

Première mesure d'asymétrie de charge du boson W

"Je n'ai d'autre arme que mon esprit. Mon frère a son épée, le roi Robert a sa masse d'armes, et moi mon esprit..., et l'esprit a autant besoin de livres qu'une épée de pierre à aiguiser pour conserver son tranchant."

G.R.R. Martin, *A Game of thrones*, 1995.

Une bonne description de la structure du proton est indispensable à toutes les mesures de physique. Le LHC va en particulier explorer de nouvelles régions cinématiques pour lesquelles la connaissance de la structure du proton ne se fait actuellement que par extrapolation des mesures d'autres expériences. La mesure d'asymétrie de charge du boson W permet de contraindre cette structure, et en particulier la description des quarks légers u et d . Dans ce chapitre, après une description de la structure du proton et de l'intérêt de la mesure au paragraphe 7.1, on s'intéressera aux mesures effectuées par ATLAS avec les données enregistrées en 2010. Le paragraphe 7.2 détaillera la première mesure réalisée avec 315 nb^{-1} de données, et qui a montré la faisabilité d'une telle mesure. Dans le paragraphe 7.3, on verra la mesure de l'asymétrie avec toutes les données enregistrées en 2010, soit 36 pb^{-1} . Enfin, on comparera ces résultats à ceux obtenus avec les autres expériences du LHC, et comment ces résultats peuvent être utilisés.

7.1 Intérêt de la mesure

7.1.1 Structure du proton

On sait depuis les années soixante que les nucléons ne sont pas ponctuels, mais sont constitués de quarks. Dans la première théorie des quarks de Gell-Mann, le proton était ainsi constitué de 2 quarks *up* et un quark *down*. On sait de plus que d'après les lois de l'interaction forte, les quarks sont confinés à l'intérieur des nucléons, mais qu'ils peuvent y être considérés comme quasi-libres (liberté asymptotique), et la théorie des perturbations de la chromodynamique peut ainsi être appliquée. Cependant, comme on l'a vu au chapitre 1, les quarks sont entourés de paires de quarks-antiquarks qui se créent et s'annihilent sans cesse. On peut ainsi séparer les quarks dits *de valence* u_v , et d_v qui sont responsables des propriétés principales du proton comme la charge ou le spin, les quarks de la mer u_s , d_s , mais aussi dans une moindre mesure s_s , b_s , et c_s . Tous ces quarks échangent également des gluons, qui représentent à eux seuls presque

la moitié de l'énergie du proton. De façon générale, les quarks et gluons sont appelés *partons*.

Deux quantités sont importantes dans l'étude de la structure du proton : le moment transféré Q^2 entre un parton donné et une sonde (un électron ou un neutrino dans les expériences de diffusion profondément inélastique, un autre quark dans le cas d'un processus de diffusion Drell-Yan, etc), et la fraction d'impulsion x portée par un parton par rapport à l'impulsion totale du proton.

La probabilité de trouver un parton avec une fraction d'impulsion x est donnée par des *fonctions de distribution de partons*, appelées par la suite PDFs. Elles dépendent de x et de Q^2 , et on peut en voir un exemple pour deux valeurs de Q^2 sur la figure 7.1. On peut remarquer qu'à grand x , les quarks de valence dominent, même si leur importance décroît quand l'échelle d'énergie augmente. On peut voir aussi que les gluons dominent à petit x , et que les quarks de la mer \bar{u}_s et \bar{d}_s ont des distributions similaires. Par la suite, les fonctions de distribution seront notées de façon générale $q_i(x, Q^2)$ et $\bar{q}_i(x, Q^2)$ pour les quarks et antiquarks respectivement, et $g(x, Q^2)$ pour les gluons. Les PDFs et leur détermination seront discutés plus en détails au paragraphe suivant.

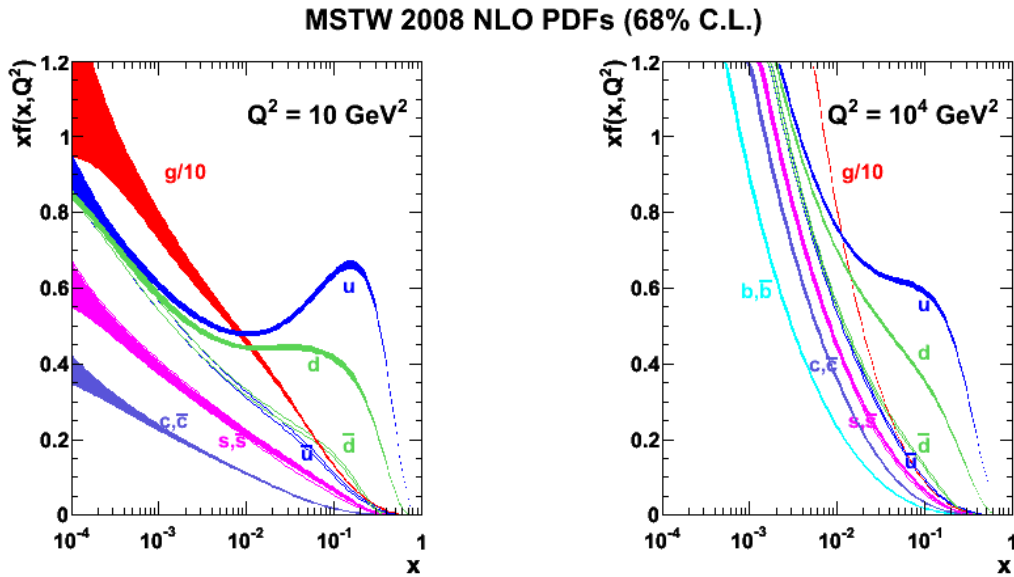


Figure 7.1 – PDFs calculés à l'ordre NLO par MSTW 2008, à $Q^2 = 10\text{GeV}^2$ et $Q^2 = 10^4\text{GeV}^2$ [223].

Si ces PDFs ne peuvent être calculés par la théorie des perturbations, leur évolution en fonction de l'échelle d'énergie Q peut être calculée par une équation d'évolution dite DGLAPⁱ, et donnée par :

$$\frac{dq_i(x, Q^2)}{d \log Q^2} = \frac{\alpha_s}{2\pi} \int_x^1 \frac{dy}{y} \left[q_i(y, Q^2) P_{qq}(x/y) + g(y, Q^2) P_{gq}(x/y) \right] \quad (7.1)$$

où P_{qq} et P_{gq} sont les probabilités d'avoir les réactions $q \rightarrow qq$ et $q \rightarrow gq$ respectivement, qui peuvent être calculées par la théorie des perturbations, et qui sont connues aujourd'hui à l'ordre NNLO.

i. pour Dokshitzer, Gribov, Lipatov, Altarelli, Parisi

7.1.2 Détermination des PDFs

Comme on l'a dit précédemment, les PDFs ne peuvent être calculés, et doivent donc être déduits de différentes mesures qui leurs sont sensibles, à différentes fractions d'impulsions x , le plus souvent en effectuant des ajustements globaux de quantités mesurées. Les expériences de diffusion profondément inélastiques y ont beaucoup contribué, que ce soit des expériences de diffusion électron-proton auprès d'accélérateurs (en particulier les expériences H1 et ZEUS auprès d'HERA [224]), ou des diffusion neutrino-proton sur cible fixe (comme NuTeV ou CCFR [225]), ou des diffusions muon-proton (comme NMC [226], BCDMS [227], ou E665 [228]). On peut voir sur la figure 7.2 les valeurs de Q^2 et x accessibles par les différentes expériences. Ainsi, les expériences H1 et ZEUS sont sensibles à des PDFs sur 6 ordres de grandeur en x et Q^2 , et en particulier à des petits x , alors que les expériences sur cible fixe sont sensibles à de plus grands x . Les mesures de sections efficaces inclusives de jets dans les collisions hadroniques permettent quant à elles d'avoir des informations à plus grand Q^2 .

Néanmoins, ces mesures ne donnent pas forcément la même information pour tous les partons [229]. Ainsi, la somme des distributions des quarks $\sum q_i(x, Q^2) + g(x, Q^2)$ est très bien connue sur plusieurs ordres de grandeur grâce aux expériences de diffusion profondément inélastiques. En revanche, les distributions individuelles des quarks $q_i(x, Q^2)$ sont elles moins bien connues, et nécessitent d'étudier des processus qui dépendent de la saveur, comme l'asymétrie de charge du boson W, ou la distribution en rapidité du boson Z.

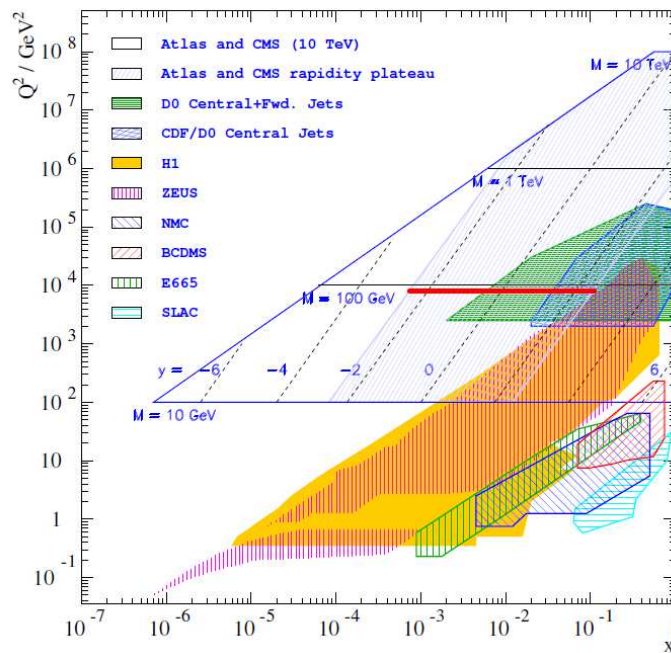


Figure 7.2 – Plan des régions cinématiques ($Q^2 ; x$) accessibles par les expériences de diffusion profondément inélastique auprès d'HERA ou d'expériences de collision sur cible fixe ou du Tevatron, et leur équivalent auprès du LHC (pour $\sqrt{s} = 10 \text{ TeV}$), avec les valeurs de M^2 et y associées [230]. La ligne rouge représente la zone accessible par l'étude du boson W dans ATLAS.

D'après le théorème de factorisation décrit au paragraphe 6.1.2, les PDFs sont universels, c'est-à-dire qu'ils sont indépendants du processus étudié. A partir de ces différents résultats, on peut donc extraire des PDFs qui seront applicables pour tous les processus. On détaillera ici les trois classes de PDFs utilisées par ATLAS dans l'étude de l'asymétrie de charge : HERAPDF1.0 [231, 232], CTEQ6.6 [233, 234], et MSTW08 [223, 180]. La première collaboration

utilise les résultats de diffusion profondément inélastique combinés entre H1 et ZEUS, tandis que les deux autres utilisent les résultats de différentes expériences comme celles décrites précédemment. Elles effectuent toutes des ajustements globaux en combinant différents résultats, à une échelle de référence Q_0^2 donnée. Elles choisissent ensuite une paramétrisation des PDFs, souvent sous la forme $xq_i(x, Q^2) = A_i x^{B_i} (1-x)^{C_i}$, ou sous des formes plus compliquées, aboutissant à une vingtaine de degrés de liberté A_i, B_i, C_i, \dots , à déterminer à partir des ajustements. La collaboration HERAPDF1.0 effectue des ajustements pour les variables $xu_v(x, Q^2), xd_v(x, Q^2), xg(x, Q^2), x\bar{u}_s(x, Q^2), x\bar{u}_v(x, Q^2)$, des variables auxquelles sont plus sensibles les expériences auprès d'HERA, alors que la collaboration MSTW08 utilise $xu_v(x, Q^2), xd_v(x, Q^2), xg(x, Q^2), x\sum \bar{q}_s(x, Q^2), x\bar{d}(x, Q^2) - x\bar{u}(x, Q^2), xs(x, Q^2) + x\bar{s}(x, Q^2)$ et $xs(x, Q^2) - x\bar{s}(x, Q^2)$. Par ailleurs, certaines règles de somme sont imposées, pour tenir compte de la structure dominante du proton :

$$\begin{aligned}
 \int_0^1 dx (u(x, Q^2) - \bar{u}(x, Q^2)) &= 2 \\
 \int_0^1 dx (d(x, Q^2) - \bar{d}(x, Q^2)) &= 1 \\
 \int_0^1 dx (s(x, Q^2) - \bar{s}(x, Q^2)) &= 0 \\
 \sum_{a=q, \bar{q}, g} \int_0^1 dx (xa(x, Q^2)) &= 2
 \end{aligned} \tag{7.2}$$

Une fois que les valeurs des PDFs sont déterminées pour la valeur Q_0^2 , l'équation DGLAP est appliquée, à l'ordre NLO pour HERAPDF1.0 et CTEQ6.6, à l'ordre NNLO pour MSTW08. Les erreurs sur ces PDFs proviennent des erreurs expérimentales des données utilisées, des erreurs de modélisation (choix de Q_0 , des masses des quarks lourds, etc), et des erreurs de paramétrisation. La méthode dite de Hess est généralement utilisée pour estimer l'impact de ces erreurs sur le calcul d'une section efficace. L'ensemble des N paramètres libres de l'ajustement (20 pour CTEQ6.6, 15 pour MSTW08) sont mis dans une matrice $N \times N$ qui est diagonalisée. Les N valeurs propres vont permettre de constituer N ensembles de PDFs d'erreur, faits en variant les paramètres positivement et négativement autour de la valeur de référence. Pour une variable X donnée, si on appelle X_0 sa valeur avec l'ensemble de PDFs qui sert de référence pour le calcul de la valeur centrale, les incertitudes ΔX^\pm sur la variable sont données par les formules :

$$\begin{aligned}
 \Delta X^+ &= \sqrt{\sum_{i=1}^N [\max(X_i^+ - X_0; X_i^- - X_0)]^2} \\
 \Delta X^- &= \sqrt{\sum_{i=1}^N [\max(X_0 - X_i^+; X_0 - X_i^-)]^2}
 \end{aligned} \tag{7.3}$$

Les différences entre les ensembles de PDFs peuvent s'expliquer par les choix théoriques : ordre des perturbations QCD (NLO pour HERAPDF1.0 et CTEQ6.6, NNLO pour MSTW08), traitement des quarks lourds b et c (dans MSTW08 et CTEQ6.6), flexibilité des paramétrisations, données utilisées et leurs erreurs expérimentales, etc. Et ils ne contiennent pas forcément tous la même information. Ainsi par exemple, les erreurs sur les PDFs HERAPDF1.0 sont inférieures à celles des PDFs MSTW08 ou CTEQ6.6, mais n'ont pas de séparation des quarks de la mer.

Dans des collisions hadroniques, sachant que $\sqrt{s} = 2P$, où P est l'énergie des protons, les quadrivecteurs des partons incidents peuvent s'écrire $p_1^\mu = \frac{\sqrt{s}}{2}(x_1, 0, 0, x_1)$ et $p_2^\mu = \frac{\sqrt{s}}{2}(x_2, 0, 0, -x_2)$, en supposant que leur moment transverse est nul. La rapidité y_X ⁱⁱ de la particule créée par la collision peut donc s'écrire :

$$y_X = \frac{1}{2} \ln \frac{x_1}{x_2} \quad (7.4)$$

De plus, on a vu au paragraphe 6.1.2 que dans le cas de productions résonantes de particules par diffusion Drell-Yan, on avait la relation $Q^2 = M_X^2 = (p_1 + p_2)^2 = sx_1x_2$, donc les fractions d'impulsions des partons peuvent s'écrire :

$$\begin{aligned} x_1 &= \frac{M_X}{\sqrt{s}} e^y \\ x_2 &= \frac{M_X}{\sqrt{s}} e^{-y} \end{aligned} \quad (7.5)$$

On peut ainsi déterminer la plage de fractions d'impulsions x et d'échelle d'énergie Q^2 accessibles au LHC (pour une énergie dans le centre de masse de 10 TeV sur la figure 7.2). On peut voir que des zones non couvertes par les expériences précédentes vont pouvoir être explorées, en particulier à très petit x . La zone accessible par l'étude du boson W avec l'expérience ATLAS est notée par une ligne rouge.

