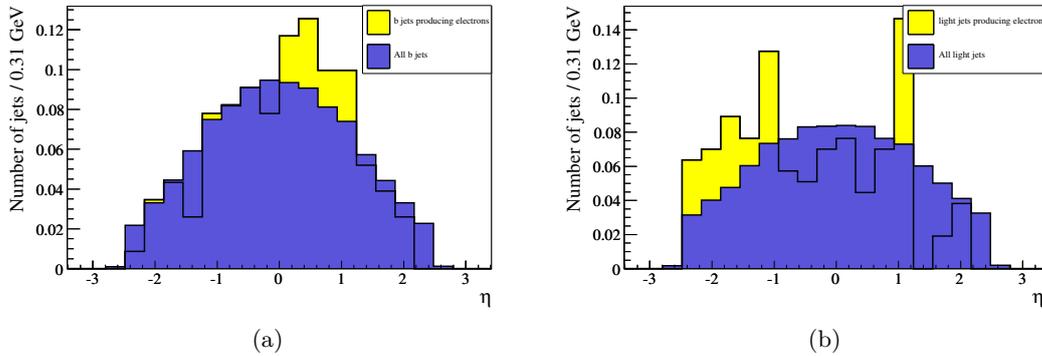


FIGURE 4.7 – (a) *Distributions de la pseudorapidité η pour tous les jets de *b* (bleu) et pour les jets de *b* produisant un électron (jaune).* (b) *Mêmes distributions que (a) mais pour les jets légers.*

2545 4.2.4.3 Étude de l'impact de la multiplicité de jets sur le taux d'extra-électrons

2546 Le nombre de jet par événement peut aussi avoir un impact sur le taux d'extra-électrons
2547 observé. Comme les événements $t\bar{t}$ sont caractérisés par un nombre élevé de jets, il est possible
2548 d'étudier la stabilité du taux de production d'extra-électrons lorsqu'un nombre croissant de jets
2549 par événement est observé.

2550 La table 4.9 montre le taux d'électrons *non-prompt* par événement lorsque la multiplicité
2551 de jets par événement varie entre 3 et 8. Le résultat relatif à 8 jets souffre d'une très faible
2552 statistique, comme l'indique la valeur élevée de l'erreur associée.

2553 Afin de vérifier le résultat obtenu, un test de cohérence a été fait en estimant de façon
2554 analytique le taux attendu. Pour rendre le calcul possible, une hypothèse simple est posée : un
2555 événement est caractérisé par deux jets de b (ceux venant de la désintégration des quarks top)
2556 et un nombre variable de jets *légers*.

2557 Les données nécessaires pour cette vérification sont le taux de production d'électron de la
2558 part d'un jet de b (*léger*) par rapport au nombre total des jets de b (*légers*). Le taux mesuré
2559 pour les jets de b est de $105 \pm 7 \cdot 10^{-5}$, et de $13 \pm 2 \cdot 10^{-5}$ pour les jets *légers*. Ces données sont
2560 extraites du lot d'événements de la même façon que pour les résultats montrés table 4.9.

2561 Le test de vérification, présenté table 4.10, exclusivement pour le cas des électrons isolés,
2562 montre que les taux mesurés sont en accord avec les taux attendus, dans la limite des barres
2563 d'erreurs.

2564 Pour conclure, la table 4.11 montre le taux attendu par événement pour les électrons *non-*
2565 *prompt* venant d'un jets b . Le taux relatif aux électrons non isolés est constant pour une mul-
2566 tiplicité croissante de jets dans les événements. Dans le cas des électrons isolés, le taux estimé
2567 pour les événements à 6 jets se montre bien plus bas que les autres. Cette valeur empêche de
2568 conclure sur la dépendance du taux d'extra-électrons avec le nombre de jets par événement. En
2569 conséquence, ces résultats ne peuvent pas être exploités pour la suite de l'analyse.

2570 4.2.5 Estimation de la probabilité pour un jet de créer un extra-électron

2571 A l'aide des distributions présentées figures 4.6, il est possible d'extraire la probabilité qu'un
2572 jet ayant une certaine impulsion transverse, produise un électron. Cette probabilité peut être
2573 facilement estimée en divisant, pas par pas, la distribution des jets donnant un électron par celle
2574 de tous les jets.

2575 La probabilité ainsi estimée est montrée figure 4.8(a) pour les jets de b et figure 4.8(b) pour
2576 les jets *légers*. Ces probabilités peuvent être utilisées pour estimer le taux de production d'extra-
2577 électrons pour des lots d'événements autres que les événements $t\bar{t}$ dans le canal semi-leptonique
2578 en supposant que le taux d'extra-électrons ne dépend pas du processus physique. Les probabilités
2579 sont donc ajustées avec une fonction de Landau dont les paramètres sont donnés table 4.12.

2580 Comme la réponse du détecteur ATLAS n'est pas homogène en pseudorapidité, la probabilité
2581 qu'un jet donne un électron a également été estimée en fonction de cette variable. La figure 4.9
2582 montre la distribution de probabilité obtenue en utilisant cette technique. Comme précédem-
2583 ment, la distribution de probabilité est estimée séparément pour les jets de b et les jets *légers*.
2584 Dans les deux cas, aucune direction privilégiée n'est observée. La distribution relative aux jets
2585 *légers* montre de nombreuses fluctuations statistiques et l'effet dû au bouchon C du calorimètre
2586 hadronique déjà discuté auparavant.

4.2. UN CAS D'ÉCOLE : LE TAUX DE FAUX LEPTONS DANS DES ÉVÉNEMENTS MULTI-JETS SIMULÉS

Taux d'extra-électrons <i>non-prompt</i> par événement $\cdot 10^{-5}$		
	avec critère d'isolation calorimétrique	sans critère d'isolation calorimétrique
4 jets	220 ± 23	757 ± 42
5 jets	226 ± 29	802 ± 54
6 jets	207 ± 43	811 ± 85
7 jets	260 ± 87	722 ± 144
8 jets	317 ± 183	846 ± 298

TABLE 4.9 – Taux de production d'électrons non-prompt en fonction de la multiplicité des jets par événement. Les résultats sont montrés avec ou sans critère d'isolation calorimétrique appliqués lors de la sélection des événements.

Test de vérification pour le taux d'extra-électrons ($\cdot 10^{-5}$) <i>non-prompt</i> en fonction du nombre de jets par événement		
4 jets	$105 \cdot 2 \text{ jets } b + 13 \cdot 2 \text{ jets légers}$	$= 236 \pm 15$
5 jets	$105 \cdot 2 \text{ jets } b + 13 \cdot 3 \text{ jets légers}$	$= 249 \pm 15$
6 jets	$105 \cdot 2 \text{ jets } b + 13 \cdot 4 \text{ jets légers}$	$= 262 \pm 16$
7 jets	$105 \cdot 2 \text{ jets } b + 13 \cdot 5 \text{ jets légers}$	$= 275 \pm 17$
8 jets	$105 \cdot 2 \text{ jets } b + 13 \cdot 6 \text{ jets légers}$	$= 288 \pm 18$

TABLE 4.10 – Test de vérification par calcul analytique du taux d'électrons non-prompt en fonction du nombre de jets par événement. Le taux mesuré de production d'électron de la part d'un jet de b est de $105 \pm 7 \cdot 10^{-5}$ et de $13 \pm 2 \cdot 10^{-5}$ pour les jets légers.

Taux d'électrons <i>non-prompt</i> venant d'un jet de b par événement $\cdot 10^{-5}$		
	avec critère d'isolation calorimétrique	sans critère d'isolation calorimétrique
4 jets	187 ± 21	686 ± 40
5 jets	193 ± 27	735 ± 52
6 jets	108 ± 31	649 ± 76
7 jets	231 ± 82	664 ± 138
8 jets	211 ± 149	634 ± 258

TABLE 4.11 – Taux par événement d'électrons non-prompt venant d'un jet de b en fonction de multiplicité des jets dans les événements.

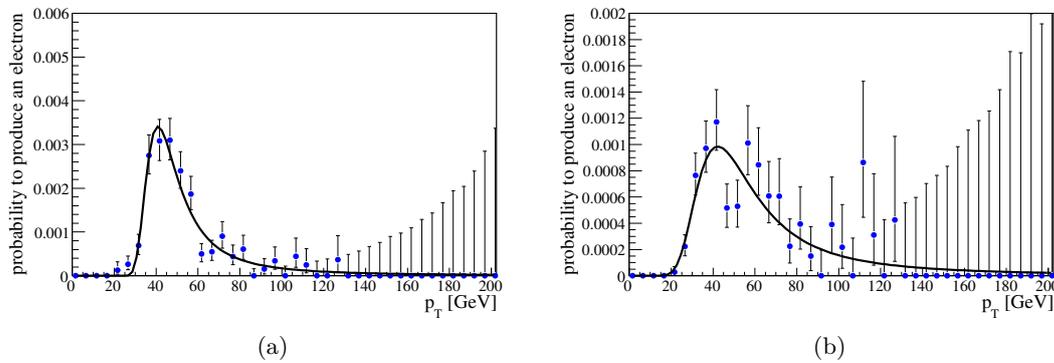


FIGURE 4.8 – Probabilité pour un jet ayant une certaine valeur d'impulsion transverse de produire un électron. Les probabilités sont ajustées avec une distribution de Landau dont les paramètres sont montrés table 4.12. La probabilité est montrée séparément pour les jets de b (a) et pour les jets légers (b).

paramètres	<i>b</i> -jet	<i>light</i> jet
MPV	41.96 ± 0.72	44.31 ± 2.27
σ	5.00 ± 0.44	9.09 ± 1.21
constant	0.019 ± 0.002	0.0055 ± 0.0006

TABLE 4.12 – Paramètres de l’ajustement des courbes de probabilités montrées figure 4.8 avec une fonction de Landau .

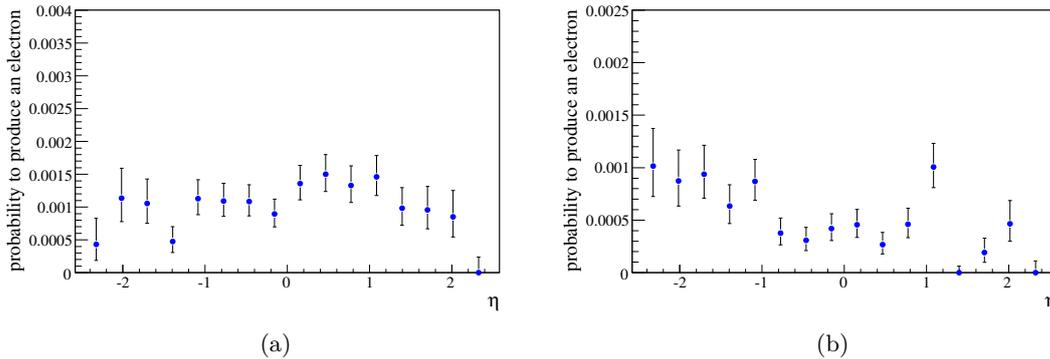


FIGURE 4.9 – Probabilité pour un jet ayant une certaine valeur en pseudorapidité de produire un électron. La probabilité est montrée séparément pour les jets de *b* (a) et pour les jets légers (b).

2587 4.2.6 Prédiction du taux de production des extra-électrons pour des évé- 2588 nements $t\bar{t}$ hadronique

2589 La connaissance du taux de production d’un électron de la part d’un jet rend possible de
2590 prédire le taux de production d’extra-électrons pour des processus physiques autres que le $t\bar{t}$ dans
2591 le canal semi-leptonique en supposant que ce taux de production est indépendant du processus.
2592 Comme les études sur la dépendance de ce taux en fonction de la pseudorapidité et du nombre
2593 de jets par événements n’ont pas montré d’effets importants, seul la dépendance en l’impulsion
2594 transverse est utilisée dans la suite.

2595 En profitant de la topologie similaire entre les événements $t\bar{t}$ hadroniques et les événements
2596 semi-leptoniques, la méthode de prédiction (expliquée ci dessous) a pu être validée sur un lot
2597 très riche en nombre de jets dont les caractéristiques physiques sont bien connues.

2598 La méthode de prédiction se résume en deux étapes :

- 2599 \diamond **Prédiction du spectre des jets produisant un électron :** l’hypothèse que la probabi-
2600 lité qu’un jet produise un extra-électron est la même quelque soit le type d’événement per-
2601 met d’utiliser les distributions de probabilité extraites des événements $t\bar{t}$ semi-leptoniques
2602 (voir figure 4.8). En multipliant ces distributions de probabilité par le spectre en impulsion
2603 transverse des jets du lot $t\bar{t}$ hadronique, le spectre de jets donnant un électron pour ce
2604 dernier lot peut être prédit ;

2605 Les spectres obtenus pour les jets de *b* et les jets légers susceptibles de produire un élec-
2606 tron sont montrés figure 4.10. Malgré la faible statistique disponible, les spectres prédits
2607 montrent un accord satisfaisant avec les spectres mesurés directement sur le lot d’événements.
2608

2609 \diamond **Prédiction du spectre des extra-électrons** : la relation entre les impulsions des jets et
 2610 celles des électrons générés par les jets doit être connue. Cette relation est extraite, encore
 2611 une fois, du lot d'événements $t\bar{t}$ semi-leptoniques. La distribution de l'impulsion transverse
 2612 p_T de l'extra-électron en fonction de l'impulsion transverse du jet l'ayant généré donne
 2613 cette relation. La figure 4.11 montre cette distribution pour les jets de b (a) et pour les
 2614 jets légers (b).

2615 Ces deux figures montrant la corrélation entre les deux impulsions (jets et électrons) sont
 2616 obtenues en utilisant les distributions relatives aux extra-électrons sélectionnés sans ap-
 2617 pliquer le critère d'isolation calorimétrique. Cette façon de procéder permet d'obtenir des
 2618 distributions plus lisses car moins affectées par le manque de statistique. Aucun biais n'est
 2619 introduit car les relations cinématiques entre l'électron et le jet qui l'a produit, ne sont
 2620 pas liées à l'éventuel critère d'isolation.

2621 La projection sur l'axe des ordonnées de la distribution à deux dimensions ainsi obtenue
 2622 (voir figure 4.11), permet d'obtenir le spectre des électrons qui peuvent être produits par
 2623 un jet d'une certaine impulsion transverse.

2624 Finalement, le spectre des extra-électrons attendus pour le lot d'événement $t\bar{t}$ hadroniques
 2625 est estimé en combinant cette dernière distribution (obtenue du lot $t\bar{t}$ semi-leptonique)
 2626 avec la distribution prédite des jets susceptibles de produire un électron (voir figure 4.10).

2627 Les distributions du nombre d'extra-électrons attendu en fonction de l'impulsion transverse
 2628 pour le lot d'événements $t\bar{t}$ hadroniques sont montrées figure 4.12. Les spectres attendus des
 2629 électrons venant de jets de b et des jets légers sont montrés séparément. L'accord entre les dis-
 2630 tributions prédites et mesurées est satisfaisant, étant donné la faible statistique disponible. Une
 2631 sous-estimation dans la région à basses valeurs d'impulsion transverse est particulièrement visible
 2632 pour la distribution des électrons venant d'un jet léger. Cependant, la comparaison du nombre
 2633 d'extra-électrons attendu avec le nombre mesuré montrée table 4.13 confirme la cohérence des
 2634 résultats issus des prédictions. L'erreur associée au nombre prédit d'électrons est estimée en
 2635 faisant varier l'ajustement de la distribution de probabilité par la fonction de Landau, dans la
 2636 limite des barres d'erreurs des paramètres.

2637 4.2.7 Prédiction du taux de production d'extra-électrons pour des événe- 2638 ments di-jets

2639 Étant donné les résultats obtenus pour la méthode de prédiction sur des événements $t\bar{t}$ dans
 2640 le canal hadronique, la même procédure a été appliquée à un lot d'événements di-jets.

2641 La succession des étapes suivies pour prédire le spectre des extra-électrons attendus est
 2642 identique à celle présentée à la section précédente. Le spectre des jets susceptibles de produire
 2643 un électron est montré figure 4.13 . En le comparant avec le spectre mesuré, il est possible de
 2644 remarquer que le spectre prédit sous-estime fortement le nombre d'extra-électrons dans le cas
 2645 des jets de b . Pour les jets légers, malgré une sous estimation de la prédiction par rapport à la
 2646 mesure aux basses valeurs d'impulsion transverse, la forme de la distribution est bien reproduite.
 2647 Dans ce dernier cas, la statistique disponible est plus importante que pour les jets de b .

2648 Le nombre d'électrons attendu reflète ces désaccords, comme cela est montré figure 4.14 et
 2649 table 4.14. Celle-ci résume les nombres d'extra-électrons attendus et mesurés dans le lot di-jets.

2650 Étude détaillée du lot d'événements di-jets

2651 Les événements di-jets ont une topologie assez différente des événements $t\bar{t}$. Une des diffé-
 2652 rences vient en particulier du taux attendu de jets de b et de c .

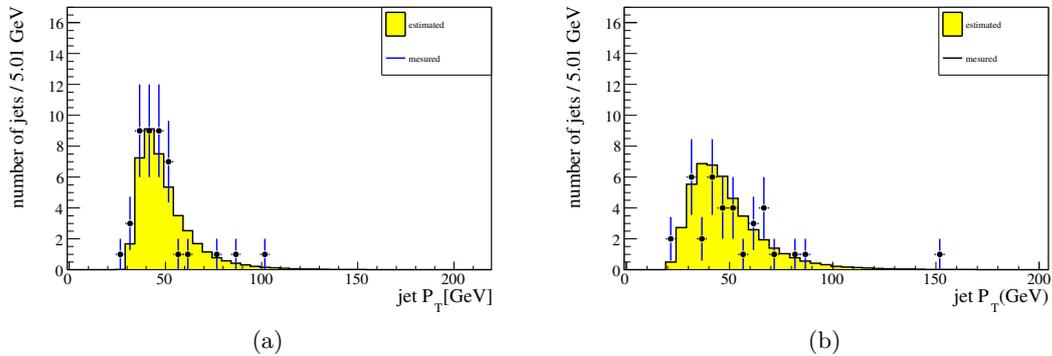


FIGURE 4.10 – Spectre prédit (jaune) et mesuré (pointillé) des jets donnant un extra-électron pour des événements $t\bar{t}$ hadroniques. Les spectres de jets de b (a) et des jets légers (b) sont montrés séparément.

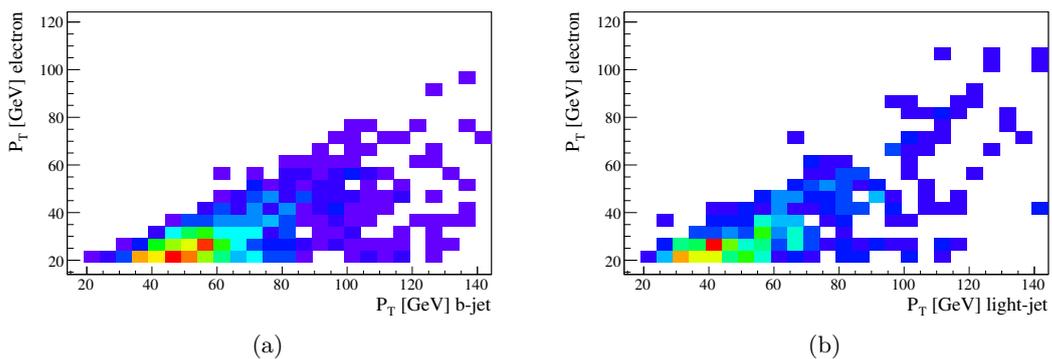


FIGURE 4.11 – Distribution à deux dimensions montrant l'impulsion transverse p_T des extra-électrons en fonction de l'impulsion transverse des jets les ayant produits pour un lot d'événements $t\bar{t}$ semi-leptoniques.

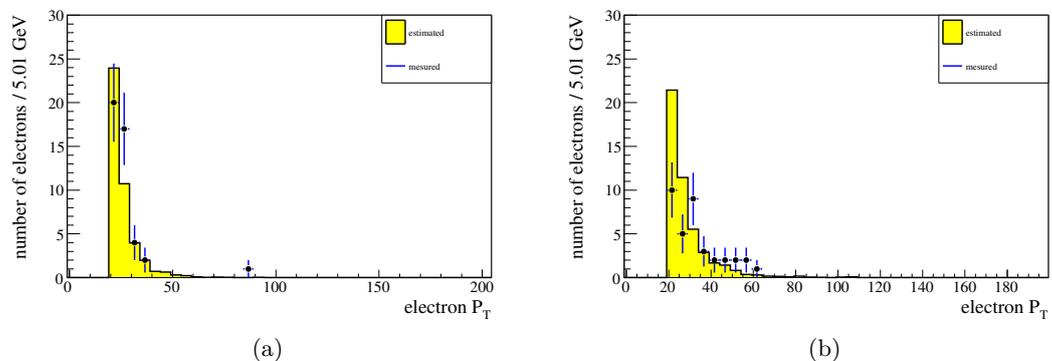


FIGURE 4.12 – Spectre prédit (jaune) et mesuré (pointillé) des extra-électrons produits par un jet pour un lot d'événements $t\bar{t}$ hadroniques. Les spectres des électrons venant des jet de b (a) et des jets légers (b) sont montrés séparément.

4.2. UN CAS D'ÉCOLE : LE TAUX DE FAUX LEPTONS DANS DES ÉVÉNEMENTS MULTI-JETS SIMULÉS

paramètre	pour un jet de b	pour un jet <i>léger</i>	total
prédit	42^{+9}_{-6}	47^{+13}_{-12}	89^{+16}_{-13}
mesuré	44	36	80

TABLE 4.13 – Nombre d'extra-électrons prédits et mesurés pour un lot d'événements $t\bar{t}$ hadroniques. Les résultats sur les électrons venant des jets b et venant des jets légers sont montrés séparément.

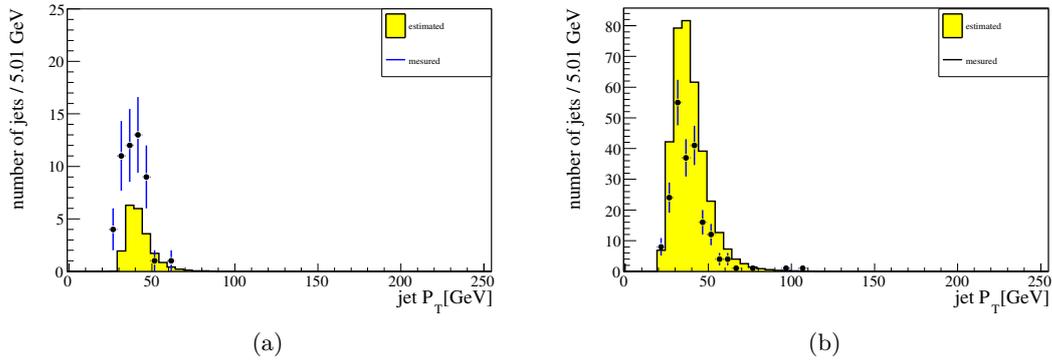


FIGURE 4.13 – Spectre prédit (jaune) et mesuré (pointillé) des jets donnant un extra-électron pour des événements di-jets. Les spectres des jets de b (a) et des jets légers (b) sont montrés séparément.

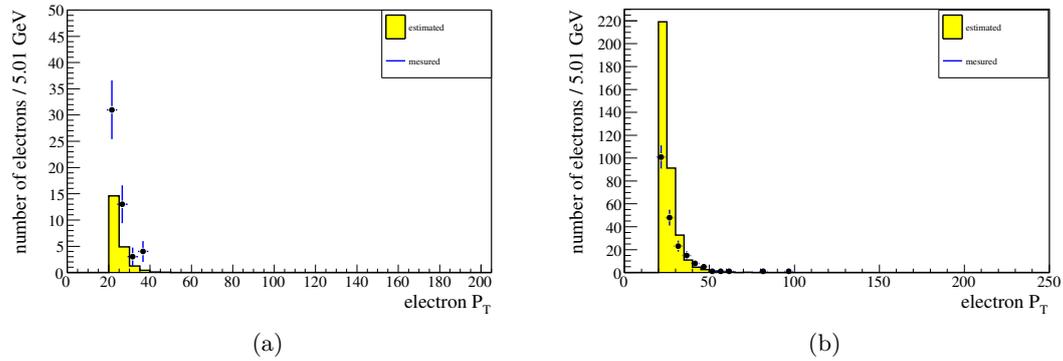


FIGURE 4.14 – Spectre prédit (jaune) et mesuré (pointillé) des extra-électrons en fonction de l'impulsion transverse, pour un lot d'événements di-jets. Les distributions d'impulsion transverse des électrons venant des jets b (a) et des électrons venant des jets légers (b) sont montrées séparément.

paramètres	pour un jet de b	pour un jet <i>léger</i>	total
prédit	21^{+6}_{-4}	364^{+153}_{-131}	385^{+153}_{-131}
mesuré	51	205	256

TABLE 4.14 – Nombre d'extra-électrons prédits et mesurés pour un lot d'événements di-jets. Les résultats relatifs aux électrons venant des jets b et venant des jets légers sont montrés séparément.

2653 En effet, les événements $t\bar{t}$ sont caractérisés par la présence de deux jets de b issus de la
2654 désintégration des quarks top. De plus, une contribution en jet de c est attendue en raison de
2655 la désintégration hadronique des bosons W .

2656 Les événements di-jets sont eux surtout caractérisés par la présence de jets issus de l'hadro-
2657 nisation de quarks u et d .

2658 Ces différences peuvent être à la base de la valeur erronée du nombre prédit d'électrons
2659 montrée table 4.14.

2660 A titre d'exemple, la figure 4.15 montre les spectres en impulsion transverse des jets de b et
2661 des jets *légers* mesurés pour le lot d'événements di-jets comparés aux spectres mesurés pour les
2662 événements $t\bar{t}$.

2663 Afin d'essayer de prendre en compte la contribution différente en jets de c des événements
2664 di-jets par rapport aux événements $t\bar{t}$, une correction a été apportée aux spectres en impulsion
2665 transverse venant des événements $t\bar{t}$ semi-leptoniques utilisés pour les prédictions. La distribution
2666 de probabilité pour un jet *léger* de produire un électron (voir figure 4.8(b)) a été ré-estimée,
2667 en excluant cette fois-ci la contribution des jets de c du lot de jets sélectionnés. De même, la
2668 distribution à deux dimensions nécessaire pour prédire le spectre des extra-électrons attendu
2669 (voir figure 4.11(b)) a été refaite dans les mêmes conditions. Les nouvelles prédictions relatives
2670 aux jets *légers*, ainsi obtenues sont montrées figure 4.16 et les nombres d'électrons attendus sont
2671 donnés table 4.15.

2672 Malheureusement, l'erreur associée au nombre d'électrons attendu est très élevée, l'effet dû
2673 aux corrections appliquées (de l'ordre de 5%) n'est presque pas visible.

2674 De plus, les nouvelles extractions montrent un comportement opposé à ce qui était attendu :
2675 le nombre d'extra-électrons venant de jets *légers* prédit pour le lot di-jets, semble croître lorsque
2676 l'on applique une correction pour mieux tenir compte de la topologie de ces événements. Ce
2677 comportement peut s'expliquer à nouveau à l'aide des informations extraites du lot $t\bar{t}$ semi-
2678 leptonique.

2679 Le taux de production d'un électron par jet, recalculé en excluant les jets de c est plus élevé
2680 que celui de la table 4.14. Cela montre que la probabilité de produire un électron pour un jet
2681 de b ou pour un jet de c n'est pas la même. Ce résultat reflète le fait que les électrons venant
2682 des jets c sont caractérisés par des valeurs d'impulsions transverses plus basses et donc leur
2683 reconstruction est plus difficile. C'est pour cette raison que lorsque l'on exclut la contribution
2684 des jets c du lot de jets *légers* sélectionnés, le nombre total de jets baisse de 25%. En revanche,
2685 le nombre de jets donnant un extra-électron ne baisse que de 5%.

2686 En conclusion, la méthode de prédiction du taux de production d'électrons par jet, est
2687 prometteuse comme cela a été montré par les résultats obtenus sur le lot d'événements $t\bar{t}$ hadro-
2688 niques. Cependant, lorsque la topologie du lot sur lequel les probabilités sont estimées diffère
2689 complètement de celle pour laquelle on souhaite prédire le taux de extra-leptons, des difficultés
2690 dues à la physique sous-jacente les processus surgissent. C'est le cas des prédictions obtenues
2691 pour les événements di-jets à partir des probabilités estimées sur le lot d'événements $t\bar{t}$. Les
2692 prédictions obtenues ne sont pas satisfaisantes.

2693 4.2.8 Courte revue des résultats pour les extra-muons

2694 L'analyse du taux d'extra-leptons pour des événements multi-jets a été menée en parallèle
2695 pour les électrons et pour les muons. Les étapes suivies pour les extra-muons sont identiques à
2696 celles présentées aux sections précédentes : l'étude détaillée des caractéristiques principales de
2697 ces objets au sein d'événements $t\bar{t}(e)$ (classifications, spectres, dépendances de la multiplicité du
2698 nombre de jets par événement), puis la mise en place d'une méthode de prédiction du taux pour

4.2. UN CAS D'ÉCOLE : LE TAUX DE FAUX LEPTONS DANS DES ÉVÉNEMENTS MULTI-JETS SIMULÉS

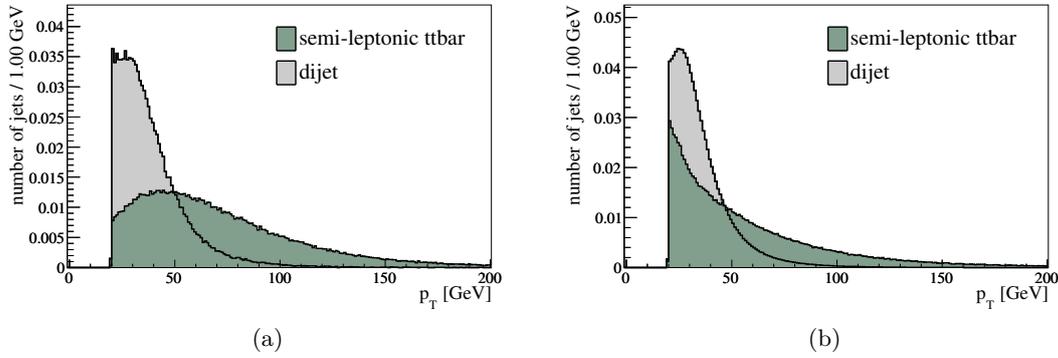


FIGURE 4.15 – Comparaison des spectres en fonction de l'impulsion transverse p_T pour les jets venant du lot $t\bar{t}$ semi-leptonique $t\bar{t}(\mu)$ (sombre) et di-jets (claire).

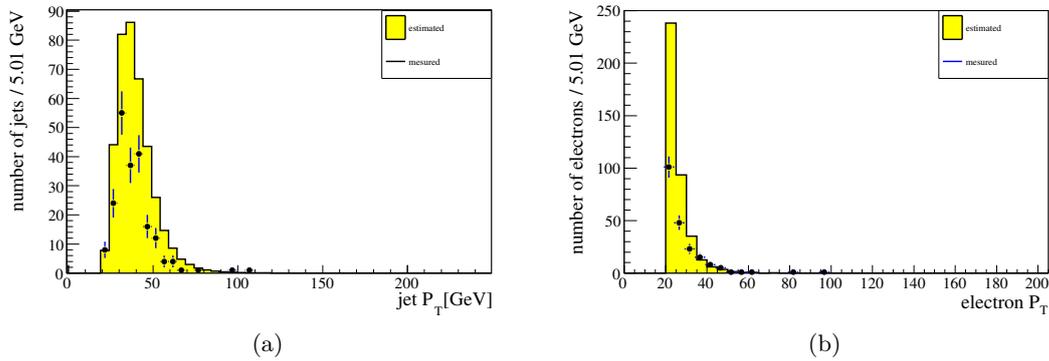


FIGURE 4.16 – (a) Distributions prédite (jaune) et mesurée (pointillé) de l'impulsion transverse p_T des jets légers susceptibles de créer un extra-électron (a) et des extra-électrons alors attendus (b). Les deux distributions sont obtenues pour le lot d'événement di-jets lorsque les spectres venant des événements $t\bar{t}$ ont été refaits en excluant la contribution des quarks c .

paramètres	pour un jet b	pour un jet léger	total
prédit	voir table 4.14	392^{+159}_{-146}	413^{+159}_{-146}
mesuré	voir table 4.14	205	256

TABLE 4.15 – Nombre d'extra-électrons prédits et mesurés pour un lot d'événements di-jet. Les résultats relatifs aux électrons venant des jets de b et venant des jets légers sont montrés séparément. L'estimation des électrons venant des jets légers est faite en excluant la contribution des jets c du lot d'événements $t\bar{t}$ semi-leptoniques.

des événements avec d'autres topologies. Ensuite la méthode a été appliquée aux événements $t\bar{t}$ hadroniques et aux événements di-jets [77].

Cette section propose une courte revue des résultats obtenus sur la classification des extra-muons et des résultats finaux d'extraction du taux d'extra-muons pour des événements di-jets.

4.2.8.1 Classification des extra-muons

La classification des extra-muons est faite à l'aide de la vérité de la simulation. Si un vrai muon est trouvé dans la liste des particules vraies, à une distance ΔR inférieure 0.05, le muon reconstruit est un vrai muon, et il est appelé *non-prompt*. Autrement, il est classé comme faux muon.

Pour un lot d'événements $t\bar{t}$ avec 129 867 événements $t\bar{t}(e)$, 630 extra-muons ont été identifiés.

Une fois établi le lien avec le muon vrai, en remontant la liste des particules générées, l'origine des muons *non-prompt* peut être déterminée. Les origines possibles sont : les quarks de b , les quarks de c et les quarks *légers*. Cette dernière catégorie comprend aussi le cas où c'est un gluon qui est considéré comme à l'origine du muon vrai⁹.

L'association des extra-muons avec les jets n'est pas faite car dans plus que le 50% des cas, les muons n'ont pas de jet proche. Cela peut s'expliquer par la cinématique : lorsque un muon est créé par un quark lourd, il emporte une fraction importante de l'impulsion de cette particule. Cela implique que le jet également issu de la désintégration du quark lourd sera caractérisé par une énergie relativement basse, souvent en dessous du seuil imposé par les critères de sélection des jets (voir table 4.2). L'association est donc faite entre le muon vrai et le parton l'ayant généré, à partir de la vérité [77].

La classification ainsi obtenue est montrée table 4.16 si l'application (ou non) du critère d'isolation est faite. Les extra-muons sont produits dans la majorité des cas par la désintégration semi-leptonique des quarks b (plus de 90% des cas). Une faible fraction est observée avec des quarks c . Il faut remarquer que le nombre de faux muons est très faible (quelques pour cent).

Le taux d'extra-muons selon le type de quark est montré table 4.17. Comme pour les extra-électrons, ce chiffre est calculé en considérant le nombre d'extra-muons venant d'un parton b (*légers*) par rapport au nombre total de partons de b (*légers*). Lorsque le critère d'isolation n'est pas appliqué lors de la sélection des extra-muons, le taux d'extra-muons venant des partons *légers* augmente bien plus vite que celui des muons venant des partons b . Cela peut être expliqué par les caractéristiques cinématiques. Les quarks b sont plus lourds que les quarks *légers*. Cela implique que les muons venant des quarks b ont une composante de l'impulsion perpendiculaire à l'axe du méson (p_T^{rel}) plus importante que pour ceux venant des quarks *légers*. En conséquence, les muons venant des partons b peuvent plus s'éloigner de l'axe du méson l'ayant généré, et donc ne pas être sensible au critère d'isolation.

La comparaison des résultats obtenus pour les extra-muons (table 4.17) à ceux obtenus pour les extra-électrons (4.8) met en évidence deux aspects. Le nombre d'extra-muons venant d'un parton b est environ trois fois supérieur à celui observé pour les extra-électrons. La raison peut être recherchée dans les différentes approches adoptées pour la classification de ces objets. L'association des électrons aux jets de b , en fonction de la distance entre les objets reconstruits, peut amener à une surestimation de cette contribution.

L'autre aspect remarquable est le faible nombre de faux muons par rapport au nombre de faux électrons. Cela est strictement uniquement à la reconstruction. La reconstruction à tort d'un électron par l'association erronée d'un amas avec une trace peut arriver bien plus souvent qu'une

9. Un gluon se désintègre en une paire de quark-antiquark, et un de ses produits de désintégration produit un muon.

2743 fausse identification pour les muons. Cela est encore plus vrai si ces derniers sont reconstruits
2744 en utilisant la stratégie *combined muons* qui utilise les informations venant du détecteur interne
2745 et du spectromètre, comme dans le cas de cette analyse.

2746 4.2.8.2 Prédiction du taux d'extra-muons pour des événements di-jets

2747 Le spectre en impulsion transverse prédit pour les partons b produisant un muon pour des
2748 événements di-jet est montré figure 4.17(a). Le spectre en impulsion transverse prédit pour les
2749 muons ainsi produits est montré figure 4.17(b). La table 4.18 montre le résumé du nombre
2750 d'extra-muons prédits et mesurés en fonction de leur origine.

2751 L'ensemble de ces résultats montre que l'extrapolation faite pour des muons venant d'un
2752 quark de b produit un résultat à la limite de la compatibilité lorsque les événements choisis
2753 ont une topologie différente de celle des événements $t\bar{t}$. En revanche, pour les muons venant
2754 des quarks *légers*, la table montre que le nombre de leptons prédit est largement sur-estimé, le
2755 résultat n'est pas satisfaisant de la même façon qu'il ne l'était pas pour les extra-électrons.

2756 4.2.9 Conclusion

2757 La reconstruction des événements issus des collisions est une procédure complexe qui implique
2758 l'utilisation d'un nombre élevé d'algorithmes et de techniques complexes. Les performances at-
2759 teintes par l'ensemble de ces procédures sont, jour après jour, améliorées grâce à une connaissance
2760 de plus en plus approfondie du détecteur ATLAS acquise pendant les premières périodes de prise
2761 de données.

2762 A titre d'exemple, une analyse de physique utilisant une partie de ces algorithmes a été
2763 présentée même si une partie des choix algorithmiques de l'époque a évolué depuis notamment
2764 pour la reconstruction des jets. Cette étude était destinée à l'investigation des caractéristiques
2765 et propriétés des leptons isolés et d'impulsion transverse élevée dans des événements multi-jets.
2766 L'étude détaillée de ces particules, appelés extra-leptons, se révèle être une piste intéressante
2767 pour réduire le bruit de fond venant des événements QCD.

2768 Toutefois, même si la majorité des extra-électrons et des extra-muons sont produits par des
2769 processus de désintégration semi-leptonique des quarks lourds, des cas de mauvaise identification
2770 ont été mis en évidence : les faux leptons s'avèrent être bien plus fréquent pour les électrons que
2771 pour les muons.

2772 Certaines propriétés des jets ou partons responsables de la génération des extra-leptons ont
2773 été sondées et ont mis en évidence une dépendance avec l'impulsion transverse. En revanche, la
2774 pseudorapidité ou le nombre de jets par événement, ne semblent pas avoir un rôle déterminant.

2775 La méthode de prédiction du nombre et du spectre d'extra-leptons, est une approche promet-
2776 teuse pour prédire les caractéristiques des événements multi-jets, tels que les événements QCD
2777 bien qu'il faille revoir le calcul de la probabilité qu'un jet produise un extra-lepton en fonction
2778 du type d'événements pour lesquels une prédiction veut être obtenue.

origine	avec critère d'isolation		sans critère d'isolation	
	non-prompt	faux	non-prompt	faux
quark b	583		5358	
quark c	25		372	
quark léger et gluon	15		105	
inconnue		7		253
total	623 (99%)	7 (1%)	5835 (96%)	253 (4%)

TABLE 4.16 – Origine des extra-muons pour des événements $t\bar{t}(e)$, avec et sans critère d'isolation.

Taux d'extra-muons non-prompt $\cdot 10^{-5}$		
origine	avec critère d'isolation	sans critère d'isolation
quark b	277 ± 11	2542 ± 34
quark léger	12 ± 1.9	141 ± 6.5

TABLE 4.17 – Taux d'extra-muons non-prompt en fonction de l'origine du jet. Les résultats sont présentés pour une sélection avec ou sans critère d'isolation.

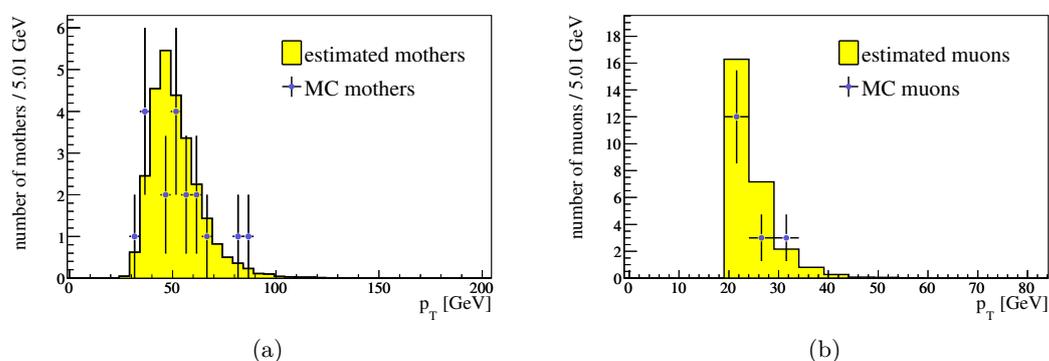


FIGURE 4.17 – (a) Distribution prédite (jaune) et mesurée (pointillé) de l'impulsion transverse p_T des partons b susceptibles de créer un extra-muon (a) et des extra-muons ainsi produits (b). Les deux distributions sont obtenues pour le lot d'événements di-jets.

	pour un quark b	pour un quark léger	total
prédit	149^{+36}_{-30}	275^{+134}_{-101}	424^{+139}_{-105}
mesuré	128	94	222

TABLE 4.18 – Nombre de muons non-prompt prédits et mesurés pour des événements di-jets. Les résultats relatifs aux muons venant des jets b et venant des jets légers sont montrés séparément.

Chapitre 5

Calcul de la section efficace inclusive $b \rightarrow e$ en chromodynamique quantique

5.1 Des quarks b aux hadrons B

Auprès des collisionneurs hadroniques comme le LHC ou le TeVatron, les processus dominants de production des quarks b se font via interaction forte. La contribution à cette production de la part des processus électrofaibles ($W \rightarrow c\bar{b}$ ou $Z \rightarrow b\bar{b}$) est très faible et elle peut être considérée comme négligeable [81].

Trois mécanismes QCD de production de paires $b\bar{b}$ peuvent être distingués à l'ordre des arbres (voir figure 5.1) :

- **création de saveur** : (ou processus direct d'annihilation quark-antiquark) un quark et un anti-quark ou deux gluons, venant des faisceaux, interagissent en donnant une paire $b\bar{b}$. Les deux quarks de l'état final sont ainsi issus du processus primaire.
- **excitation de saveur** : un quark de la mer, d'un des deux faisceaux de particules, interagit avec un parton de l'autre faisceau. Dans ce type de processus, seulement un des deux quarks b vient du processus primaire.
- **“splitting de gluons”** : la paire $b\bar{b}$ est produite à partir d'un gluon émis après le processus dur. Dans cette topologie de processus, aucun des deux quarks ne participe au processus primaire.

Une fois que les quarks b et \bar{b} sont produits, différentes phases se succèdent, allant de la création de hadrons B à leur désintégration. Dans la suite du chapitre, l'appellation “hadron B ” est utilisée pour indiquer tous les hadrons contenant un quark b .

Lors de la première phase, les quarks b et \bar{b} peuvent rayonner des gluons secondaires. Ce processus est décrit par la QCD (voir section 1.1.3) et peut être estimé par des calculs perturbatifs. En effet, l'échelle du moment transféré Q^2 , à laquelle ces processus apparaissent, est très grande par rapport à la valeur de Λ_{QCD}^2 ¹ et cela implique que la constante de couplage fort α_s

1. Λ_{QCD} est couramment appelé *échelle QCD*. Au premier ordre (*leading order*, LO) Λ_{QCD} correspond à l'échelle à laquelle le couplage fort (α_s) devient infini. De façon plus générale, Λ_{QCD} peut être vu comme une

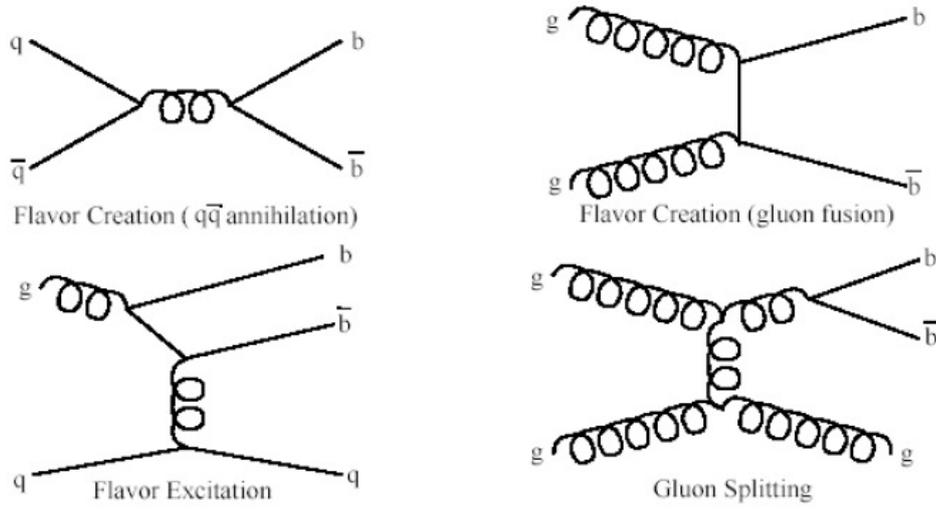


FIGURE 5.1 – Diagrammes de Feynman à l’ordre des arbres des processus dominants de production des quarks b auprès des collisionneurs hadroniques.

est beaucoup plus petite que l’unité². Cette phase du processus de production de quarks b est dite *partie perturbative* (pQCD).

Une fois que les deux quarks se séparent, l’échelle d’énergie diminue et les interactions de couleur entre les deux quarks deviennent de plus en plus importantes. Lorsque l’échelle en énergie atteint l’ordre de grandeur de Λ_{QCD}^2 , le processus entre dans le régime non perturbatif. Les gluons, produits des interactions secondaires, commencent à interagir entre eux en créant ainsi une région de densité en énergie de plus en plus élevée. A un certain point, le potentiel d’énergie croît suffisamment pour que la création, à partir du vide, d’autres paires de quarks devienne possible. Les quarks de la nouvelle paire se propagent à leur tour en répétant, en cascade, le même processus que celui dont ils sont issus. Des systèmes de réseaux (amas) de quarks et de gluons sont ainsi formés dont la couleur totale est nulle. L’intensité du couplage due à la couleur pour les quarks et les gluons à l’intérieur de l’amas, est ainsi si forte que la transformation en hadrons devient l’évolution naturelle de ces systèmes. Cette phase, dite *d’hadronisation* n’étant pas calculable, elle est habituellement appelée la partie *non-perturbative* (non-pQCD) du processus de production des hadrons B .

Les produits issus du processus de fragmentation forment ensuite deux jets de particules, à peu près dans la même direction que les deux quarks b initiaux. Parmi les particules des jets, on retrouve deux hadrons B , constitués à partir des quarks b et \bar{b} initiaux. La particularité des quarks b , par rapport aux quarks légers, est qu’il est possible de suivre leur évolution, de leur production à leur désintégration. Les quarks b représentent ainsi une sonde unique, pour pouvoir explorer les phénomènes qui interviennent tout au long du processus QCD.

La plupart des hadrons B présents à l’issue du processus d’hadronisation sont des état excités (B^* ou B^{**}). Ils se désintègrent par interaction forte ou électromagnétique en hadrons B plus

paramétrisation, invariante par groupe de renormalisation, de l’échelle à laquelle un processus atteint le régime non-perturbatif [82].

2. $\alpha_s(Q^2) = \frac{1}{b_0 \ln(Q^2/\Lambda_{QCD}^2)}$, où b_0 est le coefficient au premier ordre (LO) de la fonction *beta* (β), qui décrit la dépendance en énergie de la constante de couplage α_s ($\beta(\alpha_s) = Q^2 \frac{\partial \alpha_s}{\partial Q^2}$).

2829 légers et en d'autres particules comme des kaons, des pions, ou encore des photons. Comme les
 2830 échelles de temps de l'interaction forte et de l'interaction électromagnétique sont très courtes,
 2831 ces désintégrations se produisent en fait au voisinage de l'interaction primaire. La production
 2832 de ces états excités des hadrons B est donc partie intégrante de la phase d'hadronisation.

2833 La succession des différentes phases peut être ainsi résumé par :

$$pp \xrightarrow[\text{production}]{pQCD} b\bar{b} \xrightarrow[\text{hadronisation}]{non-pQCD} H_b \xrightarrow[\text{Decay}]{} e + X$$

2834 Le processus de désintégration d'un hadron B est supposé ici être semi-leptonique en électron
 2835 afin de se situer dans le cadre de l'analyse qui est présentée au chapitre 6.

2836 Un schéma résumant le chemin suivi par les quarks b de leur production à la création des
 2837 hadrons B , jusqu'à la désintégration en particules de l'état final, est proposé figure 5.2.

2838 La partie perturbative du processus (voir section 5.2.1) peut être obtenue par les calculs
 2839 théoriques, ou bien en utilisant des générateurs d'événements simulés. La partie non perturbative
 2840 (voir section 5.2.2), étant non calculable, peut être estimée à l'aide de modèles d'hadronisation
 2841 dans le cadre de simulations, ou bien en utilisant des modèles phénoménologiques, ou encore par
 2842 extraction des données d'une manière indépendante de tout modèle d'hadronisation.

2843 La frontière entre partie perturbative et non perturbative est un peu arbitraire. En effet elle
 2844 dépend de la façon dont la partie perturbative est obtenue, et en particulier de l'ordre perturbatif
 2845 du développement des calculs théoriques ou du générateur d'événements simulés utilisé.

2846 Le calcul de la section efficace

2847 La section efficace de production de paire de quarks lourds venant d'une collision entre un
 2848 hadron A et un hadron B , avec l'énergie s dans le centre de masse, peut s'écrire :

$$\sigma_{A+B \rightarrow q\bar{q}}(\sqrt{s}, m_q) = \sum_{a,b=g,q,\bar{q}} \int \hat{\sigma}_{a+b \rightarrow q\bar{q}}(\hat{s}, \alpha_s(\mu_R^2), \mu_R^2, \mu_F^2, m_q) \times f_{a/A}(x_a, \mu_F^2) f_{b/B}(x_b, \mu_F^2) dx_a dx_b. \quad (5.1)$$

2849 où :

2850 – x_a et x_b sont les fractions d'énergie emportées respectivement par le parton a du hadron
 2851 A et par le parton b du hadron B ;

2852 – $\hat{s} = sx_a x_b$ est l'énergie au carré dans le centre de masse du système des partons a et b ;

2853 – $\hat{\sigma}_{a+b \rightarrow q\bar{q}}$ est la section efficace du processus dur entre les partons a et b ;

2854 – μ_R et μ_F sont respectivement les échelles de renormalisation ($\mu_R \sim Q$) et factorisation
 2855 ($\mu_F \sim \Lambda_{QCD}$) ;

2856 – $f_{a/A}(x_a, \mu_F^2)$ et $f_{b/B}(x_b, \mu_F^2)$ sont les fonctions de densité partonique (appelés PDFs pour
 2857 *parton density functions*) donnant la probabilité de trouver un parton a (resp. b) avec x_a
 2858 (resp. x_b).

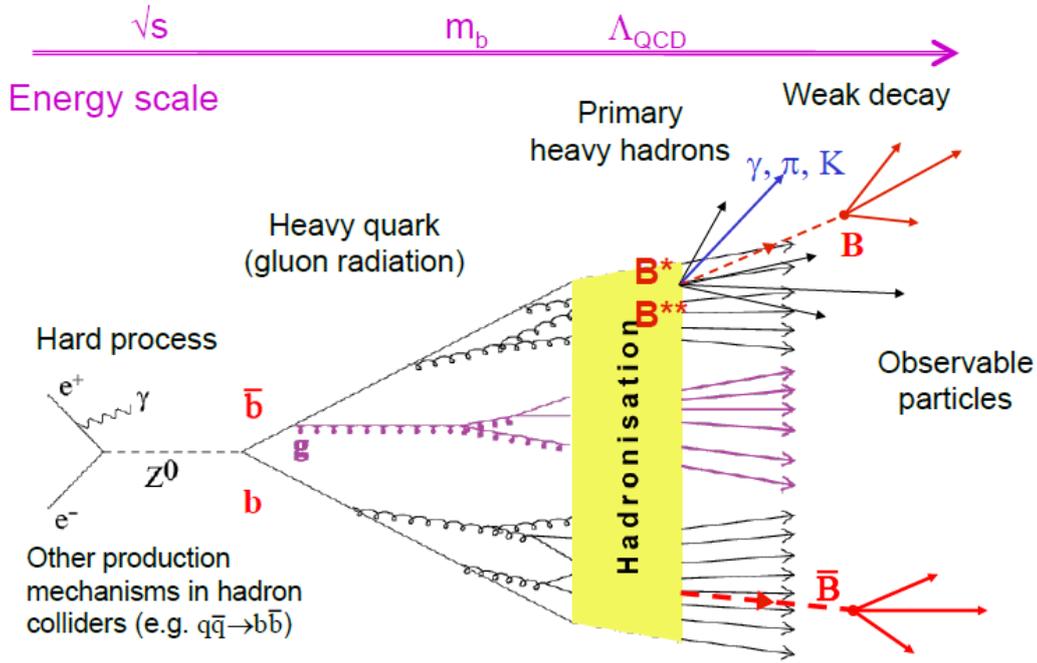


FIGURE 5.2 – Schéma du processus de production de quarks b , de leur hadronisation et de désintégration.

2859 L'échelle de factorisation μ_F détermine la frontière en énergie entre les phénomènes à courte
 2860 distance qui peuvent être déterminés par un calcul perturbatif et les phénomènes à longue
 2861 distance qui représentent la partie non-perturbative du processus (PDFs et hadronisation). Le
 2862 fait que les calculs perturbatifs ne soient menés que jusqu'à un certain ordre, introduit une
 2863 dépendance de la section efficace en fonction du choix des échelles, de factorisation μ_F ou de
 2864 renormalisation μ_R . Généralement, le choix de $\mu \sim \mu_F \sim \mu_R \sim Q$ s'impose car cela permet de
 2865 s'affranchir des termes logarithmiques du type $\ln(Q^2/\mu^2)$ qui autrement pourraient amener à
 2866 des divergences.

