

# Mesure des efficacités à partir des données

*La détermination de l'efficacité de reconstruction de l'électron à partir de la méthode tag-and-probe sur les événements  $Z \rightarrow ee$  est présentée dans ce chapitre. Les événements  $Z \rightarrow ee$  et  $W \rightarrow ev$  ont des topologies proches, ce qui permet de transférer l'efficacité d'un type d'événement à l'autre : l'incertitude liée à ce transfert est discutée.*

## 6.1 Méthode tag-and-probe sur les événements $Z \rightarrow ee$

Afin de s'affranchir autant que possible des incertitudes de la simulation sur la mesure, l'efficacité combinée (online et offline) de reconstruction de l'électron doit être déterminée à partir des données. La méthode *tag-and-probe* utilise l'identification des électrons de désintégration du  $Z$ . Cette méthode a été utilisée dans les expériences du Tévatron (voir Réf. [71] par exemple). Ce canal est utilisé car les électrons ont une gamme d'énergie similaire à ceux issus de la désintégration du boson  $W$ , le nombre d'événements est élevé et le bruit de fond est faible. La méthode a été développée et testée sur données simulées dans ATLAS. L'efficacité devant être déterminée est la combinaison trigger e20-offline medium.

L'échantillon d'événements  $Z \rightarrow ee$  est sélectionné de la manière suivante :

- le trigger e20 doit être passé ;
- le cluster EM ayant déclenché le trigger doit satisfaire le critère d'identification offline tight (électron *tag*) ;
- un second cluster EM doit être présent (électron *probe*) ;
- les deux clusters EM doivent satisfaire les conditions :  $E_T > 15$  GeV et  $|\eta| < 1.37$  ou  $1.52 < |\eta| < 2.4$  ;
- les deux candidats doivent avoir des charges opposées et leur masse invariante doit être dans la gamme de masse  $70 < M_{ee} < 110$  GeV.

L'efficacité est alors simplement égale au rapport du nombre d'événements dans lesquels l'électron probe satisfait le critère testé sur le nombre d'événements sélectionnés. Cette méthode peut être appliquée de manière itérative pour déterminer l'efficacité de chaque coupure. Une vue transverse schématique d'un événement  $Z \rightarrow ee$ , mettant en évidence les électrons tag et probe, est représentée sur la Figure 6.1.

Les performances de la méthode peuvent être testées en comparant les résultats obtenus avec la valeur de l'efficacité calculée à partir de la vérité Monte-Carlo : l'accord obtenu pour l'efficacité combinée est représenté sur la Figure 6.2. A l'intérieur des fluctuations statistiques, aucun biais n'est observé. L'incertitude sur l'efficacité est dominée par l'incertitude statistique due au nombre d'événements sélectionnés ; les deux autres principales sources d'incertitude sont dues au choix des critères de sélection et à la présence du bruit de fond QCD. Pour  $50 \text{ pb}^{-1}$ , une incertitude relative de 2% peut être atteinte [25].

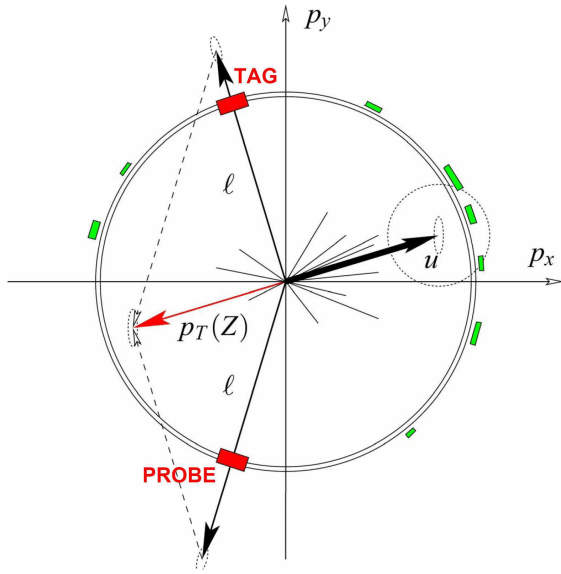


FIG. 6.1 – Vue transverse d'un événement  $Z \rightarrow ee$  ; les électrons isolés tag et probe sont visibles (figure adaptée de la référence [25]).

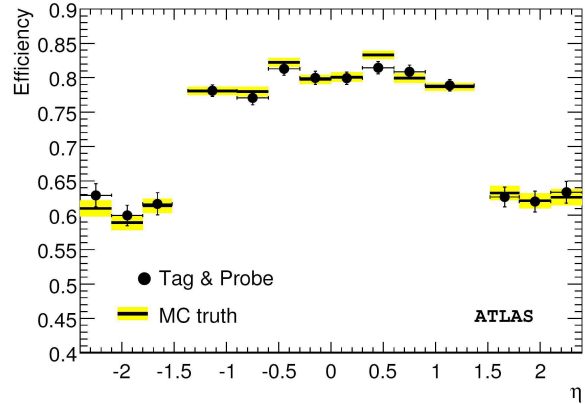


FIG. 6.2 – Comparaison de la mesure de l'efficacité combinée par la méthode tag-and-probe avec la valeur estimée à partir de la vérité Monte-Carlo [25]. Les valeurs sont représentées en fonction de la pseudo-rapidité ; les erreurs sur la mesure sont normalisées à  $50 \text{ pb}^{-1}$ .

## 6.2 Transfert vers les événements $W \rightarrow e\nu$

L'efficacité globale de reconstruction de l'électron déterminée à partir des événements  $Z \rightarrow ee$  ne peut être appliquée aux événements  $W \rightarrow e\nu$  sans correction que si sa valeur est identique dans les deux types d'événement. Dans les données utilisées, les objets trigger (p. ex. l'électron au niveau EF) n'étaient pas accessibles ; seules les signatures trigger (p. ex. e20) étaient disponibles. Le transfert de l'efficacité vers les événements  $W \rightarrow e\nu$  n'a donc pu être étudié que pour la reconstruction offline. Un comportement similaire est cependant attendu pour l'efficacité combinée.

D'un point de vue topologique, les électrons issus de la désintégration des bosons  $W$  et  $Z$  sont similaires : l'activité hadronique est très faible autour de l'électron. Mais les distributions cinématiques sont différentes : les distributions de l'énergie transverse et de la pseudo-rapidité de l'électron dans les deux cas sont représentées sur les Figures 6.3 et 6.4 (80.000 électrons sont utilisés dans chaque cas). Le spectre en  $E_T$  est plus dur pour le  $Z$  à cause de la masse plus élevée du boson. La Table 6.1 donne la répartition des électrons entre le tonneau et les bouchons : les électrons issus de la désintégration du boson  $W$  sont légèrement plus centraux. La Table 6.2 donne l'efficacité dans le tonneau, dans les bouchons et globale (les distributions de l'efficacité en fonction de l'énergie transverse et de la pseudo-rapidité sont représentées sur les Figures 6.5 et 6.6). Comme attendu, l'écart le plus significatif ( $0.010 \pm 0.002$ ) est obtenu pour l'efficacité globale, qui est fonction de la répartition des candidats.

En appliquant l'efficacité globale déterminée sur les événements  $Z \rightarrow ee$  aux événements  $W \rightarrow e\nu$ , le nombre de candidats obtenu est :

$$N_W = \varepsilon_{Z \rightarrow ee} \cdot N_0 = 58231$$

où  $N_0$  est le nombre initial de candidats. En séparant les efficacités pour le tonneau et les bouchons ( $\varepsilon_{Z \rightarrow ee}^B$  et  $\varepsilon_{Z \rightarrow ee}^{EC}$ ), le nombre de candidats obtenu est :

$$N_W^{\text{corr}} = \varepsilon_{Z \rightarrow ee}^B \cdot N_0^B + \varepsilon_{Z \rightarrow ee}^{EC} \cdot N_0^{EC} = 58898$$

Or le nombre de candidats attendu d'après la simulation est 59148 : l'introduction des efficacités du tonneau et des bouchons par rapport à l'utilisation de l'efficacité globale permet de réduire le biais sur  $N_W$  de  $-1.5\%$

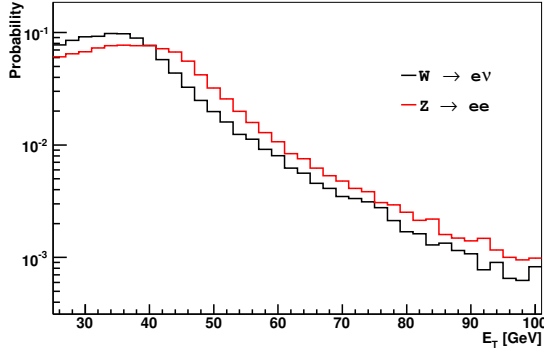


FIG. 6.3 – Distribution de l'énergie transverse des candidats électron

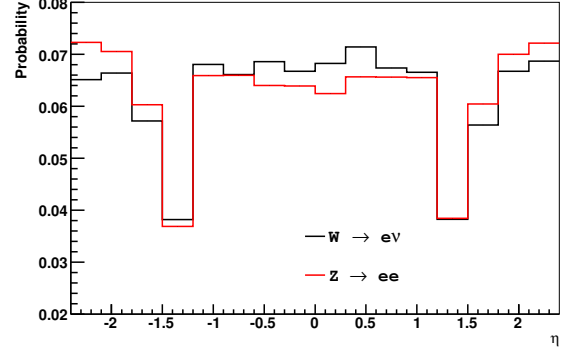


FIG. 6.4 – Distribution de la pseudo-rapidité des candidats électron

	$W \rightarrow e\nu$	$Z \rightarrow ee$
Barrel	$0.619 \pm 0.002$	$0.594 \pm 0.002$
End-caps	$0.381 \pm 0.002$	$0.406 \pm 0.002$