7.1.3 Asymétrie de charge du boson W dans les collisions p-p

7.1.3.1 Définition

On a vu au chapitre 6 que les bosons W^+ et W^- sont créés majoritairement par des collisions $u\bar{d}$ et $d\bar{u}$. On peut voir sur la figure 7.1 à droite ($Q^2 = 10^4$ GeV correspondant à $M_X = 100$ GeV) que les distributions de $\bar{u}(x, Q^2)$ et $\bar{d}(x, Q^2)$ sont similaires, surtout à petit x ; mais on peut voir que $u(x, Q^2)$ est plus grand que $d(x, Q^2)$, et que le quark u porte en moyenne une fraction d'énergie plus grande que de quark d . Ceci explique que la section efficace de production du boson W^+ est supérieure à celle du boson W^- , et que les bosons W^+ sont produits à plus grande rapidité que les bosons W^- . On peut voir sur la figure 7.3 les distributions en rapidité prédites (avec les PDFs HERAPDF1.0), et on peut voir que celle pour le boson W^+ est plate pour des rapidités comprises entre -2.5 et 2.5, alors que celle pour le boson W^- est piquée en 0. On peut voir également qu'en collisions protons-protons les distributions sont symétriques par rapport à 0.

L'asymétrie de charge du boson W est définie par la formule suivante :

$$A(y_W) = \frac{\frac{d\sigma_{W^+}}{dy_{W^+}} - \frac{d\sigma_{W^-}}{dy_{W^-}}}{\frac{d\sigma_{W^+}}{dy_{W^+}} + \frac{d\sigma_{W^-}}{dy_{W^-}}} \quad (7.6)$$

où y_W est la rapidité du boson W et σ_{W^\pm} est la section efficace fiducielle de production du boson W^\pm , définie par :

$$\sigma_{tot}^{fid} \cdot BR(W \rightarrow e\nu) = \frac{N^{signal} - N^{bruit\ de\ fond}}{C_W \cdot \mathcal{L}_{tot}} \quad (7.7)$$

et qui correspond à la section efficace définie par la formule 6.4, dans lequel on enlève à dessein le terme d'acceptance A_W , car ce terme dépend des PDFs. On constate que lorsque

ii. avec $X = W$ ou Z

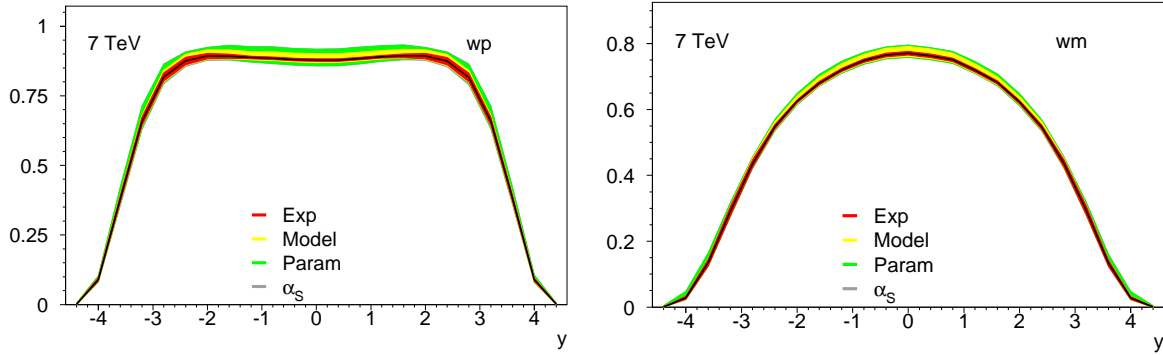


Figure 7.3 – Prédiction des distributions en rapidité des bosons W^+ (à gauche) et W^- (à droite) avec l'ensemble de PDFs HERAPDF1.0, pour une énergie dans le centre de masse de 7 TeV [235].

l'on calcule l'asymétrie de charge, le terme \mathcal{L}_{tot} s'annule au premier ordre.

On peut voir sur la figure 7.4 à gauche la distribution de cette asymétrie en fonction de la rapidité y_W , calculée avec différents ensembles de PDFs. On peut voir que cette asymétrie est strictement positive (pour $y_W \lesssim 4.5$), et qu'elle croît avec la rapidité dans le domaine mesurable avec l'expérience ATLAS. Elle est également symétrique en la rapidité y_W , ce qui fait que l'on peut la mesurer en fonction de $|y_W|$. On constate aussi que les différents ensembles de PDFs ne sont pas en accord, et que donc une mesure de l'asymétrie de charge peut permettre de différencier les PDFs.

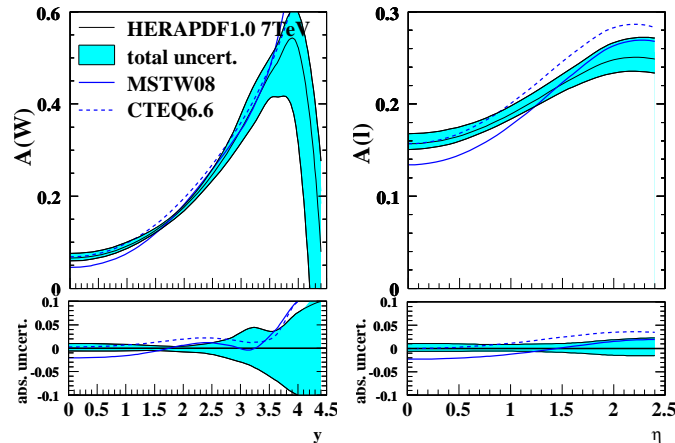


Figure 7.4 – Prédiction de l'asymétrie de charge du boson W en fonction de la rapidité (à gauche), et asymétrie leptonique en fonction de la pseudo-rapidité (à droite) avec les trois ensembles de PDFs décrits dans ce document, pour une énergie dans le centre de masse de 7 TeV [235].

En termes de partons, les sections efficaces différentielles de production des bosons W^+ et W^- peuvent être écrites à l'ordre des arbres et en négligeant les autres contributions que celles

impliquant les quarks u , d , \bar{u} et \bar{d} [236] :

$$\begin{aligned}\frac{d\sigma(W^+)}{dy} &\propto u(x_1)\bar{d}(x_2) + u(x_2)\bar{d}(x_1) \\ \frac{d\sigma(W^-)}{dy} &\propto d(x_1)\bar{u}(x_2) + d(x_2)\bar{u}(x_1)\end{aligned}\quad (7.8)$$

En faisant l'hypothèse que $\bar{u}(x) = \bar{d}(x)$, et en supposant $x_1 \approx 1$ et $x_2 \ll 1$, l'asymétrie de charge du boson W s'écrit alors :

$$A(y_W) \approx \frac{u(x_1) - d(x_1)}{u(x_1) + d(x_1)} \quad (7.9)$$

et donc on peut avoir accès à l'information sur le rapport $u(x)/d(x)$ pour $Q^2 = M_X$, rapport qui est mal connu par les expériences de diffusion profondément inélastique, en particulier à petit x :

$$\frac{u(x_1)}{d(x_1)} = \frac{1 - A(y_W)}{1 + A(y_W)} \quad (7.10)$$

En utilisant les formules 7.5, à 7 TeV, cette étude ($Q^2 = M_W \approx 100\text{GeV}$), dans le domaine de précision du calorimètre électromagnétique ($|\eta| < 2.5$) permet a priori d'avoir accès aux informations pour des valeurs de $0.001 < x < 0.2$. Avec une énergie dans le centre de masse de 14 TeV, on pourra même avoir accès à des valeurs de x aussi petites que 0.0005. L'expérience LHCb, quant à elle, peut effectuer des mesures jusqu'à $\eta = 4.9$ ce qui pourrait permettre d'accéder, à 7 TeV, à des petites valeurs de x jusqu'à 0.0001.

7.1.3.2 Asymétrie de charge du boson W et leptonique

Lorsque l'on étudie l'asymétrie de charge d'un boson W décroissant en $\ell\nu$, comme on ne peut pas avoir accès à l'information longitudinale du neutrino, on ne peut pas calculer la rapidité y du boson Wⁱⁱⁱ. On calcule donc l'asymétrie de charge *leptonique* :

$$A_\ell = \frac{\frac{d\sigma_{W^+}}{d\eta_{\ell^+}} - \frac{d\sigma_{W^-}}{d\eta_{\ell^+}}}{\frac{d\sigma_{W^+}}{d\eta_{\ell^+}} + \frac{d\sigma_{W^-}}{d\eta_{\ell^+}}} \quad (7.11)$$

Du fait des distributions angulaires différentes des bosons W^\pm et des électrons e^\pm , que l'on peut voir sur la figure 7.5, l'asymétrie leptonique A_ℓ va être différente de l'asymétrie bosonique $A(y_W)$. En particulier, les positrons sont décalés vers les régions plus centrales en pseudo-rapidité, tandis que les électrons sont décalés vers les régions plus extérieures. On voit ainsi sur la figure 7.4 à droite que l'asymétrie de charge leptonique est plus importante que l'asymétrie de charge bosonique dans la région centrale, mais croît moins vite selon η .

La rapidité y_W et la pseudo-rapidité η^e sont néanmoins fortement corrélées, tout du moins dans la région d'étude du détecteur ATLAS, comme on peut le constater sur la figure 7.6. A l'ordre des arbres, à cause de l'interaction V-A entre le W et ses produits de décroissance, on a la relation [238, 239] :

$$\eta^e = y_W + \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1 + \cos \theta^*}{1 - \cos \theta^*} \right) \quad (7.12)$$

iii. Même si une mesure récente de CDF utilise la contrainte sur la masse du W pour avoir accès à cette rapidité [237].

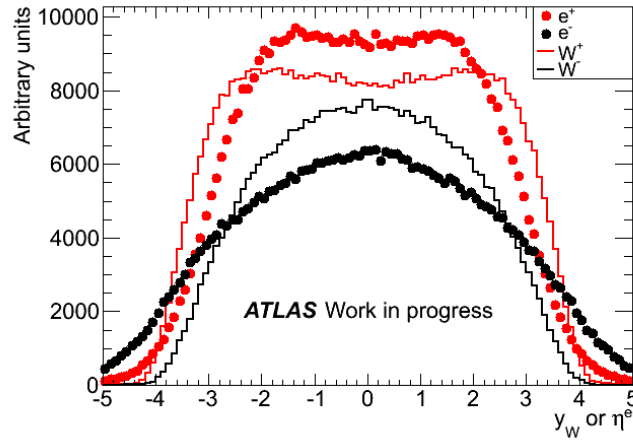


Figure 7.5 – Distributions de la rapidité/pseudo-rapidité pour les bosons W^\pm et les e^\pm respectivement.

où θ^* est l'angle entre la direction du boson W et celle l'électron dans le référentiel du centre de masse.

En supposant que le boson W est créé sur sa couche de masse et en utilisant la relation 7.4, on peut réécrire cette relation [240] :

$$y_W = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{x_1}{x_2} \right) = \eta^e \pm \ln \left(\frac{M_W}{2p_T^e} + \sqrt{\left(\frac{M_W}{2p_T^e} \right)^2 - 1} \right) \quad (7.13)$$

De cette relation, on voit premièrement que la différence entre y_W et η^e diminue lorsque l'on impose une coupure sur l'impulsion de l'électron (c'est le cas sur la figure 7.6). Mais surtout, à une valeur de η^e donnée, l'énergie de l'électron permet d'avoir accès à différents rapports $\frac{x_1}{x_2}$. C'est pourquoi certaines mesures du Tevatron [241] et de CMS [242] sont faites pour différentes plages de p_T^e .

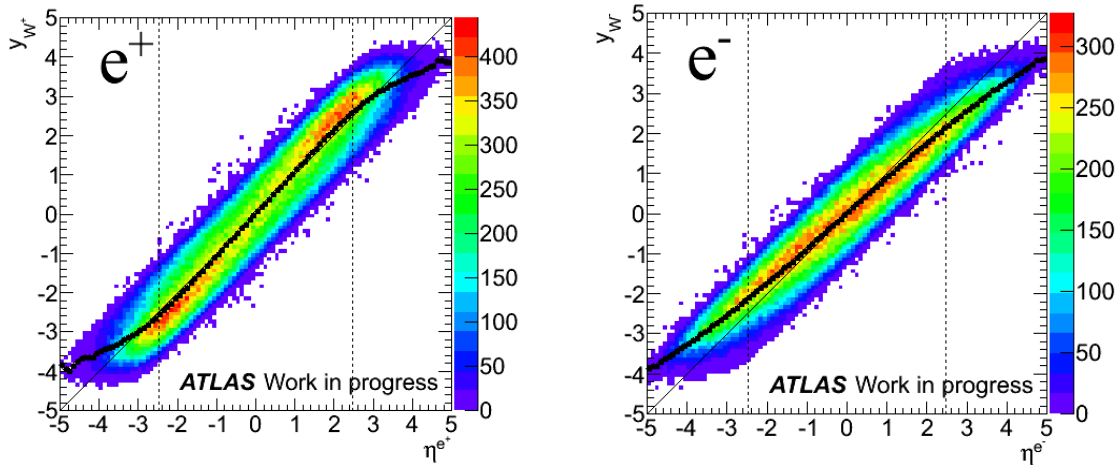


Figure 7.6 – Rapacité y_W du boson W en fonction de la pseudo-rapidité η^e de l'électron, au niveau de la vérité, pour un échantillon Monte-Carlo d'événements $W \rightarrow e\nu$, à gauche pour les W^+ et à droite pour les W^- . Les coupures de sélection présentées au chapitre 6 sur E_T^e , E_T^{miss} et m_T sont appliquées. Les points noirs correspondent à la moyenne de y_W , la ligne noire d'équation $y = x$ sert à guider l'oeil, tandis que les lignes pointillées représentent les coupures sur la pseudo-rapidité de l'électron appliquée dans la sélection.

7.1.4 Résultats du Tevatron

L'asymétrie de charge du boson W est également visible en collisions $p - \bar{p}$. Comme dans le proton (antiproton) le quark u (\bar{u}) porte en moyenne plus d'impulsion que le quark d (\bar{d}), un W^+ (W^-) aura tendance à suivre la direction du proton (antiproton). Ainsi, la distribution en rapidité du W^+ (W^-) sera décalée vers les rapidités positives (négatives), comme on peut le voir sur la figure 7.7 à gauche. L'asymétrie de charge $A(y_W)$ est donc anti-symétrique en rapidité. Le lepton, lui, va avoir tendance à être émis dans la direction opposée dans le référentiel du boson W , à cause de l'interaction V-A.

Comme pour les collisions $p - p$, l'asymétrie de charge est sensible au rapport des PDFs u/d [236]. Ainsi, en négligeant la contribution des quarks de la mer, et à l'ordre des arbres, on a la relation :

$$\frac{u(x_1)/d(x_1)}{u(x_2)/d(x_2)} = \frac{1 - A(y_W)}{1 + A(y_W)}$$

Les mesures d'asymétrie de charge au Tevatron ont été utilisées pour la détermination de plusieurs classes de PDFs. Ainsi, les mesures de A_e par l'expérience CDF [243] avec les données du run I du Tevatron sont utilisées pour l'ensemble de PDFs CTEQ6.6. Et les mesures du run II du Tevatron de A_e avec l'expérience CDF [244] et de A_e et A_μ [245, 246] avec l'expérience D0 sont utilisées pour les PDFs MSTW08 et permettent notamment de contraindre la distribution $d(x, Q)$ pour $x \gtrsim 0.05$, et les distributions des quarks de la mer $u_s(x, Q)$ et $d_s(x, Q)$ pour $x \simeq 0.1$ [180].

