

# Première mesure de section efficace du boson $W$ avec $315 \text{ nb}^{-1}$ de données

*"Les savants ont calculé que les chances d'exister d'un phénomène aussi manifestement absurde sont de une sur un million. Mais les magiciens, eux, ont calculé que les chances uniques sur un million se réalisent neuf fois sur dix."*

Terry Pratchett, *Mortimer*, 1987.

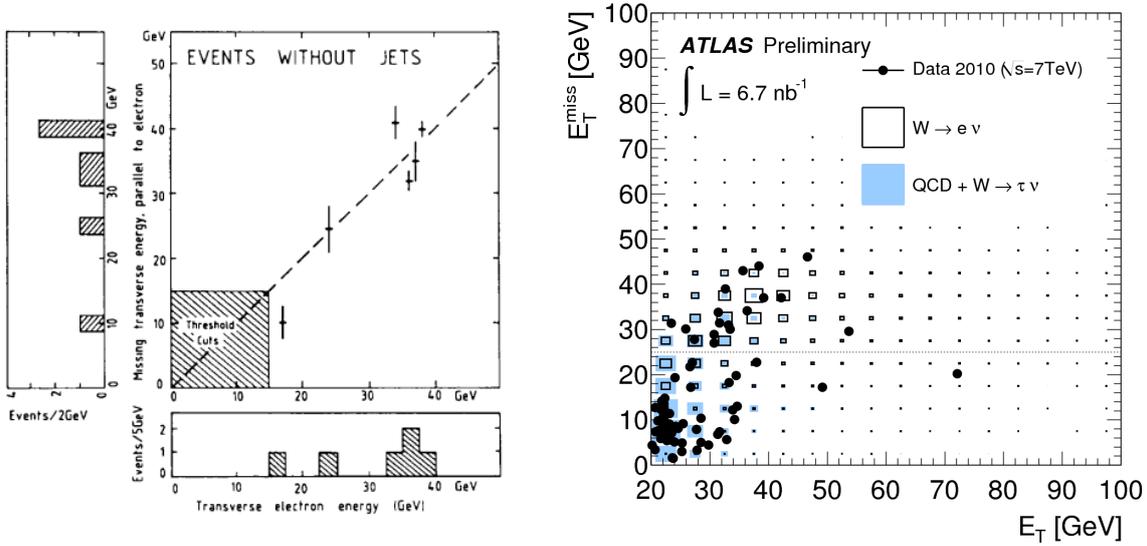
Avec les premières collisions du LHC à une énergie de 7 TeV dans le centre de masse, un des premiers buts de l'expérience ATLAS a été la "redécouverte" du Modèle Standard, avec l'observation puis la mesure de la section efficace de ses différentes particules. Parmi elles, le boson  $W$  a été le premier observé, quelques semaines après les premières collisions, et la mesure de sa section efficace a donné lieu à une des premières publications de physique d'ATLAS. L'observation des premiers bosons  $W$  coïncide avec la première observation de leptons de grande énergie, et d'énergie transverse manquante. Cette mesure a donc été l'occasion de mettre en place des méthodes d'estimation des erreurs systématiques liées à ses deux quantités, mais aussi de méthodes de traitement du phénomène d'empilement ou des zones à problèmes du calorimètre. Méthodes qui seront reprises par la suite dans toutes les autres mesures ou recherche de particules. Ce chapitre est organisé comme suit : après une présentation de la production et de l'intérêt de la mesure dans le paragraphe 6.1, et du traitement de l'empilement dans le paragraphe 6.3, la sélection des bosons  $W$  et l'estimation du bruit de fond sera détaillée au paragraphe 6.4. Le paragraphe 6.5 est consacré à la mesure proprement dite de la section efficace et à l'estimation des incertitudes de la mesure. Enfin, les paragraphes 6.6 et 6.7 présentent les résultats avec  $315 \text{ nb}^{-1}$ , puis  $36 \text{ pb}^{-1}$ .

## 6.1 Phénoménologie/introduction

### 6.1.1 Historique

Comme on l'a vu au chapitre 1, les bosons  $W$  et  $Z$  ont été prédits dans les années 1966-1967 par la théorie de Weinberg, Salam et Ward. Par ailleurs, la découverte des courants neutres faibles avec l'expérience Gargamelle au CERN en 1973 a montré que ces hypothèses

étaient plausibles [165]. Néanmoins, il a fallu attendre la transformation du SPS en collisionneur proton-antiproton en 1981 pour pouvoir observer des événements  $p\bar{p} \rightarrow W + X \rightarrow e\nu$  [166].



**Figure 6.1** – Graphique en 2 dimensions de l'énergie transverse manquante en fonction de l'énergie transverse de l'électron. A gauche, avec les 5 premiers candidats W observés par l'expérience UA1 [167], à droite avec les 17 premiers candidats observés par ATLAS [45].

Le boson W a été observé pour la première fois fin 1982/début 1983 par les expériences UA1 et UA2 auprès du SPS [167]. L'énergie dans le centre de masse était de 540 GeV et la luminosité intégrée totale au moment de la découverte de  $17 \text{ nb}^{-1}$ . Pour les deux expériences, on a demandé un amas électromagnétique d'énergie transverse supérieure à 15 GeV et dont le profil de gerbe était compatible avec celui d'un électron, une trace pointant vers l'amas, pas de jet dans la direction opposée à l'électron dans le plan transverse. Dans le cas d'UA1, on demandait en plus de l'énergie transverse manquante supérieure à 15 GeV, tandis que dans UA2, dont la couverture angulaire était moins étendue, on faisait des coupures sur l'isolation dans la région centrale, ou sur la variable  $p/E$ . Ceci a permis de trouver cinq et quatre candidats pour UA1 et UA2 respectivement. Pour UA1, on peut voir sur la figure 6.1 à gauche la distribution de l'énergie transverse manquante en fonction de l'énergie transverse de l'électron pour ces candidats. On peut également voir sur la figure 6.1 à droite le même type d'histogramme contenant les 17 premiers candidats observés par ATLAS avec  $7 \text{ nb}^{-1}$  de données, et sélectionnés avec les coupures détaillées au paragraphe 6.4.

La section efficace de production du boson W a été mesurée à différentes énergies dans le centre de masse auprès de collisionneurs hadroniques. Elle a d'abord été mesurée auprès de collisionneurs  $p\bar{p}$ , par les expériences UA1 [168] et UA2 [169] auprès du SPS, et par les expériences D0 [170, 171] et CDF [172, 173] auprès du Tevatron. Puis elle a été mesurée auprès de collisionneurs  $p-p$ , auprès du LHC comme on va le voir dans ce chapitre, et récemment par l'expérience PHENIX [174] auprès du RHIC. Le tableau 6.1 résume les différentes valeurs mesurées, que l'on retrouve également dans la figure 6.11.

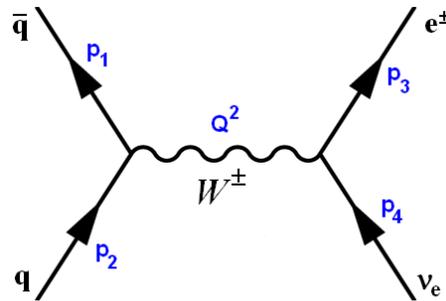
### 6.1.2 Production du boson W au LHC

Les annihilations quarks-antiquarks sont le processus dominant de production des bosons W au LHC, selon un procédé dit de Drell-Yan décrit au début des années 70 [175], et dont on

Expérience	type de collision	$\sqrt{s}$ (TeV)	$\mathcal{L}_{int}$ (pb $^{-1}$ )	$\sigma.BR(W \rightarrow \ell\nu)$ (nb)
UA1	$p\bar{p}$	0.630	-	$0.630 \pm 0.100$
UA2	$p\bar{p}$	0.630	-	$0.682 \pm 0.418$
D0	$p\bar{p}$	1.80	84.5	$2.310 \pm 0.112$
		1.96	177.3	$2.865 \pm 0.201$
CDF	$p\bar{p}$	1.80	19.7	$2.490 \pm 0.120$
		1.96	72.0	$2.749 \pm 0.174$
PHENIX	$pp$	0.500	8.6	$(W^+) 0.144^{+0.031}_{-0.032}$ $(W^-) 0.032^{+0.17}_{-0.05}$

**Tableau 6.1** – Sections efficaces de production du boson  $W$  se désintégrant leptoniquement (dans le canal électron, muon, ou combiné suivant les expériences), mesurées par différentes expériences auprès de collisionneurs hadroniques.

peut voir le diagramme de Feynman à l'ordre des arbres sur la figure 6.2. Comme on le verra au chapitre 7, les bosons  $W^+$  sont principalement produits à partir d'une paire  $u\bar{d}$ , et les bosons  $W^-$  à partir de collisions  $\bar{u}d$ . Il est à noter que contrairement au boson  $Z$  qui peut être produit directement par une annihilation  $e^+e^-$ , comme cela a été fait au LEP, le boson  $W$  ne peut être créé à l'ordre des arbres qu'avec des collisions hadroniques.



**Figure 6.2** – Diagramme de Feynman de la production d'un boson  $W^\pm$  se désintégrant en  $e\nu$ .

Le mode de décroissance leptonique est étudié ici, en particulier la décroissance en un électron et un neutrino, et qui est représenté sur la figure 6.2. Mais le boson  $W^+$  peut décroître en  $e^+\nu_e$ ,  $\mu^+\nu_\mu$ ,  $\tau^+\nu_\tau$ ,  $u\bar{d}$ , ou  $c\bar{s}$ <sup>i</sup>, et en leur conjugué pour le boson  $W^-$ . Comme le couplage du boson  $W$  aux fermions est universel, et en tenant compte des 3 états de couleurs des quarks, le rapport d'embranchement peut être estimé simplement à  $1/9$  pour chaque famille de fermions, et à  $2/3$  pour les états finaux hadroniques. Ainsi, les rapports d'embranchement mesurés sont  $BR(W \rightarrow \ell\nu) = 10.80 \pm 0.09\%$  et  $BR(W \rightarrow hadrons) = 67.60 \pm 0.27\%$ . Le rapport d'embranchement pour l'état final étudié ici est quant à lui  $BR(W \rightarrow e\nu) = 10.75 \pm 0.13\%$  [10].

La création d'un boson  $W$  en collisions hadroniques se fait par collision de deux partons  $q_1$  et  $\bar{q}_2$  du proton portant chacun une fraction  $x_1$  et  $x_2$  de la quadri-impulsion  $P_1$  et de  $P_2$  de leur proton. Le moment transféré  $Q^2$  est alors défini par  $Q^2 = (p_1 + p_2)^2 = (p_3 + p_4)^2 = sx_1x_2$ , avec

i. Les autres paires quarks-antiquarks sont minoritaires, à cause des termes diagonaux dominants dans la matrice CKM présentée au chapitre 1.

$p_{1,2} = x_{1,2}P_{1,2}$ ,  $p_3$  et  $p_4$  les impulsions des particules finales  $e$  et  $\nu_e$ , et  $s$  l'énergie des protons dans le centre de masse ( $\sqrt{s} = P_1 + P_2$ ). Dans le cas d'une production résonante de W, on a  $Q^2 = m_W$ .

D'après le modèle des partons, la section efficace de production  $\sigma_{PP \rightarrow W}$  se calcule comme le produit de la section efficace partonique  $\sigma_{q\bar{q} \rightarrow W}$ , et des fonctions de distribution de partons  $f_i(x_i, Q^2)$ , c'est-à-dire la probabilité de trouver un parton  $i$  de fraction d'impulsion  $x_i$  dans un proton, pour un transfert d'impulsion donné. La section efficace se calcule alors avec la formule :

$$\sigma_{PP \rightarrow W} = \sum_{q\bar{q}'} \int dx_1 dx_2 f_1(x_1, Q^2) f_2(x_2, Q^2) \sigma_{q\bar{q}' \rightarrow W} \quad (6.1)$$

avec

$$\sigma_{q\bar{q}' \rightarrow W} = 2\pi |V_{q\bar{q}'}|^2 \frac{G_F}{\sqrt{2}} M_W^2 \delta(x_1 x_2 s - M_W^2) \quad (6.2)$$

où  $|V_{q\bar{q}'}|$  est l'élément de matrice CKM.

Les valeurs théoriques [176] auxquelles sont comparées les valeurs expérimentales incluent des corrections au second ordre des perturbations (NNLO), et sont calculées à l'aide des programmes FEWZ [177] and ZWPROD [178, 179], avec la paramétrisation MSTW08 NNLO des fonctions de distribution [180].