2867 Un important résultat en QCD est le *théorème de factorisation* [83] qui permet de séparer
 2868 la partie perturbative (pQCD) de la partie non perturbative (non-pQCD). En se basant sur le
 2869 résultat de ce théorème de factorisation, l'hypothèse est faite que la partie non perturbative ne
 2870 dépend pas de l'état initial, c'est à dire de l'environnement expérimental (collisionneurs e^+e^-
 2871 ou hadroniques).

2872 Dans un collisionneur e^+e^- , l'état initial est très bien défini et l'environnement est très
 2873 propre. Dans le cas des processus $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}$ l'énergie des quarks b , est avec très bonne approxi-
 2874 mation, l'énergie des faisceaux. C'est pour ces raisons que les collisionneurs e^+e^- représentent
 2875 l'environnement idéal pour les études des fonctions de fragmentation des quarks. En effet auprès
 2876 de ces collisionneurs³, les observables d'intérêt, comme par exemple la fraction d'énergie que im-
 2877 porte le hadron B par rapport à l'énergie du quark lors de sa création, peuvent être mesurées très
 2878 précisément. En conséquence, en connaissant la partie perturbative par l'approche calculatoire
 2879 ou de la simulation, il est possible d'extraire la partie non perturbative du processus.

2880 En conséquence de l'hypothèse posée, la partie non perturbative peut être extraite des résul-
 2881 tats expérimentaux obtenus auprès d'un collisionneur e^+e^- et, ensuite, être utilisée pour prédire
 2882 la fonction de fragmentation des quarks produits auprès de collisionneurs hadroniques.

3. Un exemple de collisionneur e^+e^- est le LEP, ancien accélérateur du CERN.

5.2 Prédiction théoriques

Cette section présente l'état de l'art des méthodes possibles pour décrire et prédire théoriquement l'ensemble des phénomènes qui se produisent à partir de la production des quarks b . Grâce au résultat du théorème de factorisation, les méthodes relatives à la prédiction de la composante perturbative et de la composante non perturbative sont traitées séparément. Finalement, une méthode plus récente de prédiction est présentée en conclusion.

5.2.1 Traitement perturbatif

La partie perturbative du processus, déterminée par le domaine d'énergies auxquelles a lieu le processus dur, concerne l'émission de gluons secondaires par interaction forte. Le développement de cette cascade de particules secondaires peut être décrit à l'aide d'un calcul perturbatif ($\alpha_s \ll 1$) des grandeurs concernées. Toutefois, des simulations peuvent être également utilisées pour lesquelles l'émission des gluons secondaires (*cascade partonique*) est estimée en termes de probabilité à partir du calcul perturbatif.

5.2.1.1 Les calculs QCD théoriques

Les observables physiques en QCD peuvent être prédites de façon analytique en utilisant un développement perturbatif de l'observable elle-même, en fonction de la constante de couplage α_s . Même si idéalement ces calculs peuvent être développés à n'importe quel ordre, en pratique les corrections ne sont calculées qu'à un certain ordre n , en fonction de la précision recherchée. L'ordre le plus bas, ou ordre des arbres est couramment appelé *Leading Order* (LO).

Les calculs au deuxième ordre perturbatif (appelé *Next-to-leading order* ou NLO) ont été développés dans le cadre de la production des saveurs lourdes [84, 85, 86, 87]. Ces calculs se basent sur le fait que la masse du quark peut être utilisée comme un *cut-off*, c'est à dire une limite, du développement dans la région de l'infrarouge ($Q^2 \rightarrow 0$), où des singularités dues aux radiations de particules colinéaires apparaissent. De cette manière, la section efficace peut être écrite comme un développement perturbatif en fonction de la constante de couplage α_s évaluée à des valeurs proches à la masse m du quark. Cette approche ne reste toutefois valable que pour les cas où la masse du quark est la seule échelle significative du calcul posé.

L'expression de la section efficace à l'ordre NLO s'écrit alors de façon schématique :

$$\frac{d\sigma}{dp_T^2} = A(m)\alpha_S^2(\mu_R) + B(m)\alpha_S^3(\mu_R) + \mathcal{O}(\alpha_S^4(\mu_R)) \quad (5.2)$$

Dans le cas où l'impulsion transverse du quark est beaucoup plus grande que sa masse, des termes logarithmiques en fonction du rapport entre l'impulsion transverse et la masse (p_T/m) apparaissent. Et cela même si les échelles de renormalisation μ_R et de factorisation μ_F sont bien choisies à la valeurs de la masse du quark ou de son impulsion transverse. Cela est dû au fait que si $p_T \gg m$, il n'est plus possible de définir une seule échelle caractéristique du problème car toutes les impulsions entre m et p_T sont également impliquées dans le calcul.

Les termes logarithmiques sont de la forme $\alpha_S^n (\alpha_S \log(p_T/m))^k$ où k et n sont des entiers naturels et la valeur de n donne l'ordre de développement du calcul perturbatif ($n = 2$ est terme dit *leading-log* (où LL), $n = 3$ est dit *next-to-leading-log* (où NLL), etc ...).

L'expression de la section efficace à l'ordre NLO (équation 5.2) après resommation⁴ des termes logarithmiques à l'ordre NLL prend finalement la forme :

4. La resommation consiste à sommer des termes potentiellement divergents qui apparaissent dans le développement perturbatif d'une quantité physique (par exemple la section efficace) [88].

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dp_T^2} &= \alpha_S^2 \sum_{i=0}^{\infty} a_i (\alpha_s \log(\mu/m))^i + \alpha_S^3(\mu_R) \sum_{i=0}^{\infty} b_i (\alpha_s \log(\mu/m))^i \\ &+ \mathcal{O}(\alpha_S^4 (\alpha_s \log(\mu/m))^i) + \mathcal{O}(\alpha_S^2 \times PST) \end{aligned} \quad (5.3)$$

2922 où a_i et b_i sont les coefficients dépendent de l'énergie dans le centre de masse \sqrt{s} , de l'im-
2923 pulsion transverse p_T et de l'échelle de renormalisation μ , qui ne contiennent pas de termes
2924 logarithmiques divergeants. De plus, la constante de couplage α_s est fonction de l'échelle μ choi-
2925 sie ($\alpha_s = \alpha_s(\mu)$) où $\mu = \mu_R = \mu_F \sim p_T$ et les termes dits PST sont des termes tendant vers
2926 zéro car en fonction du rapport m/p_T .

2927 Les prédictions théoriques à l'ordre NLO et NLO+NLL ont été confrontés entre elles ainsi
2928 qu'à différents résultats expérimentaux. Un résumé historique des résultats expérimentaux ob-
2929 tenus au cours des quinze dernières années est présenté section 5.3.

2930 5.2.1.2 La cascade partonique

2931 La cascade partonique concerne l'émission des quarks ou gluons par les partons incidents
2932 ou créés lors des processus de radiation initiale (de l'anglais *Initial State Radiation* ou *ISR*) ou
2933 de radiation finale (de l'anglais *Final State Radiation* ou *FSR*). Cette cascade est un processus
2934 récursif, qui consiste en la création de partons de moins en moins énergétiques jusqu'à ce que
2935 leur énergie soit de l'ordre du Λ_{QCD} . Une fois atteintes ces énergies, l'approche perturbative
2936 n'est plus valable et le système doit être décrit par les fonctions de densités de partons dans
2937 l'état initial ou par des modèles d'hadronisation dans l'état final (voir section 5.2.2.4).

2938 À des énergies plus élevées les calculs relatifs à un état de n partons se basent sur la possibilité
2939 de décrire de manière dynamique la partition d'une particule mère en deux particules filles. En
2940 effet, les processus de base, intervenant dans la cascade partonique sont : $q \rightarrow qq$, $g \rightarrow gg$ et
2941 $g \rightarrow q\bar{q}$. La cinématique des partitions successives est exprimée en fonction de deux variables :
2942 l'échelle Q^2 à laquelle la désintégration a lieu, et la fraction d'énergie emportée par chacun des
2943 partons : x et $1 - x$. La cascade partonique peut être alors simulée en utilisant la probabilité
2944 de désintégration d'un parton en fonction de son énergie qui va décroître au cours du temps. La
2945 probabilité différentielle $d\mathcal{P}$ pour un parton de se désintégrer en deux particules :

$$d\mathcal{P}_a = \sum_{b,c} \frac{\alpha_S(Q^2)}{2\pi} P_{a \rightarrow b,c}(x) dx dt \quad \text{avec } t = \ln \left(\frac{Q^2}{\Lambda_{\text{QCD}}^2} \right) \quad (5.4)$$

2946 $P_{a \rightarrow b,c}(z)$ sont des fonctions connues sous le nom de *splitting kernels* de Altarelli-Parisi [89].
2947 Cette approche, pour simuler la cascade partonique, est utilisée par de nombreux générateurs
2948 d'événements. Des corrections à cette méthode peuvent être aussi implémentées par des gé-
2949 nérateurs tels que PYTHIA [79] ou HERWIG [90] afin de tenir compte des interférences entre les
2950 processus de base de désintégration de la particule mère, qui autrement seraient négligés.

2951 Une représentation schématique de la cascade partonique est présentée figure 5.3.

2952 5.2.2 Traitement non-perturbatif

2953 Le régime non perturbatif intervient à deux moments dans le cas du calcul sur des collisions
2954 hadroniques : pour définir l'état initial grâce aux PDFs, et lors de la fragmentation. La fraction
2955 d'énergie importée du parton initial et le processus de formation des hadrons à partir des quarks

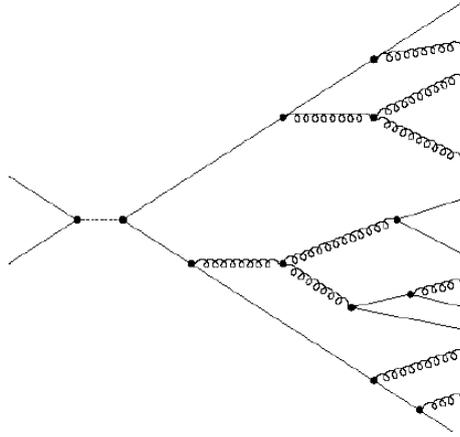


FIGURE 5.3 – Schéma de la cascade partonique.

2956 et des gluons primaires ou secondaires, peuvent être estimés soit à partir de simulations, soit à
 2957 partir des modèles phénoménologiques.

2958 5.2.2.1 Les fonctions de densité des partons (PDFs)

2959 Les fonctions de densité des partons décrivent la structure du hadron initial. Elles peuvent
 2960 être interprétées comme la probabilité qu'un quark possède une certaine fraction de l'impulsion
 2961 totale du hadron initial. Cette probabilité, à cause de l'interaction entre les partons eux-mêmes,
 2962 dépend de l'échelle spatiale et donc de l'énergie à laquelle l'interaction a lieu. De plus, ces fonc-
 2963 tions sont universelles car elles ne dépendent que du nucléon et du parton considérés. Elles sont
 2964 déterminées à partir d'un ensemble de données expérimentales (généralement collectées par des
 2965 expériences de diffusion profondément inélastique) contraignant la densité des partons, pour
 2966 différents domaines cinématiques. La détermination de ces fonctions se base sur une paramé-
 2967 trisation en fonction de la fraction d'énergie prise au nucléon par le parton (x) à une énergie
 2968 donnée Q^2 . De nombreuses paramétrisations des fonctions partoniques existent : les principales
 2969 sont celles déterminées par les groupes de travail CTEQ [91] et MSTW [92]. L'estimation des
 2970 fonctions de densité des partons, peuvent être obtenues en utilisant les équations d'évolution
 2971 DGLAP [93, 94, 95], à toutes les énergies :

$$\mu_F^2 \frac{df_{i/p}(x, \mu_F)}{d\mu_F^2} = \sum_{j=g,u,\bar{u},d,\bar{d},\dots} \int_x^1 \frac{dy}{y} P_{i \rightarrow j} \left(\frac{x}{y}, \alpha_S(\mu_F) \right) f_{j/p}(y, \mu_F) \quad (5.5)$$

2972 où $f_{i/p}$ est la fonction de densité du parton i dans le proton ; x est la fraction d'énergie
 2973 emportée par le parton i ; y est la fraction d'énergie restante sur laquelle est effectuée l'intégrale,
 2974 c'est pourquoi elle varie entre x et 1 ; les $P_{i \rightarrow j}(x, \alpha_s(Q^2))$ sont les fonction *splitting kernels* de
 2975 Altarelli-Parisi, utilisées également lors de la description de la gerbe partonique. La figure 5.4
 2976 montre un exemple de l'évolution des fonctions de densité de partons pour des énergies $Q =$
 2977 2GeV et $Q = 100\text{ GeV}$.

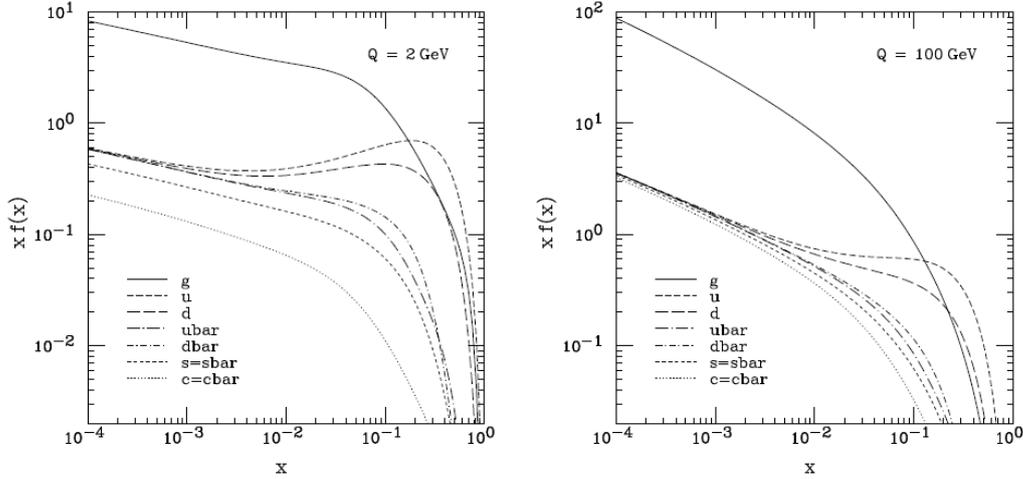


FIGURE 5.4 – Exemple de l'évolution des fonctions de densité de partons pour des énergies $Q = 2$ et 100 GeV en fonction de la fraction d'énergie x emportée par le parton (CTEQ6M [96]).

2978 5.2.2.2 Les modèles phénoménologiques

2979 Il existe plusieurs modèles phénoménologiques qui tentent paramétriser la fraction d'une
 2980 quantité cinématique du hadron H par rapport à la même quantité du quark initial. Certains
 2981 de ces modèles choisissent une paramétrisation en fonction de la variable z définie comme :

$$z = \frac{(E + p_{\parallel})_{hadron}}{(E + p)_{quark}} \quad (5.6)$$

2982 où p_{\parallel} est l'impulsion du hadron parallèle à la direction du quark, et $(E + p)_{quark}$ est la somme
 2983 de l'énergie et de l'impulsion du quark, tout de suite avant la fragmentation, mais en tenant en
 2984 compte des processus d'ISR et de FSR.

2985 A l'aide de cette variable, la fonction de fragmentation peut être écrite en terme de probabilité
 2986 qu'un hadron H soit généré avec une certaine valeur de z par un quark q . Cette densité de
 2987 probabilité est couramment notée $D_q^H(z)$.

2988 Il faut remarquer que la fraction z n'est pas une observable physique et donc ni elle ni
 2989 la densité de probabilité $D_q^H(z)$ ne sont accessibles directement aux mesures expérimentales.
 2990 Toutefois, l'énergie du hadron H peut également être écrite en fonction de la variable x_E qui
 2991 exprime l'énergie du hadron normalisée à l'énergie du quark. Dans le cas de processus $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}$
 2992 l'énergie du quark correspond à l'énergie du faisceau ($\sqrt{s}/2$) :

$$x_E = \frac{E_{hadron}}{E_{quark}} = \frac{2E_{hadron}}{\sqrt{s}} = \frac{E_{hadron}}{E_{beam}} \quad (5.7)$$

2993 Contrairement au cas de la variable z , les effets d'ISR et de FSR ne sont pas pris en compte
 2994 pour la variable x_E .

2995 Il existe plusieurs paramétrisation de la fonction de fragmentation $D_b^H(z)$ que l'on retrouve
 2996 dans les générateurs d'événements simulés, certaines issus de modèles phénoménologiques (Pe-
 2997 terson *et al.* [97], Collins et Spiller [98], Kartvelishvili *et al.* [99]), certains basés sur des modèles
 2998 d'hadronisation issus de modèles de cordes (Lund *et al.* [100, 101] et Bowler [102]). Quelle que
 2999 soit la méthode choisie, les paramètres utilisés peuvent être déterminés grâce à un ajustement
 3000 entre données et prédictions de la dépendance en x_E de la fonction de fragmentation.

5.2.2.3 Extractions à partir des données

La dépendance en x_E de la partie non perturbative des processus peut également être extraite des données indépendamment de tout modèle phénoménologique. La comparaison des prédictions avec les mesures expérimentales se fait en connectant les parties perturbatives (D_{pert}) et non-perturbatives ($D_{non-pert}$) du processus en fonction de x_E , selon la formule :

$$D_{meas}(x_E) = \int_0^1 D_{pert}(z) \times D_{non-pert}\left(\frac{x_E}{z}\right) \frac{dz}{z} \quad (5.8)$$

où $D_{meas}(x_E)$ est extrait par un ajustement de la distribution des données. En utilisant la transformée de Mellin [103] pour chaque terme ci-dessus, l'équation 5.8 peut se récrire comme un simple produit :

$$\tilde{D}(N) = \tilde{D}_{pert}(N) \times \tilde{D}_{non-pert}(N) \quad (5.9)$$

où N est par définition un nombre complexe⁵. De cette manière, la fonction non-perturbative $\tilde{D}_{non-pert}(x_E)$ peut être extraite en appliquant la transformée de Mellin inverse, si $\tilde{D}_{meas}(N)$ et $\tilde{D}_{pert}(N)$ sont connues. L'extraction de la partie non perturbative $D_{non-pert}(x)$ se fait en appliquant la transformée de Mellin inverse :

$$D_{non-pert}(x) = \frac{1}{2\pi i} \oint dN \frac{\tilde{D}_{meas}(N)}{\tilde{D}_{pert}(N)} x^{-N} \quad (5.10)$$

où l'intégration est faite dans le plan complexe. Le contour d'intégration est défini par deux segments linéaires infinis, symétriques par rapport à l'axe x et fermé par un arc de cercle à l'infini [104]. Cette approche permet de se défaire de toute dépendance vis à vis des modèles phénoménologiques.

Les résultats publiés récemment par la collaboration DELPHI relatifs à l'étude de la fonction de fragmentation des quark b utilisent cette méthode [105]. La figure 5.8(a) montre une comparaison de différentes estimations de la fonction de fragmentation venant de cette étude récente. L'extraction réalisée à partir des données est comparée aux résultats obtenus à l'aide de différents modèles phénoménologiques. Pour ces derniers, les paramètres ont été choisis de façon à obtenir la meilleure prédiction possible.

5.2.2.4 L'hadronisation

Le calcul de la phase d'hadronisation par un générateur d'événements simulés est fait à l'aide de modèles phénoménologiques. Des approches différentes existent selon la façon dont les gluons créés pendant la phase perturbative du processus d'hadronisation sont traités dans la suite. Les différences sont en fonction de la façon dont les partons interagissent pendant la création des hadrons (s'ils interagissent), ou encore du nombre de type de hadrons créés, ainsi que de la valeur de l'impulsion. Les deux modèles les plus communément utilisés par les générateurs d'événements simulés sont l'*hadronisation par amas* implémentée dans HERWIG et l'*hadronisation à l'aide du modèle de cordes* implémentée dans PYTHIA. Ces deux différents types d'hadronisation sont présentés ci dessous et un schéma descriptif est montré figure 5.5.

5. Bien que N soit défini dans le plan complexe, s'il s'agit d'un entier supérieur à 2, alors $\tilde{D}(N)$ correspond au N -ième moment de la distribution initiale en fonction de x_E . Cette propriété de la transformée de Mellin est exploitée par exemple par la méthode FONLL (voir section 5.2.3).

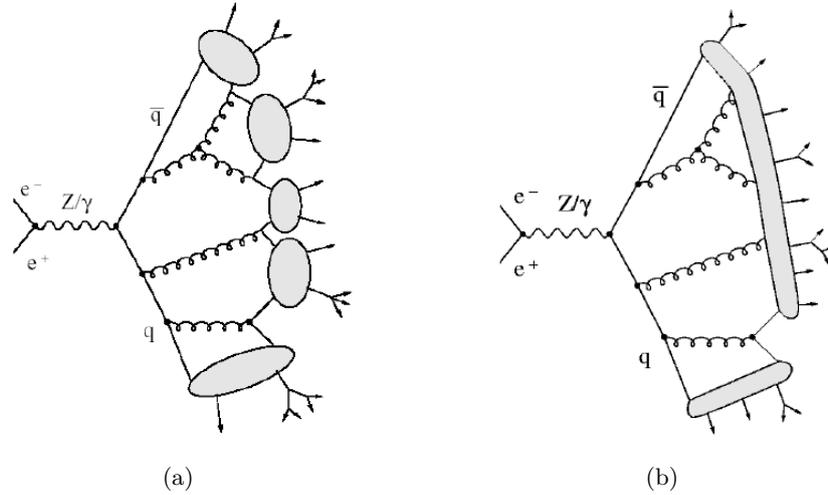


FIGURE 5.5 – Exemple d’hadronisation : (a) par amas, (b) par corde.

3033
3034
3035
3036
3037
3038
3039
3040
3041
3042

- **Hadronisation par amas :** Cette modélisation se base sur une des propriétés du pré-confinement [106] de la QCD perturbative. Les différentes étapes sont schématisées figure 5.6. Les particules formant un singlet de couleur restent proches dans l’espace de phase, ainsi les gluons sortant de la phase de cascade partonique sont regroupés en paires quark-antiquark (voir figures 5.6(a) et (b)). La recombinaison des paires quark-antiquark connectés par la couleur engendre la formation d’amas qui, à leur tour, vont former de nouveaux singlets de couleur (voir figure 5.6(c)). Les amas ainsi formés se désintègrent ensuite selon l’espace de phase disponible, la densité des états et la dégénérescence des spins des hadrons.

Ce modèle d’hadronisation est par exemple utilisé par le générateur HERWIG [90].

3043
3044
3045

- **Hadronisation à l’aide de cordes :** Ce modèle se base sur l’idée que les quarks sont reliés entre eux par des lignes de force dues à l’interaction forte. Ces lignes de force sont assimilées à des cordes dont le diamètre est typiquement d’environ 1 fm et qui sont

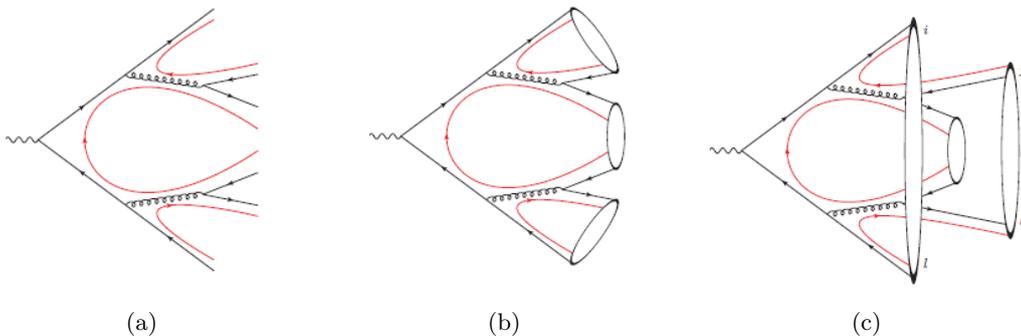


FIGURE 5.6 – Schémas de l’évolution de l’hadronisation par amas : production de paires des quarks (a), combinaison des paires selon la couleur (b), recombinaison des paires selon la couleur et création des amas (c).

3046
3047
3048

soumises à une tension de l'ordre $k \approx 1\text{GeV}/fm$. Puisque les quarks générés par la cascade partonique ont tendance à s'éloigner les uns des autres, la corde se tend et l'énergie de la corde augmente telle que :

$$E(d) \propto kd \tag{5.11}$$

3049
3050
3051
3052
3053
3054
3055

où d est la longueur de la corde, c'est à dire la distance entre le quark et l'antiquark qui sont situés aux extrémités de celle-ci. Si une paire $q\bar{q}$ ayant la même couleur que les quarks aux extrémités de la corde est générée par les fluctuations du vide et pour l'énergie de la corde $E(d)$, la corde se brise en deux parties. Ce processus se répète ainsi jusqu'à ce que la longueur des segments de la corde initiale ne soit plus suffisante pour transformer une paire $q\bar{q}$ virtuelle en paire réelle.

La probabilité que la corde initiale se brise est estimée par la loi de l'aire de Wilson [107] :

$$\frac{d\mathcal{P}}{dA} = P_0 e^{-P_0 A} \tag{5.12}$$

3056
3057
3058
3059
3060
3061
3062
3063
3064
3065
3066

où P_0 est la probabilité qu'une paire $q\bar{q}$ soit créée le long de la corde par unité de temps et de longueur⁶ et où A est l'aire dans l'espace-temps délimitée par le cône de lumière ayant pour début la création précédente de paire $q\bar{q}$ jusqu'au moment de la création d'une nouvelle paire. Cette loi exprime la suppression exponentielle de la probabilité pour une longue corde d'évoluer longtemps sans se briser. En effet la probabilité que la corde se brise est proportionnelle à la probabilité que la corde ne se soit pas brisée dans l'arrière de son cône de lumière. Une représentation schématique de l'hadronisation à l'aide de cordes est présentée figure 5.7.

Les quarks créés par la rupture des cordes se combinent avec les quarks déjà existants pour former des hadrons.

Ce modèle d'hadronisation est, par exemple, utilisé par le générateur PYTHIA [79].

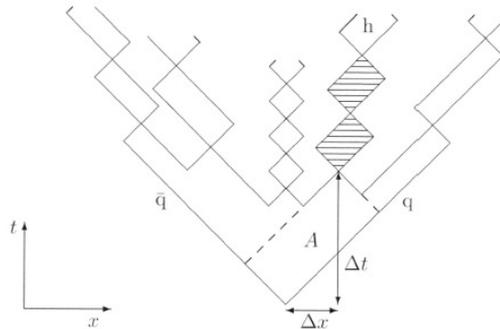


FIGURE 5.7 – Hadronisation à l'aide de modèles de cordes : schéma de l'évolution spatio-temporelle d'une corde lors de sa séparation en différents hadrons.

6. La probabilité P_0 est supposé constante le long de la corde, puisque la corde est supposé être homogène.

5.2.3 La méthode FONLL

La méthode FONLL est une méthode, développée à la fin des années 1990, qui a amené d'importantes améliorations aux prédictions théoriques relatives aux mesures de section efficace de production de quarks lourds. Une courte revue des résultats concernant cette mesure obtenus par différentes expériences, au cours des quinze dernières années est présentée section 5.3. On y verra que lors des premières mesures réalisées par les expériences auprès du TeVatron un excès du rapport *données/théorie* fut observé. La méthode FONLL et les améliorations qu'elle apporta aux prédictions théoriques avec d'autres développements (PDFs, fonctions de fragmentation), permirent de réduire cet excès jusqu'à atteindre la compatibilité entre les prédictions théoriques et les données.

La méthode FONLL consiste en l'estimation de la composante perturbative par un calcul fixé à l'ordre NLO (**Fixed Order**) avec resommation des termes logarithmiques à l'ordre *next-to-leading log* (**NLL**). Cela permet d'inclure dans la partie perturbative certains effets, ayant une contribution positive à la section efficace, qui sont négligés par simple le développement à l'ordre NLO.

Toutefois la méthode FONLL n'a pas amélioré uniquement l'estimation de la partie perturbative. Elle a également apporté des améliorations remarquables à la méthode d'estimation de la fonction de fragmentation à partir des données.

L'approche adoptée par la méthode FONLL pour l'extraction de la partie non perturbative du processus QCD, comme la méthode présentée section 5.2.2.3, exploite les propriétés offertes par les transformées de Mellin. En particulier, le fait que pour N entier et supérieur à deux, la transformée coïncide avec le N -ième moment de la fonction (voir equation 5.13) joue un rôle central pour la méthode.

$$\tilde{D}(N) = \int_0^{\text{inf}} dx x^{N-1} D(x) \quad (5.13)$$

La méthode d'estimation de la partie non-perturbative du processus de production des quarks lourds proposée par l'approche FONLL utilise le fait que, la connaissance de la totalité du spectre de la fonction de fragmentation n'est pas indispensable. Seule l'estimation des moments est nécessaire pour estimer la section efficace totale.

En effet, pour les sections efficaces ayant une décroissance rapide en fonction de l'impulsion transverse, le comportement de la section efficace partonique ($\frac{d\sigma}{d\hat{p}_T}$) en fonction de cette grandeur peut être approximée par une loi de puissance :

$$\frac{d\sigma}{d\hat{p}_T} \sim \frac{1}{\hat{p}_T^N} \quad (5.14)$$

où généralement $N \sim 4$ ou 5 . L'application de la transformée de Mellin permet de simplifier le produit de convolution entre la partie perturbative et la partie non-perturbative par un simple produit :

$$\frac{d\sigma}{dp_T} \sim \int \frac{dz}{z} \left(\frac{z}{\hat{p}_T}\right)^N f(z) = f_N \frac{d\sigma}{d\hat{p}_T} \quad (5.15)$$

où $f(z)$ est la fonction de fragmentation en fonction de la variable z définie auparavant et f_N le N -ième moment de cette fonction de fragmentation. La section efficace hadronique peut être ainsi estimée par la pondération de la section efficace partonique par la valeur de l' N -ième moment de la fonction de fragmentation.

L'estimation de la valeur du N -ième moment se fait en utilisant une forme fonctionnelle à un seul paramètre dont la valeur est ajustée à la valeur du N -ième moment obtenu des données, pour un certain N choisi. La valeur de N est normalement comprise entre 3 et 5, valeur correspondant au domaine en impulsion transverse, p_T , couramment étudié [108].

La figure 5.8(b) montre les moments calculés pour l'observable $x_E = E_B/\sqrt{s}$, dans le cadre des désintégration des mésons B via interaction faible publiés par la collaboration ALEPH. Les quatre courbes comparées aux données sont obtenues en utilisant la même estimation NLL de la partie perturbative. La figure montre, par exemple, que la prédiction utilisant le modèle phénoménologique de Peterson ($\epsilon = 0.006$, ligne pointillé) sous estime même les moments aux ordres les plus bas. La ligne en trait plein montre l'ajustement à l'ordre $N = 2$ de la forme fonctionnelle utilisée par la méthode FONLL.

Pour que l'ensemble des étapes de la méthode FONLL soit cohérent et donne des prédictions valables, il faut imposer la contrainte que l'ensemble des paramètres et échelles du problème utilisés lors du développement perturbatif, soient exactement les mêmes que ceux utilisés lors de l'extraction de la fonction de fragmentation à partir des données.

5.2.3.1 Incertitudes systématiques sur la méthode FONLL

Le chapitre 6 de cette thèse présente la mesure expérimentale de la section efficace de production des quarks lourds (quarks b et c) à partir de leur désintégration semi-leptonique en électrons effectuée par la collaboration ATLAS. La comparaison de cette mesure avec différentes prédictions théoriques et en particulier avec celles obtenues à l'aide de la méthode FONLL, y est présentée. Pour bien appréhender les différences éventuelles entre résultats expérimentaux et prédictions théoriques il importe de comprendre les sources d'erreur principales de ces prédictions. C'est pourquoi une étude des incertitudes systématiques liées à cette méthode est proposée dans cette section.

Les incertitudes systématiques dominantes sur la méthode FONLL sont les suivantes [109] :

- **échelles caractéristiques** : l'incertitude dominante est due aux échelles de renormalisation μ_R et de factorisation μ_F et elle est estimée à 35% pour des valeurs d'impulsion transverse, p_T , supérieures à 7 GeV comme le montre la figure 5.9(a). La valeur centrale présentée sur la figure 5.9(a) est choisie à $\mu = \sqrt{p_T^2 + m_Q^2}$; l'incertitude est alors estimée en changeant indépendamment μ_R et μ_F dans l'intervalle $0.5 < \mu_{R,F}/\mu < 2.0$, tout en gardant la contrainte sur les deux échelles telle que $0.5 < \mu_R/\mu_F < 2.0$;
- **masses des quarks** : les valeurs des masses des quarks b et c sont fixées à $m_b = 4.75 \pm 0.25$ GeV et $m_c = 1.5 \pm 0.2$ GeV. L'incertitude systématique décroît aux hautes valeurs d'énergie : elle est estimée à 7% pour $p_T = 7$ GeV et à 3% pour $p_T = 25$ GeV (voir figure 5.9(a));
- **fonction de densité des partons** : pour estimer la valeur centrale de la prédiction théorique, les PDFs utilisées sont celles déterminées par le groupe de travail CTEQ6.6, où la valeur de α_s est fixée à 0.118. L'incertitude systématique est estimée avec des prédictions obtenues en utilisant trois différents lots de PDFs à l'ordre NLO : CTEQ6.6 [110], MSTW2008 [111] and HERAPDF1.0 [112]. L'incertitude associée est estimée à 6% (voir figure 5.9(b));
- **constante de couplage α_s** : l'incertitude relative à la valeur de la constante de couplage α_s est estimée en utilisant les lots de fonctions de densités de partons de CTEQ6.6AS [113]

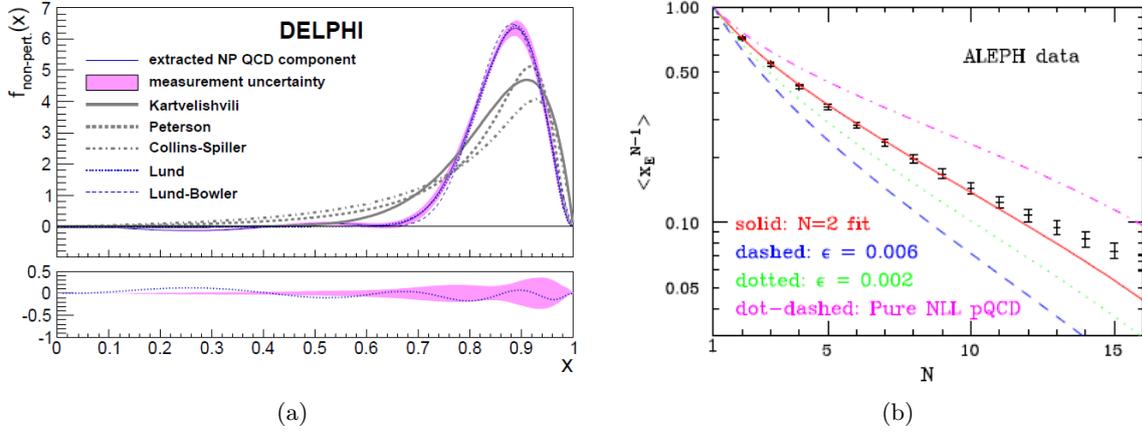


FIGURE 5.8 – (a) : comparaison de différentes estimations de la fonction de fragmentation. L'extraction faite à partir des données (trait continu) est comparée aux résultats obtenus à l'aide de modèles phénoménologiques dont les paramètres ont été choisis de façon à obtenir la meilleure prédiction possible [105]. Le graphe du bas montre la différence entre l'estimation obtenue par l'extraction à partir des données et celle obtenue à l'aide du modèle de Lund. (b) : Moments calculés pour l'observable $x_E = E_B/\sqrt{s}$, dans le cadre des désintégrations des mésons B via interaction faible publiés par la collaboration ALEPH. Les moments calculés pour la distribution mesurée sont comparés au résultat du calcul perturbatif à l'ordre NLL, combiné avec trois différentes fonctions de fragmentation $f(z)$ [108]. La ligne solide représente la prédiction obtenue avec la méthode FONLL à l'ordre $N = 2$.

3146 dans lequel la valeur de α_s varie entre 0.116 et 1.120. L'incertitude ainsi estimée est de 1%
 3147 et donc considérée comme négligeable comparativement aux autres incertitudes estimées
 3148 précédemment ;

- 3149 • **fonction de fragmentation** : la valeur centrale de la prédiction théorique est estimée
 3150 en ajustant le paramètre de la forme fonctionnelle (equation 5.15) utilisée pour décrire la
 3151 fonction de fragmentation, de sorte que le moment d'ordre 5 de la forme soit compatible
 3152 avec la valeur extraite des données. L'incertitude due à la fonction de fragmentation est
 3153 alors estimée en faisant varier l'ordre du moment choisi pour l'ajustement. Les variations
 3154 observées sont typiquement de l'ordre de quelque pour cent et elles atteignent au maximum
 3155 5% (pour $N = 2$) [114].

3156 L'incertitude totale est calculée en sommant quadratiquement les différentes contributions
 3157 précédemment présentées. Elle est estimée à 20% avec une valeur plus importante (jusqu'à 30%)
 3158 pour les basses valeurs d'impulsion transverse comme cela est montré sur la figure 5.9(a).

3159 5.3 Panorama des résultats récents de la section efficace de pro- 3160 duction $\sigma_{b\bar{b}}$: du TeVatron au LHC

3161 Les premières mesures de la section efficace de production des quarks b ont été effectuées
 3162 par l'expérience UA1 auprès du $S\bar{p}pS$, ancien collisionneur hadronique du CERN, dont l'énergie
 3163 dans le centre de masse était de $\sqrt{s} = 630 \text{ GeV}$ [115, 116]. La mesure expérimentale et les
 3164 prédictions théoriques étaient en accord bien qu'à l'époque, le calcul théorique n'était connu
 3165 qu'avec une précision de l'ordre de 40% [117, 118, 119]. Suite à ces résultats encourageants, les

5.3. PANORAMA DES RÉSULTATS RÉCENTS DE LA SECTION EFFICACE DE PRODUCTION $\sigma_{B\bar{B}}$: DU TEVATRON AU LHC

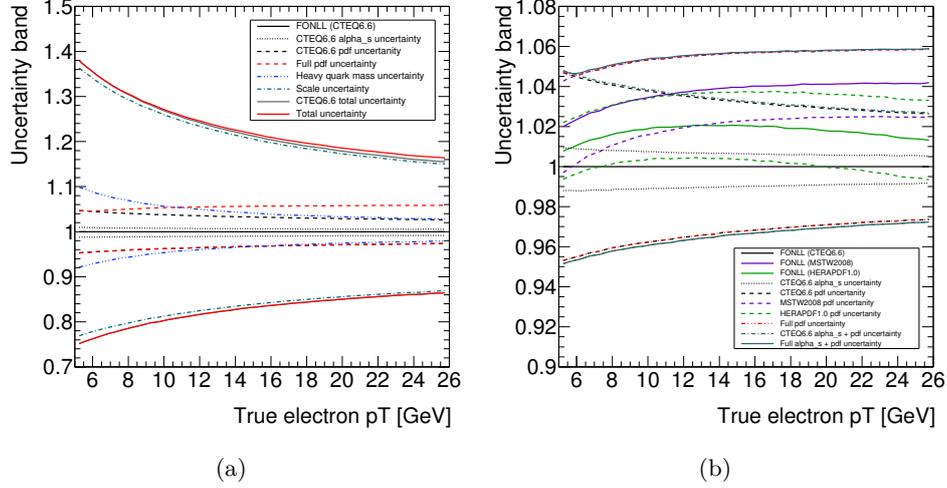


FIGURE 5.9 – (a) Incertitudes systématiques sur les prédictions théoriques de la méthode FONLL pour le calcul de la section efficace du processus inclusif de production de quarks lourds tels que $b/c \rightarrow B/D \rightarrow e$. Le domaine en pseudorapidité considéré est $|\eta| < 2$, où la région $1.37 < |\eta| < 1.52$ est exclue. Les incertitudes dues aux échelles de renormalisation μ_R et de factorisation μ_F , aux masses des quarks, aux PDFs et à la valeur de α_s sont reportées par rapport à la prédiction centrale. L’incertitude totale est représentée par l’enveloppe globale. (b) Cas particuliers des incertitudes dues aux PDFs et à la valeur de α_s estimées en utilisant les résultats des groupes de travail CTEQ6.6, MSTW2008 et HERAPDF1.0.

3166 expériences du collisionneur TeVatron, situé à proximité de Chicago, publièrent de nouveaux
 3167 résultats relatifs aux mesures inclusives, suivis des premières mesures exclusives [120].

3168 Dans les sections suivantes ces résultats sont présentées, ainsi que les premiers résultats
 3169 publiés par les différentes expériences auprès du LHC.

3170 5.3.1 Résultats auprès du TeVatron

3171 La première mesure inclusive de la section efficace de production de quark b à $\sqrt{s} = 1.8$ TeV,
 3172 fut publié par CDF et montra un excès d’un facteur 5.5 dans l’estimation des données par rapport
 3173 à la valeur centrale des prédictions théoriques [121]. Les raisons possibles de ce désaccord furent
 3174 recherchées du côté des prédictions théoriques, en particulier vers les effets possibles introduits
 3175 par le domaine en $x \sim m_b/\sqrt{s}$ très différemment exploré par les deux expériences UA1 et CDF.

3176 Les améliorations obtenues aussi bien du côté des prédictions théoriques, que du côté des
 3177 analyses expérimentales, amenèrent à réduire l’excès entre les données et la valeur centrale des
 3178 prédictions théoriques observé pour la valeur centrale à un facteur de 1.9. Cet excès est visible
 3179 sur la figure 5.10 où les résultats relatifs aux mesures exclusives $B^0 \rightarrow \Psi K^*$ et $B^\pm \rightarrow \Psi K^\pm$,
 3180 publiées par CDF sont montrées [122]. La figure montre la mesure expérimentale comparée aux
 3181 prédictions théoriques calculées à l’ordre NLO, utilisant les PDFs du groupe de travail MRST
 3182 et le modèle phénoménologique d’hadronisation de Peterson.

3183 La mesure de section efficace de production de quark b se désintégrant en muon à grande
 3184 pseudorapidité effectuée par la collaboration D0 [123] confirma l’existence de l’excès vu par CDF,
 3185 toujours en comparant la mesure expérimentale aux prédictions à l’ordre NLO (voir figure 5.11).

3186 Le développement de la méthode de prédiction FONLL (voir section 5.2.3), vers la fin des
 3187 années 1990, et une amélioration du traitement de la fragmentation, permirent d’améliorer les

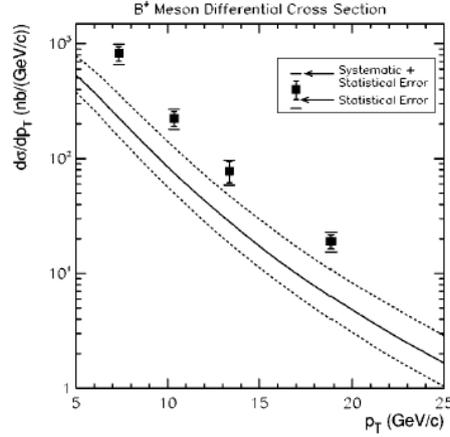


FIGURE 5.10 – Section efficace exclusive des désintégrations $B^0 \rightarrow \Psi K^*$ et $B^\pm \rightarrow \Psi K^\pm$ mesurée par l'expérience CDF (run I). La mesure expérimentale est comparée aux prédictions théoriques à l'ordre NLO utilisant les PDFs du groupe de travail MRST et le modèle phénoménologique d'hadronisation de Peterson [122]. Un excès d'un facteur 1.9 entre les données et la valeur centrale des prédictions théoriques est visible.

3188 prédictions théoriques jusqu'à atteindre la compatibilité entre données et théorie pour les me-
 3189 sures faite lors du run I du TeVatron [108, 124]. La figure 5.12 montre les nouvelles prédictions
 3190 théoriques, estimées avec la méthode FONLL, comparées aux résultats expérimentaux précé-
 3191 demment présentés (sur les figures 5.10 et 5.11). Ces résultats montraient encore un excès de la
 3192 mesure d'un facteur 1.5 voir 2 par rapport à la valeur centrale de la prédiction théorique, mais
 3193 la compatibilité des mesures expérimentales avec la limite supérieure des incertitudes systéma-
 3194 tiques de la méthode FONLL était assurée.

3195 Des résultats plus récents de l'analyse publiés par la collaboration CDF et incluant aussi une
 3196 partie des données du run II, pour lequel le TeVatron a une énergie dans le centre de masse de
 3197 $\sqrt{s} = 1.9$ TeV, sont montrés figure 5.13. Ces résultats montrent la mesure de la section efficace
 3198 de production de quarks b se désintégrant en J/Ψ comparée aux prédictions théoriques FONLL,
 3199 ou celles obtenues en utilisant le générateur MC@NLO⁷.

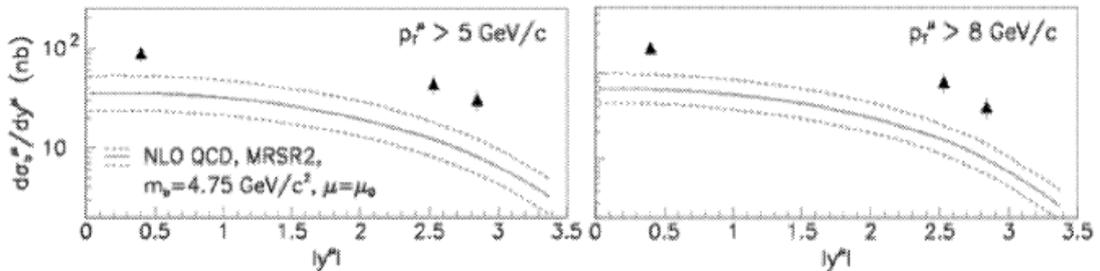


FIGURE 5.11 – Mesure de section efficace de production de quarks b se désintégrant en muon pour de grandes pseudorapidités ($2.4 < |y_\mu| < 3.2$) publiée par la collaboration D0. La mesure expérimentale est comparée aux prédictions théoriques à l'ordre NLO [123].

7. MC@NLO est un générateur d'événements simulés où la section efficace est calculée en considérant les éléments de matrice à l'ordre NLO et où le processus de hadronisation est simulé par HERWIG.

5.3. PANORAMA DES RÉSULTATS RÉCENTS DE LA SECTION EFFICACE DE PRODUCTION $\sigma_{B\bar{B}}$: DU TEVATRON AU LHC

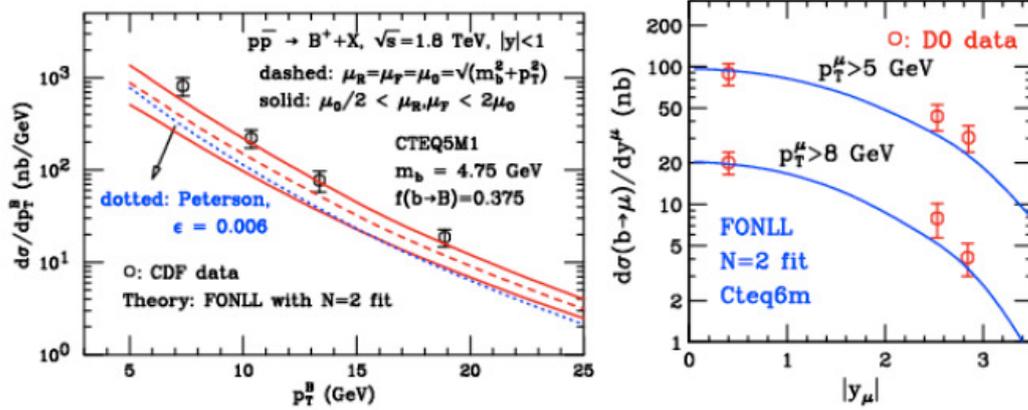


FIGURE 5.12 – Résultats expérimentaux des figures 5.10 et 5.11 comparés cette fois au calcul théorique réalisé en suivant la méthode FONLL. On note la compatibilité entre mesures et prédictions théoriques.

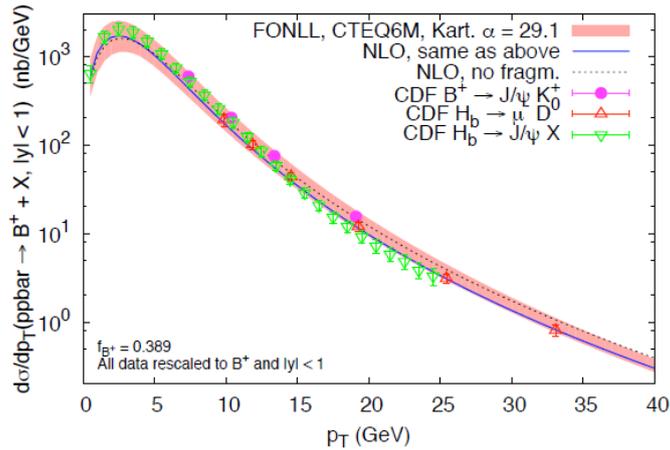


FIGURE 5.13 – Mesure inclusive de la section efficace $B \rightarrow J/\Psi + X$ réalisée par la collaboration CDF (run II). La mesure expérimentale est comparée aux prédictions théoriques obtenues avec la méthode FONLL et avec le générateur MC@NLO. La bande plus foncée correspond à l'incertitude systématique associée à FONLL.

5.3.2 Résultats auprès du LHC

Les premiers résultats des expériences du LHC récemment publiés montrent, en général, un bon accord entre les mesures expérimentales et les prédictions théoriques. Cette section présente quelques uns des résultats obtenus par les collaborations CMS, LHCb et ALICE concernant la mesure inclusive ou exclusive de la section efficace de production de quarks b .

Les prédictions théoriques auxquelles seront comparées la mesure inclusive de la section efficace de production de quarks lourds se désintégrant en électrons auprès d’ATLAS, présentée au chapitre 6, sont discutées en détails section 5.4.

Resultats auprès de CMS

Un premier résultat de la collaboration CMS a été publié en juillet 2010 et porte sur la mesure de la section efficace inclusive de production de quarks b à partir de leur désintégration semi-leptonique en muon : $\sigma(pp \rightarrow b + X \rightarrow \mu + X')$ [125]. Il utilise un lot de données de 8.1 nb^{-1} collecté pendant les premiers mois de fonctionnement du LHC. Les mesures de sections efficaces totales et différentielle sont comparées aux prédictions théoriques obtenues par les générateurs d’événements PYTHIA et MC@NLO. La figure 5.14 montre les sections efficaces différentielles en fonction de l’impulsion transverse du muon p_T^μ (avec $p_T^\mu > 6 \text{ GeV}$) et en fonction de la pseudorapidité η (avec $|\eta| < 2.1$). Les prédictions obtenues à l’aide de PYTHIA montrent un accord raisonnable entre données et théorie, alors que les prédictions MC@NLO ont tendance à sous-estimer la section efficace en fonction de l’impulsion transverse. De plus, celle-ci ne reproduisent pas correctement l’allure des données en fonction de la pseudorapidité.

Une deuxième mesure publiée par la collaboration CMS concerne la section efficace de production directe et indirecte de J/Ψ avec une luminosité de 314 nb^{-1} [126]. La section efficace de production indirecte de J/Ψ venant de la désintégration des hadrons B est montrée figure 5.15 pour trois régions différentes de pseudorapidité. Les mesures sont comparées cette fois aux prédictions théoriques FONLL, et à celles venant des générateurs d’événements PYTHIA et CASCADE⁸. Un bon accord entre théorie et données est vérifié dans les trois régions en pseudorapidité montrées.

Une publication récente de la collaboration CMS propose la mesure de la section efficace exclusive de production des hadrons $B^\pm \rightarrow J/\Psi + K^\pm \rightarrow \mu^+ \mu^- K^\pm$ [128]. Les prédictions théoriques relatives à cette mesure sont obtenues à l’aide des générateurs d’événements PYTHIA et MC@NLO (voir figure 5.16). La mesure et les prédictions sont compatibles étant donné l’incertitude associée à la valeur centrale prédite par MC@NLO.

Resultats auprès de LHCb et ALICE

Au sein de la collaboration LHCb, la mesure de la section efficace de production de quarks b est faite en sélectionnant les processus pour lesquels où le hadron B se désintègre en un méson D^0 et un muon [129]. La figure 5.17(a) montre ces résultats. La mesure est compatible avec les prédictions théoriques FONLL aux incertitudes près, alors que les prédictions théoriques de MCFM⁹ [130, 131] montrent une surestimation presque systématique de la valeur de la section efficace.

8. CASCADE est un générateur d’événements complet de processus hadroniques ep , γp , $p\bar{p}$ et pp [127].

9. Générateur d’événements simulés permettant d’obtenir une prédiction pour toute variable à l’abri des divergences infrarouge *infrared safe variables*.

5.3. PANORAMA DES RÉSULTATS RÉCENTS DE LA SECTION EFFICACE DE PRODUCTION $\sigma_{B\bar{B}}$: DU TEVATRON AU LHC

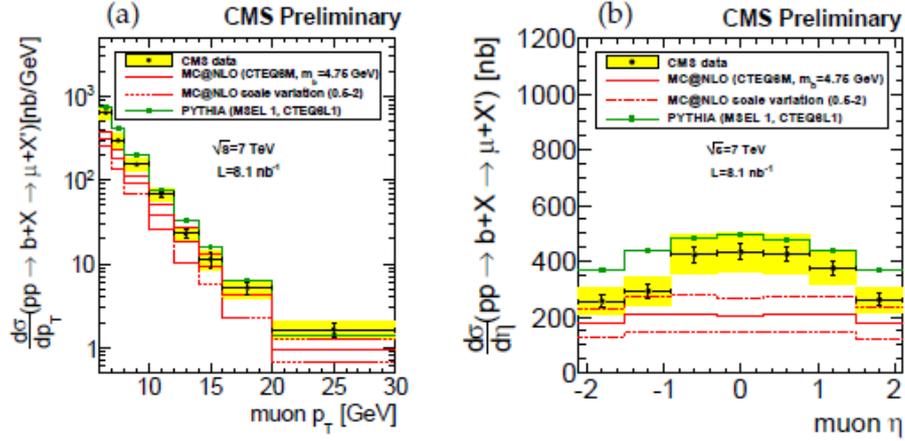


FIGURE 5.14 – Mesure inclusive de la section efficace $pp \rightarrow b + X \rightarrow \mu + X'$ publiée par la collaboration CMS en fonction du p_T (a) et de la pseudorapidité η des muons. La mesure expérimentale est comparée aux prédictions théoriques obtenues avec les générateurs PYTHIA (courbe verte) et MC@NLO (courbe pointillée rouge). La bande jaune représente les erreurs statistiques et systématiques relatives à la mesure expérimentale (points) [125].