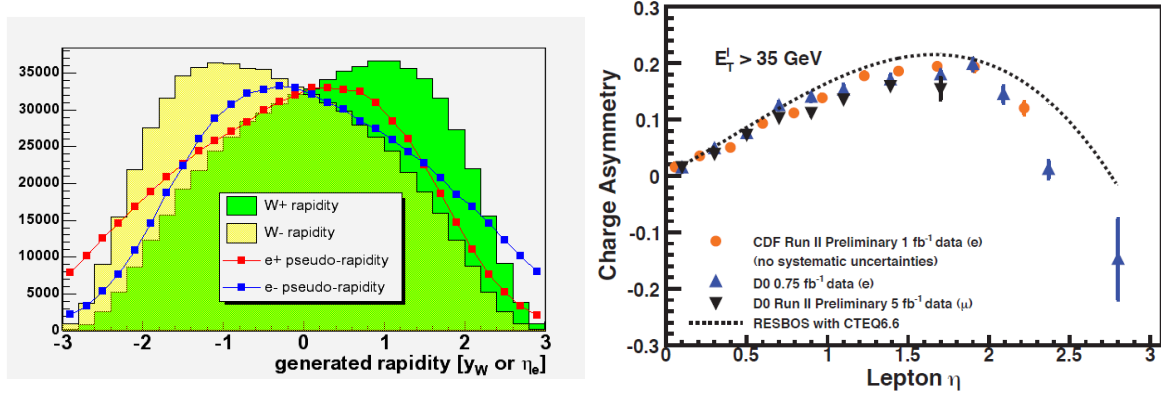


Figure 7.7 – *A gauche, distribution de la rapidité/pseudo-rapidité du boson W /électron dans une collision $p - \bar{p}$. A droite, différentes mesures d'asymétrie de charge avec les expériences D0 et CDF [241].*

Des résultats récents montrent en revanche quelques désaccords avec les prédictions, et ne sont toujours pas entièrement compris. Ainsi, la mesure de A_μ par l'expérience D0 avec 5 fb^{-1} de données (et confirmée par l'expérience CDF avec 1 fb^{-1} et des coupures similaires à D0) montre que l'accord avec les prédictions théoriques est bon pour un échantillon de données inclusif, mais que si l'on divise cet échantillon selon l'impulsion du muon : $25 < p_T^\mu < 35 \text{ GeV}$ et $p_T^\mu > 35 \text{ GeV}$, cet accord disparaît [241] (ce que l'on peut voir sur la figure 7.7 à droite).

Par ailleurs, la collaboration CTEQ a voulu inclure les résultats des runs II du Tevatron des expériences CDF et D0 (ceux utilisés par MSTW08) dans des nouveaux ajustements (CT10) [247]. Il apparaît que les résultats de D0 ne sont pas en accord avec les contraintes sur le rapport $u(x, Q)/d(x, Q)$ issus des expériences de diffusion muon-proton (expériences NMC et

BCDMS), et qu'une certaine tension existe lors des ajustements des asymétries A_e et A_μ avec l'expérience D0. Deux ensembles de PDFs ont alors été créés : les résultats de D0 ne sont pas inclus dans l'ensemble CT10, et ils sont inclus, mais en leur donnant plus d'importance que ceux des diffusions muon-proton, dans l'ensemble CT10W.

Les résultats du LHC permettront de rajouter des contraintes afin de mieux comprendre ces phénomènes.

Une bonne connaissance des PDFs est essentielle pour les mesures de physique, et sont dès à présent des limitations des mesures. Par exemple, on a vu au paragraphe 6.7 que l'incertitude due aux PDFs est supérieure à l'incertitude expérimentale dans la mesure de la section efficace du boson W avec 36 pb^{-1} de données. Les mesures du LHC permettront de contraindre les PDFs, notamment à très petit x , parmi lesquelles les mesures d'asymétrie de charge leptonique du boson W.

7.2 Mesure avec 315 nb^{-1} de données

Une première mesure de l'asymétrie de charge leptonique du boson W a été effectuée avec 315 nb^{-1} de données [215, 248], suite à la première mesure de section efficace présentée au chapitre 6.

7.2.1 Données et simulation

Les coupures pour sélectionner les candidats W sont les mêmes que celles utilisées pour le calcul de la section efficace de production des bosons W présenté au paragraphe 6.4. Afin de pouvoir combiner les résultats des canaux $W \rightarrow e\nu$ et $W \rightarrow \mu\nu$, la mesure est faite pour des valeurs de pseudo-rapidité inférieures à 2.4, ce qui correspond à la limite du déclenchement du spectromètre à muons, mais en excluant la zone de transition du système calorimétrique. On sélectionne ainsi 633 positrons et 426 électrons issus d'un candidat W. En raison de ce faible nombre de candidats, la mesure est faite en fonction de la valeur absolue de η , et pour deux plages de pseudo-rapidité : une partie dite "tonneau" pour $0 < |\eta| < 1.37$ et une partie dite "bouchon" pour $1.52 < |\eta| < 2.4$.

On peut voir sur la figure 7.8 les distributions en pseudo-rapidité pour les positrons et les électrons issus des candidats W. On observe que les distributions entre positrons et électrons sont différentes, comme attendu, et que la simulation Monte-Carlo est en bon accord avec les données.

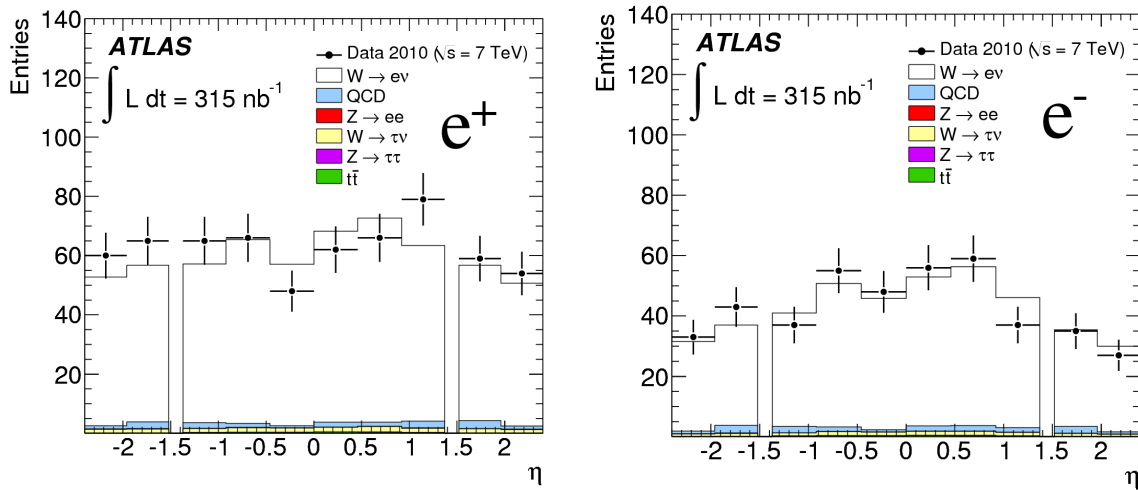


Figure 7.8 – Distribution de la pseudo-rapidité η des positrons (à gauche) et des électrons (à droite), avec 315 nb^{-1} de données. Les histogrammes correspondent aux prédictions, et sont calculés à partir des simulations Monte-Carlo, sauf le bruit de fond QCD qui est estimé à partir des données.

Les données sont comparées aux mêmes échantillons Monte-Carlo que dans le chapitre 6 : $W \rightarrow \tau\nu$, $t\bar{t}$, $Z \rightarrow ee$ et $Z \rightarrow \tau\tau$, et le bruit de fond QCD est estimé avec la même méthode que celle présentée au paragraphe 6.4.5. Le tableau 7.1 résume le nombre d'événements sélectionnés dans les données, ainsi que le nombre d'événements de bruit de fond attendus ou mesurés. Comme attendu, le bruit de fond $W \rightarrow \tau\nu$ montre une asymétrie entre les charges positives et négatives, alors que les autres bruits de fond non-QCD sont identiques pour les deux charges. On peut aussi constater que le bruit de fond QCD est identique pour les charges positives et négatives, et qu'il est uniformément réparti entre tonneau et bouchons.

	e ⁺			e ⁻		
	intégré	tonneau	bouchons	intégré	tonneau	bouchons
Nombre d'événements	633	392	241	426	291	135
$W \rightarrow \tau\nu$	14.3	9.2	5.1	10.5	7.2	3.3
$t\bar{t}$	2.2	1.8	0.4	2.2	1.8	0.4
$Z \rightarrow ee$	1.0	0.6	0.4	0.9	0.6	0.4
$Z \rightarrow \tau\tau$	0.8	0.5	0.3	0.8	0.5	0.3
Bruit de fond électrofaible	18.2	12.1	6.2	14.4	10.0	4.4
Bruit de fond QCD	14	7	7	14	7	7
Bruit de fond total	32.2	19.4	13.2	28.4	17.0	11.4

Tableau 7.1 – Nombre d'événements sélectionnés dans les données par charge, et nombre d'événements de bruit de fond attendus. Le bruit de fond non-QCD est calculé à partir des simulations Monte-Carlo et normalisé à la luminosité intégrée. Le bruit de fond QCD est estimé à partir des données.

Par ailleurs, les facteurs C_W sont calculés à partir de l'échantillon Monte-Carlo d'événements $W \rightarrow e\nu$ comme pour la mesure de section efficace, mais pour chaque charge, et pour chaque zone du calorimètre. Le tableau 7.2 résume les valeurs de ces facteurs, dont les erreurs seront évaluées dans le paragraphe suivant.

	intégré	tonneau	bouchon
C_{W+}	0.662	0.706	0.595
C_{W-}	0.667	0.708	0.591

Tableau 7.2 – Résumé des erreurs systématiques relatives, pour les deux zones de mesure et pour tout le calorimètre.

7.2.2 Erreurs systématiques

Comme l'asymétrie se mesure à partir des sections efficaces fiducielles, l'erreur systématique sur cette mesure peut provenir à la fois de l'erreur sur l'estimation du bruit de fond, et de l'erreur sur les facteurs C_W . De plus, comparativement aux incertitudes estimées pour la mesure de section efficace de production inclusive détaillées au chapitre 6, les erreurs sur le facteur C_W s'annulent si elles sont identiques entre électrons et positrons. Ainsi, les erreurs dues à l'empilement, à l'énergie transverse manquante, au déclenchement, ou aux régions problématiques du calorimètre sont négligées ici.

7.2.2.1 Incertitude due au bruit de fond

Comme expliqué au paragraphe précédent, le bruit de fond non-QCD est estimé à partir des simulations Monte-Carlo, et normalisé à la luminosité intégrée. Ce nombre d'événements possède une incertitude de 13%, principalement due à l'incertitude sur le calcul de la luminosité (11%), mais aussi à une incertitude de 3% sur les prédictions théoriques des sections efficaces, et une incertitude de 5% sur les PDFs. En variant le nombre d'événements de bruit de fond non-QCD de $\pm 15\%$, l'erreur sur l'asymétrie est de **0.2%**, que ce soit pour la partie tonneau, la

partie bouchons, ou pour tout le calorimètre.

L'estimation de l'erreur sur la mesure du bruit de fond QCD a été détaillée au paragraphe 6.4.5. A cause du faible nombre d'événements, l'erreur systématique sur l'estimation du bruit de fond total de 40% est utilisée pour chaque partie du calorimètre et chaque charge. L'erreur statistique pour chaque chiffre est elle de 14%. En faisant varier le nombre d'événements de bruit de fond QCD de cette erreur totale, l'erreur sur l'asymétrie est de **0.7%** dans la partie tonneau, **1.7%** dans la partie bouchons, et **1.5%** pour tout le calorimètre.

7.2.2.2 Incertitude due à l'identification des électrons

Comme on l'a vu au paragraphe 5.3.1, l'identification *tight* des électrons dépend d'une quinzaine variables. Afin de comprendre la différence entre l'identification des électrons et des positrons, il faudrait comparer ses variables séparément par charge. On peut ainsi voir sur la figure 7.9 les distributions de deux variables d'identification, R_η et E/p , avec les données. On peut constater que ces variables ont l'air en accord pour les électrons et positrons issus du W. Il est à noter que les coupures d'identification sur les variables dépendent de l'énergie transverse (11 plages d'énergie) et de la pseudo-rapidité (10 plages).

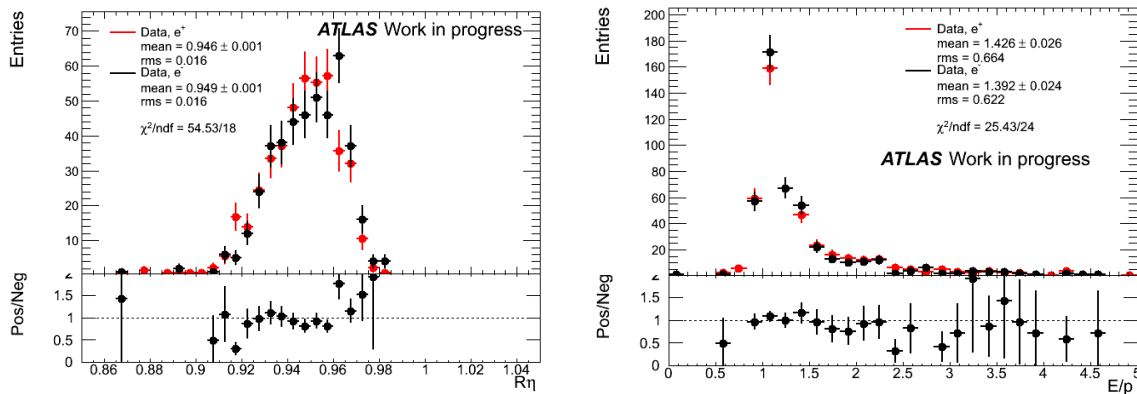


Figure 7.9 – Distributions de deux variables d'identification des électrons pour les positrons (en rouge) et les électrons (en noir), avec 315 nb^{-1} de données.

Pour cette étude, l'effet des variables d'identification sur l'asymétrie est calculé à partir de la simulation Monte-Carlo d'événements $W \rightarrow e\nu$. Afin d'estimer cet effet, la méthode utilisée est basée sur le fait qu'une mesure physique doit être indépendante d'une variable d'identification donnée. Ainsi, on compare la valeur de l'asymétrie avec la sélection nominale d'un électron *tight* et la sélection avec un électron *tight* avec une variable en moins, et la différence est comptée comme une erreur systématique. Le tableau 7.3 montre la différence relative entre l'asymétrie nominale et l'asymétrie recalculée pour les variables d'identification ayant un effet visible, ainsi que la somme quadratique de ces différences. Certaines variables ont été enlevées en même temps, car elles sont fortement corrélées. Avec cette méthode, l'erreur relative sur l'asymétrie due à l'identification des électrons est estimée à environ 0.8% dans la partie tonneau, 2.5% dans la partie bouchons, et 0.7% pour tout le calorimètre. Elle est principalement due à la variable E/p et à la variable de conversion des photons, deux variables reliées à la més-identification de la charge des électrons. Cette valeur est par ailleurs une valeur conservative, car elle suppose que les variables d'identification sont toutes indépendantes, ce qui n'est pas le cas.

Même si le nombre d'événements dans les données n'est pas suffisant pour faire la même

Coupure enlevée		$R_\eta + w_{\eta 2}$	$w_{tots1} + E_{ratio}$	Npix	$\Delta\eta$	E/p	A0	b-layer	TRT hits	conv	total
$\frac{\Delta A}{A}$	tonneau	-0.22	-0.09	0.00	0.00	-0.50	0.00	0.06	0.16	-0.58	0.8
	bouchons	-0.08	0.00	-0.02	-0.02	-2.01	0.00	-0.38	0.02	-1.50	2.5
(%)	intégré	-0.14	-0.16	-0.01	-0.01	-0.48	0.00	-0.03	0.15	-0.48	0.7

Tableau 7.3 – Différence relative en pourcents entre l'asymétrie calculée en utilisant un électron passant toutes les coupures d'identification tight, et utilisant un électron passant toutes les coupures sauf une. La dernière colonne est la somme quadratique des valeurs.

étude, on peut néanmoins essayer de comparer l'efficacité des variables de sélection entre les données et la simulation, afin de voir si l'erreur calculée avec la simulation peut être appliquée aux données. Pour cela, l'efficacité de chaque coupure d'identification (c'est-à-dire le rapport du nombre de candidats W avec et sans la coupure) est calculée pour les données et la simulation, et pour chaque charge. On peut voir dans le tableau 7.4 la valeur de ces efficacités pour quelques variables caractéristiques, ainsi que la différence relative entre électrons et positrons. L'erreur sur cette différence est statistique uniquement.

On peut constater que la différence positron/électron est très faible (inférieure à 0.2%) dans la simulation. Il semblerait que cette différence soit plus grande dans les données, même si à cause de la grande erreur statistique, toutes ces différences sont compatibles avec 0.

Néanmoins, en attendant d'avoir plus de données, il a été décidé d'attribuer un facteur 2 de sûreté aux valeurs d'erreur systématique calculées avec la simulation. Elle est donc de 2% dans la partie tonneau, 5% dans la partie bouchons, et 2% pour tout le calorimètre.