Cette section efficace augmente avec l'énergie dans le centre de masse. A haute énergie (au-delà de quelques TeV dans le centre de masse), la section efficace de production est identique pour les collisions  $p - p$  et  $p - \bar{p}$ , car les quarks de la mer jouent un rôle de plus en plus important.

### 6.1.3 Intérêt de la mesure

#### 6.1.3.1 Mesures de précision

L'étude de la section efficace de production du boson W peut en soi servir à la compréhension du Modèle Standard, et à la compréhension de la modélisation des interactions entre protons.

En particulier, elle peut servir à vérifier les corrections électrofaibles et QCD. En effet, la section efficace de production est aujourd'hui calculée avec des corrections QCD au deuxième ordre des perturbations NNLO [177]. La section efficace est augmentée de 15 à 30% (suivant la rapidité  $y_W$ ) en passant de l'ordre des arbres au premier ordre des perturbations, et diminuée de 1 à 2% en passant du premier au deuxième ordre des perturbations. La précision sur les prédictions est alors de quelques pourcents. Les corrections électrofaibles à l'ordre  $\mathcal{O}(\alpha)$  modifient quant à elles la section efficace de quelques pourcents [181].

L'étude de la section efficace de production du W peut aussi permettre de mesurer directement ou indirectement la largeur du boson W<sup>ii</sup>. Cette largeur est mesurée actuellement avec une précision relative de 2% ( $\Gamma_W = 2.085 \pm 0.042 GeV$ ), alors qu'elle est calculée avec une précision relative de 0.03% par le modèle standard ( $\Gamma_W = 2.0910 \pm 0.007 GeV$ ) [10]. Sa mesure est donc un test du Modèle Standard et serait sensible à des nouveaux modes de décroissance invisibles, non prédits par le modèle standard. La mesure du rapport des sections efficaces  $\sigma_W/\sigma_Z$  permet de calculer cette largeur [182, 183], en décomposant la mesure en

ii. c'est-à-dire le paramètre de largeur de la distribution de Breit-Wigner avec une largeur dépendant de la masse.

$\frac{\sigma(p\bar{p} \rightarrow W \rightarrow \ell\nu)}{\sigma(p\bar{p} \rightarrow Z \rightarrow \ell\ell)} = \frac{\sigma(p\bar{p} \rightarrow W)}{\sigma(p\bar{p} \rightarrow Z)} \times \left(\frac{\Gamma_Z}{\Gamma_{Z \rightarrow \ell\ell}}\right) \times \left(\frac{\Gamma_{W \rightarrow \ell\nu}}{\Gamma_W}\right)$ , où les sections efficaces de production totales  $\sigma(pp \rightarrow W)$  et  $\sigma(pp \rightarrow Z)$ , ainsi que la largeur partielle  $\Gamma_{W \rightarrow \ell\nu}$  sont calculables théoriquement, et  $\frac{\Gamma_Z}{\Gamma_{Z \rightarrow \ell\ell}}$  a été mesuré très précisément au LEP [64].

De plus, l'étude de la production d'un boson W en association avec un ou plusieurs jets (qui n'est pas présentée ici mais constitue une étude séparée dans ATLAS [184]) est particulièrement sensible à cet effet, puisque les calculs au premier ordre des perturbations QCD n'ont été faits que jusqu'à 4 jets. Les premiers résultats d'ATLAS montrent clairement qu'une description à l'ordre des arbres n'est pas suffisante pour décrire la multiplicité des jets.

Enfin, l'étude de l'asymétrie de charge dans la production du boson W sert à établir des contraintes sur les fonctions de distribution de partons, en particulier à petite fraction d'impulsion  $x$ , comme on le verra plus en détails au chapitre 7.

### 6.1.3.2 Intérêt en tant que bruit de fond

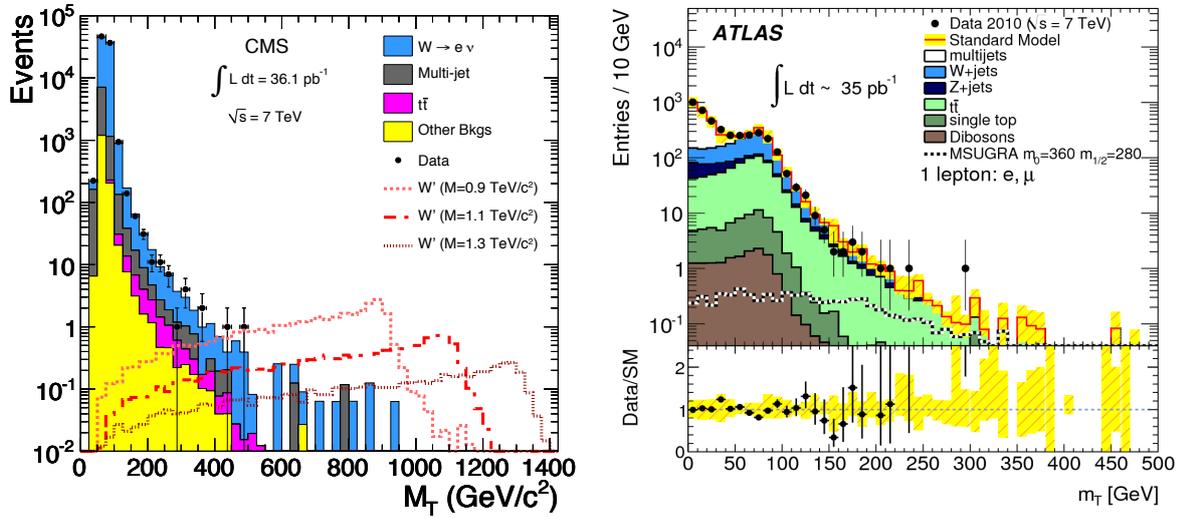
Une bonne connaissance de la section efficace de production du boson W est indispensable, puisque ce boson est un bruit de fond de nombreux processus.

Par exemple, on a vu au paragraphe 2.3.3 que de nombreuses théories au-delà du Modèle Standard prédisent l'existence d'un **boson de jauge lourd chargé**, de type W'. La recherche de ce boson se base souvent sur la recherche d'un excès de signal dans les distributions de masse transverse  $m_T$  dans les canaux de désintégrations  $W \rightarrow e\nu$  et  $W \rightarrow \mu\nu$ , dont on peut voir une distribution sur la figure 6.3 à gauche. Les queues de distributions dues au boson W constituent le principal bruit de fond (75% du bruit de fond pour  $m_T > 400\text{GeV}$ , 90% pour  $m_T > 750\text{GeV}$ ). Ainsi, dans le canal électron, avec l'expérience ATLAS, l'erreur principale sur l'évaluation du bruit de fond est due à la méconnaissance de la section efficace.

Le **quark top** se désintégrant en un boson W et un quark b dans presque 100% des cas, les événements W+jets constitueront le bruit de fond dominant dans l'étude des événements  $t\bar{t}$ , produits en abondance au LHC, dans le cas où l'un des deux W se désintègre leptoniquement (34.4% des cas), puisque l'événement contient un lepton, de l'énergie transverse manquante, et des jets (dont deux jets  $b$ ). La section efficace de production  $t\bar{t}$  a déjà été mesurée par ATLAS et CMS avec  $3\text{pb}^{-1}$  [185, 186], puis  $35\text{pb}^{-1}$  [187, 188] de données. A chaque fois, pour estimer le bruit de fond dû aux événements W+jets, la normalisation du bruit de fond se fait à partir des données, puisque la valeur calculée n'est pas connue suffisamment précisément, surtout lorsque plus de 2 jets sont produits en association avec le W. Mais afin d'estimer ce bruit de fond, la forme des signaux est le plus souvent tirée de la simulation Monte-Carlo. Il en est de même pour les premières études de la production d'un seul quark top via interaction faible [189, 190]. Les événements W + jets peuvent également être des bruits de fond lors des recherches du **boson de Higgs** décroissant en deux bosons, en particulier dans le canal  $H \rightarrow \ell\nu qq$  [191], et dans une moindre mesure dans le canal  $H \rightarrow \ell\nu\ell\nu$  [192]. Encore une fois, les formes de distribution sont tirées des simulations Monte-Carlo, mais ce bruit de fond doit être normalisé en utilisant les données.

Dans certaines recherches de **supersymétrie**, les événements W + jets peuvent également constituer des bruits de fond non négligeables. Ainsi, dans des mesures avec 1 lepton, des jets et de l'énergie transverse manquante, le bruit de fond W + jets constitue environ un quart du bruit de fond, et est estimé à partir des données dans une région de contrôle [193]. On peut voir la distribution de la masse transverse sur la figure 6.3 à droite. Dans des mesures avec des jets, de l'énergie transverse manquante et aucun lepton, les événements constituent environ un

tiers du bruit de fond [71, 194]. Dans le cas par exemple où ce bruit de fond est estimé à l'aide des simulations Monte-Carlo [71], une incertitude de 25% lui est attribuée due aux incertitudes théoriques, dont la section efficace.



**Figure 6.3** – Distribution de la masse transverse (définie par la formule 6.3) dans la recherche d'un boson de jauge lourd  $W' \rightarrow e\nu$  [81], ou dans la recherche de supersymétrie avec 1 lepton, des jets, et de  $E_T^{miss}$  [193]. On peut constater la contribution au bruit de fond des événements avec un boson W.

On a vu qu'une mesure précise de la section efficace du boson W est nécessaire, tant pour la vérification des calculs aux ordres supérieurs des perturbations et la détermination des PDFs que pour la mesure ou la recherche d'autres particules. La première mesure de la section efficace inclusive va donc maintenant être décrite.

## 6.2 Données et Monte-Carlo

Les données utilisées pour la mesure de la section efficace de production du boson W dans le canal  $W \rightarrow e\nu$  ont été enregistrées de fin mars à fin juillet 2010. Elles correspondent à des moments où les faisceaux étaient déclarés stables et où le champ solénoïdal était à sa valeur nominale. De plus, on demande à ce que la qualité des données soit bonne (cf annexe C), que ce soit celle du détecteur interne, du système calorimétrique, des électrons ou de l'énergie transverse manquante. Ces données correspondent à une luminosité intégrée de  $315 \text{ nb}^{-1}$ , comme précisé dans la table 2.2.

Les données sont comparées à des simulations Monte-Carlo du signal  $W \rightarrow e\nu$  et des bruits de fond. Pour les bosons W et Z, et les événements  $t\bar{t}$ , la section efficace est calculée au plus grand ordre des corrections QCD. La section efficace du bruit de fond di-jets est calculée à l'ordre des arbres, et est divisée par un facteur 2.4 dans les figures, car son incertitude est de l'ordre de 100% ou plus [195]. Ce facteur est calculé en ajustant le nombre d'événements issus de la simulation aux données pour une sélection qui est dominée par ce bruit de fond QCD (en demandant uniquement un électron de grande énergie transverse tel que défini au paragraphe 6.4.2, mais avec une sélection *loose*). Tous ces échantillons, générés à une énergie dans le centre de masse de 7 TeV sont ensuite traités par la simulation GEANT4 [196] du détecteur ATLAS [129], puis passent par une chaîne de reconstruction identique à celle des

données.

Les bruits de fond pour la sélection de bosons  $W \rightarrow e\nu$  sont, par ordre décroissant d'importance :

- Jets (échantillons de di-jet) : ce bruit de fond dominant peut provenir de jets reconstruits comme des électrons, de quarks  $b$  ou  $c$  qui se désintègrent semi-leptoniquement, ou d'électrons provenant de conversions de photons ;
- $W \rightarrow \tau\nu$  : en particulier, lorsque le lepton  $\tau$  se désintègre en un électron et des neutrinos (rapport d'embranchement de 17.84%) ;
- $t\bar{t}$  : car les quarks top se désintègrent presque à 100% en boson  $W$  et quark  $b$  ;
- $Z \rightarrow ee$  : en particulier lorsque qu'un des deux électrons n'est pas ou mal reconstruit ;
- $Z \rightarrow \tau\tau$ .

La table 6.2 résume ces différents échantillons Monte-Carlo ainsi que leur section efficace de production théorique.