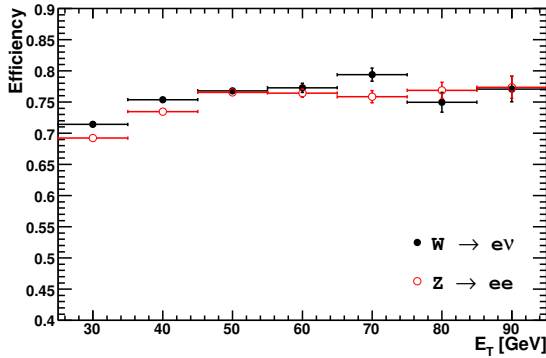
TAB. 6.1 – Répartition des candidats électron entre le tonneau (*barrel*) et les bouchons (*end-caps*)

FIG. 6.5 – Efficacité de reconstruction de l'électron offline en fonction de l'énergie transverse

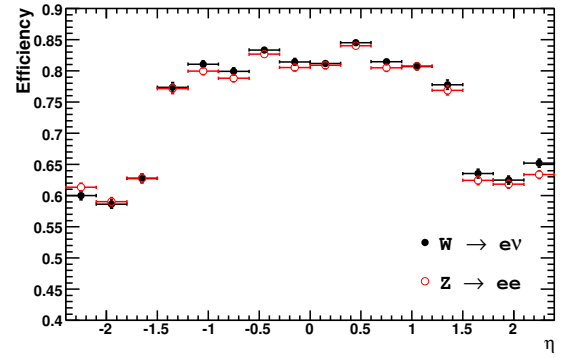


FIG. 6.6 – Efficacité de reconstruction de l'électron offline en fonction de la pseudo-rapidité

à  $-0.7\%$ . Lorsque la statistique accumulée augmentera, il sera possible d'effectuer une carte de l'efficacité en bins  $(\eta - E_T)$  du candidat électron de plus en plus fins, ce qui permettra de réduire le biais dû au transfert des événements  $W \rightarrow e\nu$  vers les événements  $Z \rightarrow ee$ .

Avec  $50 \text{ pb}^{-1}$  de données, l'efficacité combinée de reconstruction de l'électron pourra être déterminée avec une précision  $\Delta\epsilon/\epsilon \sim 2\%$  : cela correspond à une incertitude absolue de 0.014, supérieure à l'écart entre les efficacités de reconstruction offline dans les événements  $W \rightarrow e\nu$  et  $Z \rightarrow ee$ , calculé à partir de la simulation. Il n'est donc pas envisageable d'appliquer une correction estimée à partir de la simulation avec cette statistique. Une fois atteint un excellent accord données-simulation et une précision de l'ordre de 1% sur l'efficacité, il sera possible d'appliquer une correction globale estimée à partir de la simulation.

Dans la suite, une incertitude relative de 2% est supposée sur la valeur de l'efficacité combinée.

isEM medium	Barrel	End-caps	Global
$\epsilon_{W \rightarrow e\nu}$	$0.812 \pm 0.002$	$0.621 \pm 0.003$	$0.739 \pm 0.002$
$\epsilon_{Z \rightarrow ee}$	$0.805 \pm 0.002$	$0.618 \pm 0.003$	$0.729 \pm 0.002$
$\epsilon_{W \rightarrow e\nu} - \epsilon_{Z \rightarrow ee}$	$0.007 \pm 0.003$	$0.003 \pm 0.004$	$0.010 \pm 0.002$

TAB. 6.2 – Efficacité de reconstruction de l'électron offline dans le tonneau, dans les bouchons et globale

## Chapitre 7

# Estimation du bruit de fond QCD à partir des données

*L'incertitude sur la production inclusive de jets au LHC est telle que le nombre d'événements QCD dans la région du signal doit être estimé à partir des données : deux méthodes ont été développées et sont présentées dans ce chapitre. Le cas des bruits de fond électrofaibles est ensuite décrit.*

### 7.1 Méthode de la matrice

Afin d'estimer le nombre d'événements de bruit de fond QCD dans la région du signal, la méthode dite de la matrice a été testée. Elle utilise la non-corrélation entre deux variables permettant de séparer le signal du bruit de fond : cette méthode a été testée en utilisant une variable d'identification de l'électron et l'énergie transverse manquante. Un critère global sur la qualité de la gerbe dans le compartiment avant de l'EMC est utilisé : le critère global est satisfait par le candidat électron si toutes les coupures associées aux variables du compartiment avant définies dans la section 5.2 sont satisfaites. Le candidat est noté *ID* s'il satisfait le critère global (le candidat satisfait alors le critère medium) et *inverse-ID* sinon (le candidat doit quand même satisfaire les autres critères d'identification). Les événements sont d'abord présélectionnés par la signature trigger e20. La non-corrélation des deux variables a été étudiée en comparant les distributions de  $\cancel{E}_T$  pour les deux échantillons définis par la qualité de la gerbe dans le compartiment avant de l'EMC. La Figure 7.1

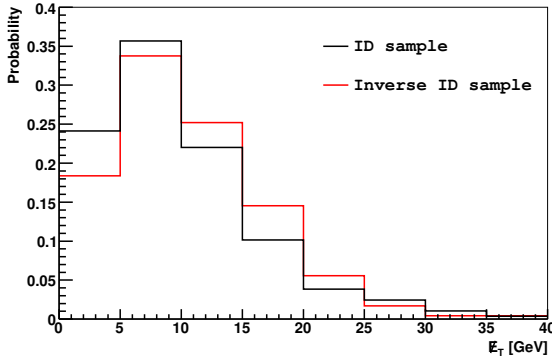


FIG. 7.1 – Distributions d'énergie transverse manquante pour les échantillons ID et inverse-ID d'événements de bruit de fond

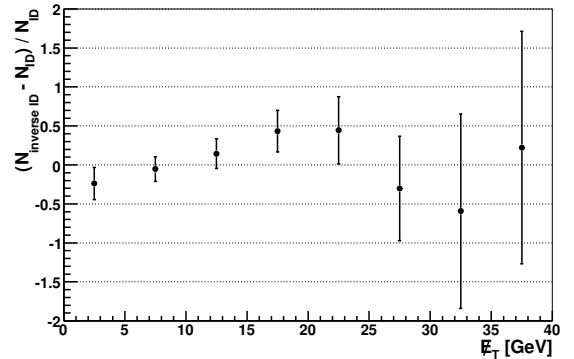


FIG. 7.2 – Ecart relatif entre les distributions d'énergie transverse manquante pour les échantillons ID et inverse-ID d'événements de bruit de fond

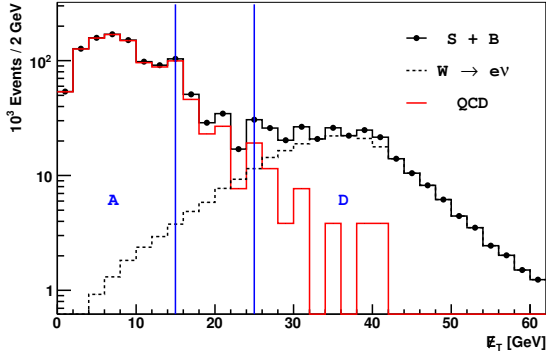


FIG. 7.3 – Nombre total d'événements attendus (signal et bruit de fond) pour  $\mathcal{L} = 50 \text{ pb}^{-1}$  en fonction de l'énergie transverse manquante pour les échantillons ID

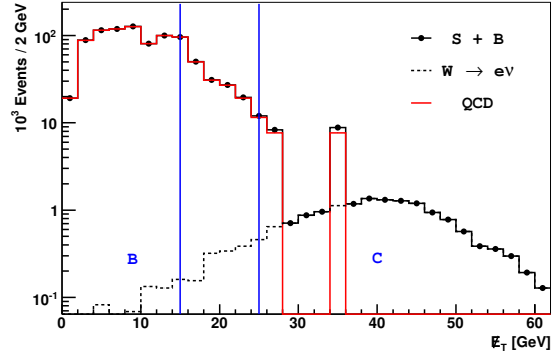


FIG. 7.4 – Nombre total d'événements attendus (signal et bruit de fond) pour  $\mathcal{L} = 50 \text{ pb}^{-1}$  en fonction de l'énergie transverse manquante pour les échantillons inverse-ID

représente les distributions de  $\cancel{E}_T$  entre 10 et 40 GeV pour les deux échantillons ; la Figure 7.2 représente l'écart relatif entre ces deux distributions. Les barres d'erreur correspondent aux erreurs statistiques dues au nombre d'événements simulés.

Quatre régions sont définies :

- région A : ID et  $\cancel{E}_T < 15 \text{ GeV}$  ;
- région B : Inverse-ID et  $\cancel{E}_T < 15 \text{ GeV}$  ;
- région C : Inverse-ID et  $\cancel{E}_T > 25 \text{ GeV}$  ;
- région D : ID et  $\cancel{E}_T > 25 \text{ GeV}$ .