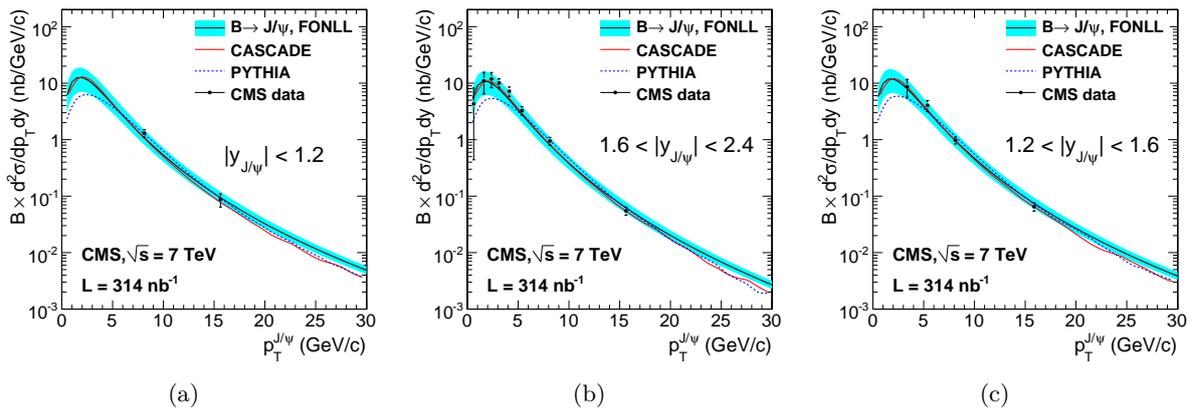


FIGURE 5.15 – Mesure de la section efficace de production indirecte de J/Ψ produits par désintégration de hadrons B , en fonction de p_T , publié par la collaboration CMS [126]. Les mesures expérimentales sont montrées séparément pour les trois régions de pseudorapidité : (a) $|\eta| < 1.2$, (b) $1.2 < |\eta| < 1.6$ et (c) $1.6 < |\eta| < 2.4$. Les prédictions théoriques FONLL, CASCADE, et PYTHIA sont aussi montrées sur les trois figures.

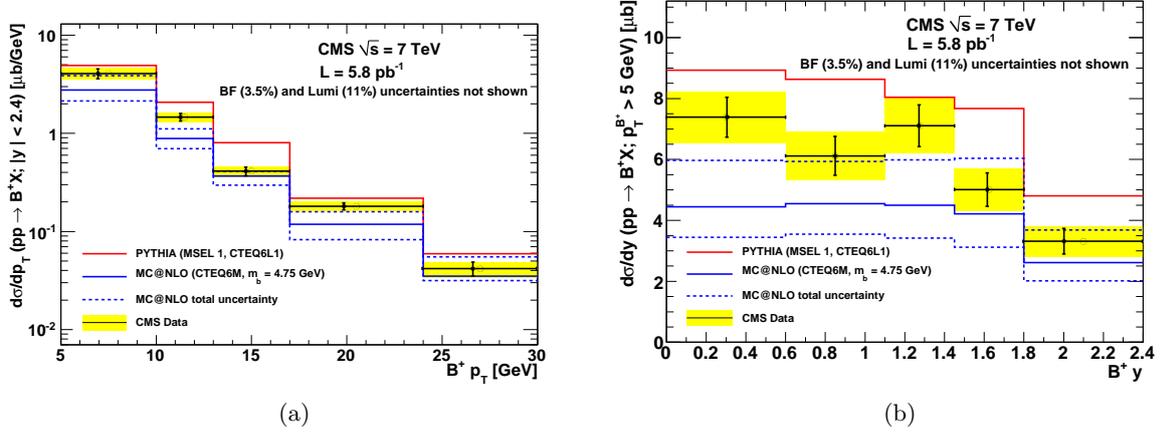


FIGURE 5.16 – Mesure de la section efficace différentielle de production dans le mode exclusif $B^\pm \rightarrow J/\Psi + K^\pm \rightarrow \mu^+ \mu^- K^\pm$, publié par la collaboration CMS [128]. Les figures (a) et (b) montrent respectivement la mesure en fonction de l'impulsion transverse p_T et de la rapidité y du hadron B . La comparaison avec les prédictions théoriques est aussi montrée : MC@NLO (courbe bleue avec, en pointillé, l'incertitude associée) et PYTHIA (courbe rouge). Les points entourés des bandes jaunes représentent les points de mesure avec leurs incertitudes statistiques et systématiques.

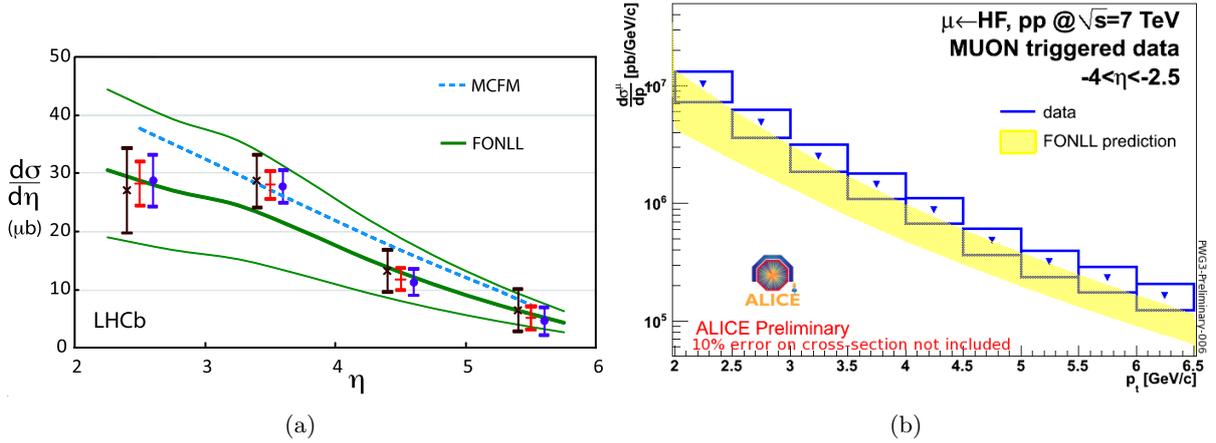


FIGURE 5.17 – (a) LHCb : Mesure exclusive de la section efficace $pp \rightarrow b\bar{b} + X$ où un des hadrons B se désintègre en un méson D^0 et un muon, en fonction de la pseudorapidité η du hadron. La mesure expérimentale (points) est comparée aux prédictions théoriques MCFM (courbe pointillée) et FONLL (courbe verte). Les courbes vertes fines montrent l'incertitude associée à la prédiction de FONLL [129]. (b) ALICE : Mesure de la section efficace de production de quarks lourds en fonction de l'impulsion transverse du muon. La mesure expérimentale est montrée en bleu ; la bande jaune représente les prédictions théoriques FONLL [132].

3239 La collaboration ALICE a aussi publié la mesure de la section efficace de production de
 3240 quarks lourds à partir de la désintégration semi-leptonique en muons [132]. La figure 5.17(b)
 3241 montre que la mesure est en bon accord avec les prédictions théoriques FONLL.

3242 5.3.2.1 Conclusions

3243 Le panorama des résultats, sur les quinze dernières années, montre les améliorations appor-
 3244 tées aux analyses expérimentales, à travers l'évolution des erreurs associés aux points de mesure,
 3245 et la meilleure maîtrise des prédictions théoriques à l'ordre NLO. Après les premières mesures
 3246 de sections efficaces inclusives et exclusives, publiées par les collaborations CDF et D0, qui mon-
 3247 traient un excès du rapport *données/théorie*, les progrès obtenus dans l'estimation des PDFs,
 3248 le contrôle des effets dus aux processus impliquant des petites valeurs de x , où $x = m_b/\sqrt{s}$, les
 3249 progrès de la méthode FONLL, ainsi que du côté expérimental, une meilleure maîtrise des pro-
 3250 priétés des quarks lourds permettant de réduire les erreurs des différentes analyses, ont amené
 3251 à la compatibilité des résultats expérimentaux et théoriques. Les premiers résultats obtenus
 3252 au LHC confirment les résultats obtenus par le TeVatron et montrent également les bonnes
 3253 performances des deux générateurs d'événements simulés MC@NLO et POWEGH.

3254 Les mesures de section efficace de production de quarks b auprès du LHC, où les quarks sont
 3255 produits à des énergies plus élevées qu'au TeVatron, représentent les premières vérifications des
 3256 prédictions théoriques à hautes impulsions transverses, où l'effet de la resommation des termes
 3257 logarithmiques apportée par la méthode FONLL devient visible.

3258 5.4 Prédictions théoriques dans le cadre de l'analyse ATLAS

3259 Les prédictions théoriques pour la section efficace inclusive de production de quarks lourds
 3260 à partir de leur désintégration semileptonique en électrons, dans un domaine de valeurs des
 3261 impulsions transverses du lepton, p_T^Q , entre 7 et 26 GeV, et pour une pseudorapidité inférieure
 3262 à 2, sont estimées en utilisant différentes approches permettant une comparaison.

3263 Pour ce qui concerne l'approche *calculatoire*, deux méthodes sont utilisées : la méthode
 3264 FONLL et des prédictions à l'ordre NLO utilisant la même fonction de fragmentation extraite
 3265 des données du LEP que la méthode FONLL.

3266 Les prédictions venant de la simulation sont réalisées en utilisant un générateur NLO : POWHEG
 3267 auquel on associe au choix PYTHIA ou HERWIG. Les caractéristiques de ces deux derniers outils
 3268 ont déjà été brièvement décrites (voir section 5.2.1 et 5.2.2).

3269 La comparaison des prédictions FONLL, et NLO avec celles obtenues en utilisant des généra-
 3270 teurs d'événements simulés est montrée figure 5.18. Les prédictions FONLL et NLO se trouvent
 3271 être en bon accord dans le domaine d'impulsion transverse du lepton, étudié dans l'analyse, à
 3272 savoir $7 < E_T < 26$ GeV (voir section 6.3.1). Les prédictions venant de la simulation montrent
 3273 des résultats divers : les prédictions obtenues par le couple POWHEG+PYTHIA se montrent en bon
 3274 accord avec les prédictions FONLL, alors que les prédictions de POWHEG+JIMMY+HERWIG¹⁰ sous-
 3275 estiment la valeur de la section efficace. Les prédictions obtenues avec PYTHIA sous estiment
 3276 la valeur de la section efficace d'un facteur deux. De plus, la forme du spectre en impulsion
 3277 transverse p_T montre une décroissance plus rapide que celle estimée par les autres prédictions.

3278 Les écarts observés entre les différentes prédictions sont à rechercher dans les différentes
 3279 approches pour accéder à la cascade partonique, au processus d'hadronisation, aux modèles de
 3280 désintégration des hadrons B et D , ou au choix des paramètres des différents générateurs d'évé-
 3281 nements fait par la collaboration ATLAS. Des études, dont le but est de comprendre l'origine de

10. JIMMY est un générateur d'événements de diffusion multiple de partons qui doit être utilisé avec HERWIG.

3282 ces différences et d'évaluer les incertitudes systématiques associées ont été développées au sein
 3283 de la collaboration [109].

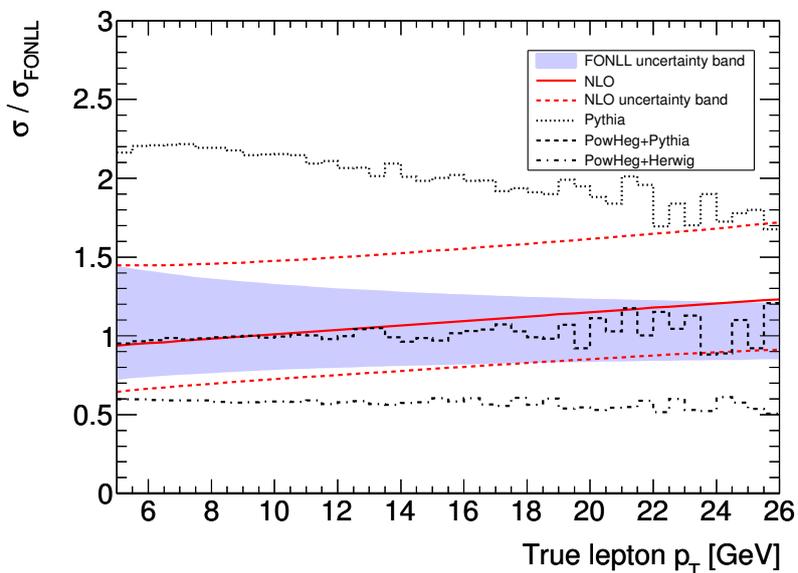


FIGURE 5.18 – Prédictions théoriques pour la section efficace différentielle des leptons venant de la désintégration des quarks lourds, dans l'acceptance considérée pour l'analyse ATLAS présenté chapitre 6 ($|\eta| < 2$, à l'exclusion de la région $1.37 < |\eta| < 1.52$). Les prédictions NLO et venant de différents générateurs d'événements simulés sont normalisées aux prédictions FONLL : ligne pointillée fine pour PYTHIA, ligne pointillée pour POWHEG+PYTHIA, ligne mixte pour POWHEG+JIMMY+HERWIG, bande bleue claire pour FONLL, et ligne rouge pour le calcul NLO, dont les incertitudes sont représentées en pointillé rouge.

Chapitre 6

Mesure de la section efficace de production des électrons venant de la désintégration des quarks lourds

L'analyse du spectre inclusif des électrons a été une des premières analyses réalisable avec les données collectées en 2010. Les électrons de basse impulsion transverse représentent, en période de démarrage, la source la plus abondante d'électrons. Dans un premier temps, l'étude approfondie du spectre de ces particules permet ainsi d'acquérir une bonne connaissance des performances du détecteur ; chronologiquement, c'est cette première étape vers la mesure de la section efficace de production des électrons venant de la désintégration des quarks lourds (quarks b et c) qui a été développée pour pouvoir être présentée à la conférence ICHEP 2010 et qui est présentée dans une première partie de ce chapitre.

La mesure elle même, présentée en détails ensuite, peut être comparée aux prédictions théoriques, aujourd'hui encore affectées par des grosses incertitudes, tout en offrant un véritable test de compréhension du détecteur à partir des données acquises pendant la première année de prise de données. Elle est en cour de revue par la collaboration avant sa publication.

6.1 Mesure expérimentale d'une section efficace

Pour tout processus physique la mesure de la section efficace de production σ est donnée par la formule :

$$\sigma = \frac{N^{signal}}{\epsilon \cdot \mathcal{L}} \quad (6.1)$$

où :

- N^{signal} est le nombre d'événements du signal après soustraction du bruit de fond. L'estimation de la composante du signal, de la sélection des événements à la soustraction du bruit de fond, est présentée à la section 6.3 ;
- ϵ est un terme générique d'efficacité comprenant l'acceptance¹, et les efficacités de déclenchement, de reconstruction et d'identification des particules du signal. La section 6.5 décrit les méthodes utilisées pour la détermination de chaque terme intervenant dans ϵ ;

1. C'est l'efficacité des critères cinématiques et géométriques appliqués aux données.

3310 – \mathcal{L} est la luminosité intégrée relative aux données utilisées pour l’analyse. La section 2.7.1
3311 est dédiée à la description de ce terme, de l’estimation de la luminosité intégrée faite par
3312 la collaboration ATLAS, à l’erreur associée.

3313 6.2 Les lots de données réelles et simulées

3314 Cette section présente les échantillons de données et la simulation utilisés pour l’analyse.

3315 6.2.1 Les données

3316 Les données utilisées pour l’analyse présentée dans ce chapitre ont été collectées en 2010 avec
3317 une énergie dans le centre de masse de 7 TeV.

3318 Pendant cette première année de fonctionnement du LHC, la luminosité instantanée délivrée
3319 par la machine a augmenté au cours du temps (voir section 2.7.1) et les données ont été enregis-
3320 trées par ATLAS avec des conditions de déclenchement différentes. Afin de garder une efficacité
3321 de déclenchement constante, une contrainte de plus en plus élevée sur la valeur minimale de
3322 l’énergie transverse de l’amas de l’électron (E_T cluster) a été imposée. En générale pour toute
3323 période utilisée (appelées A,B,C,D et E, d’après la nomenclature officielle ATLAS qui tient
3324 compte des paramètres de l’accélérateur et des conditions du système de déclenchement), on
3325 considère les événements sélectionnés par le niveau 1 (L1) du système de déclenchement d’AT-
3326 LAS, non pré-scalé c’est-à-dire en gardant l’ensemble des événements qui satisfont les conditions
3327 de déclenchement et sans demander de conditions de déclenchement de *haut niveau* (HLT)².
3328 Les chaînes de déclenchement demandées par l’analyse sont du type $L1_EMx$: un événement
3329 est enregistré par la chaîne L1 si une énergie de plus de x GeV est reconstruite dans une tour
3330 de déclenchement du calorimètre électromagnétique. La table 6.1 résume les données utilisées
3331 pour l’analyse, avec le nom de la chaîne de déclenchement et le seuil en énergie demandé. La
3332 table donne aussi la luminosité intégrée correspondant à chaque période et la fraction sur le
3333 total correspondant.

3334 En plus de la contrainte sur le déclenchement, des contraintes dues au statut du détecteur
3335 lors de la prise des données ont aussi été appliquées : seuls les événements qui ont été enregistrés
3336 par le détecteur de traces et les calorimètres (EMCAL et HADCAL) sous conditions optimales,
3337 et en présence du champ magnétique du solénoïde à la valeur nominale ont été pris en compte³.

3338 6.2.2 La simulation

3339 Pour le développement de l’ensemble de l’analyse, plusieurs échantillons simulés ont été
3340 utilisés, afin de reproduire au mieux l’échantillon des données avec une statistique abondante.
3341 Les échantillons utilisés sont donnés table 6.2.

3342 La simulation de la contribution du signal, à savoir des électrons venants de la désintégration
3343 semi-leptonique de hadrons lourds, est faite en utilisant des échantillons $b\bar{b}$ et $c\bar{c}$. La dénomination
3344 de ces échantillons (*i.e.* $bbe3X$ ou $cce3X$) indique qu’un filtre, agissant sur l’impulsion transverse
3345 de l’électron, a été appliqué lors de la génération des événements.

2. Le système de déclenchement est décrit section 2.6

3. Les événements qui satisfont ces contraintes supplémentaires ont été sélectionnées à l’aide des outils officiels d’ATLAS, appelés *Good Run Lists (GRL)* fournis par le groupe de performance *Egamma* [133].

6.3. L'ESTIMATION DE LA COMPOSANTE DU SIGNAL

Chaîne de déclenchement	Période	Seuil en énergie transverse de l'amas [GeV]	Luminosité intégrée (nb^{-1})
L1_EM2	ABC	7	14.1 ± 0.4 (1%)
L1_EM5	D	10	111.6 ± 3.5 (9%)
L1_EM10	D	14	176.4 ± 5.6 (14%)
L1_EM14	E	18	975.0 ± 31.2 (76%)
Total			1277 ± 41

TABLE 6.1 – Détails du lot de données utilisé pour l'analyse : sur chaque ligne figurent la période, le menu de niveau 1 du système de déclenchement, le seuil en énergie de l'amas électromagnétique et la luminosité intégrée correspondante. Pour la période D, deux menus ont été utilisés, afin de collecter toute la statistique disponible relative au niveau 1 non pre-scalé.

3346 Toute autre contribution que le signal vient des échantillons de biais minimum filtrés (*filtered*
3347 *minbias*) et des échantillons appelés *JF17*. Ces échantillons contiennent tout événement simulé
3348 ayant au moins un objet au delà d'un certain seuil en énergie⁴.

3349 Les échantillons $W \rightarrow e\nu$, $Z \rightarrow ee$, J/Ψ et Drell-Yan, ont aussi été utilisés pour estimer la
3350 contribution des électrons isolés au spectre inclusif. Ils sont utilisés dans les résultats présentés
3351 sections 6.5.3 et 6.6.

3352 L'ensemble de ces échantillons a été généré avec la configuration ATLAS MC09 [134] et ont
3353 été reconstruits après avoir passé la simulation détaillée du détecteur ATLAS faite à l'aide du
3354 logiciel GEANT4[135]. En général, sauf si mentionné explicitement, la simulation utilisée dans
3355 l'analyse ne tiens pas compte des effets d'empilement d'événements (*pile-up*).

3356 6.3 L'estimation de la composante du signal

3357 Dans cette analyse les événements de signal sont les événements ayant un électron venant de
3358 la désintégration semi-leptonique de hadrons lourds (hadrons beaux et charmés). La sélection
3359 de ces événements, présentée dans la section 6.3.1, est réalisée à l'aide de critères étudiés pour
3360 optimiser l'efficacité de reconstruction des électrons non-isolées.

3361 Cette sélection ne permet pourtant pas de s'affranchir du bruit de fond, c'est-à-dire des
3362 événements qui présentent les mêmes caractéristiques que le signal. La classification des électrons
3363 (signal ou bruit de fond) satisfaisant les critères de sélection est présentée section 6.3.2.

3364 6.3.1 La sélection des événements

3365 Avant toute sélection portant sur la cinématique des électrons du signal, un premier critère
3366 sur la typologie des événements est appliqué ; le vertex primaire reconstruit doit avoir au moins
3367 trois traces associées. Ce critère permet de sélectionner les événements issus des collisions.

3368 Deux séries de critères sont ensuite appliquées, l'une après l'autre, à tout objet électroma-
3369 gnétique reconstruit : des critères dits de *présélection* et des critères dits d'*identification* qui sont
3370 brièvement résumés table 6.3.

4. Pour l'échantillon *filtered minbias* un filtre sélectionne les événements pour lesquels au moins un objet d'énergie supérieure à 7 GeV est produit. Pour l'échantillon *JF17* le filtre sélectionne les événements ayant au moins un objet jet d'énergie supérieure à 17 GeV.

Nom échantillon	Dataset	Nb. événement	σ (pb)	Spécifiques
Pythia [79] 40M filtered minbias	105805	40M	2083	Energie vrai totale $E_T > 6$ GeV pour $\eta \times \phi = 0.12 \times 0.12$
PythiaB [136] bbe3X	105724	4.0M	17.2	Au moins un électrons avec $pr > 3$ GeV
PythiaB cce3X	105723	4.0M	19.8	Au moins un électrons avec $pr > 3$ GeV
PythiaB bbe7X	105722	4.0M	1.79	Au moins un électrons avec $pr > 7$ GeV
PythiaB cce7X	105721	4.0M	0.96	Au moins un électrons avec $pr > 7$ GeV
Pythia JF17	105802	40M	97.6	Energie vrai totale $E_T > 17$ GeV pour $\eta \times \phi = 0.12 \times 0.12$
PowHeg [137]+ Pythia bbe5X	108331	300k	2.02	Au moins un électrons avec $pr > 5$ GeV
PowHeg+Pythia cce5X	108333	300k	1.60	Au moins un électrons avec $pr > 5$ GeV
PowHeg+Jimmy/Herwig [138, 90] bbe5X	108330	295k	1.26	Au moins un électrons avec $pr > 5$ GeV
PowHeg+Jimmy/Herwig cce5X	108332	303k	1.45	Au moins un électrons avec $pr > 5$ GeV
Pythia W \rightarrow ev	106043	7.0M	0.00893	non filtré
Pythia Z \rightarrow ee	106046	5.0M	0.000856	non filtré
Pythia J/ Ψ \rightarrow ee	105730	5.5M	39.16	Au moins un électrons avec $pr > 3$ GeV
Pythia Drell-Yan \rightarrow ee	105148	1.0M	0.00236	$1 < M_{ee} < 60$ GeV, deux électrons avec $pr > 3$ GeV
Pythia Drell-Yan \rightarrow ee	108322	500k	0.00221	$8 < M_{ee} < 15$ GeV, un électron avec $pr > 3$ GeV
Pythia Drell-Yan \rightarrow ee	108320	800k	0.00125	$15 < M_{ee} < 60$ GeV

TABLE 6.2 – Liste des données simulées utilisées pour l'analyse. Les dénominations comme bbe3X ou cce3X indiquent les échantillons de signal où les électrons sont issus de la désintégration semi-leptonique des hadrons lourds (b ou c) où un filtre à 3 GeV a été appliqué à l'impulsion transverse de l'électron. Les échantillons PythiaB bbe3X et cce3X prennent en compte aussi les effets d'empiement et de distorsion du matériel (utilisés section 6.6).

3371 **Les critères de *présélection* :**

- 3372 • Tout candidat électron ayant une énergie transverse supérieure à 7 GeV doit avoir été
3373 détecté à l'intérieur de l'acceptance géométrique du TRT ($|\eta| < 2.0$). Ce sous-détecteur
3374 offre un très grand pouvoir discriminatoire entre pions et électrons (voir section 6.4.1).
- 3375 • Des critères de rejet d'événement, dus à la géométrie et au statut de fonctionnement du
3376 détecteur, sont appliqués :
- 3377 – tout candidat reconstruit appartenant à la région de transition entre les deux cryostats
3378 ($1.37 < |\eta| < 1.52$) est exclu, étant donné la faible efficacité de reconstruction qui affecte
3379 cette zone du détecteur ;
- 3380 – tout candidat électron dont le barycentre de l'amas des cellules est proche d'une région
3381 du calorimètre électromagnétique ayant des cellules mal fonctionnant ou mortes (*dead*
3382 *OTX*) est rejeté [41, 139]. Ce critère tient compte des conditions de fonctionnement du
3383 calorimètre électromagnétique, car la qualité de la reconstruction dépend de l'état de
3384 ce détecteur pour chacune de ses cellules. Il s'agit ici de tenir compte des cellules qui
3385 n'ont pas été lues suite à un problème d'électronique, ou des cellules alimentées par une
3386 valeur de la haute tension qui n'est pas la valeur nominale.
- 3387 • Les électrons présélectionnés doivent être caractérisés par une bonne qualité de recons-
3388 truction de la trace : chaque trace doit avoir au moins dix coups dans le TRT et au moins
3389 quatre dans le détecteur à silicium. De plus, tout objet reconstruit ayant une trace passant
3390 à travers un module mort du *B – layer* est rejeté [140].
- 3391 • Un dernier critère de *présélection* est relatif à la fraction d'énergie déposée dans le premier
3392 compartiment du calorimètre (appelé f_1). Cette sélection permet de rejeter une fraction
3393 non négligeable des hadrons imitant un électron.

3394 **Les critères d'*identification* :**

3395 Afin de mettre en évidence les électrons venant de la désintégration des quarks lourds,
3396 d'autres contraintes sont appliquées aux électrons satisfaisant les critères de *présélection*.

3397 Cette série de critères reprend ceux de la sélection **Medium** officielle décrite auparavant (voir
3398 table 4.1). Plusieurs modifications ont été apportées aux critères officiels pour tenir compte
3399 des caractéristique du signal de cette analyse, c'est-à-dire des électrons non isolés et de basse
3400 impulsion transverse, ainsi que de la période du démarrage de l'expérience⁵.

3401 Les critères d'*identification* comprennent aussi des contraintes sur l'énergie déposée dans
3402 le premier compartiment du calorimètre, sur la qualité de reconstruction de la trace et sur la
3403 qualité de l'ajustement entre la trace et l'amas de cellules du calorimètre EM.

5. Les critères officiels **Medium** sont optimisés pour la sélection des électrons isolés (venant essentiellement des J/Ψ à bas p_T , ou des bosons W/Z , ou des quarks *top*), qui ne représentent pas l'objectif de cette analyse.

3404 Les électrons qui satisfont les critères de *présélection* sont appelés dans la suite *électrons de*
3405 *présélection*. De même, ceux qui passent aussi les critères d'*identification* sont appelés *électrons*
3406 *identifiés*.

3407 6.3.2 La classification des électrons sélectionnés

3408 Pour chaque période de prise de données considérée dans l'analyse, le nombre d'électrons
3409 satisfaisant les critères de *présélection* et d'*identification* est présenté en fonction de l'énergie
3410 transverse E_T table 6.4. Les spectres en fonction de E_T et η des candidats électrons ainsi
3411 sélectionnés sont présentés figure 6.1. Comme les électrons venant de la désintégration des quarks
3412 lourds sont dominant à basse énergie transverse, par la suite l'analyse sera restreinte sur la région
3413 en E_T entre 7 et 26 GeV pour ne pas souffrir d'une contamination supplémentaire.

3414 La composition du lot d'électrons sélectionnés peut être étudiée à l'aide de la simulation.
3415 Pour des électrons d'énergie transverse inférieure à 26 GeV, il est possible de distinguer trois
3416 populations : les électrons de signal, venant de la désintégration des hadrons lourds ($Q \rightarrow e$),
3417 les électrons venant des processus secondaires comme les conversions et les processus Dalitz⁶
3418 ($\gamma \rightarrow e$) et les hadrons mal identifiés ($h \rightarrow e$). Cette classification est faite en accord avec l'outil
3419 officiel d'ATLAS *Egamma* [80], dont les caractéristiques principales sont brièvement décrites
3420 section 4.2.4.1. Les populations autres que le signal représentent les deux types de bruit de fond
3421 de l'analyse. Respectivement, les $\gamma \rightarrow e$ représentent le bruit de fond physique pour lequel les
3422 événements ont les mêmes caractéristiques cinématiques que les événements du signal ; les $h \rightarrow e$
3423 représentent le bruit de fond dit "QCD", pour lequel, pendant la reconstruction des événements,
3424 un jet est reconstruit à tort en un électron.

3425 Pour les deux niveaux de sélection (*présélection* et *identification*), les hadrons mal identifiés
3426 sont dominants : ils représentent 70% des électrons sélectionnés. Comme les électrons venant
3427 des processus secondaires représentent 20% des électrons sélectionnés, la contribution du signal,
3428 même après l'application des critères d'*identification*, reste la plus petite contribution au spectre.
3429 La table 6.5 montre les pourcentages estimés des contributions de chacune des trois populations,
3430 pour les deux niveaux de sélection. La contribution du signal, passe de 2% à 10% lors du passage
3431 de la *présélection* à l'*identification*.

3432 La figure 6.1 montre les différentes contributions au lot d'électrons sélectionné. Dans la
3433 région d'intérêt ($7 < E_T < 26$ GeV) la proportion des électrons venant de la désintégration des
3434 bosons W/Z et des processus Drell-Yan, c'est-à-dire des électrons isolés, est faible. Ces deux
3435 contributions seront quand même prises en compte lors de la mesure de la section efficace. Cela
3436 est montré section 6.6.

3437 6.4 La soustraction du bruit de fond

3438 La table 6.5 montre que la sélection est insuffisante pour obtenir un lot assez pur d'électrons
3439 de signal. Même après l'application des critères d'*identification*, la population dominante reste
3440 celle des hadrons mal identifiés. Il a été montré que la contribution attendue pour les événements
3441 du signal n'est que de 10%. Pour avoir accès au nombre d'événements du signal, la mise en place
3442 d'une méthode plus sophistiquée que la simple application de critères de sélection, s'avère ainsi
3443 nécessaire.

3444 Deux méthodes ont été appliquée au lot des données 2010. Elles s'intitulent *méthode de la*
3445 *matrice* et *méthode des tuiles* présentées respectivement aux sections 6.4.2 et 6.4.3.

6. Les processus Dalitz comportent la désintégration d'un pion neutre selon : $\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$. Le rapport d'embranchement de ce processus est d'environ 1.2% [1].

6.4. LA SOUSTRACTION DU BRUIT DE FOND

Type	Description	Nom
Acceptance		
coupures fiducielles	$ \eta < 2.0$ ($1.37 < \eta < 1.52$ exclu)	-
Coupures de présélection		
coupures fiducielles	Rejet des amas proches des régions problématiques du calorimètre EM	-
Coupures sur la trace	Au moins 10 coups dans le TRT et 4 coups dans les silicium Rejet des traces passant à travers un module mort du B -layer	- -
compartiment avant de l'EMCAL	Fraction d'énergie brute reconstruite dans le premier compartiment (> 0.1)	f_1
Coupures d'identification		
compartiment avant de l'EMCAL	Largeur totale latérale de la gerbe (20 bandes) Différence entre le deux plus grands dépôts d'énergie dans ce compartiment divisée par leur somme	w_{stot} E_{ratio}
compartiment du milieu de l'EMCAL	Largeur latérale de la gerbe	w_2
Qualité de la trace	Nombre de coups dans le détecteur à pixel (au moins un) Nombre des coups dans les pixels et le SCT (au moins sept) Paramètre d'impact transverse (< 1 mm)	- - d_0
Ajustement de la trace	$\Delta\eta$ entre l'amas et la trace (< 0.01)	$\Delta\eta_1$

TABLE 6.3 – Définition des variables utilisées pour les coupures de présélection et identification des candidats électrons. La valeur exacte de la coupure est donnée uniquement pour les sélections qui ont une valeur fixe, c'est-à-dire indépendante de E_T et $|\eta|$ de l'électron.

Période (chaîne L1)	Candidats sélectionnés	Nombre de candidats sélectionnés en fonction de E_T (GeV)								
		7-8	8-10	10-12	12-14	14-16	16-18	18-20	20-22	22-26
ABC (EM2)	66 991	25387	24205	8102	3946	2014	1126	713	407	444
D (EM5)	135 722	-	-	62904	30798	16116	8727	5506	3025	3637
D (EM10)	64 398	-	-	-	-	24047	13539	8530	4819	5636
E (EM14)	142 079	-	-	-	-	-	-	42904	25315	30766
Total	409 190	25387	24205	71006	34744	42177	23392	57653	33566	40483
$\int L dt$ (nb $^{-1}$)		14.1	14.1	125.7	125.7	302.1	302.1	1277	1277	1277

TABLE 6.4 – Nombre d'électrons sélectionnés pour chacune des quatre périodes de prise de données. Le tableau donne aussi le nombre total d'électrons et la luminosité intégrée totale et en fonction de E_T .

	électrons de présélection	électrons d'identification
Hadrons mal identifiés (%)	75.6 ± 0.1	69.6 ± 0.4
Électrons secondaires (conversions) (%)	22.4 ± 0.2	20.3 ± 0.6
Électrons de signal (%)	2.0 ± 0.7	10.1 ± 0.7

TABLE 6.5 – Pourcentage des différentes origines des candidats électrons avec $7 < E_T < 26$ GeV dans les échantillons simulés après la présélection et l'identification. Dans ce domaine d'énergie, la composante du signal est généralement dominée par les électrons issus de la désintégration semi-leptonique des hadrons lourds. On considère que les électrons venant de bosons W/Z ne contribue à la composante du signal que pour une faible fraction. Les erreurs citées dans le tableau sont purement statistiques.

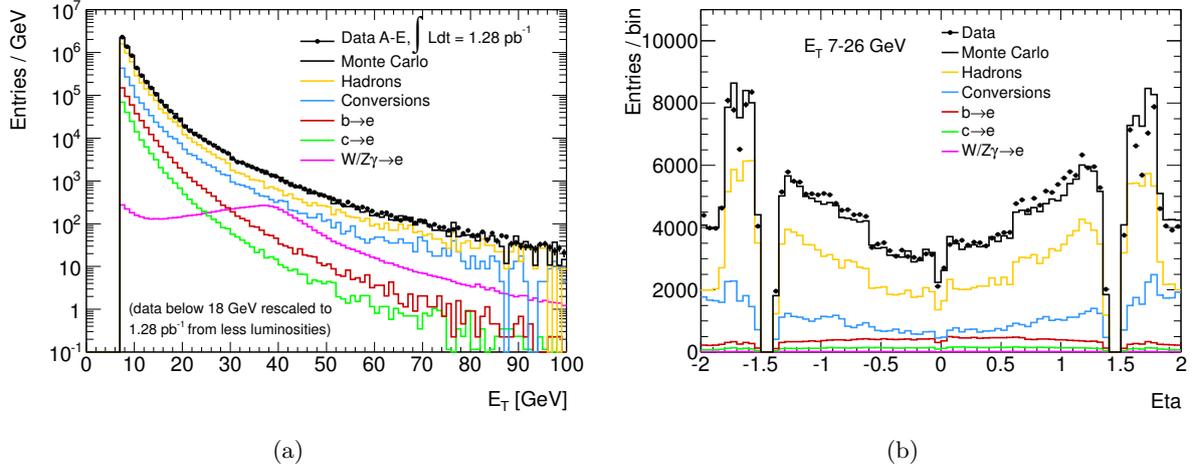


FIGURE 6.1 – Distributions en fonction de l'énergie transverse de l'amas E_T (a) et de la pseudorapidité η (b) des électrons sélectionnés par l'application des critères d'identification. Pour la distribution en pseudorapidité une limite supérieure à 26 GeV en E_T est imposée.

3446 Ces méthodes sont toutes les deux basées sur le même principe : utiliser le pouvoir discrimi-
 3447 natoire de certains sous-détecteurs d'ATLAS : le B – layer, le TRT et le premier compartiment
 3448 du calorimètre électromagnétique. Les informations venant de ces sous-détecteurs permettent la
 3449 construction de variables discriminantes qui sont nécessaires à l'extraction des trois composantes
 3450 du spectre inclusif des électrons : signal ($Q \rightarrow e$), hadrons mal identifiés ($h \rightarrow e$) et conversions
 3451 ($\gamma \rightarrow e$). Pour ces deux méthodes, il suffit de choisir deux variables : l'une permettant la sé-
 3452 paration entre les hadrons mal identifiés et les deux autres contributions, l'autre permettant la
 3453 discrimination entre les électrons du signal et les conversions.

3454 6.4.1 Les variables discriminantes

3455 Les distributions des variables discriminantes intéressantes pour l'analyse sont montrées fi-
 3456 gure 6.2. Pour chaque variable, la distribution des électrons *présélectionnés* et *identifiés* est
 3457 comparée à la simulation. Les différentes sources d'électrons attendues sont aussi montrées afin
 3458 d'illustrer le pouvoir discriminatoire de ces variables.

3459 Discrimination des hadrons mal identifiés :

3460 En exploitant les performances des différents sous-détecteurs d'ATLAS on peut repérer au
 3461 moins trois variables qui permettent la séparation de ce bruit de fond des deux autres contribu-
 3462 tions.

- 3463 • TR_{frac} : Le TRT permet l'étude des radiations de transition. Les pions et les kaons,
 3464 au contraire des électrons, sont généralement caractérisés par des radiations faiblement
 3465 énergétiques. Cette particularité peut être exploitée en regardant pour chaque trace consi-
 3466 dérée, la distribution du rapport entre le nombre de coups dans le TRT qui passent le plus
 3467 haut seuil (*high-threshold*) et le nombre total de coups. Cette variable ainsi construite est
 3468 appelée dans la suite TR_{frac} .

3469 La figure 6.2(a) montre que le bruit de fond hadronique est caractérisé par des faibles
 3470 valeurs de TR_{frac} (inférieure à 10%), alors que les électrons ($\gamma \rightarrow e$ et $Q \rightarrow e$) montrent
 3471 des rapports plus élevés.

3472 • f_1 : Les formes des gerbes électromagnétiques des hadrons et des électrons sont géné-
 3473 ralement différentes. En particulier, dans le domaine des énergies considérées, les gerbes
 3474 des électrons ont tendance à déposer environ 30 et 40% de leur énergie dans le premier
 3475 compartiment du calorimètre. Au contraire, comme montré par les figures 6.2(d) et 6.3,
 3476 les hadrons tels que les pions et les kaons ne déposent qu'une très faible fraction de leur
 3477 énergie (environ 10%). C'est pour ce pouvoir de réjection des hadrons sans endomma-
 3478 ger la composante du signal que cette variable peut être considérée comme une variable
 3479 discriminante.

3480 • E/p : Le rapport entre l'énergie mesurée dans le *EMCAL* et l'impulsion de la trace (appelé
 3481 dans la suite E/p) est aussi une variable qui permet la discrimination du bruit de fond
 3482 hadronique des autres contributions. Dans le domaine d'énergies considéré, les hadrons mal
 3483 identifiés satisfaisant les critères d'*identification* vont déposer presque toute leur énergie
 3484 dans le *EMCAL*. La valeur attendue pour l'observable E/p est alors proche de 1.
 3485 La figure 6.2(c) montre l'allure pour cette observable de chacune des contributions : le pic
 3486 de la distribution des hadrons se situe à des valeurs inférieures à l'unité (~ 0.6). Cela est
 3487 principalement dû à la nature non compensatrice du calorimètre. Les électrons montrent
 3488 par contre un pic autour de 1 et une longue queue. Ces valeurs élevées de E/p sont dues
 3489 aux processus de bremsstrahlung, ainsi qu'à des surestimations de l'énergie déposée dans
 3490 les amas⁷.

3491 Discrimination entre le signal et les conversions

3492 Les informations venant de la première couche du détecteur de pixels (B-layer) sont utilisées
 3493 pour discriminer les électrons du signal ($Q \rightarrow e$) des conversions ($\gamma \rightarrow e$). En effet, la majorité des
 3494 photo-conversions se produit au-delà de ce module. Cela est dû à la faible quantité de matériel
 3495 entre le point d'interaction et le *B - Layer* lui-même. L'information exploitée est le nombre de
 3496 coups dans cette couche, appelé par la suite *nBLhits*.

3497 6.4.2 La méthode de la matrice

3498 Cette section est dédiée à l'une des deux techniques de soustraction de bruit de fond étudiées
 3499 appelée *méthode de la matrice* [141].

3500 Dans les paragraphes suivants les principes de la méthode sont décrits en détails ainsi que les
 3501 variables utilisées pour discriminer la composante du signal ($Q \rightarrow e$) des bruits de fond ($h \rightarrow e$
 3502 et $\gamma \rightarrow e$). Les résultats obtenus en utilisant cette méthode sont ensuite brièvement présentés.

3503 Un sous-lot de données, correspondant à une luminosité intégrée de 13.8 nb^{-1} a été utilisé
 3504 pour le développement de cette analyse. Ce sous-lot correspond aux périodes *A*, *B* et *C* pour
 3505 lesquelles les conditions de déclenchement des événements sont celles présentées table 6.1. Pour
 3506 la simulation, l'échantillon *filtered minimum bias* (voir table 6.2) a été pris en compte.

7. Ceci se vérifie dans les cas où la reconstruction de l'énergie de l'amas inclut la contribution des particules voisines.

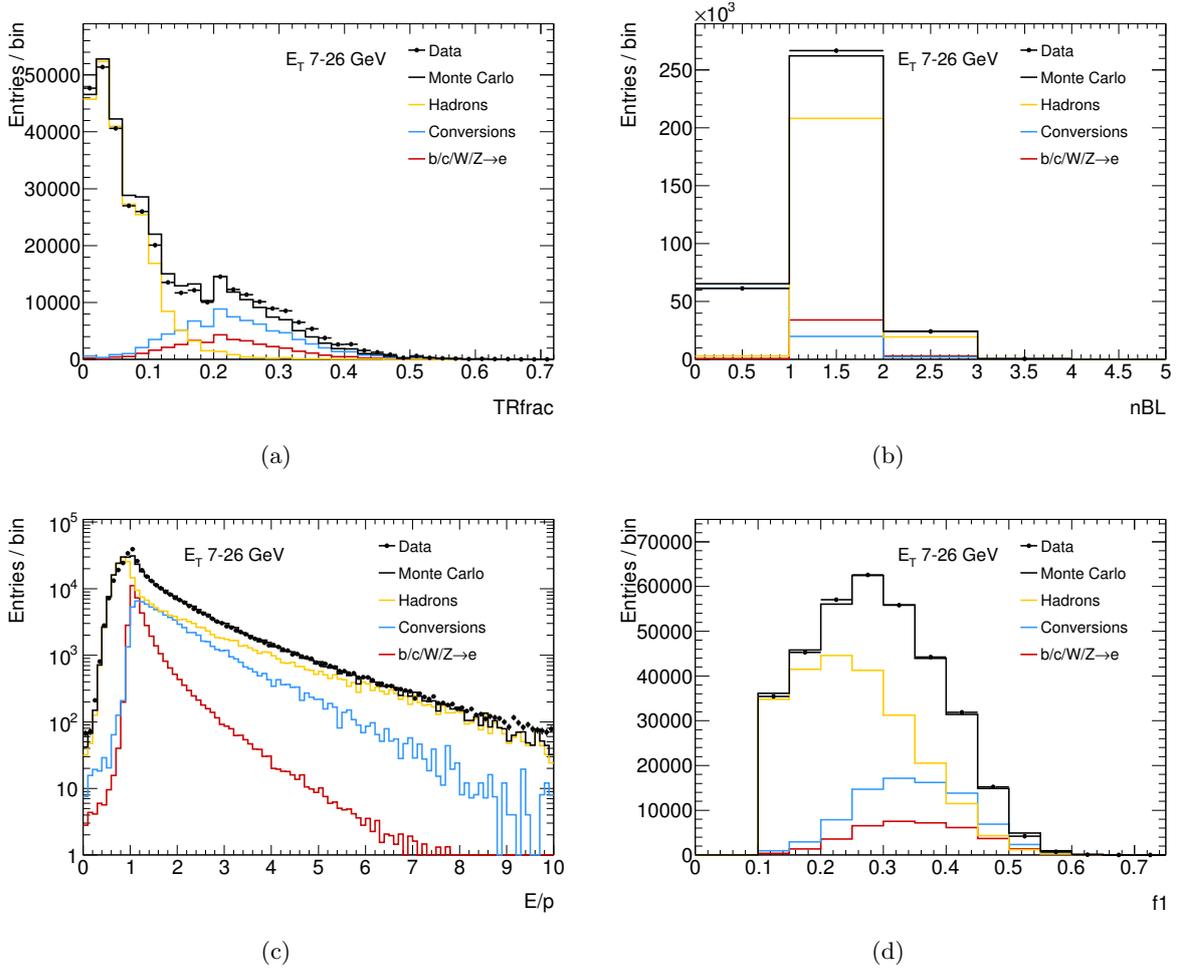


FIGURE 6.2 – Distribution des variables discriminant les électrons du signal ($b/c/W/Z$) $Q \rightarrow e$ de ceux venant du bruit de fond ($h \rightarrow e$ et $\gamma \rightarrow e$) : fraction (TR_{frac}) de coups dans le TRT passant le plus haut seuil (high-threshold) (a) ; nombre de coups de la trace de l'électron dans le module à pixels B-layer (b) ; rapport, E/p , entre l'énergie déposée dans l'amas calorimétrique et l'impulsion de la trace (c) ; fraction d'énergie déposée dans le premier compartiment du calorimètre électromagnétique (d).

3507 La sélection des événements est celle présentée à la section 6.3.1 à l'exception d'un des
 3508 critères de *présélection*. Le critère imposé sur la fraction d'énergie déposée dans le premier
 3509 compartiment du calorimètre f_1 est remplacé par une condition analogue. Seuls les électrons
 3510 ayant une fraction de coups dans le TRT, au delà du plus haut seuil (*high threshold*), supérieure
 3511 à 5% sont sélectionnés. De même que le critère imposé sur f_1 , ce critère vise au rejet de pions
 3512 et de kaons.

3513 6.4.2.1 Description de la méthode

3514 La méthode de la matrice permet d'avoir accès à chacune des trois contributions du spectre
 3515 inclusif des électrons ($h \rightarrow e$, $\gamma \rightarrow e$ et $Q \rightarrow e$), à l'aide de deux variables discriminantes.
 3516 Pour chaque composante du spectre elle permet de prédire le nombre d'électrons attendu ainsi
 3517 que le spectre en énergie transverse et en pseudorapidité. De plus, il est possible aussi de pré-
 3518 dire le spectre pour tout autre variable intéressante si celle-ci est indépendante des variables
 3519 discriminantes choisies.

3520 La méthode est intéressante car elle permet de déterminer les différentes contributions au
 3521 spectre en utilisant le plus possible les données, en réduisant ainsi la dépendance de la simulation.

3522 f_1 et $nBLhits$ sont les variables discriminantes choisies pour cette analyse. Le principe de
 3523 la méthode est le suivant :

- 3524 • **Estimation du nombre d'électrons pour chaque contribution au spectre inclusif**
 3525 Pour chaque électron satisfaisant les critères de *présélection* et d'*identification* des critères
 3526 supplémentaires sur les variables discriminantes (f_1 et $nBLhits$) sont appliqués. Il est
 3527 possible de déterminer la probabilité qu'un électron d'une certaine population (h , γ ou
 3528 Q) ait une certaine valeur de f_1 ou de $nBLhits$. Dans l'analyse présentée dans la suite,
 3529 ces probabilités sont déterminées par l'étude des distributions, mesurées et simulées, des
 3530 deux variables discriminantes. Le nombre d'électrons observé satisfait ainsi le système
 3531 d'équation suivant :

$$\begin{aligned}
 N &= N^h + N^\gamma + N^Q \\
 N_{f_1} &= N^h \epsilon_{f_1}^h + N^\gamma \epsilon_{f_1}^\gamma + N^Q \epsilon_{f_1}^Q \\
 N_{BL,f_1} &= N^h \epsilon_{BL}^h \epsilon_{f_1}^h + N^\gamma \epsilon_{BL}^\gamma \epsilon_{f_1}^\gamma + N^Q \epsilon_{BL}^Q \epsilon_{f_1}^Q,
 \end{aligned}$$

3532 ou, en forme matricielle :

$$\begin{pmatrix} N \\ N_{f_1} \\ N_{BL,f_1} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 & 1 & 1 \\ \epsilon_{f_1}^h & \epsilon_{f_1}^\gamma & \epsilon_{f_1}^Q \\ \epsilon_{BL}^h \epsilon_{f_1}^h & \epsilon_{BL}^\gamma \epsilon_{f_1}^\gamma & \epsilon_{BL}^Q \epsilon_{f_1}^Q \end{pmatrix} \begin{pmatrix} N^h \\ N^\gamma \\ N^Q \end{pmatrix} \quad (6.2)$$

3533 où :

- 3534 – N : est le nombre total d'électrons observé. De même, N_{f_1} et N_{BL,f_1} sont les nombres
 3535 d'électrons satisfaisant les critères supplémentaires sur f_1 et, $nBLhits$ et f_1 .
- 3536 – $\epsilon_{f_1}^h$, $\epsilon_{f_1}^\gamma$ et $\epsilon_{f_1}^Q$ sont les probabilités qu'un électron du bruit de fond ou du signal ait une
 3537 certaine valeur de f_1 ;

3538
3539

– ϵ_{BL}^h , ϵ_{BL}^γ et ϵ_{nBL}^Q sont les probabilités qu'un électron du bruit de fond ou du signal ait une certaine valeur de $nBLhits$;

3540
3541
3542
3543
3544
3545

Comme les probabilité ϵ_{f1} et ϵ_{BL} sont connues pour toute population car extraites de la simulation ou des données (voir paragraphe suivant), les nombres d'électrons pour chaque composante du spectre inclusif (N^h , N^γ et N^Q) restent les seules inconnues. L'application des critères sur f_1 et $nBLhits$ est caractéristique pour chaque population ; les trois équations sont donc linéairement indépendantes et la matrice est ainsi inversible. Le nombre attendu d'électrons pour chaque population peut être ainsi extrait.

3546
3547
3548
3549
3550

- **Prédiction des spectres attendus pour chaque contribution au spectre inclusif**
Une fois déterminé le nombre d'électrons pour chaque contribution ($h \rightarrow e$, $\gamma \rightarrow e$ et $Q \rightarrow e$) il est possible d'extraire le spectre attendu pour tout autre variable intéressante (appelée y) indépendante des variables discriminantes. Pour ce faire un deuxième système d'équations est utilisé :

$$\begin{pmatrix} N(y) \\ N_{f1}(y) \\ N_{BL,f1}(y) \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} N^h & N^\gamma & N^Q \\ N^h \epsilon_{f1}^h & N^\gamma \epsilon_{f1}^\gamma & N^Q \epsilon_{f1}^Q \\ N^h \epsilon_{BL,f1}^h & N^\gamma \epsilon_{BL,f1}^\gamma & N^Q \epsilon_{BL,f1}^Q \end{pmatrix} \begin{pmatrix} f^h(y) \\ f^\gamma(y) \\ f^Q(y) \end{pmatrix} \quad (6.3)$$

3551

où :

3552
3553

– $f(y)$ représente la distribution de probabilité de la variable y pour une certaine population ;

3554
3555
3556

– $N(y)$, $N_{f1}(y)$ et $N_{BL,f1}(y)$ sont les nombres d'électrons observés pour des valeurs de la variable y après l'application des différents critères : *présélection* et *identification* ($N(y)$), puis critère sur f_1 ($N_{f1}(y)$) et sur $nBLhits$ ($N_{BL,f1}(y)$).

3557
3558
3559
3560
3561
3562

Afin d'obtenir une meilleure qualité des résultats, chaque quantité impliquée dans les systèmes 6.2 et 6.3 est déterminées par pas d'énergie transverse E_T et de pseudorapidité η . Cette façon de procéder fait que les systèmes ci-dessus sont sur-contraints car le nombre d'inconnues (N^h , N^γ et N^Q) est inférieur au nombre d'équations. Une bonne stabilité des résultats est ainsi obtenue. Une telle construction des systèmes d'équations, rend cette méthode très similaire aux méthodes classiques d'ajustements de distributions.

3563

6.4.2.2 Les distributions de probabilités ϵ_{f1} et ϵ_{BL}

3564
3565
3566
3567
3568
3569
3570
3571
3572

La qualité des résultats obtenus avec l'application de la méthode est fortement déterminée par le choix des distributions de probabilité ϵ_{f1} et ϵ_{BL} , intervenant dans les deux systèmes d'équations. Si la probabilité relative à une certaine variable est extraite de la distribution simulée, l'accord entre donnés et simulation est alors fondamental. En effet, toute déviation du spectre entre données et simulation implique un biais dans les résultats finaux. Pour cette raison une étude approfondie destinée au meilleur choix de ces probabilités a été développée. La figure 6.2 montre l'accord donnée-simulation pour les quatre variables discriminantes possibles.

Pour les deux variables choisies dans cette analyse, à savoir f_1 et $nBLhits$, la qualité des distributions simulées a pu être étudiée à l'aide de deux échantillons purs de données : un

3573 échantillon de hadrons et un échantillon de conversions obtenus par sélection directe par des
 3574 coupures bien choisies. Bien sûr, aucun échantillon d'électrons de signal n'a pu être utilisé à
 3575 cause de l'impossibilité de toute extraction directe à partir du lot de données utilisé.

3576 \diamond **Détermination de $\epsilon_{f_1}^h$** : La figure 6.3 montre que la distribution de la variable f_1 pour
 3577 la composante hadronique n'est pas bien reproduite par la simulation. Pour cette raison,
 3578 la probabilité $\epsilon_{f_1}^h$ est extraite en utilisant un lot de données spécifiquement sélectionné
 3579 pour qu'il soit pur en $h \rightarrow e$.

3580 Ce lot est obtenu en sélectionnant les électrons satisfaisant les critères de *présélection* et
 3581 d'*identification* à l'exception de la coupure sur f_1 , mais en appliquant un critère supplé-
 3582 mentaire ($TR_{frac} < 5\%$) destiné à sélectionner presque exclusivement kaons et pions. La
 3583 contamination des conversions dans ce lot est inférieure à 1%. La figure 6.3 montre la
 3584 comparaison entre trois distributions de cette observable : une obtenue avec le lot pur
 3585 de hadrons, une avec la simulation et la troisième avec l'application de la méthode de
 3586 la matrice basée sur TR_{frac} ⁸. Cette comparaison montre clairement la déviation de la
 3587 distribution simulée par rapport à celle obtenue des données.