Processus physique	$\sigma \cdot \text{BR}$ [nb]		générateur
$W \rightarrow \ell\nu$ ( $\ell = e, \mu$ )	$10.46 \pm 0.52$	NNLO	PYTHIA
$W^+ \rightarrow \ell^+\nu$	$6.16 \pm 0.31$	NNLO	
$W^- \rightarrow \ell^-\bar{\nu}$	$4.30 \pm 0.21$	NNLO	
di-jet ( $\hat{p}_T > 15\text{GeV}$ )	$1.2 \cdot 10^6$	LO	PYTHIA
$W \rightarrow \tau\nu$	$10.46 \pm 0.52$	NNLO	PYTHIA
$W \rightarrow \tau\nu \rightarrow \ell\nu\nu$	$3.68 \pm 0.18$	NNLO	
$t\bar{t}$	$0.16 \pm 0.01$	NLO+NNLL	MC@NLO
$Z/\gamma^* \rightarrow \ell\ell$ ( $m_{\ell\ell} > 60\text{ GeV}$ et $\ell = e, \tau$ )	$0.99 \pm 0.05$	NNLO	PYTHIA

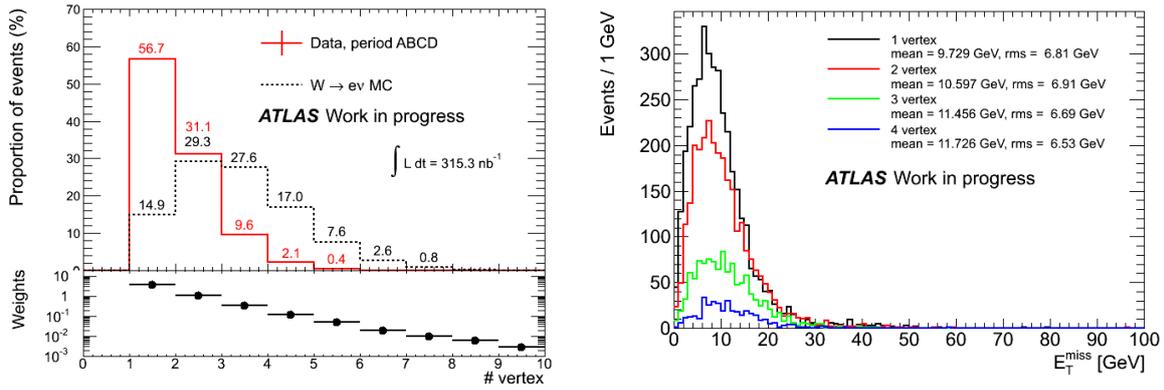
**Tableau 6.2** – Simulations Monte-Carlo pour le signal et les bruits de fond, ainsi que les générateurs utilisés. A chaque fois, la section efficace de production a été multipliée par le rapport d'embranchement auquel les simulations ont été normalisées. Ces simulations ont été générées avec des conditions sur l'impulsion transverse des partons impliqués dans le processus de diffusion dur,  $\hat{p}_T$ . Toutes les simulations Monte-Carlo ont une erreur statistique négligeable (pour une mesure avec  $315\text{ nb}^{-1}$ ).

### 6.3 Traitement de l'empilement

Au LHC, plusieurs interactions ont souvent lieu à chaque croisement de faisceau (phénomène d'empilement). Ainsi, à énergie ( $\sqrt{s} = 7\text{TeV}$ ) et luminosité nominale ( $10^{34}\text{ cm}^{-2}\text{ s}^{-1}$ ), on s'attend à avoir une vingtaine d'interactions à chaque croisement. En 2010, ce nombre était de quelques interactions par croisement, et environ 10 en 2011. Le détecteur ATLAS a été conçu pour répondre à cette contrainte, par exemple dans la mise en forme des signaux des cellules du système calorimétrique, comme on l'a vu au paragraphe 3.2.2.

Pour décrire ce phénomène dans les simulations Monte-Carlo, des interactions de biais minimum sont ajoutées au processus d'interaction dur. Dans les échantillons utilisés ici, ce nombre d'interaction est issu d'une loi de Poisson de paramètre 2.

Un bon estimateur du nombre d'interactions supplémentaires est le nombre de vertex primaires qui ont été reconstruits avec au moins 3 traces, et dont la position est compatible avec celle du croisement de faisceau. On peut voir sur la figure 6.4 à gauche la distribution de ce nombre de vertex après coupure sur le déclenchement, normalisée à 1, pour les données et



**Figure 6.4** – A gauche, nombre de vertex primaires avec au moins 3 traces pour les données et la simulation de signal.

l'échantillon Monte-Carlo  $W \rightarrow e\nu$ . Pour avoir une description exacte de l'empilement dans la simulation, un poids est attribué à chaque événement de la simulation (table 6.3). Ils correspondent au rapport entre les deux distributions de la figure 6.4.

L'énergie transverse manquante est particulièrement sensible à ce phénomène d'empilement. On peut voir ainsi sur la figure 6.4 à droite les distributions de  $E_T^{\text{miss}}$  pour les données, après avoir sélectionné un électron de grande énergie transverse avec une coupure d'identification *loose*, séparées pour les différents nombres de vertex primaires reconstruits. On peut voir que la moyenne de cette énergie transverse manquante augmente avec le nombre d'interactions par croisement.

Nombre de vertex primaires	1	2	3	4	5	6 et +
Poids	3.88	1.06	0.34	0.12	0.05	0.01

**Tableau 6.3** – Poids appliqués à la simulation Monte-Carlo avec empilement, appliqué à chaque événement. A droite, distributions de  $E_T^{\text{miss}}$  dans les données, après sélection d'un électron *loose*, pour différents nombres de vertex primaires.

## 6.4 Sélection des bosons W

La stratégie actuelle de l'expérience ATLAS pour mesurer la section efficace de production des bosons W (et Z) consiste à sélectionner un échantillon le plus pur possible, notamment en sélectionnant des électrons de haute énergie avec une très grande réjection des jets, afin de diminuer l'erreur due au bruit de fond.

### 6.4.1 Sélection des événements

Au moment où les données servant à la mesure présentée ici ont été prises, le dernier niveau du système de déclenchement était encore en phase de mise en œuvre, et n'était pas encore activé. La basse luminosité (inférieure à  $2 \cdot 10^{30}$  cm<sup>2</sup>.s<sup>-1</sup>) permettait d'utiliser uniquement le premier niveau de déclenchement, L1, présenté au paragraphe 2.2.4. On demande à ce que dans un amas de  $2 \times 2$  tours de déclenchement, l'énergie totale de 2 tours contiguës soit strictement supérieure à un seuil d'environ 10 GeV (L1\_EM10). Ce même type de déclenchement

est appliqué aux données et à la simulation.

Ensuite, pour s’assurer que ces dépôts d’énergie proviennent bien d’une collision, on demande à ce qu’un vertex primaire ait été reconstruit dans le détecteur interne, avec au moins trois traces, et avec une position compatible (paramètre d’impact transverse  $d_0$  des traces inférieur à 4 mm) avec le point de collision (défini comme la position moyenne des vertex primaires sur une période d’environ 10 minutes) [197]. De plus, comme on a vu au paragraphe 4.4.3.1 que de la fausse énergie transverse manquante pouvait être créée par des problèmes du système calorimétrique ou par des muons cosmiques, on rejette les événements qui ont un jet d’énergie transverse supérieure à 10 GeV à l’échelle électromagnétique et qui correspondraient à ces critères de *jet-cleaning*.

### 6.4.2 Sélection d’un électron de grande énergie transverse

Les électrons sélectionnés pour cette analyse ont une énergie transverse déposée dans le calorimètre supérieure à 20 GeV, et une pseudo-rapacité  $\eta < 2.47$ , ce qui correspond à la zone de précision du calorimètre. De plus, on rejette les électrons dont la pseudo-rapacité est comprise entre 1.37 et 1.52, qui correspond à la zone de transition entre les calorimètres tonneau et bouchons.

Un électron est rejeté si une de ces cellules appartient à une carte électronique non lue (cf paragraphe 2.2.5) ou est considérée comme une cellule très bruyante, ce qui correspond à 4.8% [46] des électrons reconstruits. Ces cellules défectueuses sont incluses dans les simulations Monte-Carlo.

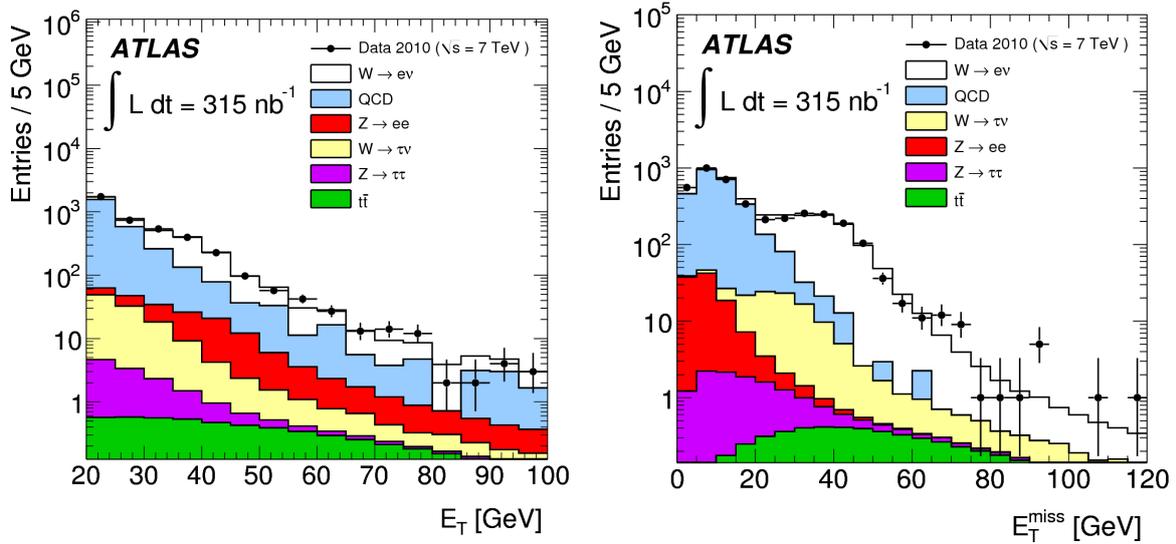
Enfin, on demande à ce que ces électrons passent la coupure d’identification *tight*, présentée au paragraphe 5.3. L’efficacité de cette coupure d’identification est estimée à partir de simulation Monte-Carlo d’événements  $W \rightarrow e\nu$ , et est de 74.9%. Elle ne prend en compte que les événements avec un seul électron, et celui-ci doit correspondre à la vérité, ce qui explique l’efficacité différente de celle donnée au paragraphe 5.3. Cette coupure d’identification a de plus une réjection des jets de 77000 [198]. On peut voir sur la figure 6.5 la distribution d’énergie transverse de l’électron sélectionné, et on peut observer un bon accord entre les données et la simulation.

Par ailleurs, afin de mieux rejeter les événements avec un boson Z qui se désintègre en 2 électrons, on rejette les événements qui comportent un deuxième électron sélectionné de la même manière, mais avec la coupure d’identification *medium*.

### 6.4.3 Coupure sur l’énergie transverse manquante

Une coupure similaire sur l’énergie transverse manquante ( $E_T^{miss} > 25$  GeV) est appliquée pour sélectionner les neutrinos venant du boson W. Cela permet également de réduire le bruit de fond QCD, qui ne contient pas de neutrinos et dont l’énergie transverse manquante est uniquement due à la résolution du calorimètre. Comme on a affaire à une topologie simple (un électron et un neutrino, avec éventuellement un ou deux jets), on utilise une définition simple, basée sur les cellules du calorimètre, c’est-à-dire la reconstruction à partir des topoclusters étudiée avec les événements de biais minimum (paragraphe 4.4), et calibrée par la méthode LCW détaillée au paragraphe 4.1.

On peut voir sur la figure 6.5 cette distribution de  $E_T^{miss}$  après la coupure sur l’électron. Le signal apparaît clairement au-dessus de 25 GeV. D’après des études sur des échantillons



**Figure 6.5** – Distributions de l'énergie transverse des électrons (à gauche) et de  $E_T^{miss}$  (à droite) après la coupure sur les électrons. Les points noirs représentent les données, et la simulation Monte-Carlo est normalisée à la luminosité intégrée.

Monte-Carlo, l'efficacité de cette coupure est de 82% et 1.9% pour les échantillons de  $W \rightarrow e\nu$  et di-jet respectivement [199].

#### 6.4.4 Coupure sur la masse transverse

Comme on ne connaît pas toute l'information cinématique du neutrino, on ne peut pas reconstruire la masse invariante du boson W, mais seulement sa masse transverse, définie comme :

$$m_T = \sqrt{2E_T^{electron} E_T^{neutrino} (1 - \cos(\varphi^{electron} - \varphi^{neutrino}))} \quad (6.3)$$

où  $E_T^{neutrino}$  et  $\varphi^{neutrino}$  sont  $E_T^{miss}$  et  $\varphi^{miss}$  respectivement.

