

Thèse de Doctorat de l'Université Paris XI

Spécialité

Sciences Physiques

Physique des particules élémentaires

présentée par

Jean-François LEBRAT

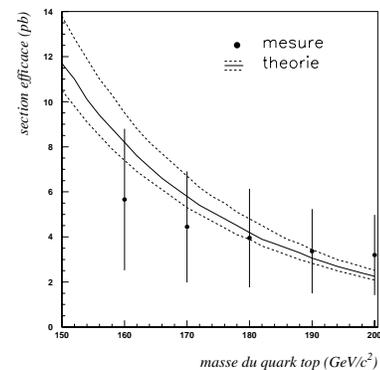
pour obtenir le grade de

Docteur de l'Université Paris XI

La Recherche du Quark Top dans le Canal e^+ jets à $D\emptyset$

soutenue le 10 Mai 1996
devant le jury composé de

Monsieur Haïssinski (président)
Monsieur Di Lella (rapporteur)
Monsieur Spiro (rapporteur)
Monsieur Binetruy
Monsieur LeDiberder
Monsieur Zylberstejn



Dio! mi potevi scagliar tutti i mali
della miseria, della vergogna,
far de' miei baldi trofei trionfali
una maceria, una menzogna...
E avrei portato la croce crudel
d'angosce e d'onte
con calma fronte
e rassegnato al volere del ciel.

Arrigo Boito
Otello, Acte III

Table des matières

Introduction	7
1 La physique du quark top	9
1.1 Les particules du modèle standard	9
1.2 Le quark top dans le modèle standard	12
1.2.1 Existence du quark top	12
1.2.2 La masse du quark top	16
1.2.3 Production hadronique du quark top	19
1.2.4 Désintégration du quark top	23
1.3 Application à l'étude expérimentale	24
1.3.1 Le canal à zero lepton	26
1.3.2 Le canal à un lepton	26
1.3.3 Le canal à deux leptons	28
1.4 Résultats des expériences DØ et CDF	29
1.4.1 Coupures cinématiques	30
1.4.2 Etiquetage des quarks saveurs lourdes	31
1.4.3 Résultats	31
2 Dispositif expérimental	35
2.1 L'accélérateur: le Tevatron	35
2.1.1 Création des faisceaux	38
2.1.2 Les collisions	38
2.2 Le détecteur DØ	39
2.2.1 Généralités sur le détecteur DØ	41
2.2.2 Le détecteur central	43
2.2.3 Le calorimètre	51
2.2.4 Les chambres à muons	62
2.2.5 L'acquisition des données	64

2.3	Le Détecteur à Rayonnement de Transition de $D\bar{O}$	69
2.3.1	Principe	69
2.3.2	Détection du rayonnement de transition	71
2.3.3	Corrections et calibrations	73
3	Identification des particules	79
3.1	Identification de l'électron	80
3.1.1	Déclenchements	80
3.1.2	Reconstruction	82
3.1.3	Filtrage à l'analyse	83
3.1.4	Corrections	85
3.2	Identification de l'électron et TRD	89
3.2.1	Méthode d'analyse de l'information TRD	90
3.2.2	Influence de l'environnement hadronique et bruit	91
3.2.3	Traitement de l'information issue du TRD	99
3.2.4	Utilisation, performances et limitations	106
3.3	Jets de particules	114
3.3.1	L'algorithme de cône	114
3.3.2	Corrections de l'énergie de jets	117
3.4	L'impulsion transversale manquante E_t	120
3.4.1	Définition	120
3.4.2	Précision de mesure	120
3.5	Identification des muons d'étiquetage des saveurs lourdes	122
3.5.1	Construction des candidats	122
3.5.2	Sélection stricte	122
4	Analyse des données	127
4.1	Introduction	127
4.1.1	Signature expérimentale	127
4.1.2	Bruit de fond	129
4.2	Le canal e+jets	131
4.2.1	Sélection des événements	131
4.2.2	Calcul du bruit de fond	139
4.3	Le canal e+jets/ μ	148
4.3.1	Sélection des événements	148
4.3.2	Bruit de fond	153
4.4	Détermination de la section efficace de production $t\bar{t}$	161
4.4.1	Signal et bruit de fond	162

4.4.2	Acceptances	162
4.4.3	Luminosité	166
4.4.4	Section efficace combinée de production $t\bar{t}$	167
Conclusion		171
A Le modèle standard		173
A.1	Les théories de jauge en physique des particules	173
A.2	Le secteur électrofaible	174
A.3	La Chromodynamique Quantique	177
A.4	Le secteur de Higgs	178
B Calcul de $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$ à l'ordre α_s^2		179
B.1	Calcul de l'élément de matrice	179
B.2	Cinématique	182
B.3	Elément d'espace des phases et facteur de flux	183
C Calcul de $t \rightarrow W^+b \rightarrow \bar{l}\nu b$		185
C.1	Calcul de l'élément de matrice	185
C.2	Calcul de l'élément d'espace des phases	187
C.3	Cinématique	188
D Pourquoi la distribution de ϵ_l est plate pour des électrons		191

Introduction

La recherche du quark top a débuté en 1977¹, et a été l'une des préoccupations majeures de nombreuses expériences de physique des particules depuis lors. La découverte de cette particule, annoncée conjointement par les expériences DØ [1] et CDF [2] en février 1995, constitue donc un événement majeur dans l'histoire de la physique des particules de ces dernières années.

Le travail de thèse qui est résumé ici a débuté en 1993, alors que l'existence du quark top n'avait pas encore été mise en évidence expérimentalement. Il se concentre sur la recherche du top dans l'un de ses modes de désintégration, le canal e +jets, et utilise l'ensemble des outils d'identification des particules et d'analyse développés par la collaboration DØ. L'analyse présentée ici est la première à utiliser le TRD (le Détecteur à Rayonnement de Transition, qui a été mis au point et fabriqué à Saclay) pour une meilleure identification de l'électron.

Nous présenterons tout d'abord le quark top, en décrivant la place qu'il occupe dans le modèle utilisé par les physiciens des particules, le Modèle Standard. Nous montrerons ainsi que l'existence du quark top était prédite par le modèle bien avant sa découverte, et indiquerons ainsi les raisons qui ont motivé notre analyse.

Nous décrirons ensuite le dispositif expérimental, c'est à dire l'accélérateur servant à produire les collisions, et le détecteur servant à identifier les particules produites. Une description des outils d'analyse permettra de comprendre comment les différentes parties du détecteur sont utilisées pour l'identification des particules et la mesure de leurs caractéristiques; nous insisterons notamment sur le rôle du TRD.

1. c'est à dire après la découverte du quark b , voir la partie 1.2.1

Nous procéderons enfin à l'analyse des données de $D\bar{O}$, dans le but de mettre en évidence les événements provenant de la réaction $t\bar{t} \rightarrow e\nu + \text{jets}$. Le principe de notre analyse est de construire un ensemble de critères - de coupures - qui sélectionnent préférentiellement le signal $t\bar{t}$ et rejettent le bruit de fond. La comparaison du nombre d'événements passant les coupures et de la contribution que l'on attend du bruit de fond nous permettra de donner une estimation de la section efficace de production du quark top.

Chapitre 1

La physique du quark top

Les particules du modèle standard — La place du quark top dans le modèle standard — Application à la recherche expérimentale du quark top — Résultats des expériences DØ et CDF

Afin de mieux comprendre la nécessité de la recherche du quark top - et l'importance de sa découverte - nous allons présenter de façon succincte le modèle servant de référence à la physique des particules, le Modèle Standard. Nous verrons que le quark top y joue un rôle très important, et que son existence était prédite bien avant sa mise en évidence expérimentale au Laboratoire Fermi. Cette découverte constitue aujourd'hui une confirmation importante de ce modèle, et nous comparerons les prédictions théoriques aux résultats de DØ et CDF sur la mesure de la section efficace de production et la détermination de la masse. On trouvera plus loin l'analyse détaillée du canal e^+ jets qui fait l'objet de cette thèse, ainsi que les résultats obtenus.

1.1 Les particules du modèle standard

Le modèle théorique le plus simple actuellement unanimement admis pour décrire la structure de la matière est le Modèle Standard Minimal¹. Dans le cadre de ce modèle, les particules "de matière" - les fermions - interagissent entre elles par l'échange de particules "de force", les bosons de jauge².

1. Les extensions de ce modèle telles que la Supersymétrie, n'ont pas encore de confirmation expérimentale

2. la notion de théorie de jauge est explicitée dans l'annexe A

Il y a deux types de fermions:

- les quarks qui existent en six variétés appelées "saveurs". On peut regrouper ces quarks en trois familles contenant chacune un doublet: (u,d) , (c,s) , (t,b) . Les quarks sont les constituants internes notamment des protons et des neutrons formant les noyaux atomiques.
- les leptons (e, ν_e) , (μ, ν_μ) , (τ, ν_τ) , que l'on regroupe également en familles. C'est le comportement du cortège d'électrons des atomes qui est responsable des principales propriétés de la matière.

Notons que le Modèle Standard peut être formulé avec une seule famille: le nombre de familles est une observation expérimentale qui n'est pas contrainte par la théorie³. Cependant, il est nécessaire qu'au sein d'une famille les particules apparaissent en doublets. L'existence du quark top, non encore observé expérimentalement avant 1995, était donc postulée depuis longtemps pour compléter le doublet comprenant le quark b. Ce point sera détaillé plus loin.

Les bosons de jauge, qui sont les particules transmettant les forces, sont de trois types:

- Le photon est le médiateur de l'interaction électromagnétique entre les particules chargées (c'est à dire toutes les particules sauf les neutrinos).
- Les bosons W et Z transmettent l'interaction faible, qui concerne toutes les particules sauf les gluons. C'est elle qui est responsable de la radioactivité β .
- Les gluons enfin font interagir toutes les particules chargées de couleur⁴ (quarks et gluons) au travers de l'interaction forte, qui assure la cohésion des noyaux atomiques.

Le tableau 1.1 résume les propriétés de différents fermions et bosons. Une présentation très brève de la structure du modèle standard est présentée dans l'annexe A afin de permettre au lecteur de mieux comprendre le rôle des différentes particules que nous venons d'énumérer.

3. exception faite de la violation de CP, qui nécessite trois familles dans le cadre du Modèle Standard

4. voir le paragraphe sur la Chromodynamique Quantique

type de particule	nom	spin	charge électrique	masse (GeV)
quarks	down (d)	1/2	-1/3	0.35
	up (u)	1/2	+2/3	0.35
	strange (s)	1/2	-1/3	0.55
	charme (c)	1/2	+2/3	1.6
	bottom (b)	1/2	-1/3	4.5
	top (t)	1/2	+2/3	170
leptons	electron (e)	1/2	-1	5.11×10^{-4}
	neutrino-e (ν_e)	1/2	0	$< 4.510^{-6}$
	muon (μ)	1/2	-1	0.1057
	neutrino- μ (ν_μ)	1/2	0	$< 1.610^{-4}$
	tauon (τ)	1/2	-1	1.784
	neutrino- τ (ν_τ)	1/2	0	$< 2.410^{-2}$
bosons de jauge	gluons g_i (i=1,...,8)	1	0	0
	photon γ	1	0	0
	W^\pm	1	± 1	80.2
	Z	1	0	91.19
boson de Higgs	H	0	0	> 68

TAB. 1.1 - *Les particules fondamentales du modèle standard minimal*

1.2 Le quark top dans le modèle standard

Il y a encore un an, les seules particule apparaissant dans le modèle standard et dont l'existence n'avait pas encore été prouvée expérimentalement étaient le quark top et le neutrino tauique⁵. Le boson de Higgs reste lui aussi à découvrir, mais plusieurs modèles permettent de donner une masse aux particules, et l'existence du Higgs est moins critique pour la survie du modèle standard que celle du sixième quark. Nous allons voir la place cruciale que joue cette particule dans la cohérence interne du modèle, et comment des prédictions indirectes ont guidé les recherches expérimentales.

1.2.1 Existence du quark top

L'existence d'une troisième famille de quarks était conjecturée depuis le début des années 1970 pour expliquer de nombreux phénomènes, tels que la violation de CP [3] dans le cadre du Modèle Standard. La découverte du quark b rendit l'existence d'un sixième quark encore plus indispensable au modèle: plusieurs expériences avaient en effet montré que les propriétés du quark b (asymétries, modes de désintégration,...) étaient celles d'un doublet de $SU(2)_L$. On supposait donc qu'il existait un partenaire associé au quark b, le quark top. Une fois cette hypothèse faite, la structure du modèle standard imposait alors un certain nombre de contraintes aux propriétés de la particule prédite, et des mesures précises⁶ de certains paramètres du modèle permirent de donner une bonne estimation de la valeur de sa masse.

Asymétrie avant-arrière dans la réaction $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}$

En raison de l'interférence entre les contributions γ et Z au processus $e^+e^- \rightarrow b\bar{b}$, il existe une asymétrie avant-arrière (voir figure 1.1) A_{FB} dans la section efficace de production $b\bar{b}$.

Cette asymétrie est définie comme:

5. le fait que ce dernier n'ait pas encore été observé est expliqué par la très faible interaction de cette particule avec la matière et par sa très faible section efficace de production. On trouve cependant une preuve indirecte de son existence dans la cinématique de la désintégration du τ .

6. effectuées auprès du LEP, au CERN

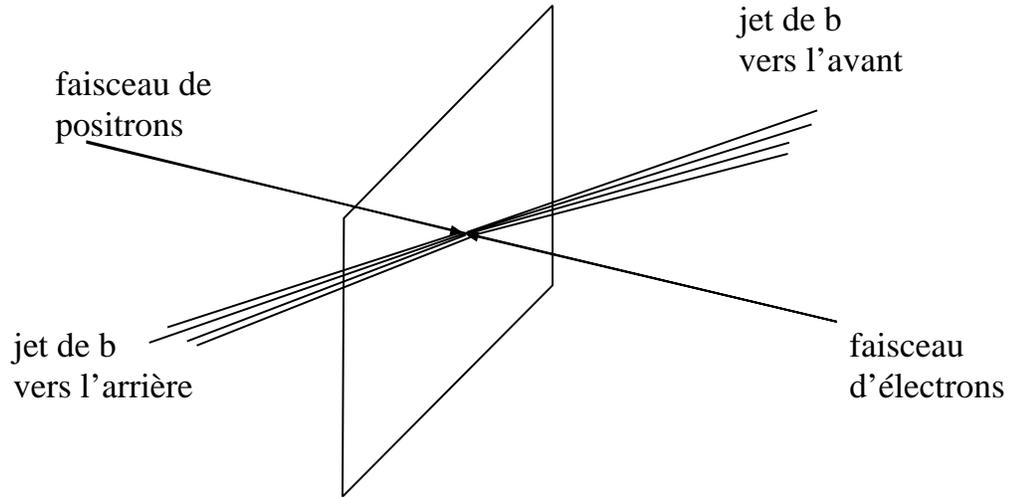


FIG. 1.1 - *Illustration de jets de b vers l'avant et vers l'arrière au LEP*

$$A_{FB} = \frac{\text{nombre de jets de b vers l'avant} - \text{nombre de jets de b vers l'arrière}}{\text{nombre de jets de b vers l'avant} + \text{nombre de jets de b vers l'arrière}} \quad (1.1)$$

Cette asymétrie provient du fait que le quark b se couple au photon par un couplage vectoriel, alors que son couplage au Z est à la fois de type vectoriel et axial-vectoriel. La valeur de A_{FB} est reliée aux valeurs propres d'isospin faible (T_{3L}^B) et (T_{3R}^B) du b par une expression faisant notamment intervenir l'énergie de collision [4]. Plusieurs expériences ont mesuré cette quantité à différentes énergies (LEP, JADE, CELLO) et seul le choix (T_{3L}^B) = $-1/2$ et (T_{3R}^B) = 0 est en accord avec les données.

Une mesure plus précise de (T_{3L}^B) et (T_{3R}^B) peut être obtenue en mesurant la largeur partielle de désintégration du Z en $b\bar{b}$ qui s'écrit au premier ordre

$$\Gamma(Z \rightarrow b\bar{b}) \propto (T_{3L}^B + \frac{1}{3}\sin^2\theta_W)^2 + (T_{3R}^B + \frac{1}{3}\sin^2\theta_W)^2. \quad (1.2)$$

En combinant le résultat de la mesure de cette quantité et de celle de A_{FB} (corrigée de l'effet de mélange $B^0 - \bar{B}^0$) on obtient [5][6][7]:

$$T_{3L}^B = -0.491 \begin{matrix} +0.044 \\ -0.022 \end{matrix} \quad (1.3)$$

$$T_{3R}^B = -0.003 \begin{matrix} +0.104 \\ -0.060 \end{matrix} .$$

Notons combien ces valeurs sont proches de celles prédites par le modèle standard (cf tableau A.1): ceci implique que le quark b est le membre d'un doublet de $SU(2)_L$.

Absence de courant neutre avec changement de saveur (CNCS) dans la désintégration du quark b

Il existe des modèles dans lesquels la troisième génération de quarks contient un quark b , mais pas de top. Dans ce type de modèles, il devrait y avoir des courants neutres avec changement de saveur dans la désintégration du quark b , et un tel quark b singulet de $SU(2)_L$ ne pourrait pas agir par l'intermédiaire de courants chargés (de bosons W^\pm). Néanmoins, la désintégration du b en W est observée expérimentalement, ce qui est alors interprété par le mélange avec des quarks légers par des diagrammes du type de celui de la figure 1.2 à gauche (a).

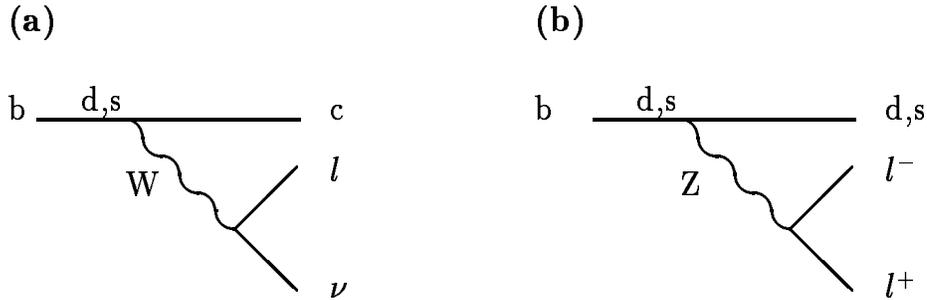


FIG. 1.2 - Exemples de mélange du quark b avec des quarks plus légers pouvant mener à des CNCS

Si ce type de processus est possible, celui représenté sur la même figure à droite (b) l'est aussi. On peut montrer que le rapport de ces deux types de diagrammes donne la prédiction quantitative suivante [8]:

$$BF(b \rightarrow l^+ l^- X) > 0.013. \quad (1.4)$$

Les limites expérimentales actuelles indiquent que ce rapport de branchement est inférieur à 0.0005 [9], ce qui établit que b n'est pas un singlet de $SU(2)_L$.