3588 \diamond **Détermination de $\epsilon_{f_1}^\gamma$ et $\epsilon_{f_1}^Q$** : L'accord entre données et simulation est par contre sa-
 3589 tisfaisant lorsqu'on considère l'échantillon de conversions. Un lot pur est obtenu en consi-
 3590 dérant les électrons n'ayant pas de coup dans la première couche de pixel (*B - Layer*) et
 3591 ayant une valeur de E/p supérieure à 0.8. Pour des raisons de statistique disponible, la
 3592 probabilité $\epsilon_{f_1}^\gamma$ est extraite à partir de l'échantillon simulé. Pour le signal, la probabilité
 3593 $\epsilon_{f_1}^Q$ est aussi extraite à partir du lot simulé. Ceci est justifié par le fait que, comme le dépôt
 3594 d'énergie dans le premier compartiment du calorimètre doit être la même pour les électrons
 3595 et les conversions aux mêmes conditions d'impulsion et pseudorapidité, il est raisonnable
 3596 de supposer un bon accord entre données et simulation pour le signal, puisque c'est le cas
 3597 pour les conversions.

3598 \diamond **Détermination de ϵ_{BL}** : Pour le signal et les conversions la probabilité ϵ_{BL} est extraite
 3599 de la simulation car aucune déviation entre le spectre des données et de la simulation
 3600 n'est observée. Pour les hadrons cette probabilité, comme $\epsilon_{f_1}^h$ est extraite du lot pur des
 3601 données.

3602 6.4.2.3 L'extraction du spectre inclusif des électrons

3603 Une fois obtenues les différentes distributions de probabilité soit à partir des données quand
 3604 cela a été possible soit à partir de la simulation, avant d'appliquer la méthode au lot des données
 3605 sélectionné, un test visant à vérifier le bon fonctionnement de la méthode a été fait à l'aide de
 3606 la simulation.

3607 • Validation de la méthode à l'aide de la simulation

3608 L'utilisation exclusive d'échantillons simulés pour le test de validation, permet de connaître
 3609 *à priori* le nombre exact d'électrons pour chaque composante du spectre et donc de vérifier
 3610 la qualité des extractions.

8. La méthode de la matrice utilisant comme variables discriminatoires TR_{frac} et $nBLhits$ n'est appliquée que pour $f_1 > 0.1$. La distribution présentée figure 6.3 sera discutée dans la suite du paragraphe.

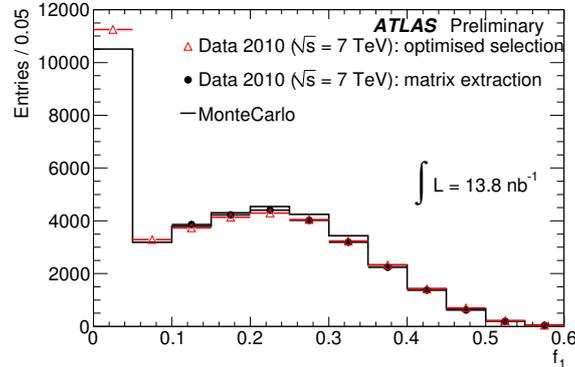


FIGURE 6.3 – Distribution de la fraction d'énergie déposée dans le premier compartiment du calorimètre électromagnétique. La distribution simulée est comparée à la distribution obtenue en utilisant un lot pur de hadrons (triangles rouges) dont la sélection est décrite dans le texte. Les points de mesure montrent la distribution de cette variable obtenue avec l'application de la méthode de la matrice en utilisant comme variables discriminatoires TR_{frac} et $nBLhits$.

3611 Le test consiste à résoudre les systèmes d'équations 6.2 et 6.3 comme s'il s'agissait des
 3612 vraies données. Dans le cadre de ce test, toutes les fonctions de probabilité sont extraites
 3613 de la simulation.

3614 La résolution du système (6.2) permet pour chaque composante du spectre ($h \rightarrow e$, $\gamma \rightarrow e$
 3615 et $Q \rightarrow e$) l'extraction du nombre d'électrons ainsi que la construction des distributions
 3616 cinématiques attendues. Les résultats des nombres extraits sont résumés dans la table 6.6.
 3617 Ces résultats sont obtenus en intégrant sur tout le domaine en impulsion et pseudorapi-
 3618 dité considéré. Cette table montre aussi le nombre d'électrons attendu avec la vérité de
 3619 la simulation et le nombre total d'électrons observés dans l'échantillon de la simulation
 3620 reconstruite (pseudo-données). Par exemple, la composante du signal estimée par la mé-
 3621 thode est de 13815 ± 285 quand le nombre attendu de la vérité de la simulation est de
 3622 13771 ± 118 . L'accord presque parfait ainsi obtenu, confirme que la méthode est robuste.
 3623 Les spectres en E_T et η obtenues sont montrés figure 6.4. Chaque distribution extraite de
 3624 la simulation reconstruite est comparée à la vérité. Ces figures, montrent encore une fois
 3625 la qualité des performances de la méthode de la matrice.

3626 La résolution du système d'équations (6.3) permet en plus d'extraire les distributions
 3627 de tout observable indépendante des variables discriminantes. Le spectre de TR_{frac} ainsi
 3628 extrait est montré figure 6.5 et comparé à la vérité pour chaque contribution ($h \rightarrow e$, $\gamma \rightarrow e$
 3629 et $Q \rightarrow e$). Un bon accord entre les distributions extraites par la méthode de la matrice
 3630 et la vérité de la simulation est toujours obtenu, ce qui permet de valider la méthode.

3631 • **Application aux données**

3632 Étant donné les bons résultats du test basé sur la simulation présenté au paragraphe
 3633 précédent, la méthode de la matrice a été ensuite appliqué aux données.

3634 Les spectres en E_T et η obtenus sont montrés figure 6.6; les spectres pour la variable
 3635 TR_{frac} sont montrés figure 6.7. Dans chacune de ces figures le spectre extrait par la
 3636 méthode de la matrice est comparé à la distribution correspondante de la vérité. Les
 3637 distributions extraites montrent que la forme du spectre est bien reproduite pour toutes
 3638 les contributions.

6.4. LA SOUSTRACTION DU BRUIT DE FOND

	pseudo -données observés	$h \rightarrow e$		$\gamma \rightarrow e$		$Q \rightarrow e$	
		pseudo -données	simulation	pseudo -données	simulation	pseudo -données	simulation
Électrons	115432	75541 ± 383	75613 ± 275	27417 ± 214	27388 ± 166	13815 ± 285	13771 ± 118

TABLE 6.6 – Résumé des résultats du test de validation de la méthode de la matrice en utilisant f_1 et $nBLhits$. Des pseudo-données (simulation reconstruite) la composante du signal ($Q \rightarrow e$) et les bruits de fond ($h \rightarrow e$, $\gamma \rightarrow e$) sont extraits et comparés aux valeurs attendues de la vérité de de la simulation. Les erreurs citées sont purement statistiques.

3639 Les figures 6.7(a) et 6.7(b) en plus du spectre extrait et simulé pour TR_{frac} , montrent
3640 la distribution obtenue pour cette variable du lot pur de hadrons précédemment présenté
3641 (triangles rouges). Cette comparaison montre que le spectre prédit avec la méthode de la
3642 matrice reproduit très bien l’allure des données d’un lot pur.
3643 Pour les conversions, la distribution de TR_{frac} (voir figure 6.7(c)) montre un décalage entre
3644 le spectre prédit et le spectre vrai. La comparaison avec le spectre extrait d’un lot pur de
3645 conversions (triangles rouges) montre, encore une fois, que la méthode utilisée reproduit
3646 bien les données d’un lot pur, alors que la simulation le fait de façon insatisfaisante.
3647 Un accord parfait entre les distributions extraites et simulées n’est cependant pas attendu
3648 *à priori*, car la physique sous-jacente prise en compte dans les échantillons simulés peut
3649 ne pas être exactement la même que dans la réalité.

3650 La table 6.7 montre le résumé des résultats des extractions et la figure 6.8 montre le spectre
3651 final obtenu pour la composante du signal. La vérité de la simulation a été normalisée au nombre
3652 d’électrons observés dans le lot des données après l’application des coupures de *présélection* et
3653 *identification*. D’un lot de données de 58031 candidats électrons ayant une énergie supérieure
3654 à 7 GeV, un signal de 9806 ± 196 électrons venant principalement de la désintégration semi-
3655 leptonique des quarks lourds, a été extrait à l’aide de la méthode de la matrice.

3656 6.4.2.4 Conclusions et commentaires à la méthode de la matrice

3657 La méthode de la matrice est une méthode intéressante car elle permet d’extraire à partir
3658 d’un lot de données, la composante du signal et des bruits de fond. Cette méthode de plus que
3659 le nombre d’électrons attendu, permet d’avoir une prédiction du spectre attendu pour toute
3660 composante.

3661 Afin de vérifier les résultats obtenus, l’étude du spectre inclusif des électrons venant de la
3662 désintégration de quarks lourds a été développée au sein de la collaboration avec trois analyses
3663 différentes. A coté de la méthode de la matrice présentée ici, une méthode de la matrice utilisant
3664 pour la discrimination de la composante hadronique TR_{frac} , au lieu de f_1 , a été développée.
3665 Une troisième analyse, basée aussi sur TR_{frac} pour la discrimination des hadrons, utilise une
3666 méthode de maximum de vraisemblance pour extraire les différentes composantes du spectre.

3667 Il est important de remarquer que les analyses basés sur TR_{frac} présentent des critères de
3668 sélection miroir de ceux appliqués pour la méthode de la matrice basée sur f_1 . Les analogies et
3669 les différences des critères appliqués pour les trois analyses sont brièvement présentées table 6.8.

3670 A titre d’exemple, la comparaison des résultats obtenus avec les deux implémentations de
3671 la méthode de la matrice est montrées table 6.9. Dans cette table les résultats précédemment
3672 présentés (voir table 6.8) sont normalisés au nombre d’électrons observés par les méthodes
3673 basées sur TR_{frac} . Cette comparaison montre que les deux implémentations de la méthodes de

CHAPITRE 6. MESURE DE LA SECTION EFFICACE DE PRODUCTION DES ÉLECTRONS VENANT DE LA DÉSINTÉGRATION DES QUARKS LOURDS

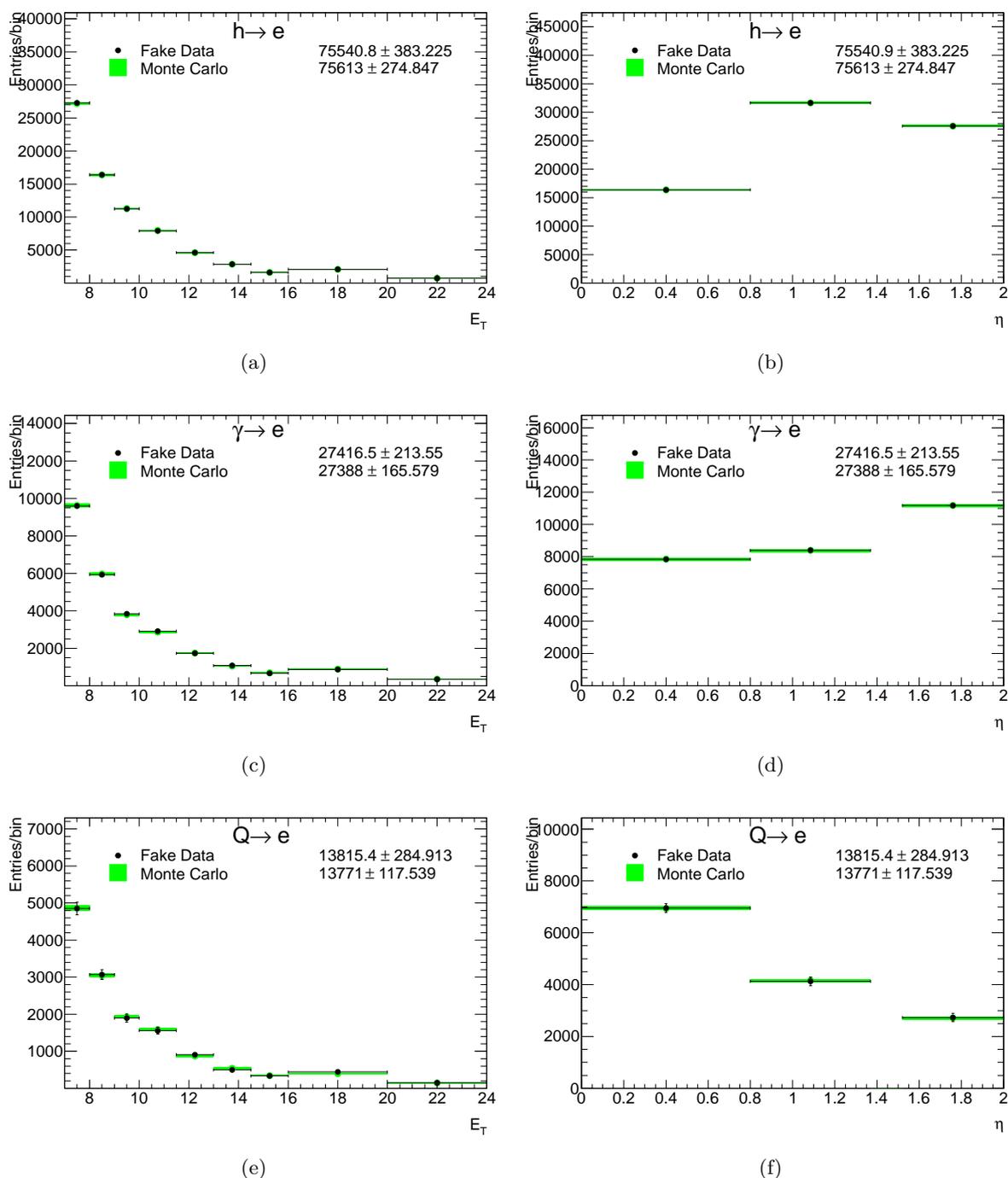


FIGURE 6.4 – Spectres en énergie transverse E_T (a, c, e) et en pseudorapidité η (b, d, f) extraits par la méthode de la matrice et comparés à la vérité de la simulation, dans le cadre du test de validation de la méthode. Les distributions extraites de la simulation reconstruite et attendues sont normalisées au même nombre d'électrons. Les erreurs représentées sont statistiques.

3674 la matrice ont la même allure : si l'on compare les chiffres venant des extractions à la vérité de
 3675 la simulation on remarque une tendance de la méthode à surestimer la composante du signal.

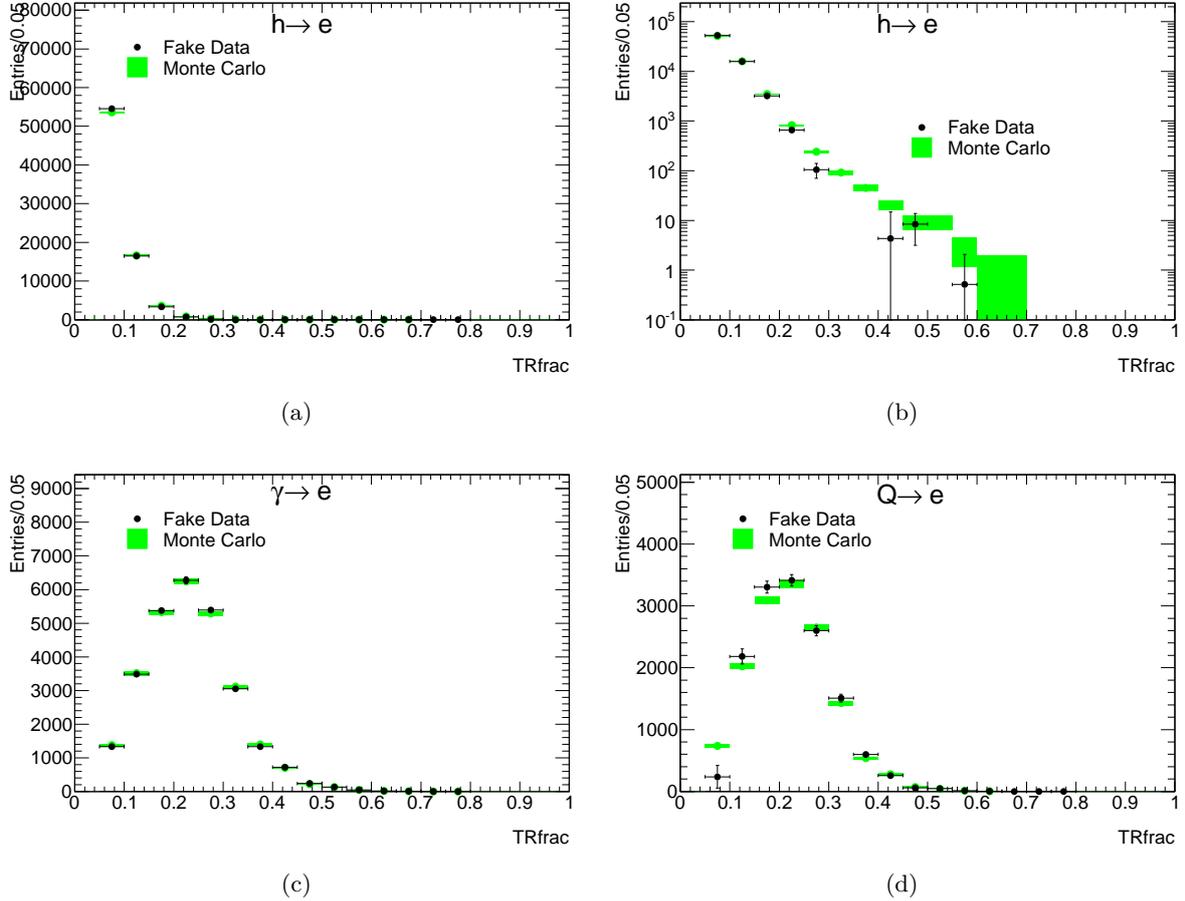


FIGURE 6.5 – Distributions de la fraction de coups dans la TRT passant le seuil (TR_{frac}) extraites par la méthode de la matrice de la simulation reconstruite (fake data) comparées à la vérité de la simulation pour les trois composantes du spectre, dans le cadre du test de validation de la méthode. La figure (b) montre la distribution obtenue pour la composante des hadrons (déjà montrée en (a)) en échelle logarithmique. Les distributions extraites et simulées sont normalisées au même nombre d'électrons et les erreurs représentés sont purement statistiques.

	Données observées	$h \rightarrow e$		$\gamma \rightarrow e$		$Q \rightarrow e$	
		Données	simulation	Données	simulation	Données	simulation
Électrons	56031	33520 ± 255	36282 ± 88	12518 ± 145	13142 ± 54	9806 ± 196	6608 ± 48

TABLE 6.7 – Résumé des résultats des extractions obtenues avec la méthode de la matrice utilisant f_1 et $nBLhits$ pour extraire du spectre des données la composante du signal ($Q \rightarrow e$) et des bruits de fond ($h \rightarrow e$, $\gamma \rightarrow e$). Les chiffres venant de la simulation sont normalisés au nombre d'électrons satisfaisant les critères de présélection et d'identification observés dans le lot des données. Les erreurs citées sont purement statistiques.

CHAPITRE 6. MESURE DE LA SECTION EFFICACE DE PRODUCTION DES ÉLECTRONS VENANT DE LA DÉSINTÉGRATION DES QUARKS LOURDS

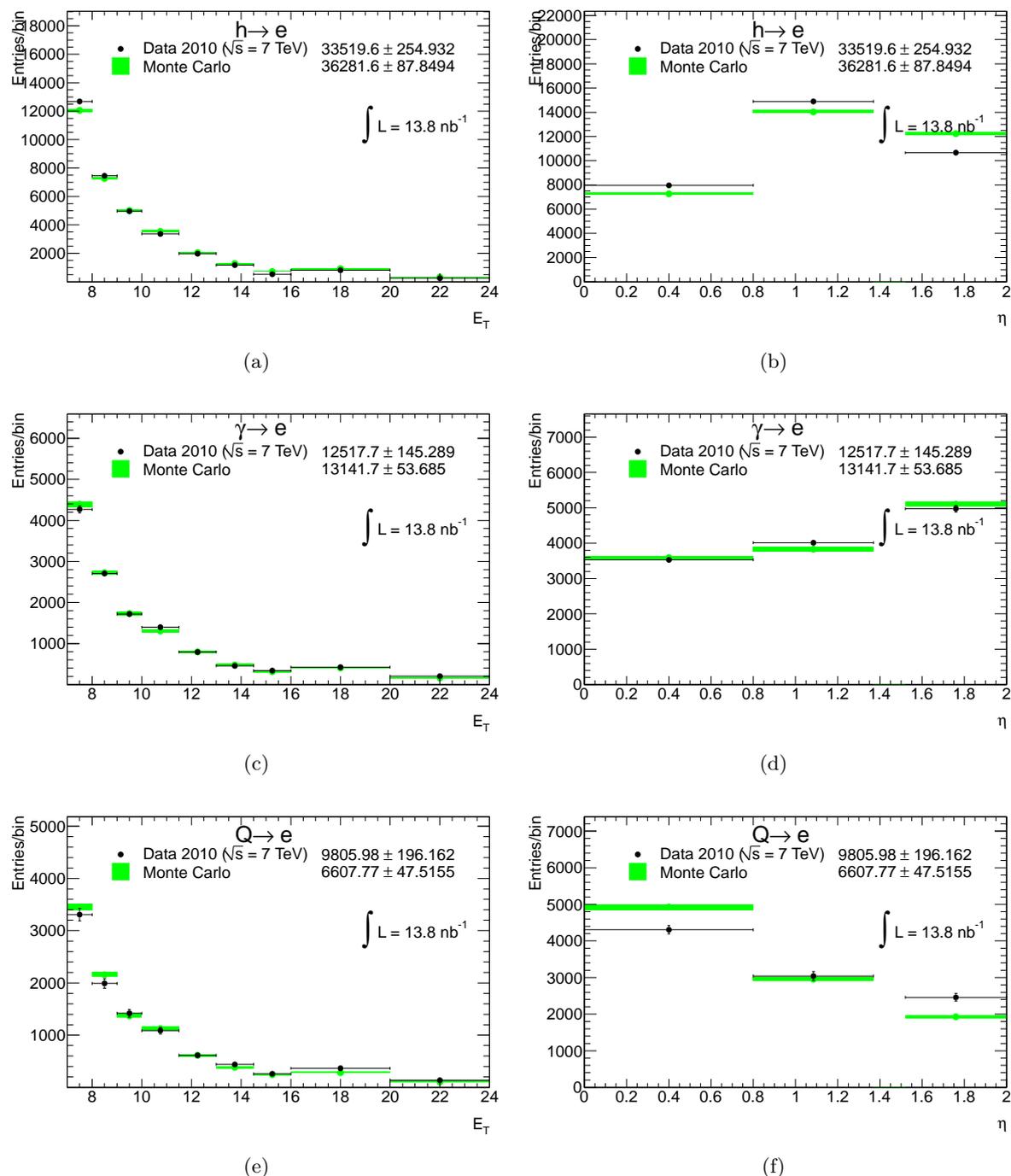


FIGURE 6.6 – Spectres en énergie transverse E_T (a, c, e) et en pseudorapidité η (b, d, f) extraits par la méthode de la matrice et prédits par la simulation. Les distributions extraites et simulées sont normalisées au même nombre d'électrons et les erreurs représentées sont purement statistiques.

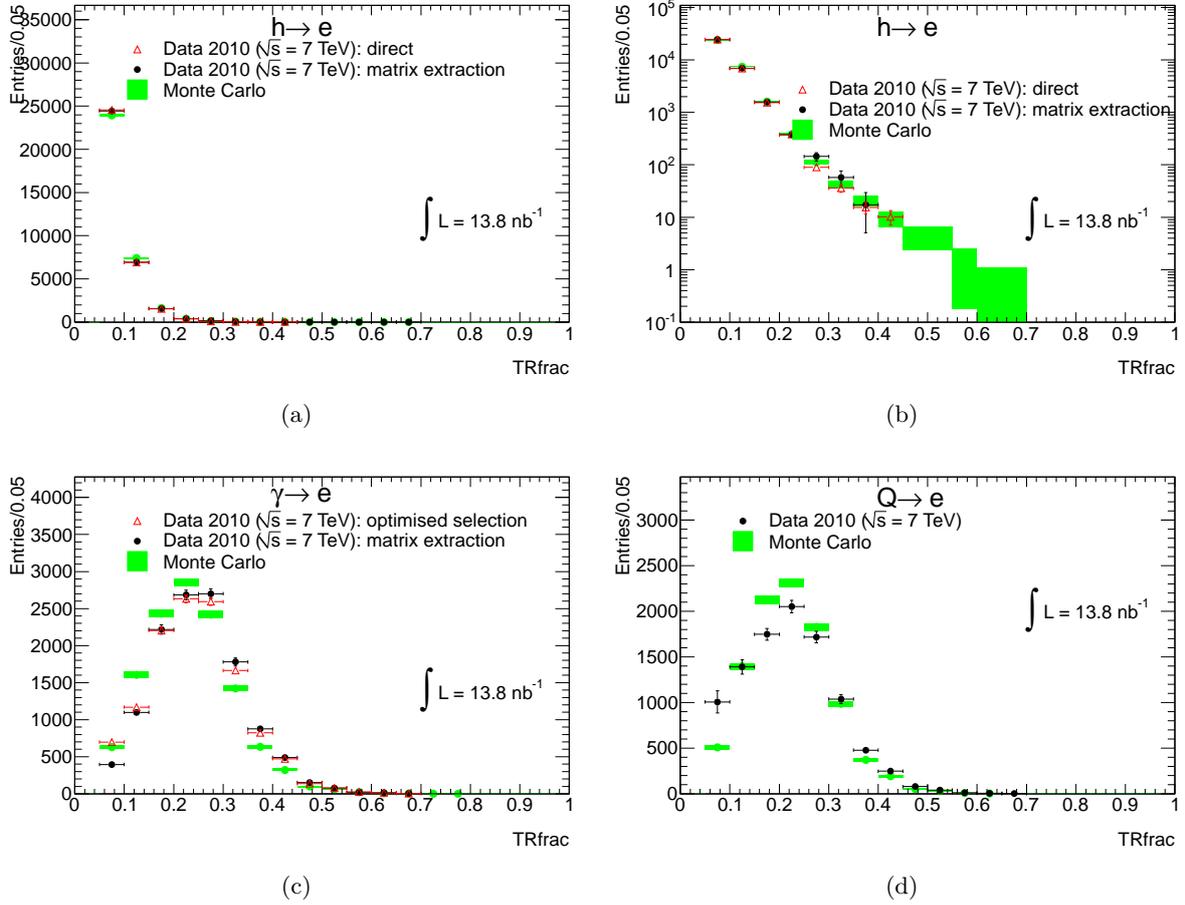


FIGURE 6.7 – Distribution de la fraction de coups de haut seuil (high threshold) dans le TRT (TR_{frac}) extraite avec la méthode de la matrice (points) et attendue de la vérité de la simulation pour les trois composantes du spectre. Les distributions extraites et simulées sont normalisées au même nombre d'électrons et les erreurs représentées sont purement statistiques. Les distributions obtenues pour les hadrons (a), ou en échelle logarithmique (b), et pour les conversions (c) sont comparés aussi aux distributions obtenues en utilisant des lots purs spécifiquement sélectionnés (triangles rouges).

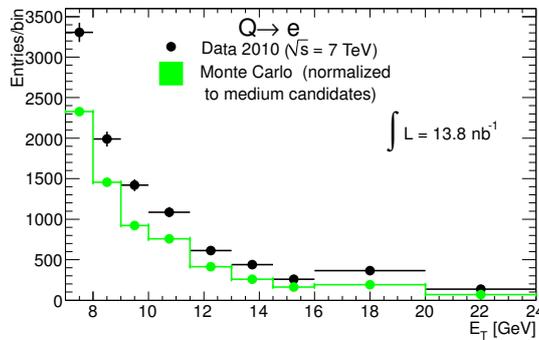


FIGURE 6.8 – Distribution de l'énergie transverse des électrons venant de la désintégration des quarks lourds extraite par la méthode de la matrice. Cette distribution est comparé à la distribution attendue par la simulation, normalisée au nombre d'électrons sélectionnés par les critères de présélection et identification.

3676 De études approfondies ont été développées au sein de la collaboration visant à sonder
3677 l'existence de possibles biais dans l'extraction, introduits par les critères de sélection appliqués.
3678 Ces études n'ont pu s'affiner d'une fois la statistique disponible suffisante tant au niveau des
3679 données que de la simulation. Lorsque le choix de prendre les probabilités pour les différentes
3680 variables à partir des données a été fait quand cela était possible, aucun biais n'avait pu être
3681 mis en évidence. Elles ont été faites à l'aide de pseudo-expériences appliquées à la méthode du
3682 maximum de vraisemblance. Le doublet de variables discriminantes utilisé a été ainsi TR_{frac} et
3683 $nBLhits$ et, en conséquence, le lot pur des hadrons a été sélectionné en utilisant le critère de
3684 sélection basé sur la variable f_1 (voir table 6.8).

3685 Les pseudo-expériences sont réalisées à partir des distributions des variables discriminantes.
3686 Ces distributions sont extraites de la vérité de la simulation par pas de E_T et η et elles sont
3687 réalisées grâce à des tirages poissonniens, autour de la valeur mesurée dans la simulation. De
3688 nouvelles estimations de la composante du signal sont ainsi extraites en utilisant ces densités
3689 de probabilité modifiées. La différence entre les valeurs obtenues de ces nouvelles extractions et
3690 la valeur centrale, estimée en utilisant les distributions de probabilité venant, de la simulation,
3691 donne un estimateur statistique appelé *résidu*.

3692 La figure 6.9 montre les distributions des *résidus* obtenues pour ces pseudo-expériences : un
3693 fort biais est visible pour la distribution de cet estimateur relative à la composante hadronique
3694 (figure 6.9(a)) et un biais opposé, du même ordre de grandeur, est observé pour la composante
3695 du signal (figure 6.9(c)). La distribution des *résidus* pour les conversions est au contraire centrée
3696 en zéro (figure 6.9(b)).

3697 Pour sonder l'origine du biais observé, d'autres pseudo-expériences ont été mises en place.
3698 Dans ce cas, le lot de hadrons est sélectionné en appliquant une coupure sur la variable E/p .
3699 Les distributions des *résidus* calculés à partir des pseudo-expériences sont montrées figure 6.10.
3700 Dans ce cas, pour les trois contributions au spectre aucun biais n'est observé.

3701 Cette étude montre ainsi que les déviations des extractions observés pour la composante
3702 des hadrons et du signal extraites de la méthode de la matrice (et basée sur f_1 et sur TR_{frac})
3703 résident dans les corrélations entre les différents critères de sélection appliqués lors de l'analyse.
3704 En effet, un lot pur de hadrons n'est accessible que par une coupure sur f_1 ou sur TR_{frac} , mais
3705 cette coupure biaise la distribution obtenue respectivement pour TR_{frac} ou f_1 pour les hadrons.
3706 Et d'autre part, choisir de se baser sur la distribution simulée de f_1 ou TR_{frac} pour les hadrons
3707 introduit une systématique importante liée au désaccord entre simulation et données pour ces
3708 deux variables.

3709 Les résultats obtenus par cette méthode ne sont pas ainsi totalement satisfaisants pour cette
3710 analyse, car ils dépendent entièrement du choix des distributions de probabilité sur les variables
3711 discriminantes. Des distributions non biaisées avec une statistique suffisante pour la composante
3712 hadronique ne peuvent pas être extraites dans les conditions de l'analyse.

3713 6.4.3 La méthode des *tuiles*

3714 Afin de se défaire du biais observé dans les résultats de la *méthode de la matrice*, une deuxième
3715 méthode toujours destinée à soustraire le bruit de fond a été expérimentée. Elle est appelée la
3716 *méthode des tuiles* (de l'anglais *Tiles Method*). Historiquement, cette méthode a été développée
3717 dans le cadre des études d'estimation du bruit de fond QCD au sein des analyses de processus
3718 super symétriques [142].

6.4. LA SOUSTRACTION DU BRUIT DE FOND

critère	matrice	matrice	maximum
	f_1 & $nBLhits$	TR_{frac} & $nBLhits$	vraisemblance
présélection	$TR_{frac} > 0.05$	$f_1 > 0.1$	$f_1 > 0.1$
identification	standard	standard	standard
lot pur de hadrons	$TR_{frac} < 0.05$	$f_1 < 0.1$	$f_1 < 0.1$

TABLE 6.8 – Comparaisons des critères appliqués dans les deux implémentations de la méthode de la matrice et la méthode du maximum de vraisemblance étudiées pour extraire les différentes contributions au spectre inclusif des électrons. Les critères appelés “standard” correspondent aux critères présentés en section 6.3.1.

variables discriminantes	Données observées	$h \rightarrow e$		$\gamma \rightarrow e$		$Q \rightarrow e$	
		Données	simulation	Données	simulation	Données	simulation
f_1 & $nBLhits$	67124	40156 ± 299	43465 ± 105	14996 ± 174	15744 ± 65	11747 ± 235	7916 ± 58
TR_{frac} & $nBLhits$	67124	43470 ± 240	46730 ± 150	13160 ± 150	13580 ± 80	9920 ± 160	6890 ± 60

TABLE 6.9 – Comparaison des résultats des extractions obtenues par les deux implémentations de la méthode de la matrice : la variable discriminante pour la composante hadronique est une fois f_1 , une fois TR_{frac} . Les résultats extraits par la méthode basée sur f_1 ont été normalisés au nombre d’électrons observés après l’application des coupures étudiées pour l’autre implémentation.

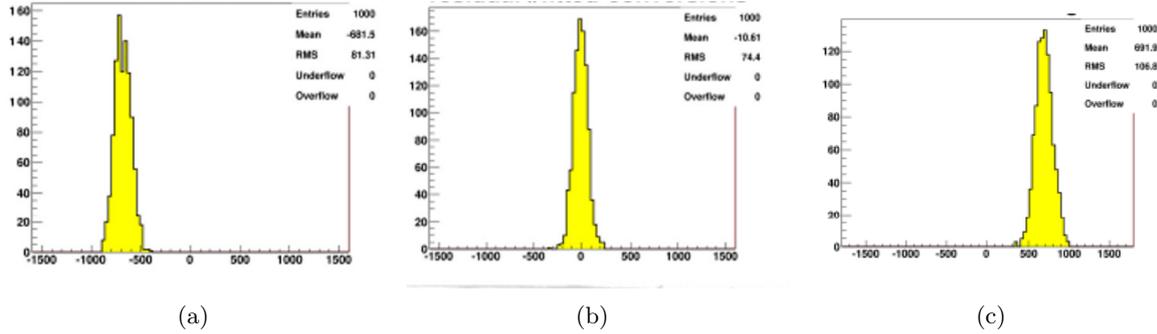


FIGURE 6.9 – Étude du biais observé dans les résultats des extractions de la méthode de la matrice : distributions des résidus relatives aux pseudo-expériences basées sur une méthode de maximum de vraisemblance dans lesquelles la discrimination de la composante hadronique a été faite en utilisant la variable TR_{frac} .

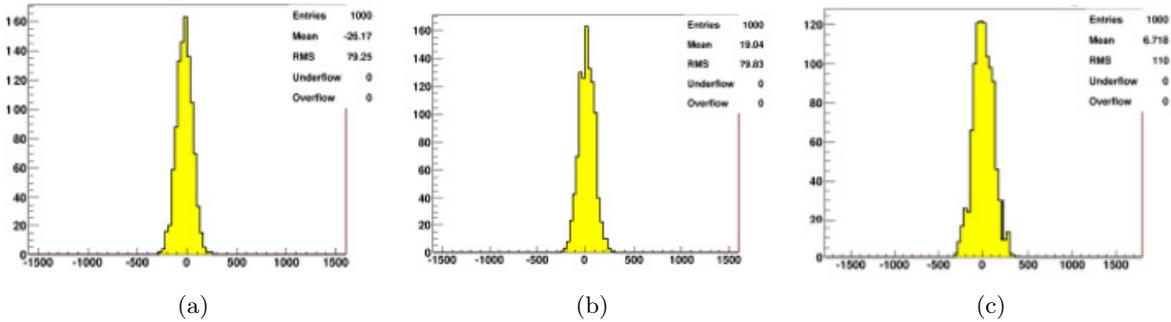


FIGURE 6.10 – Étude du biais observé dans les résultats des extractions de la méthode de la matrice : distributions des résidus relatives aux pseudo-expériences basées sur une méthode de maximum de vraisemblance dans lesquelles la discrimination de la composante hadronique a été faite en utilisant la variable E/p .

3719 **6.4.3.1 Description de la méthode**

3720 La *méthode des tuiles* est une méthode qui permet d'estimer le nombre d'événements de
3721 signal et de bruit de fond grâce à la connaissance de certaines distributions des données. Comme
3722 la méthode de la matrice, cette méthode se base sur deux (ou plus) variables bien choisies,
3723 discriminant le signal du bruit de fond et permettant la segmentation du signal en différentes
3724 région (*tuiles*). Dans ce paragraphe la méthode est décrite en détail, dans le cas de la configura-
3725 tion la plus simple : deux variables discriminantes et 2×2 *tuiles*. L'extension à trois variables
3726 discriminantes et $n \times n$ *tuiles*, est ensuite immédiate.

3727 Il est possible de définir un plan ($f_1, nBLhits$) qui sera divisé en quatre régions (ou *tuiles*)
3728 appelés A, B, C et D (voir figure 6.11). La délimitation de chacune de ces tuiles est déterminée
3729 par l'allure des distributions bidimensionnelles sur les deux variables du signal ($Q \rightarrow e$) et du
3730 fond ($h \rightarrow e$ et $\gamma \rightarrow e$). Dans chaque *tuile* du plan le nombre attendu d'événements peut s'écrire :

$$\begin{aligned} N_A^{obs} &= p_A^{h \rightarrow e} N^{h \rightarrow e} + p_A^{\gamma \rightarrow e} N^{\gamma \rightarrow e} + p_A^{Q \rightarrow e} N^{Q \rightarrow e} \\ N_B^{obs} &= p_B^{h \rightarrow e} N^{h \rightarrow e} + p_B^{\gamma \rightarrow e} N^{\gamma \rightarrow e} + p_B^{Q \rightarrow e} N^{Q \rightarrow e} \\ N_C^{obs} &= p_C^{h \rightarrow e} N^{h \rightarrow e} + p_C^{\gamma \rightarrow e} N^{\gamma \rightarrow e} + p_C^{Q \rightarrow e} N^{Q \rightarrow e} \\ N_D^{obs} &= p_D^{h \rightarrow e} N^{h \rightarrow e} + p_D^{\gamma \rightarrow e} N^{\gamma \rightarrow e} + p_D^{Q \rightarrow e} N^{Q \rightarrow e} \end{aligned} \quad (6.4)$$

3731 où

3732 – $p_i^{h \rightarrow e}, p_i^{\gamma \rightarrow e}$ et $p_i^{Q \rightarrow e}$ indiquent la fraction d'événements, respectivement des bruits de fond
3733 ($h \rightarrow e$ et $\gamma \rightarrow e$) et du signal ($Q \rightarrow e$), dans une certain *tuile* i ($i = A, B, C, \text{ ou } D$)
3734 du plan. Cette fraction représente la probabilité pour un événement du signal ou d'un des
3735 bruits de fond d'appartenir à une certaine région du plan.

3736 – N_i^{obs} est le nombre observé d'événements du signal ou des bruits de fond dans la région i .

3737 – $N^{Q \rightarrow e}, N^{\gamma \rightarrow e}$ et $N^{h \rightarrow e}$ sont respectivement le nombre d'événements du signal et des bruits
3738 de fond à déterminer ;

3739 – l'unitarité du système impose :

$$N_A^{obs} + N_B^{obs} + N_C^{obs} + N_D^{obs} = N^h + N^\gamma + N^Q \quad (6.5)$$

3740 D'après 6.4 et 6.5 le problème est posé par un système de 5 équations à 15 inconnues. Pour
3741 résoudre le système, trois hypothèses sont posées :

3742 (i) la contamination dans chaque *tuile* due au bruit de fond ($p_i^{h \rightarrow e}, p_i^{\gamma \rightarrow e}$) est estimée à l'aide de
3743 la simulation. En fait, dans la limite d'un nombre de *tuiles* infinie de taille infinitésimale la
3744 connaissance de la densité de probabilité à deux dimensions est indispensable. Ceci réduit
3745 le nombre d'inconnues du système à 7 ;

3746 (ii) pour les événements du signal, les variables discriminantes doivent être indépendantes ;

3747 (iii) les distributions des variables choisies (f_1 et $nBLhits$, dans le cas de l'analyse) doivent
3748 permettre la discrimination du signal des bruits de fond dans chacune des différentes *tuiles*.

3749 La deuxième hypothèse relative à l'indépendance des variables discriminantes, au moins pour
3750 la composante du signal, permet d'écrire les relations suivantes :

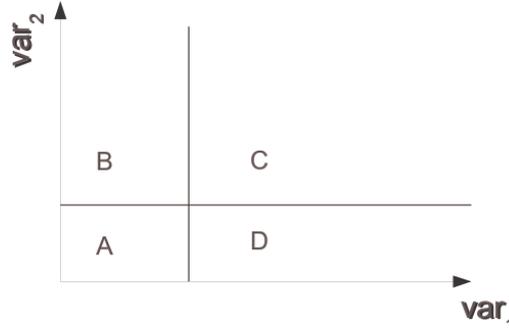


FIGURE 6.11 – Représentation schématique de la subdivision du plan par l'utilisation de deux variables discriminantes dans le cadre de la méthode des tuiles.

$$\begin{aligned}
 p_A^{Q \rightarrow e} &= (1 - p_{f_1}^{Q \rightarrow e})(1 - p_{nBL}^{Q \rightarrow e}) \\
 p_B^{Q \rightarrow e} &= (1 - p_{f_1}^{Q \rightarrow e})p_{nBL}^{Q \rightarrow e} \\
 p_C^{Q \rightarrow e} &= p_{f_1}^{Q \rightarrow e} p_{nBL}^{Q \rightarrow e} \\
 p_D^{Q \rightarrow e} &= p_{f_1}^{Q \rightarrow e}(1 - p_{nBL}^{Q \rightarrow e})
 \end{aligned} \tag{6.6}$$

3751 où $p_{f_1}^{Q \rightarrow e}$ et $p_{nBL}^{Q \rightarrow e}$ indiquent les fractions d'événements appartenant à un certain domaine
 3752 de valeurs respectivement pour f_1 et $nBLhits$. Dans le développement des équations (6.6) la
 3753 contribution du signal a été supposé être dominante dans la région C , afin de respecter l'exemple
 3754 des variables discriminantes choisies.

3755 L'utilisation des équations (6.6) permet de réduire ultérieurement le nombre d'inconnues à
 3756 cinq. En conséquence le système 6.4 peut être ainsi résolu et le nombre d'événements de signal
 3757 peut être déterminé.

3758 L'extension de la méthode de 2×2 tuiles avec une seule division par variable (2 pas), à $n \times n$
 3759 tuiles avec $(n - 1)$ divisions par variable est immédiate : la construction de n^2 tuiles donne un
 3760 système de $n + 1$ équations avec $2n + 1$ inconnues⁹. Le système est ainsi surcontraint pour $n > 2$
 3761 et la solution unique est déterminée par un estimateur donnant la minimisation d'une fonction
 3762 de vraisemblance :

$$-\ln \mathcal{L}(N^{Q \rightarrow e}, N^{\gamma \rightarrow e}, N^{h \rightarrow e}) = \sum_i^n (N_i - N_i^{obs} \ln(N_i)) \tag{6.7}$$

3763 où :

3764 – N_i est le nombre d'événements attendus dans la tuile i et $N_i = N^{Q \rightarrow e} p_i^{Q \rightarrow e} + N^{\gamma \rightarrow e} p_i^{\gamma \rightarrow e} +$
 3765 $N^{h \rightarrow e} p_i^{h \rightarrow e}$

3766 – N_i^{obs} est le nombre d'électrons observé dans la tuile i .

9. $2 \times (n - 1)$ inconnues viennent des fractions du signal dans les différentes région, les trois autres inconnues qui restent sont le nombre d'événements du signal et du fond.

3767 Les études des variables discriminantes développés pour la *méthode de la matrice* ont montré
3768 que les distributions simulées de la composante hadronique reproduisent les données de façon
3769 insatisfaisante et que l'utilisation de ces densités de probabilité introduisait un biais dans les
3770 extractions finales. Pour cette raison, la *méthode des tuiles* a été modifiée en laissant les distribu-
3771 tions de probabilité de la composante des $h \rightarrow e$ comme des paramètres libres de l'ajustement.
3772 Pour ce faire une troisième variable discriminante est prise en compte. Dans le cas de l'analyse
3773 présentée dans la suite de la section, cette troisième variable est TR_{frac} . La fonction de pro-
3774 babilité de la composante hadronique à trois dimensions ($p^{hadrons \rightarrow e}(f_1, nBLhits, TR_{frac})$) est
3775 ainsi une nouvelle inconnue. Dans le cadre de l'analyse présentée l'indépendance des variables
3776 discriminantes pour la composante hadronique est présumée de sorte de pouvoir résoudre le
3777 système et le nombre d'électrons attendu dans la *tuile* i , pour cette composante peut s'écrire en
3778 utilisant la factorisation des probabilités selon :

$$N_i^{h \rightarrow e} = N^{h \rightarrow e} \cdot p_i^{h \rightarrow e} = N^{h \rightarrow e} \cdot p_{i,f_1}^{h \rightarrow e} \cdot p_{i,nBL}^{h \rightarrow e} \cdot p_{i,TR_{frac}}^{h \rightarrow e} \quad (6.8)$$

3779 La validité de cette hypothèse a été étudiée en détails et l'estimation de l'incertitude systé-
3780 matique associée est présentée dans la suite de cette section.

3781 6.4.3.2 Validation et optimisation de la méthode

3782 Comme pour la méthode de la matrice, un test de validation, basé uniquement sur la si-
3783 mulation, a été développé. Ce test a eu pour but la mise en évidence d'un biais éventuel de
3784 la méthode elle-même. Comme les vraies données n'interviennent pas dans ce test, un accord
3785 presque parfait entre le nombre d'électrons extraits et estimés est attendu. Les résultats de ces
3786 tests d'extractions, résumés table 6.10, montrent un accord de 2%.

3787 La figure 6.12 montre les spectres des fonctions de probabilités p_{TR}^h et $p_{f_1}^h$ prédites de la
3788 simulation reconstruite par la *méthode des tuiles*. La comparaison avec les spectres simulés
3789 montre que, bien que les densités de probabilité en fonction de f_1 et de TR_{frac} ne soient pas
3790 connues a priori pour la composante des hadrons, la méthode permet de les extraire avec une
3791 très grande précision. La figure 6.13 montre enfin les spectres prédits et simulés en fonction de
3792 E_T et de η pour le signal (voir figures 6.13(e), (f)) et pour les bruits de fond (figures 6.13(a),
3793 (b), (c) et (d)). L'accord général observé entre les spectres prédits de la simulation reconstruite
3794 et la vérité confirme la qualité des résultats obtenus et valide l'utilisation de la méthode pour
3795 une analyse basée sur les données.

3796 6.4.3.3 Les résultats des extractions pour les données

3797 Une fois les tests de validation sur simulation effectués, la *méthode des tuiles* a été appliquée
3798 au lot de données dont la sélection a été présentée section 6.3.1. Les échantillons utilisés pour la
3799 simulation sont donnés table 6.11.

3800 La figure 6.14 montre les distributions des densités de probabilités relatives au fond hadro-
3801 nique prédite par la méthode : la figure 6.14(a) montre la probabilité $p_{TR}^{h \rightarrow e}$ et la figure 6.14(b)
3802 la probabilité $p_{f_1}^{h \rightarrow e}$. Le domaine utilisé pour TR_{frac} au sein de la méthode, est très restreint et
3803 dans ce domaine, prédiction et simulation montrent un très bon accord. Une différence entre le
3804 spectre extrait des données et le spectre simulé est en revanche visible pour la distribution de la
3805 fraction d'énergie déposée dans le premier compartiment du calorimètre f_1 .

3806 La table 6.12 montre, en fonction de l'énergie transverse, les valeurs extraites pour la contri-
3807 bution du signal ($Q \rightarrow e$) mais aussi pour les deux bruits de fonds ($h \rightarrow e$ et $\gamma \rightarrow e$). Les spectres
3808 en énergie transverse E_T sont montrés figures 6.15(a), (c) et (e). Selon la période, les lots des

	$h \rightarrow e$	$\gamma \rightarrow e$	$Q \rightarrow e$
méthode des tuiles	448828 \pm 894	131947 \pm 424	124896 \pm 726
Vérité sur la simulation	458558 \pm 1180	135200 \pm 630	122337 \pm 246

TABLE 6.10 – Comparaison des nombre d'électrons extraits pour le signal ($Q \rightarrow e$) et pour les bruits de fond ($h \rightarrow e$ et $\gamma \rightarrow e$) dans le cadre du test de validation de la méthode des tuiles.

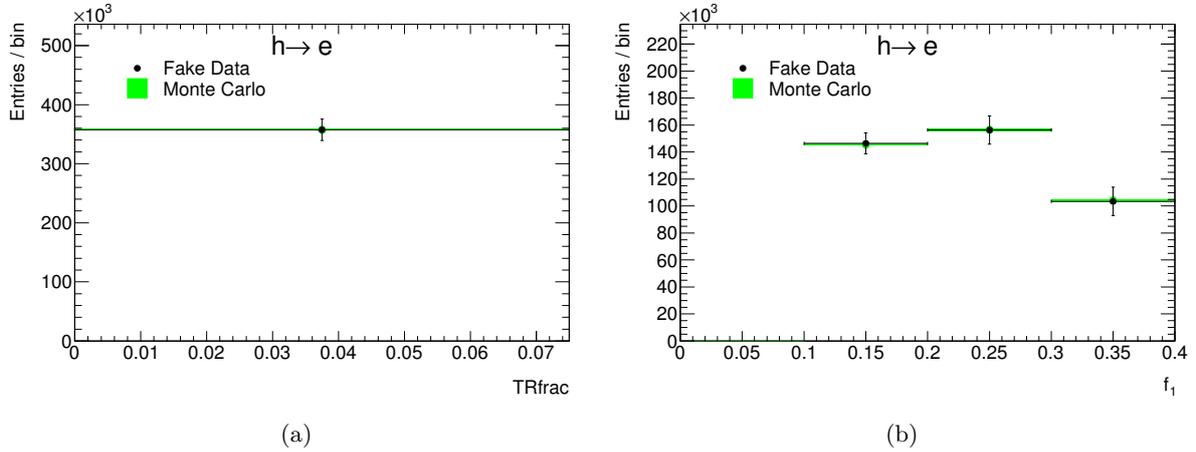


FIGURE 6.12 – Test de validation de la méthode des tuiles : la simulation reconstruite (fake data) est comparée à la vérité pour les distributions de densité de probabilité pour les variables discriminantes prédites par la méthode : TR_{frac} (a) et f_1 (b).

Échantillon	E_T (GeV)	Composante
Pythia bbe3X	7 – 16	$Q \rightarrow e$
Pythia cce3X	7 – 16	$Q \rightarrow e$
Pythia bbe7X	16 – 26	$Q \rightarrow e$
Pythia cce7X	16 – 26	$Q \rightarrow e$
Pythia 40M minbias	7 – 26	$\gamma \rightarrow e$ et $h \rightarrow e$
Pythia JF17	7 – 26	$\gamma \rightarrow e$ et $h \rightarrow e$

TABLE 6.11 – Résumé des échantillons simulés utilisés, dans les différentes régions en énergie transverse E_T , pour extraire les différentes contributions au spectre inclusif des électrons à l'aide de la méthode des tuiles. Les échantillons simulés sont utilisés pour le bruit de fond $h \rightarrow e$ uniquement pour extraire la probabilité $p_{nBL}^{h \rightarrow e}$.

CHAPITRE 6. MESURE DE LA SECTION EFFICACE DE PRODUCTION DES ÉLECTRONS VENANT DE LA DÉSINTÉGRATION DES QUARKS LOURDS

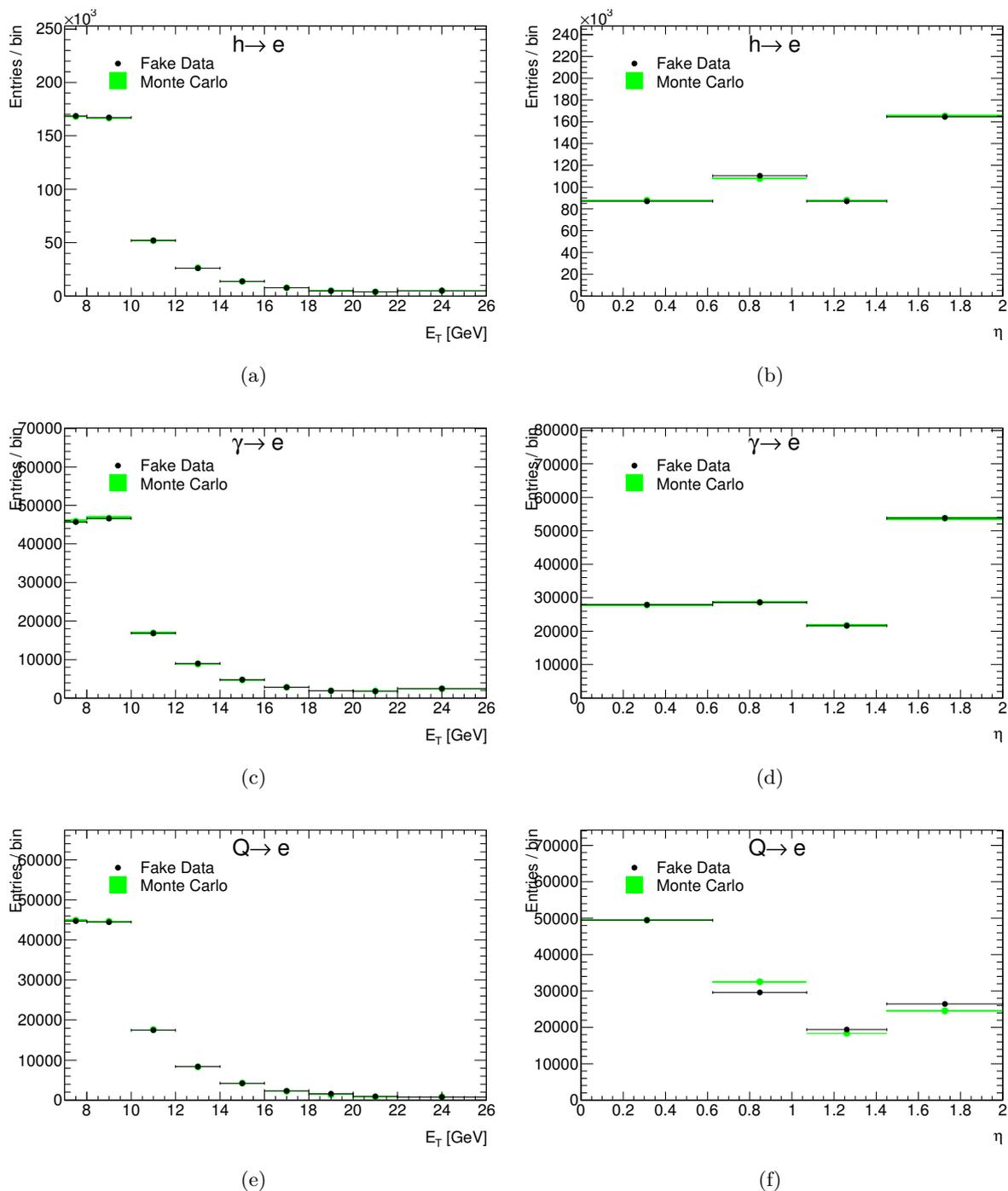


FIGURE 6.13 – Spectres en énergie transverse E_T (a, c, e) et en pseudorapidité η (b, d, f) prédits, pour chaque composante du spectre, par la méthode des tuiles dans le cadre du test de validation. La simulation reconstruite (fake data) est comparée à la vérité.