Les distributions combinées (signal et bruit de fond) pour les deux échantillons sont représentées sur les Figures 7.3 et 7.4 (les régions A, B, C et D sont indiquées). La région D est la région du signal (l'événement satisfait alors la sélection complète, voir Sec. 5.1). En supposant les deux variables non corrélées, la contribution du bruit de fond dans la région D peut être extraite de la relation :

$$\frac{N_D^{\text{QCD}}}{N_A^{\text{QCD}}} = \frac{N_C^{\text{QCD}}}{N_B^{\text{QCD}}}$$

où  $N_X^{\text{QCD}}$  est le nombre d'événements QCD dans la région X. Cette méthode est appelée méthode de la matrice. En supposant que les régions A, B et C ne contiennent que des événements QCD,  $N_D^{\text{QCD}}$  est directement extrait. Cependant, ces régions contiennent des événements  $W \rightarrow e\nu$ . Les nombres d'événements de signal dans ces régions sont exprimés en fonction du nombre d'événements de signal dans la région D :

$$N_X^W = f_X \cdot N_D^W$$

où  $N_X^W$  est le nombre d'événements  $W \rightarrow e\nu$  dans la région X. Les fractions  $f_X$  sont estimées à partir de la simulation. La prise en compte des événements de signal est nécessaire pour ne pas obtenir une estimation biaisée : la contribution du signal est même dominante dans la région C ( $\sim 2/3$ , voir Fig. 7.4). La relation suivante est obtenue :

$$\frac{N_D^{\text{QCD}}}{N_A - f_A \cdot N_D^W} = \frac{N_C - f_C \cdot N_D^W}{N_B - f_B \cdot N_D^W}$$

où  $N_X$  est le nombre total d'événements dans la région X. Cette relation est équivalente à l'équation du deuxième degré en  $N_D^{\text{QCD}}$  suivante :

$$(f_A f_C - f_B) \cdot (N_D^{\text{QCD}})^2 + (f_A N_C + f_C N_A - 2f_A f_C N_D - N_B + f_B N_D) \cdot N_D^{\text{QCD}} + N_A N_C - f_A N_C N_D - f_C N_A N_D + f_A f_C N_D^2 = 0$$

Bande de contrôle	$N_D^{\text{QCD}} (\times 10^3)$
0-10 GeV	$32 \pm 13$
0-15 GeV	$30 \pm 14$
0-20 GeV	$28 \pm 12$
Niveau attendu	$46 \pm 13$

TAB. 7.1 – Nombre d'événements QCD estimé à partir de la méthode de la matrice dans la région du signal pour  $\mathcal{L} = 50 \text{ pb}^{-1}$ . Les erreurs indiquées sont les erreurs binomiales dues au nombre d'événements simulés.

Deux solutions  $N_D^{\text{QCD}}$  sont obtenues ; une seule solution est telle que  $N_D > N_D^{\text{QCD}} > 0$ . Le choix du seuil en  $\cancel{E}_T$  pour la définition des régions A et B est arbitraire : l'erreur systématique associée à ce choix a été estimée en changeant successivement le seuil sur  $\cancel{E}_T$  à 10 et 20 GeV. Les résultats sont présentés dans la Table 7.1. En variant l'intervalle utilisé pour la bande de contrôle, le niveau estimé de bruit de fond reste stable. La précision de la méthode est limitée par les différences de distribution de  $\cancel{E}_T$  entre les échantillons de signal et de contrôle pour les événements de bruit de fond. Avec cette méthode, le niveau de bruit de fond est sous-estimé. La sous-estimation est due à la corrélation entre l'identification de l'électron et le calcul de  $\cancel{E}_T$  : le calcul de  $\cancel{E}_T$  prend en compte l'identification de l'électron et le biais observé est donc intrinsèque à la méthode. La corrélation entre les deux variables est étudiée dans la section suivante, via le développement d'une seconde méthode.

## 7.2 Méthode du fake rate

Le nombre d'événements QCD dans la région du signal peut être estimé si pour un critère de sélection donné, les efficacités associées pour le signal et le bruit de fond QCD peuvent être déterminées. Cette méthode a été testée en utilisant l'efficacité de reconstruction offline de la trace d'un candidat électron (les coupures du critères d'identification medium sont considérées). Un candidat électron désigne ici un cluster EM satisfaisant les coupures calorimétriques du critère d'identification medium. La méthode a été étudiée en utilisant les événements sélectionnés par la signature trigger g20 (trigger photon) ; au HLT, les coupures calorimètres sont identiques à celles de la signature e20 (mais la présence d'une trace n'est pas demandée). Les nombres finals d'événements ne sont donc pas exactement identiques à ceux obtenus avec la signature e20.

En considérant les nombres d'événements avant et après la coupure de reconstruction de la trace, le système d'équations suivant est obtenu :

$$(1) \quad N = N_W + N_{\text{QCD}}$$

$$(2) \quad N^{\text{trk}} = \epsilon_{\text{trk}} N_W + \epsilon_{\text{fake}} N_{\text{QCD}}$$

où  $N$  est le nombre total d'événements avant la coupure sur la trace,  $N^{\text{trk}}$  est le nombre total d'événements après coupure sur la trace,  $N_W$  est le nombre d'événements  $W \rightarrow e\nu$  avant la coupure sur la trace,  $N_{\text{QCD}}$  est le nombre d'événements QCD avant la coupure sur la trace,  $\epsilon_{\text{trk}}$  est l'efficacité de reconstruction offline de la trace pour un électron du  $W$  et  $\epsilon_{\text{fake}}$  est la probabilité pour un candidat électron d'un événement QCD d'être associé à une trace (appelée *fake rate* dans la suite). Connaissant  $N$ ,  $N^{\text{trk}}$ ,  $\epsilon_{\text{trk}}$  et  $\epsilon_{\text{fake}}$ ,  $N_W$  et  $N_{\text{QCD}}$  peuvent être extraits :

$$N_W = \frac{N^{\text{trk}} - \epsilon_{\text{fake}} N}{\epsilon_{\text{trk}} - \epsilon_{\text{fake}}}$$

$$N_{\text{QCD}} = \frac{\epsilon_{\text{trk}} N - N^{\text{trk}}}{\epsilon_{\text{trk}} - \epsilon_{\text{fake}}}$$

Le nombre final d'événements QCD à soustraire est donc :

$$N_{\text{QCD}}^{\text{trk}} = \epsilon_{\text{fake}} \frac{\epsilon_{\text{trk}} N - N^{\text{trk}}}{\epsilon_{\text{trk}} - \epsilon_{\text{fake}}}$$

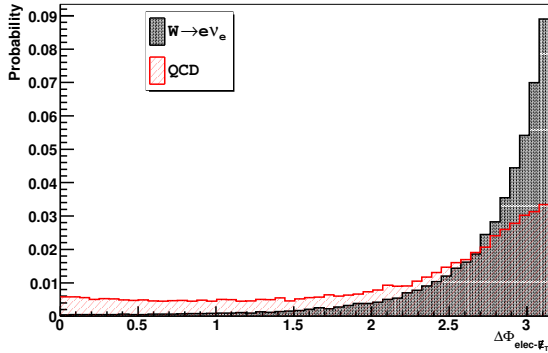


FIG. 7.5 – Distribution de l’angle azimutal entre la direction du candidat électron et la direction de  $\cancel{E}_T$  (aucun critère d’identification n’est appliqué au candidat électron) pour le signal et le bruit de fond QCD

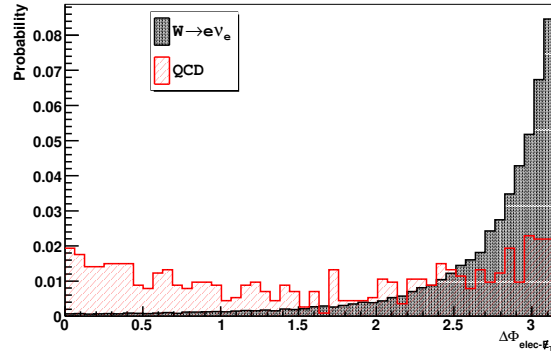


FIG. 7.6 – Distribution de l’angle azimutal entre la direction du candidat électron et la direction de  $\cancel{E}_T$  (le critère d’identification medium est appliqué au candidat électron) pour le signal et le bruit de fond QCD

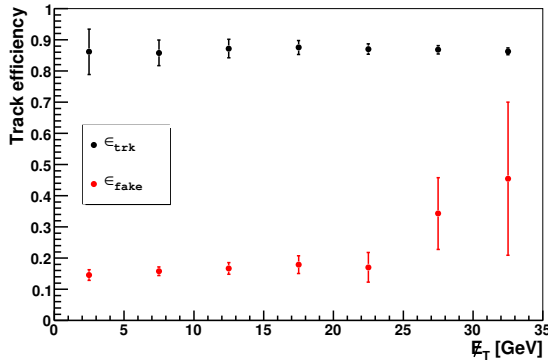


FIG. 7.7 – Efficacité de reconstruction de la trace pour un candidat électron en fonction de  $\cancel{E}_T$  pour le signal et le bruit de fond QCD

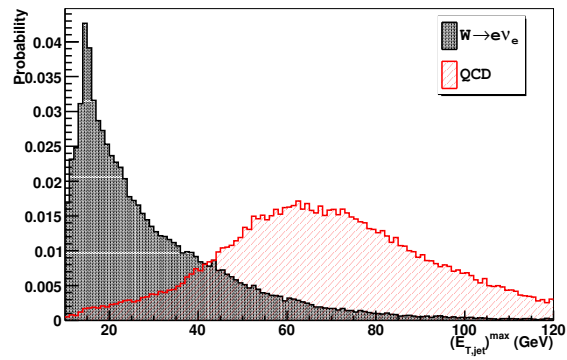


FIG. 7.8 – Distribution de l’énergie transverse du jet le plus énergétique dans les événements de signal et de bruit de fond QCD

Le calcul de  $\cancel{E}_T$  prend en compte l’identification du candidat électron : pour un événement avec un jet identifié comme un électron, l’énergie du jet est sous-estimée (calorimètre non-compensant) et  $\cancel{E}_T$  pointe dans la direction du jet. Cet effet peut être observé sur les Figures 7.5 et 7.6, qui représentent des distributions de l’angle  $\Delta\Phi_{\text{elec}-\cancel{E}_T}$  entre la direction du candidat électron et la direction de  $\cancel{E}_T$ . Sur la Figure 7.5, aucune condition n’est imposée sur le candidat électron ; sur la Figure 7.6, le critère d’identification medium est imposé. Les distributions correspondant au signal sont également représentées (la production dos-à-dos de l’électron et du neutrino est mise en évidence).