Absence d'anomalies triangulaires

Un argument supplémentaire et particulièrement important en faveur de l'existence du quark top provient d'une nécessité théorique de nature différente: la renormalisabilité du modèle standard demande l'absence d'anomalies triangulaires. En effet, toute boucle triangulaire de fermions créée par une charge de type axial-vectoriel $I_{3R} = -I_{3L}$ et créant deux photons ruinerait la renormalisabilité de la théorie. Une telle boucle est représentée sur la figure 1.3

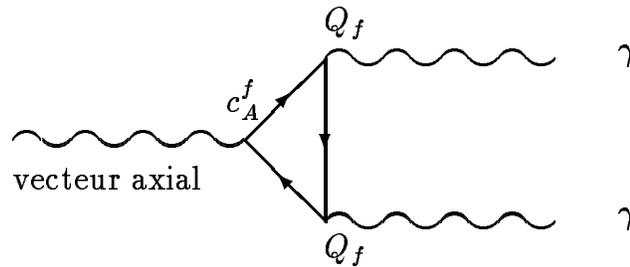


FIG. 1.3 - *Diagramme de l'anomalie triangulaire*

Les anomalies ne dépendent pas de la masse des fermions dans la boucle, et il suffit pour annuler ces contributions d'imposer la condition que la somme des charges électriques de tous les fermions chargés soit nulle :

$$\sum_L Q = 0 \quad (1.5)$$

Cette condition est remplie dans toute famille complète du modèle standard dans laquelle la somme de la charge des leptons et des différentes couleurs des deux saveurs de quarks est nulle :

$$\sum_L Q = -1 + 3 \times \left[\left(+\frac{2}{3} \right) + \left(\frac{-1}{3} \right) \right] = 0 \quad (1.6)$$

Si le quark top était absent de la troisième famille, cette condition serait violée et le modèle standard ne serait plus renormalisable.

1.2.2 La masse du quark top

Le modèle standard ne prédit pas la masse du quark top M_t , ni d'aucune autre particule d'ailleurs; cependant, la valeur de M_t a une très grande importance sur la façon dont on va rechercher le quark top expérimentalement, et ceci en raison des modes de désintégration de cette particule qui sont très différents si elle est légère ou massive. Il est donc primordial d'avoir un ordre de grandeur - même assez vague - de M_t avant de commencer à vouloir mettre en évidence cette particule. Le cadre du modèle standard permet tout d'abord de donner une estimation indirecte de M_t . On compare pour cela la mesure très précise d'observables physiques aux prédictions qu'en donne le modèle, et qui font intervenir la masse du top. Cette approche indirecte a permis voici déjà quelques années de donner un ordre de grandeur de M_t , cette estimation ayant été confirmée par les premières mesures effectuées au laboratoire Fermi au début 1995.

Les prédictions indirectes

La masse du quark top a des effets mesurables au travers de corrections radiatives à de nombreux processus. Par exemple, le rapport de la largeur partielle de désintégration du Z en $b\bar{b}$ à sa largeur totale de désintégration hadronique ($\Gamma_{b\bar{b}}/\Gamma_{had} \equiv R_b$) est particulièrement sensible à la masse du top au travers de diagrammes comme ceux de la figure 1.4.

Les vertex sont ici régis par les facteurs CKM (Cabibbo-Kobayashi-Maskawa) donnant les mélanges entre les trois familles de particules [3], et la contribution du W réduit R_b par rapport à R_d selon

$$R_b \cong R_d \left[1 - \frac{20\alpha}{13\pi} \left(\frac{M_t^2}{M_Z^2} + \frac{13}{6} \ln \frac{M_t^2}{M_Z^2} \right) \right]. \quad (1.7)$$

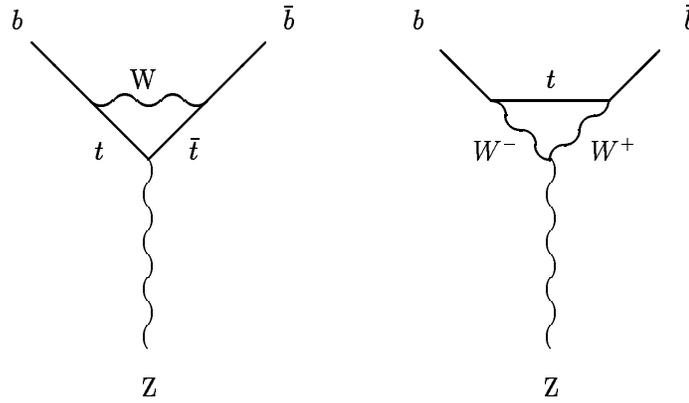


FIG. 1.4 - Exemples de diagrammes $Z \rightarrow b\bar{b}$ où le quark top apparaît dans une boucle

La valeur moyenne mondiale actuelle de R_b est 0.2203 ± 0.0027 , ce qui inclut les mesures des quatre expériences LEP et de SLD [11]. Un ajustement à la valeur de R_b prédite donne une valeur limite $M_t < 210 \text{ GeV}/c^2$ à un niveau de confiance de 95%.

De nombreux autres paramètres du modèle standard dépendent de la masse du top, par exemple la masse des bosons W et Z, ou l'angle de Weinberg $\sin^2\theta_W$. Les effets sur la masse du W et $\sin^2\theta_W$ sont mesurés par les corrections radiatives à la masse des bosons vecteurs, et l'on écrit [12] [13] [14]:

$$M_W^2 = \frac{\pi\alpha}{\sqrt{2}G_\mu} \frac{1}{(1 - \Delta r)\sin^2\theta_W}, \quad (1.8)$$

avec:

$$\sin^2\theta_W \equiv 1 - (M_W/M_Z)^2, \quad (1.9)$$

α et G_μ étant respectivement la constante de structure fine et la constante de désintégration du muon. Le terme de correction radiative Δr dépend de la masse du top et, dans une plus faible mesure, de la masse du Higgs:

$$\begin{aligned}
 \Delta r &= \Delta\alpha - \frac{\cos^2\theta_W}{\sin^2\theta_W}\Delta\rho + \Delta r^{Higgs} + \Delta r^{reste} \\
 &= 1 - \frac{\alpha}{\alpha(M_Z^2)} \\
 &\quad - \frac{\cos^2\theta_W}{\sin^2\theta_W} \frac{\sqrt{2}G_F}{16\pi^2} 3M_t^2 \\
 &\quad + \frac{\sqrt{2}G_F}{16\pi^2} M_W^2 \frac{11}{3} \left(\ln \frac{M_H^2}{M_W^2} - \frac{5}{6} \right) \\
 &\quad + \frac{-\alpha}{4\pi \sin^2\theta_W} \left(\frac{\cos^2\theta_W}{\sin^2\theta_W} - \frac{1}{3} \right) \ln \frac{M_t}{M_Z} + \dots
 \end{aligned} \tag{1.10}$$

On effectue un ajustement global des données expérimentales aux valeurs prédites pour les différentes observable du modèle qui dépendent de la masse du top, et l'on détermine ainsi la valeur la plus probable de M_t . De récentes analyses des données de LEP mènent à [15]:

$$M_t = 170 \pm 10_{-19}^{+17} \text{ GeV}/c^2, \tag{1.11}$$

pour une masse du Higgs de $300 \text{ GeV}/c^2$. La première erreur citée est due aux erreurs théoriques et expérimentales à $M_H = 300 \text{ GeV}/c^2$, la seconde provient d'une variation de la masse du Higgs dans le domaine de 60 à 1000 GeV/c^2 .

Premières mesures directes

Dès 1994, DØ a mis une limite inférieure⁷ sur la masse du quark top [16]:

$$M_t > 131 \text{ GeV}/c^2. \tag{1.12}$$

Une analyse de toutes les données accumulées depuis 1992 par les expériences DØ et CDF a ensuite permis de conclure à la découverte du quark top en mars 1995. Une estimation de la masse est donnée par DØ [17]:

7. à 95% de niveau de confiance

$$M_t = 170 \pm 15(\text{stat.}) \pm 10(\text{syst.}) \text{ GeV}/c^2 \quad (1.13)$$

et une autre par CDF [18]

$$M_t = 176 \pm 8(\text{stat.}) \pm 10(\text{syst.}) \text{ GeV}/c^2, \quad (1.14)$$

Ces valeurs sont tout à fait en accord avec la valeur qui était attendue [15].

1.2.3 Production hadronique du quark top

Il y a deux façons de produire le quark top dans des collisions $p\bar{p}$:

$$p\bar{p} \longrightarrow W \longrightarrow t\bar{b} \quad \text{et} \quad p\bar{p} \longrightarrow t\bar{t} \quad (1.15)$$

Le premier processus n'a une section efficace significative que si $M_t < M_W - m_b$. Ceci n'étant pas le cas (voir ci-dessus): le W produit lors de cette réaction doit être largement hors de sa couche de masse et ce processus devient très marginal. La production de quark top par paires est donc largement dominante au Tevatron.

Dans le cadre du modèle des partons, on peut écrire comme suit la section efficace de production d'une paire de quarks lourds à partir de la collision de deux hadrons ($A + B \longrightarrow q + \bar{q} + X$):

$$\sigma(s) = \sum_{ij} \int dx_1 dx_2 \sigma_{ij}(x_1 x_2 s, m^2, \mu^2) F_i^A(x_1, \mu) F_j^B(x_2, \mu), \quad (1.16)$$

où la fonction de structure F_i^A est la probabilité de trouver un parton i dans le hadron A possédant une impulsion comprise entre x_1 et $x_1 + dx_1$, m est la masse du quark produit, \sqrt{s} est l'énergie dans le centre de masse de A et B et μ est un facteur d'échelle relié à l'échelle d'énergie de l'interaction. Les sections efficaces partoniques σ_{ij} du processus $ij \longrightarrow q\bar{q}X$ se calculent en développement en puissances de la constante de couplage forte α_s [19]. La figure 1.5 montre les graphes correspondant à tous les processus à l'ordre α_s^2 et donne quelques exemples de l'ordre α_s^3 . Le calcul du processus $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$ à l'ordre le plus bas en α_s (α_s^2) est effectué complètement dans l'annexe B, qui donne également la forme de la contribution $gg \rightarrow t\bar{t}$.

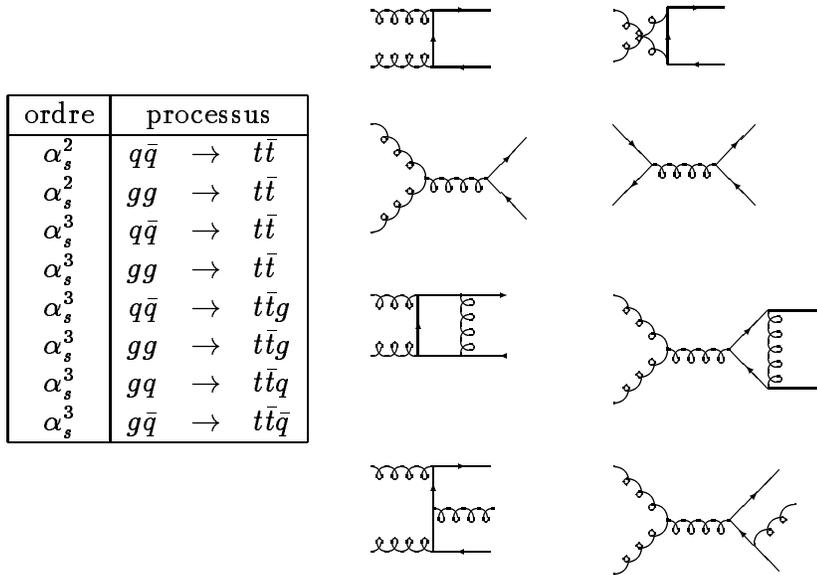


FIG. 1.5 - Processus de production de paires $t\bar{t}$. A gauche : contributions jusqu' l'ordre $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$, à droite : graphes l'ordre $\mathcal{O}(\alpha_s^2)$ (deux lignes du haut) et exemples de graphes l'ordre $\mathcal{O}(\alpha_s^3)$ (deux lignes du bas).

La section efficace de production du top au Tevatron a été calculée par Laenen et Smith [20] en utilisant la correction exacte à l'ordre α_s^3 et la resommation des gluons mous à tous les ordres de la théorie des perturbations [21]. La figure 1.6 montre la contribution respective des processus $q\bar{q}$ et gg à la section efficace totale: on voit que la production par fusion de quarks est largement dominante, ceci étant d'autant plus vrai que M_t est élevée et qu'il faut chercher des partons de grande impulsion (donc de grand x) pour produire le top.

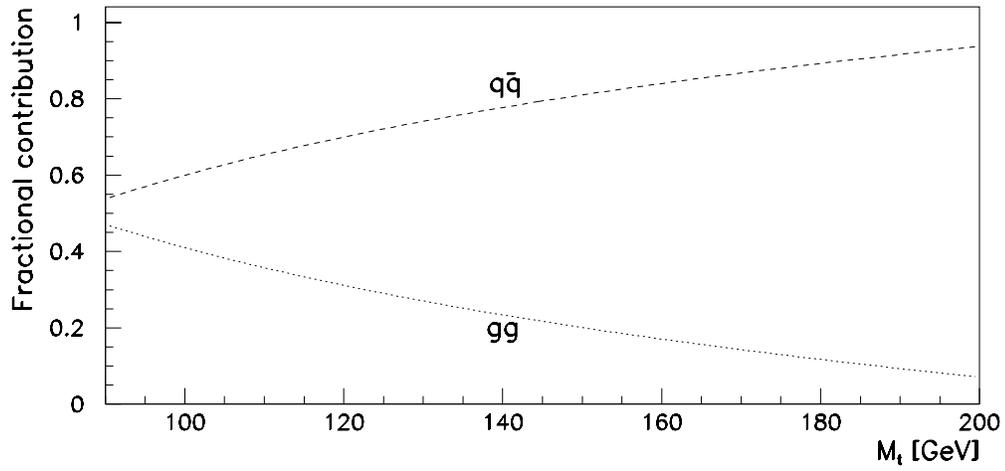


FIG. 1.6 - Contribution des processus $q\bar{q}$ et gg (NLO) à la production de $t\bar{t}$ à $\sqrt{s} = 1.8$ TeV en fonction de la masse du quark top

La courbe de la section efficace en fonction de la masse du top est représentée sur la figure 1.7. L'incertitude sur cette section efficace, qui est représentée par la zone pointillée, provient de la méconnaissance de la contribution des termes d'ordres plus élevés.

Ainsi, pour une masse de top de l'ordre de 170 GeV, le calcul de Laenen prédit une section efficace d'environ 6 pb. Cette section efficace est très faible malgré l'énergie de collision de 1.8 TeV fournie par le Tevatron. Une mise en évidence d'un phénomène aussi rare que la production du quark top exige donc une forte luminosité permettant d'accumuler une statistique importante, ce qui est le cas au Tevatron avec $\mathcal{L} \approx 5 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

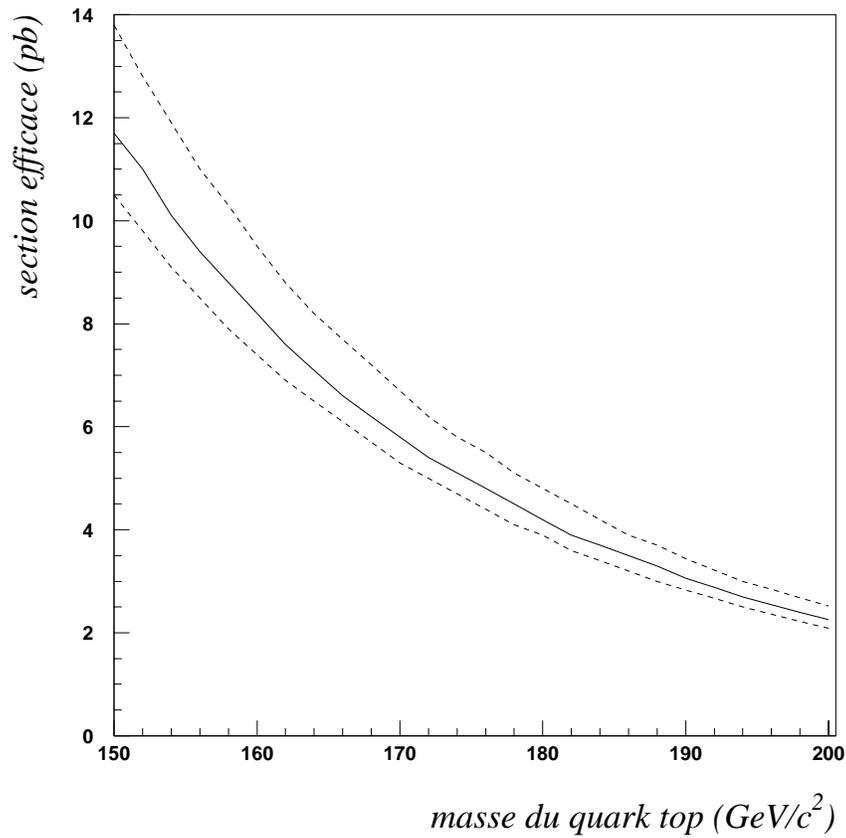


FIG. 1.7 - Section efficace totale de production de paire $t\bar{t}$ à $\sqrt{s} = 1.8$ TeV calculée par Laenen et Smith (trait plein). Les pointillés représentent l'incertitude à un écart standard

Les sections efficaces mesurées respectivement par les expériences DØ [17] et CDF [18] sont:

$$\sigma = 5.2 \pm 1.8 \text{ pb} \quad \text{et} \quad \sigma = 7.6^{+2.4}_{-2.0} \text{ pb}, \quad (1.17)$$

ce qui est là-aussi tout à fait compatible avec les prédictions théoriques.

1.2.4 Désintégration du quark top

L'étude des quarks plus légers que le top (par exemple le quark b), se fait en étudiant les hadrons qui sont des états liés provenant de l'association de cette particule avec d'autres quarks. Le quark top constitue un cas particulier et ne peut pas être étudié de cette manière: en effet, la largeur de désintégration du quark top se comporte comme [22]:

$$\Gamma \sim 0.175 \cdot \left(\frac{m_t}{M_W} \right)^3 \text{ GeV}, \quad (1.18)$$

où le temps de vie⁸ est $\tau = \hbar/\Gamma$. Comme le quark top est très lourd, sa largeur de désintégration est très élevée et son temps de vie de l'ordre de

$$\tau \sim 10^{-25} \text{ s}. \quad (1.19)$$

Ce temps est inférieur à $\Lambda_{QCD}^{-1} \sim 10^{-23} \text{ s}$, qui est l'échelle de temps typique des interactions fortes et qui est nécessaire pour construire des états liés $t\bar{q}$ ou tqq [23] [24] [25]. La durée de vie du quark top est donc trop courte pour lui permettre de s'hadroniser avant sa désintégration et ce sont les produits de cette désintégration que l'on va chercher à mettre en évidence.

Les seuls modes de désintégration du quark top permis par le modèle standard sont [4]:

$$\begin{aligned} t &\longrightarrow W + d & \Gamma_d &\sim |V_{td}|^2 \sim 10^{-4} \\ t &\longrightarrow W + s & \Gamma_s &\sim |V_{ts}|^2 \sim |V_{bu}|^2 \sim 0.0025 \\ t &\longrightarrow W + b & \Gamma_b &\sim |V_{tb}|^2 \sim 1 \end{aligned} \quad (1.20)$$

8. avec $\hbar = 6.582 \cdot 10^{-25} \text{ GeV} \cdot \text{s}$

On voit que le mode dominant - et quasi exclusif - est $t \rightarrow W + b$, qui est représenté par le diagramme de la figure 1.8. L'annexe C présente le calcul complet de la désintégration du quark top selon le processus $t \rightarrow W + b \rightarrow \bar{l}\nu b$.