3809 données ont été enregistrées avec des conditions de déclenchement différentes. En conséquence,
 3810 pour que les spectres en énergie transverse soient correct, une pondération, pas par pas, à la
 3811 luminosité totale de 1.28 pb^{-1} est nécessaire. Les spectres montrés tiennent déjà compte de cette
 3812 pondération. Les spectres en pseudorapidité sont montrés figures 6.15(b), (d) et (f). Pour tous
 3813 les histogrammes montrés figures 6.14 et 6.15 la simulation est normalisée au nombre d'électrons
 3814 sélectionnés dans le lot des données par les critères de *présélection* et d'*identification*.

3815 6.4.3.4 Les erreurs systématiques associées à l'extraction du signal

3816 Les erreurs systématiques qui affectent l'extraction de la composante du signal sont estimées
 3817 en tenant en compte de toutes les sources possibles. En particulier, comme les densités de
 3818 probabilités, à l'exception de p_{TR}^h et $p_{f_1}^h$, sont extraites de la simulation, le biais introduit par
 3819 l'utilisation de ces probabilité est estimé et considéré comme une systématique de la méthode. En
 3820 général, pour les probabilités relatives aux variables TR_{frac} et f_1 pour le signal et les conversions,
 3821 le biais est estimé en comparant les distributions simulées avec les distributions pour un lot pur de
 3822 $\gamma \rightarrow e$. Ce lot est extrait en imposant des critères de sélection supplémentaires relatifs au nombre
 3823 de coups dans le module à pixels (*B-layer*) et la valeur du rapport E/p ¹⁰. Les distributions du
 3824 nombre de conversions en fonction de TR_{frac} et f_1 pour l'échantillon pur extrait des données et
 3825 la simulation sont montrées figure 6.16. Le décalage données-simulation observé entre ces deux
 3826 distributions est considéré comme la source du biais introduit par les densités de probabilité
 3827 venant de la simulation.

3828 Le décalage observé a été ensuite considéré aussi pour les électrons du signal, car la distri-
 3829 bution du nombre de $Q \rightarrow e$ en fonction de ces deux variables devrait être très similaire à celui
 3830 des conversions.

3831 La table 6.13 montre les incertitudes systématiques en pourcentage. Une pondération tenant
 3832 compte la statistique disponible à chaque pas en énergie est effectuée.

3833 Les sources d'incertitudes systématiques prises en compte lors de l'analyse sont :

3834 • **distribution TR_{frac}** : pour évaluer au mieux l'incertitude systématique introduite par
 3835 l'utilisation des densités de probabilité venant de la simulation, le décalage entre le spectre
 3836 simulé et celui extrait du lot pur des conversions est évalué en tenant compte des dépen-
 3837 dances possibles en énergie transverse et pseudorapidité.

3838 Les densités de probabilités du signal et des conversions ont été ainsi modifiées en intro-
 3839 duisant ces variations et l'extraction de la composante du signal a été refaite. La différence
 3840 sur le nombre $N^{Q \rightarrow e}$ estimé est considérée comme l'incertitude systématique.

3841 • **distribution f_1** : l'incertitude systématique due aux densités de probabilité en fonction
 3842 de f_1 extraite de la simulation pour le signal et les conversions a été estimée de façon
 3843 analogue à l'incertitude systématique due à la distribution de TR_{frac} .

3844 • **distribution $nBLhits$** : l'incertitude systématique associée à la distribution de probabilité
 3845 en fonction de $nBLhits$ pour les conversions a été estimée en faisant varier cette même
 3846 probabilité. Les électrons de conversions ont tendance à ne pas avoir de coups dans le
 3847 *B-Layer*, tandis que les électrons de signal et les hadrons en ont. Pour évaluer l'erreur
 3848 systématique une variation de +5% est appliquée à la contribution d'électrons n'ayant pas
 3849 de coups, et de -1% à la contribution ayant au moins un coup. Ensuite, une deuxième

10. Les critères appliqués pour sélectionner le lot pur de conversions sont les mêmes que ceux présentés pour la méthode de la matrice, à savoir : $nBLhits = 0$ et $E/p > 0.8$.

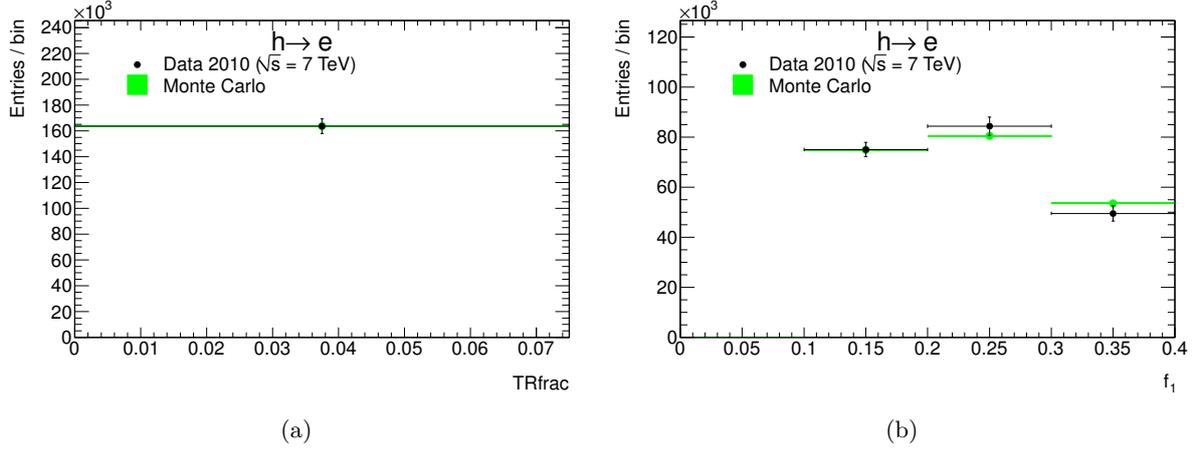


FIGURE 6.14 – Distributions de densité de probabilité pour les variables discriminantes TR_{frac} (a) et f_1 (b), prédites par la méthode des tuiles. Chaque distribution extraite est comparée à la distribution correspondante de la vérité, normalisée au nombre d'électrons sélectionnés par les critères de présélection et d'identification.

Composante	E_T (GeV)								
	7-8	8-10	10-12	12-14	14-16	16-18	18-20	20-22	22-26
$N^{Q \rightarrow e}$	2894 ± 94	2897 ± 107	10147 ± 252	4729 ± 162	5917 ± 207	3368 ± 103	8274 ± 186	4974 ± 124	5802 ± 162
$N^{\gamma \rightarrow e}$	4451 ± 71	4573 ± 76	14654 ± 141	7209 ± 99	9300 ± 111	5436 ± 85	13860 ± 137	8847 ± 110	10977 ± 121
$N^{h \rightarrow e}$	18043 ± 135	16751 ± 148	46209 ± 244	22815 ± 168	26962 ± 207	14692 ± 141	35963 ± 273	19763 ± 227	23711 ± 283

TABLE 6.12 – Résumé des résultats de l'extraction de la composante du signal ($Q \rightarrow e$) et des bruits de fond ($h \rightarrow e$ et $\gamma \rightarrow e$) obtenus à l'aide de la méthode des tuiles.

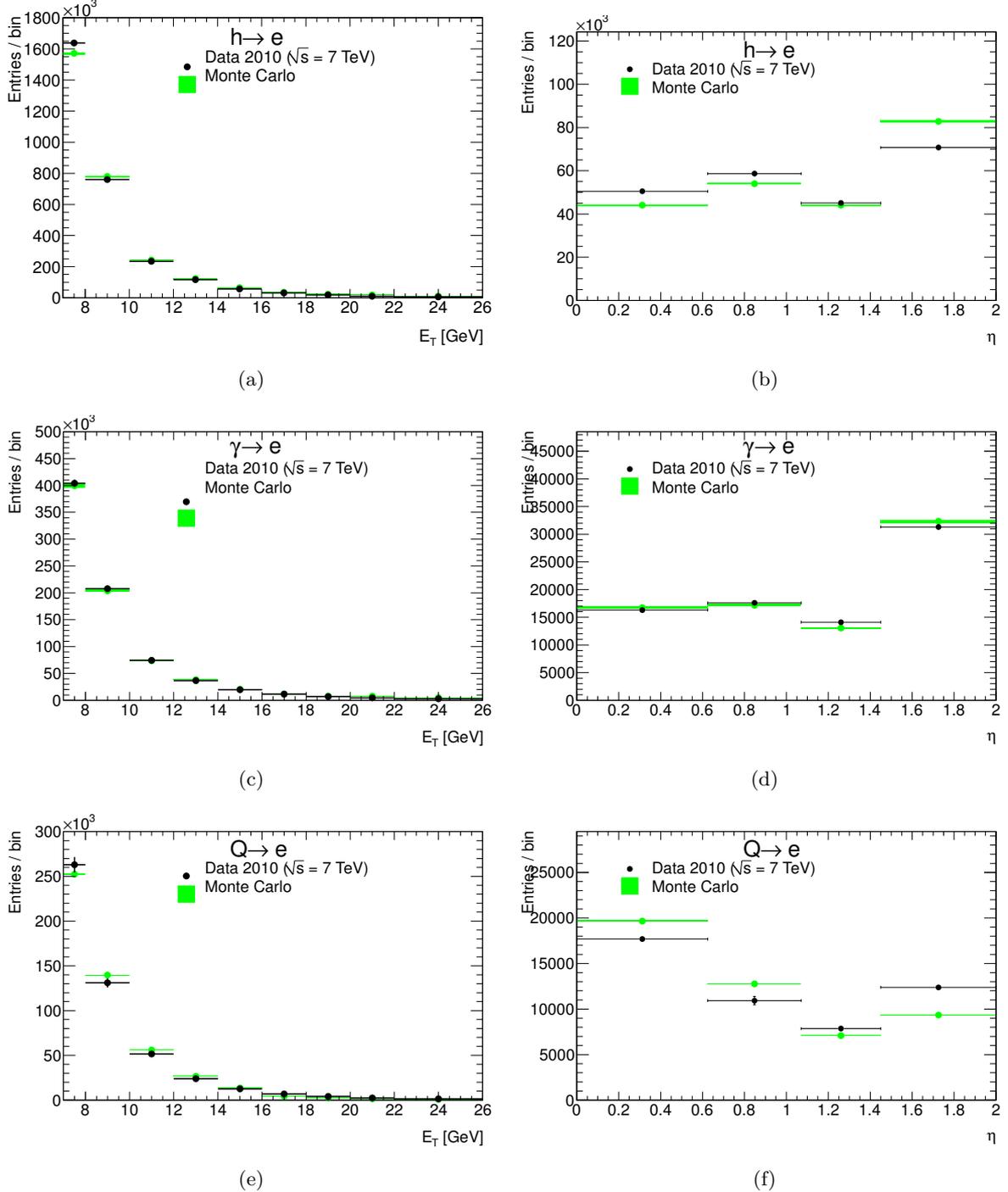


FIGURE 6.15 – Spectres en énergie transverse E_T (a, c, e) et en pseudorapidity η (b, d, f) prédits, pour chaque composante du spectre extraite par la méthode des tuiles. Les distributions en fonction de l'énergie transverse ont été pondérées à la luminosité totale (1.28 pb^{-1}). Chaque distribution extraite est comparée à la distribution correspondante de la vérité, normalisée au nombre d'électrons sélectionnés par les critères de présélection et identification.

CHAPITRE 6. MESURE DE LA SECTION EFFICACE DE PRODUCTION DES ÉLECTRONS VENANT DE LA DÉSINTÉGRATION DES QUARKS LOURDS

Source	Incertitude associée à $N^{Q \rightarrow e}$ (%)
Déviations données-simulation dues aux probabilités des $Q \rightarrow e$ et $\gamma \rightarrow e$	
distribution TR_{frac}	4.1
distribution f_1	7.1
distribution $nBLhits$	3.0
corrélations dans la composante $h \rightarrow e$	11.3
correction en énergie	5.8
statistique de la simulation	0.8 - 2.5
incertitude totale	15.6

TABLE 6.13 – Résumée des incertitudes systématiques due au nombre d’électrons extrait pour le signal $Q \rightarrow e$. Les incertitudes systématiques sont pondérés sur tout le spectre en énergie. Les poids utilisés tiennent compte de la statistique disponible à chaque pas en énergie. La méthode d’extraction appliquée pour extraire chacune de ces valeurs est détaillée dans le texte.

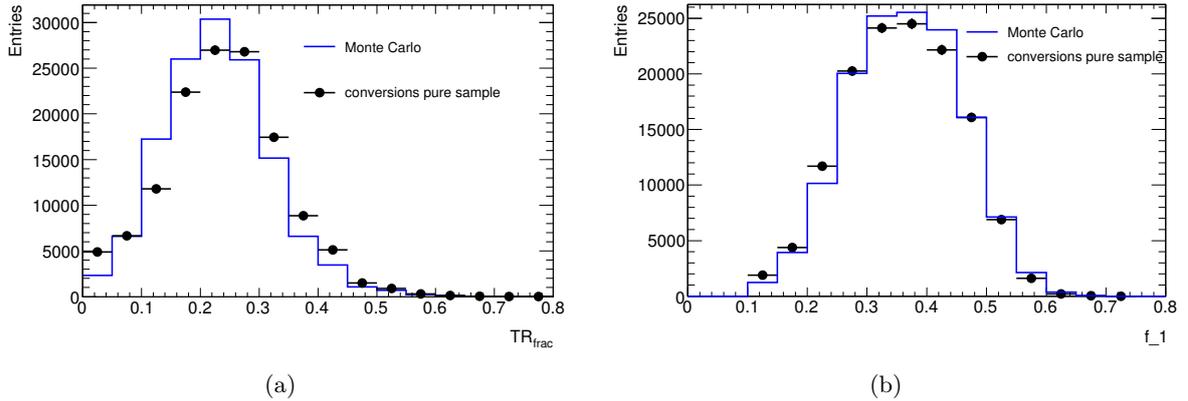


FIGURE 6.16 – Comparaison des spectres simulés et venant d’un lot pur de conversions extrait des données pour les variables TR_{frac} (a) et f_1 (b). Les spectres sont intégrés en E_T et η .

3850
3851
3852
3853
3854
3855

variation est faite avec les mêmes valeurs mais en changeant de signe (-5% et $+1\%$). La faible valeur de la variation appliquée est la preuve de la bonne compréhension du matériel constituant le détecteur interne et du matériel entourant le tube à vide ¹¹.

Pour les électrons de signal la systématique associée à la distribution de probabilité $p_{nBL}^{Q \rightarrow e}$ est estimée négligeable pour l’analyse présentée ici, car les traces traversant un module mort ou fonctionnant mal du $B - Layer$ sont rejetées lors de la sélection.

3856
3857
3858
3859

- **corrélation entre les variables pour la composante hadronique** : le biais introduit par l’hypothèse d’indépendance des variables discriminantes et donc la factorisation des densités de probabilité des hadrons permettant de les liasser libre dans l’ajustement (voir équation 6.8) est estimé à l’aide de pseudo-expériences. Si les corrélations ne sont pas

11. Compréhension acquise par des études, développées au sein de la collaboration, sur les traces chargées et la désintégration des K_s^0 dans des événements de minimum de biais [143]

négligeables, la densité de probabilité des hadrons, pour la *tuile* i peut être écrite comme une fonction à trois dimensions :

$$p_i^{h \rightarrow e} = p_i^{h \rightarrow e}(TR_{frac}, nBL, E/p) \quad (6.9)$$

En revanche, si l'hypothèse de l'indépendance des densités de probabilité est faite, $p_i^{h \rightarrow e}$ peut s'écrire comme le produit de trois fonctions à une dimension :

$$p_i^{h \rightarrow e} = p_{TR_{frac}}^{h \rightarrow e} \cdot p_{nBL}^{h \rightarrow e} \cdot p_{E/p}^{h \rightarrow e} \quad (6.10)$$

L'impact de ces corrélations possibles est ainsi pris en compte dans le développement de l'analyse en le considérant comme une systématique de la méthode [109]. Pour ce faire deux séries de pseudo-expériences ont été produites en faisant varier les distributions de probabilités relatives de toute population : une série est produite en tenant compte des corrélations possibles intervenant entre les probabilités de chaque population (voir équation 6.9), l'autre en utilisant exclusivement pour la composante hadronique, l'hypothèse de l'indépendance des probabilités et donc leur factorisation (voir équation 6.10). Un biais dû à l'hypothèse d'indépendance a été ainsi mis en évidence par les résidus relatifs calculés pour ces deux séries de pseudo-expériences.

D'autres études développées au sein de la collaboration ont montré la dépendance de ce biais avec la fraction d'électrons du signal présent dans le lot sélectionné. L'amplitude de ce biais a été estimée de façon conservatrice, pour tenir compte de la dépendance observée. Le biais relatif extrait, en fonction de E_T et intégré en η est montré figure 6.17. Le biais est estimé, pas par pas, avec deux cas de figure selon que l'incertitude associée au biais est compatible avec zéro ou pas. La valeur moyenne est ensuite pondérée par l'erreur statistique associée à la valeur extraite de $N^{Q \rightarrow e}$ pour chaque pas en énergie. La valeur finale pour cette systématique citée dans la table 6.13, est estimée à 11.3%.

- **correction en énergie** : la valeur de l'énergie des électrons (signal ou fond) a été corrigée en accord avec les modalités imposées par le groupe de performance *Egamma* pour les données 2010 [144]. L'incertitude systématique est obtenue en faisant varier, uniquement pour les données, la valeur de l'énergie transverse de l'amas de $\pm 1\%$ dans le tonneau, et de $\pm 3\%$ dans les bouchons.
- **statistique finie de la simulation** : la statistique finie des échantillons simulés utilisés pour extraire les densités de probabilité introduit une systématique. L'incertitude associée est évaluée, encore une fois, à l'aide de pseudo-expériences. Elles ont été réalisées en faisant varier les densités de probabilité de la simulation, tout en respectant l'erreur statistique poissonnienne qui leur est associée (cette technique est appelée *bootstrap* [145]). La largeur de la distribution du nombre d'électrons extrait $N^{Q \rightarrow e}$ estimée en fonction de E_T et de η par cette procédure est considérée comme une incertitude systématique. Les valeurs citées dans la table 6.13 donnent les incertitudes minimales et maximales calculées de cette façon. L'estimation de cette systématique est très conservatrice car les pseudo-expériences utilisées pour l'extraire ont été réalisées avec un échantillon simulé inférieur à celui normalement utilisé pour les extractions.

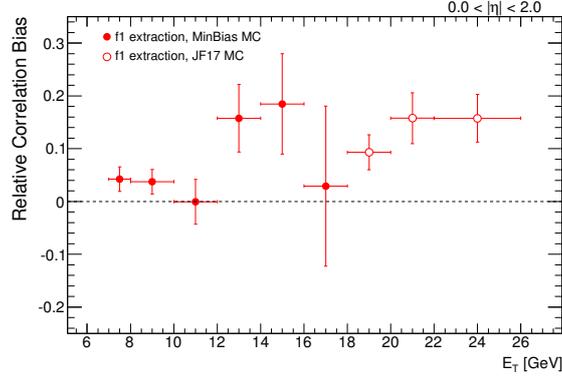


FIGURE 6.17 – *Biais relatif dû aux corrélations entre les densités de probabilité pour la composante hadronique. Le biais est montré en fonction de E_T intégré en η et il a été estimé à l’aide de pseudo-expériences [109].*

3897 6.4.3.5 Les résultats finaux

3898 Les résultats finaux de l’extraction du nombre d’électrons de signal réalisée à l’aide de la
 3899 *méthode des tuiles* sont montrés, en fonction de l’énergie transverse, table 6.14. Les erreurs
 3900 statistiques et systématiques sont aussi citées dans la table.

3901 Le spectre final extrait pour le signal $Q \rightarrow e$, avec les erreurs statistiques et systématiques
 3902 associées est montré figure 6.18. La figure 6.18(a) montre le spectre brut en fonction de E_T , tel
 3903 qu’il est extrait par l’application directe de la méthode. La figure 6.18(b) montre le même spectre
 3904 une fois appliquée la normalisation pour chaque sous-lot de données à la luminosité totale de
 3905 1.28 pb^{-1} ainsi qu’une pondération pour tenir compte de la taille variable des pas en énergie
 3906 transverse de la distribution.

3907 6.4.3.6 Comparaison avec des méthodes alternatives

3908 Une vérification des résultats obtenus précédemment a été faite en utilisant un triplet différent
 3909 de variables discriminantes E/p , $nBLhits$ et TR_{frac} permettant d’utiliser à nouveau la méthode
 3910 des tuiles. La comparaison des résultats obtenus pour la composante du signal est montrée, en
 3911 fonction de E_T , table 6.15. Comme montré par la figure 6.19(b) les deux séries de résultats sont
 3912 compatibles pour tout pas en énergie transverse E_T . Ce sont les résultats obtenus avec le triplet
 3913 de variables E/p , $nBLhits$ et TR_{frac} qui sont utilisés pour la mesure de la section efficace de
 3914 production des quarks lourds publiée par la collaboration ATLAS [146]. Cela est principalement
 3915 dû au fait que le biais introduit par les corrélations au sein de la composante hadronique est
 3916 plus faible que celui présenté dans cette section ¹².

3917 La figure 6.19(b) montre aussi les résultats d’une troisième méthode qui permet aussi l’ex-
 3918 traction de la composante du signal du lot des données. Cette méthode, appelée “The Little
 3919 Poisson nTR méthode” [109] ne sera pas discutée dans plus avant.

12. Le biais dû aux corrélations existantes au sein de la composante hadronique est estimé à 7.2% pour l’analyse utilisée pour la publication (analyse qui sera dans la suite appelée “officielle”).

6.5. L'EFFICACITÉ DU SIGNAL

E_T (GeV)	7-8	8-10	10-12	12-14	14-16
<i>méthode des tuiles</i> $N^{Q \rightarrow e}$	2894 ± 94 ± 429	2897 ± 107 ± 373	10147 ± 252 ± 1068	4729 ± 162 ± 974	5917 ± 207 ± 1274
E_T (GeV)	16-18	18-20	20-22	22-26	
<i>méthode des tuiles</i> $N^{Q \rightarrow e}$	3368 ± 103 ± 631	8274 ± 186 ± 988	4974 ± 124 ± 955	5802 ± 162 ± 1296	

TABLE 6.14 – Résultats finaux des extractions, avec erreur statistique et systématique, du lot des données de la composante du signal ($Q \rightarrow e$) à l'aide de la méthode des tuiles.

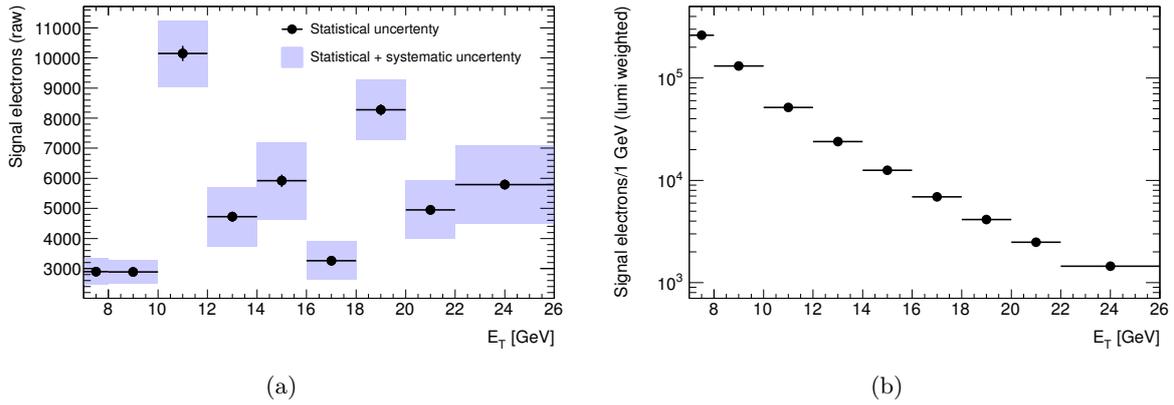


FIGURE 6.18 – Distribution de l'énergie transverse de l'amas E_T pour la composante du signal, extrait par la méthode des tuiles, avant (a) et après (b) normalisation à 1.28 pb^{-1} . Les incertitudes statistiques et systématiques sont aussi montrés dans les figures.

E_T (GeV)	7-8	8-10	10-12	12-14	14-16
<i>méthode des tuiles officielle</i> (E/p) $N^{Q \rightarrow e}$	2934 ± 127 ± 267	2982 ± 108 ± 271	10337 ± 313 ± 940	4912 ± 180 ± 452	6000 ± 163 ± 564
<i>méthode des tuiles</i> (f_1) $N^{Q \rightarrow e}$	2894 ± 94 ± 429	2897 ± 107 ± 373	10147 ± 252 ± 1068	4729 ± 162 ± 974	5917 ± 207 ± 1274
E_T (GeV)	16-18	18-20	20-22	22-26	
<i>méthode des tuiles officielle</i> (E/p) $N^{Q \rightarrow e}$	3174 ± 116 ± 289	7490 ± 236 ± 689	4757 ± 154 ± 447	5203 ± 186 ± 489	
<i>méthode des tuiles</i> (f_1) $N^{Q \rightarrow e}$	3368 ± 103 ± 631	8274 ± 186 ± 988	4974 ± 124 ± 955	5802 ± 162 ± 1296	

TABLE 6.15 – Comparaison du nombre d'électrons de signal $N^{Q \rightarrow e}$ extraits par les deux implémentations de la méthode des tuiles : une utilisant f_1 , l'autre E/p (implémentation dite "officielle") pour la discrimination de la composante hadronique.

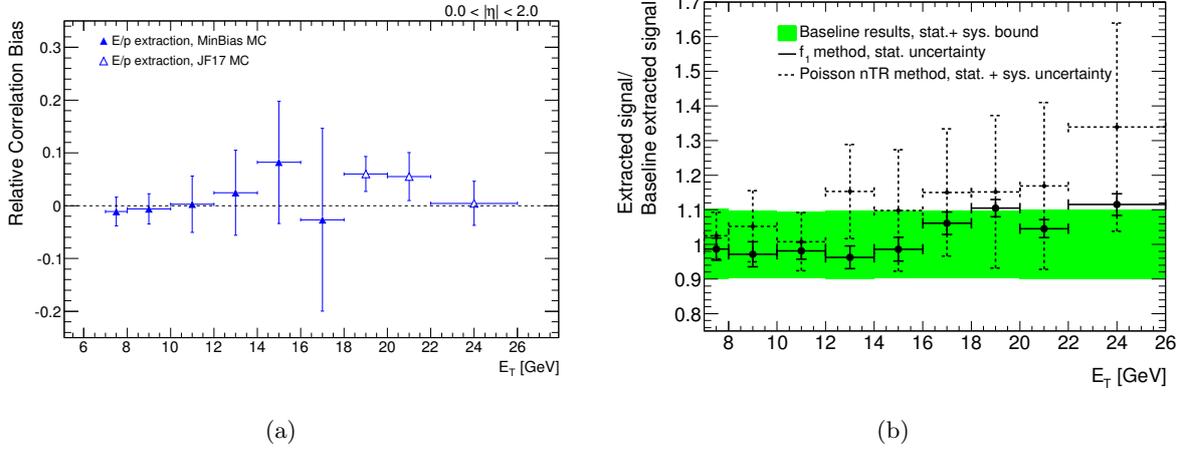


FIGURE 6.19 – (a) : *Biais relatif en fonction de E_T et intégré en η dû aux corrélations entre les densité de probabilité pour la composante hadronique $h \rightarrow e$ dans le cas des résultats de la méthode des tuiles utilisant E/p .* (b) : *comparaison du nombre d'électrons de signal $N^{Q \rightarrow e}$ extraits par trois différentes méthodes : la méthode des Tuiles utilisant E/p (bande verte) est prise comme référence, la méthode des Tuiles utilisant f_1 (traits pleins) est en bon accord et la méthode "Little Poisson nTR" (pointillés) est également montrés.*

6.5 L'efficacité du signal

Cette section présente les efficacités relatives à l'extraction de la composante du signal : l'efficacité de déclenchement, de *présélection* et d'*identification* dont les critères de sélection ont été décrit section 6.3.1. En effet, si l'on se réfère à l'équation 6.1, après avoir évalué le nombre d'électrons, il faut connaître l'efficacité globale de la sélection pour accéder à la mesure de la section efficace. Les mesures d'efficacité de *présélection* et d'*identification* sont extraites de la simulation. En effet, au niveau de la *présélection* il n'est pas possible d'extraire cette mesure directement des données, à cause de la faible contribution du signal. En revanche, cela a été fait pour l'efficacité d'*identification*, et sera décrit section 6.5.3.1. Cependant la statistique disponible pour cette mesure est faible à cause des fortes contraintes imposées par la sélection. C'est pourquoi l'efficacité d'*identification* est aussi extraite de la simulation pour pouvoir l'estimer pour chaque pas en E_T . L'analyse basée sur les données permet d'estimer un facteur de correction global à appliquer à l'efficacité extraite de la simulation.

6.5.1 Efficacité de déclenchement

La probabilité pour un électron satisfaisant tous les critères de sélection de déclencher sur les critères d'une chaîne $L1_EMx$ est déterminée en fonction de l'énergie transverse E_T de l'amas. La figure 6.20 montre ces probabilités, pour le lot des données et pour la simulation, en fonction de E_T pour les quatre chaînes impliquées dans la sélection des événements (voir section 6.2.1). Pour les données, la probabilité est déterminée à partir d'un lot d'événements passant le déclenchement le moins contraignant, le déclenchement de biais minimum. Pour les échantillons simulés, seuls les électrons venant de la désintégration de quarks lourds ont été considérés¹³. Les lignes rouges pointillées montrent le seuil minimal en énergie transverse E_T , requis pour chacune des quatre

13. La sélection des électrons venant de la désintégration des quarks lourds pour la simulation est faite à l'aide du logiciel officiel d'ATLAS qui permet la classification des électrons selon leurs origines [80].

3942 chaînes de déclenchement impliquées dans l'analyse. Pour chacune, au delà de ce seuil, un bon
 3943 accord est observable entre la simulation et les données avant toute soustraction du bruit de fond.

3944 Ainsi, pour chaque période, la mesure de l'efficacité de déclenchement considérée est celle
 3945 extraite à partir des données. L'incertitude systématique associée est estimée en considérant la
 3946 différence entre les données et la simulation. L'efficacité de déclenchement en fonction de l'énergie
 3947 transverse E_T est résumée dans la table 6.16. La pondération en fonction de la luminosité des différentes
 3948 périodes a été prise en compte.

3949 6.5.2 Efficacité de présélection

3950 L'efficacité de présélection ne peut pas être mesurée en utilisant uniquement les données car le
 3951 signal, avant l'application des critères d'*identification*, ne représente que le 2% du lot de candidats
 3952 électrons et il n'y a pas de moyen d'accéder à un lot suffisamment pur d'électrons satisfaisants si
 3953 peu de critères. L'efficacité de présélection est donc mesurée en utilisant la simulation, de même
 3954 que l'efficacité d'acceptance.

3955 Cependant, afin de tester la qualité de l'accord entre données et simulation, l'efficacité relative
 3956 à l'application de certains critères de sélection (nombre de coups dans le détecteur de silicium
 3957 ou dans le TRT, énergie déposée dans le premier compartiment du calorimètre ...) a aussi été
 3958 extraite des données. Cela est fait pour des efficacités qui ne sont pas sensibles à la composition
 3959 du lot d'électrons sélectionnés¹⁴ en mesurant le nombre de candidats avant et après cette coupure
 3960 unique. La table 6.17 montre ces valeurs d'efficacités extraites des données en les comparant aux
 3961 chiffres extraits de la simulation. Un bon accord entre données et simulation est observé.

3962 6.5.3 Efficacité d'identification

3963 Afin d'obtenir une mesure nécessitant le moins possible de recourir à la simulation, l'efficacité
 3964 d'identification a été déterminée en utilisant une approche strictement basée sur les données en
 3965 appliquant une méthode dite de "Tag and Probe" (appelé $T\&P$ dans la suite).

3966 6.5.3.1 La méthode "Tag and Probe"

3967 La méthode $T\&P$ est couramment utilisée pour sélectionner un lot pur d'électrons isolés
 3968 lorsqu'un processus de résonance est étudié : l'application d'une sélection sévère sur l'électron
 3969 *tag* permet d'identifier facilement le deuxième électron (électron *probe*) de l'événement du signal
 3970 étudié, sans avoir à appliquer des forts critères de sélection sur ce dernier. On accède ainsi à
 3971 un lot pur d'électrons sur lequel des mesures d'efficacité peuvent être réalisées. Des exemples
 3972 d'application de cette méthode sont les analyses $J/\Psi \rightarrow ee$ or $Z \rightarrow ee$ [64, 147].

3973 Les électrons venant de la désintégration des quarks lourds ne peuvent pas suivre ces exemples
 3974 car il s'agit d'électrons de basse impulsion transverse, non isolés, et surtout non associés à
 3975 aucune résonance. Cependant, une technique $T\&P$ standard peut toujours être appliquée pour
 3976 laquelle on cherche à sélectionner des événements $b\bar{b}$ pour lesquels les deux quarks se désintègrent
 3977 semi-leptoniquement en électron. Les événements $T\&P$ considérés sont donc caractérisés par la
 3978 présence de deux candidats électrons, qui ont dans l'analyse deux rôles différents. L'électron *tag*
 3979 permet le déclenchement de l'événement et il est sélectionné par des critères très stricts pour
 3980 enrichir au maximum le lot sélectionné en événements $b\bar{b}$; le deuxième électron de l'événement,
 3981 appelé *probe*, est sélectionné à l'aide de critères plus souples puisque c'est sur cet deuxième objet
 3982 que la mesure d'efficacité est effectuée.

14. Cette hypothèse a été validée par la réalisation de tests basés uniquement sur la simulation.

CHAPITRE 6. MESURE DE LA SECTION EFFICACE DE PRODUCTION DES ÉLECTRONS VENANT DE LA DÉSINTÉGRATION DES QUARKS LOURDS

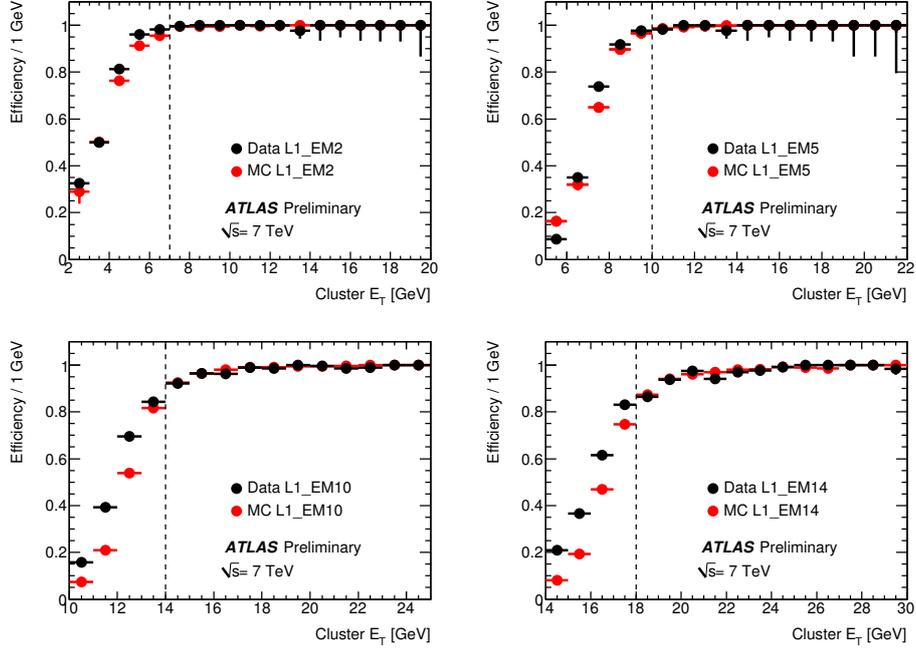


FIGURE 6.20 – Efficacité de déclenchement pour les chaînes L1_EM2, L1_EM5, L1_EM10 et L1_EM14 en fonction de l'énergie transverse de l'amas E_T pour les électrons satisfaisant tous les critères de sélection. Les lignes rouges pointillées montrent le seuil minimal en E_T minimal demandé selon la chaîne de déclenchement.

Chaîne L1	E_T (GeV)			
	7-8	8-10	10-12	12-14
EM2	$99.6^{+0.2}_{-0.3} \pm 0.2$	$100.0^{+0.0}_{-0.2} \pm 0.5$	$100.0^{+0.0}_{-0.6} \pm 0.2$	$98.9^{+0.8}_{-1.6} \pm 1.0$
EM5	-	-	$98.9^{+0.6}_{-1.0} \pm 0.0$	$98.9^{+0.8}_{-1.6} \pm 0.8$
Total	$99.6^{+0.2}_{-0.3} \pm 0.2$	$100.0^{+0.0}_{-0.2} \pm 0.5$	$99.0^{+0.5}_{-1.0} \pm 0.0$	$98.9^{+0.8}_{-1.6} \pm 0.9$

Chaîne L1	E_T (GeV)				
	14-16	16-18	18-20	20-22	22-26
EM2	$100.0^{+0.0}_{-3.0} \pm 0.0$	$100.0^{+0.0}_{-3.5} \pm 0.0$	$100.0^{+0.0}_{-2.8} \pm 0.0$		
EM5	$100.0^{+0.0}_{-3.0} \pm 0.0$	$100.0^{+0.0}_{-3.5} \pm 0.0$	$100.0^{+0.0}_{-4.9} \pm 0.0$	$100.0^{+0.0}_{-5.9} \pm 0.0$	
EM10	$93.8^{+0.5}_{-0.5} \pm 0.3$	$97.4^{+0.4}_{-0.5} \pm 1.1$	$99.2^{+0.3}_{-0.3} \pm 0.0$	$99.2^{+0.4}_{-0.5} \pm 0.4$	$99.6^{+0.2}_{-0.3} \pm 0.4$
EM14	-	-	$89.8^{+1.0}_{-1.1} \pm 0.4$	$96.0^{+0.8}_{-1.0} \pm 0.4$	$98.2^{+0.5}_{-0.6} \pm 0.3$
Total	$96.4^{+0.3}_{-1.5} \pm 0.2$	$98.5^{+0.2}_{-1.7} \pm 0.6$	$92.1^{+0.8}_{-1.3} \pm 0.3$	$96.8^{+0.7}_{-1.4} \pm 0.4$	$98.6^{+0.4}_{-1.0} \pm 0.3$

TABLE 6.16 – Efficacité de déclenchement en fonction de l'énergie transverse E_T après pondération selon la luminosité de chaque période. Les erreurs sont statistiques et systématiques.

	E_T (GeV)								
	7-8	8-10	10-12	12-14	14-16	16-18	18-20	20-22	22-26
Efficacité nb de coups dans le Silicium [%]									
Signal simulé	100.0(-)	100.0(-)	100.0(-)	100.0(-)	100.0(-)	99.99(-)	99.99(-)	99.99(-)	100.0(-)
Simulation	99.88(1)	99.87(1)	99.87(1)	99.85(1)	99.82(2)	99.85(2)	99.87(2)	99.87(3)	99.87(2)
Données	99.86(1)	99.84(1)	99.82(-)	99.82(1)	99.76(1)	99.77(1)	99.79(-)	99.80(1)	99.80(1)
Efficacité nb de coups dans le TRT [%]									
Signal simulé	96.65(2)	97.25(1)	97.70(2)	98.01(3)	98.27(3)	98.41(4)	98.59(5)	98.79(6)	98.86(5)
Simulation	98.61(2)	98.72(2)	98.84(2)	98.90(3)	98.92(4)	98.94(5)	98.99(6)	99.19(7)	99.09(6)
Données	98.69(2)	98.79(2)	98.81(1)	98.89(2)	99.01(1)	99.06(2)	99.13(1)	99.16(1)	99.26(1)
Efficacité $f_1 > 0.1$ [%]									
Signal simulé	99.67(5)	99.70(4)	99.67(7)	99.7(1)	99.7(1)	99.4(3)	100(-)	100(-)	99.1(5)
Simulation	96.57(3)	96.68(3)	96.98(5)	97.30(7)	97.46(9)	97.6(1)	98.0(2)	97.9(2)	98.1(2)
Données	96.18(5)	96.25(5)	97.66(2)	97.69(3)	98.12(2)	98.19(3)	98.64(2)	98.68(2)	98.74(2)

TABLE 6.17 – Efficacités mesurées pour certains critères de présélection. Le label “Signal simulé” indique que les efficacités sont relatives uniquement à la composante du signal (extraites des échantillons *bbe7X* et *cce7X*). Le label “Simulation” indique les prédictions pour les efficacités du signal et de toute contribution du bruit de fond. Les erreurs citées sont uniquement statistiques et marquées (-) quand elles ne peuvent pas être extraites. Les résultats présentés ici ont été utilisés pour les études d’incertitude systématique. L’efficacité globale de reconstruction est présentée table 6.24.

3983 L’efficacité est alors mesurée du côté de l’électron *probe*, à partir du nombre d’électrons pas-
3984 sant les critères de présélection, $N_{\text{probe}}^{Q \rightarrow e}$, et de ceux passant également les critères d’identification,
3985 $N_{\text{probe \& identified}}^{Q \rightarrow e}$. L’efficacité d’identification ($\epsilon_{\text{ID}}^{\text{T\&P}}$) est alors calculée comme le rapport de ces
3986 deux nombres d’événements satisfont aussi les critères d’*identification* :

$$\epsilon_{\text{ID}}^{\text{T\&P}} = \frac{N_{\text{probe \& identified}}^{Q \rightarrow e}}{N_{\text{probe}}^{Q \rightarrow e}} \quad (6.11)$$

3987 La forte sélection appliquée à l’électron *tag*, enrichit en signal le lot d’électrons *probe* utilisé
3988 pour l’estimation de l’efficacité mais l’absence de résonance fait que la contamination par le
3989 bruit de fond reste très importante. Toutefois, la *méthode des tuiles* (voir section 6.4.3) permet
3990 d’extraire le signal d’électrons même dans un lot d’événements dominé par le bruit de fond ; elle
3991 est donc utilisée et appliquée deux fois : la composante du signal est extraite une fois au niveau
3992 de la *présélection* ($N_{\text{probe}}^{Q \rightarrow e}$), et une deuxième fois au niveau d’*identification* ($N_{\text{probe \& identified}}^{Q \rightarrow e}$).

3993 6.5.3.2 La sélection des événements

3994 Les lots de données et la simulation utilisés pour cette analyse sont ceux présentés section
3995 6.3.1. Les critères appliqués pour la sélection de l’électron *tag* et de l’électron *probe* sont les
3996 suivants :

3997

• **Sélection de l'électron *tag***

3998

◇ L'électron *tag* doit être l'objet ayant déclenché la chaîne *L1_EMx*. Pour ce faire la distance géométrique ΔR ¹⁵ entre l'objet responsable du déclenchement et le candidat *tag* reconstruit est calculée. L'électron est sélectionné si cette distance est inférieure à 0.15. La distribution des distances obtenues pour l'association des candidats électrons *tag* avec l'objet de déclenchement est montrée figure 6.21. En vérifiant ainsi que c'est l'électron *tag* qui déclenche l'enregistrement de l'événement, on s'assure que le lot d'électrons *probe* n'a aucun biais dû au déclenchement. En particulier, la coupure cinématique demandant un électron de plus de 7 GeV dans l'analyse présentée précédemment est imposée par les seuils de déclenchement. Le spectre de l'électron *probe* n'a plus de coupure basse en énergie transverse imposée ;

4008

◇ Le candidat *tag* doit être reconstruit par un des algorithmes officiels ATLAS, avoir une énergie supérieure à 7 GeV et avoir une pseudorapidité inférieure à $|2.0|$. La région de transition entre le tonneau et les bouchons ($1.37 < |\eta| < 1.52$) est exclue.

4009

4010

4011

◇ L'identification des candidats *tag* est faite en utilisant les critères de sélection officielle d'ATLAS *RobustMedium* [148]. De plus, des contraintes sur des variables relatives au développement latérale de la gerbe électromagnétique, sur la qualité de la trace et aussi sur l'ajustement entre l'amas et la trace sont imposées ;

4012

4013

4014

4015

◇ Les candidats *tag* doivent avoir au moins un coup dans le *B-layer*. Ce critère permet de réduire la contamination due aux processus de conversion. Dans les cas de modules déconnectés de ce sous-détecteur, les électrons avec zéro coups sont acceptés.

4016

4017

4018

◇ Des critères les plus sévères (*tight*) de la sélection officielle d'ATLAS [148], sont imposés sur les quantités mesurées par le TRT.

4019

4020

• **Sélection de l'électron *probe***

4021

La sélection appliquée pour les électrons *probe* est identique à celle présentée table 6.3, à part le critère imposée sur l'énergie transverse. En effet, afin de préserver le plus de statistique possible, ce critère a été partiellement relâchée en permettant la sélection de tout électron ayant une valeur de E_T supérieure à 3 GeV, même si cette région est en dessous de la région d'intérêt pour la mesure de la section efficace. Cela est possible car le déclenchement de l'événement est fait avec l'électron *tag*, et ceci permet d'éliminer tout biais ou contrainte de ce type sur l'électron *probe*.

4022

4023

4024

4025

4026

4027

4028

4029

• **Critères communs de sélection**

4030

◇ charge opposée : afin d'enrichir le lot d'événements obtenu en paire d'électrons, seuls les paires d'électrons *tag* et *probe* ayant une charge opposée sont sélectionnés. Il a été démontré sur des événements simulés un gain en signal, passant de 6% des événements du lot à 10%, bien que cette coupure prive de la moitié de la statistique disponible.

4031

4032

4033

15. $\Delta R = \sqrt{(\eta_{tag}^2 - \eta_{trigger}^2) + (\phi_{tag}^2 - \phi_{trigger}^2)}$

4034 ◇ veto sur les électrons isolés : afin d'éviter toute contamination par les électrons isolés
 4035 venant de la désintégration $J/\Psi \rightarrow ee$ ou $Z \rightarrow ee$ que peut entraîner la coupure précé-
 4036 dente, des veto sont imposés. Ainsi, les paires d'électrons *tag* et *probe* ayant une masse
 4037 transverse autour de la masse du J/Ψ ($M_{ee} > 3.2$ GeV or $M_{ee} < 2.8$ GeV) sont rejetés.
 4038 De même, seuls les électrons en dessous du pic de masse du boson Z sont pris en compte
 4039 ($M_{ee} < 70$ GeV).

4040 L'effet de l'application des critères de sélection sur le nombre d'événements du lot de données
 4041 est montré table 6.18. Le choix des critères de sélection sur l'électron *tag* a été fait en enrichissant
 4042 suffisamment le lot d'événements en signal de sorte que la méthode des tuiles soit applicable
 4043 tout en essayant de conserver le plus de statistique possible.

4044 Le critère de sélection sur deux électrons de charges opposées conduit à une augmentation
 4045 potentielle de la contribution des électrons venant des processus Drell-Yan, lesquels ne peuvent
 4046 pas être rejetés par une sélection en fonction du valeur de leur masse invariante. Cependant, une
 4047 étude basée sur la simulation présentée dans la section suivante, montre que la contamination
 4048 de ces événements, à basse valeur d'énergie transverse, n'a pas d'effet sur la valeur de l'efficacité
 4049 extraite par la méthode *T&P*. L'effet de cette contamination devient visible pour des valeurs de
 4050 E_T supérieures à 16 GeV tout en restant négligeable.

4051 L'application de ces critères de sélection amène à une forte réduction de la statistique dispo-
 4052 nible : sur 47 035 candidats électrons *tag*, seulement 12 372 électrons *probe* passent les critères de
 4053 *présélection* ($N_{\text{probe}}^{\text{candidat}}$) et 2 312 satisfont également les critères d'*identification* ($N_{\text{probe \& identified}}^{\text{candidat}}$).
 4054 Les nombres de candidats électrons pour les niveaux de *présélection* et d'*identification*, en fonc-
 4055 tion de l'énergie transverse E_T , sont montrés table 6.19. La figure 6.22 montre les spectres en
 4056 énergie transverse E_T et pseudorapidité η pour les électrons *probe* aux deux niveaux de sélection.
 4057 Les spectres des données sont comparés à ceux de la simulation. Les différentes contributions
 4058 ($Q \rightarrow e$, $h \rightarrow e$, $\gamma \rightarrow e$) sont mises en évidence.

4059 C'est à partir des ces lots d'électrons *probe* ($N_{\text{probe}}^{\text{candidat}}$ et $N_{\text{probe \& identified}}^{\text{candidat}}$) ainsi sélectionnés,
 4060 que la composante du signal est extraite ($N_{\text{probe}}^{Q \rightarrow e}$ et $N_{\text{probe \& identified}}^{Q \rightarrow e}$). En effet, après l'application
 4061 de la sélection des événements, toutes les contributions au spectre inclusif sont présentes :

$$N_{\text{probe}}^{\text{candidat}} = N_{\text{probe}}^{Q \rightarrow e} + N_{\text{probe}}^{h \rightarrow e} + N_{\text{probe}}^{\gamma \rightarrow e} \quad (6.12)$$

$$N_{\text{probe \& identified}}^{\text{candidat}} = N_{\text{probe \& identified}}^{Q \rightarrow e} + N_{\text{probe \& identified}}^{h \rightarrow e} + N_{\text{probe \& identified}}^{\gamma \rightarrow e} \quad (6.13)$$

4062 6.5.3.3 Tests de validation de la méthode *T&P*

4063 La méthode *T&P*, adaptée au cas des électrons venant de la désintégration des quarks
 4064 lourds a préalablement été testée sur la simulation afin de vérifier la faisabilité de la mesure
 4065 d'efficacité. Cette vérification, présentée dans la suite de la section, comporte différentes étapes.
 4066 Tout d'abord, en utilisant les échantillons simulés, l'absence de biais lors de l'extraction du signal,
 4067 à l'aide de la *méthode des tuiles* aux deux niveaux de sélection a été vérifié. Ensuite, toujours
 4068 en utilisant la simulation, la mesure d'efficacité proprement dite a été réalisée et l'effet de la
 4069 contamination des processus Drell Yan a été étudié. Pour finir, l'efficacité vraie des électrons
 4070 *probe* a été comparée à l'efficacité vraie déterminée sur les électrons sélectionnés précédemment
 4071 dans le but de mesurer la section efficace de production des quarks lourds se désintégrant en

CHAPITRE 6. MESURE DE LA SECTION EFFICACE DE PRODUCTION DES ÉLECTRONS VENANT DE LA DÉSINTÉGRATION DES QUARKS LOURDS

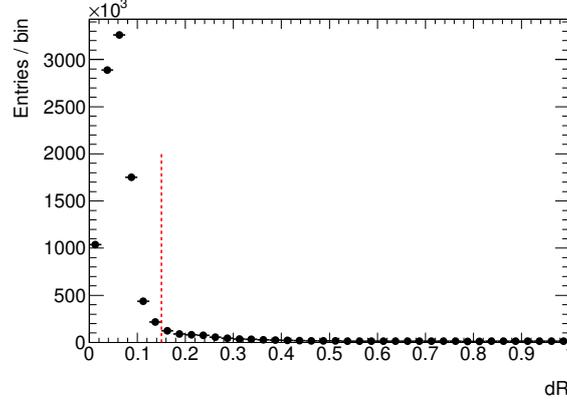


FIGURE 6.21 – Distribution de la distance ΔR entre le candidat électron tag et l'objet ayant déclenché la chaîne L1_EMx. Seuls les électrons vérifiant que la distance est inférieure à 0.15 (ligne rouge pointillée) sont sélectionnés.

Critère	Nombre de	
	candidats <i>tag</i>	candidats <i>probe</i>
Sélection pour l'électron <i>tag</i>		
Rejet des amas proches des régions problématiques du calorimètre EM	16 777 216	
Distance avec l'objet responsable du déclenchement	10 106 600	
Algorithme de reconstruction	7 207 499	
$E_T > 7$ GeV	6 376 526	
$ \eta < 2.0$	6 375 442	
Exclusion de la région $1.37 < \eta < 1.52$	6 259 709	
RobustMedium	5 622 124	
Critères sur les quantités mesurées par le TRT	47 035	
Sélection pour le candidat <i>probe</i>		
Tout candidat	47 035	117 215
Rejet des amas proches des régions problématiques du calorimètre EM		92 125
Algorithme de reconstruction		62 393
$E_T > 3$ GeV		61 080
Exclusion de la région $1.37 < \eta < 1.52$		59 124
$ \eta < 2.0$		50 029
Qualité de la trace		33 069
Fraction d'énergie reconstruite dans le premier compartiment de l'EMCAL ($f_1 > 0.1$)		24 980
Sélection commune		
Charges opposées		13 438
$M_{ee} < 70$ GeV		12 587
$M_{ee} > 3.2$ GeV or $M_{ee} < 2.8$ GeV		12 372
Critères de <i>identification</i>		2 312

TABLE 6.18 – Effet de la sélection des électrons tag et probe. La sélection de l'électron probe ne peut commencer que quand un électron tag été identifié.