La prise en compte de l’identification de l’électron dans le calcul de  $\cancel{E}_T$  a pour conséquence de corrélérer les deux grandeurs. Les efficacités de reconstruction des traces pour les candidats électron dans les événements de signal ( $\epsilon_{\text{trk}}$ ) et de bruit de fond ( $\epsilon_{\text{fake}}$ ) en fonction de  $\cancel{E}_T$  sont représentées sur la Figure 7.7. Pour le signal, les deux grandeurs ne sont pas corrélées : l’efficacité peut être déterminée en utilisant la méthode tag-and-probe sur les événements  $Z \rightarrow ee$  (voir Chap. 6). La valeur de l’efficacité est ici directement calculée en utilisant la vérité Monte-Carlo dans les événements  $W \rightarrow e\nu$ . Pour le bruit de fond, l’efficacité augmente avec la valeur de  $\cancel{E}_T$ . En sélectionnant les événements de  $\cancel{E}_T$  élevée, l’échantillon obtenu est enrichi en “bons candidats” : le



Paramètre	$N (\times 10^3)$	$\varepsilon (\%)$
$N$	$470 \pm 27$	-
$N^{\text{trk}}$	$304 \pm 16$	-
$\varepsilon_{\text{trk}}$	-	$83.7 \pm 0.4$
$\varepsilon_{\text{fake}}$	-	$33 \pm 9$
$N_{\text{QCD}}^{\text{trk}}$	$54 \pm 16$	-
$N_{\text{QCD}}^{\text{trk}}$ attendu	$62 \pm 14$	-

TAB. 7.2 – Nombre d'événements QCD estimé à partir de la méthode du fake rate. Les erreurs indiquées sont les erreurs binomiales dues au nombre d'événements simulés.

	$E_{\text{T,jet max}} = 30 \text{ GeV}$	$E_{\text{T,jet max}} = 40 \text{ GeV}$	$E_{\text{T,jet max}} = 50 \text{ GeV}$
$N_{\text{QCD}}^{\text{trk}} (\times 10^3)$	$60 \pm 16$	$54 \pm 16$	$37 \pm 15$

TAB. 7.3 – Fluctuations du nombre d'événements QCD estimé, dues à la variation de l'échantillon de contrôle

fake rate doit donc être déterminé dans un échantillon d'événements satisfaisant  $\cancel{E}_{\text{T}} > 25 \text{ GeV}$  pour obtenir une estimation non-biaisée. Afin d'obtenir un échantillon d'événements orthogonal au signal, des coupures doivent être définies pour rejeter les événements de signal. Les coupures suivantes peuvent être imposées :

- $\Delta\Phi_{\text{elec}-\cancel{E}_{\text{T}}} < 1.0$
- un jet (défini par un algorithme de cône d'ouverture angulaire  $\Delta R = \sqrt{\Delta\eta^2 + \Delta\Phi^2} = 0.7$ ) tel que  $E_{\text{T}} > 40 \text{ GeV}$  et opposé à l'électron ( $\Delta\Phi_{e-\text{jet}} > \frac{2\pi}{3}$ ), est demandé (voir Fig. 7.8).

Pour conserver un nombre suffisant d'événements QCD dans la simulation, seul le jet veto a été appliqué. Une seconde coupure devra être appliquée sur les données pour obtenir un échantillon d'événements di-jets ayant une contamination par le signal négligeable. Les résultats sont donnés dans la Table 7.2 : une estimation non-biaisée du nombre d'événements QCD est obtenue. La définition de l'échantillon orthogonal étant arbitraire, une incertitude systématique est due au choix des seuils. Les fluctuations de  $N_{\text{QCD}}$  dues à la variation du seuil du jet veto sont données dans la Table 7.3. L'incertitude systématique est ici estimée comme le plus grand écart avec la valeur attendue, soit  $\Delta N_{\text{QCD}} = 24 \cdot 10^3$  événements.

La méthode du fake rate a été testée en utilisant la reconstruction offline des traces. Dans le cas de la sélection d'événements par la signature trigger e20, une méthode analogue utilisant la reconstruction combinée (online et offline) des traces peut être appliquée ; elle n'a pas pu être testée dans cette analyse à cause de la non-disponibilité des objets trigger (voir Chap. 6).

### 7.3 Bruits de fond électrofaibles

La Table 5.3 donne le niveau des bruits de fond électrofaibles après sélection complète. Il est nécessaire de traiter les bruits de fond électrofaibles d'une manière compatible avec la soustraction du bruit de fond QCD à partir des données.

Dans la méthode de la matrice, les bruits de fond électrofaibles peuvent être pris en compte d'une manière identique au cas du signal. Dans chaque région (A, B, C et D), le nombre d'événements attendu pour un canal est exprimé en fonction du nombre d'événements de signal dans la région D ; les fractions sont estimées à partir de la simulation.

Dans la méthode du fake rate, les contributions des bruits de fond électrofaibles calculées à partir de la simulation peuvent être utilisées directement après la soustraction du bruit de fond QCD pour obtenir le nombre réel d'événements  $W \rightarrow e\nu$  : cela suppose uniquement que l'efficacité de reconstruction de la trace d'un électron est identique dans les événements  $W \rightarrow e\nu$ ,  $Z \rightarrow ee$  et  $W \rightarrow \tau\nu$ .

## 7.4 Conclusion

La corrélation forte entre l'identification de l'électron et le calcul de  $\cancel{E}_T$  rend difficile la définition d'échantillons de contrôle : en variant les échantillons de contrôle, des fluctuations importantes sont observées sur le nombre estimé d'événements QCD dans la région du signal. La méthode du fake rate a permis de montrer que le niveau du bruit de fond QCD pouvait être estimé de manière non biaisée à partir des données avec une précision de  $\sim 40\%$ . Cette valeur, utilisée dans la suite, est probablement conservatrice : avec la statistique disponible, il n'est pas possible de distinguer les biais intrinsèques à la méthode (dus à l'utilisation d'échantillons de contrôle) des fluctuations statistiques. Pour  $50 \text{ pb}^{-1}$  de données réelles, les fluctuations statistiques des échantillons de bruit de fond seront négligeables et les variations du fake rate entre l'échantillon de référence et les échantillons de contrôle pourraient être bien plus faibles que celles observées dans l'analyse.

Pour les bruits de fond électrofaibles, les incertitudes expérimentales sur les rapports de branchement sont également à prendre en compte [11] :  $\text{B.R.}(W \rightarrow e\nu) = (10.80 \pm 0.09) \cdot 10^{-2}$ ,  $\text{B.R.}(W \rightarrow \tau\nu) = (11.25 \pm 0.20) \cdot 10^{-2}$ ,  $\text{B.R.}(\tau \rightarrow e\nu_e\nu_\tau) = (17.85 \pm 0.05) \cdot 10^{-2}$  et  $\text{B.R.}(Z \rightarrow ee) = (3.363 \pm 0.004) \cdot 10^{-2}$ .

Les contributions des différents bruits de fond et les incertitudes associées sont résumées dans la Table 7.4. Pour les bruits de fond électrofaibles, les incertitudes indiquées combinent l'incertitude due au nombre d'événements simulés et les incertitudes sur les rapports de branchement.

Canal	Fraction (%)
QCD	$16 \pm 6$
$W \rightarrow \tau\nu$	$2.36 \pm 0.06$
$Z \rightarrow ee$	$0.26 \pm 0.01$

TAB. 7.4 – Fractions des différents bruits de fond avec la sélection complète. Pour QCD, la fraction est exprimée par rapport au nombre total d'événements attendu (somme du signal et des bruits de fond). Pour  $W \rightarrow \tau\nu$  et  $Z \rightarrow ee$ , les fractions sont exprimées par rapport au nombre d'événements  $W \rightarrow e\nu$  attendu (ces fractions sont utilisées après soustraction du bruit de fond QCD).

# Chapitre 8

## Incertitude théorique sur l'acceptance

*L'acceptance est définie comme la fraction de l'espace de phase couvert par les sélections géométriques et cinématiques appliquées aux événements : elle ne peut être déterminée qu'à partir de la simulation. Dans ce chapitre, les principales sources théoriques d'incertitude sur la détermination de l'acceptance sont successivement étudiées : les corrections QCD, les corrections électrofaibles et les fonctions de distribution de parton. Les effets de reconstruction du détecteur sont également abordés.*

### 8.1 Définition de l'acceptance

L'acceptance ( $A$ ) représente la probabilité que pour un événement de signal donné, les leptons issus de la désintégration du boson  $W$  satisfassent les coupures géométriques et cinématiques imposées dans la sélection des événements. Elle intervient dans la mesure de la section efficace totale :

$$\sigma = \frac{N - B}{A \varepsilon \mathcal{L}}$$

Les coupures sont appliquées sur les grandeurs reconstruites et ce sont donc ces grandeurs qui doivent être utilisées pour une détermination non biaisée de l'acceptance. Les effets de reconstruction du détecteur changent l'espace de phase du signal : l'espace de phase couvert par la sélection définie à partir des variables reconstruites est différent de celui couvert par la sélection définie à partir de l'électron et du neutrino produits. Cependant, pour l'étude de l'incertitude théorique, la précision recherchée requiert des échantillons de plusieurs centaines de milliers d'événements pour chaque configuration étudiée d'un générateur. Une simulation complète n'était donc pas possible à cause du temps de calcul<sup>1)</sup>. Dans la suite, les grandeurs calculées au niveau générateur (par opposition au niveau détecteur) seront utilisées. En particulier, l'approximation  $E_T = p_T^V$  sera utilisée. L'impact des effets observés au niveau générateur sur les grandeurs reconstruites sera seulement discuté dans la section 8.6.