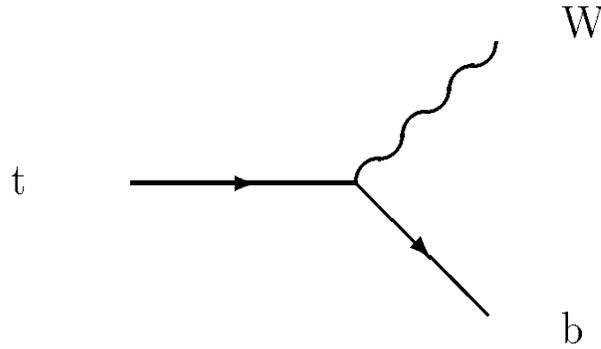


FIG. 1.8 - Diagramme de Feynman de la désintégration du quark top

1.3 Application à l'étude expérimentale

Nous avons vu que le quark top, de masse très élevée, se désintègre aussitôt après sa formation selon le processus $t \rightarrow W + b$. Le quark b et le W résultants sont alors à l'origine des réactions suivantes :

- le quark b subit une hadronisation: il y a formation d'un jet de hadrons (voir la partie 3.3 pour la notion de jet).
- le boson W se désintègre soit en un lepton et un neutrino, soit en deux quarks. Dans la mesure où les masses des leptons et des quarks sont faibles par rapport à celle du W , le rapport de branchement du W en chacun de ses modes de désintégration est le même:

$W^- \downarrow$	$W^+ \rightarrow$	$e^+ \nu_e$	$\mu^+ \nu_\mu$	$\tau^+ \nu_\tau$	$u\bar{d}, c\bar{s} \times 3$ couleurs
$e^- \bar{\nu}_e$		1/81	1/81	1/81	6/81
$\mu^- \bar{\nu}_\mu$		1/81	1/81	1/81	6/81
$\tau^- \bar{\nu}_\tau$		1/81	1/81	1/81	6/81
$\bar{u}\bar{d}, \bar{c}\bar{s} \times 3$ couleurs		6/81	6/81	6/81	36/81

TAB. 1.2 - *Etats finaux possibles d'un événement $t\bar{t}$*

$$\begin{aligned}
Br(W^+ \rightarrow e^+ \nu_e) &= Br(W^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu) = Br(W^+ \rightarrow \tau^+ \nu_\tau) \\
&= Br(W^+ \rightarrow u\bar{d} (R, G, B)) \\
&= Br(W^+ \rightarrow c\bar{s} (R, G, B)) \\
&= 1/9,
\end{aligned} \tag{1.21}$$

où R , G et B sont les nombres quantiques de couleur (voir l'annexe A)

Il en va de même pour le W^- produit par la désintégration du \bar{t} . La table 1.2 indique, en plus des deux jets provenant des quarks b, les particules que l'on trouve dans l'état final lors de la désintégration d'une paire $t\bar{t}$.

Comme la recherche expérimentale du quark top est basée sur la détection de ses produits de désintégration, on distingue trois types d'états finals selon le nombre de leptons y apparaissant:

- le canal à zero leptons ($36/81 \approx 44\%$ des événements $t\bar{t}$) où les deux W se désintègrent en quarks.
- le canal à un lepton ($24/81 \approx 30\%$ des événements $t\bar{t}$, sans compter les τ) où l'un des W se désintègre en quarks, l'autre en leptons.
- le canal à deux leptons ($4/81 \approx 5\%$ des événements $t\bar{t}$, sans compter les τ) où les deux W se désintègrent en leptons.

Nous allons présenter brièvement les signatures expérimentales et les bruits de fond apparaissant dans chacun des canaux que nous avons mentionnés.

1.3.1 Le canal à zero lepton

Il est produit par la réaction suivante:

$$t\bar{t} \longrightarrow b\bar{b}W^+W^- \longrightarrow 6 \text{ jets.} \quad (1.22)$$

Signature expérimentale

On trouve dans l'état final quatre jets d'impulsion transversale élevée provenant de la désintégration des W, et deux jets d'impulsion plus faible provenant des quarks b. Le rapport de branchement de ce canal est particulièrement élevé (44%), mais nous allons voir que le signal est noyé sous le bruit de fond.

Bruits de fond

Le bruit de fond dominant dans ce canal est la production d'événements avec plusieurs jets (encore appelés "QCD multijets" [32]), c'est à dire d'événements dans lesquels les quarks interagissant émettent des gluons. On trouve alors dans l'état final un grand nombre de jets [68]. Ce bruit de fond domine totalement la production de $t\bar{t}$: quelques picobarns pour le processus qui nous intéresse et 12 nanobarns pour la production d'au moins quatre jets ayant plus de 30 GeV d'impulsion transversale. La recherche du quark top dans ce canal est donc extrêmement délicate.

1.3.2 Le canal à un lepton

Il est gouverné par le processus

$$t\bar{t} \longrightarrow b\bar{b}W^+W^- \longrightarrow l\nu + 4 \text{ jets.} \quad (1.23)$$

Signature expérimentale

Ce canal est signé par la présence dans l'état final d'un lepton isolé de grande impulsion transversale, d'un neutrino et de quatre jets. En ne comp-

tant pas le canal où apparaît un τ (car l'identification expérimentale des τ est très difficile), le rapport de branchement pour ce mode est près de 30%. Ce canal bénéficie, outre d'un rapport de branchement assez élevé, de bruits de fond moins importants que le canal à six jets, que nous allons détailler.

Bruits de fond

Les principaux bruits de fond de ce canal sont [68].:

- la production de W accompagnée d'émission de gluons, et suivie d'une désintégration leptonique du W .
- la mauvaise identification d'un jet dans un événement QCD multijet, ce jet étant identifié par le détecteur comme un électron. Le déficit apparent d'impulsion transversale ("impulsion transversale manquante") est dû à une fluctuation dans la mesure des impulsions des particules de l'événement.

C'est ce canal e +jets qui fait l'objet de l'analyse présentée dans cette thèse, en raison de sa signature expérimentale très claire, de son rapport de branchement élevé. Notons aussi que c'est ce canal qui fournit la meilleure mesure de la masse du quark top, et ceci en raison de la présence d'un seul neutrino [26].

L'étiquetage de saveurs lourdes

Les événements $t\bar{t}$ se désintégrant dans le canal à un lepton possèdent, dans l'état final, au moins deux jets issus de quarks b , et en moyenne 2.5 jets de quark c . Chacun des hadrons beaux ou charmés a un temps de vie relativement faible (avec une distance de vol $c\tau$ de l'ordre de $300 \mu m$), et se désintègre en un muon et un jet avec un rapport de branchement d'environ 10%. Ainsi, près de 44% des événements $t\bar{t}$ de ce canal sont caractérisés par la présence dans l'état final d'un muon de faible énergie, et situé près d'un jet, comme l'illustre la figure 1.9. Les processus qui constituent le bruit de fond sont beaucoup moins riches en saveurs lourdes (et donc en muons) que les événements $t\bar{t}$: L'étiquetage des jets de saveurs lourdes à l'aide des muons permet donc un très bon rejet du bruit de fond, et permet d'augmenter sensiblement le rapport signal/bruit. Nous aurons recours à cet outil au cours de notre analyse, et nous ferons une analyse séparée des événements présentant un muon et de ceux qui n'en contiennent pas.

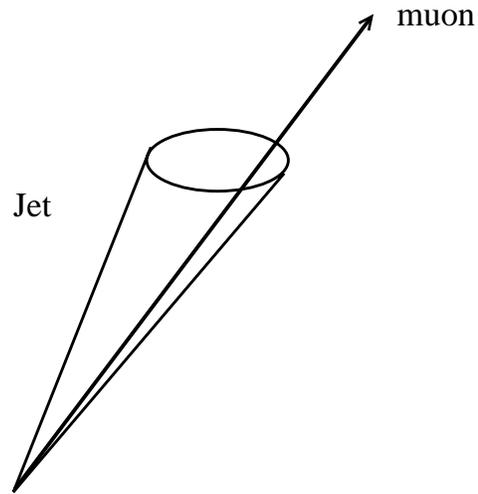


FIG. 1.9 - *Jet de saveur lourde étiqueté par un muon*

1.3.3 Le canal à deux leptons

La réaction est la suivante:

$$t\bar{t} \longrightarrow b\bar{b}W^+W^- \longrightarrow l\nu l'\nu' + 2 \text{ jets.} \quad (1.24)$$

Signature expérimentale

On mesure dans l'état final deux leptons de grande impulsion transversale, de l'impulsion transversale manquante due aux neutrinos, et au moins deux jets. Ce canal possède un rapport de branchement relativement faible (5 %).

Bruits de fond

Les bruits de fond dans ce canal sont les suivants:

$$\begin{aligned}
\text{canal } ee & \quad Z, \gamma^* \rightarrow ee + \text{jets} \\
& \quad W^+W^- \rightarrow e\nu e\nu + \text{jets} \\
& \quad WZ \rightarrow eeX \\
& \quad \tau \rightarrow e\nu\nu \\
& \quad b\bar{b}, c\bar{c} \rightarrow ee \\
\\
\text{canal } \mu\mu & \quad Z, \gamma^* \rightarrow \mu\mu + \text{jets} \\
& \quad \psi \rightarrow \mu\mu + \text{jets} \\
& \quad Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow \mu\mu X \\
& \quad b\bar{b}, c\bar{c} \rightarrow \mu\mu \\
\\
\text{canal } e\mu & \quad Z \rightarrow \tau\tau \rightarrow (\nu\nu e)(\nu\nu\mu) \\
& \quad W \rightarrow \mu\nu + \text{faux electron}
\end{aligned} \tag{1.25}$$

Ce canal est donc intéressant car il a une signature très claire et possède pour bruits de fonds physiques des processus rares dont les sections efficaces sont faibles [68] et bien connues. De plus, la présence de deux leptons dans l'état final réduit le bruit de fond instrumental, car pour qu'un événement QCD multijet simule un événement $t\bar{t}$ à deux leptons, il faut que deux jets soient identifiés comme des leptons, ce qui est très peu probable.

Cependant, étant donné le rapport de branchement faible de ce canal, la quantité de données actuellement accumulées ne permet pas d'avoir autant de candidats que dans le canal à un lepton. De plus, la présence de deux neutrinos dont on mesure seulement la somme vectorielle des impulsions transversales rend ici difficile la reconstruction de la masse du quark top [27].

1.4 Résultats des expériences DØ et CDF

Nous allons présenter ici très brièvement les résultats des expériences DØ et CDF sur la recherche du quark top, et ceci dans tous les canaux que nous venons de décrire. Nous ne donnerons pas ici les résultats du canal e+jets - qui fait l'objet de cette thèse - et qui seront détaillés plus loin. Les expériences DØ et CDF sont installées auprès du Tevatron (anneau de collisions $p\bar{p}$ à 1.8 TeV) au laboratoire Fermi, près de Chicago. Elles ont toutes les deux été acceptées au début des années 80, et accumulent des données depuis le

début des années 1990, avec pour objectif principal la mise en évidence de l'existence du quark top.

1.4.1 Coupures cinématiques

Nous ne détaillerons pas ici l'ensemble des coupures effectuées dans chaque canal, mais nous en donnerons un bref aperçu en essayant d'insister sur les motivations physiques.

Identification des leptons

Dans la majorité des canaux étudiés, on veut mettre en évidence, dans l'état final, un lepton (électron ou muon) provenant de la désintégration du W. Pour distinguer un tel lepton d'un jet ou du produit de la désintégration semi-leptonique d'un hadron, on demande:

- que ce lepton possède une impulsion transversale élevée, typiquement 20 GeV
- qu'il soit isolé, c'est à dire éloigné de tous les jets de l'événement
- que le dépôt d'énergie dans les calorimètres vérifie un certain nombre de critères de qualité (par exemple pour un électron: forme de la gerbe électromagnétique compatible avec celle attendue pour un électron)
- que les traces reconstruites dans les chambres à fils et associées à ce lepton vérifient certaines propriétés (par exemple pour un muon: impacts alignés dans les chambres à muons)

Dans le canal à deux leptons, CDF demande que les charges électriques de ces derniers soient opposées, et effectue alors des coupures d'identification moins sévères sur l'un des leptons.

Identification des neutrinos

Pour signer la désintégration leptonique du W, on demande typiquement au moins 20 GeV d'impulsion transversale manquante traduisant la présence d'un ou plusieurs neutrinos. La valeur de cette coupure peut changer suivant le canal, ceci étant principalement dû à l'influence de la précision de mesure de l'impulsion des muons sur la mesure de l'impulsion transversale manquante.

Nombre de jets

On demande plusieurs jets d'impulsion transversale élevée (de 15 à 20 GeV), généralement deux dans le canal à deux leptons (pour identifier les deux jets provenant directement de la désintégration des tops), et quatre dans le canal à un lepton (puisque l'un des W se désintègre en deux jets). On peut se contenter de trois jets dans ce dernier canal, si au moins l'un des jets est identifié comme étant un jet de quark b.

Energie hadronique transversale totale

La désintégration d'un objet lourd - comme le quark - top se traduit par une valeur élevée de l'énergie hadronique transversale totale H_T , qui est la somme scalaire des énergies transversales des jets. Cette quantité est calculée avec ou sans le lepton du W, et on demande que H_T soit supérieure à 100-180 GeV.

Coupure sur M_{ll}

Dans le canal à deux leptons, on demande que la masse invariante du système de deux leptons soit éloignée de la masse des objets connus: $Z, J/\psi, \dots$

1.4.2 Etiquetage des quarks saveurs lourdes

A la fois DØ et CDF procèdent à l'étiquetage des saveurs lourdes par par l'identification d'un lepton (μ pour DØ, e ou μ pour CDF) de faible énergie transversale. De plus CDF signe la désintégration des quarks b et c par la mise en évidence d'un vertex secondaire, ceci grâce au détecteur de vertex au Silicium (étiquetage SVX).

1.4.3 Résultats

Voici, résumées sous forme de tableaux, les valeurs des coupures et les résultats obtenus par les deux expériences [17] [18] en ce qui concerne les expériences de comptage. Les erreurs sur les bruits de fond tiennent compte des erreurs statistiques et systématiques.

Les valeurs de section efficace de production $t\bar{t}$ correspondantes sont:

	$e\mu + \text{jets}$	$ee + \text{jets}$	$\mu\mu + \text{jets}$	$\mu + \text{jets}$	$\mu + \text{jets}/\mu$	Total
$P_t(l)$ (GeV)	15	20	20	20	20	
\cancel{E}_t (GeV)	20	25	-	20	20	
Nombre de jets	2	2	2	4	3	
$E_T(\text{jets})$ (GeV)	20	20	20	15	20	
H_t (GeV)	120	120	100	180	110	
$\int \mathcal{L} dt$ (pb^{-1})	90.5	105.9	86.7	95.7	95.7	
signal attendu ^a	1.69 ± 0.27	0.92 ± 0.11	0.53 ± 0.11	6.4 ± 1.5	2.8 ± 0.9	12.3 ± 3.8
bruit de fond	0.36 ± 0.09	0.66 ± 0.17	0.55 ± 0.28	5.4 ± 2.0	1.1 ± 0.2	8.2 ± 3.0
données	3	1	1	11	6	22

TAB. 1.3 - *Résumé des résultats de $D\bar{D}$ sur la recherche du quark top*

^a pour $M_t=180$ GeV

	2 leptons + jets	lepton + jets + SVX	lepton + jets + SLT	Jets
$P_t(l)$ (GeV)	20	20	20	-
\cancel{E}_t (GeV)	25	20	20	-
Nombre de jets	2	3	3	6
$E_T(\text{jets})$ (GeV)	10	15	15	15
bruit de fond ^a	1.9 ± 0.4	9.9 ± 2.8	23.8 ± 3.6	45.3 ± 4.5
données	9	40	40	69

TAB. 1.4 - *Résumé des résultats de CDF sur la recherche du quark top*

^a CDF donne ses résultats en nombre de quarks b étiquetés, et non en nombre d'événements

$$\sigma = 5.2 \pm 1.8 \text{ pb} \quad (\text{DO}) \tag{1.26}$$

$$\sigma = 7.6^{+2.4}_{-2.0} \text{ pb} \quad (\text{CDF}),$$

et les valeurs de la masse:

$$M_t = 170 \pm 15(\text{stat.}) \pm 10(\text{syst.}) \text{ GeV}/c^2 \quad (\text{DO}) \tag{1.27}$$

$$M_t = 176 \pm 8(\text{stat.}) \pm 10(\text{syst.}) \text{ GeV}/c^2 \quad (\text{CDF}).$$

Chapitre 2

Dispositif expérimental

L'accélérateur — Le détecteur $D\emptyset$ — Le Détecteur à Rayonnement de transition

La recherche du quark top se ramène à la détection, lors de collisions à haute énergie, d'électrons, de muons, de neutrinos et de partons (quarks et gluons), c'est à dire à l'identification de ces particules et à la mesure de leurs caractéristiques cinématiques. Nous allons présenter le dispositif expérimental utilisé à cette fin: après une présentation rapide de l'accélérateur, le Tevatron, nous passerons brièvement en revue les différentes parties de détecteur $D\emptyset$: le détecteur central, le calorimètre et les chambres à muons. Nous évoquerons aussi brièvement l'acquisition de données, passerelle indispensable entre la physique des collisions et l'analyse. Nous insisterons enfin sur le Détecteur à Rayonnement de Transition, dont nous présenterons le principe avant d'en étudier le fonctionnement et la calibration.

2.1 L'accélérateur: le Tevatron

Le Tevatron est le collisionneur de protons et d'anti-protons possédant l'énergie la plus élevée au monde. L'anneau, mesurant deux kilomètres de diamètre, est situé au Laboratoire Fermi, près de Chicago. L'énergie de faisceaux du Tevatron est de 900 GeV, produisant une énergie de collision dans le référentiel du centre de masse de 1.8 TeV. La figure 2.1 montre une vue d'ensemble des accélérateurs et des détecteurs du Laboratoire Fermi, et le tableau 2.1 donne les principales caractéristiques du Tevatron.