6.5. L'EFFICACITÉ DU SIGNAL

$E_T(\text{GeV})$	3-5	5-7	7-10	10-16	16-26	>26
Nombre de candidats au niveau de <i>présélection</i> ($N_{\text{probe}}^{\text{candidates}}$)	5175	3073	2004	1365	548	207
Nombre de candidats au niveau de <i>identification</i> ($N_{\text{probe \& identified}}^{\text{candidates}}$)	1093	592	348	195	61	23

TABLE 6.19 – Nombre de candidats électrons, en fonction de l'énergie transverse E_T , sélectionné pour l'analyse T&P.

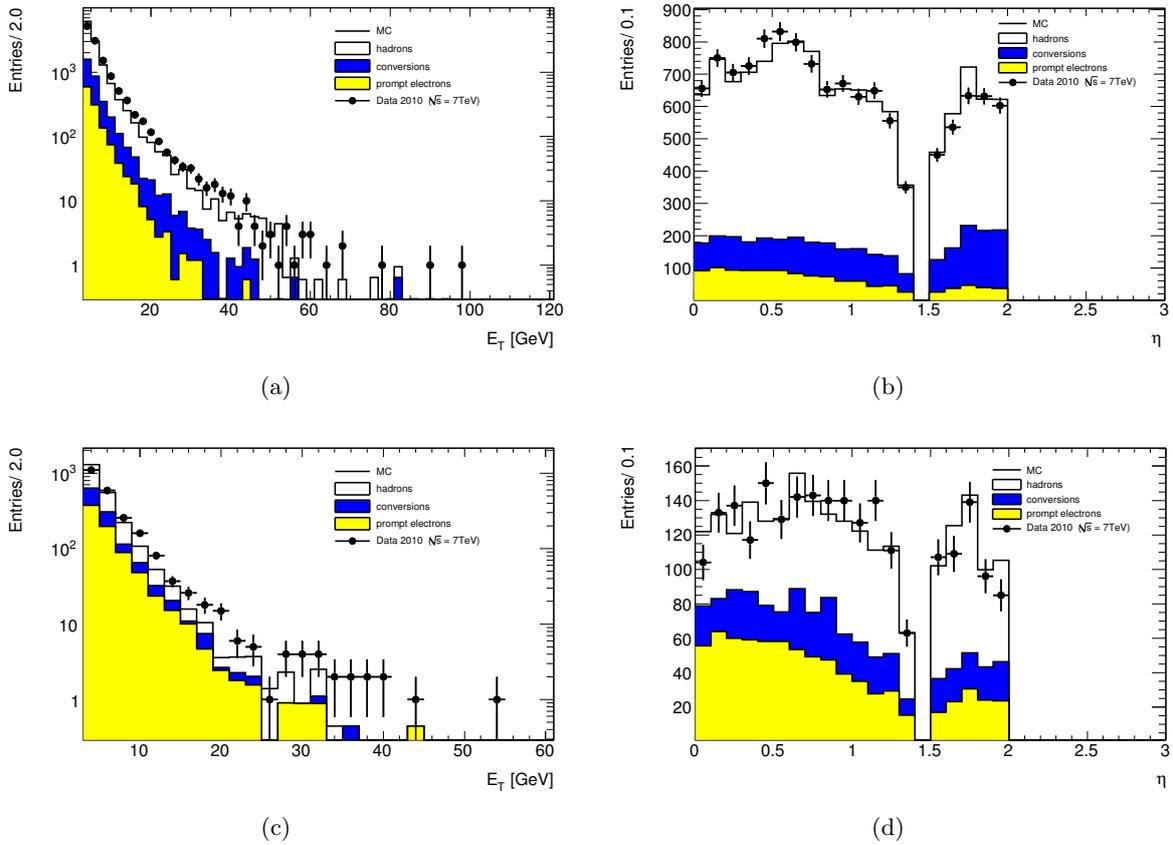


FIGURE 6.22 – Distributions du nombre de candidats électrons présélectionnés (a et b) et identifiés (c et d) dans le cadre de l'analyse T&P. Les distributions sont montrées en fonction de l'énergie transverse E_T et de la pseudorapidité η . Contrairement au cas où seul un électron est sélectionné pour lequel la simulation et les données sont en assez bon accord, lorsque deux électrons sont demandés, l'accord est moins bon.

	électrons de présélection	électrons d'identification
Hadrons mal identifiés (%)	73.7	49.3
Électrons secondaires (conversions) (%)	17.3	19.5
Électrons de signal (%)	9.0	31.2

TABLE 6.20 – Pourcentage attendu pour chaque origine des candidats électrons probe avec une énergie transverse supérieure à 3 GeV. Les chiffres sont extraits de la vérité suite à l'application des critères de présélection et d'identification.

4072 électrons (voir section 6.4.3). Cette dernière comparaison permet de vérifier que les critères de
4073 sélection $T&P$ n'introduisent pas de biais.

4074 Il est important de remarquer qu'à cause de la faible statistique disponible pour cette analyse
4075 due aux critères de sélection de l'électron *tag*, les pas en E_T et η pour l'analyse $T&P$ sont
4076 différents de ceux utilisés pour l'analyse de soustraction du bruit de fond (voir section 6.4.3).

4077 • **Études du signal extrait** : la première étape de validation porte simplement sur la
4078 vérification des extractions de la composante du signal au niveau *présélection* ($N_{probe}^{Q \rightarrow e}$)
4079 et au niveau *identification* ($N_{probe \& \text{identified}}^{Q \rightarrow e}$). Les extractions sont faites à l'aide de la
4080 *méthode des tuiles* utilisant comme variables discriminantes f_1 , $nBLhits$, et TR_{frac} . Dans
4081 le cadre de ces tests, la simulation reconstruite est comparée à la vérité.

4082 La figure 6.23 montre les distributions des densités de probabilité de la composante ha-
4083 dronique ($h \rightarrow e$) pour f_1 et TR_{frac} . Plus précisément, les figures 6.23(a) et (b) montrent
4084 les densités de probabilité pour le niveau de *présélection*, et les figures 6.23(c) et (d) pour
4085 le niveau d'*identification*.

4086 La figure 6.24 montre les distributions du nombre d'électrons extrait en fonction de l'éner-
4087 gie transverse E_T et de la pseudorapidité η : pour le niveau de *présélection* (figures 6.24(a)
4088 et (c)) et pour le niveau d'*identification* (figures 6.24(b) et (d)). Un très bon accord entre
4089 extraction sur reconstruction et vérité est observé, comme cela est attendu d'après les
4090 résultats présentés précédemment pour la méthode des tuiles. Toutefois, jusqu'à présent
4091 l'extraction du signal n'avait jamais été réalisée avant les coupures d'identification. Cet
4092 accord est montré table 6.21. Les erreurs citées dans la table sont purement statistiques.

4093 • **Validation de la méthode de mesure d'efficacité** : la validation de la mesure d'ef-
4094 ficacité est faite à l'aide de 1000 pseudo-expériences où des pseudo-données (simulation
4095 reconstruite) ont été utilisées. Les densités de probabilité utilisées pour les pseudo-données
4096 ont été modifiées en suivant une loi de Poisson autour de la valeur mesurée sur la simula-
4097 tion.

4098 Il est important de remarquer que des corrélations existent entre électrons *identifiés* et
4099 électrons *présélectionnés* car les premiers sont un sous-ensemble des deuxièmes. Afin de
4100 préserver ces corrélations, les distributions de probabilité des pseudo-données, mesurées
4101 aux deux niveaux de sélection, ont été modifiées en gardant la dépendance entre le lot des
4102 électrons *identifiés* et celui des électrons *présélectionnés*.

4103 La valeur de l'efficacité extraite à partir de ces pseudo-expériences est montrée, pour
4104 chaque pas en énergie transverse E_T figure 6.25. La valeur moyenne des distributions ainsi
4105 obtenues est résumée sur le graphe en bas à droite de la figure, et comparée à l'efficacité
4106 vraie. Un accord dans la limite des barres d'erreur statistique est observée pour tout le
4107 spectre en énergie considéré.

4108 Le même test a été fait en considérant la *méthode des tuiles* avec la variable E/p (au lieu
4109 de f_1) pour l'extraction de la composante des hadrons ($h \rightarrow e$). La figure 6.26 montre
4110 les résultats des extractions d'efficacité par pas en énergie transverse, comme pour la
4111 figure 6.25.

4112 Les valeurs centrales d'efficacité extraites des pseudo-données, comparées aux efficacités
4113 vraies, montrent une tendance à la surestimation (voir dernier graphe en figure).

4114 Pour conclure, la figure 6.27 montre le rapport entre les valeurs vraies et les efficacités
4115 extraites comme décrites précédemment, pour les deux implémentations de la *méthode des*
4116 *tuiles* (f_1 ou E/p pour la discrimination de la composante hadronique). Cette figure met

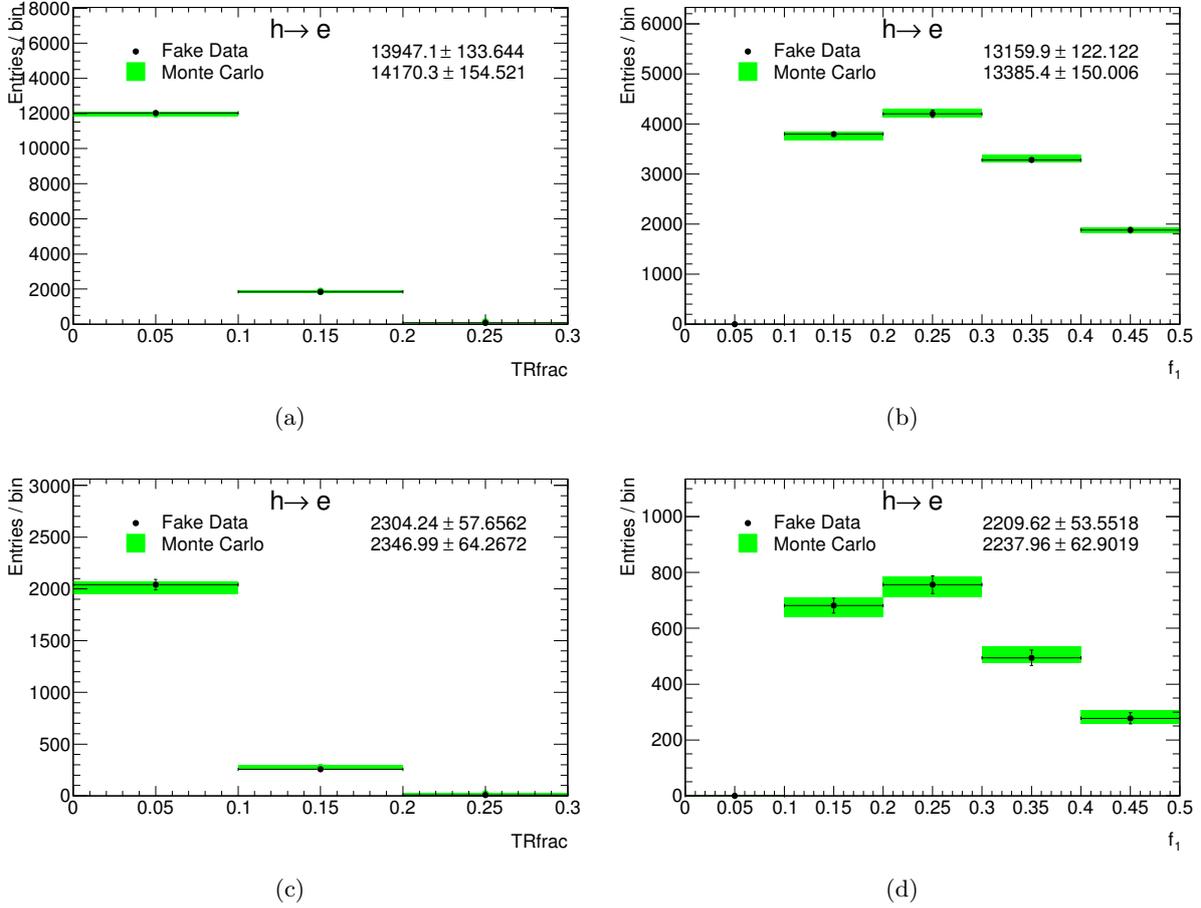


FIGURE 6.23 – Densités de probabilité en fonction de TR_{frac} et f_1 pour le bruit de fond $h \rightarrow e$ au niveau présélection (a et b) et au niveau identification (c et d). Les spectres extraits de la simulation reconstruite sont comparés avec les spectres attendus en utilisant la vérité.

	E_T (GeV)				
	3-5	5-7	7-10	10-16	16-26
$N_{probe}^{Q \rightarrow e}$ depuis l'extraction	$893.6 \pm 60.$	506.8 ± 39.8	241.9 ± 30.8	$134.9 \pm 23.$	28.8 ± 10.7
$N_{probe}^{Q \rightarrow e}$ depuis la vérité	$886.7 \pm 21.$	$462.6 \pm 15.$	$258. \pm 11.2$	151.9 ± 8.6	44.3 ± 4.6
$N_{probe \& \text{identified}}^{Q \rightarrow e}$ depuis l'extraction	783.1 ± 50.8	386.6 ± 30.1	197.4 ± 21.7	120.1 ± 17.7	27.3 ± 7.1
$N_{probe \& \text{identified}}^{Q \rightarrow e}$ depuis la vérité	746.2 ± 19.2	$388. \pm 13.6$	222.3 ± 10.3	125.5 ± 7.7	32.4 ± 3.9

TABLE 6.21 – Comparaison des nombres d'électrons extraits par la méthode des Tuiles pour le signal ($Q \rightarrow e$) et les bruits de fond ($\gamma \rightarrow e$ et $h \rightarrow e$). Les extractions sont faites pour le niveau de présélection et pour le niveau d'identification et les chiffres sont comparés avec la valeur attendue de la simulation.

CHAPITRE 6. MESURE DE LA SECTION EFFICACE DE PRODUCTION DES ÉLECTRONS VENANT DE LA DÉSINTÉGRATION DES QUARKS LOURDS

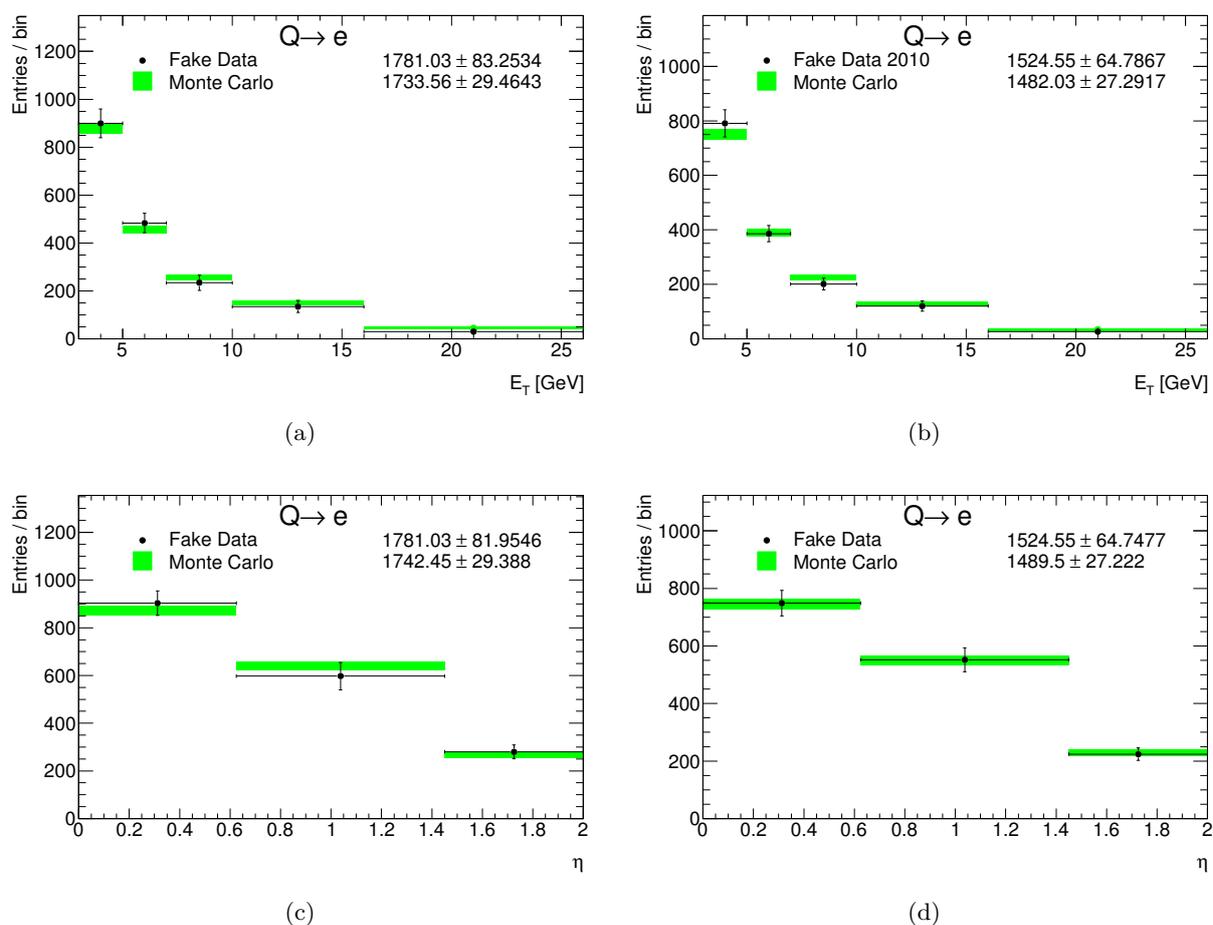


FIGURE 6.24 – Nombre d'électrons extraits à l'aide de la méthode des tuiles pour la composante du signal ($Q \rightarrow e$) en fonction de E_T et de η . Les spectres extraits de la simulation reconstruite sont comparés avec la vérité pour la présélection (a et c) et l'identification (b et d).

en évidence le biais observé lors des pseudo-expériences utilisant E/p . De plus, ce biais semble croître avec la valeur de l'énergie des électrons.

En conséquence, les extractions des lots d'électrons N_{probe} et $N_{probe \& \text{identified}}$, pour l'analyse $T\&P$, sont faites à l'aide de la *méthode des tuiles* basée sur f_1 .

- **Impact de la contamination des électrons Drell Yan sur la mesure** : l'impact de la contamination des électrons de Drell-Yan sur la mesure d'efficacité a été étudié en détail. Pour ce faire, la mesure d'efficacité faite à l'aide de pseudo-données a été répétée en utilisant un échantillon d'événements Drell-Yan en plus des échantillons habituels (voir table 6.11) .

La comparaison des extractions des efficacités, avec et sans événements Drell-Yan, est montrée figure 6.28(a). L'effet de la contamination de ces électrons isolés devient visible pour des énergies supérieures ou égales à 16 GeV. La figure 6.28(b) montre le rapport entre les deux efficacités : la compatibilité avec 1 est vérifiée pour tout le spectre en énergie considéré. Ce résultat montre que les événements Drell-Yan représentent un bruit de fond négligeable pour la mesure d'efficacité malgré le choix d'une coupure de charges opposées entre les deux électrons.

- **Étude de compatibilité des efficacités prédites par la vérité** : Afin de vérifier l'absence de tout biais dans l'estimation de l'efficacité, l'efficacité vraie calculée après toute la sélection requise par la méthode $T\&P$ est comparée à l'efficacité vraie calculée pour l'analyse de soustraction du bruit de fond (*sélection standard*, voir section 6.4.3). Ces efficacités sont présentées figure 6.29 en fonction de l'énergie transverse E_T et de la pseudorapidité η . La compatibilité des résultats extraits avec les deux sélections différentes est vérifiée. Il faut noter que les valeurs d'efficacité relatives à la *sélection standard* ne peuvent pas être extraites pour des énergies inférieures à 7 GeV à cause de la limite inférieure en E_T imposée par les conditions de déclenchement. Une comparaison sur tout le spectre n'est donc pas possible.

L'ensemble de ces résultats valide ainsi la procédure : la mesure d'efficacité extraite sur les données à l'aide de la méthode $T\&P$ peut être utilisée dans le cadre de la mesure de la section efficace de production des quarks lourds se désintégrant en électrons, pour calculer le facteur de correction à appliquer à l'efficacité obtenue de la simulation.

6.5.3.4 Les extractions et la mesure d'efficacité

Les résultats des extractions de la composante du signal pour les données aux deux niveaux de sélection, à savoir *présélection* et *identification*, sont présentés table 6.22. Les distributions en fonction de l'énergie transverse E_T sont montrées figure 6.30, pour les données et la vérité. Généralement les extractions pour la composante du signal sont faites par pas de E_T et η . La queue du spectre en énergie des électrons sélectionnés, montrée par les figures 6.22(a) et (c) apparaît particulièrement dépeuplée surtout dans le cas des électrons satisfaisants aussi les critères d'*identification*. Les extraction pour ce dernier pas en énergie sont donc faites après intégration en pseudorapidité, afin de préserver la statistique disponible puisque avec plus de statistique une meilleure qualité de l'ajustement intervenant dans la *méthode des tuiles* est possible.

Les valeurs d'efficacité extraites en fonction de E_T sont aussi montrées table 6.22 et comparées aux efficacités prédites par la simulation. Les erreurs citées dans la table sont purement

CHAPITRE 6. MESURE DE LA SECTION EFFICACE DE PRODUCTION DES ÉLECTRONS VENANT DE LA DÉSENTÉGRATION DES QUARKS LOURDS

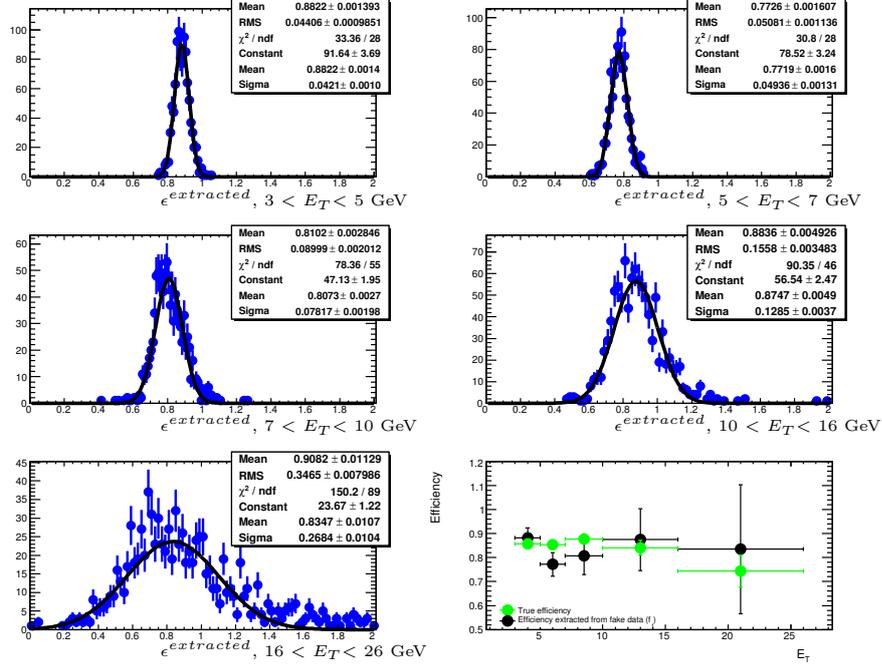


FIGURE 6.25 – Efficacité d'identification extraite à l'aide de 1000 pseudo-expériences en utilisant la méthode des tuiles basée sur f_1 . Le dernier graphe montre pour chaque pas en énergie les valeurs centrales extraites et la comparaison de celles-ci à la valeur vraie correspondante.

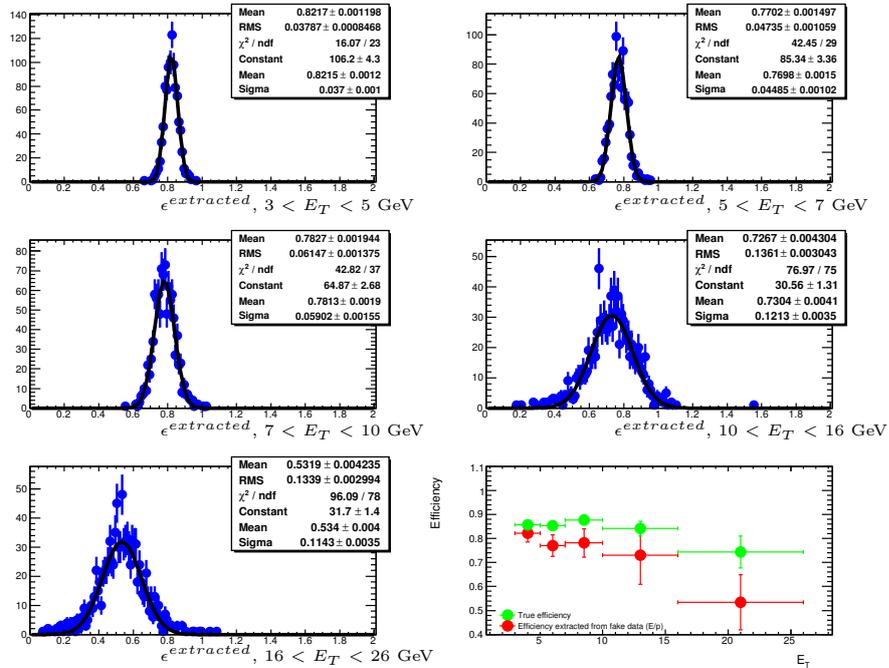


FIGURE 6.26 – Efficacité d'identification extraite à l'aide de 1000 pseudo-expériences en utilisant la méthode des tuiles basée sur E/p . Le dernier graphe montre pour chaque pas en énergie les valeurs centrales extraites et la comparaison de celles-ci à la valeur vraie correspondante.

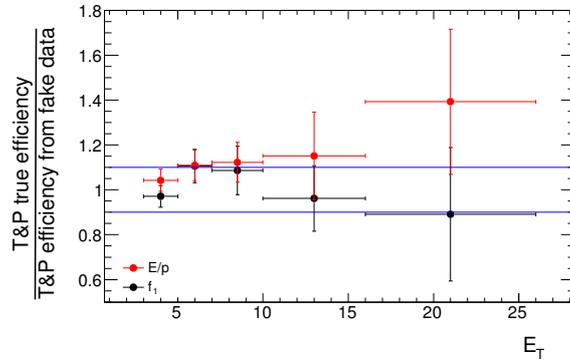
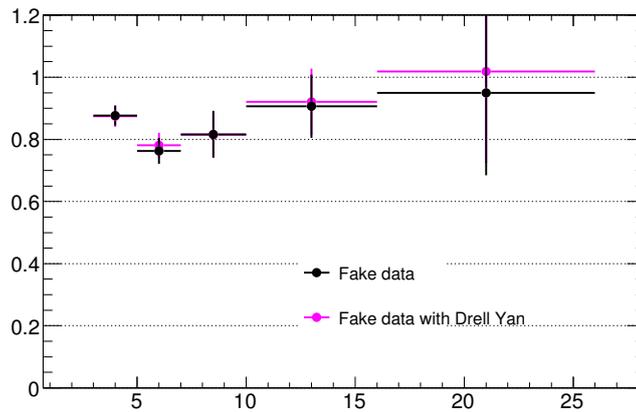
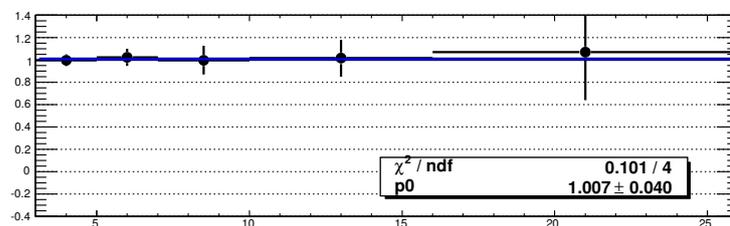


FIGURE 6.27 – Rapports entre les efficacités extraites des pseudo-expériences et les valeurs vraies. Les résultats des pseudo-expériences relatives aux deux implémentations de la méthode des tuiles (utilisation de f_1 ou E/p pour discriminer les hadrons) sont montrés.



(a)



(b)

FIGURE 6.28 – (a) : Étude de l'impact de la contamination des électrons Drell-Yan sur la mesure d'efficacité : comparaison des efficacités extraites des pseudo-données en utilisant, ou pas, un échantillon d'événements Drell-Yan en plus des événements minimum de biais. (b) : Rapport entre ces deux efficacités en fonction de l'énergie transverse E_T .

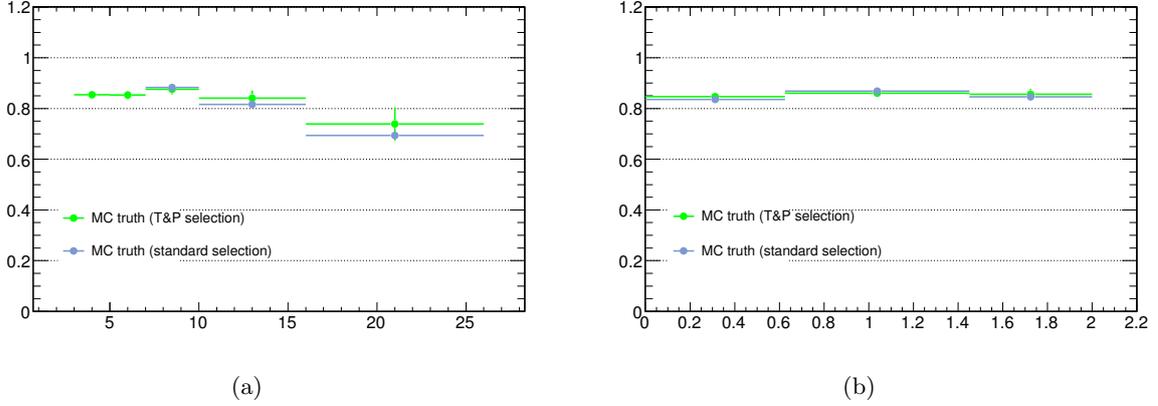


FIGURE 6.29 – Étude de compatibilité des efficacités prédites par la vérité : l’efficacité, en fonction de E_T (a) et η (b), extraite de la vérité dans le cadre de l’analyse d’extraction du signal, ou méthode des tuiles simple, (bleu) est comparée à celle extraite dans le cadre de l’analyse T&P (vert). Les efficacités pour l’analyse standard ne peuvent pas être estimées pour des valeurs d’énergies inférieures à 7 GeV.

4160 statistiques. Les erreurs des efficacités vraies sont calculées en utilisant une simple évaluation
 4161 binomiale, alors que les erreurs pour les valeurs extraites des données doivent tenir compte la
 4162 corrélation existant entre le nombre d’électrons extraits au niveau *présélection* ($N_{\text{probe}}^{\text{Q} \rightarrow \text{e}}$) et au
 4163 niveau *identification* ($N_{\text{probe} \& \text{identified}}^{\text{Q} \rightarrow \text{e}}$). La formule utilisée pour calculer cette erreur est alors
 4164 la suivante [149] :

$$\Delta\epsilon^2 = \frac{(1 - 2\epsilon)(\Delta N_{\text{probe} \& \text{identified}}^{\text{Q} \rightarrow \text{e}})^2 + \epsilon^2(\Delta N_{\text{probe}}^{\text{Q} \rightarrow \text{e}})^2}{(N_{\text{probe}}^{\text{Q} \rightarrow \text{e}})^2} \quad (6.14)$$

4165 6.5.3.5 Les incertitudes systématiques

4166 Les incertitudes systématiques pour l’efficacité d’identification sont liées à la *méthode des*
 4167 *tuiles* utilisée pour l’extraction des composantes du signal N_{probe} et $N_{\text{probe} \& \text{identified}}$. La procé-
 4168 dure suivie pour les évaluer est identique à celle présentée section 6.4.3.4. Dans le cas de l’analyse
 4169 T&P, les incertitudes systématiques doivent être estimées pour le niveau de *présélection* et pour
 4170 le niveau d’*identification*. Comme cela a été expliqué, c’est la déviation entre les données et la
 4171 simulation pour les densités de probabilité des variables discriminantes qui est à la base des esti-
 4172 mations des erreurs systématiques. La méthode d’estimation de ces systématique est brièvement
 4173 résumée ci dessous.

- 4174 • **Déviations données-simulation affectant les densités de probabilité :** Les dis-
 4175 tributions du nombre d’électrons sélectionnés sur les données en fonction de TR_{frac} , f_1
 4176 et $nBL\text{hits}$ sont montrées figure 6.31 et comparées à la simulation. Chaque distribution
 4177 est montrée pour les deux niveaux : *présélection* (figures 6.31(a), (c) et (e)) et *identifica-*
 4178 *tion*(figures 6.31(b), (d) et (f)).

4179 Pour chaque variable discriminante, une erreur systématique est déterminée.

- 4180 ◇ distribution de f_1 : l’erreur systématique due aux densités de probabilité $\epsilon_{f_1}^{\gamma}$ et $\epsilon_{f_1}^{\text{Q}}$ est es-
 4181 timée en calculant la déviation entre la distribution de f_1 pour un lot pur de conversions

	E_T (GeV)				
	3-5	5-7	7-10	10-16	16-26
$N_{\text{probe}}^{Q \rightarrow e}$ de l'extraction $T\&P$	283 ± 41	215 ± 33	127 ± 28	72 ± 24	46 ± 15
$N_{\text{probe \& identified}}^{Q \rightarrow e}$ de l'extraction $T\&P$	265 ± 31	170 ± 26	119 ± 25	69 ± 22	26 ± 10
Efficacité avec la méthode $T\&P$	93.7 ± 9.2	79.0 ± 7.8	93.9 ± 8.8	94.7 ± 13.6	$57.6 \pm 16.$
Efficacité de la vérité (sélection $T\&P$)	85.4 ± 1.2	85.3 ± 1.6	87.5 ± 2.0	84.1 ± 2.9	73.9 ± 6.6
Efficacité de la vérité (sélection simple)	n/a	n/a	88.23 ± 0.07	81.57 ± 0.14	69.41 ± 0.11

TABLE 6.22 – Nombre d'électrons extraits du lot des données par la méthode des tuiles pour les deux niveaux de sélection (présélection et identification) nécessaires pour l'estimation des efficacités. Les valeurs des efficacités mesurées sur les données sont présentées et comparées aux valeurs prédites par la vérité. Chaque série de résultats est présentée en fonction de l'énergie transverse E_T .

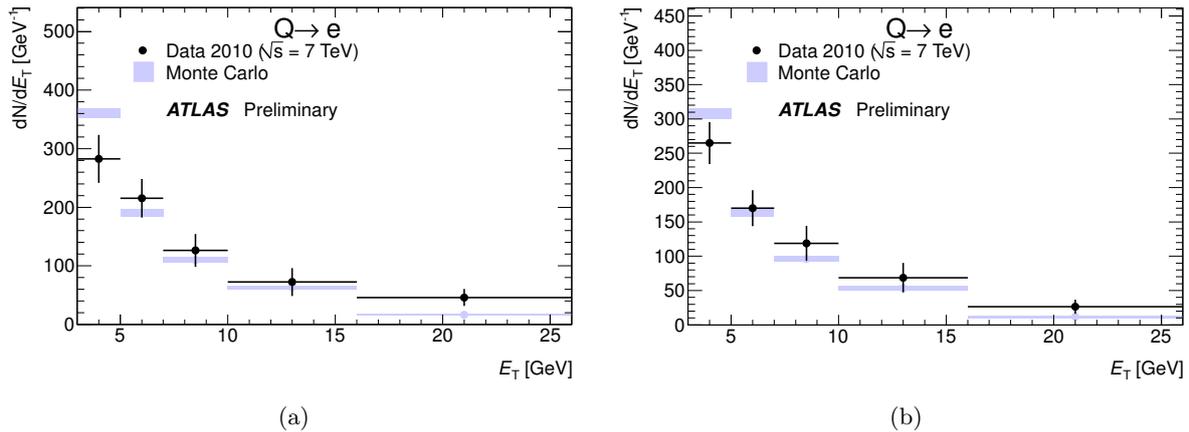


FIGURE 6.30 – Distribution du nombre d'électrons extraits par la méthode des tuiles en fonction de l'énergie transverse E_T . Les distributions extraites, aux niveaux présélection (a) et identification (b), sont comparées aux distributions vraies normalisées au nombre d'électrons extraits. Les erreurs sont purement statistiques.

4182 des données par rapport à la distribution vraie (voir figure 6.32(a)). L'échantillon des
4183 conversions est un sous-lot des données sélectionné par les critères habituels (*présélection*
4184 et *identification*, voir table 6.3) avec en plus, les demandes $n_{BL} = 0$ et $E/p > 0.8$.
4185 Pour le signal, l'hypothèse est faite que la déviation entre la distribution des électrons
4186 des données et celle de la vérité est la même que pour les conversions.

4187 \diamond distribution de TR_{frac} : l'erreur systématique due aux densités de probabilité $\epsilon_{TR_{frac}}^\gamma$ et
4188 $\epsilon_{TR_{frac}}^Q$ est estimée en calculant la déviation entre la distribution de TR_{frac} pour un lot
4189 pur de conversions des données par rapport à la distribution vraie (voir figure 6.32(b)).
4190 L'échantillon pur de conversions utilisé est décrit précédemment. Comme pour l'erreur
4191 systématique sur f_1 , pour le signal on considère que la déviation entre données et vérité
4192 est la même que pour les conversions.

4193 \diamond distribution de $nBLhits$: l'erreur systématique due à la densité de probabilité ϵ_{nBL}^γ est
4194 estimée en faisant varier cette même probabilité de quelques %. La description détaillée
4195 de la procédure suivie pour estimer cette systématique est présentée section 6.4.3.4.

4196 • **biais de la méthode T&P** : l'existence d'un éventuel biais de la méthode T&P a été
4197 étudiée à l'aide de pseudo-expériences obtenues en faisant varier les distributions de pro-
4198 babilité des données selon une loi poissonnienne. Les valeurs d'efficacités ainsi extraites ont
4199 été ensuite comparés aux valeurs attendus de la vérité. La figure 6.33 montre la distribu-
4200 tion des écarts observés normalisés à la valeur vraie (*pull*). Ces distributions suivent la loi
4201 normale avec variance unitaire. Cela montre la précision de l'estimation de l'erreur obtenue
4202 par la minimisation de la fonction de vraisemblance utilisée par la *méthode des tuiles* (voir
4203 section 6.4.3). La déviation observée est estimée à 3.8%. Une incertitude systématique liée
4204 à ce biais de la méthode T&P est donc prise en compte.

4205 • **correction en énergie** : l'estimation de l'erreur due à la correction sur l'échelle en énergie
4206 des électrons (signal ou bruits de fond) est estimée en faisant varier, uniquement pour les
4207 données, la valeur de l'énergie transverse de l'amas E_T de $\pm 1\%$ dans le tonneau, et de
4208 $\pm 3\%$ dans les bouchons (procédure prévue par le groupe de performance *Egamma* [144]).
4209 L'erreur ainsi estimée est de 2.9%.

4210 L'évaluation de chacune des incertitudes systématiques précédentes nécessite de nouvelles
4211 extractions de la composante du signal afin d'évaluer la déviation de la valeur de l'efficacité
4212 présentée table 6.22. Afin de réduire l'impact de la faible statistique disponible, ces nouvelles
4213 extractions ont été faites en intégrant sur l'énergie et la pseudorapidité, contrairement à ce
4214 qui est faite pour les valeurs centrales. Cela permet de combler le manque de statistique à
4215 grande énergie (16-26 GeV) sans affecter les estimations à basses valeurs de E_T car celles ci sont
4216 approximativement constantes.

4217 Les incertitudes systématiques relatives ainsi estimées sont résumées table 6.23. Les fi-
4218 gures 6.34(a) et (b) montrent respectivement les efficacités en fonction de l'énergie transverse
4219 E_T et en fonction de la pseudorapidité η . L'erreur est largement dominée par l'erreur statistique.
4220 Pour la distribution en E_T , ces efficacités extraites montrent une bonne compatibilité avec la
4221 valeur attendue de la vérité.

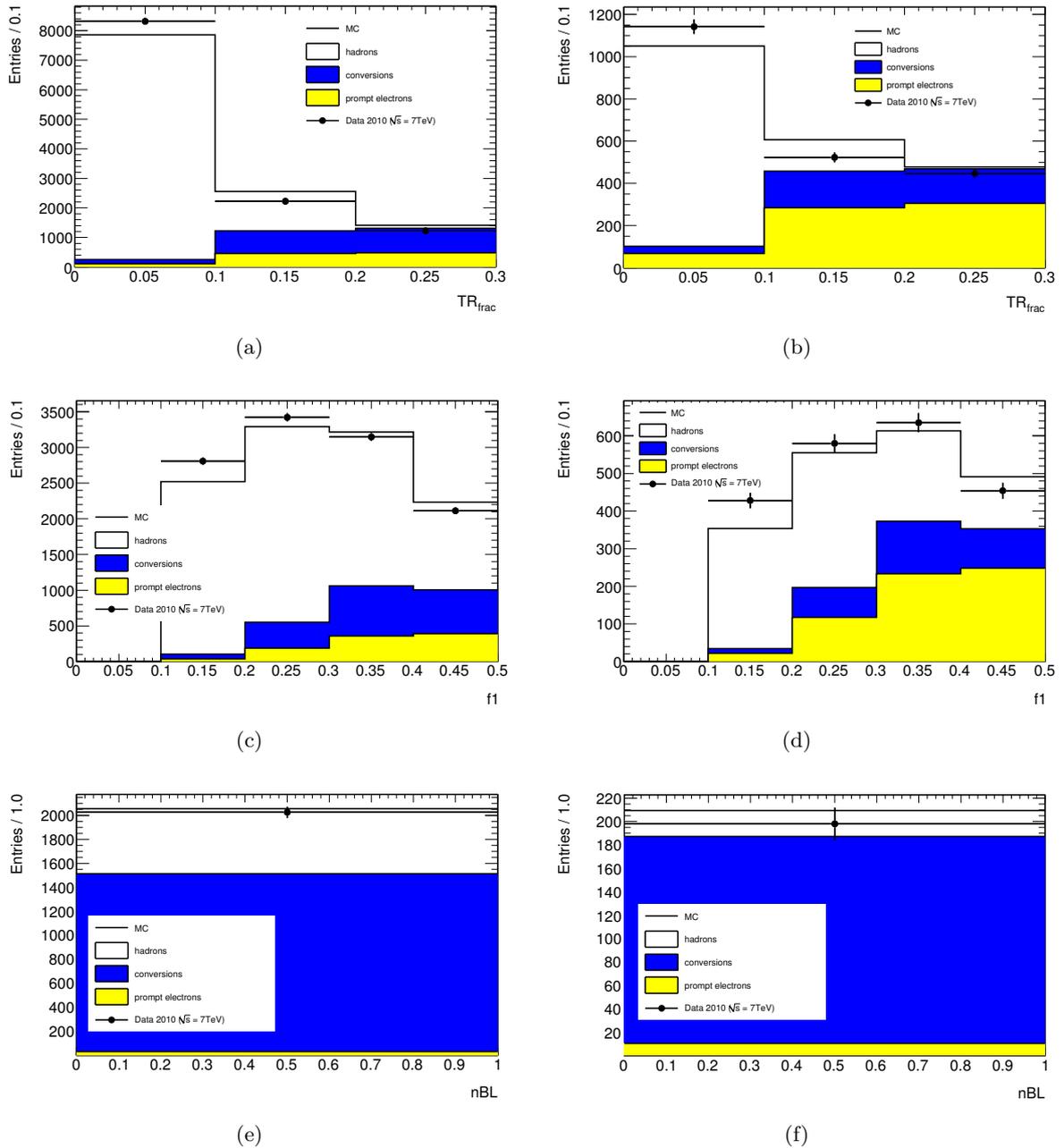


FIGURE 6.31 – Comparaison données-simulation des distributions des variables discriminantes TR_{frac} , f_1 et nBL hits utilisées pour les extractions de la composante du signal aux deux niveaux de sélection : présélection (a, c, e) et identification (b, d, f).

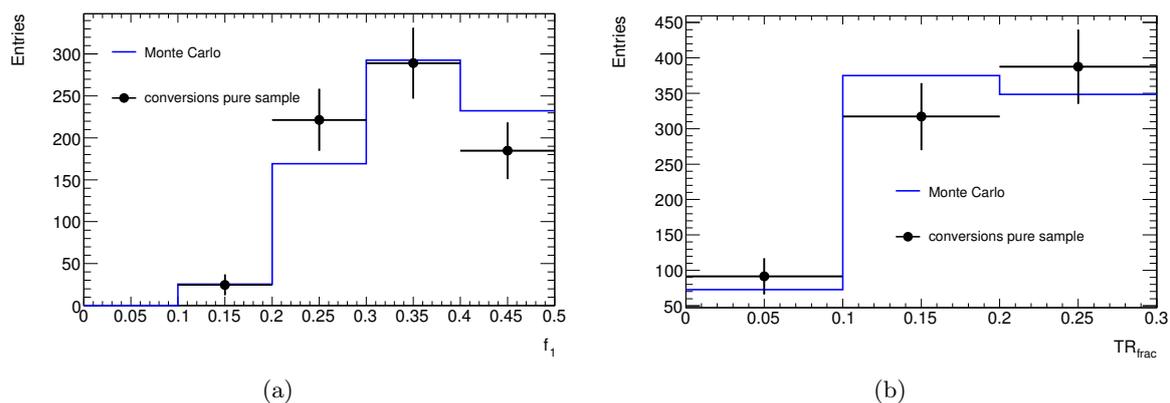


FIGURE 6.32 – Comparaison des densités de probabilité f_1 et TR_{frac} pour les conversions : la vérité (bleu) est comparée aux distributions obtenues à partir d'un lot pur de conversions extrait des données.

Source	incertitude sur l'efficacité extraite par la méthode T&P (%)
distribution $nBLhits$	4.4
distribution TR_{frac}	2.2
distribution f_1	2.8
biais de la méthode	3.8
correction en énergie	2.8
incertitude totale	7.4

TABLE 6.23 – Résumé des incertitudes systématiques de l'analyse T&P.

6.5. L'EFFICACITÉ DU SIGNAL

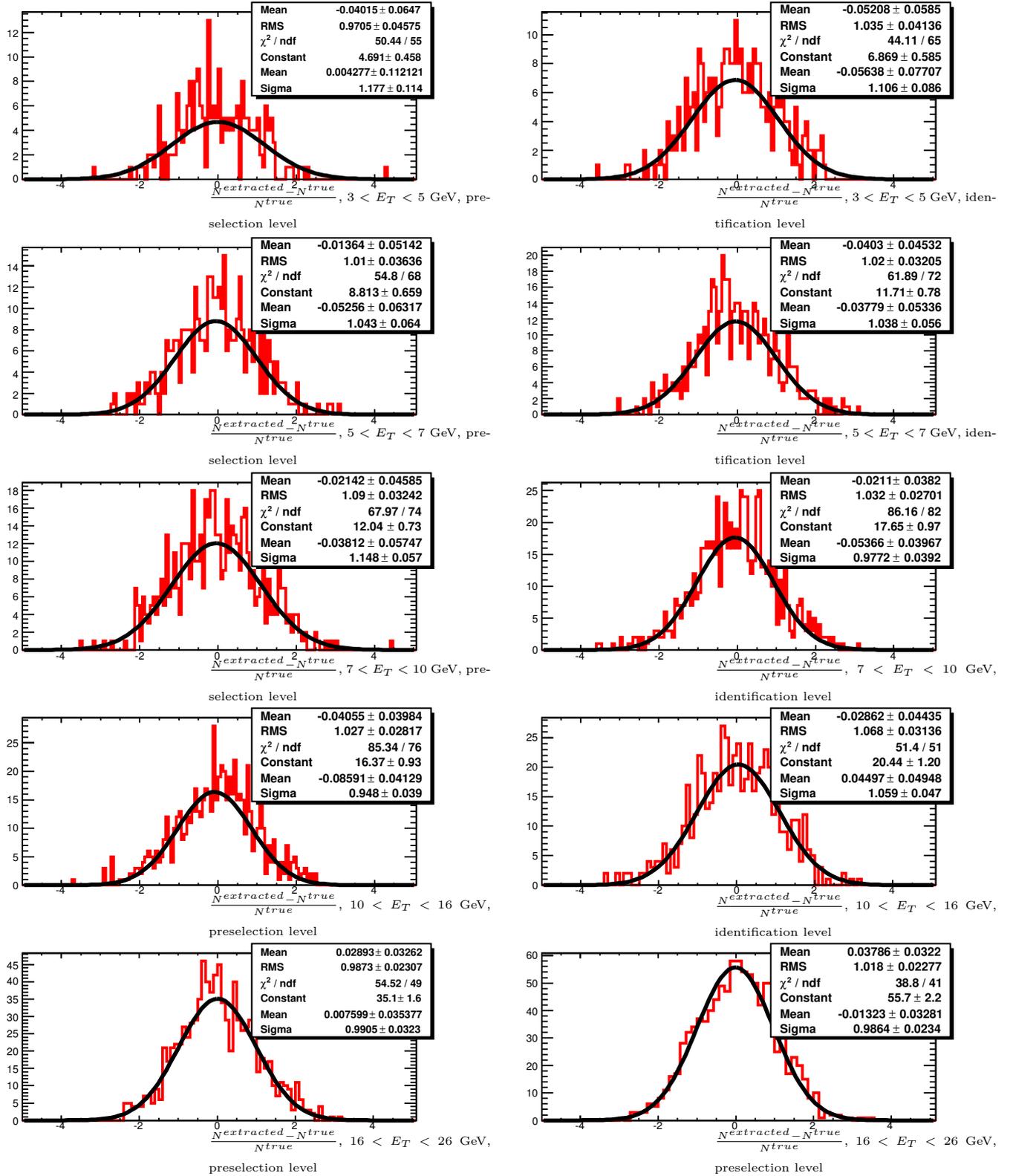


FIGURE 6.33 – Estimation du biais de la méthode T&P : distributions des écarts relatifs des valeurs d'efficacité extraites à partir de pseudo-expériences, par rapport aux efficacités vraies. Les distributions sont montrées séparément pour le niveau de présélection (colonne de gauche) et d'identification (colonne de droite).

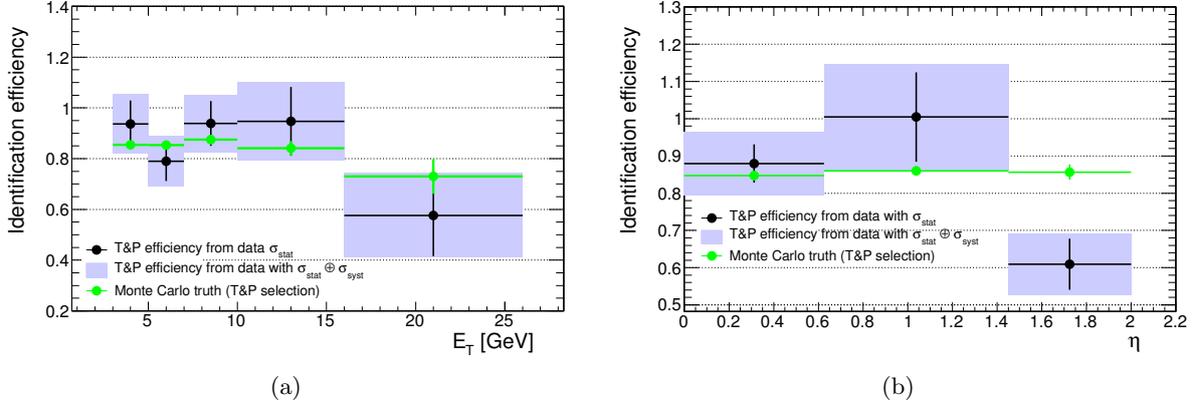


FIGURE 6.34 – Efficacités en fonction de E_T (a) et η (b) extraite par la méthode T&P en comparaison avec l'efficacité prédite par la simulation (vert). Les incertitudes statistiques (en noir) et systématiques (bleu clair) sont aussi montrées.

6.5.3.6 L'efficacité d'identification utilisée dans la mesure de la section efficace

La mesure d'efficacité extraite à l'aide de la méthode T&P ne peut pas être directement utilisée dans la mesure de section efficace pour deux raisons. Tout d'abord, les fortes contraintes appliquées pour enrichir le lot des électrons *probe* amène à une sévère réduction de la statistique disponible¹⁶. L'estimation de l'efficacité, par pas de 2 GeV en impulsion transverse p_T , imposée par le pas choisi pour l'extraction du spectre d'électrons inclusifs, n'est donc pas respectée. Ensuite, pour que la mesure de la section efficace extraite des données soit comparable aux prédictions théoriques, il serait nécessaire que cette mesure soit faite en fonction de l'impulsion transverse vraie p_T^{true} de l'électron. En conséquence la mesure d'efficacité d'identification doit être en fonction de l'impulsion vraie p_T^{true} . Une correction pour se ramener à l'impulsion vraie est possible mais le point précédent fait que cette correction n'a pas été nécessaire. L'efficacité d'identification utilisée pour la mesure de la section efficace est donc extraite de la simulation (voir table 6.24). Toutefois, l'estimation de l'efficacité faite sur les données (méthode T&P) reste importante car elle permet de quantifier le facteur de correction à appliquer à l'efficacité calculée grâce à la simulation.

La figure 6.35 montre le rapport entre l'efficacité extraite du lot des données et la valeur prédite par la simulation, en fonction de l'énergie transverse E_T . Ce rapport est compatible avec 1 pour tout pas en énergie considéré. En particulier, l'estimation du facteur de correction à appliquer est estimée à 1.020 ± 0.054 . En conséquence, seule une systématique (relative) de 5.4% est prise en compte dans la mesure de l'efficacité d'identification puisque données et simulation sont en bon accord. L'incertitude systématique relative finale sur la méthode T&P est donnée par la combinaison de l'incertitude systématique de 7.4% précédemment présentée (voir table 6.23) avec l'incertitude de 5.4% venant de la comparaison avec la vérité. L'incertitude relative finale à attribuer à l'efficacité d'identification extraite par la simulation est donc estimée à 9.2%.

16. Bien que plus de données étaient disponibles, il n'a pas été souhaité ajouter pour cette partie efficacité un lot supplémentaire de données. En effet, à cette période de démarrage, les conditions de prises de données ont changé extrêmement rapidement notamment les conditions d'empilement et mesurer l'efficacité avec des lots aux conditions changeantes n'a pas semblé être un choix opportun.