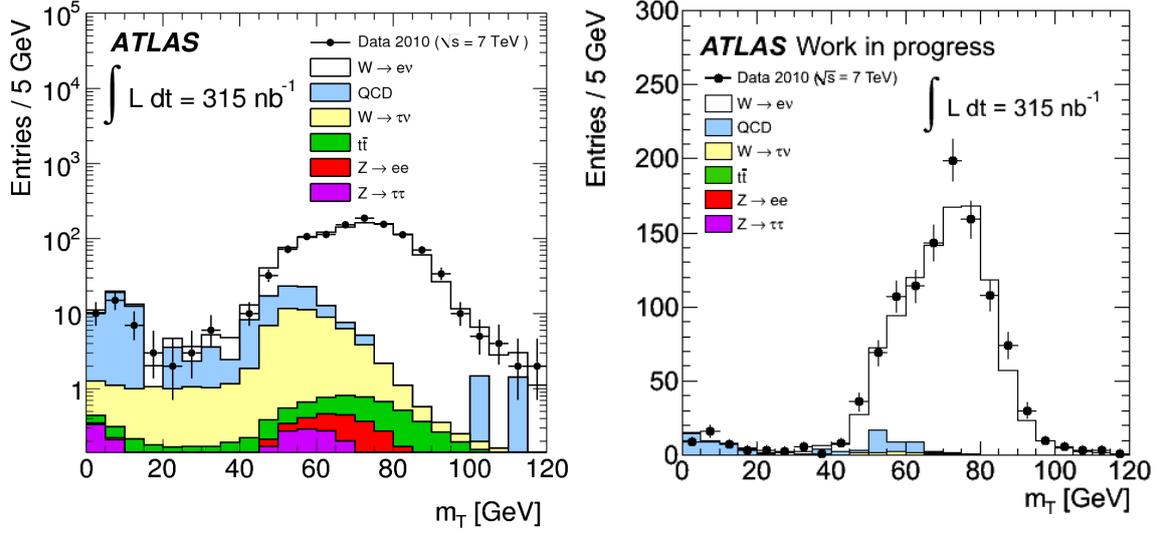
La figure 6.6 montre la distribution de cette masse transverse en échelle logarithmique (à gauche) et linéaire (à droite). On peut voir à droite que cette distribution présente un pic jacobien à la masse du boson W. On voit de plus qu'une coupure sur cette masse transverse à 40 GeV rejette la moitié du bruit de fond QCD restant.

La table 6.4 résume le nombre d'événements après chaque coupure. Au final, 1069 candidats W (637 positrons et 432 électrons) sont sélectionnés, avec un rapport signal sur bruit de 20.

Coupure	Nombre d'événements
Déclenchement	$6.5 \times 10^6$
Electron de grande énergie transverse	4003
$E_T^{miss} > 20$ GeV	1116
$m_T > 40$ GeV	1069

**Tableau 6.4** – Nombre d'événements après chaque coupure, pour  $\mathcal{L}_{int} = 315 \text{ nb}^{-1}$  et  $\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$ .

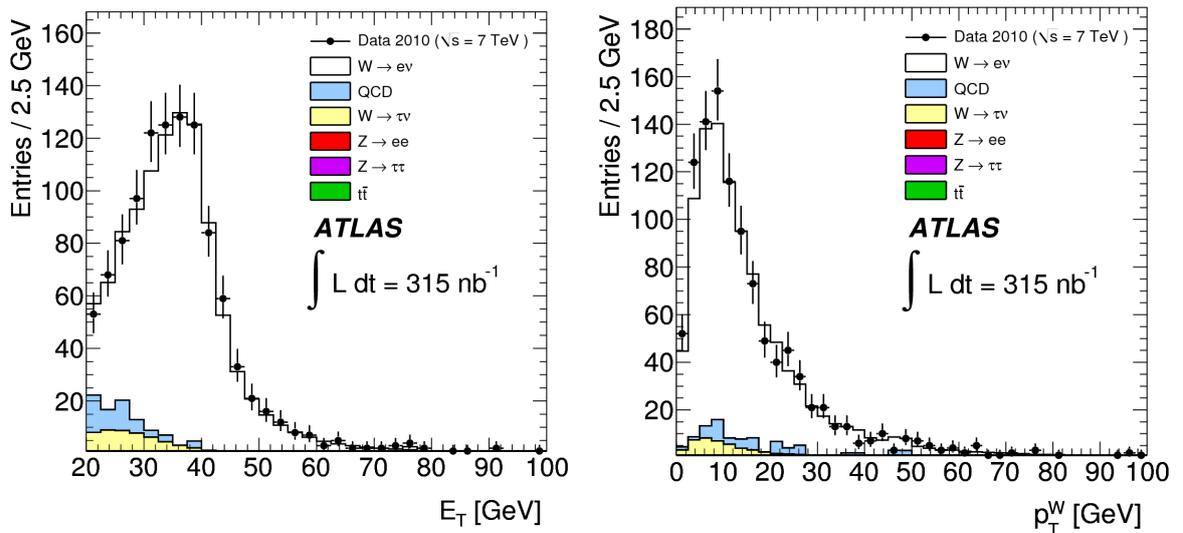
On peut voir sur la figure 6.7 les propriétés des candidats sélectionnés, avec la distribution de l'énergie transverse de l'électron à gauche, et la distribution de l'impulsion transverse du boson W à droite. On peut voir sur la première distribution un pic jacobien à  $M_W/2$ , dégradé



**Figure 6.6** – Distributions de  $m_T$  après la coupure sur  $E_T^{miss}$ , à gauche en échelle logarithmique, et à droite en échelle linéaire.

par la résolution finie du détecteur. Quant à la distribution de l'impulsion transverse du boson W, comme les partons produisant le boson ont une impulsion transverse nulle, elle devrait être nulle à l'ordre des arbres. En revanche, aux ordres supérieurs des perturbations, on peut avoir des gluons rayonnés, créant une valeur non nulle de  $p_T^W$ . On observe sur la figure que presque toutes les données ont une valeur petite de  $p_T^W$ , et les queues de distributions peuvent être utilisées pour étudier les corrections QCD [200].

On peut voir dans ces histogrammes que le signal du boson W apparaît clairement, avec une contribution presque négligeable du bruit de fond, ce qui va permettre de calculer la section efficace.



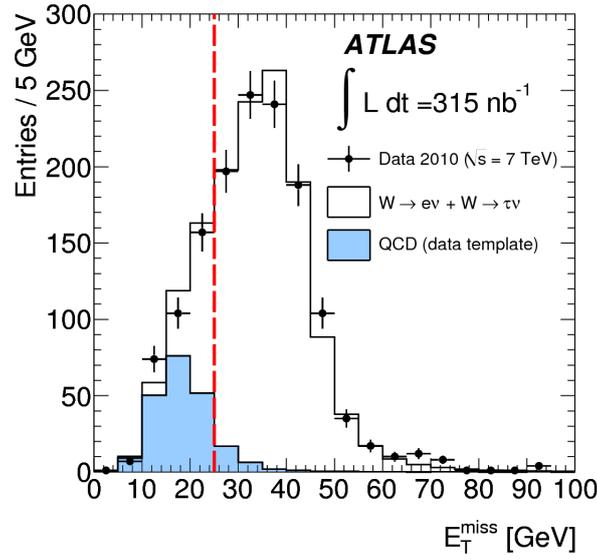
**Figure 6.7** – Distributions  $E_T$  de l'électron (à gauche) et  $p_T$  du boson W (à droite) après la sélection finale.

### 6.4.5 Estimation du bruit de fond

Les bruits de fond électrofaibles (W et Z), ainsi que  $t\bar{t}$ , sont estimés à partir des simulations Monte-Carlo, et normalisés à  $\mathcal{L}_{int} = 315 \text{ nb}^{-1}$ . Les valeurs attendues pour les processus  $W \rightarrow \tau\nu$ ,  $t\bar{t}$ ,  $Z \rightarrow ee$  et  $Z \rightarrow \tau\tau$  sont de 25.9, 4.1, 1.9, et 1.6 respectivement. On peut remarquer que les valeurs pour  $Z \rightarrow ee$  et  $Z \rightarrow \tau\tau$  sont comparables, car si le rapport d'embranchement  $\tau \rightarrow e\nu\nu$  n'est que de 18%, l'énergie transverse manquante est augmentée par la présence de neutrinos. Si l'erreur statistique sur ces valeurs est presque négligeable, une erreur systématique de 9.1% et 9.7% est assignée au nombre d'événements électrofaibles et  $t\bar{t}$  respectivement. Elle est due à une erreur de 5%/6% sur les sections efficaces, une erreur de 3% sur l'acceptance, et une erreur de 7% sur l'efficacité de reconstruction, et ces erreurs sont considérées comme complètement corrélées entre les différents bruits de fond. De plus, une erreur de 11% est due à l'incertitude sur la luminosité.

Le bruit de fond QCD ne peut pas être estimé à partir de la simulation, d'une part parce que la section efficace de production n'est pas connue (elle est calculée à l'ordre des arbres dans PYTHIA), et d'autre part à cause des désaccords entre données et Monte-Carlo sur la forme de  $E_T^{miss}$  (figure 4.28 à droite) et de  $\sum E_T$  (paragraphe 4.4.2.3). Une méthode basée sur les données a donc été utilisée, avec une méthode de maximum de vraisemblance par classe sur la distribution d'énergie transverse manquante, en appliquant toutes les coupures de sélection sauf celle sur cette variable. Elle consiste à ajuster un histogramme du signal attendu aux données. La forme du signal attendue pour les événements  $W \rightarrow e\nu$  et  $W \rightarrow \tau\nu$  est tirée des échantillons Monte-Carlo. Pour le bruit de fond QCD, un échantillon de données est sélectionné en appliquant les coupures de sélection d'un boson W, mais en inversant certaines coupures d'identification de l'électron et en demandant à ce que l'électron ne soit pas isolé (la coupure d'isolation porte sur la fraction d'énergie calorimétrique ou sur la fraction d'impulsion de la trace dans un cône d'ouverture  $\Delta R = 0.3$ ). Ceci permet de sélectionner un échantillon de données pauvre en signal, et dont la forme de la distribution de  $E_T^{miss}$  est semblable à ce que l'on attend d'un bruit de fond QCD. La figure 6.8 montre la distribution de  $E_T^{miss}$  pour les données, le template pour  $W \rightarrow e\nu + W \rightarrow \tau\nu$  et celui pour le bruit de fond QCD. Le nombre d'événements QCD estimé est alors de 28, avec une erreur statistique de 3 événements. En changeant les coupures pour sélectionner l'échantillon de bruit de fond de données sur l'identification de l'électron et l'isolation, on estime que l'erreur systématique est de  $\pm 10$  événements.

La table 6.5 montre le nombre d'événements de signal et de bruit de fond attendus ou mesurés, ainsi que la somme d'événements de bruit de fond attendus, avec les erreurs statistiques, systématiques et de luminosité associées. Ainsi, dans la formule 6.4, le terme  $N^{bruit\ de\ fond}$  vaut  $61.5 \pm 3.0 (stat) \pm 10.4 (syst) \pm 3.7 (lumi)$ . L'incertitude sur la section efficace due au bruit de fond,  $\frac{\delta N^{signal}}{N^{signal}}(syst)$ , est de 1%.



**Figure 6.8** – Distribution de  $E_T^{\text{miss}}$  en appliquant toutes les coupures de sélection d'un boson  $W$  sauf la coupure sur cette variable. Les points noirs représentent les données, et les histogrammes les résultats de l'ajustement avec en blanc le template du signal  $W \rightarrow e\nu$  et du bruit de fond  $W \rightarrow \tau\nu$ , et en bleu ciel le template du bruit de fond QCD. La ligne pointillée rouge représente la coupure sur la variable.

Processus physique	Nombre attendu	Erreur statistique	Erreur systématique	Erreur sur la luminosité
$W \rightarrow e\nu$	997.4	1.8	90.9	109.7
$W \rightarrow \tau\nu$	25.9	0.2	2.4	2.8
$t\bar{t}$	4.1	0.0	0.4	0.5
$Z \rightarrow ee$	1.9	0.0	0.2	0.2
$Z \rightarrow \tau\tau$	1.6	0.0	0.1	0.2
Bruit de fond total (hors QCD)	33.5	0.2	3.0	3.7
Bruit de fond QCD	28.0	3.0	10	-
Bruit de fond total	61.5	3.0	10.4	3.7
Total des événements attendus	1058.9	3.5	94.3	113.4

**Tableau 6.5** – Nombre de d'événements de signal et de bruits de fond attendus pour une luminosité intégrée de  $315 \text{ nb}^{-1}$ . Le nombre d'événements observé dans les données est 1069.