Coupure enlevée		$R_\eta + w_{\eta 2}$	E/p	b-layer	conv
MC $W \rightarrow e\nu$	Efficacité pour e^+	1.00	0.94	0.99	0.96
	Efficacité pour e^-	1.00	0.94	0.99	0.96
	Différence relative (%)	0.05 ± 0.02	0.17 ± 0.09	0.01 ± 0.04	0.17 ± 0.07
Données	Efficacité pour e^+	0.97	0.95	0.97	0.96
	Efficacité pour e^-	0.98	0.94	0.96	0.96
	Différence relative (%)	0.61 ± 0.94	1.08 ± 1.48	0.81 ± 1.14	0.27 ± 1.20

Tableau 7.4 – Efficacités de certaines coupures d'identification pour les positrons et électrons, et différence relative entre les deux efficacités, pour la simulation et pour les données.

7.2.2.3 Incertitude due à l'échelle d'énergie des électrons

Comme expliqué au paragraphe 6.5.3 lors de la mesure de la section efficace, l'erreur sur l'échelle d'énergie des électrons est estimée à 3% au moment de l'analyse. Afin de déterminer l'influence de cette échelle d'énergie sur l'asymétrie, celle-ci a été recalculée en changeant l'énergie transverse E_T des électrons, ainsi que l'énergie transverse manquante. L'erreur relative sur l'asymétrie est ainsi estimée à 1.5% dans la partie tonneau, 0.6% dans la partie bouchons, et 2.2% pour tout le calorimètre.

7.2.2.4 Résumé des incertitudes

Le tableau 7.5 résume les différentes sources d'erreur prises en compte pour la mesure de l'asymétrie de charge, ainsi que les erreurs systématiques totales et statistiques. On peut voir que cette erreur est très largement dominée par l'erreur statistique.

Effet	$\frac{\delta A}{A}$ (%)		
	Intégré	Tonneau	Bouchons
Bruit de fond QCD	1.5	0.7	1.7
Bruit de fond non-QCD	0.2	0.2	0.2
Identification des électrons	2.0	2.0	5.0
Echelle d'énergie des électrons	1.2	1.5	0.6
Erreur systématique totale	2.9	2.6	5.5
Erreur statistique	15.0	25.3	17.5
Erreur totale	15.0	25.3	18.2

Tableau 7.5 – Résumé des erreurs systématiques relatives, pour les deux zones de mesure et pour tout le calorimètre, ainsi que les erreurs systématiques et statistiques totales.

7.2.3 Résultats

L'asymétrie de charge est calculée à partir des sections efficaces fiducielles à l'aide de la formule 7.11. Les résultats, ainsi que les erreurs systématiques, sont rassemblés dans le tableau 7.6. Y sont aussi présentés les résultats dans le canal $W \rightarrow \mu\nu$, qui ne sont pas détaillés dans le présent document, mais qu'on peut trouver dans [215], ainsi que la combinaison des deux résultats.

Même si l'erreur statistique est dominante, on peut voir que l'asymétrie de charge de production est clairement mise en évidence, puisque pour les valeurs combinées, la valeur de l'asymétrie est supérieure à 0 avec une signification supérieure à 5σ . On voit aussi que l'asymétrie augmente avec la pseudo-rapacité, comme attendu.

		A_ℓ	σ_{stat}	σ_{syst}	σ_{total}
Electron	Intégré	0.21	± 0.03	± 0.01	0.03
	Tonneau	0.15	± 0.04	± 0.00	0.04
	Bouchons	0.29	± 0.05	± 0.02	0.05
Muon	Intégré	0.19	± 0.03	± 0.01	0.03
	Tonneau	0.12	± 0.04	± 0.01	0.04
	Bouchons	0.32	± 0.05	± 0.02	0.05
Combiné	Intégré	0.20	± 0.02	± 0.01	0.02
	Tonneau	0.14	± 0.03	± 0.01	0.03
	Bouchons	0.31	± 0.04	± 0.01	0.04

Tableau 7.6 – Asymétrie calculée pour les canaux électron et muon, et les valeurs combinées, pour la partie tonneau, la partie bouchons, et tout le calorimètre, avec les erreurs associées.

Ces résultats sont également comparés aux valeurs prédites avec différents PDFs : CTEQ6.6, HERAPDF1.0 et MSTW2008, décrits au paragraphe 7.1.2. Les coupures cinématiques sont alors directement appliquées au niveau de la vérité. On peut voir sur la figure 7.10 que les trois prédictions sont compatibles avec les données. On a néanmoins pu montrer la faisabilité de la mesure.

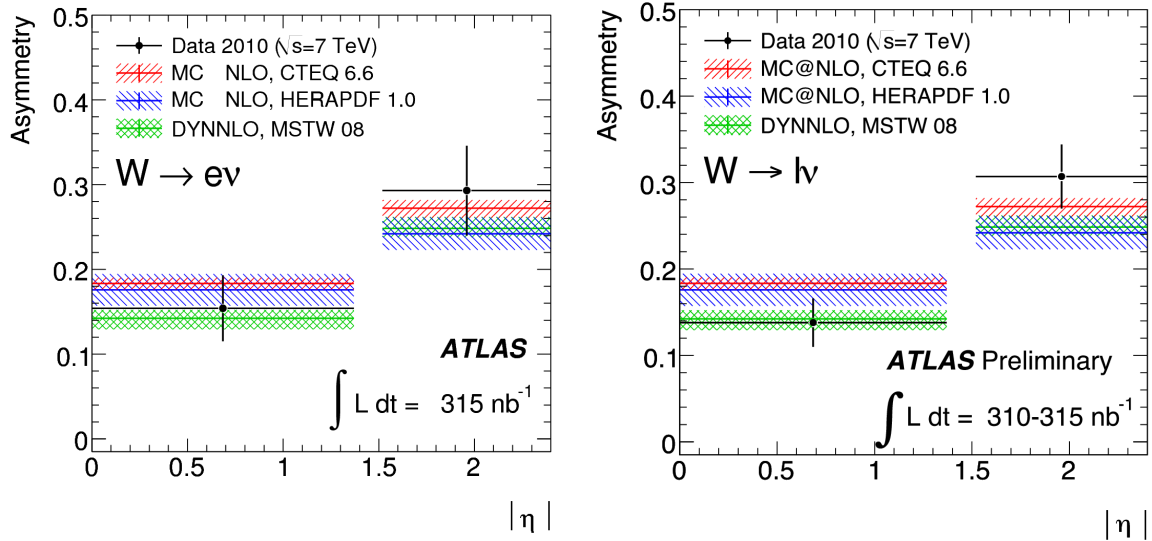


Figure 7.10 – Asymétrie de charge en fonction de la pseudo-rapidité, pour le canal électron à gauche, et résultats combinés entre électrons et muons à droite.

7.3 Mesure avec 36 pb^{-1} de données

Une étude analogue a été entreprise avec la quantité totale des données recueillies en 2010. On demande à ce que les détecteurs soient en fonctionnement nominal et que la qualité des données soit bonne (cf annexe C), ce qui conduit à une luminosité intégrée de 36.4 pb^{-1} .

7.3.1 Sélection des données et bruit de fond

7.3.1.1 Données et sélection des événements

La sélection des données est la même que lors de la mesure de la section efficace de production du boson W ou de l'étude de la faisabilité de la mesure d'asymétrie, et est décrite au paragraphe 6.4. Le seule différence concerne le déclenchement.

Les échantillons Monte-Carlo utilisés pour cette étude sont les mêmes que ceux décrits dans le paragraphe 6.2 et le tableau 6.2. Ils contiennent des termes d'empilement qui seront discutés au paragraphe suivant.

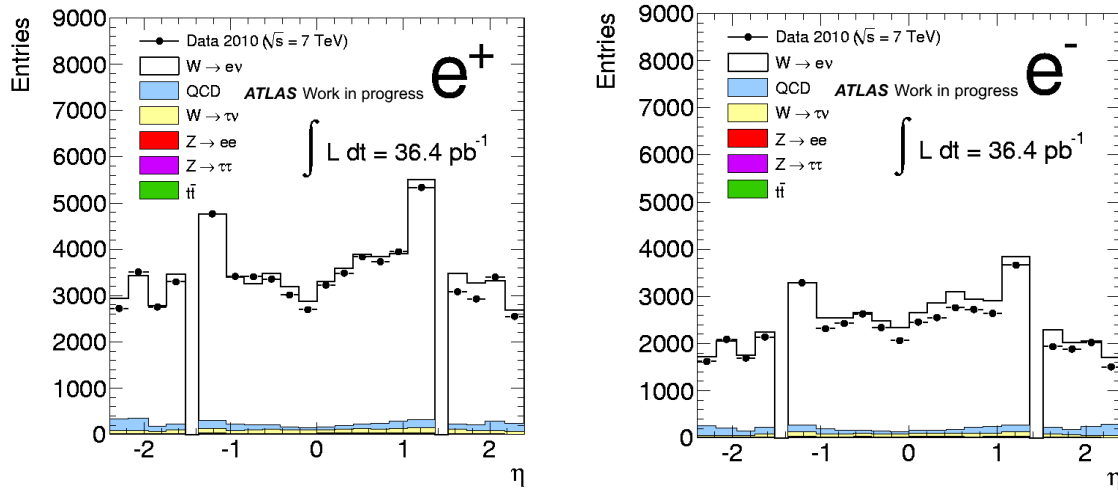


Figure 7.11 – Distribution de la pseudo-rapidité η des positrons (à gauche) et des électrons (à droite), avec 36 pb^{-1} de données.

Les figures 7.11, 7.12, et 7.13 montrent les distributions de la pseudo-rapidité de l'électron, de la masse transverse des candidats W et l'énergie transverse des électrons après ces coupures, séparés par charge. Les échantillons Monte-Carlo pour le signal et le bruit de fond non-QCD sont normalisés à la luminosité intégrée, tandis que pour le bruit de fond QCD, les distributions sont tirées du Monte-Carlo, mais normalisées au nombre d'événements mesurés avec la méthode basée sur les données détaillée au paragraphe 7.3.1.4. On peut voir sur ces figures un accord entre les données et la simulation meilleur pour les positrons que pour les électrons.

7.3.1.2 Evolution des conditions de prises de données

Cette étude utilisant des données prises pendant 7 mois, le déclenchement, les zones mortes du calorimètre, l'empilement, etc, ont évolué. Afin de refléter cela dans les simulations, ces différentes conditions par périodes de prises de données sont appliquées aux échantillons Monte-Carlo, puis pondérées par la luminosité intégrée correspondante.

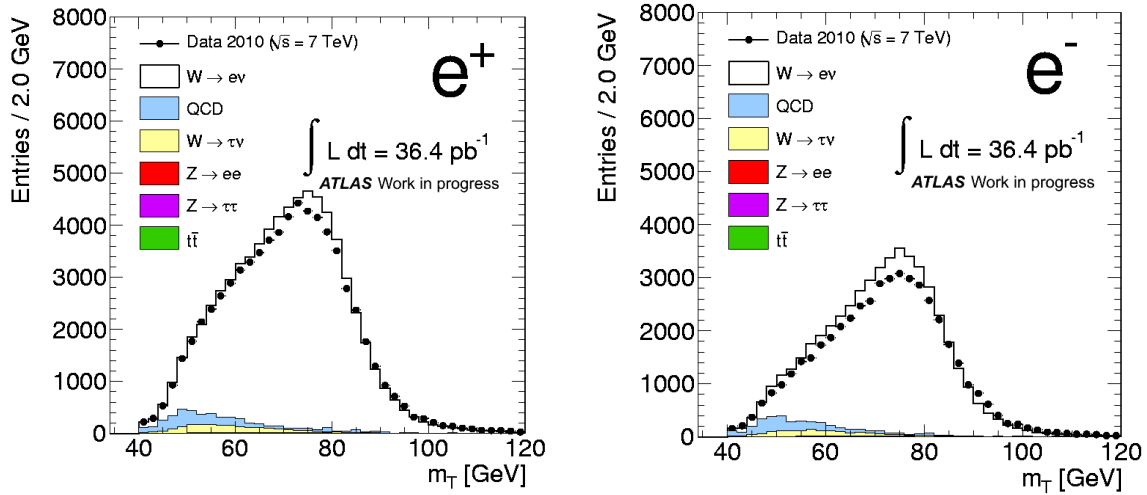


Figure 7.12 – Masse transverse des bosons W^+ (à gauche) et W^- (à droite), avec 36 pb^{-1} de données.

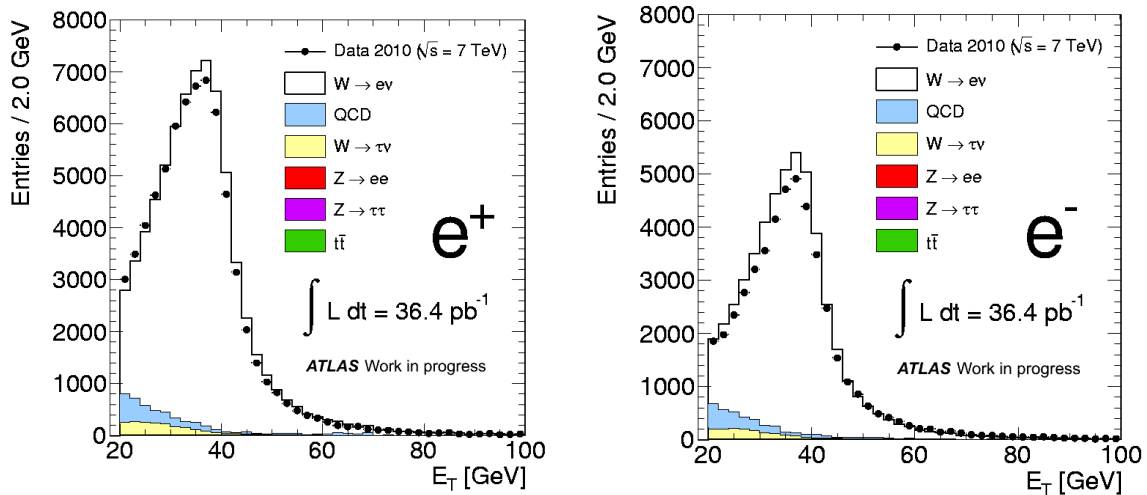


Figure 7.13 – Energie transverse des positrons (à gauche) et des électrons (à droite), avec 36 pb^{-1} de données.

EVOLUTION DU DÉCLENCHEMENT

Au début de la prise de données seul le déclenchement de niveau 1 était activé. Par ailleurs, on cherche à utiliser le déclenchement avec la coupure la plus basse et sans prescale. Le choix commun des groupes d'étude de la physique des bosons de jauge W et Z et du groupe de mesures électrofaible [249] a donc été d'utiliser le déclenchement L1_EM14 pour les données à basse luminosité et avant l'activation du déclenchement de niveau 3, soit 2% des données, et le déclenchement EF_e15_medium pour les données à plus haute luminosité, soit 98% des données. Pour la simulation Monte-Carlo, seul le déclenchement de niveau 1 L1_EM14 est appliqué. Dans les deux cas, l'efficacité du déclenchement au niveau du plateau, normalisée aux coupures hors-ligne, est supérieure à 99%, avec une erreur systématique associée inférieure à 1% [250]. Comme de plus on suppose que ces efficacités sont indépendantes de la charge, l'effet du déclenchement sur l'asymétrie est supposé négligeable.

EVOLUTION DE L'EMPILEMENT

Comme on l'a vu dans le paragraphe 6.3, l'augmentation de la luminosité instantanée, mais aussi le regroupement des paquets de protons en "trains", ont conduit à l'augmentation du phénomène d'empilement. La figure 7.14 montre la distribution du nombre de vertex pour les différentes périodes de prises de données, de mars à octobre 2011, et on peut voir que ce nombre de vertex augmente avec le temps. On peut aussi remarquer que la distribution pour la période I (soit 40% des données) est très proche de celle pour la simulation. De plus, à partir de la période G (soit 90% des données), les paquets de protons ont été regroupés en "trains". Par conséquent, en plus de l'empilement "en temps", c'est-à-dire que les interactions supplémentaires ont lieu pendant le même croisement de faisceau, de l'empilement "hors temps", c'est-à-dire entre protons appartenant à des paquets différents, peut se produire. Seul le premier type d'empilement est modélisé dans les simulations Monte-Carlo.