Dans tout le chapitre, les valeurs d'acceptance au niveau générateur seront calculées pour la sélection suivante :

- $p_T^e > 25 \text{ GeV}$ ,  $|\eta^e| < 1.37$  ou  $1.52 < |\eta^e| < 2.4$
- $p_T^V > 25 \text{ GeV}$ .

Dans une collision proton-proton, à un ordre donné en théorie des perturbations et pour un ensemble donné de PDFs, la prédiction d'observables correspondant à l'état final d'un processus dépend fortement de la modélisation de la gerbe partonique, de l'événement sous-jacent et de l'hadronisation : ces effets sont dits non perturbatifs. Dans un générateur, de nombreux paramètres contrôlent ces différentes étapes ; ils nécessitent d'être optimisés à partir des données. L'incertitude sur l'acceptance due aux effets non perturbatifs n'a pas été étudiée dans cette thèse. Cependant, afin d'obtenir une valeur finale d'incertitude, les résultats de la référence [25] sont utilisés. Une étude comparative des générateurs PYHTIA et HERWIG a permis d'identifier les

---

<sup>1)</sup>La simulation complète d'un événement nécessite environ 15 minutes pour un seul processeur.

principales sources d'incertitude sur l'acceptance : le rayonnement d'état initial des partons (ISR, pour *Initial State Radiation*), l'impulsion transverse intrinsèque des partons initiaux ( $k_T$ ) et l'événement sous-jacent (UE, pour *Underlying Event*). Les incertitudes estimées sont : 2% (ISR), 0.4% ( $k_T$ ) et 0.2% (UE). En supposant ces effets non-corrélés, une incertitude globale de 2% est obtenue ; dans la suite, cette valeur sera utilisée pour l'incertitude due à la modélisation des événements non perturbatifs.

Les autres sources théoriques d'incertitude sur l'acceptance sont :

- les corrections d'ordre supérieur en QCD
- les corrections d'ordre supérieur en théorie électrofaible
- le choix des PDFs.

Ces différents effets sont successivement étudiés dans la suite du chapitre.

## 8.2 Les générateurs d'événements utilisés

Quatre générateurs d'événements et un programme complémentaire ont été utilisés dans cette étude.

- Deux générateurs Monte-Carlo à l'ordre dominant (LO, pour *Leading-Order*) en QCD : PYTHIA [66] (version 6.417) et HERWIG [72] (version 6.510), interfacé avec JIMMY [73] pour la modélisation de l'événement sous-jacent. Leur comparaison permet d'estimer de manière globale l'incertitude liée à la modélisation des effets non perturbatifs.
- Un générateur Monte-Carlo à l'ordre NLO en QCD : MC@NLO [51] (version 3.31), interfacé avec HERWIG et JIMMY. La comparaison avec HERWIG permet d'étudier l'impact des corrections NLO QCD.
- Un générateur Monte-Carlo incluant des corrections électrofaibles  $O(\alpha)$  (premier ordre supérieur en théorie électrofaible) dans les processus de production hadronique du boson  $W$  : WINHAC [74] (version 1.21).
- Le programme PHOTOS [75] (version 2.15), qui modélise le rayonnement de photons des fermions chargés ; il s'ajoute à un générateur hôte. La comparaison avec WINHAC permet d'estimer l'incertitude sur l'acceptance due à l'utilisation de PHOTOS pour modéliser les corrections électrofaibles sur un générateur hôte. PHOTOS a été utilisé pour la production des données simulées analysées dans cette thèse.

Aucun générateur, actuellement, n'inclut à la fois des corrections NLO QCD et électrofaibles ; plusieurs générateurs sont donc nécessaires pour effectuer une analyse complète. Pour chaque configuration étudiée d'un générateur, 250.000 événements ont été générés. L'étude a été effectuée dans Athena (version 14.5.2). Les paramètres d'entrée du Modèle Standard communs à tous les générateurs utilisés sont donnés dans la Table 8.1. L'ensemble de PDFs CTEQ6L a été utilisé pour PYTHIA, HERWIG et WINHAC ; l'ensemble de PDFs CTEQ6M a été utilisé pour MC@NLO.

$M_W = 80.398 \text{ GeV}$	$\Gamma_W = 2.141 \text{ GeV}$	$(\sin \theta_W)^2 = 1 - \left(\frac{M_W}{M_Z}\right)^2$
$M_Z = 91.198 \text{ GeV}$	$\Gamma_Z = 2.495 \text{ GeV}$	$G_F = 1.16639 \text{ GeV}^{-2}$
$V_{ud} = 0.974$	$V_{cd} = -0.23$	$V_{td} = 0.0081$
$V_{us} = 0.225$	$V_{cs} = 1.04$	$V_{ts} = -0.0387$
$V_{ub} = 0.00393$	$V_{cb} = 0.0412$	$V_{tb} = 1$

TAB. 8.1 – Paramètres du Modèle Standard utilisés pour la génération

## 8.3 Impact des corrections QCD

### 8.3.1 Corrections NLO et NNLO

Le calcul de la section efficace totale et des sections efficaces différentielles (en rapidité et en impulsion transverse) de production hadronique du boson  $W$  à l'ordre NNLO en QCD a été récemment effectué et implémenté dans le programme FEWZ [45] : l'incertitude résiduelle sur ces grandeurs due au choix des échelles de factorisation et de renormalisation (voir Sec.2.4) est de l'ordre de 1%. Ce calcul ne peut cependant pas être utilisé pour la détermination de l'acceptance car le programme FEWZ n'est pas un générateur d'événements : l'impact des effets non perturbatifs ne peut donc pas être étudié et il n'est a fortiori pas possible de reconstruire des événements avec la simulation du détecteur. Le générateur MC@NLO est un générateur d'événements à l'ordre NLO en QCD, incluant les corrélations de spin dans les désintégrations leptoniques du boson  $W$  : il est utilisé dans cette étude. Il génère des événements avec des poids positifs et négatifs ( $\pm 1$ ) : ces poids doivent être pris en compte dans le calcul d'observables.

### 8.3.2 Comparaison MC@NLO-HERWIG

Quatre configurations théoriques sont considérées :

- LO : LO QCD au niveau partonique (HERWIG) ;
- LO + PS : LO QCD au niveau partonique (HERWIG) et gerbe partonique<sup>2)</sup> par HERWIG ;
- NLO : NLO QCD au niveau partonique (MC@NLO) ;
- NLO + PS : NLO QCD au niveau partonique (MC@NLO) et gerbe partonique par HERWIG.

Les distributions de l'acceptance en fonction du seuil de coupure sur l'impulsion transverse et sur la pseudo-rapidité de l'électron sont représentées sur les Figures 8.1 et 8.2. Plus précisément, les variables suivantes sont utilisées :

$$A_W(p_T^e(\min)) = \frac{1}{\sigma_{\text{tot}}} \int_{p_T^e(\min)}^{\sqrt{s}/2} \frac{d\sigma}{dp_T^e} dp_T^e$$

$$A_W(\eta^e(\max)) = \frac{1}{\sigma_{\text{tot}}} \int_0^{\eta^e(\max)} \frac{d\sigma}{d|\eta^e|} d|\eta^e|$$

Pour les deux distributions, la coupure sur l'impulsion transverse du neutrino est appliquée. La première distribution montre que la région d'énergie transverse élevée est très sensible au modèle théorique utilisé : la prise en

<sup>2)</sup>Le terme "gerbe partonique" (noté PS pour *Parton Shower*), désigne, ici et dans la suite, à la fois la gerbe partonique proprement dite, l'événement sous-jacent et l'hadronisation.

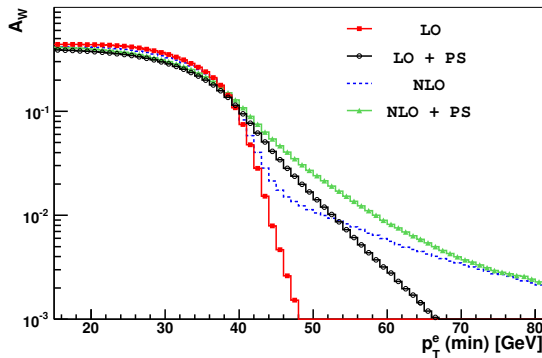


FIG. 8.1 – Distribution de l'acceptance en fonction du seuil sur l'impulsion transverse de l'électron aux ordres LO et NLO en QCD

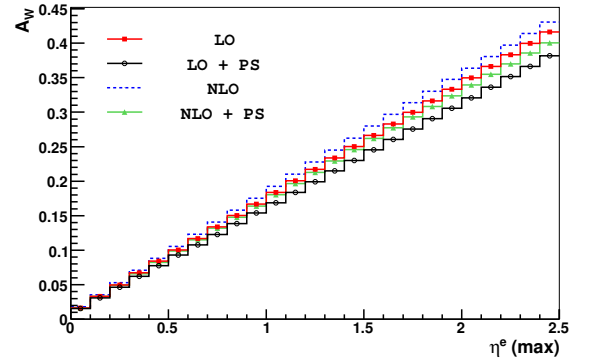


FIG. 8.2 – Distribution de l'acceptance en fonction du seuil sur la pseudo-rapidité de l'électron aux ordres LO et NLO en QCD

	LO	LO + PS	NLO	NLO + PS
$\sigma$ (pb)	$17322 \pm 35$	$17341 \pm 25$	$20103 \pm 5$	$20103 \pm 5$
A	$0.375 \pm 0.001$	$0.343 \pm 0.001$	$0.388 \pm 0.001$	$0.361 \pm 0.001$

TAB. 8.2 – Section efficace et acceptance calculées aux ordres LO et NLO en QCD

compte des effets non perturbatifs est indispensable pour une détermination correcte de l'acceptance. Des résultats similaires avaient été obtenus par S. Frixione et M.L. Mangano et sont présentés dans la référence [76]. Les valeurs numériques de la section efficace et de l'acceptance sont données dans la Table 8.2. La prise en compte des corrections NLO augmente l'acceptance de 4.7%.