6.6. LA MESURE EXPÉRIMENTALE DE LA SECTION EFFICACE DE PRODUCTION DES QUARKS LOURDS SE DÉSINTÉGRANT EN ÉLECTRONS

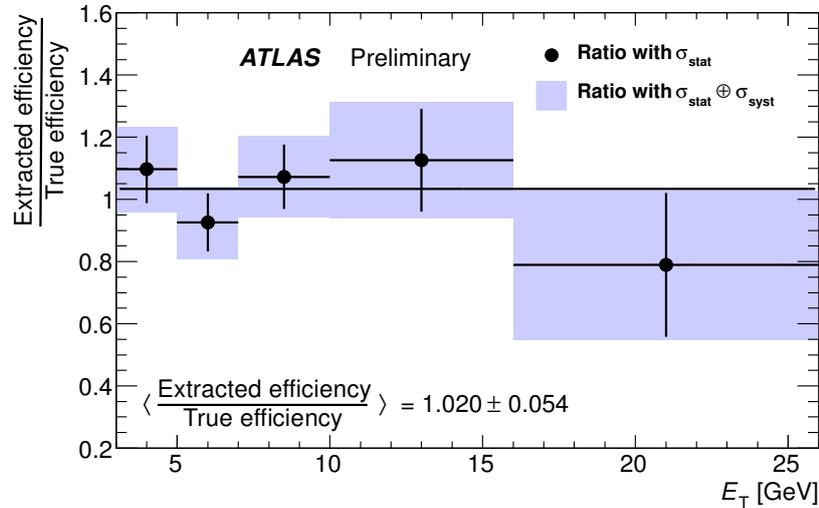


FIGURE 6.35 – Rapport entre l’efficacité extraite des données et de la simulation. Les barres d’erreur noires sont purement statistiques, les boîtes donnent l’incertitude totale où les erreurs statistique et systématique sont sommées quadratiquement.

4247 Finalement, les efficacités de reconstruction (ϵ_{reco}) et d’identification (ϵ_{ID}) extraites de la
 4248 simulation, et qui sont utilisées pour la mesure de la section efficace sont montrées table 6.24.
 4249 Il faut noter que ces efficacités sont calculées en fonction de l’énergie transverse vraie. Cela est
 4250 dû au fait que pour comparer la mesure de la section efficace avec les prédictions théoriques, il
 4251 faut exprimer cette mesure en fonction de l’énergie transverse vraie. La procédure qui permet de
 4252 déconvoluer les effets de résolution du détecteur, afin d’accéder à l’impulsion vraie, est présentée
 4253 section 6.6.2.

4254 6.6 La mesure expérimentale de la section efficace de production 4255 des quarks lourds se désintégrant en électrons

4256 Toutes les mesures présentées précédemment (sections 6.4.3 et 6.5) sont des pièces néces-
 4257 saires à la mesure expérimentale de la section efficace de production des électrons venant de la
 4258 désintégration des quarks lourds.

4259 La mesure réalisée avec l’extraction de la composante du signal développée dans cette thèse
 4260 (voir section 6.4.3) est présentée dans un premier temps. Cette mesure a ensuite été comparée
 4261 à la mesure “officielle” de la collaboration ATLAS¹⁷. Pour conclure, la mesure “officielle” est
 4262 comparées aux prédictions théoriques.

4263 En parallèle aux mesures citées ci dessus, au sein de la collaboration ATLAS, la mesure de
 4264 la section efficace de production des quarks lourds se désintégrant en leptons a été réalisée aussi
 4265 dans le canal muonique [150]. Cette mesure est brièvement discutée en fin de chapitre (voir
 4266 section 6.6.5).

17. Comme cela a déjà été précisé auparavant, pour la mesure “officielle” l’extraction de la composante du signal a été faite à l’aide de la méthode des tuiles basée sur la variable E/p pour la discrimination de la composante des hadrons (voir section 6.4.3.6).

CHAPITRE 6. MESURE DE LA SECTION EFFICACE DE PRODUCTION DES ÉLECTRONS VENANT DE LA DÉSINTÉGRATION DES QUARKS LOURDS

Efficacité d'un critère de sélection par rapport au précédent												
E_{Private} (GeV)	5-6	6-7	7-8	8-10	10-12	12-14	14-16	16-18	18-20	20-22	22-26	
Vertex avec au moins 3 traces	99.99 ± 0.00	99.99 ± 0.00	99.99 ± 0.00	99.99 ± 0.00	100.00 ± 0.00	100.00 ± 0.00	99.99 ± 0.01	100.00 ± 0.00	99.93 ± 0.04	100.00 ± 0.00	100.00 ± 0.00	
acceptance en η et algorithme de reconstruction	74.57 ± 0.06	80.41 ± 0.08	83.25 ± 0.10	85.14 ± 0.09	86.87 ± 0.14	87.56 ± 0.21	88.49 ± 0.28	88.52 ± 0.39	89.19 ± 0.50	89.67 ± 0.63	90.26 ± 0.62	
$E_T > 7$ GeV	2.37 ± 0.02	15.61 ± 0.08	63.10 ± 0.13	89.00 ± 0.09	97.22 ± 0.07	99.04 ± 0.06	99.40 ± 0.07	99.59 ± 0.08	99.50 ± 0.12	99.81 ± 0.09	99.55 ± 0.15	
zones problématiques EMCAL (dead OTX)	96.06 ± 0.21	96.57 ± 0.10	96.30 ± 0.07	95.38 ± 0.06	93.60 ± 0.11	92.63 ± 0.18	91.99 ± 0.26	92.23 ± 0.35	91.97 ± 0.46	92.13 ± 0.59	91.66 ± 0.61	
N_{Si}	99.14 ± 0.10	99.81 ± 0.02	99.91 ± 0.01	99.88 ± 0.01	99.87 ± 0.02	99.87 ± 0.02	99.85 ± 0.04	99.84 ± 0.05	99.76 ± 0.08	99.89 ± 0.08	99.79 ± 0.11	
N_{Trk}	97.07 ± 0.18	97.40 ± 0.09	97.19 ± 0.06	97.01 ± 0.05	97.49 ± 0.07	97.95 ± 0.10	98.32 ± 0.13	98.44 ± 0.17	98.82 ± 0.19	98.88 ± 0.24	98.74 ± 0.26	
modules $B - \text{Layer}$ morts	96.40 ± 0.20	96.02 ± 0.11	95.72 ± 0.07	95.88 ± 0.06	96.00 ± 0.09	96.20 ± 0.13	95.96 ± 0.19	95.48 ± 0.28	95.75 ± 0.36	96.49 ± 0.42	95.96 ± 0.46	
$f_1 > 0.1$	99.53 ± 0.08	99.66 ± 0.03	99.69 ± 0.02	99.67 ± 0.02	99.69 ± 0.03	99.60 ± 0.04	99.62 ± 0.06	99.65 ± 0.08	99.40 ± 0.14	99.63 ± 0.14	99.54 ± 0.16	
Identification (fid)	45.60 ± 0.55	79.99 ± 0.23	89.69 ± 0.11	90.06 ± 0.10	87.95 ± 0.16	86.96 ± 0.24	85.13 ± 0.36	83.10 ± 0.52	81.42 ± 0.72	79.50 ± 0.95	77.56 ± 1.03	
Total	0.71 ± 0.01	9.02 ± 0.05	42.03 ± 0.13	60.27 ± 0.13	64.78 ± 0.20	65.47 ± 0.30	64.65 ± 0.42	63.19 ± 0.58	62.31 ± 0.77	62.26 ± 1.00	60.12 ± 1.03	
Cutflow												
E_{Private} (GeV)	5-6	6-7	7-8	8-10	10-12	12-14	14-16	16-18	18-20	20-22	22-26	
Vertex avec au moins 3 traces	99.99 ± 0.00	99.99 ± 0.00	99.99 ± 0.00	99.99 ± 0.00	100.00 ± 0.00	100.00 ± 0.00	99.99 ± 0.01	100.00 ± 0.00	99.93 ± 0.04	100.00 ± 0.00	100.00 ± 0.00	
acceptance en η et algorithme de reconstruction	74.56 ± 0.06	80.40 ± 0.08	83.25 ± 0.10	85.13 ± 0.09	86.87 ± 0.14	87.56 ± 0.21	88.49 ± 0.28	88.52 ± 0.39	89.12 ± 0.50	89.67 ± 0.63	90.26 ± 0.62	
$E_T > 7$ GeV	1.76 ± 0.02	12.55 ± 0.06	52.52 ± 0.13	75.77 ± 0.11	84.45 ± 0.15	86.71 ± 0.21	87.96 ± 0.29	88.16 ± 0.39	88.68 ± 0.51	89.50 ± 0.63	89.85 ± 0.64	
zones problématiques EMCAL (dead OTX)	1.70 ± 0.02	12.12 ± 0.06	50.58 ± 0.13	72.27 ± 0.12	79.05 ± 0.17	80.32 ± 0.25	80.91 ± 0.35	81.31 ± 0.47	81.56 ± 0.62	82.47 ± 0.78	82.36 ± 0.80	
N_{Si}	1.68 ± 0.02	12.10 ± 0.06	50.54 ± 0.13	72.18 ± 0.12	78.94 ± 0.17	80.22 ± 0.25	80.79 ± 0.35	81.18 ± 0.47	81.36 ± 0.62	82.38 ± 0.79	82.18 ± 0.80	
N_{Trk}	1.63 ± 0.02	11.78 ± 0.06	49.12 ± 0.13	70.03 ± 0.12	76.96 ± 0.18	78.57 ± 0.26	79.43 ± 0.36	79.91 ± 0.49	80.40 ± 0.63	81.46 ± 0.80	81.15 ± 0.82	
modules $B - \text{Layer}$ morts	1.57 ± 0.02	11.31 ± 0.06	47.01 ± 0.13	67.14 ± 0.12	73.88 ± 0.18	75.59 ± 0.27	76.22 ± 0.38	76.30 ± 0.51	76.99 ± 0.67	78.60 ± 0.85	77.87 ± 0.87	
$f_1 > 0.1$ (reco)	1.57 ± 0.02	11.28 ± 0.06	46.87 ± 0.13	66.92 ± 0.12	73.66 ± 0.18	75.29 ± 0.27	75.94 ± 0.38	76.03 ± 0.52	76.53 ± 0.68	78.31 ± 0.85	77.51 ± 0.88	
Identification	0.71 ± 0.01	9.02 ± 0.05	42.03 ± 0.13	60.27 ± 0.13	64.78 ± 0.20	65.47 ± 0.30	64.65 ± 0.42	63.19 ± 0.58	62.31 ± 0.77	62.26 ± 1.00	60.12 ± 1.03	

TABLE 6.24 – Efficacité de sélection des événements pour l'acceptance, la présélection et l'identification en fonction de l'énergie vraie de l'électron extraite de la simulation. Les efficacités montrées sont relatives à l'application du critère précédent (table du haut) ou présentées comme un cut-flow (table du bas). Les lignes des tableaux mises en évidence sont les efficacités utilisées dans la mesure de la section efficace : l'efficacité d'identification (fid) dans le tableau du haut et de reconstruction (reco) dans le tableau du bas.

6.6. LA MESURE EXPÉRIMENTALE DE LA SECTION EFFICACE DE PRODUCTION DES QUARKS LOURDS SE DÉSINTÉGRANT EN ÉLECTRONS

6.6.1 Méthode

La mesure de la section efficace de production des électrons venant des quarks lourds est calculée en fonction de l'impulsion vraie de l'électron selon la formule suivante :

$$\frac{\Delta\sigma}{\Delta p_T} = \left(\frac{N^{Q \rightarrow e}}{\epsilon_{\text{trigger}} \cdot \int \mathcal{L} dt} - \sigma_{\text{accepted}}^{W/Z/\gamma^*} \right) \cdot \frac{C_{\text{migration}}}{\epsilon_{\text{reco+ID}}} \cdot \frac{1}{\Gamma_{\text{bin}}}. \quad (6.15)$$

où :

- $N^{Q \rightarrow e}$ est le nombre d'électrons de signal extrait à l'aide de la *méthode des tuiles* (voir table 6.14) ;
- $\epsilon_{\text{trigger}}$ est l'efficacité de déclenchement extraite des données (voir table 6.16) ;
- $\int \mathcal{L} dt$ est la luminosité intégrée relative au lot de données utilisé (voir table 6.1) ;
- $\sigma_{\text{accepted}}^{W/Z/\gamma^*}$: est la valeur attendue dans l'acceptance considérée, pour la section efficace de production des bosons W et Z et du processus Drell-Yan à basse masse (voir table 6.25). Les erreurs systématiques sont discutées section 6.6.3 ;
- $C_{\text{migration}}$ est le facteur de correction à appliquer pour déconvoluer les effets du détecteur (voir table 6.26). La raison de ce facteur et sa détermination sont expliquées à la section suivante ;
- $\epsilon_{\text{reco+ID}}$ est l'ensemble des efficacités de reconstruction et d'identification extrait de la simulation en fonction de l'impulsion vraie p_T^{true} (voir table 6.26) ;
- Γ_{bin} est la largeur du pas en impulsion transverse p_T .

6.6.2 La problématique de l'*Unfolding*

Pour que la mesure de la section efficace extraite des données soit comparable aux prédictions théoriques, il est nécessaire que cette mesure soit faite en fonction de l'impulsion transverse vraie p_T^{true} de l'électron. Mais, toute mesure effectuée sur les données est fonction des grandeurs reconstruites, et, dans le cas de cette analyse en fonction de l'énergie transverse E_T . Il est ainsi nécessaire de déconvoluer les effets de détecteur relatifs à la reconstruction en énergie : cette technique est appelée (*procédure d'unfolding* [151]).

Trois différentes méthodes ont été étudiées au sein du groupe de travail : la méthode *SVD* (de l'anglais **S**ingle **V**alue **D**ecomposition) [152], la méthode Bayésienne [153] et la méthode dite *bin-by-bin* [154]. Les différences entre les méthodes citées se trouvent dans la façon de prendre en compte les effets dus à l'acceptance, la résolution finie et l'éventuelle non linéarité de la réponse du détecteur.

Suite à une série d'études détaillées de performance de ces procédures d'*unfolding* [109], c'est la méthode dite *bin-by-bin* qui a été finalement choisie pour l'analyse. Cette méthode se base sur l'estimation, à l'aide de la simulation, d'un facteur de correction (appelé dans la suite $C_{\text{migration}}$), calculé en estimant le rapport entre le nombre d'événements appartenant à un certain pas pour la variable reconstruite et la variable vraie. Plus précisément, ce facteur est construit comme le

	Section efficace Drell-Yan dans l'acceptance en fonction de E_T (GeV)								
	7-8	8-10	10-12	12-14	14-16	16-18	18-20	20-22	22-26
σ (nb)	0.214	0.315	0.236	0.206	0.203	0.209	0.219	0.239	0.530
σ_{stat}	0.001	0.001	0.001	0.001	0.001	0.001	0.001	0.001	0.002
σ_{syst}	0.013	0.017	0.012	0.011	0.011	0.013	0.014	0.016	0.036

TABLE 6.25 – Section efficace des processus Drell-Yan incluant les processus de production des bosons Z et W en fonction de l'énergie transverse E_T prédite par la simulation. Les échantillons simulés utilisés pour cette mesure sont listés table 6.2. Les erreurs statistiques et systématiques sont aussi citées.

4301 rapport entre le nombre d'électrons ayant une certaine valeur d'impulsion vraie p_T^{true} et le nombre
4302 des électrons ayant cette même valeur d'énergie transverse reconstruite E_T . Dans l'application
4303 de cette procédure, seuls les électrons pour lesquels un ajustement entre simulation et vérité est
4304 possible, sont pris en compte.

4305 Le détecteur ATLAS permet la mesure de l'énergie transverse E_T avec une très grande pré-
4306 cision. Cela amène à la construction d'une matrice quasi-diagonale entre vérité et reconstruction
4307 lorsque le facteur de correction $C_{\text{migration}}$ est estimé. La figure 6.36 montre les distributions de
4308 la résolution en énergie $(E_T - p_T^{\text{true}})/p_T^{\text{true}}$, pour tout électron venant de la désintégration des
4309 quarks lourds ainsi que pour les électrons venant des mésons B et D séparément.

4310 Les incertitudes systématiques associées à la méthode *bin-by-bin* sont discutées section 6.6.3.

4311 Toutes les efficacités de sélection, à l'exclusion de l'efficacité de déclenchement, présentées
4312 section 6.5 et impliquées dans la mesure de la section efficace sont extraites de la simulation. Le
4313 facteur de correction à appliquer est alors C_{total} défini comme :

$$C_{\text{total}} = \epsilon_{\text{reco+ID}}/C_{\text{migration}}. \quad (6.16)$$

4314 où $C_{\text{migration}}$ est le facteur de correction à appliquer dans la mesure expérimentale de la
4315 section efficace pour déconvoluer les effets du détecteur, et $\epsilon_{\text{reco+ID}}$ représente les efficacités de
4316 reconstruction (ϵ_{Reco}) et d'identification (ϵ_{ID}) définie par $\epsilon_{\text{reco+ID}} = \epsilon_{\text{Reco}} \times \epsilon_{\text{ID}}$.

4317 La table 6.26 résume toutes les mesures d'efficacités qui sont utilisées dans la suite ainsi
4318 que les facteurs de correction $C_{\text{migration}}$ et C_{total} . La figure 6.37 montre les valeurs de l'efficacité
4319 combinée de reconstruction et d'identification $\epsilon_{\text{reco+ID}}$ avant et après l'application du facteur de
4320 correction prenant en compte les effets de migration des électrons d'un pas à l'autre en fonction
4321 de l'impulsion transverse p_T .

4322 6.6.3 Les incertitudes systématiques

4323 Les incertitudes systématiques pour $N^{\text{Q} \rightarrow e}$ et $\epsilon_{\text{trigger}}$ ont été présentées respectivement sections
4324 6.4.3.4 et 6.5.1. L'incertitude relative à la luminosité intégrée $\int \mathcal{L} dt$ est estimée par la
4325 collaboration à 3.4% [40]. Les autres sources d'erreurs systématiques prises en compte pour la
4326 mesure de la section efficace sont les suivantes :

- 4327 • **Quantité de matière autour du tube à vide** : les erreurs systématiques associées à
4328 l'estimation des efficacités $\epsilon_{\text{reco+ID}}$ et du facteur de correction $C_{\text{migration}}$ sont estimées en
4329 prenant en compte la possibilité que la matière autour du tube à vide ne soit pas correcte-
4330 ment décrite dans la simulation. Des échantillons simulés, où la quantité de cette matière

6.6. LA MESURE EXPÉRIMENTALE DE LA SECTION EFFICACE DE PRODUCTION DES QUARKS LOURDS SE DÉSINTÉGRANT EN ÉLECTRONS

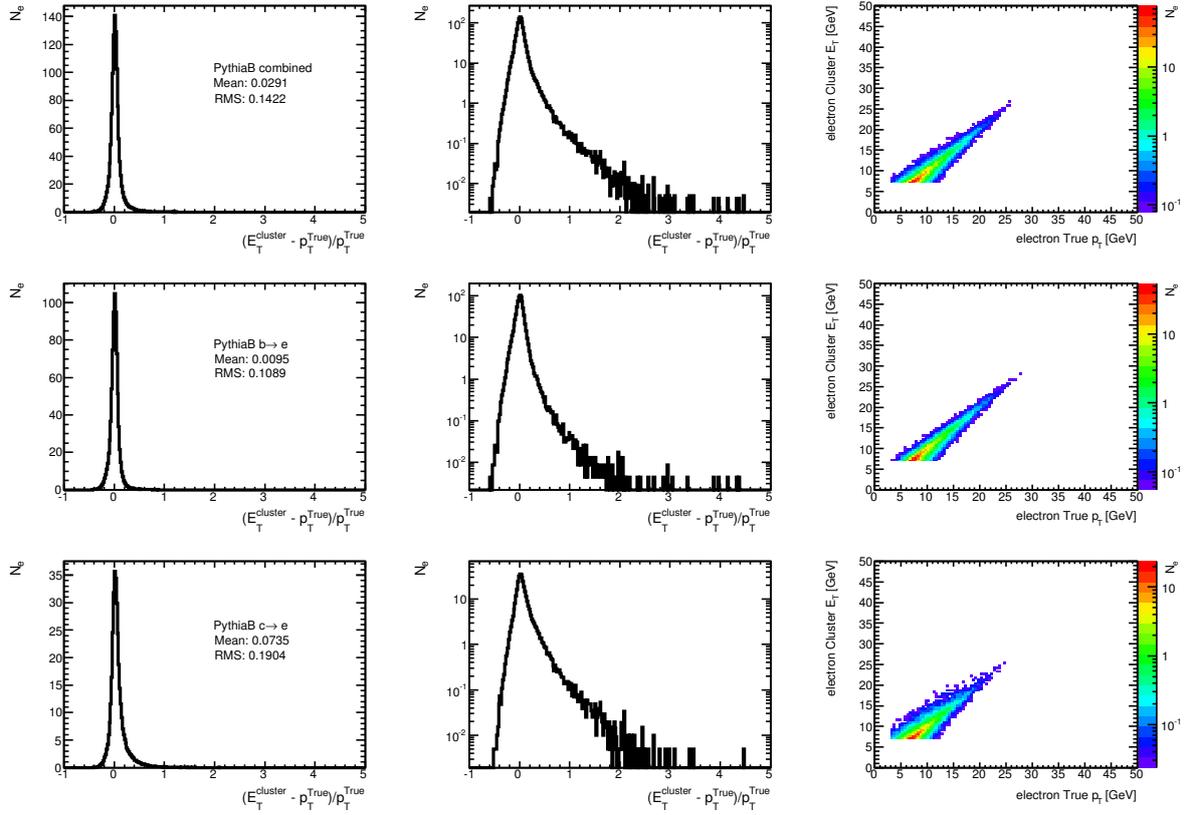


FIGURE 6.36 – Pour chaque colonne, distribution de la résolution en énergie des électrons venant des hadrons lourds par rapport à l'impulsion transverse vraie des électrons en échelle linéaire (gauche) et en échelle logarithmique (milieu); distribution de l'énergie reconstruite en fonction de l'impulsion vraie de l'électron (droite). La première ligne de figures montre ces distributions pour les électrons venant des hadrons lourds B et D confondus. Les deux autres séries de figures montrent respectivement ces mêmes distributions mais séparément pour les hadrons B (ligne du milieu) et les hadrons D (ligne du bas).

	p_T^{true} (GeV)										
	7-8	8-10	10-12	12-14	14-16	16-18	18-20	20-22	22-26		
$\epsilon_{reco} \pm \sigma_{stat}$	46.9 ± 0.1	66.9 ± 0.1	73.7 ± 0.2	75.3 ± 0.3	75.9 ± 0.4	76.0 ± 0.5	76.5 ± 0.7	78.3 ± 0.9	77.5 ± 0.9		
$\epsilon_{ID} \pm \sigma_{stat}$	89.7 ± 0.1	90.1 ± 0.1	88.0 ± 0.2	87.0 ± 0.2	85.1 ± 0.4	83.1 ± 0.5	81.4 ± 0.7	80.0 ± 1.0	77.6 ± 1.0		
$\epsilon_{reco+ID} \pm \sigma_{stat}$	42.0 ± 0.1	60.3 ± 0.1	64.8 ± 0.2	65.5 ± 0.3	64.7 ± 0.4	63.2 ± 0.6	62.3 ± 0.8	62.3 ± 1.0	60.1 ± 1.0		
$\pm \sigma_{syst}$ (d. m.)	± 5.4	± 3.0	± 1.4	± 0.9	± 0.4	± 1.6	± 1.5	± 2.4	± 1.3		
$C_{migration} \pm \sigma_{stat}$	70.6 ± 0.4	95.2 ± 0.5	104.9 ± 0.8	100.8 ± 1.1	97.0 ± 1.5	97.2 ± 1.5	92.8 ± 2.6	94.8 ± 3.4	86.5 ± 3.6		
$\pm \sigma_{syst}$ (d. m.)	± 3.3	± 3.9	± 6.5	± 6.5	± 4.5	± 5.6	± 4.5	± 6.5	± 9.0		
$C_{total} \pm \sigma_{stat}$	59.5 ± 0.4	63.3 ± 0.3	61.8 ± 0.5	64.9 ± 0.8	66.7 ± 1.1	65.0 ± 1.5	67.1 ± 2.1	65.7 ± 2.6	69.5 ± 3.1		
$\pm \sigma_{syst}$ (d. m.)	± 5.3	± 5.4	± 4.7	± 4.7	± 3.2	± 5.0	± 4.5	± 6.4	± 5.0		
$\pm \sigma_{syst}$ (T&P)	± 5.6	± 6.0	± 5.8	± 6.1	± 6.3	± 6.1	± 6.3	± 6.2	± 6.5		
Incertitude totale	± 7.7	± 8.1	± 7.5	± 7.7	± 7.1	± 8.0	± 8.0	± 9.2	± 8.8		

TABLE 6.26 – Résumé des efficacités de reconstruction (ϵ_{reco}), d'identification (ϵ_{ID}), de leur combinaison ($\epsilon_{reco+ID}$) et des valeurs du facteur de correction $C_{migration}$ en fonction de l'impulsion transverse de l'électron vrai p_T^{true} . Les valeurs sont données en pourcentage et sont extraites de la simulation. Les incertitudes statistiques et systématiques sont aussi citées. Les incertitudes estimées en considérant un surplus de matière dans le détecteur interne sont indiquées par dm (de l'anglais distorted material). L'erreur absolue ϵ_{ID} extraite de la méthode T&P est également donnée. Enfin, l'incertitude totale incluant toutes les erreurs et affectant le facteur de correction total C_{total} est montrée sur la dernière ligne.

6.6. LA MESURE EXPÉRIMENTALE DE LA SECTION EFFICACE DE PRODUCTION DES QUARKS LOURDS SE DÉSINTÉGRANT EN ÉLECTRONS

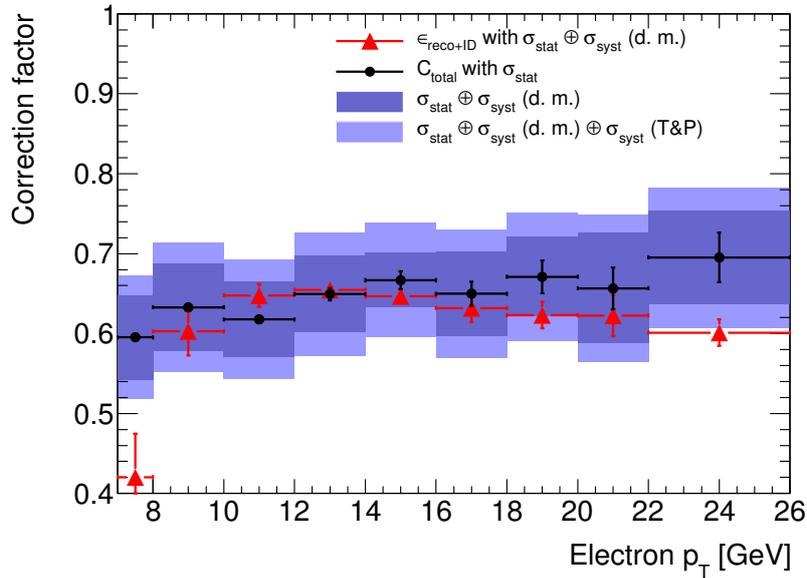


FIGURE 6.37 – Efficacités de reconstruction et d’identification combinées ($\epsilon_{\text{reco+ID}}$) estimées à l’aide de la simulation avant toute correction relative aux effets de migration. Les boîtes bleu foncé montrent l’incertitude estimée en considérant un surplus de matière dans le détecteur interne (*distorted material* ou *d.m.* sur la figure); les boîtes bleu clair montrent la même incertitude une fois ajoutée la contribution venant de la mesure d’efficacité extraite à l’aide de la méthode T&P.

4331 varie de 10% (*distorted material* ou *d.m.*) sont utilisés¹⁸. L’incertitude systématique est
 4332 alors calculée comme la différence entre les valeurs obtenues lorsqu’on considère (ou non)
 4333 la présence d’un surplus de matière dans le détecteur interne.

4334 • **Effets d’empilement d’événements** : les effets dus à l’empilement d’événements sont
 4335 aussi pris en compte. Ces effets sur $\epsilon_{\text{reco+ID}}$ et le facteur de correction $C_{\text{migration}}$ ont
 4336 été étudiés en utilisant des échantillons spécifiques. Toutefois, leurs effets sur la mesure
 4337 d’efficacité du signal sont négligeables [109].

4338 • **Forme du spectre simulé** : l’application de la méthode d’*unfolding bin-by-bin* suppose
 4339 implicitement que le spectre en E_T des électrons est bien décrit par la simulation. Afin
 4340 de tester cette hypothèse, et d’éliminer tout soupçon d’un possible biais de la méthode
 4341 dû à la forme du spectre décrit par la simulation, une étude comparant les valeurs de
 4342 l’efficacité $\epsilon_{\text{reco+ID}}$ et du facteur de correction $C_{\text{migration}}$ en utilisant différents générateurs
 4343 d’événements simulés a été développée. La figure 6.38 montre la comparaison du taux de
 4344 hadrons B sur l’ensemble des hadrons lourds impliqués dans l’analyse (hadrons B pour les
 4345 processus $b \rightarrow e$, et D pour les processus $c \rightarrow e$). La bande d’incertitude est calculée en
 4346 se basant sur des prédictions FONLL [156, 157] indépendantes (voir figure 6.38). L’erreur
 4347 sur la composition en hadrons B est ainsi estimée à 12% pour le domaine en énergie de
 4348 l’analyse¹⁹.

18. La différence observée est en réalité multipliée par un facteur 0.65 [155] car un surplus du 5% de matière dans le détecteur interne est une situation plus réaliste mais les échantillons simulés nécessaires à cette estimation n’ont pas été produits.

19. L’incertitude est estimée de façon conservatrice en considérant la largeur de la bande FONLL aux énergies proche de 7 GeV, même si cela amène à une surestimation aux hautes énergies.

4349 L'effet de la variation de la composition en hadrons lourds produisant les électrons en
4350 fonction des différents générateurs a été propagé sur l'estimation des efficacités $\epsilon_{\text{reco+ID}}$
4351 et du facteur de correction $C_{\text{migration}}$. La figure 6.39 montre que les efficacités présentent
4352 des différences non négligeables selon le générateur considéré. En revanche, le facteur de
4353 correction total $\epsilon_{\text{reco+ID}}/C_{\text{migration}}$ est stable à 5% près. L'effet dû à l'incertitude sur la
4354 fraction estimée des hadrons B est ainsi estimé à 1%, ce qui reste négligeable par rapport
4355 à d'autre systématique introduite précédemment.

4356 • **Contamination des électrons isolés venant de la désintégration du J/Ψ** : l'effet
4357 de la contamination en électrons isolés venant des processus J/Ψ , associés à l'estimation
4358 des efficacités $\epsilon_{\text{reco+ID}}$ et du facteur $C_{\text{migration}}$, est étudié et présenté figure 6.39. L'effet
4359 majeur dû à cette contamination est de 10% et il est observé à hautes valeurs d'énergie
4360 transverse. L'impact de cette variation sur $\epsilon_{\text{reco+ID}}$ et $C_{\text{migration}}$ est d'environ 1% lorsque
4361 les conditions cinématiques des électrons impliqués dans l'analyse sont prises en compte.
4362 C'est pourquoi cette systématique est négligée par la suite.

4363 • **Estimation de la section efficace $\sigma_{\text{accepted}}^{W/Z/\gamma^*}$** : deux contributions interviennent dans
4364 l'estimation de cette incertitude systématique : l'une théorique, l'autre expérimentale.
4365 L'incertitude théorique, relative aux prédictions des processus de production des bosons
4366 W et Z , développées à l'ordre NNLO, est estimée à 5%. L'incertitude expérimentale est
4367 aussi estimée à 5% et elle prend en compte les différences entre les données et la simula-
4368 tion observées pour les efficacités de reconstruction et d'identification pour des électrons
4369 isolés²⁰.

4370 • **Autres systématiques** : certaines systématiques, qui affectent et l'extraction de la
4371 composante du signal N^Q et la mesure de l'efficacité d'identification $\epsilon_{T\&P}$, peuvent être
4372 corrélées. C'est le cas de la correction en énergie et de la différences entre données et
4373 simulation pour les distributions des variables discriminantes. Afin de sonder l'effet de
4374 ces corrélations, l'incertitude sur la mesure de la section efficace est estimée deux fois. Ces
4375 systématiques sont d'abord considérées comme décorrelées et sont alors sommées quadrati-
4376 quement. Puis elles sont considérées comme corrélées. Pour propager les erreurs dans cette
4377 configuration, la section efficace est recalculée pour chaque systématique, en considérant
4378 le nouveau nombre d'électrons de signal $N_{\text{variation}}^Q$ et l'efficacité $T\&P$ selon la formule :

$$4379 \epsilon_{\text{reco+ID}} * \epsilon_{\text{ID,T\&P,variation}} / \epsilon_{\text{ID,T\&P}}.$$

4380 La variation de la mesure de la section efficace est alors considérée comme l'incertitude
4381 systématique. La table 6.27 montre la comparaison de ces deux estimations de l'incertitude
4382 systématique. Une corrélation positive entre ces systématiques est observée.

4383 Enfin, une dernière étape a été réalisée afin de limiter l'impact du manque de statistique
4384 dans l'estimation de l'incertitude systématique sur les extractions. Pour ce faire, comme aucune
4385 dépendance forte en énergie transverse E_T n'est visible, l'incertitude systématique relative à la
4386 section efficace a été estimée pas à pas en la pondérant par l'incertitude statistique venant de
4387 l'extraction du signal. L'incertitude systématique totale est ainsi estimée à 23 – 25 % comme
4388 montré table 6.28 où un résumé des erreurs systématiques est présenté.

20. Analyses W et Z 2010 développées au sein de la collaboration [158].

6.6. LA MESURE EXPÉRIMENTALE DE LA SECTION EFFICACE DE PRODUCTION DES QUARKS LOURDS SE DÉSINTÉGRANT EN ÉLECTRONS

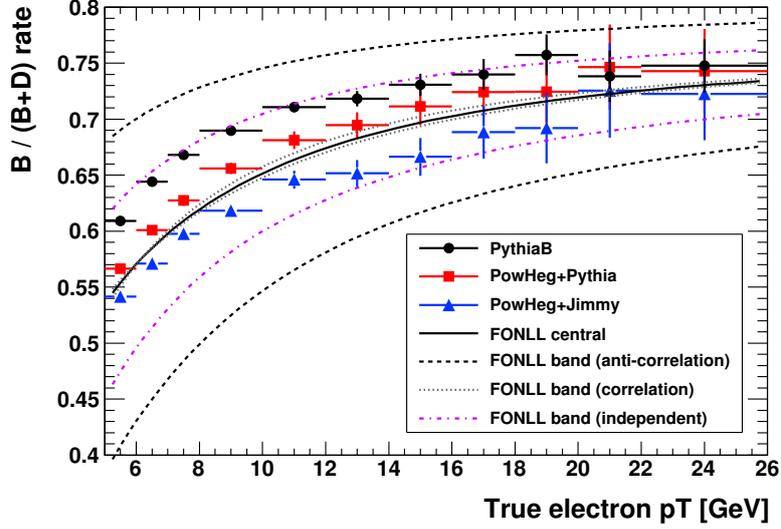


FIGURE 6.38 – Fraction des hadrons B en fonction de l'impulsion transverse vraie de l'électron p_T^{true} appartenant à la région de pseudorapidité $|\eta| < 2.0$ (avec exclusion de la zone $1.37 < |\eta| < 1.52$). Cette fraction est montrée pour des prédictions théoriques réalisées à l'aide de différents générateurs ainsi que pour la méthode FONLL utilisant les PDFs CTEQ6.6 (ligne noire). Les incertitudes liées à la méthode FONLL ont été estimées de différentes façons [109]. La dépendance en p_T^{true} de la fraction de hadrons B est estimée en fixant la fraction à sa valeur centrale et en faisant varier l'autre dans la limite de son incertitude (bande pointillée magenta). Les autres courbes sont estimées en considérant une corrélation totale des deux fractions (bande pointillée grise) ou une décorrélation totale (bande pointillée noire). Les erreurs montrées sur les prédictions sont statistiques.

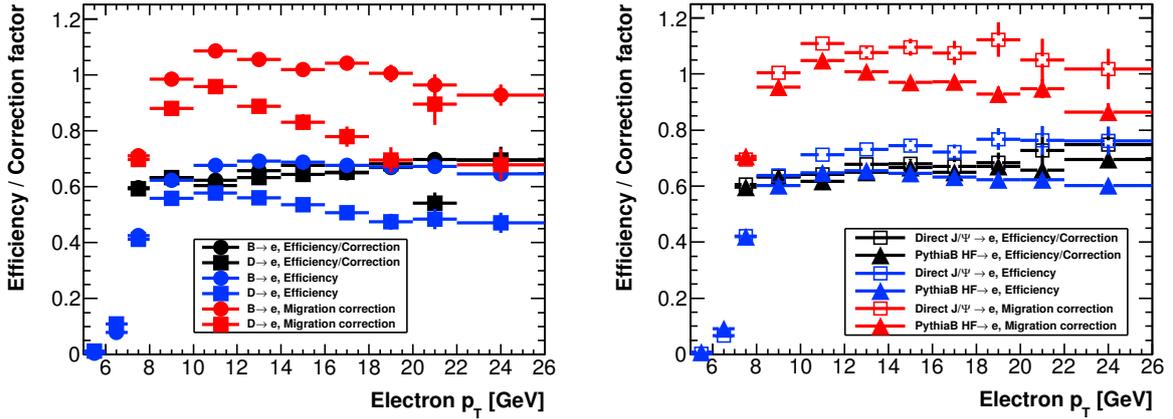


FIGURE 6.39 – Efficacité de reconstruction et identification $\epsilon_{\text{reco+ID}}$ (bleu), facteur de correction $C_{\text{migration}}$ (rouge) et leur combinaison $\epsilon_{\text{reco+ID}}/C_{\text{migration}}$ (noir) en fonction de l'impulsion transverse de l'électron vrai p_T^{true} , dans la région $|\eta| < 2.0$ (avec exclusion de la zone $1.37 < |\eta| < 1.52$). La comparaison des prédictions obtenues avec le générateur PYTHIA pour les processus $B \rightarrow e$ (cercles pleins) et $D \rightarrow e$ (carrés pleins) est montrée à gauche, tandis que la comparaison pour les processus $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ (carrés vides) et pour les fractions $B \rightarrow e$ et $D \rightarrow e$ (triangles pleins) est montrée à droite²². Les erreurs sur les figures sont statistiques.

CHAPITRE 6. MESURE DE LA SECTION EFFICACE DE PRODUCTION DES ÉLECTRONS VENANT DE LA DÉSINTÉGRATION DES QUARKS LOURDS

Source des systématiques	Efficacité $T\&P$	Extraction du signal	Combinaison avec corrélation	Combinaison avec erreurs indépendantes
$TRfrac$	+2.2%	- 4.1%	-1.6%	4.7%
f_1	+2.8%	+ 7.1%	+15.8%	7.6%
n_{BL} (+5/-1%)	-2.2%	-2.4%	+4.2%	3.3%
n_{BL} (-5/+1%)	+4.4%	+3.0%	-7.2 %	5.3%
Échelle en énergie (+1/+3%)	+2.8%	+5.8%	+2.5%	6.4%
Échelle en énergie (-1/-3%)	-0.6%	-5.2%	-4.8%	5.2%
Total	6.3%	10.5%	18.1%	12.2%

TABLE 6.27 – Incertitudes systématiques relatives associées à la mesure de la section efficace pour les sources potentiellement corrélées. Ces systématiques entrent en jeu pour l'extraction de la composante du signal mais aussi dans l'extraction de l'efficacité d'identification à l'aide de la méthode $T\&P$. Les incertitudes sont moyennées en énergie transverse E_T . Les chiffres en italique représentent la source dominante qui entre dans l'estimation finale de l'incertitude totale. L'incertitude totale est calculée en tenant en compte (ou non) des corrélations possibles entre les différentes sources. Quand les sources sont considérées comme indépendantes, l'incertitude totale est calculée comme une somme quadratique.

Source d'incertitude	valeur (%)	Référence	Table
Erreur statistique d'extraction du signal	2.2–3.7%	Section 6.4.3.5	6.14
Possible biais de la méthode d'extraction du signal	11.3%	Section 6.4.3.4	6.13
mesure d'efficacité ($T\&P$)	3.8%	Section 6.5.3.5	6.23
spectre mal simulé des variables discriminantes			
$TRfrac$ (*)	1.6 %	Sections 6.4.3.4,6.5.3.5,6.6.3	6.27
n_{BL} (*)	7.2 %	Sections 6.4.3.4,6.5.3.5,6.6.3	6.27
f_1 (*)	15.8 %	Sections 6.4.3.4,6.5.3.5,6.6.3	6.27
Correction en énergie (*)	4.8 %	Sections 6.4.3.4,6.5.3.5,6.6.3	6.27
Incertitude finale sur l'efficacité ($T\&P$)	5.4%	Section 6.5.3.5	
Sur-plus de matière dans le détecteur interne	4.8–9.7%	Section 6.6.2	6.26
Statistique finie de la simulation sur $\epsilon_{reco+ID}/C_{migration}$	0.4–3.5%	Section 6.6.2	6.26
Statistique finie de la simulation sur N^Q	0.8–2.5%	Section 6.4.3.4	6.13
Luminosité	3.4%	Reference [40]	6.1
Efficacité de déclenchement (stat+syst)	< 2%	Section 6.5.1	6.16
Section efficace Drell-Yan (stat+syst)	< 1%	Section 6.6.1	6.25
Incertitude totale	23 – 25%		

TABLE 6.28 – Résumé des incertitudes systématiques pour la mesure inclusive de la section efficace de production des électrons venant de la désintégration des quarks lourds. Les incertitudes corrélées (extraction de la composante du signal et mesure de l'efficacité par la méthode $T\&P$) sont signalées par un (*). L'étude de la corrélation entre ces incertitudes est montrée table 6.27.

4389 6.6.4 Résultat de la mesure et discussion

4390 La mesure de la section efficace de production des électrons venant de la désintégration des
4391 quarks lourds, réalisée lors ce travail de thèse, est montrée figure 6.40. Cette figure présente
4392 aussi les résultats venant de l’analyse “officielle” de la collaboration. Un très bon accord entre
4393 ces deux mesures est visible. Sur cette figure, les erreurs statistiques et systématiques de la
4394 mesure sont aussi montrées. L’incertitude totale sur la mesure est de 23-25% pour l’analyse
4395 développée ici (voir table 6.28) et de 15%-18% pour l’analyse “officielle” [109]. Comme on l’avait
4396 vu précédemment, l’extraction basée sur la variable f_1 implique une systématique plus élevée.
4397 Toutefois, poursuivre cette mesure en parallèle avec la mesure “officielle” d’ATLAS a permis de
4398 comprendre en détail chacune des étapes de la mesure.

4399 La figure 6.41 montre une comparaison entre la mesure “officielle” d’ATLAS et les prédictions
4400 théoriques. La mesure montre un bon accord avec la prédiction FONLL, NLO et celle extraite de
4401 la simulation POWHEG+PYTHIA. La mesure montre toutefois une allure légèrement différente aux
4402 hautes énergies, le spectre mesurée décroît légèrement plus rapidement. On remarque que les
4403 prédictions FONLL et NLO sont très similaires car les deux utilisent un calcul non-perturbatif
4404 avec les mêmes paramètres pour les fonctions de fragmentation.

4405 La prédiction PYTHIA montre une très bonne reproduction de la décroissance du spectre de la
4406 mesure mais la valeur prédite est sur-estimée d’un facteur deux. Les prédictions JIMMY+HERWIG
4407 montrent au contraire une sous-estimation d’un facteur deux de la valeur de la section efficace.
4408 Il est intéressant de noter la variation des prédictions HERWIG lorsque différentes simulations de la
4409 cascade partonique sont utilisées (voir courbe POWHEG+HERWIG et POWHEG+PYTHIA, figure 6.41).

4410 La section efficace totale de production des électrons venant de la désintégration des quarks
4411 lourds estimée par la collaboration est de $\sigma = 0.946 \pm 0.020(\text{stat}) \pm 0.146(\text{syst}) \pm 0.032(\text{lumi}) \mu\text{b}$.

4412 La figure 6.42 montre le rapport entre les prédictions théoriques et la mesure effectuée avec
4413 l’analyse “officielle”. Les valeurs du rapport pour chaque prédiction sont données dans la légende
4414 de la figure.

4415 6.6.5 Comparaison avec la mesure réalisée pour le canal muonique

4416 Au sein de la collaboration ATLAS, la mesure de section efficace inclusive des muons venant
4417 de la désintégration des quarks lourds [150] a été développée en parallèle avec l’analyse dans
4418 le canal électronique précédemment présentée. La figure 6.43 montre l’ensemble des résultats
4419 expérimentaux et une comparaison avec les prédictions théoriques. Exception faite de l’incerti-
4420 tude affectant la mesure de la luminosité, toutes les autres sources d’erreurs sont décorréliées. Les
4421 mesures expérimentales montrent un accord raisonnable compte tenu des incertitudes. Elles sont
4422 aussi en accord avec les prédictions théoriques NLO, FONLL ou réalisées à l’aide des générateurs
4423 d’événements simulés POWHEG+PYTHIA.

4424 L’analyse dans le canal muonique a aussi permis de sonder l’allure de la section efficace pour
4425 des muons de plus haute énergie. En effet, dans la canal muonique, la limitation de rester dans
4426 la zone où le spectre est dominé par les électrons de quarks lourds n’existe pas. La figure 6.44
4427 montre la comparaison entre la mesure expérimentale et les prédictions théoriques en fonction
4428 de l’impulsion transverse entre 4 et 100 GeV. Les prédictions FONLL sont en accord avec les
4429 mesures dans tout le domaine d’impulsion considéré, alors que les prédictions NLO surestiment
4430 fortement le résultat dans la région à haute impulsion. Ce résultat montre pour la première fois
4431 la nécessité de la resommation des termes logarithmiques dans les calculs théoriques pour décrire
4432 correctement le comportement de la section efficace de production de quark lourds à haut p_T .

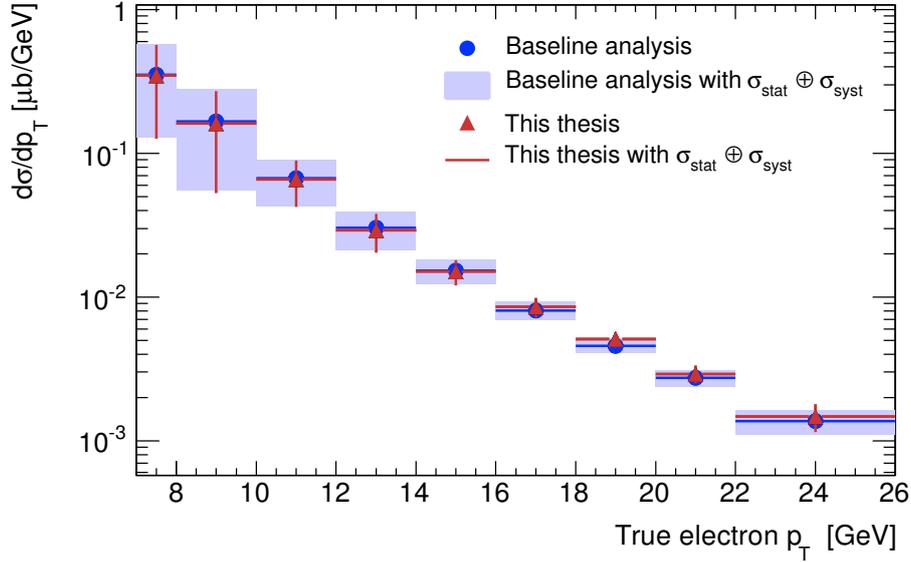


FIGURE 6.40 – Mesure expérimentale de la section efficace des électrons venant de la désintégration des quarks lourds. La mesure réalisée au cours de cette thèse (triangles violets) est comparée à celle réalisée “officiellement” par la collaboration ATLAS (points bleus). Les incertitudes sont statistiques et systématiques. La composante systématique est estimée à 23-25% pour l’analyse de cette thèse et à 15-18% pour l’analyse “officielle”.

6.7 Conclusions

L’étude du spectre inclusif des électrons, lors de la période du démarrage, permet de connaître les performances du détecteur ATLAS. Une première étude représentant un premier pas vers la mesure de la section efficace de production des électrons venant de la désintégrations de quark lourds a d’abord été présentée. Elle a donné lieu à une note de conférence pour ICHEP 2010.

Toutefois, la soustraction du bruit de fond du lot d’électrons sélectionnés est une procédure complexe qui a demandé la mise en place de techniques avancées. Deux méthodes ont été présentées au sein du chapitre, toutes les deux basées sur l’exploitation des informations venant de plusieurs sous-détecteurs d’ATLAS. Lors des développements de ces analyses, la nécessité d’un approche basée le plus possible sur les données, a été mise en évidence. Cela permet de se défaire de tout biais éventuel introduit par le fait que la simulation ne reproduit pas parfaitement les données collectées.

Pour pouvoir mesurer la section efficace de désintégration des quarks lourds en électrons, une technique basée sur les données a donc été mise en place pour extraire l’efficacité d’identification des électrons sélectionnés. La mesure n’a pas pu être directement utilisée pour la mesure de la section efficace mais a été utilisée pour vérifier quantitativement la compatibilité des résultats de la simulation relatifs à cette efficacité. La démonstration d’une mesure d’efficacité dans un lot fortement contaminé en bruit de fond a été faite.

La section efficace totale de production des électrons venant de la désintégration des quarks lourds estimée par la collaboration est de $\sigma = 0.946 \pm 0.020(\text{stat}) \pm 0.146(\text{syst}) \pm 0.032(\text{lumi}) \mu\text{b}$. La mesure de la section efficace différentielle inclusive pour les leptons (électrons et muons) venant de la désintégration des quarks lourds en fonction de l’impulsion transverse est en bon accord avec les prédictions théoriques. En particulier, la mesure aux hautes impulsions du lepton,

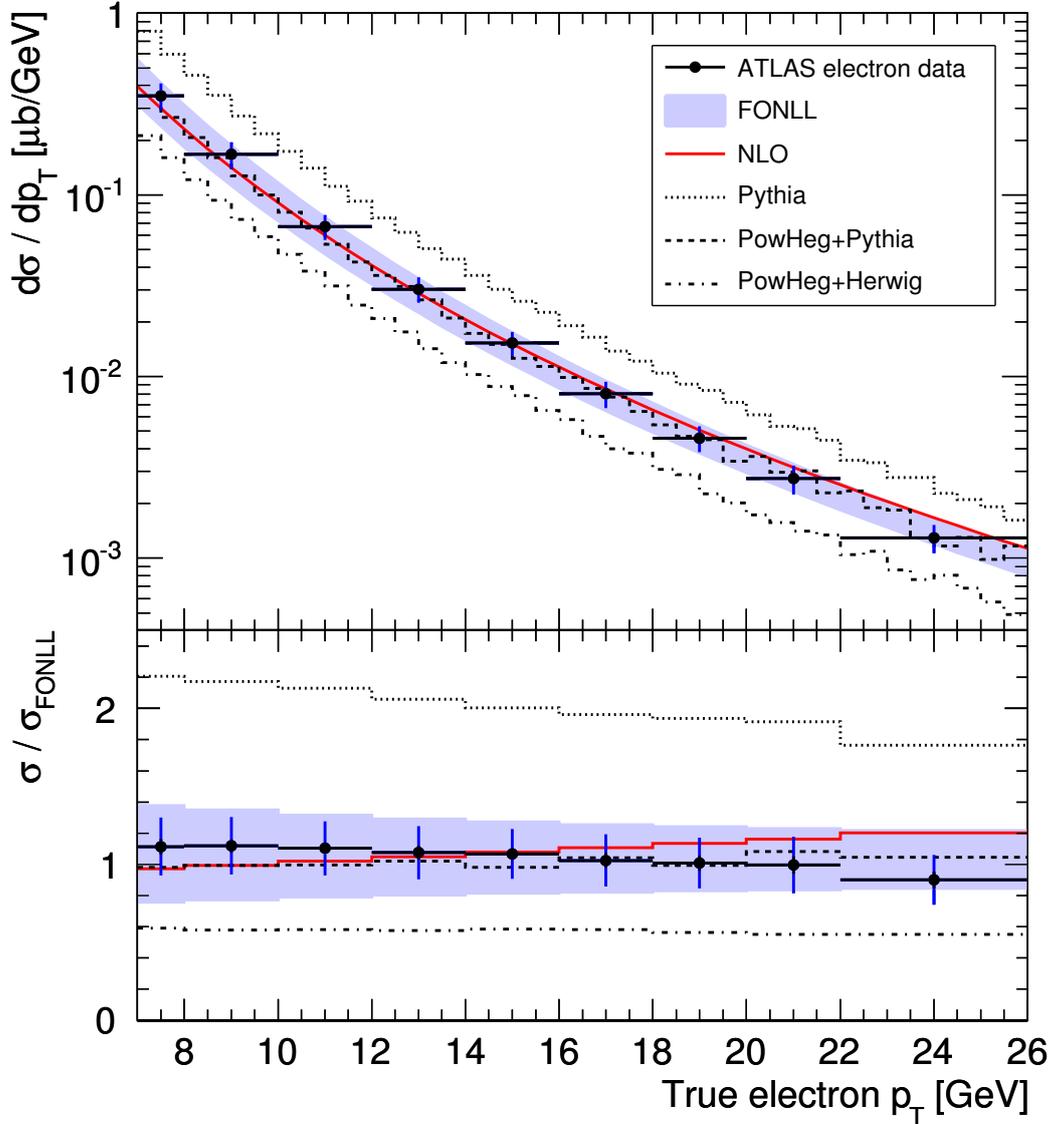


FIGURE 6.41 – Section efficace différentielle en fonction de l'impulsion transverse vraie des électrons p_T^{true} dans l'acceptance considérée dans l'analyse ($|\eta| < 2.0$ avec l'exclusion de la région $1.37 < |\eta| < 1.52$). La mesure expérimentale d'ATLAS (points) est comparée aux prédictions FONLL (bande bleue claire), aux prédictions NLO (courbe rouge) et aux prédictions obtenues à l'aide des différents générateurs comme PYTHIA (ligne pointillée), POWHEG+PYTHIA (ligne de tirets) et POWHEG+JIMMY+HERWIG (ligne mixte). En bas de la figure, le rapport entre la mesure expérimentale et la valeur centrale des prédictions FONLL est montrée avec les rapports entre les autres prédictions et la valeur centrale FONLL. Les incertitudes expérimentales statistiques (barres noires) et systématiques (barres bleues) sont aussi montrées.