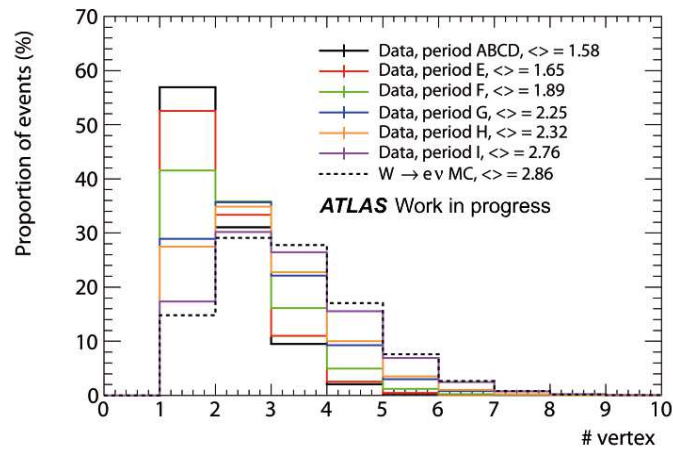


Figure 7.14 – Nombre de vertex primaires pour les différentes périodes de prise de données, et pour la simulation Monte-Carlo. Les nombres entre crochets correspondent à la moyenne des distributions. La courbe noire correspond à la distribution de la figure 6.4.

Afin de faire correspondre au mieux la modélisation de l'empilement dans les simulations aux données, des poids sont appliqués à la simulation, événement par événement, comme détaillé au paragraphe 6.3. Ces poids sont calculés pour chaque période et moyennés avec une pondération par la luminosité intégrée de chaque période (que l'on peut voir dans le tableau 2.2). Ces poids sont visibles dans le tableau 7.7.

Nombre de vertex primaires	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10 et +
Poids	1.63	1.11	0.86	0.72	0.65	0.63	0.63	0.74	0.75	1.60

Tableau 7.7 – Poids appliqué à la simulation Monte-Carlo avec empilement, appliqués à chaque événement, pour 36 pb^{-1} de données.

EVOLUTION DES ZONES À PROBLÈMES DU CALORIMÈTRE

Comme on l'a vu aux paragraphes 2.2.5 et 6.4.2, certaines zones du calorimètre n'étaient pas lues à cause des défaillances des câbles de transmission optique des FEBs. Ainsi, entre le

30 mars et le 28 octobre, le nombre de cellules à problèmes a augmenté d'un tiers, passant de 1.6% à 2.2% des cellules. Ces différents états du calorimètre sont enregistrés dans une base de données, et appliqués lors de la sélection des électrons. Pour calculer le nombre d'événements de bruit de fond non-QCD avec les simulations Monte-Carlo, toutes les configurations du calorimètre sont appliquées une à une aux échantillons Monte-Carlo, puis ce nombre d'événement est pondéré par la luminosité intégrée correspondant à chaque état. Comme pour l'empilement, l'état correspondant à la période I représente plus de la moitié des données, et donc domine la pondération.

date	30/03	18/05	25/05	26/06	10/07	12/07
% de cellules à problèmes	1.612	1.542	1.619	1.695	1.835	1.918
\mathcal{L} (nb ⁻¹)	8.6	7.2	2.0	65.4	27.7	1126.7
Fraction de la luminosité totale (poids appliqués)	0.0002	0.0002	0.0001	0.0018	0.0008	0.0309
date	17/08	22/09	03/10	08/10	11/10	22/10
% de cellules à problèmes	1.974	2.048	2.122	2.140	2.140	2.196
\mathcal{L} (nb ⁻¹)	1898.1	3650.9	4541.5	4052.6	1937.3	19098.9
Fraction de la luminosité totale (poids appliqués)	0.0521	0.1003	0.1247	0.1113	0.0532	0.5245

Tableau 7.8 – Nombre de cellules à problèmes dans le calorimètre à argon liquide à différentes dates de la prise de données en 2010, et la luminosité intégrée correspondant aux données enregistrées pour chaque état du détecteur.

STABILITÉ DE LA SÉLECTION

La figure 7.15 montre l'asymétrie "brute" (c'est-à-dire le nombre $\frac{N^+ - N^-}{N^+ + N^-}$ sans correction aucune), calculée pour chaque run, en fonction du temps. On peut voir que les résultats sont stables, et un ajustement linéaire des données donne un χ^2/ndf de 85.1/86.

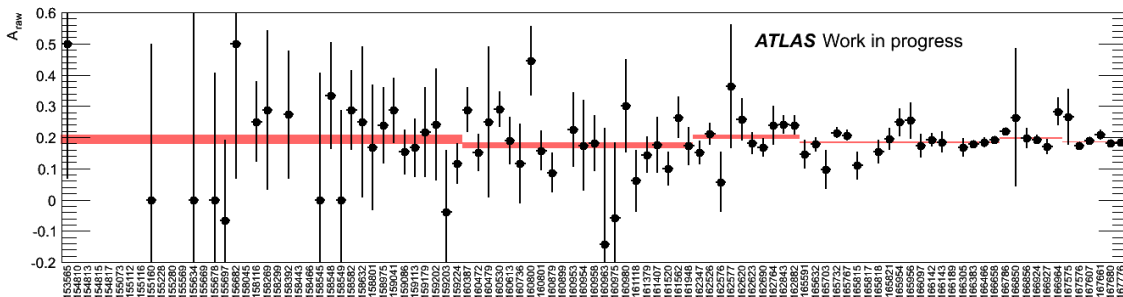


Figure 7.15 – Asymétrie de charge brute en fonction du temps, pour les périodes B à I. Chaque point correspond à un run avec son erreur statistique, et les rectangles rouges correspondent à la moyenne par période, de largeur égale à l'erreur statistique.

7.3.1.3 Binning

On a vu au paragraphe 7.1.3.2 que l'asymétrie de charge augmentait avec la rapidité, et en collisions p-p l'asymétrie est symétrique en η ; on a donc réalisé cette mesure en fonction

de la valeur absolue de la pseudo-rapidity de l'électron $|\eta|$. Comme la mesure est réalisée à la fois dans les canaux de désintégration $W \rightarrow e\nu$ et $W \rightarrow \mu\nu$, on a voulu choisir un binning commun aux deux canaux, qui tient compte des caractéristiques principales des détecteurs utilisés. Ainsi, la zone de transition du calorimètre électromagnétique définit deux bornes : $|\eta| = 1.37$ et $|\eta| = 1.52$, tandis que la limite du déclenchement du spectromètre à muons arrête la mesure à $|\eta| = 2.4$, et la zone de transition entre le tonneau et les bouchons du spectromètre à muons définit une borne à $|\eta| = 1.05$. En tenant compte de la quantité de données disponibles à la fois pour la mesure et pour l'évaluation des erreurs systématiques, 11 bins ont été choisis, 6 dans la partie appelée "tonneau" dans l'étude de la faisabilité de la mesure, 4 dans la partie appelée "bouchons", et un dans la zone de transition du calorimètre (qui n'est utilisée que dans le canal $W \rightarrow \mu\nu$), résumés dans le tableau 7.9.

	tonneau							bouchons				
Bornes des bins en $ \eta $	0.00	0.21	0.42	0.63	0.84	1.05	1.37	1.52	1.74	1.95	2.18	2.40

Tableau 7.9 – Limites des 11 bins (10 pour le canal électron) communs utilisés pour les mesures d'asymétrie dans les deux canaux $W \rightarrow e\nu$ et $W \rightarrow \mu\nu$.

7.3.1.4 Estimation du bruit de fond

BRUIT DE FOND NON-QCD

Comme précédemment, le bruit de fond non-QCD est estimé à partir des simulations Monte-Carlo. Pour faire correspondre l'influence de l'empilement entre les données et la simulation, les événements sont pondérés par les poids du tableau 7.7. Et pour tenir compte de l'évolution du nombre de cellules à problèmes dans le calorimètre, le nombre d'événements du bruit de fond est calculé pour les différentes configurations du calorimètre, puis moyenné en utilisant les poids détaillés dans le tableau 7.8.

Ce nombre d'événements est détaillé pour chaque échantillon Monte-Carlo par bin et par charge dans le tableau 7.10, et visible sur la figure 7.16.

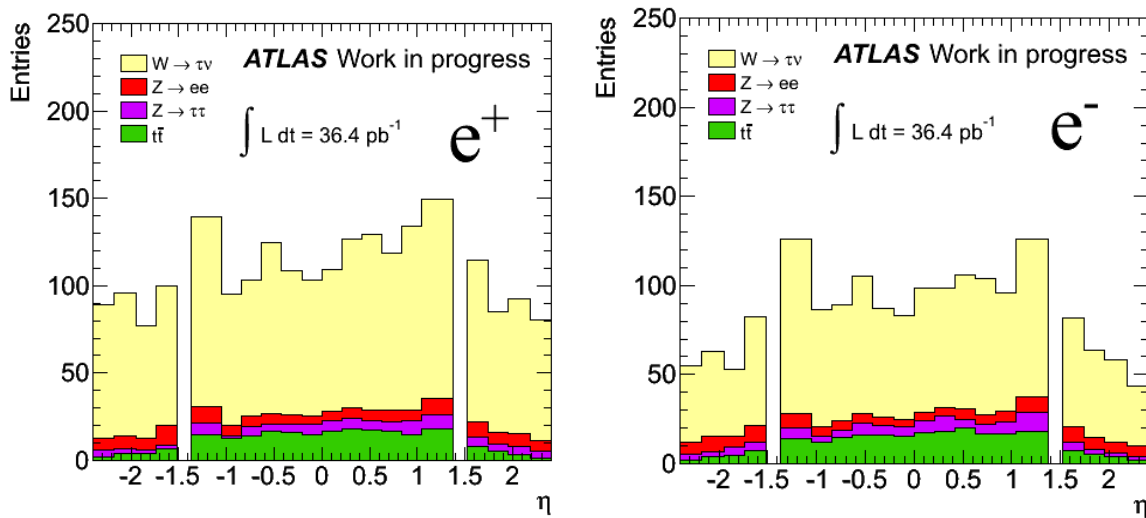


Figure 7.16 – Distributions de la pseudo-rapidity η des positrons (à gauche) et des électrons (à droite) pour les différents bruits de fond non-QCD, normalisés à 36 pb^{-1} de données.

Bornes en η	e^+				e^-				$\frac{\Delta A}{A}$ (%)
	$W \rightarrow \tau\nu$	$t\bar{t}$	$Z \rightarrow ee$	$Z \rightarrow \tau\tau$	$W \rightarrow \tau\nu$	$t\bar{t}$	$Z \rightarrow ee$	$Z \rightarrow \tau\tau$	
0.0 – 0.21	161.9	31.3	10.1	11.6	130	32.5	8.8	12.2	0.3
0.21 – 0.42	179.6	34.1	11.5	10.4	129.6	34.2	10.3	14.4	0.1
0.42 – 0.63	203	34.4	12.1	11.7	152.9	36.1	11.7	10.9	0.2
0.63 – 0.84	171.5	31	13.6	11.3	147.9	32	11.4	8.4	0.3
0.84 – 1.05	177.6	27.2	12.5	8.6	126.8	27.7	12	9.2	0.2
1.05 – 1.37	209	30.3	17.3	14.9	174.4	30	16.6	15.2	0.3
1.52 – 1.74	161.8	14.2	19.9	7.6	117.3	13.7	18.4	8.4	0.3
1.74 – 1.95	126.8	8.8	12.9	6	82.4	9.3	12	7.4	0.1
1.95 – 2.18	165.4	7.6	15.6	8.5	101.4	8.4	15	6.4	0.1
2.18 – 2.4	142.9	4.1	12.9	8.1	77.1	4.1	12.9	6.8	0.1

Tableau 7.10 – Bruit de fond non-QCD par charge et par bin, ainsi que l'erreur relative sur l'asymétrie due à ce bruit de fond, pour $\mathcal{L} = 36 \text{ pb}^{-1}$.

L'erreur systématique sur ce bruit de fond est de 14% : 11% d'incertitude sur le calcul de la luminosité^{iv}, 3% d'incertitude sur les prédictions théoriques des sections efficaces, 5% d'incertitude sur les PDFs comme pour la mesure de faisabilité, et 6% d'incertitude due à l'identification des électrons, et détaillée au paragraphe 7.3.2.3. L'effet sur l'asymétrie est encore une fois très faible, de l'ordre de **0.1 à 0.3%** (le détail pour chaque bin est donné dans le tableau 7.10).

BRUIT DE FOND QCD

Le bruit de fond QCD est estimé à partir des données par la méthode décrite au paragraphe 6.4.5. Ce bruit de fond est estimé pour chaque bin en η , et pour chaque charge. On peut voir sur la figure 7.17 la distribution en fonction de η des bruits de fond estimés. Ces bruits de fond sont similaires pour les 2 côtés du détecteur, ainsi que pour les deux charges. On constate aussi que le bruit de fond augmente globalement avec $|\eta|$. Les résultats de l'estimation de ce bruit de fond en bins de $|\eta|$, avec l'erreur statistique et systématique, ainsi que l'impact sur l'asymétrie sont résumés dans le tableau 7.11. L'erreur systématique a été déterminée avec les méthodes détaillées au paragraphe 6.4.5, mais uniquement en bins de $|\eta|$, et avec deux charges mélangées, afin d'avoir une statistique suffisante. Puisque le bruit de fond QCD augmente avec $|\eta|$, les ajustements sont plus robustes, et donc les erreurs systématiques diminuent. Les distributions de E_T^{miss} et le nombre de bruit de fond estimé ont aussi été comparés à un échantillon Monte-Carlo d'événements di-jet (similaire à celui du tableau 6.2, avec 40 millions d'événements), et l'accord est raisonnable entre les deux, ce qui confirme les résultats trouvés.

L'impact de l'incertitude de ce bruit de fond sur l'asymétrie est faible, de l'ordre de **1%**.

RÉSUMÉ

Le tableau 7.12 résume, pour chaque bin et par charge, le nombre d'événements observés dans les données, et le nombre d'événements de bruit de fond qui leur est soustrait pour le calcul de l'asymétrie avec la formule 7.7.

iv. au moment de la mesure, elle était toujours de 11%, et pas 3.4%.

Bornes en η	e^+			e^-			$\frac{\Delta A}{A}$ (%)
	N^{QCD}	err stat (%)	err syst (%)	N^{QCD}	err stat (%)	err syst	
0.0 – 0.21	112.4	9.0	31.8	133.1	7.2	31.8	1.1
0.21 – 0.42	128.3	7.8	30.4	140.8	6.7	30.4	0.9
0.42 – 0.63	171.2	6.4	21.9	190.4	5.4	21.9	0.9
0.63 – 0.84	214.4	5.6	14.3	238.1	4.5	14.3	0.7
0.84 – 1.05	256.4	4.7	11.6	275.4	3.9	11.6	0.6
1.05 – 1.37	321.3	4.2	14.2	349.6	3.5	14.2	0.7
1.52 – 1.74	279.1	4.7	9.8	289.6	3.9	9.8	0.6
1.74 – 1.95	229.0	4.6	12.5	217.3	4.1	12.5	0.6
1.95 – 2.18	432.0	3.1	8.8	389.7	2.9	8.8	0.6
2.18 – 2.4	451.1	2.9	9.4	423.9	2.8	9.4	0.9

Tableau 7.11 – Bruit de fond QCD mesuré par charge et par bin, avec les erreurs statistiques et systématiques sur la mesure, ainsi que l'erreur relative sur l'asymétrie due à ce bruit de fond, pour $\mathcal{L} = 36 \text{ pb}^{-1}$ [251].

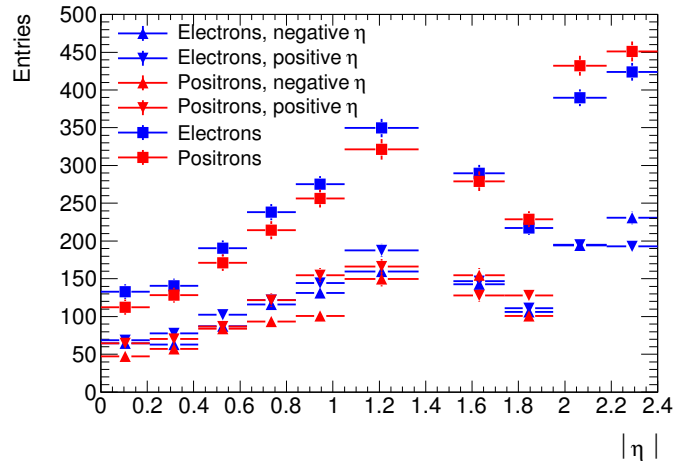


Figure 7.17 – Nombre d'événements de bruit de fond QCD, estimé en fonction de $|\eta|$, pour les électrons (en bleu) et les positrons (à droite), et pour les valeurs de η négatives et positives séparément. Les barres d'erreur correspondent à l'erreur statistique due à l'ajustement, pour $\mathcal{L} = 36 \text{ pb}^{-1}$ [251].