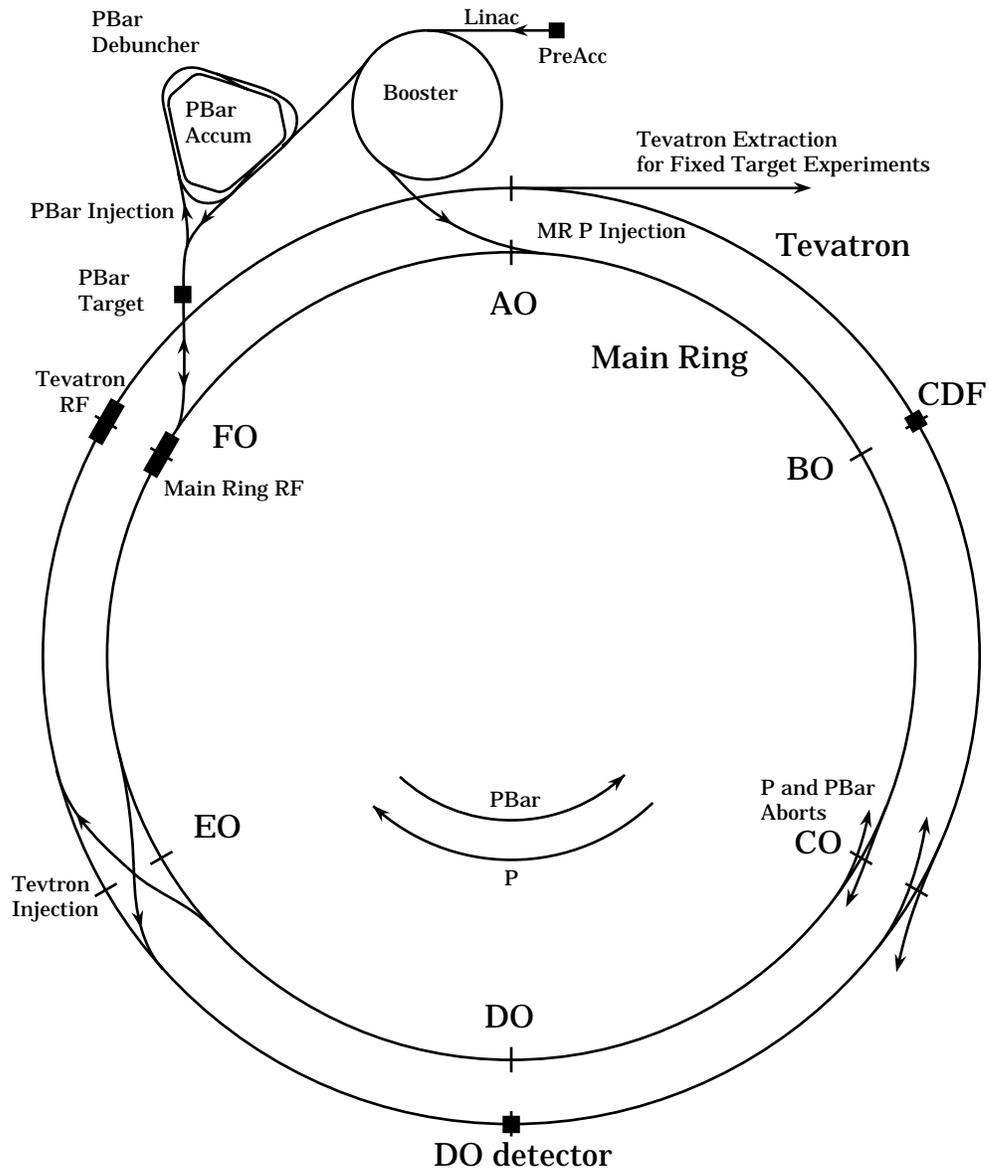


FIG. 2.1 - Les accélérateurs et les détecteurs du Laboratoire Fermi

Spécifications	
Energie (centre de masse)	1800 GeV
Circonférence	6.28 km
Régions d'interaction	2
Nombre de dipôles	774
Nombre de quadrupôles	216
Champ magnétique maximum	4.4 T
Temps entre collisions	3.5 μ s
Dispersion en énergie	0.15×10^{-3}
Longueur d'un paquet	50 cm
Rayon du faisceau	36 μ m
Espace libre autour du point d'interaction	± 6.5 m
Durée de vie du faisceau	> 12 heures
Temps de remplissage	8 mn
Temps d'accélération	44 s
Fréquence des cavités RF	53 MHz
Energie d'injection	150 GeV
Nombre de protons par paquet N_p	7.0×10^{10}
Nombre d'antiprotons par paquet $N_{\bar{p}}$	7.2×10^{10}
Nombre de paquets B	6 de protons, 6 d'antiprotons
Nombre total d'antiprotons	4.3×10^{11}
Vitesse de stockage des antiprotons	4.0×10^{10} heure ⁻¹
Emittance invariante normalisée protons ϵ_N^p	15π mm mr
Emittance invariante normalisée antiprotons $\epsilon_N^{\bar{p}}$	18π mm mr
Fonction amplitude au point d'interaction β^*	50 cm
Luminosité \mathcal{L}	5.7×10^{30} cm ⁻² s ⁻¹

TAB. 2.1 - *Caractéristiques du Tevatron.*

2.1.1 Création des faisceaux

La production des faisceaux débute lorsque les protons d'une bouteille de gaz d'hydrogène sont accélérés successivement à une énergie de 0.75 MeV grâce à un générateur de Cockroft-Walton, puis 200 MeV dans un accélérateur linéaire appelé Linac, puis 8 GeV dans un petit synchrotron, le Booster.

Les protons sont alors injectés dans l'anneau à aimants conventionnels (le "Main Ring") pour atteindre 150 GeV, et enfin dans le Tevatron à aimants supraconducteurs. La production d'anti-protons commence lorsque des protons de 120 GeV extraits du Main Ring sont dirigés sur une cible de nickel; les anti-protons ainsi produits sont collectés en faisceau à l'aide d'un champ magnétique. Ils sont stockés au rythme d'environ $4 \cdot 10^{10}$ par heure et focalisés ("refroidis") dans un petit anneau, le "Debuncher", grâce au processus de refroidissement stochastique [28]. Lorsqu'environ 10^{11} anti-protons ont été accumulés, ils sont injectés dans le Main Ring puis dans le Tevatron sous la forme de six paquets, qui circulent en sens opposé aux six paquets de protons.

2.1.2 Les collisions

Les faisceaux (qu'on empêche de se croiser ailleurs que dans la zone de collisions à l'aide de séparateurs) sont comprimés par insertion de quadrupôles avant les zones d'interaction. Les collisions sont observées aux deux points de l'anneau où se trouvent les expériences DØ et CDF.

La luminosité \mathcal{L} est donnée par [29] [30]

$$\mathcal{L} = \frac{3\gamma f B N_p N_{\bar{p}}}{\beta^* (\epsilon_n^p + \epsilon_n^{\bar{p}})} F\left(\frac{\sigma_z}{\beta^*}\right) \quad (2.1)$$

où

- γ est le facteur de Lorentz du proton (959 pour un proton de 900 GeV),
- f est la fréquence de révolution des paquets dans l'anneau (47.7 kHz),
- B est le nombre de paquets par faisceau,
- N_p et $N_{\bar{p}}$ sont les nombres de protons et d'antiprotons par paquet,
- β^* est la fonction amplitude au point d'interaction (la fonction β rend compte de la disposition des quadrupôles),

- ϵ_n^p et $\epsilon_n^{\bar{p}}$ sont les émittances invariantes normalisées à 95% des faisceaux de protons et d'antiprotons,
- F est un facteur de forme qui dépend de la longueur des paquets σ_z et de β^* .

Lors de la prise de donnée (run 1a), la luminosité instantannée typique atteinte lors des collisions (et déduite des valeurs du tableau 2.1) a été de

$$\mathcal{L} \approx 5 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}, \quad (2.2)$$

cette valeur ayant été multipliée par 3 à 4 lors de la prise de donnée suivante (run 1b), grâce notamment à une augmentation du nombre d'antiprotons. La luminosité décroît pendant environ 12 heures durant lesquelles sont à la fois prises les données et accumulés de nouveaux anti-protons. La figure 2.2 montre, en fonction du temps, la luminosité intégrée délivrée par le Tevatron et enregistrée par DØ ; on distingue les trois prises de données (run 1a, 1b et 1c), séparées par des périodes d'arrêt. Les données utilisées dans notre analyse ont été enregistrées pendant les runs 1a et 1b.

2.2 Le détecteur DØ

Les détecteurs utilisés auprès de collisionneurs se composent de plusieurs éléments destinés chacun à un type de mesures bien précis. La disposition et la nature de ces différents sous-détecteurs est dictée par la physique des interactions particules-matière. Près du point d'interaction se trouve des détecteurs de trace, qui mesurent la trajectoire tridimensionnelle des particules. Autour des détecteurs de traces se trouve un calorimètre, qui mesure l'énergie des particules. Un calorimètre doit être épais, pour absorber toute l'énergie des particules, au contraire des détecteurs de traces. Ceux-ci en effet se doivent de présenter le moins de matière possible pour ne pas perturber la trajectoire des particules, et ne pas leur faire perdre d'énergie. Un calorimètre est assez épais pour stopper toutes les particules exceptés les muons et les neutrinos. Les muons sont identifiés par des détecteurs de traces situés après le calorimètre. Quant aux neutrinos (qui interagissent très peu avec la matière), on déduit leur présence d'un déficit lors du bilan de l'impulsion totale transversale au faisceau.

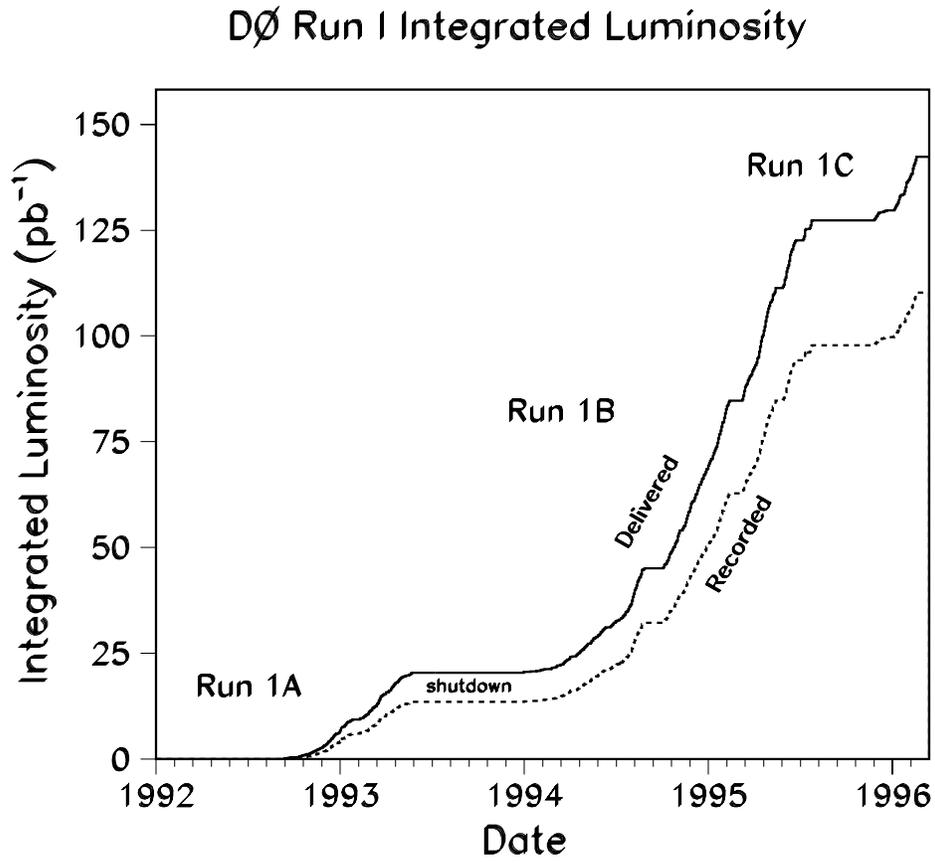


FIG. 2.2 - Luminosité intégrée délivrée par le Tevatron (trait plein) et enregistrée par DØ (pointillés) en fonction du temps

2.2.1 Généralités sur le détecteur DØ

Le détecteur DØ a été conçu pour étudier les phénomènes à haute masse et grande impulsion transversale dans des collisions de protons et d'anti-protons à une énergie de 2 TeV dans le référentiel du centre de masse. Les caractéristiques du détecteur ont été optimisées en vue:

- d'une bonne identification des électrons et des muons, avec une mesure précise de l'énergie des électrons dans un calorimètre et de l'impulsion des muons à l'aide d'un toroïde en fer magnétisé.
- une bonne mesure des jets grâce à un calorimètre possédant une très bonne résolution spatiale et énergétique,
- une excellente mesure de l'impulsion transverse manquante permettant de signaler la présence de neutrinos.

Nous allons examiner successivement les trois sous-systèmes composant le détecteur DØ représenté sur la figure 2.3, et voir de façon plus précise comment ils remplissent les tâches essentielles que nous venons de décrire.

Ces sous-systèmes sont, en partant du point d'interaction:

- le détecteur central sans champ magnétique,
- le calorimètre à Uranium et Argon liquide, homogène et finement segmenté, compact et hermétique grâce à l'absence d'aimant dans la région centrale.
- le système de chambres à muons constitué de trois couches concentriques de chambres proportionnelles, et construit autour de toroïdes à fer destinés à créer un champ magnétique entre les première et seconde couches.

Une description très complète du détecteur DØ est disponible par ailleurs [31]. On y trouvera de nombreux détails concernant les systèmes d'électronique, de déclenchement, d'acquisition des données, de support mécanique, de haute tension et de contrôle en ligne.

Les dimensions globales du détecteur sont 13 mètres de large sur 13 mètres de haut sur 20 mètres de long; il pèse 25.000 tonnes et possède plus de 100.000 voies de lecture

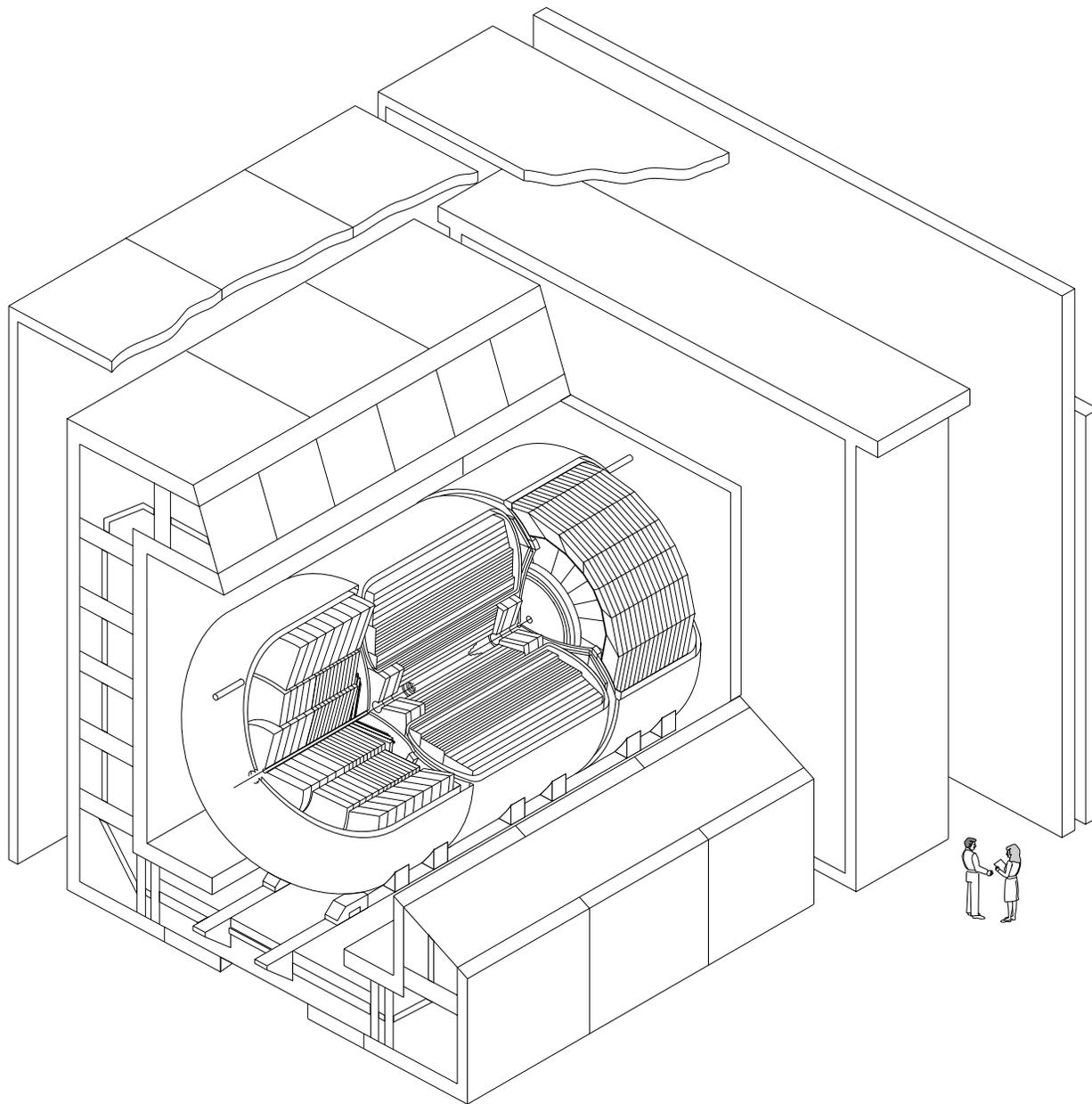


FIG. 2.3 - *Le détecteur DØ*

2.2.2 Le détecteur central

le détecteur central (CD) représenté sur la figure 2.4 est composé de quatre éléments distincts: le détecteur de vertex (VTX), le détecteur à rayonnement de transition (TRD), le détecteur de traces centrales (CDC) et la paire de détecteurs de traces vers l'avant et l'arrière (FDC).

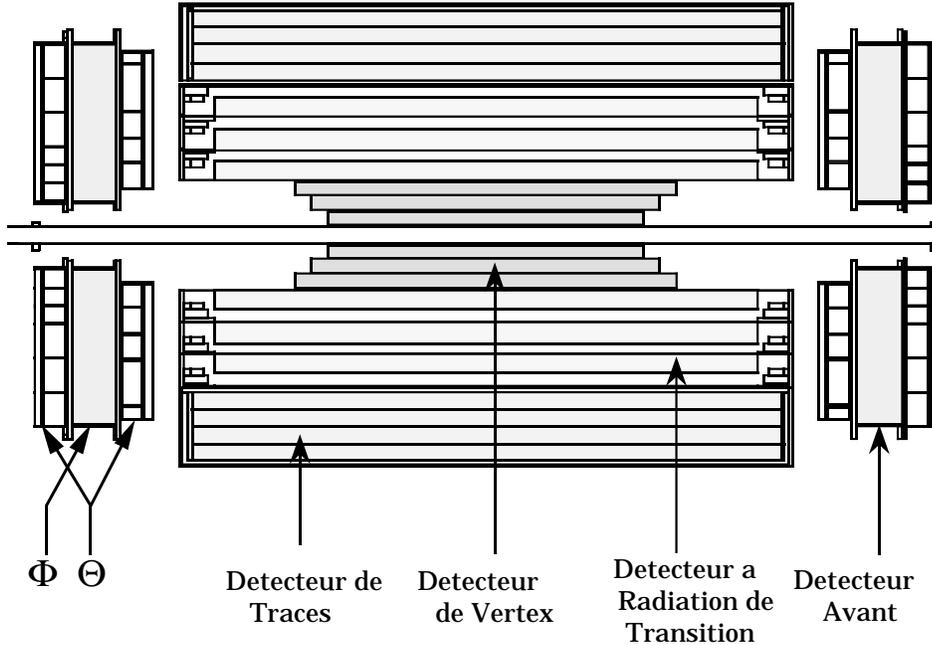


FIG. 2.4 - *Le détecteur central*

Les VTX, TRD et CDC couvrent la région centrale en η^1 ($|\eta| < 1$), et sont composés chacun de trois cylindres concentriques autour du tube à vide; les FDC quant à elles sont orientées perpendiculairement au tube à vide. Le détecteur central occupe le cylindre interne défini par les cryostats du calorimètre, c'est à dire un volume défini par $r = 78$ cm et $z = \pm 135$ cm.

La conception des détecteurs de traces à été influencée par l'absence de champ magnétique central: la contrainte de mesurer l'impulsion des particules étant absente, ces détecteurs ont été étudiés de façon à optimiser leur pouvoir

1. la pseudorapacité η est définie comme $\eta = -\ln \tan (\theta/2)$

de résolution de deux traces. Ils doivent aussi offrir une acceptation maximale, ainsi qu'une bonne mesure de l'ionisation (dE/dx), afin de distinguer les électrons isolés d'une paire e^+e^- provenant d'une conversion de photon (et qui n'est pas séparée en raison de l'absence de champ magnétique).