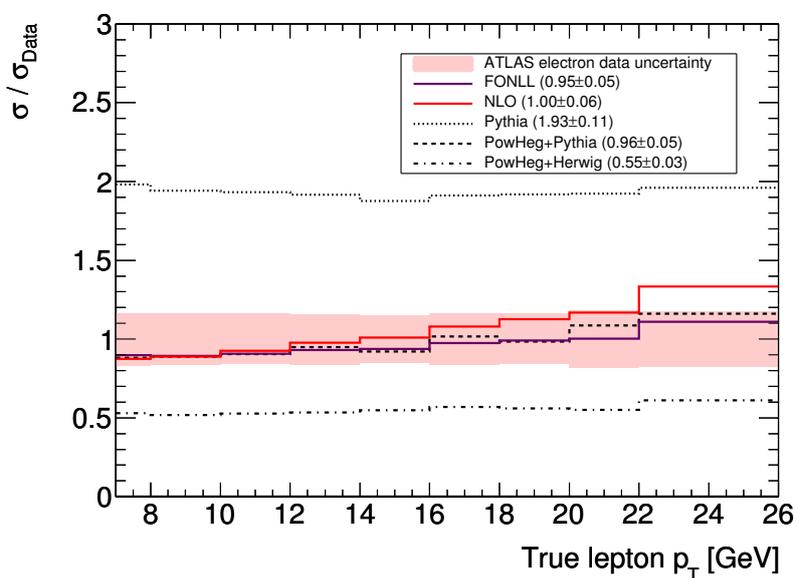


FIGURE 6.42 – Rapport entre les différentes prédictions théoriques et la mesure expérimentale de la section efficace différentielle en fonction de l'impulsion transverse vraie de l'électron, pour l'acceptance considérée pour l'analyse ($|\eta| < 2.0$ avec exclusion de la région $1.37 < |\eta| < 1.52$). L'incertitude expérimentale est montrée par la bande rouge. Le code pour les prédictions théoriques est le suivant : FONLL normalisé en violet, NLO en rouge, PYTHIA en pointillés noirs, POWHEG+PYTHIA en tirés noirs et POWHEG+JIMMY+HERWIG en ligne noire mixte. Les facteurs de normalisation, obtenus par un ajustement des rapports de section efficace (dans le domaine de l'analyse, 7-26 GeV) sont donnés dans la légende de la figure.

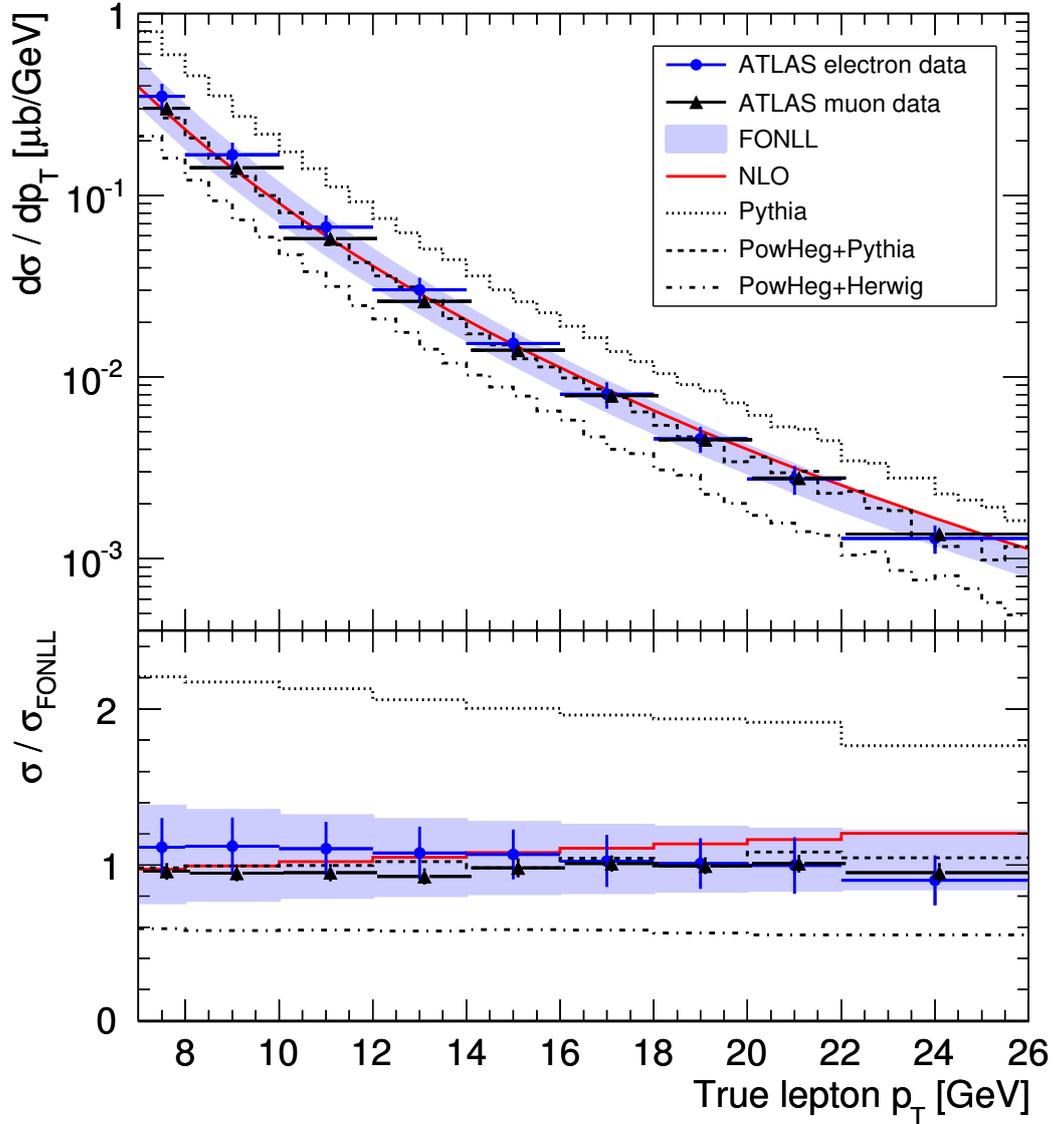


FIGURE 6.43 – Section efficace différentielle en fonction de l’impulsion transverse vraie des leptons p_T^{true} pour les désintégrations en électrons et en muons dans l’acceptance considéré dans l’analyse ($|\eta| < 2.0$ avec l’exclusion de la région $1.37 < |\eta| < 1.52$). Les mesures expérimentales d’ATLAS, pour les électrons (points bleus) et pour les muons (triangles noirs) sont comparées aux prédictions théoriques. Les incertitudes expérimentales correspondent aux incertitudes totales : statistique et systématique. Les prédictions sont les suivantes : FONLL (bande bleu claire), NLO (courbe rouge) ainsi que celles obtenues à l’aide des différents générateurs comme PYTHIA (ligne pointillée), POWHEG+PYTHIA (ligne de tirets) et POWHEG+JIMMY+HERWIG (ligne mixte). En bas de la figure, le rapport entre les mesures expérimentales et la valeur centrale des prédictions FONLL est montré, ainsi que les rapports entre les autres prédictions et la valeur centrale FONLL.

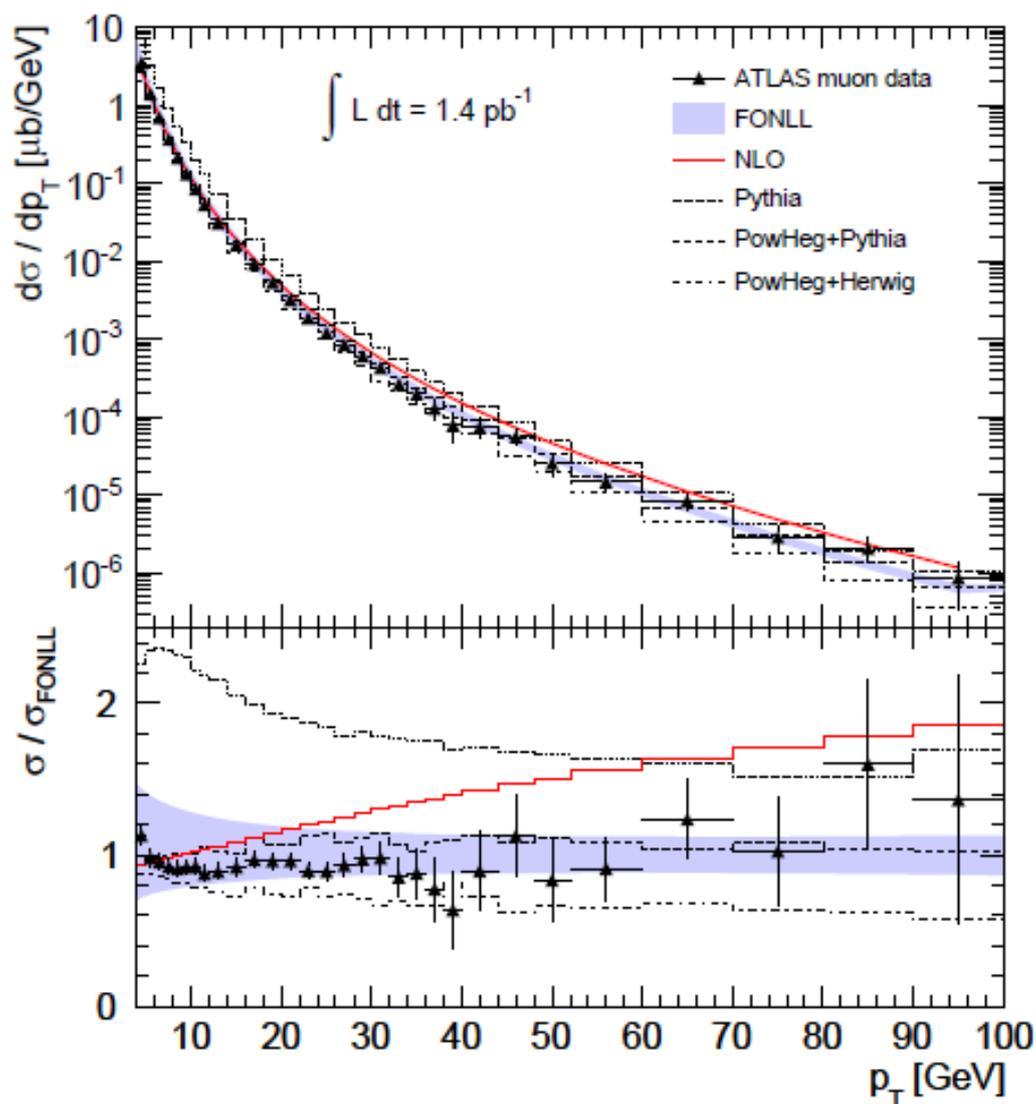


FIGURE 6.44 – Section efficace différentielle en fonction de l'impulsion transverse vraie des muons p_T^{true} montrant la région à haute impulsion transverse non accessible pour les électrons. Les prédictions théoriques NLO (ligne rouge), FONLL (bande bleu claire) et celles obtenues à partir de générateurs d'événements (lignes pointillées) sont également montrées. Ce résultat montre pour la première fois l'effet de la resommation des termes logarithmiques pris en compte par la méthode FONLL pour une prédiction correcte de l'allure de la section efficace aux hautes énergies du lepton.

4456 effectuée pour le canal muonique, montre pour la première fois l'importance de la resommation
4457 des termes logarithmiques lors des prédictions théoriques comme dans la méthode FONLL.

Conclusion

4459 Le démarrage de l'accélérateur LHC, produisant des collisions proton proton avec une énergie
 4460 dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 7$ TeV, a marqué le début d'une nouvelle ère pour la physique
 4461 des particules.

4462 Les études développées dans les années précédant le démarrage et basées sur la simulation,
 4463 ont permis d'étudier les signatures caractéristiques des particules issues des collisions, d'optimiser
 4464 les algorithmes de reconstruction et d'acquérir une remarquable maîtrise du rejet des particules
 4465 mal reconstruites (par exemple des jets reconstruits à tort en électrons).

4466 Les analyses réalisées avec les premières données enregistrées permettent avant tout de valider
 4467 la connaissance du détecteur ATLAS et d'estimer directement avec les données les performances
 4468 réelles de chaque sous-détecteur ainsi que celles des algorithmes de reconstruction.

4469 Lors de la période du démarrage, les électrons sont en majorité à basse impulsion transverse.
 4470 L'étude du spectre inclusif de ces leptons montre que la population dominante est représentée
 4471 par les électrons issus de la désintégration semi-leptonique des quarks lourds (quarks b et c).
 4472 La discrimination de ces électrons (de signal) par rapport aux autres contributions au spectre
 4473 (bruits de fond), telles que les électrons venant des processus de conversion des photons ou de
 4474 la mauvaise identification des hadrons, peut être faite en se basant sur les performances du dé-
 4475 tecteur interne et du calorimètre électromagnétique. En utilisant ces caractéristiques, différentes
 4476 approches, comme la méthode de la matrice ou la méthode des tuiles, ont été développées pour la
 4477 discrimination entre signal et bruits de fond. L'utilisation de ces méthodes a cependant montré
 4478 les difficultés des techniques basées sur les données qui souffrent très vite des éventuels biais
 4479 venant de la reproduction non satisfaisante de certaines quantités simulées.

4480 Plus qu'un outil de calibration du détecteur, l'extraction d'un lot pur d'électrons venant de
 4481 la désintégration des quarks lourds représente aussi un premier pas vers la mesure de section
 4482 efficace de production de ces leptons. Une technique basée sur les données a été mise en place pour
 4483 extraire l'efficacité d'identification des particules sélectionnées. Cette estimation de l'efficacité
 4484 d'identification, ne pouvant être utilisée directement dans la mesure de section efficace, a permis
 4485 de vérifier quantitativement la qualité de la reproduction des données faite par la simulation.

4486 Durant les quinze dernières années, les mesures de sections efficaces de production de quarks
 4487 lourds ont été au centre de l'attention dans les expériences du TeVatron suite à l'observation d'un
 4488 excès par rapport aux prédictions théoriques. Les améliorations apportées aux techniques d'ana-
 4489 lyse, ainsi que l'utilisation de calculs à l'ordre NLO (*Next to Leading Order*) avec resommation
 4490 des termes logarithmiques à l'ordre NLL (*Next to Leading Log*) et combinés avec les fonctions
 4491 de fragmentation extraites des données du LEP, ont permis de résoudre ces incompatibilités
 4492 (méthode FONLL). Cependant les prédictions théoriques restent, encore aujourd'hui, affectées
 4493 par des incertitudes élevées. Les mesures réalisées auprès des expériences du LHC permettent
 4494 de valider et de contraindre les prédictions théoriques dans un domaine d'énergie jamais atteint
 4495 auparavant.

CONCLUSION

4496 La mesure de la section efficace de production des électrons venant de la désintégration
4497 des quarks lourds présentée dans cette thèse, a été réalisée avec une luminosité intégrée de
4498 1.3 pb^{-1} . L'acceptance cinématique est comprise entre 7 et 26 GeV pour l'impulsion transverse
4499 des électrons et la pseudorapidité $|\eta|$ est inférieure à 2.0 (avec l'exclusion de la région $1.37 <$
4500 $|\eta| < 1.52$).

4501 La section efficace totale de production des électrons venant de la désintégration des quarks
4502 lourds estimée par la collaboration est de $\sigma = 0.946 \pm 0.020(\text{stat}) \pm 0.146(\text{syst}) \pm 0.032(\text{lumi}) \mu\text{b}$.
4503 La mesure de la section efficace différentielle en fonction de l'impulsion transverse vraie des élec-
4504 trons montre un bon accord avec les prédictions théoriques FONLL. La comparaison du résultat
4505 expérimental avec les prédictions théoriques à l'ordre NLO, développée dans le même environne-
4506 ment que les prédictions FONLL, montrent l'effet de la resommation des termes logarithmiques
4507 qui est pris en compte dans l'approche calculatoire développée par les prédictions FONLL. Cette
4508 comparaison met en évidence la nécessité de prendre en compte ces termes liés à l'émission de
4509 gluons mous, afin que la théorie puisse aussi prédire correctement le comportement des données
4510 dans les domaines de hautes énergies.

Table des figures

4512	1.1	Principaux diagrammes de Feynman introduits par le lagrangien d'interaction forte.	13
4513	1.2	Dépendance en énergie de la constante de couplage fort α_s .	14
4514	1.3	Forme du potentiel de champ de Higgs.	16
4515	1.4	Évolution des constantes de couplage des trois interactions du modèle standard	
4516		en fonction de l'énergie, mesurée au LEP.	20
4517	1.5	Ensemble des accélérateurs du CERN.	22
4518	2.1	Section du détecteur ATLAS.	29
4519	2.2	Système d'aimants de l'expérience ATLAS.	30
4520	2.3	Schémas illustrant la composition en sous-détecteurs et la technologie utilisée	
4521		pour le détecteur interne.	31
4522	2.4	Distribution du matériel jusqu'à l'enveloppe cylindrique contenant le détecteur	
4523		interne en fonction de η .	31
4524	2.5	Probabilité pour le TRT d'avoir un coup au delà du seuil le plus haut (<i>high</i>	
4525		<i>threshold hit</i>) en fonction du facteur de Lorentz γ , dans le tonneau d'ATLAS.	34
4526	2.6	Le système calorimétrique de l'expérience ATLAS.	34
4527	2.7	Schéma des couches successives Pb-LAr et quantité de matière composant le ca-	
4528		lorimètre électromagnétique d'ATLAS.	38
4529	2.8	Schéma en coupe dans le plan (R, η) d'une électrode du calorimètre tonneau.	38
4530	2.9	Segmentation du calorimètre électromagnétique tonneau.	39
4531	2.10	Vision schématique des tubes des calorimètres à l'avant.	41
4532	2.11	Géométrie du calorimètre hadronique à tuiles.	42
4533	2.12	Vue schématique du spectromètre à muons.	43
4534	2.13	Le système de déclenchement de l'expérience ATLAS.	46
4535	2.14	Luminosité intégrée enregistrée par l'expérience ATLAS en 2010	48
4536	2.15	Mesures des masses invariantes pour des paires d'électrons venant de la désinté-	
4537		gration du J/Ψ ou du boson Z .	49
4538	2.16	Facteur de correction à appliquer à l'échelle en énergie des électrons.	49
4539	3.1	Diagramme de l'architecture générale de l'électronique de lecture du calorimètre	
4540		à argon liquide du détecteur ATLAS	53
4541	3.2	Amplitude en fonction du temps du signal d'ionisation avant et après mise en	
4542		forme au sein des cartes FEBs.	54
4543	3.3	Circuit équivalent d'une cellule du calorimètre et exemples de forme des signaux	
4544		de calibration et d'ionisation.	57
4545	3.4	Bruit électronique des calorimètres à argon liquide en fonction de $ \eta $.	58
4546	3.5	Comparaison des signaux de calibration avant et après correction des effets de	
4547		cross-talk, pour une cellule du premier compartiment.	59

TABLE DES FIGURES

4548	3.6	Exemple de distribution des valeurs de l'amplitude maximale en fonction de valeurs de courant injectée, utilisée pour extraire le valeur du facteur R	60
4549			
4550	3.7	Variations moyennes sur une période de trois mois, en 2011, des piédestaux (p) en gain haut.	62
4551			
4552	3.8	Variations moyennes sur une période de trois mois, en 2011, des facteurs de rampe (R) en gain haut.	62
4553			
4554	3.9	Représentation schématique des deux lots de constantes de calibration utilisés dans l'analyse présentée.	64
4555			
4556	3.10	Variations relatives des piédestaux pour la région $\eta < 0.8$ (a) et $\eta \geq 0.8$ (b) . . .	68
4557	3.11	Variations relatives du coefficient R extrait des rampes pour la région $\eta < 0.8$ (a) et $\eta \geq 0.8$ (b)	68
4558			
4559	3.12	Distributions des variations relatives des coefficients $OFCa^{Cali}$ ($\eta < 0.8$).	69
4560	3.13	Distributions des variations relatives des coefficients $OFCa^{Cali}$ ($\eta \geq 0.8$).	70
4561	3.14	Corrélations entre les variations des coefficients $OFCa^{Cali}$ et le coefficient R extrait des <i>runs</i> de rampe pour la région $\eta < 0.8$	72
4562			
4563	3.15	Corrélations entre les variations des coefficients $OFCa^{Cali}$ et le gain électronique R extrait des <i>runs</i> de rampe pour la région $\eta \geq 0.8$	72
4564			
4565	3.16	Variations des valeurs de l'énergie reconstruite des cellules pour des valeurs croissantes de courant de calibration injecté pour la région $\eta < 0.8$	74
4566			
4567	3.17	Variations des valeurs de l'énergie reconstruite des cellules pour des valeurs croissantes de courant de calibration injecté pour la région $\eta \geq 0.8$	75
4568			
4569	3.18	Valeurs moyennes et largeurs des distributions des variations absolues de l'énergie reconstruite des cellules en fonction du courant de calibration injecté en unités d'énergie ($\eta < 0.8$).	76
4570			
4571			
4572	3.19	Valeurs moyennes (gauche) et largeurs (droite) des distributions des variations absolues de l'énergie reconstruite des cellules en fonction du courant de calibration injecté en unités d'énergie ($\eta \geq 0.8$).	76
4573			
4574			
4575	3.20	Largeurs des distributions de variations relatives de l'énergie reconstruite des cellules, en fonction du courant de calibration injecté.	76
4576			
4577	3.21	Distributions des variations relatives des quatre coefficients $OFCa^{Phys}$	78
4578	3.22	Distributions des variations relatives des quatre coefficients $OFCa^{Phys}$	79
4579	3.23	Distributions des variations relatives du terme correctif $\frac{1}{M_{Phys}/M_{Cal}}$ pour les deux régions en pseudorapidité ($\eta < 0.8$ et $\eta \geq 0.8$).	79
4580			
4581	3.24	Corrélations entre les variations relatives des coefficients $OFCa^{Phys}$ et les variations du gain R ($\eta < 0.8$).	80
4582			
4583	3.25	Corrélations entre les variations relatives des coefficients $OFCa^{Phys}$ et les variations du gain R ($\eta \geq 0.8$).	80
4584			
4585	3.26	Corrélations entre les variations relatives des coefficients $OFCa^{Phys}$ et les variations du terme $\frac{1}{M_{Phys}/M_{Cal}}$ ($\eta < 0.8$).	81
4586			
4587	3.27	Corrélations entre les variations relatives des coefficients $OFCa^{Phys}$ et les variations du terme $\frac{1}{M_{Phys}/M_{Cal}}$ ($\eta \geq 0.8$).	81
4588			
4589	3.28	Variations des valeurs de l'énergie reconstruite des cellules pour des valeurs croissantes de courant de calibration injecté pour la région $\eta < 0.8$	84
4590			
4591	3.29	Variations des valeurs de l'énergie reconstruite des cellules pour des valeurs croissantes de courant de calibration injecté pour la région $\eta \geq 0.8$	85
4592			

4593	3.30 Valeurs moyennes et largeurs des distributions des variations absolues de l'énergie reconstruite des cellules en fonction du courant de calibration injecté en unités d'énergie ($\eta < 0.8$).	86
4594		
4595		
4596	3.31 Valeurs moyennes et largeurs des distributions des variations absolues de l'énergie reconstruite des cellules en fonction du courant de calibration injecté en unités d'énergie ($\eta \geq 0.8$).	86
4597		
4598		
4599	3.32 Largeurs des distributions des variations relatives de l'énergie reconstruite des cellules en fonction du courant de calibration injecté.	87
4600		
4601	3.33 Variations des paramètres ω_0 et τ_r en fonction de la pseudorapacité ($\eta < 0.8$). . .	90
4602	3.34 Variations des paramètres ω_0 et τ_r en fonction de la pseudorapacité ($\eta \geq 0.8$). . .	90
4603	3.35 Corrélations entre les variations relatives des coefficients $\text{OFCa}^{\text{Phys}}$ entre eux ($\eta < 0.8$).	92
4604		
4605	3.36 Corrélations entre les variations relatives des coefficients $\text{OFCa}^{\text{Phys}}$ entre eux ($\eta \geq 0.8$).	93
4606		
4607	4.1 Schéma représentatif des cinq paramètres nécessaires à l'identification des traces des particules chargées traversant un champ magnétique.	97
4608		
4609	4.2 Illustration simplifiée de l'étape de reconnaissance de forme lors de la reconstruction des traces dans le détecteur interne.	98
4610		
4611	4.3 L'algorithme standard "egamma" de reconstruction des électrons.	100
4612	4.4 Distribution de la variable d'isolation pour les leptons du signal et les extra-leptons.	109
4613	4.5 Distribution des extra-électrons <i>non-prompt</i> et faux électrons en fonction de p_T et η	112
4614		
4615	4.6 Distributions en fonction de l'impulsion transverse p_T pour tous les jets de b (<i>légers</i>) et pour les jets de b (<i>légers</i>) produisant un électron.	113
4616		
4617	4.7 Distributions de la pseudorapacité η pour tous les jets de b (<i>légers</i>) et pour les jets de b (<i>légers</i>) produisant un électron.	113
4618		
4619	4.8 Probabilité pour un jet ayant une certaine valeur d'impulsion transverse de produire un électron.	115
4620		
4621	4.9 Probabilité pour un jet ayant une certaine valeur en pseudorapacité de produire un électron.	116
4622		
4623	4.10 Spectre prédit et mesuré des jets donnant un extra-électron pour des événements $t\bar{t}$ hadroniques.	118
4624		
4625	4.11 Distributions de l'impulsion transverse p_T des extra-électrons en fonction de l'impulsion transverse des jets les ayant produits.	118
4626		
4627	4.12 Spectre prédit et mesuré des extra-électrons produits dans un lot d'événements $t\bar{t}$ hadroniques.	118
4628		
4629	4.13 Spectre prédit et mesuré des jets donnant un extra-électron pour des événements di-jets.	119
4630		
4631	4.14 Spectre prédit (jaune) et mesuré (pointillé) des extra électrons en fonction de l'impulsion transverse pour un lot d'événements di-jets.	119
4632		
4633	4.15 Distribution de l'impulsion transverse p_T pour les jets venant du lot $t\bar{t}$ semi-leptonique $t\bar{t}(\mu)$ et di-jet.	121
4634		
4635	4.16 Résultats des prédictions pour le lot d'événements di-jets.	121
4636	4.17 Distribution prédite et mesurée en fonction des partons b susceptibles de créer un extra-muon et des extra-muons eux-mêmes pour un lot d'événements di-jets. . .	124
4637		
4638	5.1 Diagrammes de Feynman à l'ordre des arbres de production des quarks b	126

TABLE DES FIGURES

4639	5.2	Schéma du processus de production de quarks b , de leur hadronisation et de désintégration.	128
4640			
4641	5.3	Schéma de la cascade partonique.	131
4642	5.4	Exemple de l'évolution des fonctions de densité de partons (CTEQ)	132
4643	5.5	Exemple d'hadronisation.	134
4644	5.6	Hadronisation par amas : schéma d'évolution.	134
4645	5.7	Hadronisation à l'aide de modèles de cordes : schéma de l'évolution spatio-temporelle d'une corde.	135
4646			
4647	5.8	Comparaison des estimations de la partie non perturbative du processus QCD obtenues à l'aide de différentes méthodes.	138
4648			
4649	5.9	Incertitudes systématiques sur les prédictions théoriques de la méthode FONLL pour le calcul de la section efficace du processus inclusif de production de quarks lourds tels que $b/c \rightarrow B/D \rightarrow e$	139
4650			
4651	5.10	Section efficace exclusive des désintégrations $B^0 \rightarrow \Psi K^*$ et $B^\pm \rightarrow \Psi K^\pm$ mesurée par l'expérience CDF (run I).	140
4652			
4653	5.11	Mesure de section efficace de production de quarks b se désintégrant en muon pour de grandes pseudorapidités, publiée par la collaboration D0.	140
4654			
4655	5.12	Résultats expérimentaux proposés des 5.10 et 5.11 comparés aux prédictions FONLL.	141
4656			
4657	5.13	Mesure inclusive de la section efficace $B \rightarrow J/\Psi + X$ réalisée par la collaboration CDF (run II).	141
4658			
4659	5.14	Mesure inclusive de la section efficace $pp \rightarrow b + X \rightarrow \mu + X'$ publiée par la collaboration CMS.	143
4660			
4661	5.15	Mesure de la section efficace différentielle de production indirecte de J/Ψ produits par désintégration de hadrons B , en fonction de p_T , publié par la collaboration CMS.	143
4662			
4663	5.16	Mesure de la section efficace différentielle de production dans le mode exclusif $B^\pm \rightarrow J/\Psi + K^\pm \rightarrow \mu^+ \mu^- K^\pm$, publiée par la collaboration CMS.	144
4664			
4665	5.17	Mesure de section efficace publié par les collaborations LHCb et ALICE.	144
4666			
4667	5.18	Prédictions théoriques pour la section efficace différentielle des leptons venant de la désintégration des quarks lourds.	146
4668			
4669			
4670	6.1	Distributions en fonction de l'énergie transverse de l'amas E_T et de la pseudorapidité η des électrons sélectionnés.	154
4671			
4672	6.2	Distribution des variables discriminant les électrons du signal de ceux venant du bruit de fond.	156
4673			
4674	6.3	Étude de la distribution de f_1 pour données et simulation	160
4675	6.4	Méthode de la matrice, validation : Spectres en E_T et η	162
4676	6.5	Méthode de la matrice, validation : spectres en TR_{frac}	163
4677	6.6	Méthode de la matrice : Spectres en E_T et η	164
4678	6.7	Méthode de la matrice : Spectres en TR_{frac}	165
4679	6.8	Méthode de la matrice : distribution de l'énergie transverse des électrons du signal prédite par la méthode de la matrice en comparaison avec la distribution simulé.	165
4680			
4681	6.9	Résidus des pseudo-expériences utilisées pour l'étude du biais observé dans les extractions de la méthode de la matrice	167
4682			
4683	6.10	Résidus des pseudo-expériences utilisées pour l'étude du biais observé dans les extractions de la méthode de la matrice	167
4684			

4685	6.11 Représentation schématique de la subdivision du plan par l'utilisation de deux variables discriminantes dans le cadre de la méthode des Tuiles.	169
4686		
4687	6.12 Méthode des Tuiles, test de validation : densité de probabilité pour la composante hadronique prédites par la méthode	171
4688		
4689	6.13 Méthode des Tuiles, test de validation : Spectres en énergie transverse E_T et en pseudorapidité η prédites par la méthode des Tuiles.	172
4690		
4691	6.14 <i>méthode des tuiles</i> : densité de probabilité pour la composante hadronique prédites par la méthode	174
4692		
4693	6.15 <i>méthode des tuiles</i> : Spectres en énergie transverse E_T et en pseudorapidité η prédits par la méthode et comparaison avec les distribution simulées.	175
4694		
4695	6.16 <i>méthode des tuiles</i> : étude biais introduit par l'utilisation des probabilités ϵ_{TR}^h et $\epsilon^h f_1$ venant de la simulation.	176
4696		
4697	6.17 <i>méthode des tuiles</i> : biais dû à l'hypothèse de factorisation des pdfs des hadrons .	178
4698	6.18 Distribution de l'énergie transverse de l'amas E_T pour la composante du signal extrait par la <i>méthode des tuiles</i>	179
4699		
4700	6.19 Comparaison des résultats venant des deux implémentation de la <i>méthode des tuiles</i>	180
4701		
4702	6.20 Efficacité de déclenchement	182
4703	6.21 Association de l'électron <i>tag</i> à l'objet ayant déclenché la chaîne $L1_EMx$	186
4704	6.22 Analyse <i>tag and probe</i> : distributions du nombre de candidats électrons présélectionnés et identifiés en fonction de l'énergie transverse E_T et de la pseudorapidité η	187
4705		
4706		
4707	6.23 Méthode $T\&P$, test de validation : densités de probabilité pour la composante hadronique. Les spectres extraits de la <i>méthode des tuiles</i> sont comparés avec la vérité au niveau de <i>présélection</i> et d' <i>identification</i>	189
4708		
4709		
4710	6.24 Méthode $T\&P$, test de validation : nombre d'électrons extraits pour la composante du signal en fonction de E_T au niveau de la <i>présélection</i> et d' <i>identification</i> et comparaison avec la vérité.	190
4711		
4712		
4713	6.25 Analyse $T\&P$, test de validation : Efficacité d'identification extraite à l'aide de 1000 pseudo-expériences en utilisant la <i>méthode des tuiles</i> basée sur f_1	192
4714		
4715	6.26 Analyse $T\&P$, test de validation : Efficacité d'identification extraite à l'aide de 1000 pseudo-expériences en utilisant la <i>méthode des tuiles</i> basée sur E/p	192
4716		
4717	6.27 Analyse $T\&P$, test de validation : rapports entre les efficacités extraites des pseudo-expériences et les valeurs vraies.	193
4718		
4719	6.28 Analyse $T\&P$, test de validation : étude de l'impact de la contamination des électrons Drell-Yan sur la mesure d'efficacité.	193
4720		
4721	6.29 Analyse $T\&P$, test de validation : comparaison des efficacités prédites de la simulation dans le cas de l'analyse <i>standard</i> et de l'analyse $T\&P$	194
4722		
4723	6.30 Analyse $T\&P$, résultats finaux : distributions en fonction de l'énergie transverse E_T de la composante du signal extraite aux deux niveaux de sélection par la méthode des Tuiles.	195
4724		
4725		
4726	6.31 Méthode $T\&P$: comparaison donnée simulation sur les distributions des variables discriminantes utilisées pour les extractions de la composante du signal.	197
4727		
4728	6.32 Méthode $T\&P$: Comparaison des densités de probabilité TR_{frac} et f_1 pour la contribution des conversions.	198
4729		
4730	6.33 Estimation du biais de la méthode $T\&P$	199
4731	6.34 Efficacités en fonction de E_T et η extraite par la méthode $T\&P$	200
4732		
4733	6.35 Méthode $T\&P$: rapport entre l'efficacité extraite des données et de la simulation.	201

TABLE DES FIGURES

4733	6.36	Résolution en énergie des électrons venant des hadrons lourds.	205
4734	6.37	Efficacités de reconstruction et d'identification combinées ($\epsilon_{\text{reco+ID}}$) estimées à	
4735		l'aide de la simulation.	207
4736	6.38	Fraction des hadrons B en fonction de l'impulsion transverse vraie de l'électron	
4737		p_T^{true} estimée à l'aide de la simulation.	209
4738	6.39	Efficacité de reconstruction et d'identification, facteur de correction et leur com-	
4739		binaison en fonction de l'impulsion transverse de p_T^{true}	209
4740	6.40	Mesure expérimentale de la section efficace des électrons venant de la désintégra-	
4741		tion des quarks lourds.	212
4742	6.41	Section efficace différentielle en fonction de l'impulsion transverse des électrons	
4743		vrais p_T^{true}	213
4744	6.42	Rapport entre les différentes prédictions théoriques et la mesure expérimentale de	
4745		la section efficace.	214
4746	6.43	Section efficace différentielle en fonction de l'impulsion transverse vraie des leptons	
4747		p_T^{true} pour les désintégrations en électrons et en muons.	215
4748	6.44	Section efficace différentielle en fonction de l'impulsion transverse vraie des muons	
4749		p_T^{true} montrant la région à haute impulsion transverse	216

Bibliographie

4750

- 4751 [1] <http://pdg.lbl.gov/>.
- 4752 [2] C. N. Yang and R. L. Mills, Phys. Rev. **96**, 191 (1954).
- 4753 [3] C. S. Wu, E. Ambler, R. W. Hayward, D. D. Hoppes, and R. P. Hudson, Phys. Rev. **105**,
4754 1413 (1957).
- 4755 [4] S. L. Glashow, Nucl. Phys. **22**, 579 (1961).
- 4756 [5] S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19**, 1264 (1967).
- 4757 [6] M. Gell-Mann, Phys. Rev. **92**, 833 (1953).
- 4758 [7] T. Nakano and K. Nishijima, Progress of Theoretical Physics **10**, 581 (1953).
- 4759 [8] M. Gell-Mann, Phys. Lett. **8**, 214 (1964).
- 4760 [9] A. Pich, Aspects of Quantum Chromodynamics, in *Particle Physics*, edited by G. Senja-
4761 nović & A. Y. Smirnov, pp. 53–+, 2000, arXiv :hep-ph/0001118.
- 4762 [10] S. Bethke, European Physical Journal C **64**, 689 (2009), 0908.1135.
- 4763 [11] G. Arnison *et al.*, Physics Letters B **126**, 398 (1983).
- 4764 [12] G. Arnison *et al.*, Physics Letters B **122**, 103 (1983).
- 4765 [13] F. Englert and R. Brout, Physical Review Letters **13**, 321 (1964).
- 4766 [14] J. Goldstone, Il Nuovo Cimento (1955-1965) **19**, 154 (1961), 10.1007/BF02812722.
- 4767 [15] M. Kobayashi and T. Maskawa, Progress of Theoretical Physics **49**, 652 (1973).
- 4768 [16] ALEPH Collaboration *et al.*, ArXiv e-prints (2009), 0911.2604.
- 4769 [17] <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/>.
- 4770 [18] S. W. Herb *et al.*, Phys. Rev. Lett. **39**, 252 (1977).
- 4771 [19] CDF Collaboration, F. Abe *et al.*, Phys. Rev. Lett. **74**, 2626 (1995).
- 4772 [20] D0 Collaboration, S. Abachi *et al.*, Phys. Rev. Lett. **74**, 2632 (1995).
- 4773 [21] U. Amaldi, W. De Boer, and H. Furstenuau, Phys. Letters B **260**, 447 (1991).
- 4774 [22] S. P. Martin, (1997), hep-ph/9709356.
- 4775 [23] ALEPH Collaboration, DELPHI Collaboration, L3 Collaboration, OPAL Collaboration,
4776 and The LEP Working Group For Higgs Boson Searches, Physics Letters B **565**, 61 (2003),
4777 arXiv :hep-ex/0306033.
- 4778 [24] J. Baglio and A. Djouadi, Journal of High Energy Physics **10**, 64 (2010), 1003.4266.
- 4779 [25] L. Evans and P. Bryant, Journal of Instrumentation **3**, S08001 (2008).
- 4780 [26] The LHC , <http://lhc-commissioning.web.cern.ch/lhc-commissioning/>.
- 4781 [27] M. Meddahi, (2011), [https://espace.cern.ch/acc-tec-sector/Chamonix/
4782 Chamx2011/papers/MM_7_07.pdf](https://espace.cern.ch/acc-tec-sector/Chamonix/Chamx2011/papers/MM_7_07.pdf).

- 4783 [28] ATLAS Collaboration, Physics Letters B **688**, 21 (2010), 1003.3124.
- 4784 [29] The ATLAS Collaboration, ArXiv e-prints (2010), 1012.0791.
- 4785 [30] CERN Press Release, (2008), [http://public.web.cern.ch/press/pressreleases/](http://public.web.cern.ch/press/pressreleases/Releases2008/PR08.08E.html)
4786 [Releases2008/PR08.08E.html](http://public.web.cern.ch/press/pressreleases/Releases2008/PR08.08E.html).
- 4787 [31] CERN Press Release, (2011).
- 4788 [32] ATLAS, CERN-LHCC-96-41.
- 4789 [33] ATLAS, A. Airapetian *et al.*, CERN-LHCC-96-40.
- 4790 [34] T. A. collaboration, Journal of Instrumentation **3**, S08003 (2008).
- 4791 [35] ATLAS Electromagnetic Liquid Argon Endcap Calorimeter Group *et al.*, Journal of Ins-
4792 trumentation **3**, P06002 (2008).
- 4793 [36] D. M. Gingrich, Journal of Instrumentation **2**, P05005 (2007).
- 4794 [37] A. Artamonov *et al.*, Journal of Instrumentation **3**, P02010 (2008).
- 4795 [38] The ATLAS Collaboration, Atlas detector status, 2010.
- 4796 [39] G. Aad *et al.*, European Physical Journal C **71**, 1630 (2011), 1101.2185.
- 4797 [40] The ATLAS Collaboration, CERN Report No. ATLAS-CONF-2011-011, 2011 (unpubli-
4798 shed).
- 4799 [41] CERN Report No. ATLAS-PERF-2010-04-002, 2011 (unpublished).
- 4800 [42] N. J. Buchanan *et al.*, Journal of Instrumentation **3**, P09003 (2008).
- 4801 [43] C. J. and et al.", ATLAS Note ATL-LARG-2000-006 (2000).
- 4802 [44] C. J. and et al.", NIM A 593 **3**, 269 (2008).
- 4803 [45] B. A. and et al., Journal of Instrumentation **2**, P06002 (2007).
- 4804 [46] P. J., Journal of Instrumentation **2**, P06002 (2008).
- 4805 [47] W. Cleland and E. Stern, NIM A, 388, 1984.
- 4806 [48] M. Citterio, D. M., and F. M., ATL-LARG-2001-018, 2001.
- 4807 [49] B. M., D. M., and F. M., Journal of Instrumentation **1**, P08001 (2006).
- 4808 [50] A. M. and D. M. et al, ATL-LARG-PUB-2006-00.
- 4809 [51] L. Courneyea and D. Dannheim et al, ATL-LARG-INT-2010-007.
- 4810 [52] The ATLAS collaboration, LAr public result, [https://twiki.cern.ch/twiki/bin/](https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/LArCaloPublicResultsDetStatus#Noise_Calibration_Signal_Reconst)
4811 [view/AtlasPublic/LArCaloPublicResultsDetStatus#Noise_Calibration_Signal_](https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/LArCaloPublicResultsDetStatus#Noise_Calibration_Signal_Reconst)
4812 [Reconst](https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasPublic/LArCaloPublicResultsDetStatus#Noise_Calibration_Signal_Reconst).
- 4813 [53] S. Bordoni, M. Delmastro, M. Ridel, and S. Trincaz-Duvoid, (2010), ATL-COM-LARG-
4814 2010-047.
- 4815 [54] R. Fruhwirth, Nucl. Instrum. Meth. **A262**, 444 (1987).
- 4816 [55] V. Kartvelishvili, Nuclear Physics B - Proceedings Supplements **172**, 208 (2007), Pro-
4817 ceedings of the 10th Topical Seminar on Innovative Particle and Radiation Detectors,
4818 Proceedings of the 10th Topical Seminar on Innovative Particle and Radiation Detectors.
- 4819 [56] The ATLAS Collaboration : G. Aad *et al.*, ArXiv e-prints (2009), 0901.0512.
- 4820 [57] CERN Report No. ATLAS-CONF-2010-069, 2010 (unpublished).
- 4821 [58] G. Piacquadio, K. Prokofiev, and A. Wildauer, Journal of Physics : Conference Series **119**,
4822 032033 (2008).

- 4823 [59] W. Waltenberger, R. Frühwirth, and P. Vanlaer, *Journal of Physics G : Nuclear and*
4824 *Particle Physics* **34**, N343 (2007).
- 4825 [60] W. Lampl *et al.*, CERN Report No. ATL-LARG-PUB-2008-002. ATL-COM-LARG-2008-
4826 003, 2008 (unpublished).
- 4827 [61] CERN Report No. ATL-PHYS-PUB-2011-006, 2011 (unpublished).
- 4828 [62] M. Aharrouche *et al.*, CERN Report No. ATL-COM-PHYS-2010-208, 2010 (unpublished).
- 4829 [63] *ATLAS detector and physics performance : Technical Design Report, 1* Technical Design
4830 Report ATLAS (CERN, Geneva, 1999), Electronic version not available.
- 4831 [64] N. Kerschen and A. Schaffer, CERN Report No. ATL-PHYS-INT-2010-124, 2010 (unpu-
4832 blished).
- 4833 [65] CERN Report No. ATLAS-CONF-2010-036, 2010 (unpublished).
- 4834 [66] CERN Report No. ATLAS-CONF-2011-063, 2011 (unpublished).
- 4835 [67] E. Coniavitis *et al.*, CERN Report No. ATLAS-COM-CONF-2011-057, 2011 (unpubli-
4836 shed).
- 4837 [68] CERN Report No. ATLAS-CONF-2010-053, 2010 (unpublished).
- 4838 [69] C. Buttar *et al.*, ArXiv e-prints (2008), 0803.0678.
- 4839 [70] G. P. Salam and G. Soyez, *Journal of High Energy Physics* **5**, 86 (2007), 0704.0292.
- 4840 [71] <http://projects.hepforge.org/siscone/>.
- 4841 [72] The Atlas Collaboration, L. Asquith, B. Brelier, and et al., (2008).
- 4842 [73] S. D. Ellis and D. E. Soper, *Phys. Rev. D* **48** (1993), arXiv :hep-ph/9305266.
- 4843 [74] M. Wobisch and T. Wengler, ArXiv High Energy Physics - Phenomenology e-prints (1999),
4844 arXiv :hep-ph/9907280.
- 4845 [75] M. Cacciari, G. P. Salam, and G. Soyez, *Journal of High Energy Physics* **4** (2008),
4846 0802.1189.
- 4847 [76] CERN Report No. ATLAS-CONF-2011-080, 2011 (unpublished).
- 4848 [77] S. Bordini, A. Doxiadis, M. Ridel, S. Trincaz-Duvold, and I. Van Vulpen, CERN Report
4849 No. ATL-PHYS-INT-2010-011, 2010 (unpublished).
- 4850 [78] S. Frixione, F. Stoeckli, P. Torrielli, B. Webber, and C. White, [http://www.hep.phy.
4851 cam.ac.uk/theory/webber/MCatNLO/](http://www.hep.phy.cam.ac.uk/theory/webber/MCatNLO/).
- 4852 [79] T. Sjostrand, S. Mrenna and P. Skands, *JHEP* **05**, 026 (2006).
- 4853 [80] O. Fedin and et al., [https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/
4854 MCTruthClassifier](https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/MCTruthClassifier).
- 4855 [81] V. P. Andreev, ArXiv e-prints (2007), 0706.1789.
- 4856 [82] S. M.H., CERN-PH-TH/2005-083, hep-ph/0505192 .
- 4857 [83] B. W. R. K. Ellis, W. J. Stirling, *QCD and Collider Physics* (Cambridge University Press,
4858 Cambridge, UK, 1996).
- 4859 [84] P. Nason, S. Dawson, and R. K. Ellis, *Nucl. Phys.* **B303**, 607 (1988).
- 4860 [85] S. D. "P. Nason and R. Ellis", *Nucl. Phys.* B327, 49 (1989).
- 4861 [86] W. v. N. "W. Beenakker, H. Kuijf and J. Smith", *Phys. Rev. D*40, 54 (1989).
- 4862 [87] e. a. "W. Beenakker, W.L. van Neerven, *Nucl. Phys.* B351, 507 (1991).

- 4863 [88] M. A. Dobbs, S. Frixione, and Laenen, (2004), arXiv :hep-ph/0403045.
- 4864 [89] G. Altarelli et G. Parisi, Phys Lett B126, 298 (1997).
- 4865 [90] G. Corcella, I.G. Knowles, G. Marchesini, S. Moretti, K. Odagiri, P. Richardson, M.H.
4866 Seymour and B.R. Webber, JHEP **0101**, 010 (2001).
- 4867 [91] CTEQ Collaboration : <http://www.phys.psu.edu/~cteq/>.
- 4868 [92] R. S. Thorne, A. D. Martin, W. J. Stirling, and G. Watt, (2009), 0907.2387.
- 4869 [93] V.N. Gribov et L.N. Lipatov, Sov. J. Nucl. Phys 15, 438 (1972).
- 4870 [94] G. Altarelli et G. Parisi, Nucl. Phys B126 298 (1977).
- 4871 [95] Y.L. Dokshitzer, Sov. J. Nucl. Phys. JETP 46, 641 (1977).
- 4872 [96] D. S. e. a. J. Pumplin, (2002), 0201195v3.
- 4873 [97] C. Peterson, D. Schlatter, I. Schmitt, and P. M. Zerwas, Phys. Rev. D **27**, 105 (1983).
- 4874 [98] P. D. B. Collins and T. P. Spiller, J. Phys. **G11**, 1289 (1985).
- 4875 [99] V. G. Kartvelishvili, A. K. Likhoded, and V. A. Petrov, Phys. Lett. **B78**, 615 (1978).
- 4876 [100] B. Andersson, G. Gustafson, and C. Peterson, Zeitschrift für Physik C Particles and Fields
4877 **1**, 105 (1979), 10.1007/BF01450386.
- 4878 [101] A. Petersen *et al.*, Phys. Rev. Lett. **55**, 1954 (1985).
- 4879 [102] M. G. Bowler, Zeit. Phys. **C11**, 169 (1981).
- 4880 [103] Prudnikov,A.P. and Brychkov,Yu. A. and Marichev, O. I., (, 1989).
- 4881 [104] E. Ben-Haim, (2004).
- 4882 [105] J. Abdallah *et al.*, European Physical Journal C **71**, 1557 (2011), 1102.4748.
- 4883 [106] D. Amati et G. Veneziano, Phys Lett B83, 87 (1979).
- 4884 [107] K. G. Wilson, Phys. Rev. D **10**, 2445 (1974).
- 4885 [108] M. Cacciari and P. Nason, Physical Review Letters (2002), arXiv :hep-ph/0204025.
- 4886 [109] M. Backes, P. Bell, and e. a. Bordini, S., ATL-COM-PHYS-2011-164 (February 2011).
- 4887 [110] P. Nadolsky et al., arXiv :0802.0007, Phys.Rev. **D78**, 013004 (2008).
- 4888 [111] A.D. Martin, W.J. Stirling, R.S. Thorne and G. Watt, arXiv :0901.0002v3 [hep-ph],
4889 Eur.Phys.J. **C63**, 189 (2009).
- 4890 [112] The H1 and ZEUS Collaborations, F.D. Aaron et al., arXiv :0911.0884 [hep-ex], JHEP
4891 **1001**, 109 (2010).
- 4892 [113] H.L. Lai, arXiv :1004.4624, Phys.Rev. **D82**, 054021 (2010).
- 4893 [114] M. Cacciari, P. Nason and C. Oleari, arXiv :hep-ph/0510032, JHEP **0604**, 006 (2006).
- 4894 [115] UA1, C. Albajar et al., Phys. Lett. B186 **273** (1987).
- 4895 [116] UA1, C. Albajar et al., Phys. Lett. B256 **121** (1991).
- 4896 [117] P.Nason, S. Dawson, R.K.Ellis, Nucl. Phys. B303 **607** (1988).
- 4897 [118] P.Nason, S. Dawson, R.K.Ellis, Nucl. Phys. B327 **49**, et erratum-ibid. **B335** (1989)
4898 **260** (1989).
- 4899 [119] W.Beenakker et al., Nucl. Phys. B351 **507** (1991).
- 4900 [120] M.L. Mangano, AIP, Conf. Proc **753** (2005).
- 4901 [121] The CDF, F.Abe et al., Phys. ReV. Lett. 68 **3403** (1992).

- 4902 [122] The CDF, D. Acosta et al, Phys. Rev. D 65 **052005** (2002).
- 4903 [123] The D0, B. Abbott et al. , Phys. Rev. Lett. 84 **5478** (2000).
- 4904 [124]
- 4905 [125] The CMS, CMS PAS BPH-10-007 (2010).
- 4906 [126] The CMS, arXiv :1011.4193v1 [hep-ex] (2010).
- 4907 [127] H. Jung, Computer Physics Communications **143**, 100 (2002), arXiv :hep-ph/0109102.
- 4908 [128] The CMS, arXiv :1101.0131 [hep-ex] (2011).
- 4909 [129] The LHCb, arXiv :1009.2731v2 [hep-ex] (2010).
- 4910 [130] J.M. Campbell, K. Ellis, <http://mcfm.fnal.gov>.
- 4911 [131] J. Campbell and R. K. Ellis, **65**, 113007 (2002), arXiv :hep-ph/0202176.
- 4912 [132] A. Dainese and for the ALICE Collaboration, ArXiv e-prints (2010), 1012.4036.
- 4913 [133] EgammaGoodRunLists webpage, [https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/](https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/EgammaGoodRunLists#Egamma_Good_Run_List)
4914 [AtlasProtected/EgammaGoodRunLists#Egamma_Good_Run_List](https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/EgammaGoodRunLists#Egamma_Good_Run_List).
- 4915 [134] The ATLAS, G. Aad *et al.*, ATL-PHYS-PUB-2010-002 .
- 4916 [135] The GEANT4 Collaboration, S. Agnostinelli et al., Nucl. Instrum. Meth. **A506**, 250
4917 (2003).
- 4918 [136] S. P. Baranov and M. Smizanska, Phys. Rev. **D62** (2000).
- 4919 [137] S. Frixione, P. Nason, C. Oleari, arXiv :0709.2092 [hep-ph], JHEP **0711**, 070 (2007).
- 4920 [138] J. M. Butterworth, J.R. Forshaw and M. H. Seymour, Z. Phys. **C72**, 637 (1996).
- 4921 [139] G. Aad *et al.*, European Physical Journal C **70**, 723 (2010), 0912.2642.
- 4922 [140] CERN Report No. ATLAS-COM-CONF-2011-114, 2011 (unpublished).
- 4923 [141] T. Vu Anh, CERN Report No. ATL-PHYS-INT-2010-034, 2010 (unpublished).
- 4924 [142] The ATLAS Collaboration, ATL-PHYS-PUB-2009-077 (Juin 2009).
- 4925 [143] The ATLAS collaboration, ATLAS-CONF-2010-019 .
- 4926 [144] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/EnergyScaleResolutionRecommendations>
4927 .
- 4928 [145] B. Efron and R. J. Tibshirani, *An Introduction to the Bootstrap* (Chapman & Hall, New
4929 York, NY, 1993).
- 4930 [146] M. Antonelli *et al.*, CERN Report No. ATL-COM-PHYS-2011-356, 2011 (unpublished).
- 4931 [147] O. Arnaez and D. Froidevaux, CERN Report No. ATL-COM-PHYS-2011-322, 2011 (un-
4932 published).
- 4933 [148] The ATLAS, The ATLAS Collaboration, ATL-PHYS-INT-2010-126 .
- 4934 [149] B. C., CDF/MEMO/STATISTICS/PUBLIC/7168 .
- 4935 [150] M. Antonelli, T. Baroncelli, F. Ceradini, B. Di Micco, A. Farilla, S. Franchino,
4936 M. Iodice, D. Orestano and F. Petrucci, ATL-COM-PHYS-2011-159, <http://cdsweb.cern.ch/record/1329573> .
4937
- 4938 [151] V. Blobel, arXiv :0208022 [hep-ex] (2002).
- 4939 [152] A. Hocker, V. Kartvelishvili, Nucl. Instrum. Meth. **A372**, 469 (1996).
- 4940 [153] G. D'Agostini, Nucl. Instrum. Meth. **A362**, 487 (1995).
- 4941 [154] G. Choudalakis, ArXiv e-prints (2011), 1104.2962.

- 4942 [155] The ATLAS, (2010).
- 4943 [156] M. Cacciari, M. Greco and P. Nason, arXiv :hep-ph/9803400, JHEP **9805**, 007 (1998).
- 4944 [157] M. Cacciari, S. Frixione, M. L. Mangano, P. Nason and G. Ridolfi, arXiv :hep-ph/0312132,
4945 JHEP **0407**, 033 (2004).
- 4946 [158] <https://twiki.cern.ch/twiki/bin/view/AtlasProtected/EfficiencyMeasurements> .
- 4947 [159] T. A. Collaboration, ATLAS-CONF-2010-062 .