Bornes en η	e^+				e^-			
	Evénements observés	Bruit de fond			Evénements observés	Bruit de fond		
		non-QCD	QCD	total		non-QCD	QCD	total
0.0 – 0.21	5933	214.8	112.4	327.2	4524	183.4	133.1	316.5
0.21 – 0.42	6505	235.5	128.3	363.8	4893	188.6	140.8	329.4
0.42 – 0.63	7204	261.1	171.2	432.3	5399	211.7	190.4	402.1
0.63 – 0.84	7152	227.4	214.4	441.8	5155	199.8	238.1	437.9
0.84 – 1.05	7369	225.8	256.4	482.2	4969	175.7	275.4	451.1
1.05 – 1.37	10114	271.6	321.3	592.9	6956	236.1	349.6	585.7
1.52 – 1.74	6387	203.5	279.1	482.6	4083	157.9	289.6	447.5
1.74 – 1.95	5692	154.4	229	383.4	3583	111.1	217.3	328.4
1.95 – 2.18	6913	197	432	629	4120	131.3	389.7	521
2.18 – 2.4	5281	168.1	451.1	619.2	3137	100.8	423.9	524.7

Tableau 7.12 – Résumé du nombre d'événements observés, et du nombre d'événements de bruit de fond prédits (non-QCD) ou mesurés (QCD), par charge et pour chaque bin en η , pour $\mathcal{L} = 36 \text{ pb}^{-1}$.

7.3.2 Reconstruction et identification des électrons, facteur C_W

7.3.2.1 Les termes d'efficacité C_W

Les facteurs C_W utilisés pour estimer les sections efficaces fiducielles selon la formule 7.7 sont calculés à partir d'un échantillon Monte-Carlo d'événements $W \rightarrow e\nu$, comme décrit au paragraphe 6.5.3. Ces valeurs sont résumées dans le tableau 7.13, et on peut voir que la différence entre charges positives et négatives est inférieure à 2%. Comme discuté lors de l'étude de faisabilité de la mesure, plus que les valeurs absolues, ce sont les différences entre électrons et positrons qui sont importantes pour la mesure de l'asymétrie. Les facteurs C_W peuvent être décomposés en plusieurs composantes : efficacité de déclenchement, efficacité de reconstruction, més-identification de la charge et efficacité d'identification. Comme ces quatre composantes sont calculées majoritairement à partir de variables calorimétriques, ces différences d'efficacité entre charge sont faibles (par rapport à celles dans le canal $W \rightarrow \mu\nu$ par exemple). On a vu précédemment que l'on pouvait négliger les différences dans les efficacités de déclenchement. De plus, les efficacités de reconstruction sont en accord avec la simulation [250] (avec une erreur systématique de 1.5%). La més-identification de la charge et l'incertitude sur l'identification des électrons sont détaillées dans les paragraphes suivants.

Bornes en η	C_W pour e^+	C_W pour e^-	différence relative (%)
0.0 – 0.21	0.652 ± 0.003	0.652 ± 0.004	0.0 ± 0.7
0.21 – 0.42	0.710 ± 0.003	0.707 ± 0.004	0.5 ± 0.6
0.42 – 0.63	0.774 ± 0.003	0.767 ± 0.003	1.0 ± 0.6
0.63 – 0.84	0.735 ± 0.003	0.746 ± 0.003	-1.6 ± 0.6
0.84 – 1.05	0.705 ± 0.003	0.712 ± 0.004	-1.1 ± 0.7
1.05 – 1.37	0.617 ± 0.003	0.618 ± 0.003	-0.2 ± 0.7
1.52 – 1.74	0.596 ± 0.003	0.592 ± 0.004	0.7 ± 0.8
1.74 – 1.95	0.550 ± 0.003	0.539 ± 0.004	1.9 ± 1.0
1.95 – 2.18	0.598 ± 0.003	0.591 ± 0.004	1.2 ± 0.9
2.18 – 2.4	0.535 ± 0.003	0.541 ± 0.004	-1.2 ± 1.0

Tableau 7.13 – Facteurs C_W calculés avec un échantillon Monte-Carlo $W \rightarrow e\nu$, par charge et par bin de $|\eta|$. Les erreurs ici sont statistiques uniquement.

7.3.2.2 Més-identification de la charge

La charge de l'électron peut être mal identifiée lorsque la trace associée à l'amas n'est pas la bonne. Ceci est dû majoritairement au rayonnement de freinage des électrons et à la conversion des photons. Lorsque l'on augmente la sévérité de l'identification des électrons, des critères sur la qualité de la trace, la correspondance trace-amas et les conversions sont ajoutées (comme détaillé au paragraphe 5.3.1), et donc la més-identification diminue. A cause de ces critères d'identification, l'efficacité d'identification d'un électron associé à une mauvaise trace est très inférieure à celle d'un électron associé à une bonne trace. De plus, comme plus de W^+ sont produits que de W^- , même si la probabilité d'associer la mauvaise trace est la même entre électrons et positrons, il y aura plus de W^+ identifiés comme des W^- que l'inverse, et donc les facteurs $C_{W_{e^+}}$ et $C_{W_{e^-}}$ sont différents.

Afin de mesurer ces més-identifications, une méthode "tag-and-probe" avec des événements

$Z \rightarrow ee$ est utilisée. Les deux électrons passent les coupures utilisées pour les études avec le boson W, et l'électron *tag* est en plus dans la zone $|\eta| < 1.37$ où la més-identification est plus faible. On demande aussi que la masse m_{ee} de la paire d'électrons soit comprise entre 80 et 100 GeV, et le bruit de fond est soustrait à l'aide d'une méthode de "side-band". La charge est més-identifiée quand la charge de l'électron *probe* est du même signe que l'électron *tag*. La probabilité de més-identification est définie par le rapport $\epsilon^\pm = N_{mauvaisecharge}^\pm / N_{total}^\pm$. La figure 7.18 à gauche montre la probabilité de més-identification pour les données et la simulation. Cette probabilité est comprise entre 0.2% et 2.5%, et elle augmente avec la pseudo-rapidité. On observe un bon accord entre les données et la simulation. De plus, les probabilités sont identiques entre électrons et positrons dans la simulation. Puisque cette més-identification de la charge est correctement décrite par la simulation, elle sera correctement tenue en compte par les facteurs C_W .

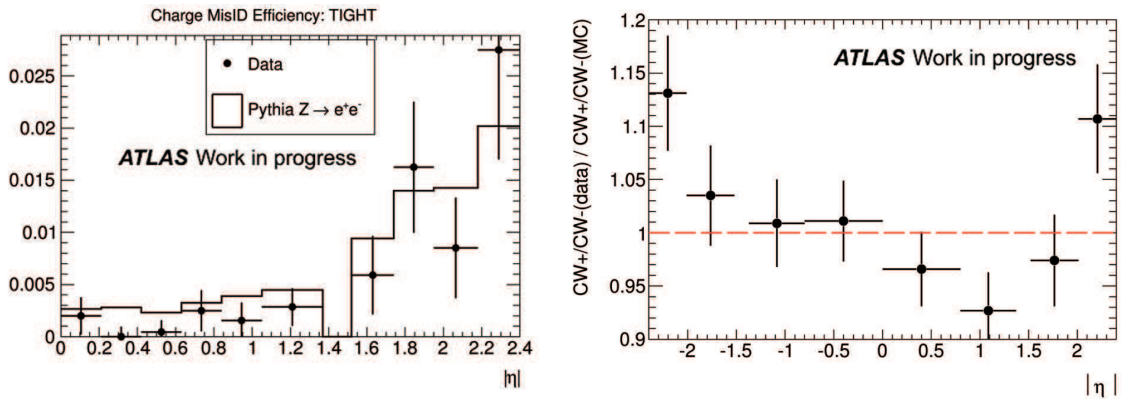


Figure 7.18 – A gauche, més-identification de la charge en fonction de la pseudo-rapidité, pour les données et la simulation. A droite, double rapport $(\epsilon^+/\epsilon^-(données))/((\epsilon^+/\epsilon^-(MC)))$ de l'efficacité d'identification des électrons [251].

7.3.2.3 Identification des électrons

Avec l'ensemble des données enregistrées en 2010, il est possible de mesurer l'efficacité d'identification des électrons à l'aide de méthodes "tag-and-probe" avec des événements $W \rightarrow e\nu$ en plusieurs régions de η .

Les résultats pour les données et l'échantillon Monte-Carlo d'événements $W \rightarrow e\nu$ sont montrés dans le tableau 7.14, pour des valeurs de η utilisées par le groupe de performance [250]. On peut voir des différences entre données et Monte-Carlo, et le rapport d'efficacité est habituellement utilisé pour corriger la simulation. Cependant, comme on constate également des différences entre électrons et positrons, il a été décidé de ne pas appliquer cette correction aux données, mais d'utiliser les différences données/simulation et positrons/électrons comme erreur systématique. Pour cela, on calcule le double rapport des efficacités : $\frac{\epsilon^+/\epsilon^-(données)}{\epsilon^+/\epsilon^-(MC)}$, qui est visible dans le tableau 7.15 et sur la figure 7.18 à droite. Comme le binning est différent entre le groupe de performance et la mesure d'asymétrie, les efficacités sont moyennées avec comme pondération la fraction respective des efficacités mesurées dans chaque bin. On voit que ce rapport diffère de l'unité, en particulier à grand η et qu'il n'est pas symétrique en η . La différence entre ce rapport et l'unité (moyenné en valeur absolue de η) est utilisée comme erreur systématique due à l'identification de l'électron. Cette incertitude est la principale erreur systématique de la mesure d'asymétrie, comprise entre 6 et 20%.

Depuis que cette mesure a été faite, on n'observe plus de différence entre positrons et électrons lorsque les données sont reconstruites avec une version plus récente de la reconstruction

des événements [99]. On pense que la différence visible ici est due à des problèmes d'alignement.

	C_W pour e^+ (%)		C_W pour e^- (%)	
	données	MC	données	MC
$-2.4 < \eta < -2.01$	70.3 ± 2.2	69.7 ± 0.4	64.5 ± 2.3	72.4 ± 0.5
$-2.01 < \eta < -1.52$	72.1 ± 2.2	72.6 ± 0.3	67.8 ± 2.3	70.7 ± 0.3
$-1.37 < \eta < -0.80$	79.4 ± 2.2	79.1 ± 0.3	79.2 ± 2.3	79.6 ± 0.3
$-0.80 < \eta < 0.00$	82.6 ± 2.1	83.9 ± 0.2	82.7 ± 2.2	85.0 ± 0.2
$0.00 < \eta < 0.80$	83.6 ± 2.1	86.0 ± 0.2	84.3 ± 2.2	83.7 ± 0.2
$0.80 < \eta < 1.37$	78.6 ± 2.2	78.6 ± 0.3	82.6 ± 2.3	76.7 ± 0.3
$1.52 < \eta < 2.01$	71.1 ± 2.2	72.3 ± 0.3	72.7 ± 2.3	72.1 ± 0.3
$2.01 < \eta < 2.4$	73.3 ± 2.2	72.2 ± 0.4	66.6 ± 2.3	72.6 ± 0.5

Tableau 7.14 – Efficacités d'identification mesurées avec une méthode tag-and-probe sur les événements $W \rightarrow e\nu$ dans les données, et prédites par la simulation, par bin de η et par charge [250].

Bornes en η	Ecart de ϵ^+/ϵ^- (données)/((ϵ^+/ϵ^- (MC)) par rapport à 1	$\frac{\Delta A}{A}$ (%)
0.0 – 0.21	0.027	8.7
0.21 – 0.42	0.027	8.6
0.42 – 0.63	0.027	8.5
0.63 – 0.84	0.029	8.1
0.84 – 1.05	0.040	11.7
1.05 – 1.37	0.040	12.5
1.52 – 1.74	0.031	6.2
1.74 – 1.95	0.031	6.3
1.95 – 2.18	0.098	16.8
2.18 – 2.4	0.122	19.2

Tableau 7.15 – Double rapport (ϵ^+/ϵ^- (données)/((ϵ^+/ϵ^- (MC))), son écart par rapport à l'unité, et l'erreur relative induite sur l'asymétrie, par bin de $|\eta|$.

7.3.3 Echelle d'énergie des électrons

Encore une fois, dans cette mesure, l'échelle d'énergie des électrons n'est pas corrigée, et l'incertitude sur cette échelle d'énergie est de 3%, comme décrit au paragraphe 6.5.3.2. Comme la statistique de l'échantillon Monte-Carlo utilisée n'est pas suffisante pour calculer l'incertitude sur l'asymétrie de cette échelle d'énergie pour chaque région de η , celle-ci est calculée pour la région "tonneau" et la région "bouchon" uniquement. On trouve que l'incertitude sur l'asymétrie est de 2.5% et 1.5% dans ces deux régions respectivement. Ces valeurs sont légèrement supérieures à celles calculées lors de l'étude de faisabilité (1.5% et 0.6% pour le tonneau et les bouchons respectivement), à cause de l'accroissement de l'empilement.

7.3.4 Énergie transverse manquante

Dans la mesure de section efficace de production du boson W, on avait trouvé que l'incertitude due à l'énergie transverse manquante était de 2% (paragraphe 6.5.3.3). Mais dans une mesure d'asymétrie, la plupart des incertitudes devraient s'annuler, puisque indépendantes de la charge. De plus, dans une topologie simple comme un événement $W \rightarrow e\nu$, la majorité de l'énergie transverse manquante provient de l'énergie transverse de l'électron, comme on peut le voir sur la figure 7.19. Afin de ne pas comptabiliser deux fois l'erreur due à l'électron, il convient d'enlever sa contribution, c'est-à-dire d'étudier la variable p_T^W .

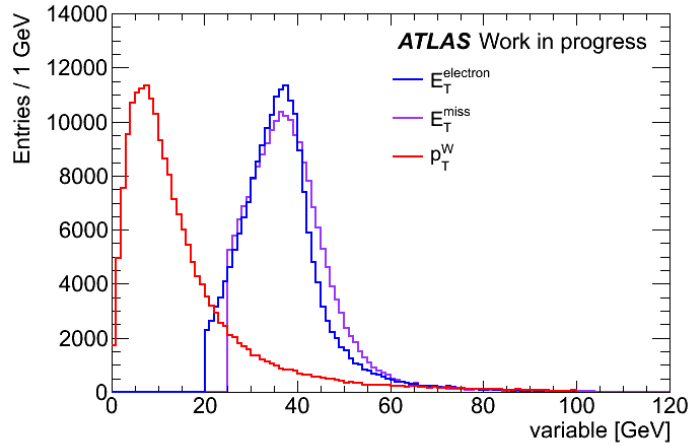


Figure 7.19 – Distributions E_T , E_T^{miss} et p_T^W , pour les événements Monte-Carlo $W \rightarrow e\nu$, après toutes les coupures de sélection.

La figure 7.20 montre les distributions de l'énergie transverse de l'électron E_T , de l'énergie transverse manquante E_T^{miss} , de l'impulsion transverse du boson W p_T^W , et de l'asymétrie "brute" en fonction de p_T^W par charge, au niveau de la vérité et de la reconstruction, après toutes les coupures de sélection. On peut voir sur les deux premières distributions des différences entre W^+ et W^- , à cause des coupures cinématiques sur ces variables. En revanche, la distribution de p_T^W montre un très bon accord entre les distributions pour les charges positives et négatives, que ce soit au niveau de la vérité ou après reconstruction. De plus, on peut voir sur la distribution de l'asymétrie "brute" que celle-ci ne dépend pas de p_T^W . On peut donc conclure que l'erreur systématique sur la mesure d'asymétrie due à l'énergie transverse manquante est négligeable, toutes les erreurs ayant déjà été prises en compte dans les erreurs dues à l'électron.

7.3.5 Résultats

En utilisant les valeurs du bruit de fond et des facteurs C_W , il est possible de calculer les sections efficaces fiducielles, ainsi que l'asymétrie de charge leptonique, pour les différentes régions de pseudo-rapidité de l'électron.

7.3.5.1 Résumé des erreurs systématiques

Les erreurs systématiques, détaillées dans les paragraphes précédents, sont résumées dans le tableau 7.16 et la figure 7.21 à gauche. La source d'erreur principale provient de l'identification des électrons, avec des erreurs allant jusqu'à 20%, puis l'incertitude sur l'échelle d'énergie des électrons, tandis que l'incertitude due au bruit de fond est beaucoup plus faible, inférieure au pourcent.