## 6.5 Calcul de la section efficace

### 6.5.1 Méthodologie

La section efficace totale inclusive de production du boson W se désintégrant en électron et neutrino est donnée par la formule :

$$\sigma_{tot} \cdot BR(W \rightarrow e\nu) = \frac{N^{signal}}{A_W \cdot C_W \cdot \mathcal{L}_{int}} = \frac{N^{observé} - N^{bruit\ de\ fond}}{A_W \cdot C_W \cdot \mathcal{L}_{int}} \quad (6.4)$$

où :

- $N^{observé}$  est le nombre d'événements sélectionnés dans les données ;
- $N^{bruit\ de\ fond}$  est le nombre d'événements de bruit de fond estimé ;
- $A_W$  est un terme d'acceptance, défini comme le rapport entre le nombre d'événements générés passant les coupures d'acceptance et le nombre total d'événements générés ;
- $C_W$  est un terme de correction, défini comme le rapport entre le nombre d'événements passant les coupures de sélection et le nombre d'événements générés passant les coupures d'acceptance ;
- $\mathcal{L}_{int}$  est la luminosité intégrée.

Ces différents termes sont détaillés dans les paragraphes suivants.

### 6.5.2 Le terme d'acceptance $A_W$

Pour calculer le facteur  $A_W$ , les coupures géométriques et cinématiques suivantes sont appliquées aux événements au niveau du générateur, et définissent ce que l'on appelle la région "fiducielle" :

- $E_T^e > 20\ GeV$  ;
- $|\eta^e| < 2.47$  mais sans la zone  $1.37 < |\eta^e| < 1.52$  ;
- $E_T^\nu > 25\ GeV$  ;
- $m_T > 40\ GeV$ .

Ce terme  $A_W$  est calculé à partir de simulations Monte-Carlo, et est donc sensible aux différents PDFs et générateurs Monte-Carlo. La valeur centrale utilisée pour le calcul de la section efficace, calculée avec le générateur pythia, le PDF MRST LO\* et le tune ATLAS MC09 associé [201], est de 0.462<sup>iii</sup>. L'erreur systématique relative associée à cette valeur vaut  $\pm 3.0\%$ , et provient principalement de la méconnaissance des PDFs du proton (erreur au sein d'un PDF et erreur entre différents PDFs avec le même générateur), et de la modélisation de la production des bosons W au LHC (en comparant différents générateurs avec un même PDF).

### 6.5.3 Les termes d'efficacité $C_W$

Le facteur  $C_W$  est un facteur qui corrige des effets de déclenchement, de reconstruction et d'identification de l'électron. Dans cette étude, il est calculé à l'aide des simulations Monte-Carlo, mais une partie des erreurs systématiques a pu être calculée à partir des données. De plus, ici, du fait de la grande erreur statistique, un seul facteur  $C_W$  est calculé. Avec plus de données, il devient nécessaire de calculer ces facteurs pour différentes valeurs de pseudo-rapidité et d'énergie transverse de l'électron, afin d'éviter des biais qui pourraient apparaître si les distributions de ces deux variables étaient différentes entre les données et la simulation.

La valeur centrale du facteur  $C_W$ , calculée à partir d'un échantillon Monte-Carlo de  $W \rightarrow e\nu$  est de 65.9 % (65.6% pour les  $W^+$  et 66.2% pour les  $W^-$ ), et l'erreur systématique de 7% est détaillée par la suite.

iii. En d'autres termes, la région "fiducielle" correspond à 46% de l'espace des phases.

### 6.5.3.1 Erreur systématique due au déclenchement

L'efficacité du déclenchement L1\_EM10 pour les électrons d'énergie transverse supérieure à 20 GeV sélectionnés dans l'étude du W est définie à l'aide du déclenchement L1\_EM5 qui est supposé avoir une efficacité de 100% pour de tels électrons<sup>iv</sup>. Cette efficacité est définie comme le rapport entre le nombre d'événements contenant un électron sélectionné par les coupures de l'étude et déclenchant L1\_EM10 et L1\_EM5 et le nombre d'événements ne déclenchant que L1\_EM5. Elle a été mesurée avec les données comme étant  $0.998 \pm 0.002\%$  [202], et l'erreur relative de  $\pm 0.2\%$  est considérée comme l'erreur systématique sur  $C_W$  due au déclenchement.

### 6.5.3.2 Erreurs systématiques dues aux électrons

La plus grande source d'incertitudes sur le facteur  $C_W$  provient de la mesure des électrons, en particulier la méconnaissance de la matière devant le calorimètre, la reconstruction et l'identification de l'électron, mais aussi les limites sur la connaissance de son échelle d'énergie et la résolution de celle-ci.

#### INCERTITUDE DUE À LA MATIÈRE DEVANT LE CALORIMÈTRE

Comme on l'a vu au paragraphe 2.2.1, la matière avant le calorimètre électromagnétique est de l'ordre  $2.5 X_0$ . Cette matière peut avoir un impact sur la reconstruction et l'identification des électrons si la gerbe démarre en amont du calorimètre (paragraphe 5.4).

Afin de mesurer l'impact de la connaissance encore non parfaite de la matière avant le calorimètre sur la reconstruction et l'identification des électrons, des lots Monte-Carlo de  $W \rightarrow e\nu$  ont été générés avec des géométries modifiées contenant plus de matière, puis reconstruits avec la géométrie nominale. Certaines géométries ajoutent de la matière juste avant le calorimètre ( $0.1 X_0$  dans le cryostat et  $0.05 X_0$  entre le pré-échantillonneur et le premier compartiment), augmentent de 5 ou 10% la quantité totale de matière dans les parties non actives du détecteur interne, ou augmentent de 20% la quantité de matière dans les services du détecteur à pixels. En combinant les efficacités de reconstruction avec et sans augmentation de matière, et en les comparant avec celles obtenues avec la géométrie nominale, l'erreur sur l'efficacité de reconstruction de l'électron est  $\frac{\delta\epsilon_{reconstruction}^{matière}}{\epsilon_{reconstruction}^{matière}} = 1.4\%$ , et celle sur l'efficacité d'identification d'un électron *tight* est  $\frac{\delta\epsilon_{identification}^{matière}}{\epsilon_{identification}^{matière}} = 1.6\%$  [203]. Comme ces deux erreurs sont complètement corrélées, elles sont additionnées linéairement pour le calcul de l'erreur sur le facteur  $C_W$ .

De plus, ces erreurs sont conservatrices, car la quantité de matière ajoutée dans ces simulations correspond à une limite supérieure estimée à partir de données de biais minimum. Ainsi, dans la région jusqu'à  $|\eta| = 2.0$ , on pense que l'excès de matière par rapport à notre connaissance actuelle ne dépasse pas 5%, alors qu'elle pourrait aller jusqu'à 10% dans les régions plus à l'avant [161, 204].

#### INCERTITUDE DUE À L'IDENTIFICATION DES ÉLECTRONS

L'efficacité d'identification d'un électron *tight* est calculée avec une simulation Monte-Carlo d'événements  $W \rightarrow e\nu$  (cf paragraphe 6.4.2), mais son incertitude est estimée à partir des

---

iv. méthode de "bootstrap"

données.

Une méthode "tag-and-probe" à partir d'événements  $W \rightarrow e\nu$  a été utilisée [205], qui considère le neutrino comme "tag" et l'électron comme "probe". Un échantillon de données riche en événements  $W \rightarrow e\nu$  est sélectionné à l'aide de l'énergie transverse manquante : on choisit des événements passant la coupure de déclenchement L1\_EM14, et avec une énergie transverse manquante supérieure à 25 GeV et isolée. On obtient un échantillon contenant des électrons d'énergie transverse supérieure à 20 GeV, avec un rapport signal sur bruit d'environ 4.

Le bruit de fond est estimé en créant un lot de données riche en bruit de fond QCD en inversant certaines coupures d'identification des électrons, puis soustrait.

La différence entre l'efficacité d'identification calculée avec la simulation et estimée avec les données est considérée comme incertitude. Le rapport des efficacités entre données et simulation Monte-Carlo  $\epsilon(\text{données})/\epsilon(\text{Monte-Carlo})$  est de  $99.2 \pm 1.7(\text{stat}) \pm 4.5(\text{syst})\%$ . L'erreur systématique est composée de l'erreur sur la sélection d'un lot riche en bruit de fond, de celle sur la soustraction du bruit de fond, et de celle sur la coupure sur la variable  $E_T^{\text{miss}}$ . Comme les efficacités avec les données et la simulation sont compatibles dans la limite de l'erreur de 5%, l'erreur  $\frac{\delta\epsilon_{\text{identification}}}{\epsilon_{\text{identification}}}$  due à l'identification des électrons *tight* est estimée conservativement à 5%.

Cette erreur est compatible avec les résultats trouvés dans les données avec une méthode "tag-and-probe" avec des événements  $Z \rightarrow ee$ , mais qui sont limités par la faible statistique (70 bosons  $Z \rightarrow ee$  reconstruits avec 315 nb<sup>-1</sup> de données.) [198].

Les effets sur l'identification dus à la matière avant le calorimètre sont inclus dans cette erreur de 5%. Pour calculer l'erreur totale sur le facteur  $C_W$ , l'erreur de 1.6% sur l'identification due à la matière doit être soustraite quadratiquement de cette erreur de 5%. L'erreur totale sur la matière, la reconstruction, et l'identification, s'écrit :

$$\begin{aligned} \frac{\delta C_W}{C_W} &= \left( \frac{\delta\epsilon_{\text{reconstruction}}^{\text{matière}}}{\epsilon_{\text{reconstruction}}^{\text{matière}}} + \frac{\delta\epsilon_{\text{identification}}^{\text{matière}}}{\epsilon_{\text{identification}}^{\text{matière}}} \right) \oplus \left( \frac{\delta\epsilon_{\text{identification}}}{\epsilon_{\text{identification}}} \ominus \frac{\delta\epsilon_{\text{identification}}^{\text{matière}}}{\epsilon_{\text{identification}}^{\text{matière}}} \right) \\ &= (1.4\% + 1.6\%) \oplus (5\% \ominus 1.6\%) \\ &= 5.6\% \end{aligned}$$

#### INCERTITUDE DUE À L'ÉCHELLE D'ÉNERGIE ET À LA RÉOLUTION

Au moment de l'étude, l'incertitude sur l'échelle absolue de l'énergie de l'électron était de 3% tant pour le tonneau que pour les bouchons, valeur extrapolée à partir des tests en faisceaux [101], et vérifiée par les premières mesures de  $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$  [206].

Pour évaluer l'impact de cette incertitude, l'échelle d'énergie des électrons d'un lot Monte-Carlo  $W \rightarrow e\nu$  est modifiée :  $E^e \rightarrow E^e(1 \pm \delta\alpha)$ , avec  $\delta\alpha = 3\%$ . L'efficacité de reconstruction d'un électron de  $E_T > 20$  GeV est alors modifiée de  $\sim 1.5\%$ , et l'efficacité d'identification de  $\sim 0.3\%$ . Comme l'énergie transverse manquante est dominée par la contribution de l'énergie transverse de l'électron, on recalcule l'efficacité de la coupure  $E_T^{\text{miss}} > 25$  GeV en la modifiant par la formule :  $E_{X,Y}^{\text{miss}} \rightarrow E_{X,Y}^{\text{miss}} - E_{X,Y}^e \delta\alpha$ . Elle est modifiée de  $\sim 1.8\%$ , et cette erreur est entièrement corrélée à celle sur l'électron.

L'erreur systématique relative sur le facteur  $C_W$  due à l'échelle d'énergie des électrons est de  $(1.5 \oplus 0.3) + 1.8 = 3.3\%$  [207].

### INCERTITUDE DUE AUX RÉGIONS PROBLÉMATIQUES DU CALORIMÈTRE

Comme on l'a vu dans le paragraphe 2.2.5, certaines cellules du calorimètre n'étaient pas lues ou leur information n'était pas transmise, en particulier à cause de la transmission optique défectueuse de certaines cartes électroniques. Tout électron ayant une cellule de ce type était rejeté. En excluant également ces cellules des simulations Monte-Carlo, la perte d'événements due à cette coupure a été calculée en demandant uniquement un électron *loose* (encore largement dominée par le bruit de fond QCD) à la fois pour les données et la simulation Monte-Carlo de di-jets. La différence entre les données et la simulation est de 0.8%, et est comptée comme erreur systématique pour le facteur  $C_W$ .