Le rapport entre la section efficace calculée à l'ordre NLO et la section efficace calculée à l'ordre LO est généralement appelé facteur  $K$ . Mais le facteur  $K$  n'est pas constant sur l'espace de phase couvert par le boson  $W$  produit et par conséquent sur les espaces de phase couverts par les leptons de désintégration. L'acceptance est donc différente à l'ordre LO et à l'ordre NLO. Cette propriété est illustrée sur les Figures 8.4, 8.5 et 8.6 pour respectivement la masse transverse du boson  $W$ , l'énergie transverse de l'électron et la pseudo-rapacité de l'électron (seuls les modèles avec gerbe partonique sont considérés). Trois résultats sont mis en évidence :

- la correction est forte dans la région du pic ;
- la correction est forte dans la région d'énergie transverse élevée ;
- la correction est forte dans la région centrale.

Les variations importantes du facteur  $K$  en fonction du point de l'espace de phase considéré rendent nécessaire l'utilisation d'un générateur à l'ordre NLO en QCD pour la détermination de l'acceptance.

### 8.3.3 Echelles de renormalisation et de factorisation

A un ordre donné en QCD, l'incertitude résiduelle est due au choix (nécessaire) des échelles de factorisation ( $\mu_F$ ) et de renormalisation ( $\mu_R$ ). La dépendance des résultats à ces échelles provient de la troncation des termes d'ordre supérieur. Dans MC@NLO, les valeurs suivantes sont utilisées par défaut :

$$\mu_F = \mu_R = \mu_0 = \sqrt{m_W^2 + p_{TW}^2}$$

Les valeurs des deux échelles peuvent être différentes mais il est usuel de les fixer égales. L'incertitude sur l'acceptance a été estimée en variant successivement les échelles de factorisation et de renormalisation aux valeurs  $\mu_0/2$  et  $2\mu_0$  : les résultats sont donnés dans la Table 8.3. La variation de l'acceptance en fonction du choix de ces échelles est très faible.

Dans la suite, une valeur de 0.3% sera utilisée pour l'incertitude due aux corrections QCD (dans le cas de l'utilisation d'un générateur à l'ordre NLO).

	NLO + PS		
	$\mu_0/2$	$\mu_0$	$2\mu_0$
$\sigma$ (pb)	$19296 \pm 5$	$20103 \pm 5$	$20820 \pm 5$
A	$0.3616 \pm 0.0010$	$0.3606 \pm 0.0010$	$0.3612 \pm 0.0010$
$\frac{A - A_{\mu_0}}{A_{\mu_0}}$ (%)	+0.3	-	+0.2

TAB. 8.3 – Impact du choix des échelles de factorisation et de renormalisation sur la section efficace et sur l'acceptance

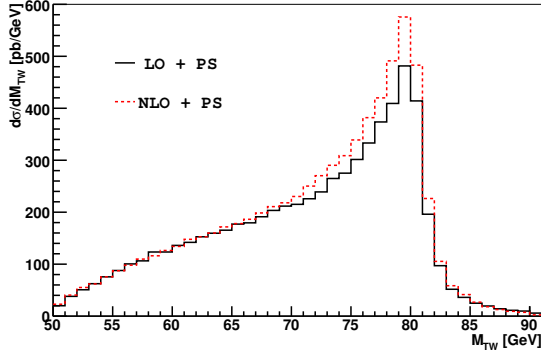


FIG. 8.3 – Distributions de masse transverse du  $W$  aux ordres LO et NLO en QCD

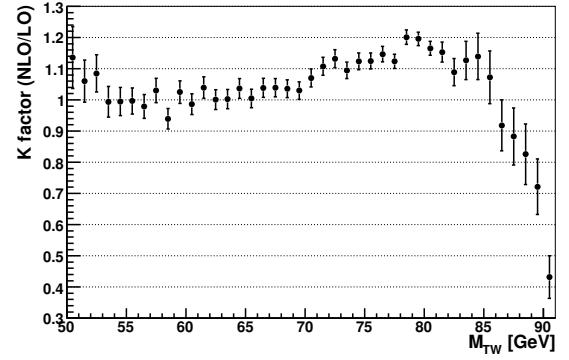


FIG. 8.4 – Rapport des distributions de masse transverse du  $W$  (NLO/LO)

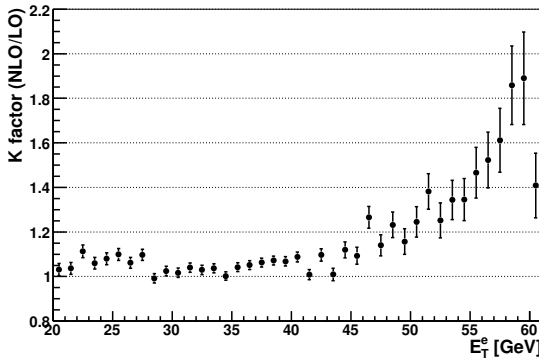
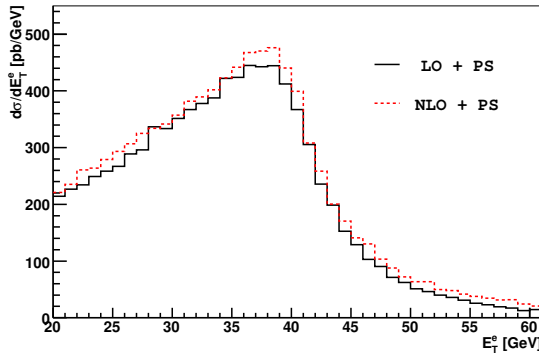


FIG. 8.5 – Haut : Distributions de l'énergie transverse de l'électron aux ordres LO et NLO en QCD. Bas : Rapport des distributions.

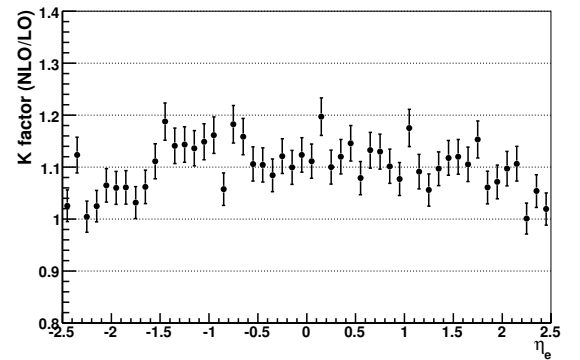
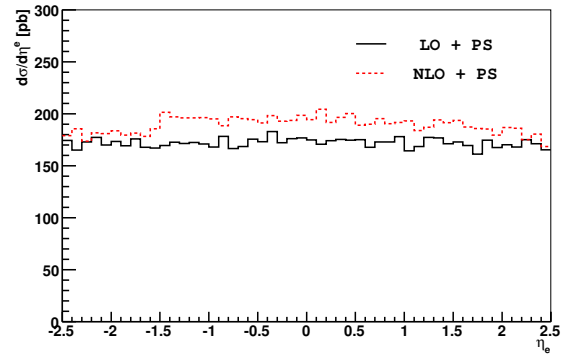


FIG. 8.6 – Haut : Distributions de la pseudo-rapidité de l'électron aux ordres LO et NLO en QCD. Bas : Rapport des distributions.

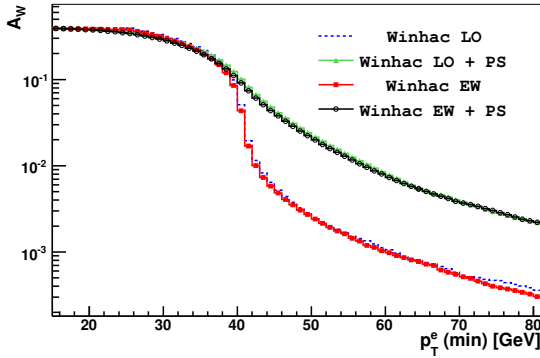


FIG. 8.7 – Distribution de l'acceptance en fonction du seuil sur l'impulsion transverse de l'électron aux ordres LO et  $O(\alpha)$  en théorie électrofaible

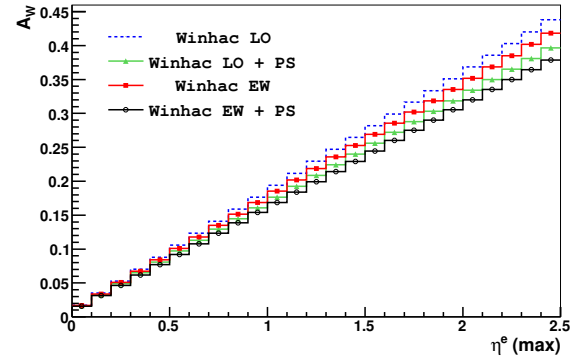


FIG. 8.8 – Distribution de l'acceptance en fonction du seuil sur la pseudo-rapacité de l'électron aux ordres LO et  $O(\alpha)$  en théorie électrofaible

## 8.4 Impact des corrections électrofaibles

### 8.4.1 Classification des corrections électrofaibles

L'ensemble complet des corrections électrofaibles  $O(\alpha)$  pour la production du boson  $W$  dans les collisions hadron-hadron a été récemment calculé [77]. Le générateur WINHAC prend en compte les corrections électrofaibles  $O(\alpha)$  pour la production résonante et le rayonnement multiple de photons dans la désintégration leptonique du boson  $W$  (le formalisme utilisé est l'exponentiation exclusive de Yennie-Frautschi-Suura). Le générateur HORACE [52] inclut l'ensemble complet des corrections électrofaibles  $O(\alpha)$ . Une comparaison détaillée des générateurs WINHAC et HORACE est présentée dans la référence [78] : un excellent accord numérique pour les principales observables est obtenu ( $\sim 0.1\%$ ).