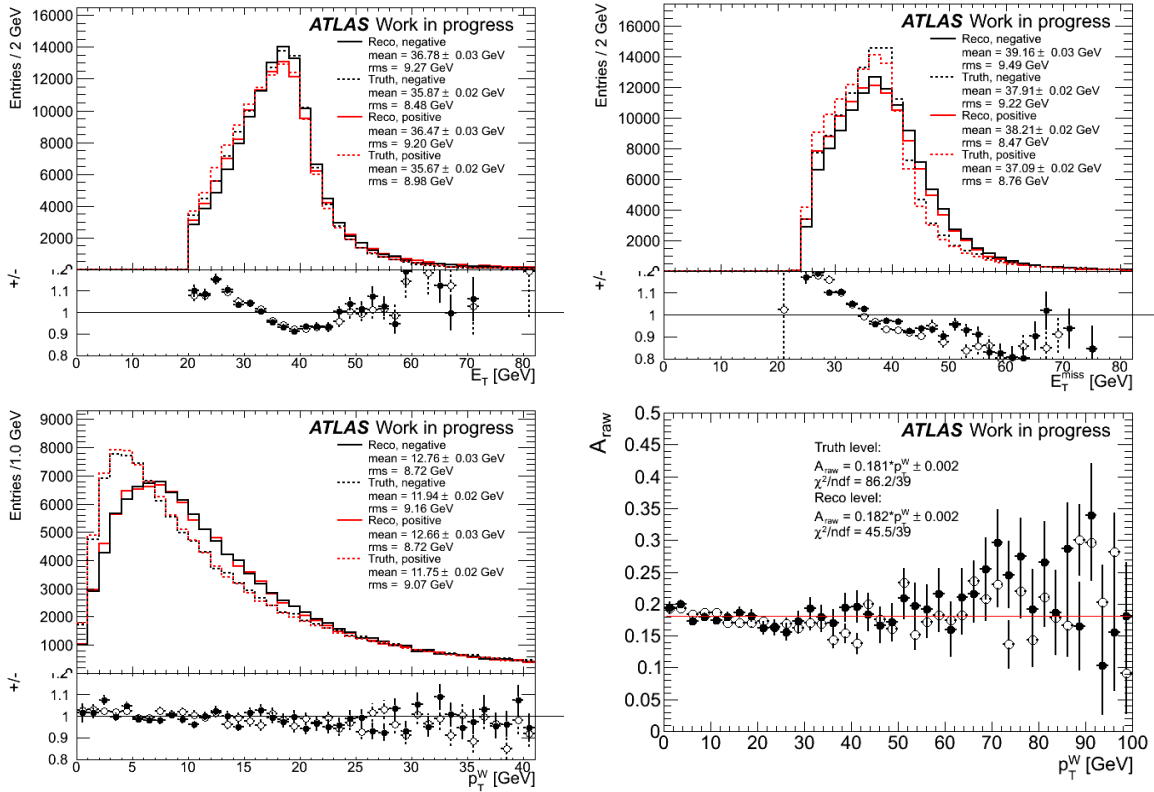


Figure 7.20 – Energie transverse E_T de l'électron, E_T^{miss} et impulsion transverse p_T^W des événements contenant un boson W^+ (en rouge) ou W^- (en noir), et asymétrie brute en fonction de p_T^W , pour les événements Monte-Carlo $W \rightarrow e\nu$. Les lignes pointillées et symboles ouverts correspondent à la vérité Monte-Carlo, et les lignes continues et symboles pleins aux niveau reconstruit.

Les erreurs statistiques et totales sont également indiquées dans le tableau 7.16 et la figure 7.21 à droite. Contrairement à l'étude à 315 nb^{-1} , la mesure est dominée par l'erreur systématique.

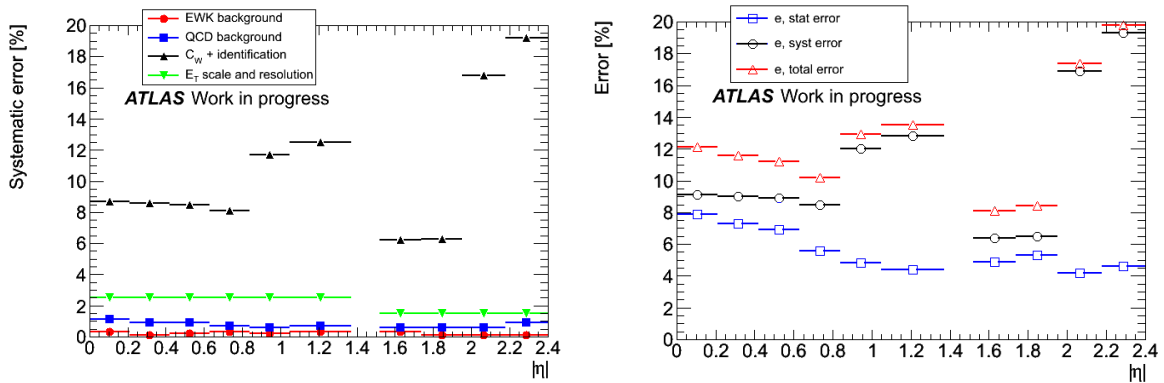


Figure 7.21 – A gauche, erreurs systématiques relatives suivant les différentes sources d'erreur ; les ronds rouges, carrés bleus, triangles noirs et triangles inversés verts correspondent aux erreurs dues au bruit de fond électrofaible, au bruit de fond QCD, à l'identification des électrons et à l'échelle d'énergie et la résolution respectivement. A droite, erreurs statistiques (carrés bleus), systématiques (ronds noirs) et totales (triangles rouges), en fonction de la pseudo-rapidité.

$\delta A/A$ (%)	$0 < \eta < 0.21$	$0.21 < \eta < 0.42$	$0.42 < \eta < 0.63$	$0.63 < \eta < 0.84$	$0.84 < \eta < 1.05$
Bruit de fond QCD	1.1	0.9	0.9	0.7	0.6
Bruit de fond non-QCD	0.3	0.1	0.2	0.3	0.2
Identification de l'électron	8.7	8.6	8.5	8.1	11.7
Echelle d'énergie de l'électron	2.5	2.5	2.5	2.5	2.5
Erreur systématique totale	9.1	9	8.9	8.5	12
Erreur statistique	7.9	7.3	6.9	5.6	4.8
Erreur totale	12.1	11.6	11.2	10.2	12.9
$\delta A/A$ (%)	$1.05 < \eta < 1.37$	$1.52 < \eta < 1.74$	$1.74 < \eta < 1.95$	$1.95 < \eta < 2.18$	$2.18 < \eta < 2.4$
Bruit de fond QCD	0.7	0.6	0.6	0.6	0.9
Bruit de fond non-QCD	0.3	0.3	0.1	0.1	0.1
Identification de l'électron	12.5	6.2	6.3	16.8	19.2
Echelle d'énergie de l'électron	2.5	1.5	1.5	1.5	1.5
Erreur systématique totale	12.8	6.4	6.5	16.9	19.3
Erreur statistique	4.4	4.9	5.3	4.2	4.6
Erreur totale	13.5	8.1	8.4	17.4	19.8

Tableau 7.16 – Erreurs systématiques relatives sur la mesure d'asymétrie, pour les différentes sources d'erreur, ainsi que les erreurs statistiques et totales, pour les différentes régions de η .

7.3.5.2 Résultats avec 36 pb^{-1}

Les résultats du calcul de l'asymétrie de charge leptonique du boson W dans le canal $W \rightarrow e\nu$ sont présentés dans le tableau 7.17 et la figure 7.22. La valeur intégrée, en combinant les valeurs des différents bins en $|\eta|$ est :

$$A_e(\text{intégré}) = 0.201 \pm 0.003 \text{ (stat)} \pm 0.023 \text{ (syst)}$$

Ces résultats sont comparés aux prédictions avec différents PDFs (HERAPDF1.0, CTEQ6.6 et MSTW08), comme cela avait été fait pour l'étude de faisabilité au paragraphe 7.2.3. On peut voir des différences entre les prédictions, en particulier à basse pseudo-rapidité, mais les données sont compatibles avec toutes.

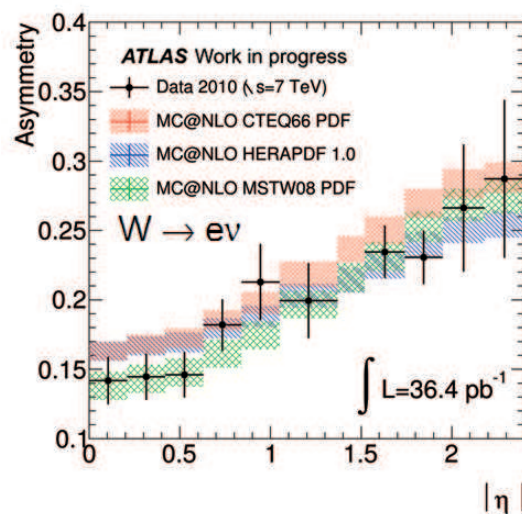


Figure 7.22 – Asymétrie de charge leptonique du boson $W \rightarrow e\nu$ en fonction de $|\eta|$, pour les données et pour les prédictions avec différents ensembles de PDFs.

Bornes en η	A_e	σ_{stat}	σ_{syst}	σ_{tot}	MSTW08	CTEQ6.6	HERAPDF1.0
0.0 – 0.21	0.142	0.011	0.013	0.017	$0.142^{+0.006}_{-0.014}$	$0.164^{+0.006}_{-0.007}$	$0.163^{+0.007}_{-0.007}$
0.21 – 0.42	0.145	0.011	0.013	0.017	$0.147^{+0.007}_{-0.014}$	$0.168^{+0.006}_{-0.007}$	$0.167^{+0.007}_{-0.007}$
0.42 – 0.63	0.146	0.010	0.013	0.016	$0.151^{+0.007}_{-0.013}$	$0.173^{+0.006}_{-0.007}$	$0.169^{+0.007}_{-0.007}$
0.63 – 0.84	0.182	0.010	0.015	0.019	$0.163^{+0.008}_{-0.012}$	$0.186^{+0.007}_{-0.008}$	$0.179^{+0.008}_{-0.007}$
0.84 – 1.05	0.213	0.010	0.025	0.027	$0.176^{+0.009}_{-0.012}$	$0.198^{+0.007}_{-0.008}$	$0.188^{+0.008}_{-0.008}$
1.05 – 1.37	0.199	0.009	0.026	0.027	$0.197^{+0.010}_{-0.010}$	$0.219^{+0.008}_{-0.010}$	$0.203^{+0.009}_{-0.008}$
1.52 – 1.74	0.235	0.011	0.015	0.019	$0.230^{+0.012}_{-0.010}$	$0.251^{+0.009}_{-0.011}$	$0.224^{+0.009}_{-0.009}$
1.74 – 1.95	0.231	0.012	0.015	0.019	$0.251^{+0.013}_{-0.009}$	$0.270^{+0.010}_{-0.011}$	$0.239^{+0.010}_{-0.009}$
1.95 – 2.18	0.266	0.011	0.045	0.047	$0.266^{+0.014}_{-0.010}$	$0.284^{+0.010}_{-0.011}$	$0.251^{+0.009}_{-0.010}$
2.18 – 2.4	0.287	0.013	0.055	0.057	$0.272^{+0.015}_{-0.011}$	$0.288^{+0.009}_{-0.010}$	$0.255^{+0.009}_{-0.010}$

Tableau 7.17 – Mesure d’asymétrie de charge leptonique du boson W pour différentes pseudo-rapidités de l’électron, avec les erreurs statistique σ_{stat} , systématique σ_{sys} et totale σ_{tot} . Les valeurs prédites pour différents ensembles de PDFs sont données par comparaison.

La mesure présentée ici n’a pas pu être acceptée à temps pour publication par la collaboration ATLAS, à cause des différences dans les efficacités d’identification entre électrons et positrons sont comprises. Néanmoins, une mesure similaire, avec une luminosité intégrée de 31 pb^{-1} , mais dans le canal $W \rightarrow \mu\nu$ a été publiée [252].

7.3.5.3 Premiers résultats officiels d’ATLAS dans le canal $W \rightarrow \mu\nu$

Dans ce canal, la principale source d’erreur systématique provient de l’efficacité du déclenchement, de l’ordre de 6-7% dans la partie "tonneau" du spectromètre à muons, et de l’ordre de 2-3% dans la partie "bouchons". Les erreurs d’identification sont importantes près de $\eta = 0$ (de l’ordre de 7%) et près de la région de transition à $\eta = 1.05$ (de l’ordre de 3%), alors qu’elles sont de l’ordre de 1-2% ailleurs. L’erreur due à l’échelle d’énergie et à la résolution des muons est elle du même ordre de grandeur que celle due au bruit de fond QCD, de l’ordre de 1-2%, tandis que l’erreur due au bruit de fond non-QCD, comme pour le canal électron, est inférieure à 1%.

On peut voir le résultat de cette mesure sur la figure 7.23 à gauche. Les valeurs mesurées sont compatibles avec les prédictions. Un test du χ^2 en utilisant les incertitudes de mesure et la valeur centrale des prédictions donnent des valeurs de χ^2/ndf de 9.16/11, 35.81/11, et 27.31/11 pour les ensembles de PDFs CTEQ6.6, HERAPDF1.0, et MSTW08 respectivement.

7.3.5.4 Derniers résultats officiels d’ATLAS.

L’asymétrie de charge a été recalculée à partir des mesures de sections efficaces différentielles des bosons W^+ et W^- [217]. Comme on l’a vu au paragraphe 6.7, plusieurs améliorations ont été effectuées, qui ont aussi un impact sur la mesure d’asymétrie. En particulier, on a vu que l’échelle d’énergie des électrons est connue avec une précision de l’ordre de 1%, et qu’elle est corrigée. Par ailleurs, l’efficacité d’identification est connue avec une meilleure précision, elle est corrigée dans la simulation. De plus, la différence d’efficacité entre électrons et positrons a diminué, grâce à un meilleur alignement du détecteur interne. On voit sur la figure 7.23 à droite le rapport entre les efficacités d’identification pour les positrons et pour les électrons, mesurées avec l’ensemble des données de 2010. On constate que ce rapport est plus proche de 1 avec

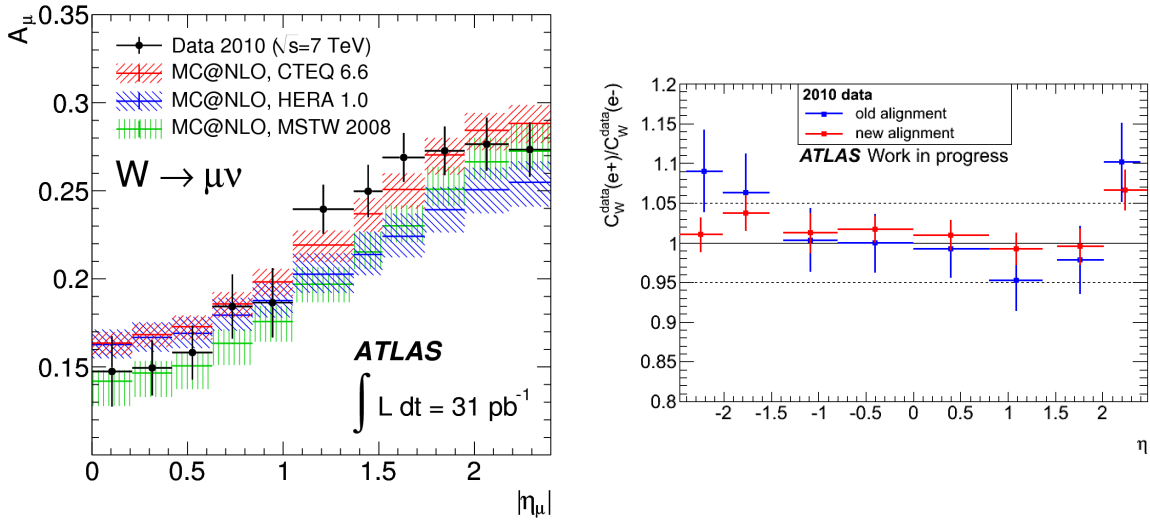


Figure 7.23 – A gauche, asymétrie de charge du boson $W \rightarrow \mu\nu$ en fonction de $|\eta|$, pour les données et les prédictions avec différents ensembles de PDFs. A droite, rapport des efficacités d’identification pour les positrons et les électrons pour les données, pour différents alignements du détecteur interne. Les valeurs pour l’ancien alignement (en bleu) sont tirées du tableau 7.14, et les valeurs pour le nouvel alignement (en rouge) de [99].

le nouvel alignement, ce qui diminue l’erreur systématique due à l’identification des électrons. L’erreur systématique sur la mesure d’asymétrie passe de 6-20% à 6-11%, avec l’amélioration la plus forte à grande pseudo-rapacité et avant la zone de transition, régions pour laquelle la matière avant le calorimètre est la plus importante. La figure 7.24 à gauche montre l’asymétrie de charge en fonction de la pseudo-rapacité dans le canal électron, pour la mesure présentée dans ce document, et pour la dernière mesure présentée dans [217]. On peut constater que les deux mesures sont compatibles, même si la plupart des erreurs systématiques ont diminué. On peut voir le résultat pour la combinaison des canaux électrons et muon sur la figure 7.24 à droite, ainsi que les prédictions avec différents ensembles de PDFs. On constate encore une fois que les mesures sont compatibles avec toutes les prédictions, même si l’accord est meilleur avec ABKM09 et HERAPDF1.5.