De plus, comme on l'a vu dans le paragraphe 3.2.2, l'énergie d'une cellule est multipliée par l'un des trois gains 1, 10, ou 100. Au moment de la prise de données, au sein d'une carte électronique de 128 cellules, deux d'entre elles avaient leur gain remplacé par celui d'une autre cellule de la carte, conduisant potentiellement à une sous-estimation ou sur-estimation de l'énergie de la cellule d'un facteur 10 [208]. En utilisant une simulation Monte-Carlo  $W \rightarrow e\nu$  dédiée à ce problème, une erreur de 0.2% sur la reconstruction des électrons, et de 1% sur leur identification ont été calculées. Comme ces deux erreurs sont totalement corrélées, l'erreur sur le facteur  $C_W$  totale due à ce problème de gain est de 1.2% [209].

L'incertitude sur le facteur  $C_W$  due aux problèmes de fonctionnement du calorimètre est de  $0.8 \oplus 1.2 = 1.4\%$ .

### INCERTITUDE DUE À L'EMPILEMENT

Comme on l'a vu au paragraphe 6.3, l'empilement des collisions doit être traité. Pour cela les simulations Monte-Carlo contiennent des termes d'empilement qui sont repondérées pour correspondre à la distribution du nombre de vertex primaires dans les données. Pour estimer l'erreur systématique due à l'empilement, les efficacités de reconstruction et d'identification des électrons ont été calculées avec les échantillons Monte-Carlo avec et sans terme d'empilement, conduisant à des variations de 0.1% et 0.5% respectivement. La somme quadratique de ces erreurs, 0.5%, est considérée comme l'erreur systématique sur le facteur  $C_W$ .

#### **6.5.3.3 Erreurs systématiques dues à l'énergie transverse manquante**

On va étudier dans ce paragraphe les différentes sources d'incertitude sur l'énergie transverse manquante qui peuvent avoir un impact sur l'efficacité de la coupure sur  $E_T^{miss}$ .

### INCERTITUDE DUE À L'ÉCHELLE D'ÉNERGIE DES TOPOCLUSTERS

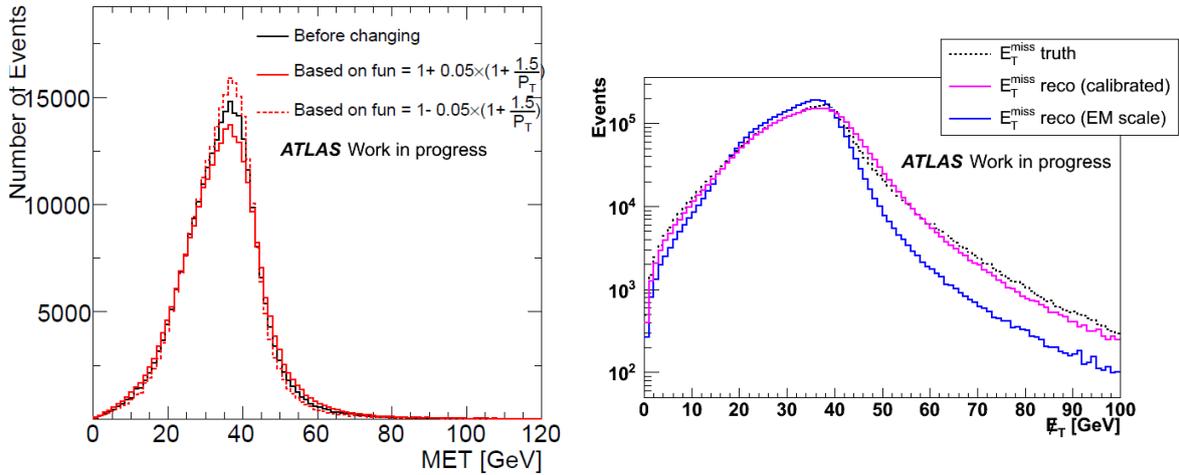
Dans un événement  $W \rightarrow e\nu$ , l'énergie transverse manquante est dominée par l'énergie de l'électron. L'incertitude sur l'énergie transverse manquante due à l'échelle d'énergie de l'électron est déjà prise en compte dans l'incertitude liée au électrons. L'incertitude principale sur l'énergie transverse manquante provient de l'incertitude sur l'échelle d'énergie des topoclusters formés à partir des particules de l'événement sous-jacent.

Des études ont été menées sur le rapport  $E/p$  de l'énergie du topocluster sur l'énergie d'une trace isolée, en considérant les topoclusters dans un cône d'ouverture  $\Delta R = 0.2$ . Elles ont montré que la différence sur l'échelle d'énergie des topoclusters entre les données et la simulation Monte-Carlo était d'environ 20% pour une trace d'impulsion transverse 500 MeV, et de

$\pm 5\%$  pour des traces de grande impulsion transverse [210, 211]. Afin d'étudier l'effet de cette incertitude sur l'efficacité de la coupure sur l'énergie transverse manquante, l'énergie des topoclusters (sans ceux correspondant à l'électron et au calorimètre à l'avant) a été multipliée par un facteur dépendant de l'énergie transverse du topocluster et qui tient compte de ces incertitudes mesurées :  $1 \pm a \times (1 + b/p_T(\text{GeV}))$ , avec  $a = 5\%$  et  $b = 1.5 \text{ GeV}$ , et l'énergie transverse manquante recalculée (cf figure 6.9 à gauche). La différence sur l'efficacité de la coupure à 25 GeV, et qui est considérée comme une incertitude, est de  $\pm 1.5\%$ .

#### INCERTITUDE DUE À LA RÉPONSE DE $E_T^{\text{miss}}$

L'énergie transverse manquante reconstruite peut avoir une réponse différente de la "vraie" énergie transverse manquante issue du neutrino, à cause d'effets du détecteur. Ainsi, la figure 6.9 à droite [212] représente la distribution de  $E_T^{\text{miss}}$  après avoir fait toutes les coupures sauf celle sur la variable étudiée et sur la masse transverse, pour un échantillon Monte-Carlo d'événements  $W \rightarrow e\nu$ . Elle est tracée pour la vérité en ligne pointillée noire, et pour la méthode des topoclusters calibrée locale en rose (la méthode des topoclusters à l'échelle électromagnétique, en bleu, est tracée pour référence). On peut constater un bon accord entre la vérité et l'énergie transverse manquante reconstruite. L'efficacité de la coupure à 25 GeV est de 81% en utilisant la vérité, et de 82% en utilisant la variable reconstruite, et la différence relative de 1% entre ces deux efficacités est utilisée comme erreur systématique pour le facteur  $C_W$ .



**Figure 6.9** – A gauche, distributions de  $E_T^{\text{miss}}$  multipliées par la fonction décrite dans le texte. A droite, distributions de  $E_T^{\text{miss}}$ , avec des événements de simulation  $W \rightarrow e\nu$ , reconstruites par différentes méthodes. La ligne pointillée noire correspond à la vérité, la ligne bleue à la méthode des topoclusters à l'échelle électromagnétique, et la ligne rose à la méthode des topoclusters avec une calibration hadronique locale.

#### INCERTITUDE DUE À LA RÉOLUTION DE $E_T^{\text{miss}}$

On a vu au paragraphe 4.4.4 que la résolution de l'énergie transverse manquante était proportionnelle à  $\sqrt{\sum E_T}$ , avec un facteur  $\alpha$  de 0.49. Ce facteur augmente de 0.04 lorsque l'on demande qu'un jet d'énergie transverse supérieure à 20 GeV soit présent dans l'événement, tandis que la résolution calculée avec la simulation Monte-Carlo est en accord avec les données à un facteur  $\alpha$  différent de 0.02. L'erreur systématique sur l'énergie transverse manquante est calculée de façon conservatrice en considérant une erreur  $\Delta\alpha$  de 0.04, et elle est de 0.4%.

### INCERTITUDE DUE À L'EMPILEMENT

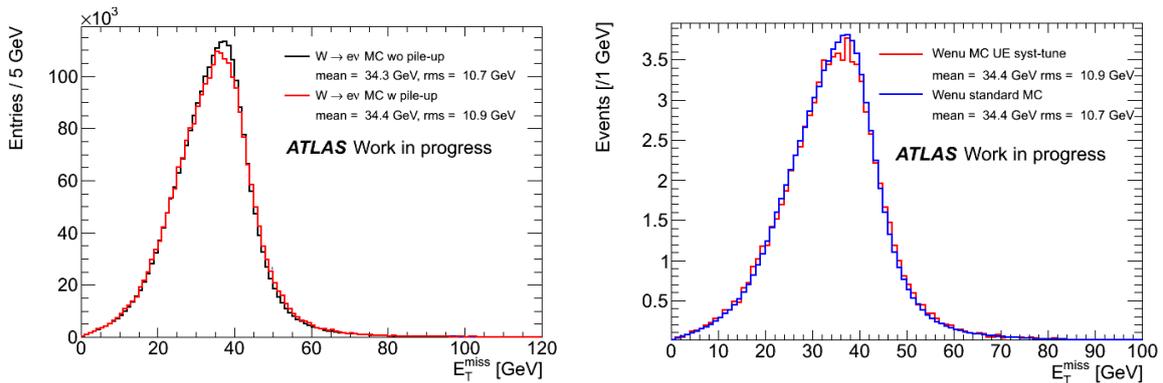
L'empilement a un impact sur la reconstruction et l'identification des électrons, ainsi que sur l'énergie transverse manquante. On peut ainsi voir sur la figure 6.10 à gauche la distribution de l'énergie transverse manquante avec des événements d'un lot Monte-Carlo  $W \rightarrow e\nu$ , sans empilement, et avec des événements d'empilement repondérés (cf paragraphe 6.3). La différence relative d'efficacité sur la coupure à 25 GeV entre la configuration sans empilement, et avec empilement repondéré est de 0.2%, et cette différence est comptée comme erreur systématique.

De plus, la résolution est également dégradée de 5%, ce qui aboutit à une erreur systématique de 0.2%. Enfin, l'échelle d'énergie absolue des topoclusters peut être plus grande en cas d'empilement, et si on suppose une erreur de 25% au lieu de 20% pour une trace d'impulsion transverse de 500 MeV (le terme  $b$  devient 2.0 GeV), alors ceci conduit à une erreur systématique supplémentaire sur l'efficacité de la coupure sur  $E_T^{miss}$  de 0.2%.

Ces erreurs étant indépendantes, leur somme quadratique, 0.3%, est considérée comme erreur due à l'empilement sur l'efficacité de coupure.

### INCERTITUDE DUE À LA SIMULATION DE L'ÉVÉNEMENT SOUS-JACENT

Comme on l'a vu au paragraphe 4.4.4, le désaccord de la distribution de l'énergie transverse manquante entre les données et la simulation Monte-Carlo dans des événements avec un jet, ainsi que le désaccord de la distribution de  $\sum E_T$  pour des événements de biais minimum pouvaient s'expliquer en partie par une sous-estimation de l'événement sous-jacent, en particulier dans le calorimètre à l'avant. Afin de mieux estimer l'impact de cette modélisation de l'événement sous-jacent sur l'énergie transverse manquante, une simulation Monte-Carlo  $W \rightarrow e\nu$  a été générée, avec une augmentation de la contribution des interactions multiples dans l'événement sous-jacent (paragraphe 4.4.2.3). Les distributions de  $E_T^{miss}$  pour la simulation standard en bleu et pour la simulation avec événement sous-jacent augmenté en rouge sont visibles dans la figure 6.10. La distribution de  $E_T^{miss}$  n'est que peu modifiée, et la différence relative d'efficacité de la coupure  $E_T^{miss} > 25$  GeV est de 0.4%, différence qui est comptée comme erreur systématique.



**Figure 6.10** – A gauche, distributions de  $E_T^{miss}$ , avec des événements de simulation  $W \rightarrow e\nu$ , avec différentes configurations d'empilement. A droite, distribution de  $E_T^{miss}$  avec la simulation du signal pour deux descriptions différentes de l'événement sous-jacent dans la simulation Monte-Carlo.

### INCERTITUDE DUE À LA RECONSTRUCTION DE L'ÉNERGIE DANS LE CALORIMÈTRE À L'AVANT

Moins de 20% de l'énergie transverse totale est déposée dans le calorimètre à l'avant. L'incertitude sur l'échelle d'énergie dans ce calorimètre a été estimée à 10% à partir des données [211]. L'erreur systématique liée à cet effet a été estimée à 0.1%.