Le détecteur de vertex

Il est situé immédiatement autour du tube à vide en Beryllium et possède un rayon interne de 3.7 cm pour un rayon extérieur de 16.2 cm. Il est constitué de trois couches concentriques mécaniquement indépendantes. La figure 2.5 représente la géométrie des couches constituées par la juxtaposition de 16 cellules dans la couche interne, et de 32 cellules pour chacune des deux autres couches.

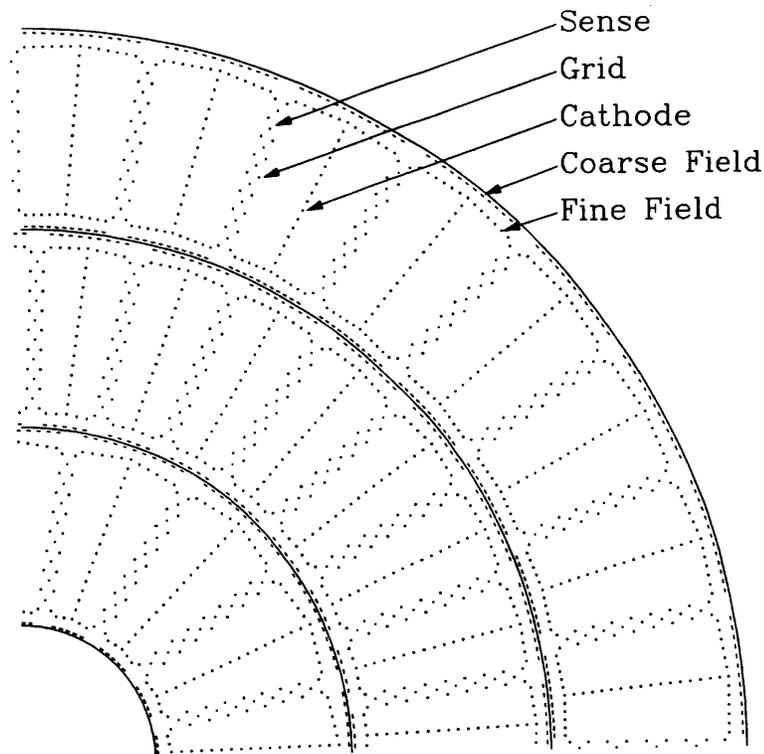


FIG. 2.5 - *Structure des cellules du détecteur de vertex*

Les fils sensibles sont au nombre de 8 par cellule, et sont alternativement

décalés de $100 \mu\text{m}$ par rapport au plan de symétrie de la cellule pour lever les ambiguïtés droite-gauche. Deux plans de fils de grille bordent les fils sensibles et imposent le champ électrique dans la zone d'amplification. Les fils sensibles sont lus à leurs deux extrémités et permettent une mesure de z . Le mélange de gaz est composé de 95% de CO_2 et de 5% de C_2H_4 pour éviter la propagation de rayons X et les avalanches parasites; une faible proportion d'eau protège les chambres contre les décharges électrostatiques dans un environnement radioactif.

La précision de mesure, estimée avec un faisceau test est de $100 \mu\text{m}$ dans le plan transversal. La position longitudinale quant à elle est mesurée à 1cm près par la méthode de division de charge. Deux traces séparées de 0.63 mm sont distinguées avec une efficacité de 90%.

Le détecteur à Rayonnement de Transition (TRD)

Le TRD [39] utilise le phénomène de rayonnement de transition² pour fournir un critère supplémentaire d'identification de l'électron. Des rayons X de rayonnement de transition sont produits lorsque des particules très relativistes ($\gamma > 4.10^3$) traversent l'interface entre deux milieux de constantes diélectriques différentes. Le TRD de DØ a été conçu de façon à ce que les électrons y produisent pratiquement tout le rayonnement de transition possible et que les hadrons en produisent le moins possible.

Le TRD est constitué de trois couches concentriques contenant chacune un radiateur et une chambre de détection de rayons X (figure 2.6). Chaque radiateur comprend 393 feuilles de polypropylène de $18 \mu\text{m}$ séparées en moyenne de $150 \mu\text{m}$ et immergées dans de l'azote. Le spectre en énergie des rayons X est déterminé par l'épaisseur des feuilles du radiateur et par leur espacement [32] [40] [41]. Pour le TRD de DØ, la distribution en énergie présente un pic à 8 keV et s'étend jusqu'à 30 keV .

Les rayons X sont détectés dans une chambre à dérive radiale située immédiatement après le radiateur. Les rayons X se convertissent dans un mélange de $Xe(91\%) - CH_4(7\%) - C_2H_6(2\%)$, et ceci dès les premiers millimètres de la chambre. Les conversions X et l'ionisation produite par la particule chargée créent des paquets de charges qui arrivent sur le fil sensible durant un temps de dérive maximal d'environ une microseconde. Ainsi au signal de

2. voir plus loin pour un exposé plus détaillé

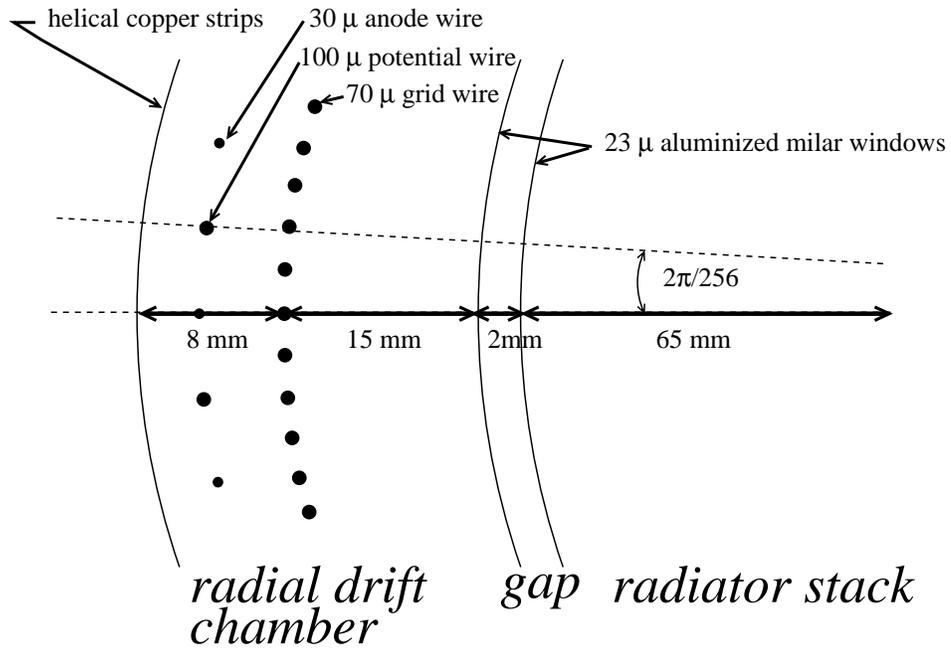


FIG. 2.6 - *Structure d'une couche du TRD*

rayonnement de transition s'ajoute la contribution de toute particule chargée qui ionize le gaz en traversant la chambre. La figure 2.7 donne des exemples de signaux collectés sur une anode du TRD.

Les principales caractéristique du TRD sont données en table 2.2.

Spécifications	
Longueur totale	188 cm
Longueur active	166.6 cm
Rayon intérieur	17.5 cm
Rayon extérieur	49 cm
Nombre de couches	3
Epaisseur d'un radiateur	66 mm
Epaisseur de la feuille de polypropylène	18 μm
Espacement moyen entre enroulements	150 μm
Nombre d'enroulements	393
Espacement radiateur-chambre	2mm
Epaisseur d'une chambre	23 mm = 15 (dérive) + 8 (amplification)
Nombre total de canaux	1536=3 \times 256 anodes + 3 \times 256 cathodes
Position des anodes (rayon)	26.30 cm / 36.85 cm / 47.40 cm
Position des cathodes (rayon)	26.70 cm / 37.25 cm / 47.80 cm
Inclinaison des cathodes	23.7° / 29.0° / 47.0°
Longueur de radiation ($\eta = 0$)	8.13% X_0
Longueur d'interaction ($\eta = 0$)	3.57% λ_0
Fils d'anode (composition et diamètre)	W plaqué Au 30 μm
Fils de grille (composition et diamètre)	W plaqué Au 70 μm
Fils de potentiel (composition et diamètre)	Cu/Be plaqué Au 100 μm
Temps de dérive maximal	0.6 μs

TAB. 2.2 - *Caractéristiques du détecteur à rayonnement de transition*

Le détecteur de traces centrales

Il couvre l'angle $|\eta| < 1$ et permet de reconstruire les traces avant le calorimètre central. D'une longueur de 184 cm, et compris entre les rayons $r=49.5$ cm et $r=74.5$ cm, il est composé de quatre couches de 32 cellules. Chaque cellule du CDC comporte 7 fils sensibles séparés de 200 μm en φ , et

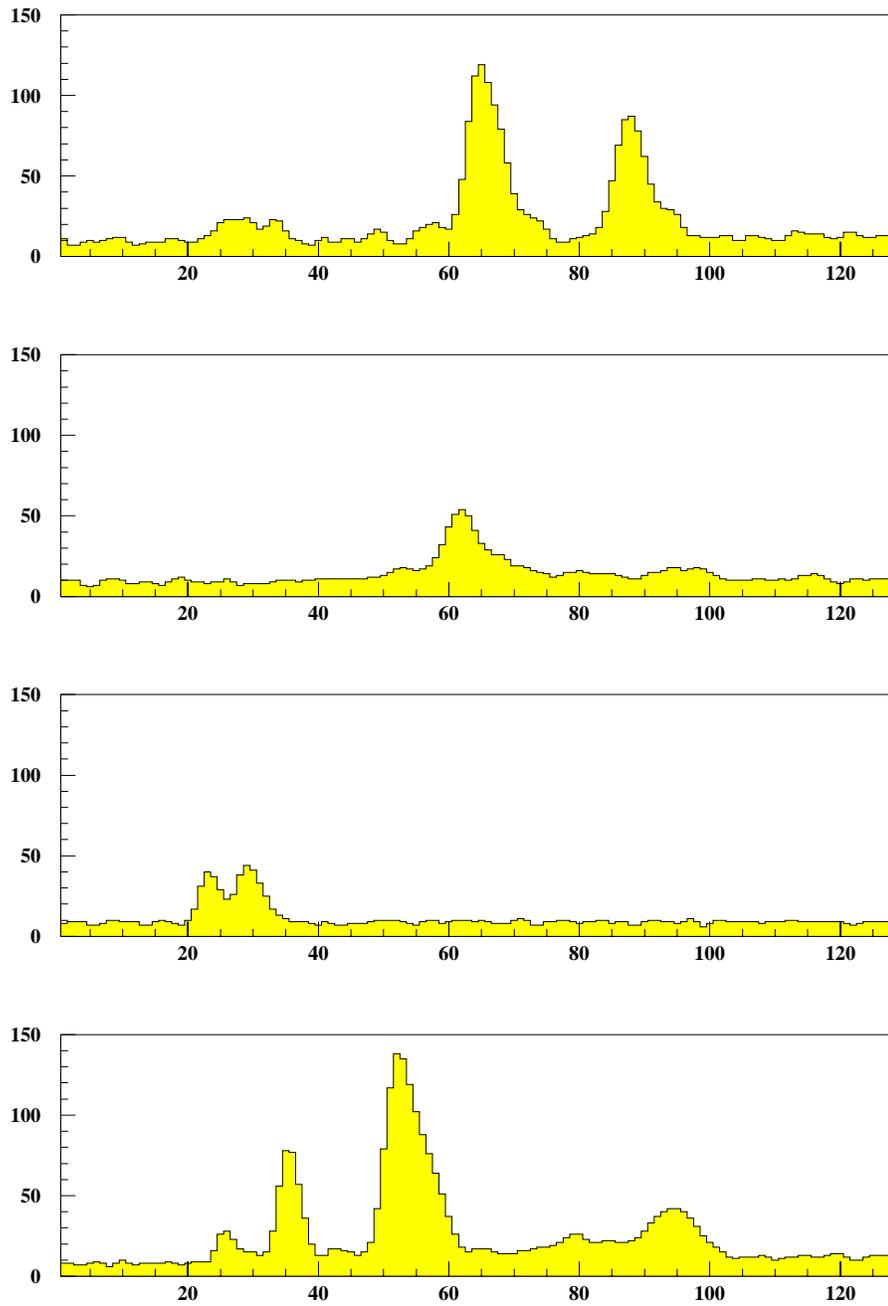


FIG. 2.7 - *Signal collecté sur une anode du TRD en fonction du temps pour quatre traces différentes*

2 lignes à retard parallèles au tube à vide. La figure 2.8 montre la structure des cellules du CDC.

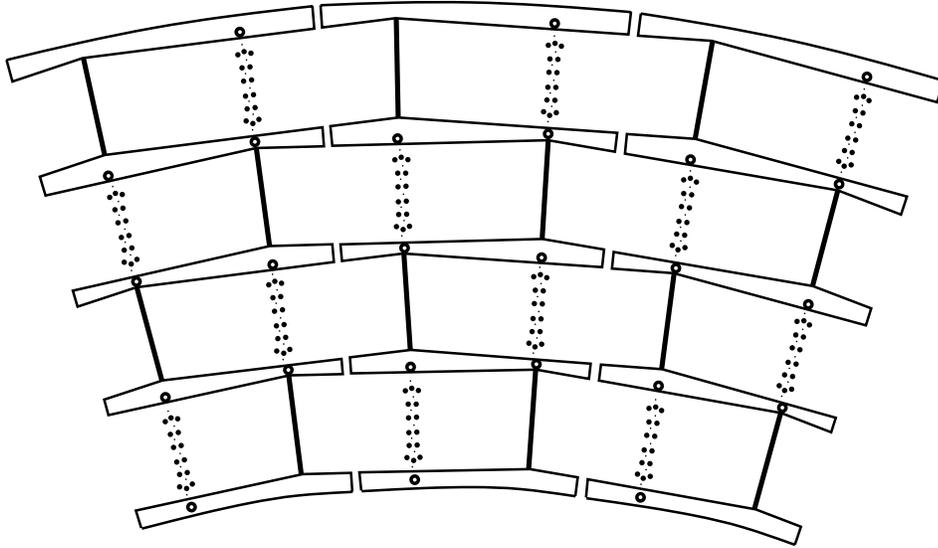


FIG. 2.8 - *Structure des cellules du détecteur de traces centrales*

Le signal induit sur les lignes à retard par le fil d'anode le plus proche est chronométré à chaque extrémité, donnant une précision de 3 mm sur la coordonnée axiale. Avec un champ électrique de 620 V/cm, la vitesse de dérive est de $34 \mu\text{m/ns}$ pour un mélange de gaz de $\text{Ar}(93\%) - \text{CH}_4(4\%) - \text{CO}_2(3\%)$. Le gain près des fils sensible est d'environ 10^4 pour un potentiel de 1.5 kV.

La précision de mesure transverse est de $180 \mu\text{m}$, et deux traces séparées de 2 mm peuvent être résolues avec une efficacité de 90%. En utilisant la mesure de l'ionisation, on dispose d'une rejection de 50 des conversions pour une efficacité de reconnaissance de 90% des traces simples.

Les détecteurs de traces avant et arrière

Ces ensembles de chambres, qui sont situées à chaque extrémité du CDC, étendent la couverture de détection des traces chargées jusqu'à un angle de 5° par rapport à la direction du faisceau. Chaque ensemble est composé de

trois chambres séparées:

- le module Φ , avec ses fils sensibles radiaux, permet de mesurer la coordonnée ϕ ,
- les deux chambres Θ , qui le prennent en sandwich, mesurent la coordonnée θ .

La figure 2.9 montre l'orientation des fils sensibles pour les modules constituant chaque ensemble.

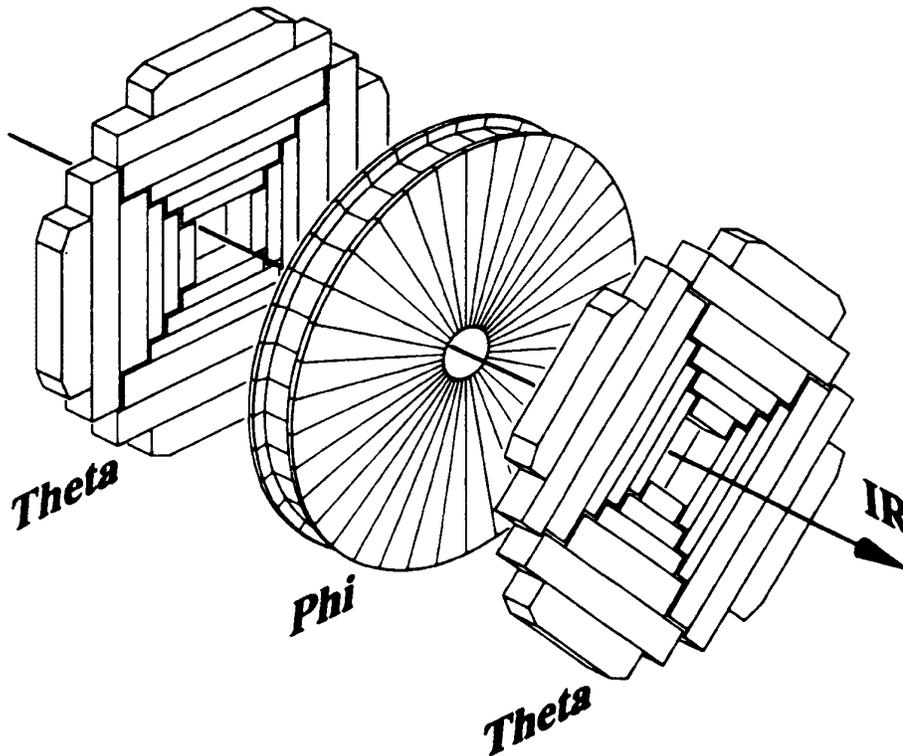


FIG. 2.9 - *Disposition des chambres du détecteur de traces vers l'avant*

Le module Φ est une chambre simple comprenant 32 secteurs couvrant 2π , chaque secteur comprenant 16 fils sensibles le long de l'axe du faisceau. Un module Θ comporte quatre quadrants distincts, contenant chacun six cellules rectangulaires. Chacune de ces cellules possède six fils d'anode selon z et une

ligne à retard semblable à celle du CDC pour donner une mesure de z . Les deux modules Θ d'un même ensemble sont décalés de 45° en ϕ . Comme le gaz utilisé dans ces chambres est le même que dans le CDC, les valeurs du champ de dérive et du gain sont similaires. La précision de mesure en z est de 4mm et celle dans le plan perpendiculaire aux fils sensibles est de $200 \mu\text{m}$.

2.2.3 Le calorimètre

Le calorimètre est la pièce maîtresse de $D\phi$, et ceci à plus d'un titre: en l'absence de champ magnétique central, il constitue la seule source de mesure précise d'énergie. De plus, il fournit une information indispensable à l'identification des particules (électrons, photons, jets et muons) et joue un rôle essentiel dans la détermination de l'impulsion transversale manquante \cancel{E}_t .

Structure du calorimètre

Une vue isométrique du calorimètre de $D\phi$ est montrée sur la figure 2.10. Il est composé de trois modules: un module central (CC) et deux modules avant et arrière (EC), dont chacun est placé dans un cryostat. Chaque module est composé d'une section électromagnétique, une section hadronique fine et une section hadronique épaisse.