### 8.4.2 Impact sur les observables

Le générateur WINHAC a été utilisé pour cette étude<sup>3)</sup>. Quatre configurations du générateur WINHAC sont considérées :

- WINHAC LO : LO au niveau partonique ;
- WINHAC LO + PS : LO au niveau partonique et gerbe partonique par PYTHIA ;
- WINHAC EW : corrections électrofaibles  $O(\alpha)$  au niveau partonique ;
- WINHAC EW + PS : corrections électrofaibles  $O(\alpha)$  au niveau partonique et gerbe partonique par PYTHIA.

Les photons rayonnés dans un cône d'ouverture angulaire  $\Delta R = 0.1$  autour de l'électron sont recombinaés (ce choix est justifié dans la section 8.6). Les distributions de l'acceptance en fonction du seuil de coupure sur l'impulsion transverse et sur la pseudo-rapacité de l'électron sont représentées sur les Figures 8.7 et 8.8. Ces distributions mettent de nouveau en évidence la nécessité de prendre en compte la gerbe partonique pour une détermination correcte de l'acceptance. Les valeurs numériques sont données dans la Table 8.4. La prise en compte des corrections électrofaibles diminue l'acceptance de 2.3%.

<sup>3)</sup>J'ai eu l'occasion en 2008 d'être visiteur une semaine à l'Institut de Physique Nucléaire de Pologne à Cracovie et de collaborer avec W. Placzek, co-auteur du générateur WINHAC.



	WINHAC LO	WINHAC LO + PS	WINHAC EW	WINHAC EW + PS
$\sigma$ (pb)	$17719 \pm 6$	$17734 \pm 6$	$17669 \pm 6$	$17715 \pm 6$
A	$0.394 \pm 0.001$	$0.357 \pm 0.001$	$0.386 \pm 0.001$	$0.349 \pm 0.001$

TAB. 8.4 – Section efficace et acceptance calculées aux ordres LO et  $O(\alpha)$  en théorie électrofaible

### 8.4.3 Comparaison avec PHOTOS

Dans les données simulées, le programme PHOTOS a été utilisé. Dans cette section, les résultats obtenus avec PHOTOS sont comparés à ceux obtenus avec WINHAC. Les distributions de la multiplicité des photons rayonnés et de l'impulsion transverse la plus élevée des photons rayonnés sont représentées sur les Figures 8.9 et 8.10. Une coupure à 500 MeV est appliquée sur les photons émis. Un très bon accord est obtenu pour les sections efficaces différentielles à un ou deux photons (qui représentent  $\sim 99\%$  des événements). Les spectres d'impulsion transverse sont également en bon accord. Dans la Table 8.5 sont comparées les sections efficaces totales et les acceptances<sup>4)</sup>. Les valeurs d'acceptance sont en parfait accord au LO. Mais en ajoutant les corrections électrofaibles dans leur formalisme respectif, un écart important est observé : 3.3%.

Dans la suite, une valeur de 3.3% sera utilisée pour l'incertitude due aux corrections électrofaibles (dans le cas d'une utilisation de PHOTOS pour leur modélisation).

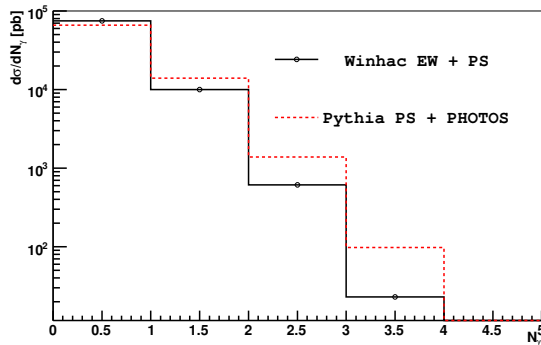


FIG. 8.9 – Distribution de la multiplicité des photons rayonnés

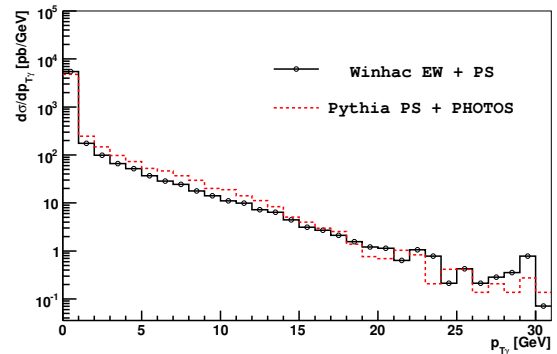


FIG. 8.10 – Distribution de l'impulsion transverse la plus élevée des photons rayonnés

	WINHAC LO + PS	Pythia PS	WINHAC EW + PS	Pythia PS + PHOTOS
$\sigma$ (pb)	$17719 \pm 6$	$17238 \pm 34$	$17715 \pm 6$	$17200 \pm 34$
A	$0.357 \pm 0.001$	$0.358 \pm 0.001$	$0.349 \pm 0.001$	$0.337 \pm 0.001$
$\frac{A_P - A_W}{A_W}$ (%)	-	-0.1%	-	-3.3%

TAB. 8.5 – Comparaison des valeurs de section efficace et d'acceptance pour WINHAC et PHOTOS

## 8.5 Impact des fonctions de distribution de partons

Les PDFs ont un impact important sur la section efficace totale mais également sur les sections efficaces différentielles, ce qui affecte l'acceptance. Le générateur Pythia a été utilisé pour l'étude des PDFs.

<sup>4)</sup>Malgré l'optimisation des paramètres d'entrée, un meilleur accord n'a pas pu être obtenu pour les sections efficaces totales. L'hypothèse la plus probable pour expliquer l'écart est le choix différent des échelles de factorisation et de renormalisation (fixées à  $M_W$  dans PYTHIA et à la masse invariante des deux partons incidents dans WINHAC).

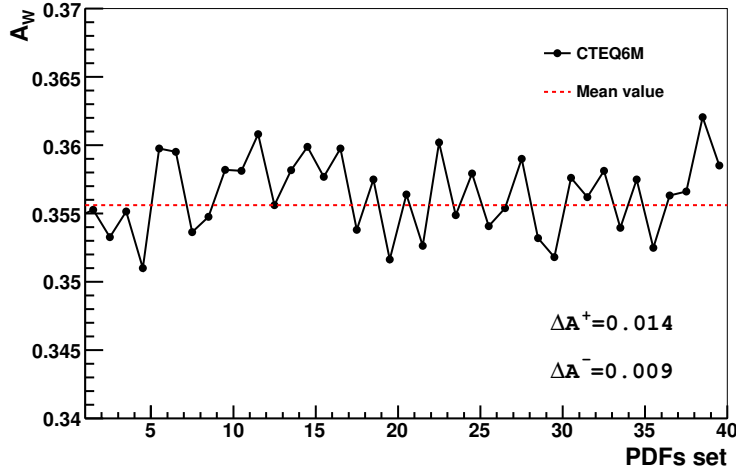


FIG. 8.11 – Variation de l'acceptance due aux erreurs sur les vecteurs propres des PDFs CTEQ6M

L'incertitude sur l'acceptance a d'abord été estimée à partir des ensembles d'erreurs fournis pour les PDFs CTEQ6M. Il est à noter que les PDFs CTEQ6M ont été déterminés au NLO alors que PYHTIA est un générateur LO ; cependant, il a été montré que les PDFs CTEQ6M pouvaient être utilisés avec un générateur LO sans introduire de biais sur l'estimation de l'erreur [79]. Quarante ensembles de PDFs sont fournis. Ils correspondent aux variations de vingt vecteurs propres (dans les directions “+” et “-”) ; la dimension 20 correspond aux vingt paramètres libres de l'ajustement global effectué par CTEQ. Des échantillons d'événements ont été générés pour les 41 ensembles de PDFs (la valeur centrale et les 40 ensembles d'erreurs) et l'acceptance a été déterminée dans chaque cas (voir Fig. 8.11). L'incertitude asymétrique sur l'acceptance peut alors être calculée en utilisant la *Master Equation* [41] :

$$\Delta A_{\max}^+ = \sqrt{\sum_{i=1}^{40} \max(A_i^+ - A_0, A_i^- - A_0, 0)^2}$$

$$\Delta A_{\max}^- = \sqrt{\sum_{i=1}^{40} \max(A_0 - A_i^+, A_0 - A_i^-, 0)^2}$$

Les incertitudes suivantes sont obtenues :

$$\Delta A_{\max}^+ = 0.014$$

$$\Delta A_{\max}^- = 0.009$$

Il a été montré dans plusieurs cas (voir par exemple Réf. [80]) que les incertitudes calculées à partir des erreurs fournies dans les ensembles de PDFs CTEQ et MRST pouvaient être inférieures à l'écart observé entre les valeurs centrales des deux ensembles<sup>5)</sup>. La section efficace et l'acceptance ont pour cette raison également été calculées en utilisant les PDFs MRST2001 et comparées aux résultats obtenus avec les PDFs CTEQ6L (voir Tab. 8.6).

L'incertitude globale due aux PDFs est calculée en supposant les deux contributions non corrélées : une incertitude relative de 4% est obtenue (l'erreur la plus grande associée aux variations des vecteurs propres est choisie afin d'obtenir une incertitude finale symétrique et conservative).