De plus, on a vu au paragraphe 4.4.2.5 que le calorimètre était déplacé par rapport au centre du détecteur, causant une modulation de la distribution de  $\varphi^{miss}$ . Cet effet est particulièrement visible dans le calorimètre à l'avant. Même si cet effet est aussi présent dans la simulation, la méconnaissance de la position verticale de ce calorimètre produit encore un désaccord entre données et Monte-Carlo. En estimant que cette position est méconnue à 10% près, une erreur de 0.04% est attribuée à l'efficacité de coupure sur  $E_T^{miss}$ .

Par ailleurs, la reconstruction de l'énergie dans les 2 dernières rangées de cellules du calorimètre à l'avant, correspondant à la région  $|\eta| > 4.5$ , est encore mal comprise. Cependant, en excluant cette région du calcul de l'énergie transverse manquante, l'impact sur l'efficacité de la coupure sur la variable est négligeable.

L'erreur totale sur l'efficacité de la coupure sur  $E_T^{miss}$  est calculée en sommant quadratiquement les différentes contributions résumées par ordre d'importance dans le tableau 6.6, et vaut 1.9%. Une incertitude conservatrice de 2% due à énergie transverse manquante est alors attribuée au facteur  $C_W$ .

Paramètre	$\delta\epsilon/\epsilon(\%)$
Echelle d'énergie des topoclusters	1.5
Réponse de l'énergie transverse manquante	1.0
Résolution de l'énergie transverse manquante	0.4
Modélisation de l'événement sous-jacent	0.4
Empilement	0.3
Régions problématiques du calorimètre	< 0.2
Calorimètre à l'avant	0.11
Total	1.9%

**Tableau 6.6** – Résumé des différents termes contribuant à l'incertitude sur l'efficacité de la coupure sur l'énergie transverse manquante.

#### 6.5.3.4 Erreurs systématiques dues à la théorie

L'erreur systématique due à l'incertitude sur les PDFs est moins importante sur le facteur d'efficacité  $C_W$  que sur le facteur d'acceptance  $A_W$  (paragraphe 6.5.2). Dans les simulations d'événements  $W \rightarrow e\nu$ , le nombre d'électrons produits est différent d'environ 5% dans la région centrale, et jusqu'à 15% à grand  $\eta$  lorsque l'on utilise différents PDFs. Mais une fois les coupures cinématiques appliquées, la différence sur les facteurs  $C_W$  est inférieure à 0.3%, et une incertitude de 0.3% due aux PDFs est donc attribuée aux facteurs  $C_W$ .

Une erreur sur les facteurs  $C_W$  peut aussi venir de la radiation de photons dans l'état final (FSR). Si l'impact de la modélisation théorique est négligeable, une erreur sur les facteurs  $C_W$  est due à la méconnaissance du transport des photons dans le détecteur interne, et à la réponse du calorimètre électromagnétique, dans le cas de photons de basse énergie (< 1 GeV) émis

collinéairement à l'électron. Cette erreur sur les facteurs  $C_W$ , évaluée à partir de simulations d'événements  $W \rightarrow e\nu$ , est de 0.3%.

### 6.5.3.5 Résumé des erreurs systématiques

Les différentes erreurs systématiques sur le facteur  $C_W$  détaillées dans les paragraphes précédents sont résumées dans la tableau 6.7. Les différents effets ont été choisis de telle sorte que la corrélation entre eux soit presque nulle. L'incertitude systématique totale sur le facteur  $C_W$  est obtenue en sommant quadratiquement tous les différents termes, ce qui aboutit à une erreur systématique relative de 7.0%, pour une valeur centrale de 0.659.

Paramètre	$\delta C_W / C_W (\%)$
Efficacité de trigger	< 0.2
Effet de matière, de reconstruction, et d'identification	5.6
Echelle d'énergie et résolution de l'électron	3.3
Régions problématiques du calorimètre	1.4
Empilement	0.5
Echelle d'énergie et résolution de $E_T^{miss}$	2.0
Modélisation de la FSR	0.3
Incertitude théorique (PDFs)	0.3
Incertitude totale	7.0

Tableau 6.7 – Résumé des différents termes contribuant à l'incertitude sur le facteur  $C_W$ .

## 6.6 Résultats avec 315 nb<sup>-1</sup>

En utilisant la formule 6.4 avec les différents termes et leurs erreurs systématiques détaillées dans les précédents paragraphes, on peut calculer la section efficace de production du boson  $W$  se désintégrant dans le canal électron.

L'erreur systématique totale est calculée avec la formule suivante [213] :

$$\frac{\delta\sigma_{tot}}{\sigma_{tot}} = \frac{\delta N^{signal}}{N^{signal}}(stat) \oplus \frac{\delta N^{signal}}{N^{signal}}(syst) \oplus \frac{\delta C_W}{C_W} \oplus \frac{\delta A_W}{A_W} \oplus \frac{\delta \mathcal{L}_{tot}}{\mathcal{L}_{tot}} \quad (6.5)$$

où :

- $\frac{\delta N^{signal}}{N^{signal}}(stat) = 1/\sqrt{N^{observé}} = 3\%$  ;
- $\frac{\delta N^{signal}}{N^{signal}}(syst)$  est l'erreur de 1% due à l'évaluation du bruit de fond ;
- $\frac{\delta C_W}{C_W}(syst) = 7\%$  ;
- $\frac{\delta A_W}{A_W} = 3\%$
- $\frac{\delta \mathcal{L}_{tot}}{\mathcal{L}_{tot}}$  est l'erreur sur la luminosité intégrée, essentiellement due à la méconnaissance de l'intensité des faisceaux ( $n^2$  dans la formule 2.1). Cette erreur vaut 11% [214].

L'erreur systématique totale est de 7.7%.

Les valeurs mesurées, pour tous les bosons W, mais aussi par charge, sont :

$$\begin{aligned}\sigma_W^{tot}.BR(W \rightarrow e\nu) &= 10.51 \pm 0.34 \text{ (stat)} \pm 0.81 \text{ (syst)} \pm 1.16 \text{ (lumi)} \text{ nb} \\ \sigma_{W^+}^{tot}.BR(W \rightarrow e^+\nu) &= 6.27 \pm 0.26 \text{ (stat)} \pm 0.48 \text{ (syst)} \pm 0.69 \text{ (lumi)} \text{ nb} \\ \sigma_{W^-}^{tot}.BR(W \rightarrow e^-\bar{\nu}) &= 4.23 \pm 0.22 \text{ (stat)} \pm 0.33 \text{ (syst)} \pm 0.47 \text{ (lumi)} \text{ nb}\end{aligned}$$

L'erreur relative totale sur la mesure de la section efficace est donc de 14%, et est complètement dominée par les incertitudes sur l'identification des électrons et sur le calcul de la luminosité.

Ces sections efficaces ont également été calculées dans le canal  $W \rightarrow \mu\nu$ , détaillées dans [215]. L'erreur systématique totale est de 4%, et la différence avec l'erreur dans le canal  $W \rightarrow e\nu$  s'explique par le fait que les électrons sont plus sensibles que les muons à la matière dans le détecteur interne, et par le fait que l'échelle d'impulsion absolue des muons est mieux connue que l'échelle d'énergie des électrons. On peut alors combiner les résultats des deux canaux :

$$\begin{aligned}\sigma_W^{tot}.BR(W \rightarrow \ell\nu) &= 9.96 \pm 0.23 \text{ (stat)} \pm 0.50 \text{ (syst)} \pm 1.10 \text{ (lumi)} \text{ nb} \\ \sigma_{W^+}^{tot}.BR(W \rightarrow \ell^+\nu) &= 5.93 \pm 0.17 \text{ (stat)} \pm 0.30 \text{ (syst)} \pm 0.65 \text{ (lumi)} \text{ nb} \\ \sigma_{W^-}^{tot}.BR(W \rightarrow \ell^-\bar{\nu}) &= 4.00 \pm 0.15 \text{ (stat)} \pm 0.20 \text{ (syst)} \pm 0.44 \text{ (lumi)} \text{ nb}\end{aligned}$$

Ces valeurs peuvent être comparées aux valeurs théoriques prédites :

$$\begin{aligned}\sigma_W^{NNLO}.BR(W \rightarrow \ell\nu) &= 10.46 \pm 0.52 \text{ nb} \\ \sigma_{W^+}^{NNLO}.BR(W \rightarrow \ell^+\nu) &= 6.16 \pm 0.31 \text{ nb} \\ \sigma_{W^-}^{NNLO}.BR(W \rightarrow \ell^-\bar{\nu}) &= 4.30 \pm 0.21 \text{ nb}\end{aligned}$$

On peut constater que les valeurs calculées sont en bon accord avec la prédiction, comme cela est illustré dans la figure 6.11. Ces valeurs sont aussi en accord avec celles mesurées par l'expérience CMS avec une quantité de données comparable (198 nb<sup>-1</sup>) [216] :

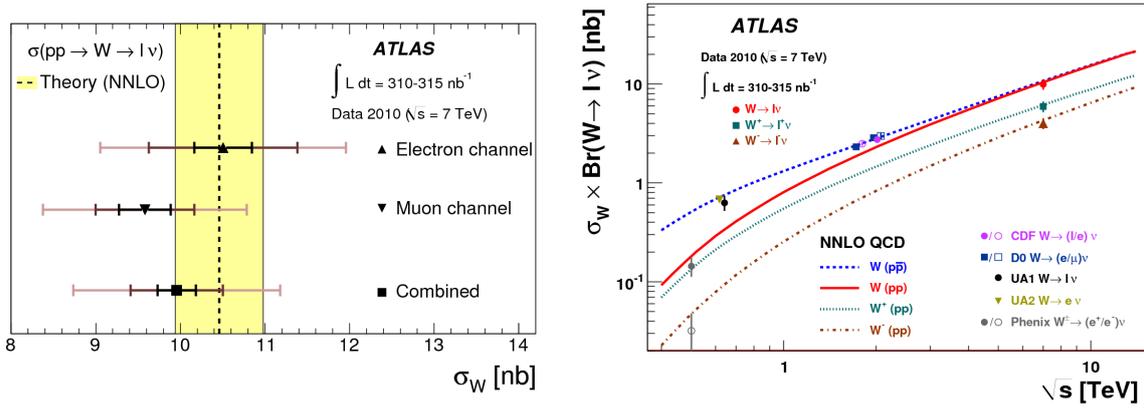
$$\begin{aligned}\sigma_W^{tot}.BR(W \rightarrow e\nu) &= 9.34 \pm 0.36 \text{ (stat)} \pm 0.70 \text{ (syst)} \pm 1.03 \text{ (lumi)} \text{ nb} \\ \sigma_W^{tot}.BR(W \rightarrow \mu\nu) &= 9.22 \pm 0.24 \text{ (stat)} \pm 0.47 \text{ (syst)} \pm 1.01 \text{ (lumi)} \text{ nb}\end{aligned}$$

Dans la mesure de CMS, il n'y a pas de coupure sur l'énergie transverse manquante ni sur la masse transverse, mais le signal et le bruit de fond sont extraits d'un ajustement du maximum de vraisemblance de la variable  $E_T^{miss}$  dans le canal électron et  $m_T$  dans le canal muon (une méthode semblable à celle présentée au paragraphe 6.4.5). Les erreurs systématiques sont du même ordre de grandeur que celles mesurées dans ATLAS. Les erreurs dominantes dans le canal électron sont la reconstruction et l'identification des électrons (6.1%), et l'échelle d'énergie des électrons (2.7%).

Dans cette étude, l'incertitude principale est due à l'erreur sur l'estimation de la luminosité intégrée. Des mesures comme l'asymétrie de charge du boson W, comme on va le voir au chapitre 7, ou le rapport des sections efficaces de production des bosons W et Z [215], permettent d'éliminer le terme de luminosité, et donc de supprimer cette source d'erreur.