Chaque partie du calorimètre est segmentée

- longitudinalement, c'est à dire en couches traversées successivement par la particule. Par exemple la section électromagnétique centrale (CCEC) est divisée en quatre couches, comprenant respectivement 2,2,7 et 10 cellules.
- en tours, c'est à dire en η et en ϕ , de taille $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1 \times \frac{2\pi}{64} \simeq 0.1 \times 0.1$, à l'exception de la troisième couche électromagnétique dont la segmentation est $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.05 \times \frac{2\pi}{128} \simeq 0.05 \times 0.05$, et des régions $|\eta| > 3.2$ où $\Delta\phi = \frac{2\pi}{32}$ et $\Delta\eta \geq 0.2$.

L'ensemble des calorimètres respecte une géométrie pseudo-projective, ce qui signifie que les *centres* des tours situées sur une droite issue du centre du détecteur sont alignés, alors que les *bords* de ces mêmes tours sont simplement perpendiculaires aux plaques d'absorbant (voir figure 2.11).

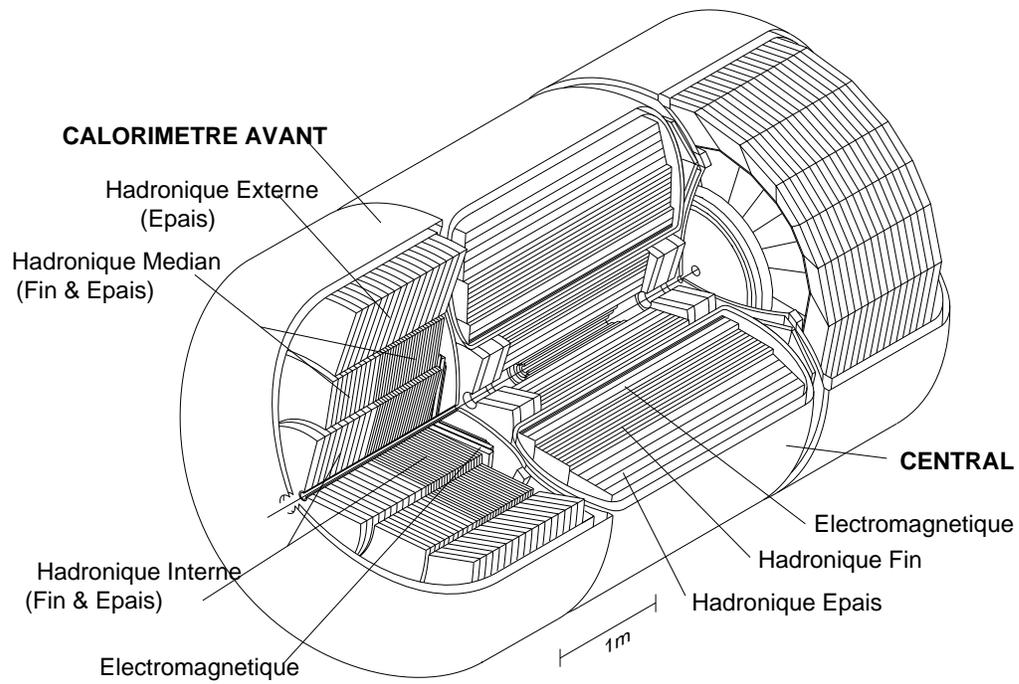


FIG. 2.10 - *Le calorimètre de DØ*

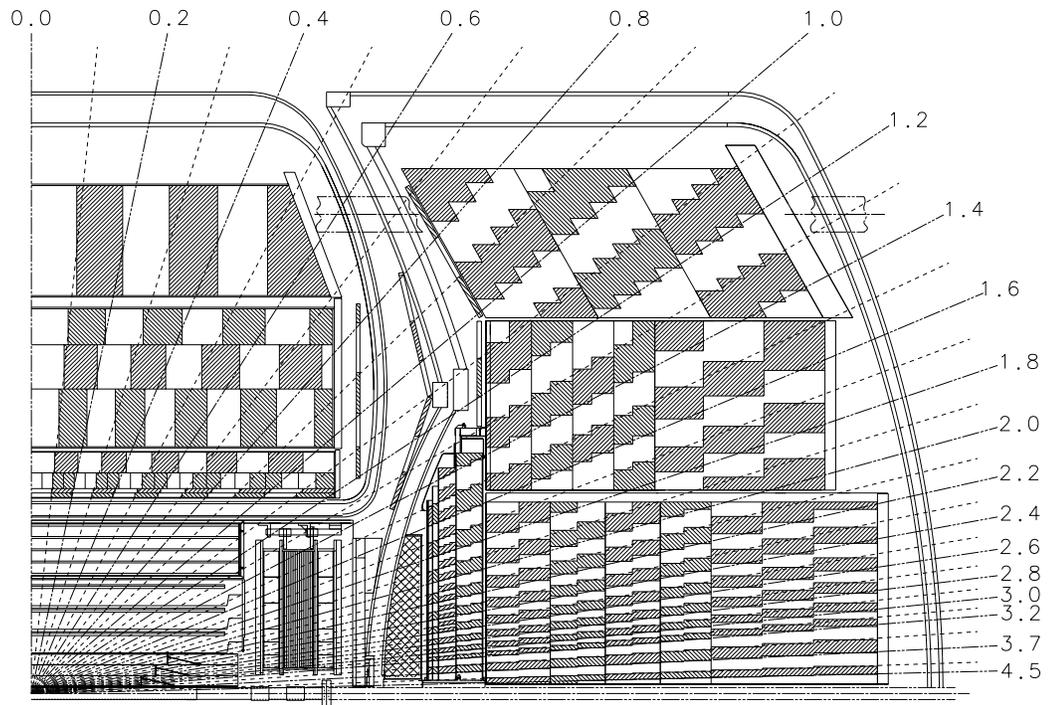


FIG. 2.11 - *Géométrie pseudo-projective du calorimètre*

Le milieu absorbant est de l'Uranium appauvri et le milieu actif de l'Argon liquide:

- L'Uranium apporte les avantages d'un matériau dense, permettant ainsi de réaliser un calorimètre compact ayant une réponse presque égale aux électrons et aux hadrons.
- malgré les complications imposées par la cryogénie (il faut maintenir 75700 litres d'Argon liquide à 78K), l'Argon liquide a été choisi car il offre une relative simplicité de calibration, une grande stabilité, une segmentation aisée, une bonne résistance aux radiations et un coût relativement bas de l'électronique associée.

Une cellule du calorimètre est représentée sur la figure 2.12: plaques d'absorbant (en noir) et cartes de lecture (hachuré) sont maintenues à espacement fixe par des entretoises. Le temps de dérive d'un électron dans cet espace de 2.3 mm d'argon (en grisé) est de 450 ns. Les cellules sont regroupées en quelques 50000 canaux de mesure.

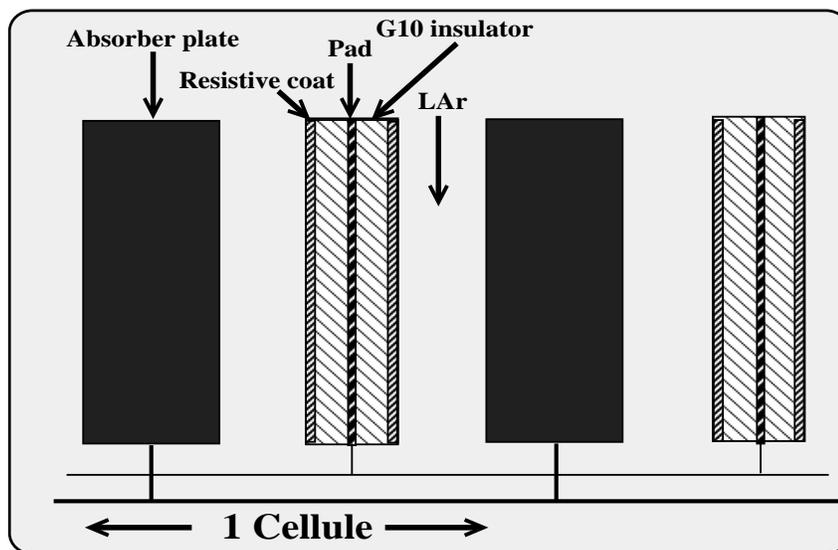


FIG. 2.12 - *Structure des cellules du calorimètre*

Le calorimètre central

Il couvre la zone $|\eta| < 1$, et il est composé de trois couches concentriques orientées parallèlement au faisceau. Les 32 modules électromagnétiques (CCEM) ont chacun une longueur de 2.6 m et sont assemblés en anneaux décalés les uns par rapport aux autres pour qu'une particule ne voie pas de parties mortes successives. Ils utilisent une épaisseur d'Uranium de 3 mm comme absorbeur, et contiennent quatre couches de lecture différentes. Les deux premières, chacune épaisse (à $\theta = 90^\circ$) de deux longueurs de radiation (X_0), mesurent le début du développement de la gerbe. La troisième couche couvre la région de déposition énergétique maximale, et la quatrième complète l'épaisseur totale à $20.5 X_0$. La troisième couche est segmentée de façon deux fois plus fine en η et ϕ pour permettre une localisation plus précise du centre de gravité de la gerbe. Les 16 modules hadroniques fins (CCFH) utilisent des couches d'absorbeur de 6 mm et sont divisés en trois niveaux de lecture (1.3, 1.0 et $0.9 \lambda_a$), alors que les 16 modules hadroniques épais (CCCH) sont constitués de couches de cuivre de 46.5 mm formant un seul niveau de lecture ayant la segmentation standard $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1$. Les caractéristiques du calorimètre central sont données en table 2.3.

Les calorimètres avant et arrière

Les deux calorimètres avant et arrière sont identiques au calorimètre central en ce qui concerne l'espacement et la structure de lecture. Ils étendent la couverture totale jusqu'à $|\eta| < 4.5$. Quatre ensembles de modules remplissent chaque cryostat: un seul module électromagnétique (représenté sur la figure 2.13) avec des plaques d'Uranium de 3 mm, puis un module hadronique 'interne', suivi de 16 modules intermédiaires disposés en anneau. Ces modules sont eux-mêmes entourés de 16 modules externes composés de plaques d'acier de 46.5 mm .

La profondeur et la segmentation transverse sont similaires à celle du module central, excepté à $|\eta| > 2.6$ où la taille des tours diminue en raison de la diminution de la taille linéaire des dimensions transversales. Les caractéristiques des calorimètres avant et arrière sont données en table 2.4.

Les détecteurs intercryostatiques

Chacune des trois parties du calorimètre est placée dans un cryostat séparé. La zone séparant ces cryostats, qui est définie par $0.8 < |\eta| < 1.4$, est

Module	CCEM	CCFH	CCCH
Nombre de modules	32	16	16
Absorbeur	U	U + 2% Nb	Cu
Épaisseur des plaques d'absorbeur	3 mm	6 mm	46.5 mm
Épaisseur d'argon par cellule	2.3 mm	2.3 mm	2.3 mm
Segmentation en ϕ	$\frac{2\pi}{64} \simeq 0.1^a$	$\frac{2\pi}{64} \simeq 0.1$	$\frac{2\pi}{64} \simeq 0.1$
Segmentation en η	0.1 ^b	0.1	0.1
Segmentation longitudinale	4	3	1
Nombre de cellules/segment longitudinal	2-2-7-10	20-16-14	9
Longueur de radiation totale	20.5 X ₀	96 X ₀	32.9 X ₀
Longueur d'absorption totale	0.76 λ _a	3.23λ _a	3.2λ _a
Nombre total de voies	≈ 10400	≈ 3500	≈ 770
Couverture en η	±1.2	±1.0	±0.6
Masse d'un module	0.6 T	8.3 T	7.2 T
Masse totale	305 T + 26 T d'argon liquide		

TAB. 2.3 - *Caractéristiques du calorimètre central*

^a Pour le troisième segment longitudinal, $\Delta\phi = \frac{2\pi}{128} \simeq 0.05$

^b Pour le troisième segment longitudinal, $\Delta\eta = 0.05$

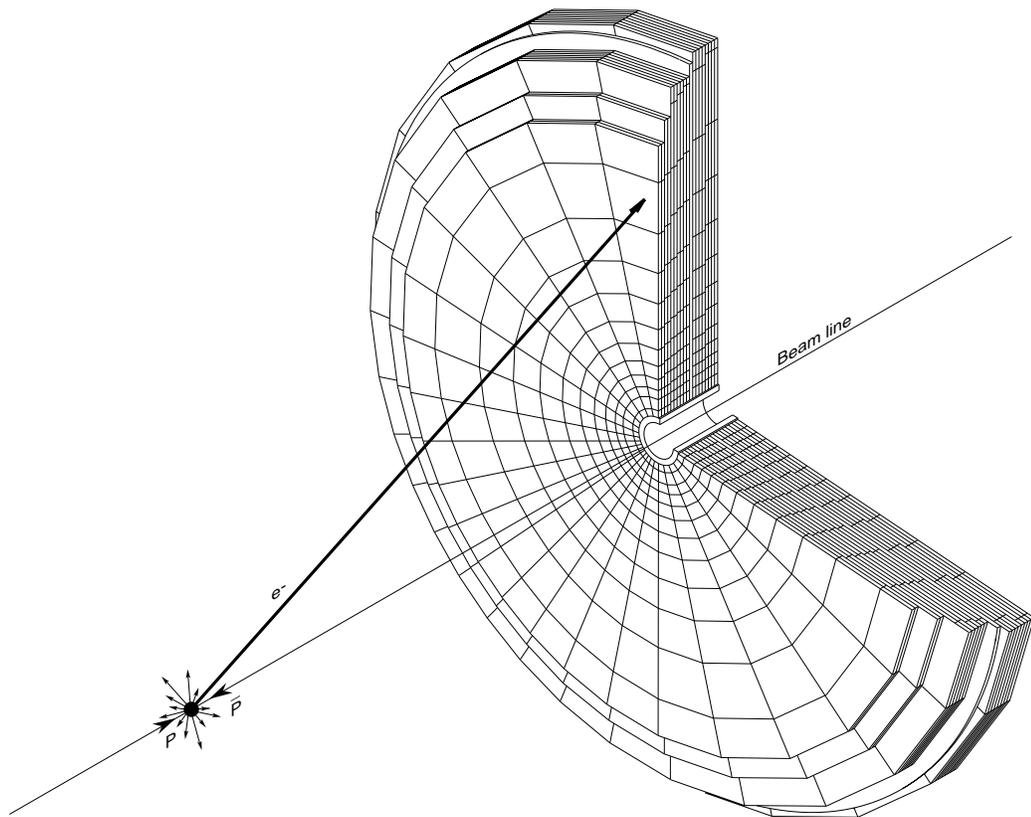


FIG. 2.13 - *Module électromagnétique du calorimètre avant*

Module	ECEM	ECIFH	ECICH	ECMFH	ECMCH	ECOH
Nombre de modules	1	1	1	16	16	16
Absorbeur	U	U+2% Nb	U	U+2% Nb	Acier inox	Acier inox
Épaisseur des plaques d'absorbeur	4 mm	6 mm	46.5 mm	6 mm	46.5 mm	46.5 mm
Épaisseur d'argon par cellule	2.3 mm	2 mm	2mm	2.2 mm	2.2 mm	2.2mm
Segmentation en ϕ	$\frac{2\pi}{64} \simeq 0.1^a$	$\frac{2\pi}{64} \simeq 0.1$				
Segmentation en η	0.1 ^b	0.1	0.1	0.1	0.1	0.1
Segmentation longitudinale	4	4	1	4	1	3
Nombre de cellules/segment longitudinal	2-2-6-8	16-16-16-16	13	15-15-15-15	12	8-8-8
Longueur de radiation totale	20.1 X_0	121.8 X_0	32.8 X_0	115.5 X_0	37.9 X_0	65.1 X_0
Longueur d'absorption totale	0.95 λ_a	4.91 λ_a	3.57 λ_a	4.04 λ_a	4.08 λ_a	7.01 λ_a
Nombre total de voies	7488	$\simeq 5900$		1664		960
Couverture en $ \eta $	1.3-3.7	1.6-4.45	2.0-4.45	1.0-1.7	1.3-1.9	0.7-1.4
Masse du module	5 T	28.4 T		4.3 T		5.5 T
Masse totale				238 T		

^a Pour le troisième segment longitudinal, $\Delta\phi = \frac{2\pi}{128} \simeq 0.05$ pour $|\eta| < 2.6$

^b Pour le troisième segment longitudinal, $\Delta\eta = 0.05$ pour $|\eta| < 2.6$

TAB. 2.4 - Caractéristiques d'un calorimètre avant ou arrière

équipée d'un ensemble de scintillateurs appelé détecteur intercryostatique (ICD) qui sont montés sur les surfaces frontales des calorimètres avant et arrière. Chaque ICD est composé de tuiles de scintillateurs de taille $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.1$ s'adaptant à la géométrie pseudo-projective des calorimètres. Chaque ensemble totalise 192 voies de lecture. Les tuiles de scintillateurs plastique sont lues par des phototubes, et leur réponse est calibrée à l'aide de fibres optiques qui distribuent la lumière d'un laser UV à chaque tuile.

Performances du calorimètre

Des modules séparés ont été testés en utilisant des faisceaux de pions et d'électrons d'énergie comprise entre 10 et 150 GeV [33] [34] [35] [36] [37]. La réponse des modules en fonction de l'énergie du faisceau est linéaire à mieux que 0.5%. L'incertitude σ_E sur énergie mesurée s'écrit sous la forme:

$$\left(\frac{\sigma_E}{E}\right)^2 = C^2 + \frac{S^2}{E} + \frac{N^2}{E^2} \quad (2.3)$$

où

- C regroupe les erreurs d'intercalibration des canaux, dues notamment aux incertitudes sur les gains des canaux, aux couplages capacitifs et inductifs et aux variations d'épaisseurs d'uranium et d'argon,
- S rend compte des fluctuations de l'échantillonnage,
- N est le terme de bruit issu de l'activité de l'uranium et de l'électronique.

Pour des électrons, on mesure:

$$\begin{aligned} C &= 0.003 \pm 0.002 \\ S &= 0.157 \pm 0.005 \sqrt{\text{GeV}} \\ N &\approx 0.140 \text{ GeV} \end{aligned} \quad (2.4)$$

et pour des pions

$$\begin{aligned} C &= 0.032 \pm 0.004 \\ S &= 0.41 \pm 0.04 \sqrt{\text{GeV}} \\ N &\approx 1.28 \text{ GeV}. \end{aligned} \quad (2.5)$$

Pour estimer la précision de la mesure de l'énergie des jets (voir la partie 3.3 pour la notion de jet et d'énergie de jet) - qui sont les objets que nous mesurons, et qui sont plus complexes que les pions - on utilise les données, et plus précisément des événements QCD à deux jets et des événements γ +jets. La figure 2.14 montre les données et un ajustement de la précision relative de mesure dans quatre régions en $|\eta|$ du calorimètre, et ceci en fonction de la moyenne des énergies des jets. La meilleure précision est attendue dans la partie centrale (CC) alors que la région avant (EC) - où des erreurs systématiques importantes sont dues à des correction de débordement de cône - et la région intercryostatique ont des précisions de mesure plus faibles.

L'ajustement est effectué en utilisant la forme fonctionnelle de l'équation 2.3. En traitant séparément les différentes régions en $|\eta|$ du calorimètre, on obtient [68] les valeurs données en table 2.5. On note le comportement particulier de l'incertitude sur la mesure de l'énergie dans la région intercryostatique ($0.8 < |\eta| < 1.4$) qui est dû au fait que cette zone, qui contient les bords des cryostats et les structures de support des modules du calorimètre, contient une forte proportion de matériel non-instrumenté.