<sup>5)</sup>Il est à noter que la situation s'améliore pour les ensembles les plus récents.

	CTEQ6L	MRST2001
$\sigma$ (pb)	$17200 \pm 34$	$16505 \pm 34$
A	$0.337 \pm 0.001$	$0.340 \pm 0.001$
$\frac{A-A_0}{A_0}$ (%)	-	+0.7

TAB. 8.6 – Comparaison de la section efficace et de l'acceptance pour les PDFs CTEQ6L et MRST2001

## 8.6 Effets de reconstruction du détecteur

Les effets de reconstruction du détecteur modifient l'espace de phase couvert par le signal au niveau générateur. Dans cette section, les déterminations de l'acceptance au niveau détecteur et au niveau générateur sont comparées. Les sections efficaces différentielles, au niveau générateur et au niveau détecteur, en énergie transverse de l'électron, en impulsion transverse du neutrino et en masse transverse du  $W$  sont représentées sur les Figures 8.12 à 8.15.

Trois effets interviennent dans la modification de l'espace de phase :

- la reconstruction de l'énergie transverse de l'électron
- la reconstruction de l'énergie transverse manquante
- la mesure de la pseudo-rapacité de l'électron.

L'impact des trois effets est estimé séparément (voir Tab. 8.7). La prise en compte de l'énergie transverse reconstruite de l'électron devrait augmenter l'acceptance : l'effet inverse observé ici est principalement dû à la quantité de matière supplémentaire ajoutée dans la simulation par rapport à la géométrie nominale. L'algorithme utilisé pour la reconstruction de  $\cancel{E}_T$  surestime légèrement la vraie valeur (voir Tab. 5.2), ce qui a pour effet d'augmenter l'acceptance. La prise en compte de la pseudo-rapacité reconstruite de l'électron augmente également l'acceptance. Un électron produit en dehors de l'espace de phase accepté au niveau générateur peut déclencher une gerbe EM, dans laquelle un cluster EM situé dans l'espace de phase accepté au niveau détecteur est reconstruit : l'événement satisfait alors la sélection.

Dans l'étude des corrections électrofaibles, les photons proches ont été recombinaisonnés avec l'électron : cette hypothèse est justifiée ici. Dans le détecteur, l'électron est identifié par un cluster EM, qui contiendra les photons émis dans des directions proches. Pour reproduire cet effet au niveau générateur, il est nécessaire de recombinaisonner les photons avec l'électron : l'impact de la recombinaison pour différentes tailles de cône  $\Delta R$  est résumé dans la Table 8.8. Etant donné la taille des clusters EM (voir Sec. 5.2), un cône d'ouverture angulaire  $\Delta R = 0.1$  semble le mieux adapté : l'acceptance augmente de 2.7% dans cette hypothèse.

	Générateur	Détecteur	$E_T^{\text{reco}}$	$\cancel{E}_T$	$\eta^{\text{reco}}$
A	$0.337 \pm 0.001$	$0.338 \pm 0.001$	$0.332 \pm 0.001$	$0.342 \pm 0.001$	$0.346 \pm 0.001$
$\frac{A-A_0}{A_0}$ (%)	-	+0.4	-1.5	+1.6	+2.8

TAB. 8.7 – Impact des effets de reconstruction sur l'acceptance

	Generator	$\Delta R = 0.05$	$\Delta R = 0.1$	$\Delta R = 0.2$
A	$0.337 \pm 0.001$	$0.345 \pm 0.001$	$0.346 \pm 0.001$	$0.347 \pm 0.001$
$\frac{A-A_0}{A_0}$ (%)	-	+2.4	+2.7	+3.0

TAB. 8.8 – Impact de la recombinaison électron-photons sur l'acceptance

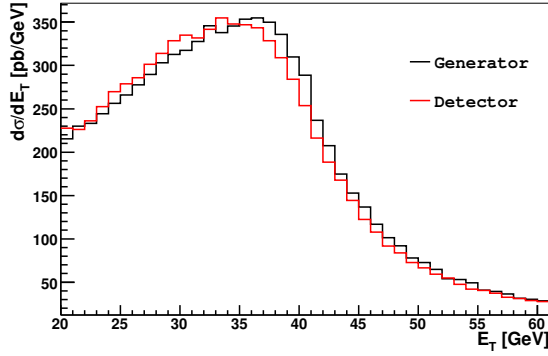


FIG. 8.12 – Haut : Section efficace différentielle en impulsion transverse de l'électron au niveau générateur et au niveau détecteur. Bas : Rapport des distributions.

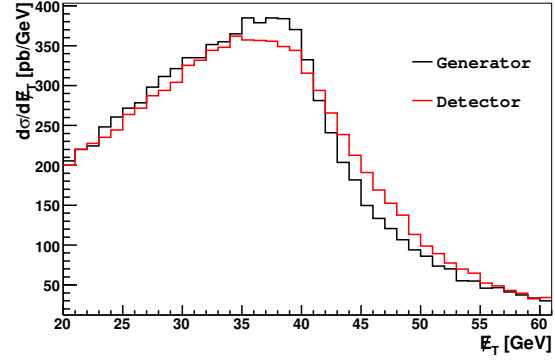


FIG. 8.13 – Haut : Section efficace différentielle en impulsion transverse du neutrino au niveau générateur et au niveau détecteur. Bas : Rapport des distributions.

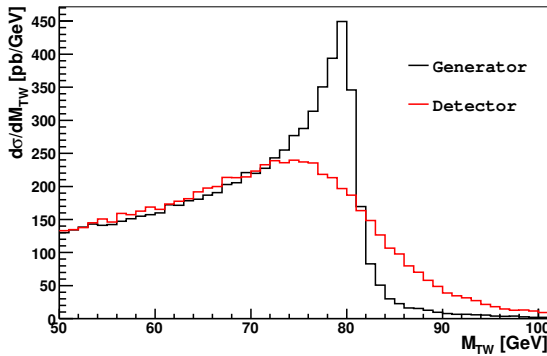


FIG. 8.14 – Distributions de la masse transverse du W au niveau générateur et au niveau détecteur

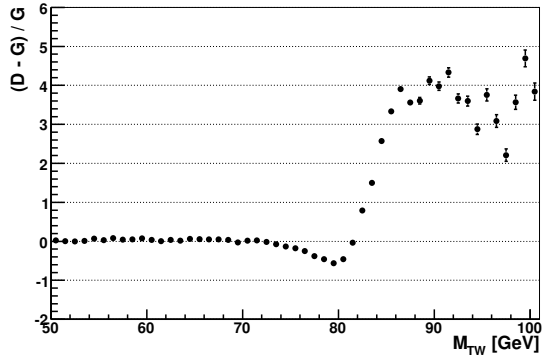


FIG. 8.15 – Ecart relatif entre les distributions de masse transverse du W au niveau générateur et au niveau détecteur

## 8.7 Valeur centrale de l'acceptance

La valeur centrale de l'acceptance doit être déterminée à partir d'événements reconstruits avec la simulation complète. Afin de prendre en compte la corrélation entre les efficacités de reconstruction et l'acceptance, la

valeur centrale doit être extraite de la relation :

$$N_W^{\text{sel}} = N_W^0 \times \epsilon_{\text{comb}} \times A$$

où  $N_W^{\text{sel}}$  est le nombre d'événements passant la sélection complète,  $N_W^0$  est le nombre d'événements simulés,  $\epsilon_{\text{comb}}$  est l'efficacité combinée pour la reconstruction de l'électron et  $A$  est la valeur centrale de l'acceptance. La valeur extraite des données simulées est  $0.334 \pm 0.001$ . Dans le cas étudié ici, un filtre a été appliqué au niveau générateur ; la valeur donnée tient compte de l'efficacité du filtre. Une erreur nulle est supposée sur la valeur du filtre.

Pour la détermination de la valeur centrale de l'acceptance nécessaire à la mesure de la section efficace, la simulation complète d'événements par le générateur MC@NLO interfacé avec PHOTOS semble être actuellement la meilleure solution : une production de plus d'un million d'événements dans cette configuration sera effectuée d'ici l'accumulation des premières données à 10 TeV. Les premières données permettront ensuite d'optimiser la simulation et les paramètres des générateurs. En particulier, la section efficace différentielle en pseudo-rapacité de l'électron produit permet de contraindre l'acceptance et de réduire l'incertitude initiale.

## 8.8 Incertitude globale

Les différentes contributions à l'incertitude théorique sur l'acceptance sont résumées dans la Table 8.9. En supposant ces contributions non-corrélées, une incertitude relative globale de 5.6% est obtenue. La contribution dominante provient des PDFs. Cette valeur sera utilisée dans la suite. La factorisation complète des effets du niveau générateur au niveau détecteur est donc supposée.

L'impact des incertitudes expérimentales sur l'acceptance n'a pas été estimé. En particulier, l'échelle d'énergie transverse manquante modifie de manière importante l'acceptance : une incertitude de  $\sim 10\%$  sur cette échelle est attendue pour  $50 \text{ pb}^{-1}$  de données [25]. L'incertitude sur cette échelle affecte également les nombres d'événements de signal et de bruit de fond sélectionnés : la forte corrélation entre l'acceptance et les nombres d'événements doit impérativement être prise en compte pour estimer l'incertitude associée sur la mesure de la section efficace.

	$\Delta A/A(\%)$
Effets non perturbatifs	2
Echelles $\mu_F$ et $\mu_R$ (NLO)	0.3
Corrections électrofaibles	3.3
PDFs	4.4
Total	5.6

TAB. 8.9 – Résumé des différentes sources d'incertitude sur l'acceptance