## 6.7 Résultats avec 36 pb<sup>-1</sup> de données

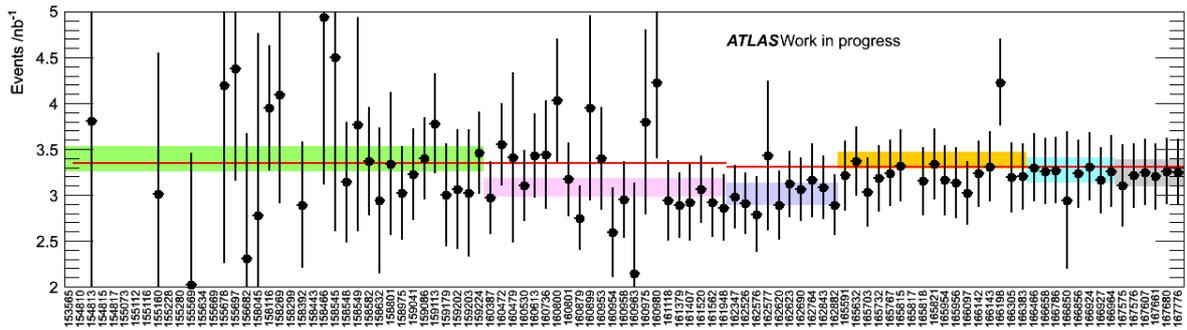
La mesure de la section efficace de production du boson  $W \rightarrow e\nu$  a depuis été mesurée avec l'ensemble des données enregistrées en 2010, soit 36.2 pb<sup>-1</sup> [217].



**Figure 6.11** – Section efficace de production du boson  $W$ , comparée aux prédictions théoriques basées sur des calculs NNLO de QCD. A droite, on peut également voir les résultats d'autres expériences.

Un certain nombre de critères de sélection ont été modifiés, notamment l'identification des électrons, la méthode de calcul de l'énergie transverse manquante, et le déclenchement. Ce dernier a été modifié pour tenir compte de l'augmentation de la luminosité instantanée, et qui sera détaillé au paragraphe 7.3.1.1. Ainsi, 130741 candidats  $W$  ont été utilisés pour calculer la section efficace avec la formule 6.4.

On voit l'évolution temporelle de la sélection avec les critères utilisés pour la mesure avec  $315 \text{ nb}^{-1}$  de données sur la figure 6.12, où l'on voit le nombre de candidats  $W$  par  $\text{nb}^{-1}$  pour chaque run des périodes B<sup>v</sup> à I (définies dans la table 2.2). La ligne rouge représente la valeur attendue (avec un changement au moment où le système de déclenchement utilisé a changé), tandis que les boîtes colorées représentent la valeur moyenne par période. On peut observer la stabilité de cette sélection sur une période de 7 mois.



**Figure 6.12** – Nombre de candidats  $W$  par  $\text{nb}^{-1}$  pour chaque run des périodes B à I. Les barres d'erreur sont calculées à partir de l'erreur statistique sur le nombre d'événements et de l'incertitude de 11% sur la luminosité. La ligne rouge correspond au nombre attendu, tandis que les zones colorées correspondent à la valeur moyenne par période, de largeur la barre d'erreur sur cette moyenne : vert, rose, violet, orange, bleu et gris pour les périodes BCD, E, F, G, H et I respectivement [218].

La méthode d'estimation du bruit de fond n'a pas changé, mais le plus grand nombre d'événements permet un meilleur ajustement des templates, permettant de diminuer l'erreur sur l'estimation du bruit de fond QCD. Si la fraction d'événements de bruit de fond électrofaible

v. la période A ne contenant que 2 candidats  $W$

reste inchangée, celle d'événements QCD passe de 2.6% à 4.0% en raison de l'augmentation de l'empilement. L'incertitude sur la section efficace due au bruit de fond passe de 1% à 0.4%.

L'identification des électrons est faite avec le critère *medium* auquel une coupure sur le nombre de hits dans la couche interne du détecteur à pixels et une coupure sur l'isolation de l'électron sont ajoutées. Les efficacités de reconstruction et d'identification ( $\sim 85\%$ ) est faite avec une méthode "tag-and-probe" sur les événements  $W \rightarrow e\nu$  et  $Z \rightarrow ee$  dans les données et la simulation. La différence entre ces valeurs sont corrigées dans la simulation. Avec cent fois plus de statistique, l'erreur sur le facteur  $C_W$  passe de 5.6% à 1.2% (dont 0.8% pour la reconstruction, 0.9% pour l'identification et 0.3% pour l'isolation). L'échelle absolue d'énergie et la résolution des électrons sont déterminées à partir de la masse invariante  $m_{ee}$  des événements  $Z \rightarrow ee$  en 50 régions en  $\eta$  dans la région centrale. L'échelle d'énergie est estimée avec une erreur comprise entre 0.3 et 1.6% et l'énergie des électrons peut être corrigée [99]. L'incertitude sur la section efficace passe alors de 3.3% à 0.5%. L'énergie transverse manquante dans cette étude est calculée avec une méthode plus raffinée, qui sépare les contributions des objets reconstruits (électrons, photons, jets, muons, taus) et ajoute les dépôts d'énergie dus à l'événement sous-jacent, et donc non associés à aucun objet. Les erreurs systématiques dues à cette variable sont dues l'échelle d'énergie et la résolution des jets, ainsi qu'à la calibration des topoclusters créés par l'événement sous-jacent. Elle est de 0.8%. L'erreur systématique totale sur le facteur  $C_W$  est donc de 1.8%, au lieu de 7%.

L'erreur sur l'acceptance  $A_W$  est à présent séparée de l'erreur expérimentale, et est de 1.4% au lieu de 3%, et l'amélioration est en grande partie due au fait qu'un générateur à l'ordre NLO (MC@NLO) est utilisé pour calculer l'acceptance, au lieu d'un générateur à l'ordre dominant (PYTHIA).

L'incertitude sur la luminosité passe de 11% à 3.4%. Elle est essentiellement due à l'amélioration de l'estimation de l'intensité des faisceaux, qui a une meilleure précision quand l'intensité augmente, et qui était la source d'erreur dominante [219].

Les valeurs mesurées dans le canal électron sont toujours en accord avec les prédictions :

$$\begin{aligned}\sigma_W^{tot}.BR(W \rightarrow e\nu) &= 10.255 \pm 0.031 \text{ (stat)} \pm 0.190 \text{ (syst)} \pm 0.349 \text{ (lumi)} \pm 0.156 \text{ (acc)} \text{ nb} \\ \sigma_{W^+}^{tot}.BR(W \rightarrow e^+\nu) &= 6.063 \pm 0.023 \text{ (stat)} \pm 0.108 \text{ (syst)} \pm 0.206 \text{ (lumi)} \pm 0.104 \text{ (acc)} \text{ nb} \\ \sigma_{W^-}^{tot}.BR(W \rightarrow e^-\bar{\nu}) &= 4.191 \pm 0.020 \text{ (stat)} \pm 0.085 \text{ (syst)} \pm 0.142 \text{ (lumi)} \pm 0.084 \text{ (acc)} \text{ nb}\end{aligned}$$

L'erreur totale sur la mesure de section efficace est donc passée de 14% à 5%. Elle est à présent identique à celle mesurée dans le canal  $W \rightarrow \mu\nu$ . En combinant les deux canaux, on trouve des valeurs de :

$$\begin{aligned}\sigma_W^{tot}.BR(W \rightarrow \ell\nu) &= 10.207 \pm 0.021 \text{ (stat)} \pm 0.121 \text{ (syst)} \pm 0.347 \text{ (lumi)} \pm 0.164 \text{ (acc)} \text{ nb} \\ \sigma_{W^+}^{tot}.BR(W \rightarrow \ell^+\nu) &= 6.048 \pm 0.016 \text{ (stat)} \pm 0.072 \text{ (syst)} \pm 0.206 \text{ (lumi)} \pm 0.096 \text{ (acc)} \text{ nb} \\ \sigma_{W^-}^{tot}.BR(W \rightarrow \ell^-\bar{\nu}) &= 4.160 \pm 0.014 \text{ (stat)} \pm 0.057 \text{ (syst)} \pm 0.141 \text{ (lumi)} \pm 0.083 \text{ (acc)} \text{ nb}\end{aligned}$$

Les valeurs mesurées avec l'expérience ATLAS, mais également avec l'expérience CMS pour une quantité équivalente de données (36 pb<sup>-1</sup>) [220] sont illustrées sur la figure 6.14. La mesure faite par CMS a une erreur systématique de 1.6%, avec une décomposition semblable à celle mesurée dans ATLAS, à l'exception de l'erreur sur l'énergie transverse manquante qui est de 0.3% au lieu de 0.8% (sachant que dans la mesure de CMS il n'y a pas de coupure sur cette variable).

On constate que l'erreur sur la mesure combinée de la section efficace totale est dominée par l'erreur sur la luminosité et par l'incertitude théorique, et non plus par l'erreur systématique

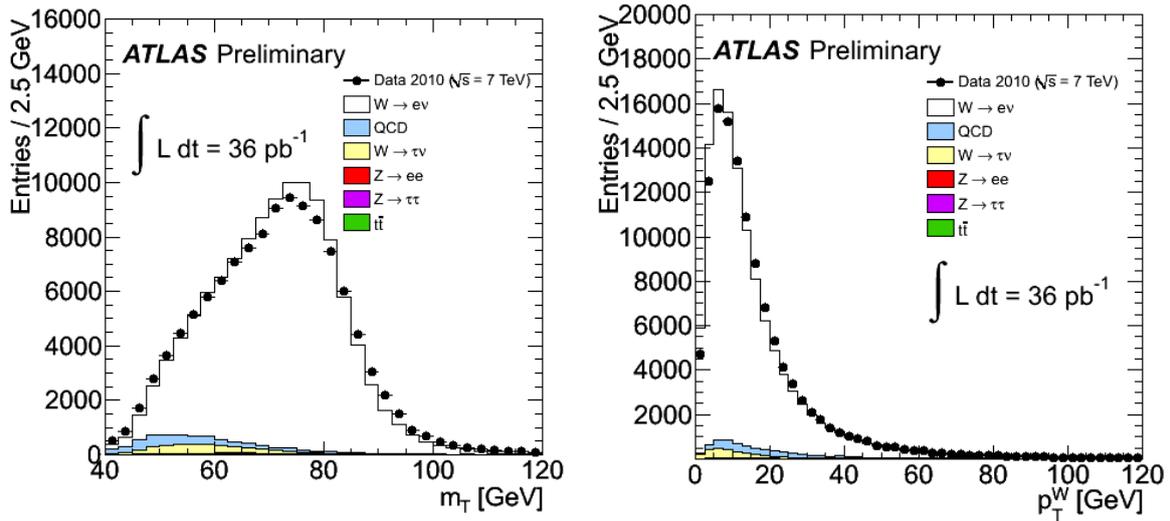


Figure 6.13 – Distributions de la masse et de l'impulsion transverses du  $W$  après la sélection finale [221].

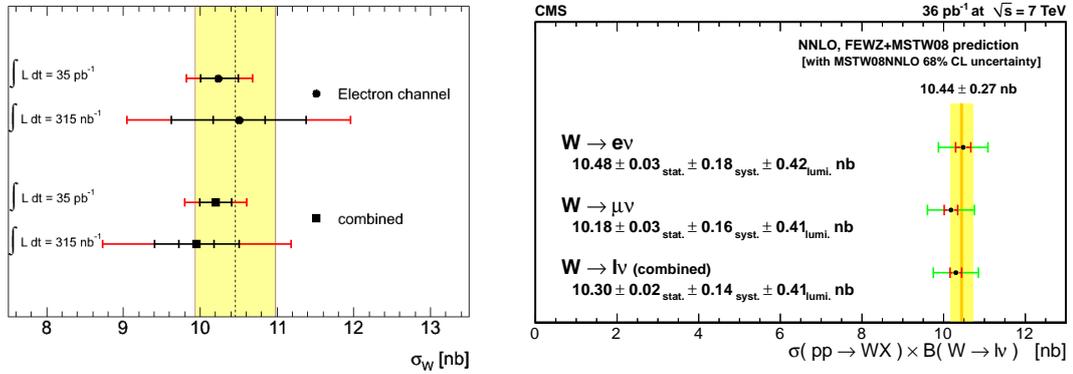


Figure 6.14 – Sections efficaces de production du boson  $W$ , mesurées avec  $37\text{-}36 \text{ pb}^{-1}$  de données, et comparées aux prédictions théoriques, à gauche pour ATLAS, à droite pour CMS.

expérimentale. L'erreur théorique est dominée par l'incertitude sur les PDFs, qu'il faut donc diminuer, comme on le verra au chapitre 7. De plus, l'augmentation de la luminosité intégrée ( $1 \text{ fb}^{-1}$  au 16 juin 2011) permet la mesure différentielle de la section efficace, en fonction de la pseudo-rapacité ou en fonction de l'impulsion  $p_T^W$  du boson  $W$  [222], ce qui nécessite également une bonne compréhension de cette variable.