Région en $ \eta $	Terme de bruit N (GeV)	Terme d'échantillonnage S ($\sqrt{\text{GeV}}$)	Terme constant C
$ \eta < 0.5$	7.07 ± 0.09	0.81 ± 0.016	0.0 ± 0.005
$0.5 < \eta < 1.0$	6.92 ± 0.12	0.91 ± 0.019	0.0 ± 0.01
$1.0 < \eta < 1.5$	0.0 ± 1.4	1.45 ± 0.016	0.052 ± 0.006
$1.5 < \eta < 2.0$	8.15 ± 0.21	0.48 ± 0.07	0.0 ± 0.014
$2.0 < \eta < 3.0$	3.15 ± 2.5	1.64 ± 0.13	0.012 ± 0.58

TAB. 2.5 - *Paramètres de l'ajustement de la résolution de l'énergie des jets dans les trois régions du calorimètre*

La précision de mesure spatiale, obtenue en comparant la position de la trace et le barycentre de la gerbe, décroît de 1.2 mm à 0.8 mm quand l'énergie passe de 10 à 150 GeV. Le rapport de la réponse aux électrons et de la réponse aux pions (e/π) varie entre 1.11 vers 10 GeV et 1.04 vers 150 GeV.

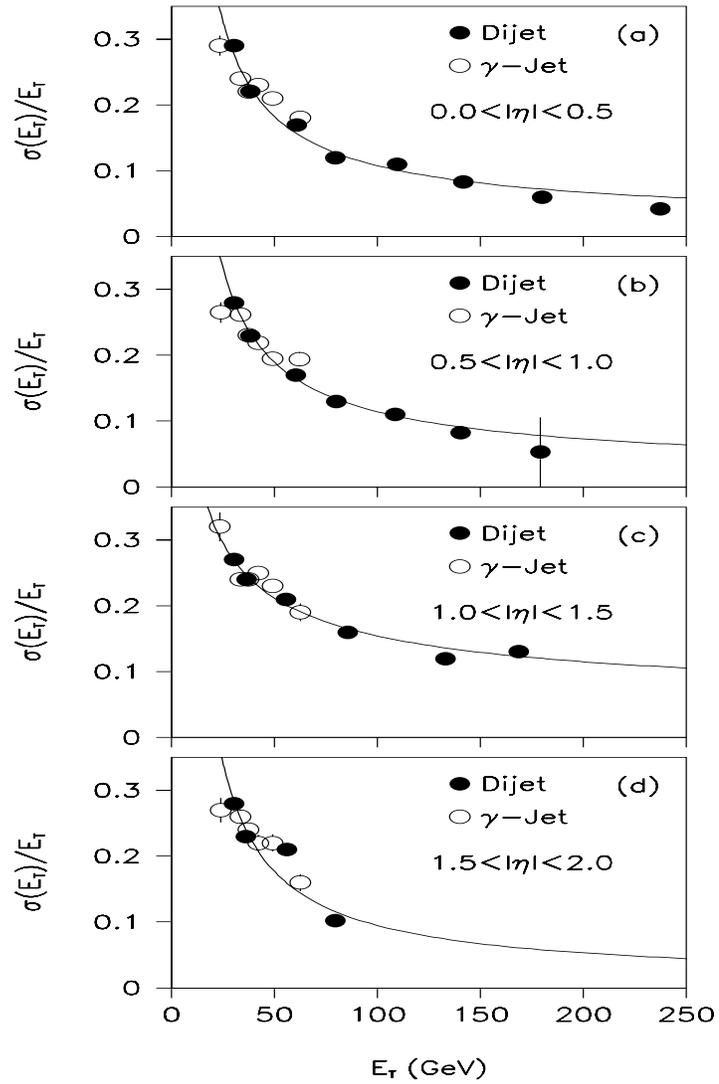


FIG. 2.14 - Incertitude relative sur la mesure de l'énergie des jets en fonction de leur énergie dans quatre régions en $|\eta|$ du calorimètre. Les ajustements aux données sont montrés dans chaque cas.

2.2.4 Les chambres à muons

Trop lourds pour produire du rayonnement de freinage et ne subissant pas l'interaction forte, les muons ne laissent dans le calorimètre que l'énergie d'une particule au minimum d'ionisation. Ce sont les seules particules autres que les neutrinos pouvant traverser le calorimètre; plus la quantité de matière à traverser avant d'entrer dans les chambres à muons est grande et plus faible est le bruit de fond dû aux débordements de gerbes hadroniques. La figure 2.15 montre l'épaisseur du détecteur en nombre de longueurs d'interaction, et ceci en fonction de l'angle polaire θ .

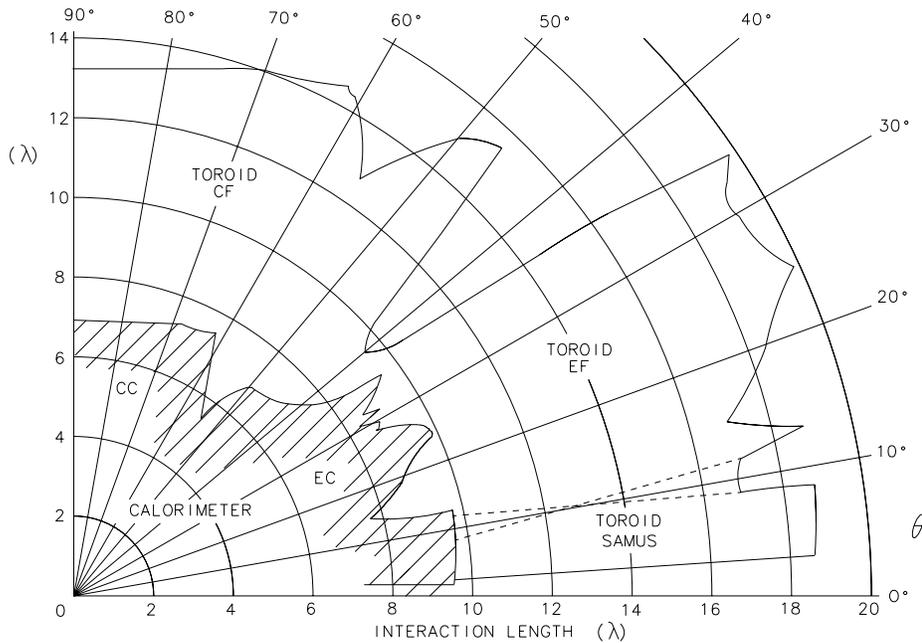


FIG. 2.15 - Nombre de longueurs d'interaction en fonction de θ

Les muons ayant traversé le calorimètre sont détectés par un ensemble de chambres à muons qui forme la couche externe du détecteur $D\emptyset$, et qu'on peut voir sur la figure 2.16.

Le système de détection de muons possède cinq aimants toroidaux dont trois composent le Spectromètre à Grand Angle (WAMUS) et deux le Spec-

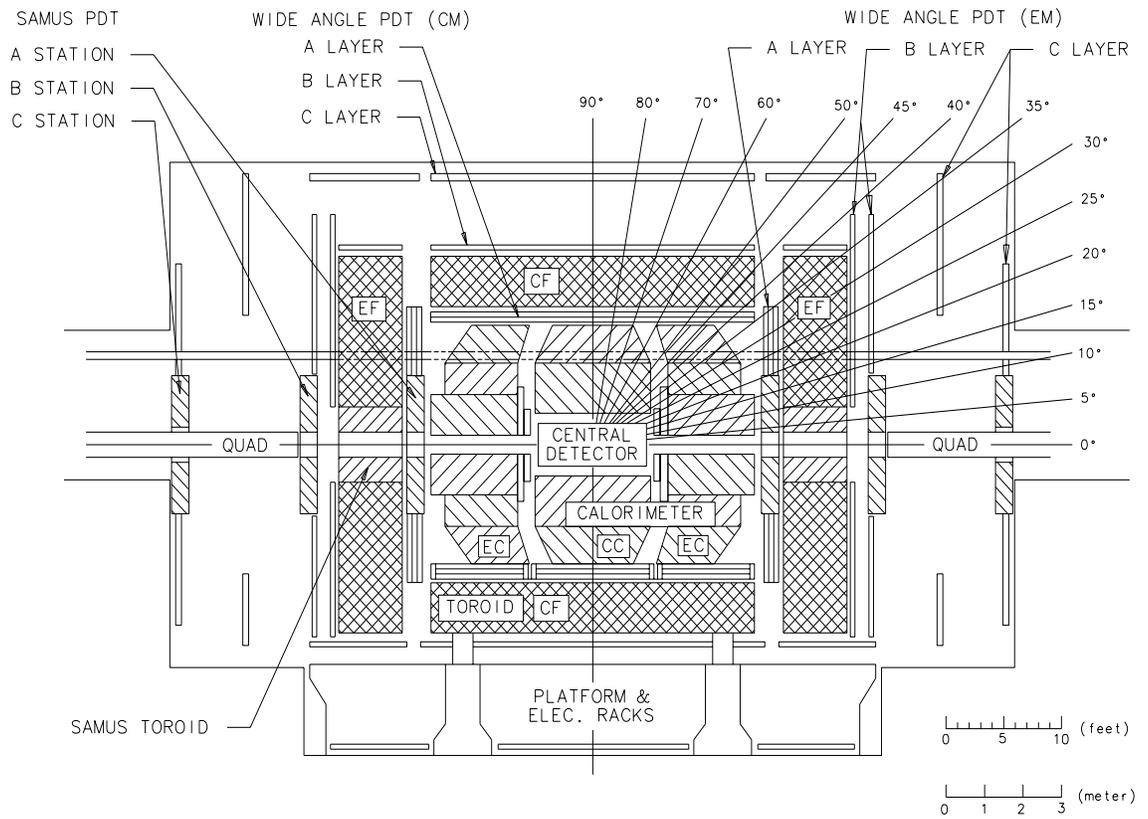


FIG. 2.16 - Disposition des sous-systèmes du spectromètre a muons

tromètre à Petit Angle (SAMUS). Chacun de ces aimants est pris en sandwich entre des couches de tubes proportionnels (PDT). La trajectoire incidente est déterminée à partir du vertex et d'une couche de PDT qui se situe avant l'entrée de la particule dans le champ magnétique de 1.9 Tesla.

L'impulsion du muon est déterminée par l'angle de courbure. L'incertitude δP sur la mesure de cette impulsion s'écrit :

$$\left(\frac{\delta P}{P}\right)^2 = (0.18)^2 + (0.01P)^2. \quad (2.6)$$

Où le premier terme est dû à la diffusion multiple dans le calorimètre et dans l'aimant, et le second à l'incertitude sur la mesure de la trajectoire.

Chaque PDT a une section efficace rectangulaire et possède un fil sensible unique en son centre. Le système de chambres à muons peut mesurer la trajectoire des particules jusqu'à 3° de l'axe du faisceau.

2.2.5 L'acquisition des données

La section efficace totale des processus $p\bar{p} \rightarrow X$ est de l'ordre de 70 mb. Avec une luminosité de $5 \times 10^{30} \text{cm}^{-2} \text{s}^{-1}$, cela se traduit en un taux de 350 KHz. Les limites technologiques rendent impossible d'enregistrer tous ces événements; de plus, seule une très faible fraction d'entre eux nous intéresse. Il convient donc de faire un premier tri en ligne pour sélectionner les événements à enregistrer, et qui seront analysés par la suite. Le système d'acquisition de données (DAQ) de DØ comprend 3 niveaux de filtrage pour rejeter en ligne les collisions sans intérêt [31]. Il est représenté schématiquement sur la figure 2.17.

Etant donnée la fréquence des collisions, il n'est pas possible de traiter chaque événement complètement pour savoir si on veut le conserver ou non pour une étude ultérieure. Grâce aux trois niveaux successifs de filtrage, on se contente de faire une étude précise de l'événement lors du troisième niveau (celui demandant le plus de temps de calcul), à qui sont soumis uniquement les événements ayant déjà passé les deux niveaux précédents (qui nécessitent un traitement rapide). Ainsi, comme le montre la figure 2.18,

- le premier niveau (LØ) indique simplement si la collision des faisceaux (les collisions surviennent à une fréquence d'environ 150 kHz) a donné

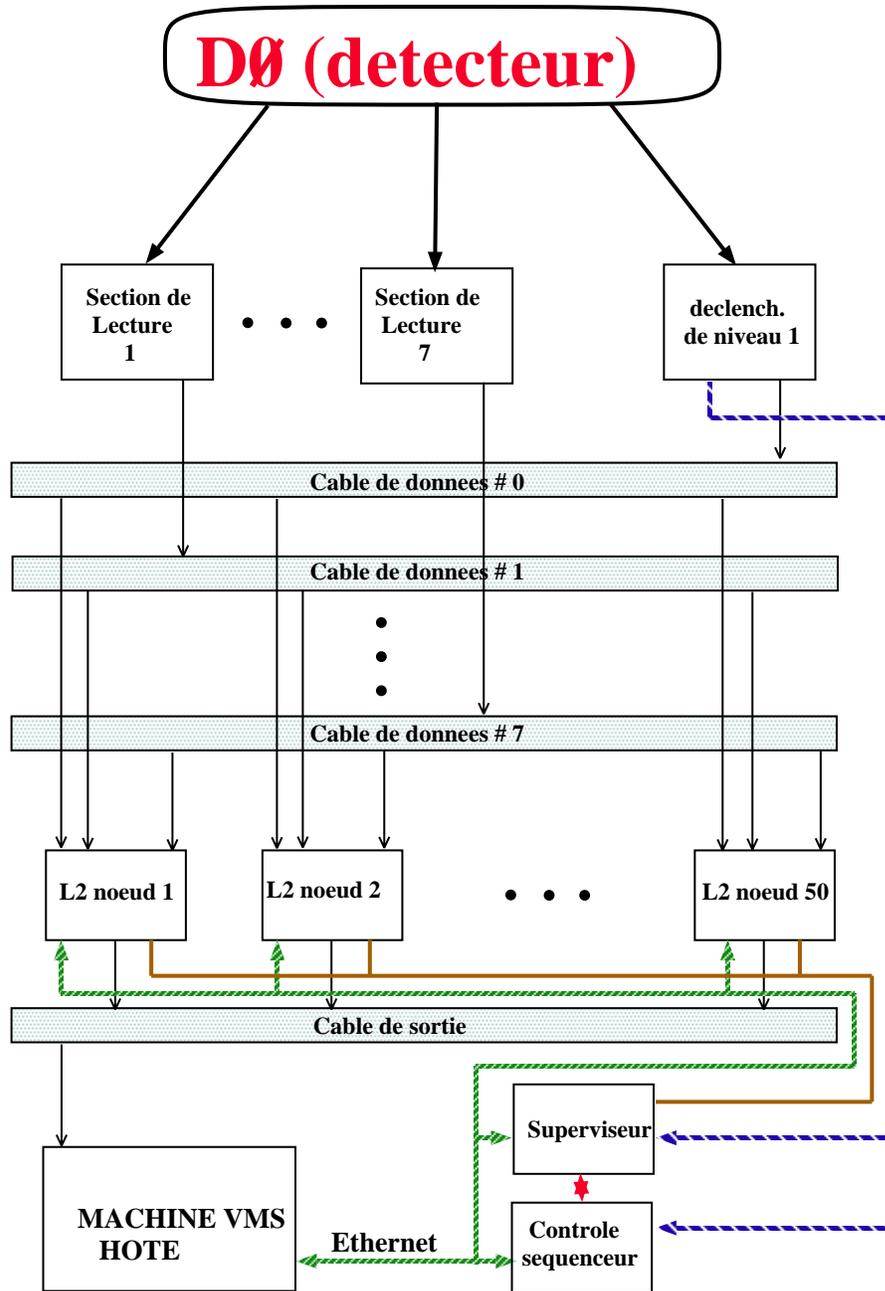


FIG. 2.17 - Diagramme schématique du système d'Acquisition des Données de DØ

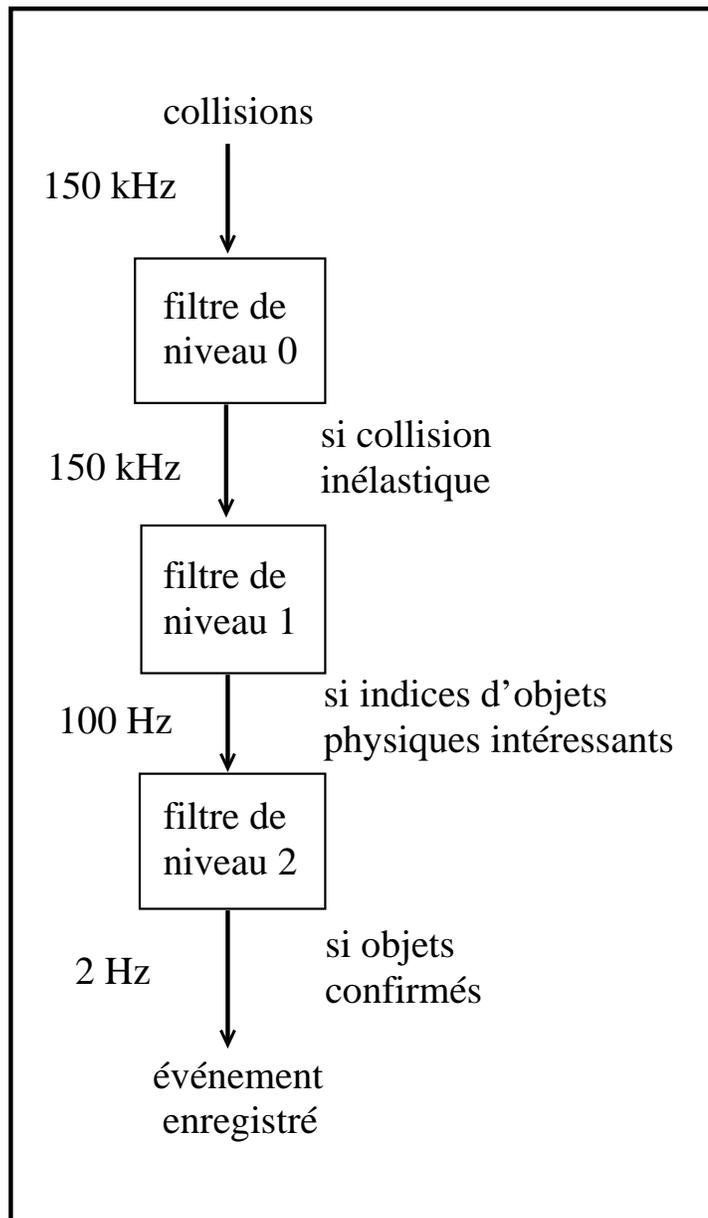


FIG. 2.18 - *Diagramme schématique des trois niveaux de déclenchement*

lieu à une réaction intéressante, c'est à dire autre qu'une simple collision élastique des protons.

- Lorsque un événement est retenu par le premier niveau, le second niveau (L1) se base quant à lui sur des informations brutes fournies par les différents détecteurs, afin de donner une indication des différents types de particules présentes dans l'événement et de leur nombre. le débit de sortie est d'environ 100 Hz.
- Les événements intéressants sont alors examinés plus en détail par le troisième niveau (L2), qui calcule des quantités plus précises et permet d'avoir une idée des caractéristiques des particules présentes dans l'événement. Ce filtrage réduit le débit à 2 Hz environ, fréquence compatible avec la copie sur bande magnétique.