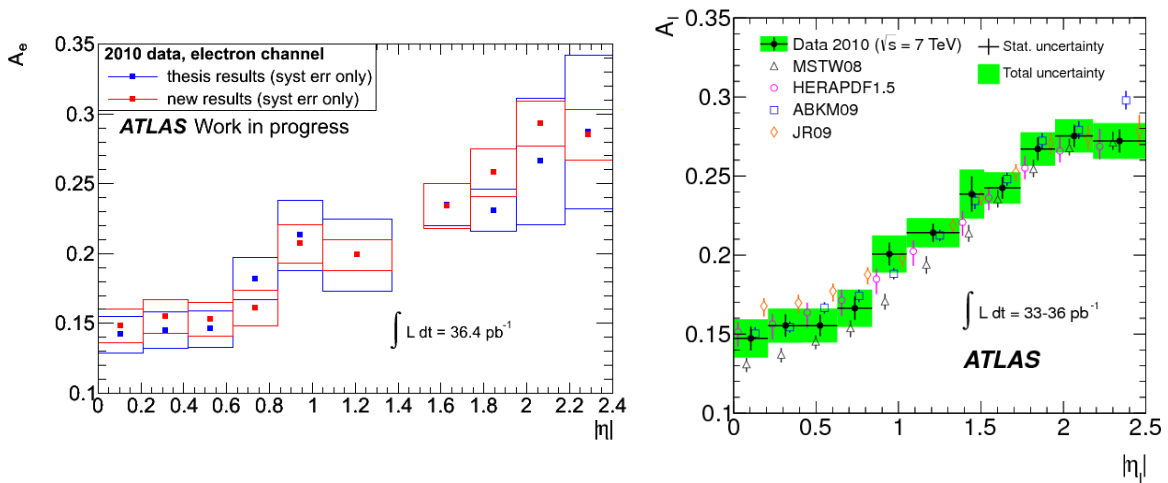


Figure 7.24 – Asymétrie de charge en fonction de la pseudo-rapacité. A gauche, pour le canal électron, avec les résultats présentés ici en bleu et ceux présentés dans [217] en rouge, avec uniquement les erreurs systématiques. A droite, pour la combinaison des deux canaux, et avec les mesures comparées aux prédictions de différents ensembles de PDFs.

7.3.6 Résultats des autres expériences du LHC

7.3.6.1 De l'expérience CMS

La mesure d'asymétrie de charge leptonique a également été réalisée avec l'expérience CMS, avec 36 pb^{-1} de données [242]. Comme l'expérience ATLAS, elle est effectuée dans une région en pseudo-rapidité du lepton inférieure à 2.4 (avec 6 bins), mais elle a été mesurée pour deux gammes d'impulsion transverse du lepton, $p_T^{\ell} > 25 \text{ GeV}$ et $p_T^{\ell} > 30 \text{ GeV}$, puisque l'on a vu au paragraphe 7.1.3.2 que différentes valeurs de l'énergie/impulsion transverse du lepton pouvaient donner accès à différents rapports x_1/x_2 .

Le calcul de l'asymétrie est réalisé de manière simplifiée par rapport à ATLAS, puisqu'il est fait avec la formule :

$$A_{\ell} = \frac{dN^{+}/d\eta - dN^{-}/d\eta}{dN^{+}/d\eta + dN^{-}/d\eta} \quad (7.14)$$

où N^{+} et N^{-} sont le nombre d'événements de signaux mesurés. Comme pour le calcul de la section efficace (paragraphe 6.6), ces nombres ont été extraits à l'aide d'ajustements de maximum de vraisemblance pour chaque charge et chaque bin en η . Pour le canal $W \rightarrow e\nu$, ces ajustements sont réalisés sur la variable d'énergie transverse manquante. Pour le canal $W \rightarrow \mu\nu$ sur une variable d'isolation ξ définie comme la somme scalaire des impulsions transverses des charges (sans celle du muon) et des énergies transverses dans le système calorimétrique, dans un cône $\Delta R < 0.3$. L'erreur systématique relative sur l'asymétrie associée est de l'ordre de 1-2%

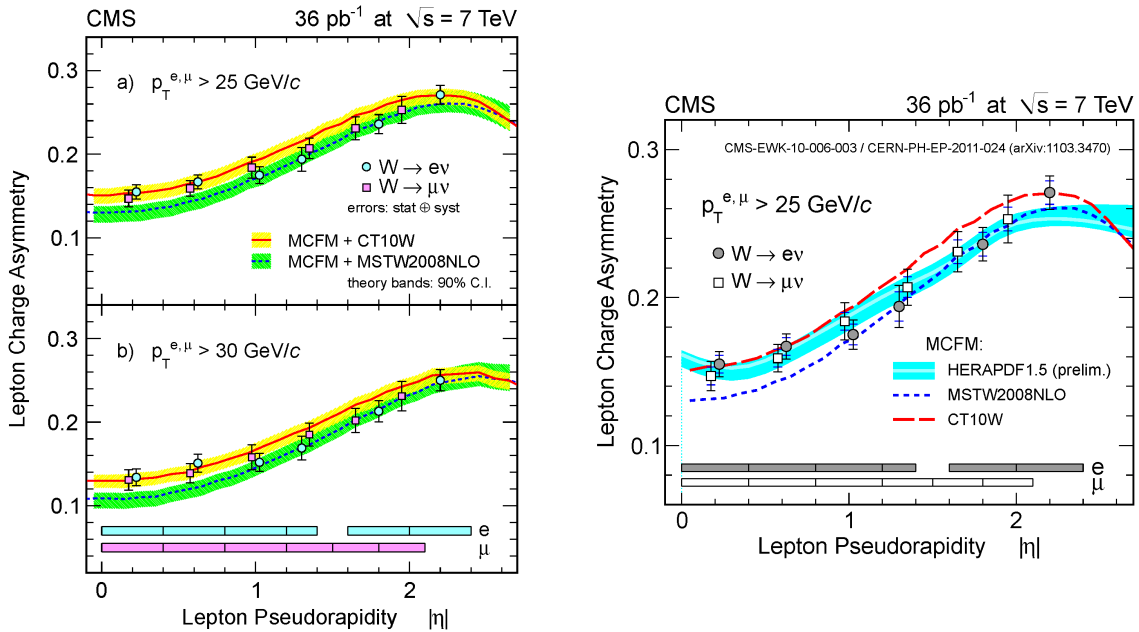


Figure 7.25 – Asymétrie de charge leptonique du boson en fonction de $|\eta|$, pour les données et pour les prédictions avec différents ensembles de PDFs, mesurée avec l'expérience CMS dans les canaux $W \rightarrow e\nu$ et $W \rightarrow \mu\nu$, et dans deux régions en p_T . Les figures de gauche et droite contiennent différents ensembles de PDFs, dont deux également utilisés dans les résultats d'ATLAS.

L'incertitude principale est due à l'identification des électrons et des muons, en particulier la différence entre les charges positives et négatives. L'efficacité d'identification est mesurée avec

une méthode "tag-and-probe" avec des événements $Z \rightarrow \ell\ell$, et le rapport d'efficacités ϵ^+/ϵ^- est compatible avec l'unité. L'erreur statistique sur ce rapport est considéré comme erreur systématique, ce qui aboutit à une erreur systématique relative sur l'asymétrie de 2-5%.

La més-identification de la charge est de l'ordre de 0.1-0.4% dans le canal électron, aboutissant à une erreur sur l'asymétrie de 0.1-0.4%, et qui est inférieure à 10^{-4} dans le canal muon donc négligeable. Afin de pouvoir comparer les résultats aux prédictions, les données sont corrigées des différences d'échelle d'énergie/impulsion des électrons/muons. Celles-ci sont déterminées dans les données à l'aide d'événements $Z \rightarrow \ell\ell$, et l'incertitude est de l'ordre de 1%, ce qui aboutit à une incertitude relative sur l'asymétrie de 1-2% dans le canal électron et 2-4% dans le canal muon.

L'erreur systématique relative totale est donc de l'ordre de 4 à 5%, du même ordre de grandeur que l'erreur statistique.

La figure 7.25 à gauche montre la distribution de l'asymétrie de charge leptonique pour les 2 canaux de désintégration en fonction de la pseudo-rapidité, pour deux valeurs de l'énergie/impulsion transverse du lepton. Et la figure de droite montre la distribution comparée aux prédictions des PDFs HERAPDF1.5, MSTW08 et CT10W. Là aussi, les données sont en accord avec toutes les prédictions.

7.3.6.2 De l'expérience LHCb

L'expérience LHCb permettant de mesurer des bosons W sur une couverture angulaire plus étendue que ATLAS et CMS, elle permet, grâce à des mesures d'asymétries de charge pour $2 < \eta < 4.9$, d'atteindre des valeurs plus petites de x . L'asymétrie de charge a été mesurée dans le canal $W \rightarrow \mu\nu$ avec 16.5 pb^{-1} de données [253].

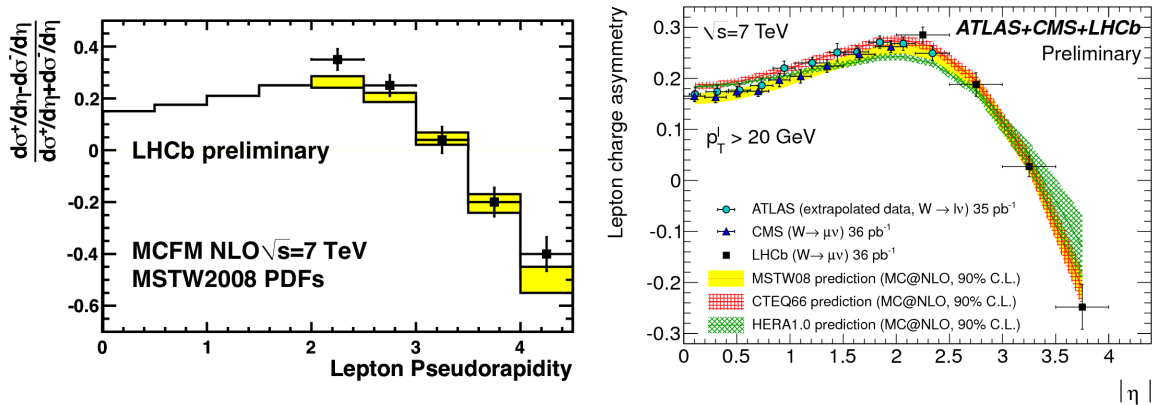


Figure 7.26 – Asymétrie de charge leptonique du boson en fonction de $|\eta|$, pour les données et pour les prédictions, dans le canal $W \rightarrow \mu\nu$, mesurée avec l'expérience LHCb à gauche, et combinée entre ATLAS, CMS et LHCb à droite.

Les candidats sont sélectionnés en cherchant un muon d'impulsion transverse supérieure à 20 GeV, isolé, et avec une trace de bonne qualité et compatible avec le point d'interaction. A cause de la couverture angulaire incomplète du détecteur, il n'est pas possible de mesurer l'énergie transverse manquante. A la place, on demande à ce que la masse transverse des autres traces reconstruites soit inférieure à 20 GeV, et que la somme vectorielle de l'impulsion transverse soit inférieure à 10 GeV.

Les nombres d'événements de signal et de bruit de fond sont déterminés, comme pour CMS, avec un ajustement de maximum de vraisemblance de la distribution de l'impulsion transverse du muon. Avec cette méthode, 4817 W^+ et 3480 W^- sont extraits pour le calcul de l'asymétrie, avec un rapport signal/bruit de 1.6 environ.

L'asymétrie de charge est mesurée en 5 bins en η , comme on le voit sur la figure 7.26 à gauche. Les erreurs principales sont liées à la détermination du bruit de fond (3% et 5% d'erreur sur la mesure de σ_{W^+} et σ_{W^-} respectivement), et à l'estimation de l'efficacité de reconstruction des traces mesurée avec une méthode "tag-and-probe" (4% d'erreur sur la mesure de σ_{W^\pm}). Les données sont en accord avec les prédictions qui utilisent les PDFs MSTW08.

La figure 7.26 à droite montre également les résultats de CMS, LHCb et ATLAS superposés. Dans les deux premiers cas il s'agit du canal $W \rightarrow \mu\nu$, avec des muons d'impulsion transverse supérieure à 20 GeV et sans coupure sur l'énergie transverse manquante. Pour ATLAS, les résultats présentés au paragraphe 7.3.5.4 sont extrapolés à ces coupures pour pouvoir comparer les résultats pour le même espace de phase [254].

7.3.6.3 Intégration des résultats pour contraindre les PDFs et futur

Les résultats des premières mesures d'asymétrie peuvent dès à présent être utilisés pour contraindre les PDFs. Par exemple, la figure 7.27 montre l'erreur sur les PDFs NNPDF2.1 des quarks u et \bar{d} avec et sans intégration des résultats d'ATLAS et CMS. Les résultats des deux expériences sont parfaitement compatibles, et permettent de réduire de 30 à 40 % l'incertitude sur les PDFs pour les (anti)quarks légers, et pour les moyens et petits x ($10^{-5} < x < 10^{-2}$). En utilisant les résultats d'ATLAS seuls, l'amélioration est comprise entre 15 et 20%.

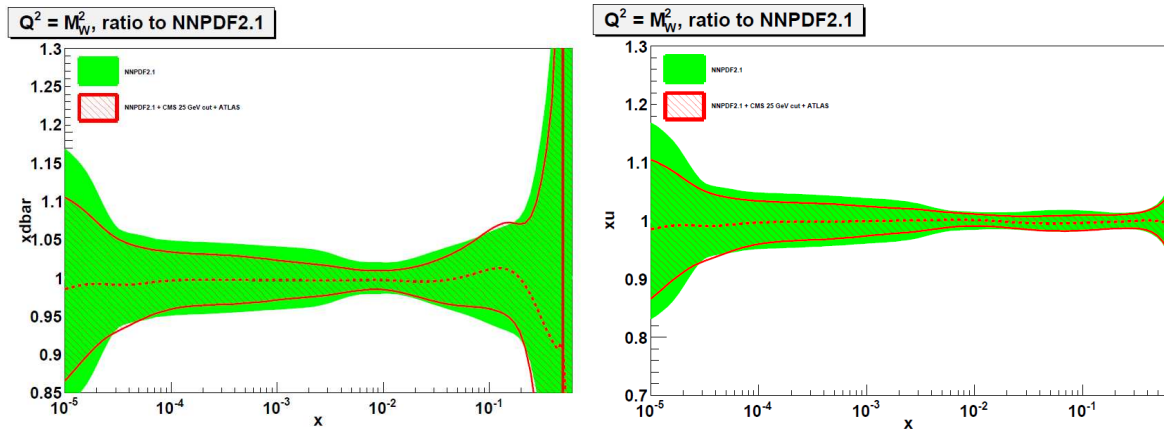


Figure 7.27 – Erreur sur les PDF NNPDF2.1 des quarks \bar{d} (à gauche) et u (droite) avec (en rouge) et sans (en vert) intégration des résultats d'ATLAS et CMS [255].

Avec les données de 2011, et environ 5 fb^{-1} de données attendues, il est possible d'améliorer la mesure d'asymétrie pour mieux contraindre les PDFs. Par exemple, cette mesure peut se faire pour différentes valeurs de l'énergie transverse de l'électron, ou en fonction de l'impulsion transverse du boson W. Il est également possible de mesurer cette asymétrie de charge en fonction de l'énergie transverse des électrons, pour différentes multiplicités des jets, ou pour différentes valeurs de l'impulsion du boson W.