Voyons maintenant plus en détail comment fonctionnent ces différents niveaux de filtrage:

Le niveau \emptyset (L \emptyset)

Le niveau \emptyset est un déclenchement instrumental destiné à retenir les croisements de faisceaux contenant des événements de collisions inélastique. On emploie à cet effet deux hodoscopes situés entre les parties avant et arrière du détecteur de traces et du calorimètre. Chaque hodoscope est composé de deux ensembles de tuiles de scintillateur rectangulaires. Ce dispositif assure une couverture totale dans l'intervalle $2.3 < |\eta| < 3.9$, et une couverture partielle de 0.4 unités supplémentaires en η de chaque côté. Les collisions inélastiques sont identifiées par la détection de particules produites à petit angle.

Le niveau 1 (L1)

Le niveau 1 est également un filtrage instrumental. Chaque "tour de déclenchement" regroupe plusieurs tours du calorimètre, et est divisée longitudinalement en une section électromagnétique (EM) et une section hadronique (FH). Des seuils sur l'énergie transverse E_T de la section électromagnétique d'une tour de déclenchement ont été imposés pour différents déclenchements électromagnétiques, tandis que des seuils sur l'énergie de la tour entière (EM

Type du déclenchement	Termes ^a de niveau 1	Termes de niveau 2
électron+jet+ \cancel{E}_t (ELE_JET)	1 tour EM, $E_T > 10$ GeV 2 tours EM+FH, $E_T > 5$ GeV	1 e, $E_T > 15$ GeV 1 jet, $E_T > 10$ GeV $\cancel{E}_t > 10$ GeV
électron (ELE_HIGH)	1 tour EM, $E_T > 10$ GeV	1 e, $E_T > 20$ GeV
électron+jet+ \cancel{E}_t (ELE_JET_HIGH)	1 tour EM, $E_T > 12$ GeV 2 tours EM+FH, $E_T > 5$ GeV	1 e, $E_T > 15$ GeV 1 jet, $E_T > 10$ GeV $\cancel{E}_t > 14$ GeV
électron+ \cancel{E}_t (EM1_EISTRKCC_MS)	1 tour EM, $E_T > 10$ GeV	1 e, $E_T > 20$ GeV $\cancel{E}_t > 15$ GeV

TAB. 2.6 - Termes de niveaux 1 et 2 des déclenchements utilisés

^a nous avons également utilisé le nom 'outil' pour désigner la même notion

+ FH) servent à sélectionner les candidats jets. Des sommes scalaires et vectorielles (pour \cancel{E}_t) ont également été utilisées. Pour les muons, on demande des impacts alignés dans les différentes chambres. Un ensemble de 32 déclenchements a été utilisé pour le run 1a, dont chacun est une combinaison logique de 256 bits programmables dont les informations proviennent du niveau \emptyset , du calorimètre ainsi que des chambres à muons. Le déclenchement du calorimètre couvre la zone $|\eta| < 3.2$ avec une segmentation de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.2 \times 0.2$.

Le niveau 2 (L2)

Lorsqu'un événement est validé par le niveau 1, on procède à une digitisation complète des signaux et une lecture des données complètes du détecteur. L'événement est alors soumis au niveau 2 qui est un déclenchement informatique - et non plus instrumental - pour un ultime filtrage. L'événement est partiellement reconstruit par une ferme de 48 MicroVax 4000-60, et on l'examine au moyen de différents algorithmes appelés "outils". On compte 128 outils qui ont des spécificités diverses (jets, électrons, photons, \cancel{E}_t ...) et permettent de sélectionner le type de l'événement avant de l'enregistrer sur bande.

Le tableau 2.6 donne la liste des déclenchements que nous avons utilisés dans notre analyse, ainsi que leurs caractéristiques.

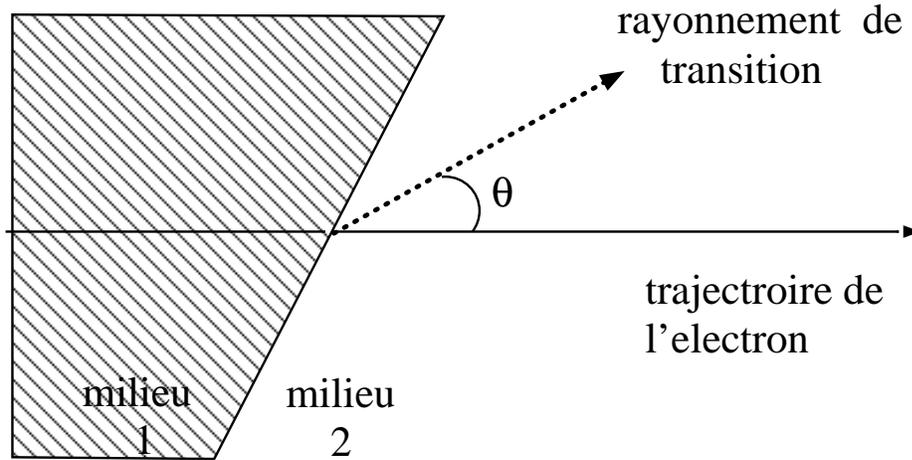


FIG. 2.19 - Représentation schématique du phénomène de rayonnement de transition

2.3 Le Détecteur à Rayonnement de Transition de DØ

2.3.1 Principe

Le TRD utilise le phénomène du rayonnement de transition pour identifier les particules: lorsqu'une particule chargée traverse l'interface entre deux milieux de constantes diélectriques différentes, il y a émission d'un rayonnement - dit de transition - parce que le champ de Coulomb de la particule doit se réajuster.

La figure 2.19 illustre schématiquement ce phénomène: soit (\vec{E}_1, \vec{H}_1) et (\vec{E}_2, \vec{H}_2) les solutions des équations de Maxwell dans les deux milieux traversés successivement³; la nécessité de satisfaire aux équations de continuité des champs impose d'ajouter dans chaque milieu une solution aux équations de Maxwell: c'est la Radiation de Transition, dont la première observation

³. (\vec{E}_i, \vec{H}_i) est simplement le transformé de Lorentz du champ de Coulomb de la particule

experimentale date de 1959 [42]. Tout comme l'émission Cherenkov, ce processus dépend de la vitesse de la particule⁴, et est une réponse collective de la matière entourant la trajectoire, qui rayonne de l'énergie sous l'influence du champ électromagnétique de la particule.

Plus précisément, l'énergie émise dans une bande de pulsation $d\omega$, à un angle θ par rapport à la direction de la particule de charge ze traversant une interface gaz-solide s'écrit [43]

$$\frac{d^2 I}{d(\hbar\omega)d\theta} = \frac{2\alpha z^2}{\pi} f_0(\theta) = \frac{2\alpha z^2}{\pi} \theta^3 \left[\frac{1}{\gamma^{-2} + \theta^2 + \xi_g^2} - \frac{1}{\gamma^{-2} + \theta^2 + \xi_s^2} \right]^2 \quad (2.7)$$

où

- $\gamma \gg 1$ est le facteur de Lorentz de la particule ($\gamma = E/m$),
- α est la constante de structure fine,
- $\xi_i = \frac{\omega_i}{\omega}$, avec ω_i la pulsation plasma du milieu.

$$\hbar\omega_i = \sqrt{4\pi N_{e_i} r_e^3} \frac{m_e c^2}{\alpha} \quad (2.8)$$

Comme dans toute émission de rayonnement par des particules relativistes - le rayonnement de freinage par exemple - le rayonnement de transition se concentre autour d'un pic à l'angle $\theta = \frac{1}{\gamma}$.

En intégrant cette équation sur l'angle et la fréquence d'émission, on trouve que le rayonnement de transition produit par une particule relativiste est proportionnel à son facteur de Lorentz γ :

$$I = \frac{\alpha \hbar z^2 \gamma (\omega_s - \omega_g)^2}{3 (\omega_s + \omega_g)}. \quad (2.9)$$

Le nombre de photons de transition émis par interface, d'énergie supérieure à $\hbar\omega_0$ suit une distribution poissonnienne [44] et est de l'ordre de α

⁴ le rayonnement de transition dépend de γ , alors que le rayonnement Cherenkov dépend de β

($\approx 1/137$). Pour disposer d'un signal appréciable, on multiplie donc les interfaces traversées par la particule. A cet effet, le TRD de DØ utilise un empilement de feuilles de polypropylène [41].

L'emploi d'un radiateur modifie la dépendance linéaire en γ de l'équation 2.9, en faisant apparaître un effet de seuil et un effet de saturation. Ces effets sont dûs aux interférences et à l'auto-absorption dans le radiateur. Pour le détecteur à rayonnement de transition de DØ, le rayonnement atteint 10% de sa valeur maximale pour $\gamma \simeq 750$, et 90% pour $\gamma \simeq 3000$. Un électron de 4 GeV est déjà au dessus de la saturation, tandis qu'un pion de 100 GeV n'est pas encore au seuil.

2.3.2 Détection du rayonnement de transition

Afin de détecter le rayonnement de transition, on place après le radiateur une chambre à dérive. Les photons de transition se convertissent par effet photoélectrique dès les premiers millimètres de la chambre⁵, et les charges produites traversent une zone de dérive à champ électrique constant, puis une zone d'amplification au voisinage des anodes (voir figure 2.6).

Le signal collecté sur une anode, et dont des exemples sont donnés sur la figure 2.7, est la somme d'une composante due à l'ionisation et d'une composante due au rayonnement de transition. La répartition de charge le long de la trajectoire est uniforme pour la première composante. Elle est plus importante dans les premiers millimètres de la chambre pour la seconde. En effet, la densité de photons de transition décroît exponentiellement avec leur parcours dans le gaz de la chambre ($\lambda = 10$ mm dans du xénon pour des photons de 10 keV). L'absorption d'un photon de transition est suivie de l'émission de photoélectrons de très faible parcours ($\simeq 180 \mu\text{m}$ pour un photoélectron de 10 keV dans du xénon), qui produisent à leur tour des amas compacts d'électrons secondaires au voisinage immédiat du point d'arrêt du photon incident. Lorsque l'on trace la moyenne sur un grand nombre d'événements de la charge collectée sur une anode en fonction du temps de dérive, on retrouve ces deux composantes, schématiquement illustrées par la figure 2.20.

Pour l'ionisation, la contribution *double* pour les petits temps de dérive correspond à l'ionisation dans la zone d'amplification *avant et après* le fil

5. en raison de la présence de Xenon

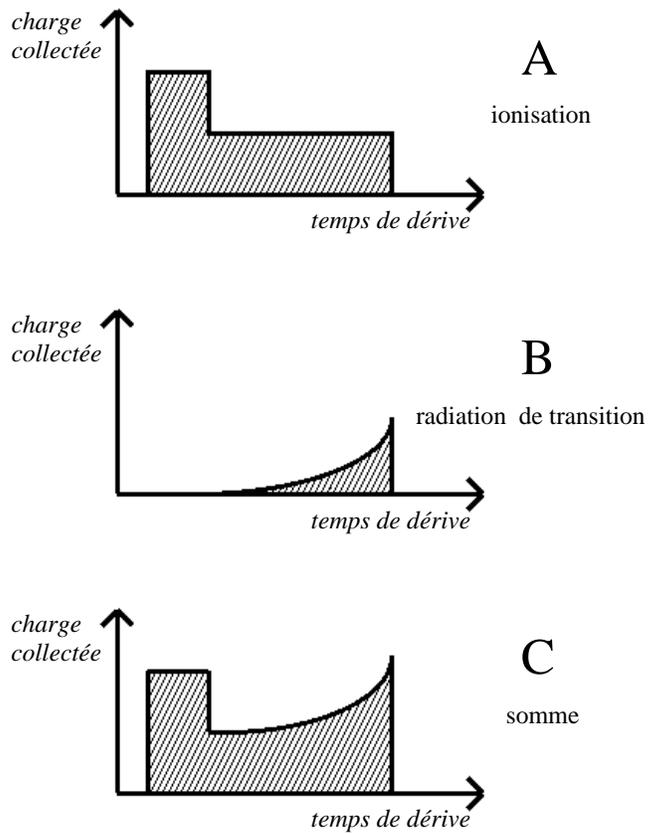


FIG. 2.20 - Schéma de la charge collectée sur un fil d'anode, moyennée sur un grand nombre d'événements, en fonction du temps de dérive. On distingue ici la contribution de l'ionisation (A) de celle des photons de transition (B)

d'anode. Pour les photons de transition, on voit qu'aux faibles parcours correspondent les grands temps de dérive. A la décroissance de la densité de photons en fonction du parcours correspond donc une croissance de la charge collectée en fonction du temps de dérive. La figure 2.21 montre la charge collectée pour un grand nombre d'événements enregistrés à $D\emptyset$: en comparant les distribution des pions et des électrons, l'on voit très nettement l'effet dû au rayonnement de transition.

Pour analyser le signal ainsi produit, on mesure l'énergie totale déposée dans chaque cellule. Pour cela on numérise le signal issu de chaque cellule grâce à un convertisseur analogique-numérique rapide (FADC): la numérisation d'une cellule génère 128 échantillons numériques espacés de 10 ns, avec une dynamique de $2^8 = 256$ coups. Au moment de la reconstruction, on ne considère que les cellules associées à des traces candidates. Dans certains cas, l'énergie déposée se partage entre plusieurs cellules voisines d'une même chambre. On appelle énergie totale dans une chambre l'intégrale du signal de la cellule traversée par la trace. Sa valeur est exprimée en MIP, défini comme l'énergie moyenne déposée dans une chambre par une particule au minimum d'ionisation et ne générant pas de rayonnement de transition.

Comme nous allons le voir dans la partie 3.2, la limite de cette méthode tient à la superposition de l'énergie d'ionisation de la particule et du rayonnement de transition. Les fluctuations de l'ionisation produite peuvent apporter autant d'énergie que le rayonnement de transition. Les traces supplémentaires dans une cellule, ainsi que l'activité hadronique dans les cellules voisines sont également des facteurs limitant les performances du TRD. Pour plus de détails sur l'optimisation du TRD de $D\emptyset$, on se reportera à la référence [41]. La référence [32] est quant à elle très complète sur la détection du rayonnement de transition.

2.3.3 Corrections et calibrations

Lorsqu'on étudie le signal fourni par le TRD en réponse à une particule incidente, on désire que cette réponse ne dépende ni de l'endroit de l'appareillage ni du jour où a été faite la mesure. Il faut donc corriger l'information fournie par le TRD en tenant compte de la variation temporelle des différents paramètres physiques pouvant influencer sur le signal mesuré et des différences de réponse entre les chambres.

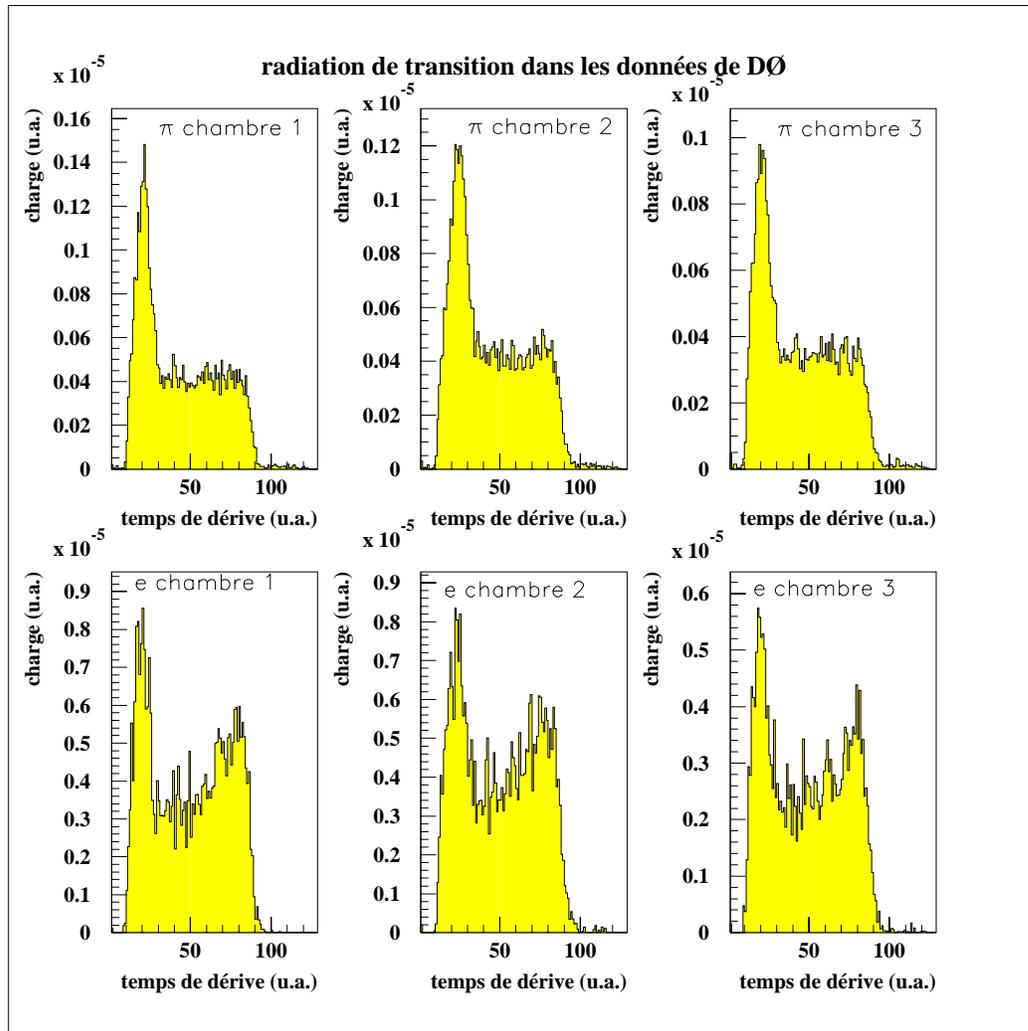


FIG. 2.21 - Charge collectée sur un fil d'anode de TRD pour un grand nombre d'événements réels

Les variations du gain du TRD

La réponse des chambres du TRD dépend de plusieurs quantités:

- les hautes tensions,
- la qualité du gaz,
- la densité du gaz (pression et température),
- le gain électronique.

Pour tenir compte des effets de la qualité du gaz, on utilise une chambre test possédant la même structure que le TRD et installée dans la ligne de retour de gaz [46] [47]. Cependant, il s'est avéré à la fin du run 1a que le gain de cette chambre baissait plus rapidement que celui du TRD, et il a donc été décidé d'utiliser la radioactivité venant des plaques d'Uranium du calorimètre pour calibrer le TRD [45].

Corrections de gaz avec la chambre test

La formule suivante est utilisée sur les données du run 1a pour obtenir un signal indépendant des variations du gaz:

$$Signal_{TRD}^{corrigé\ des\ variations\ du\ gaz}(t) = Signal_{TRD}^{mesure}(t) \times \frac{Signal_{chambre\ test}(t=0)}{Signal_{chambre\ test}(t)} \quad (2.10)$$

On obtient le signal dans la chambre test à l'aide d'une source radioactive de Zinc produisant un pic à 8 keV [48]. La figure 2.22 montre la variation du signal issu de cette chambre en fonction du temps.

Le rapport $\frac{Signal_{chambre\ test}(t=0)}{Signal_{chambre\ test}(t)}$ est donc utilisé pour corriger le gain des chambres du TRD qui varie avec la qualité du gaz et sa densité. Il faut ensuite tenir compte des variations de haute tension et de gain.

Calibration avec l'Uranium

On utilise depuis le début du run 1b la radioactivité venant des plaques d'Uranium du calorimètre pour corriger le signal TRD des variations du gaz: les électrons et les photons provenant de la désintégration de l'Uranium interagissent avec le Xenon des chambres du TRD. Des rayons X provenant

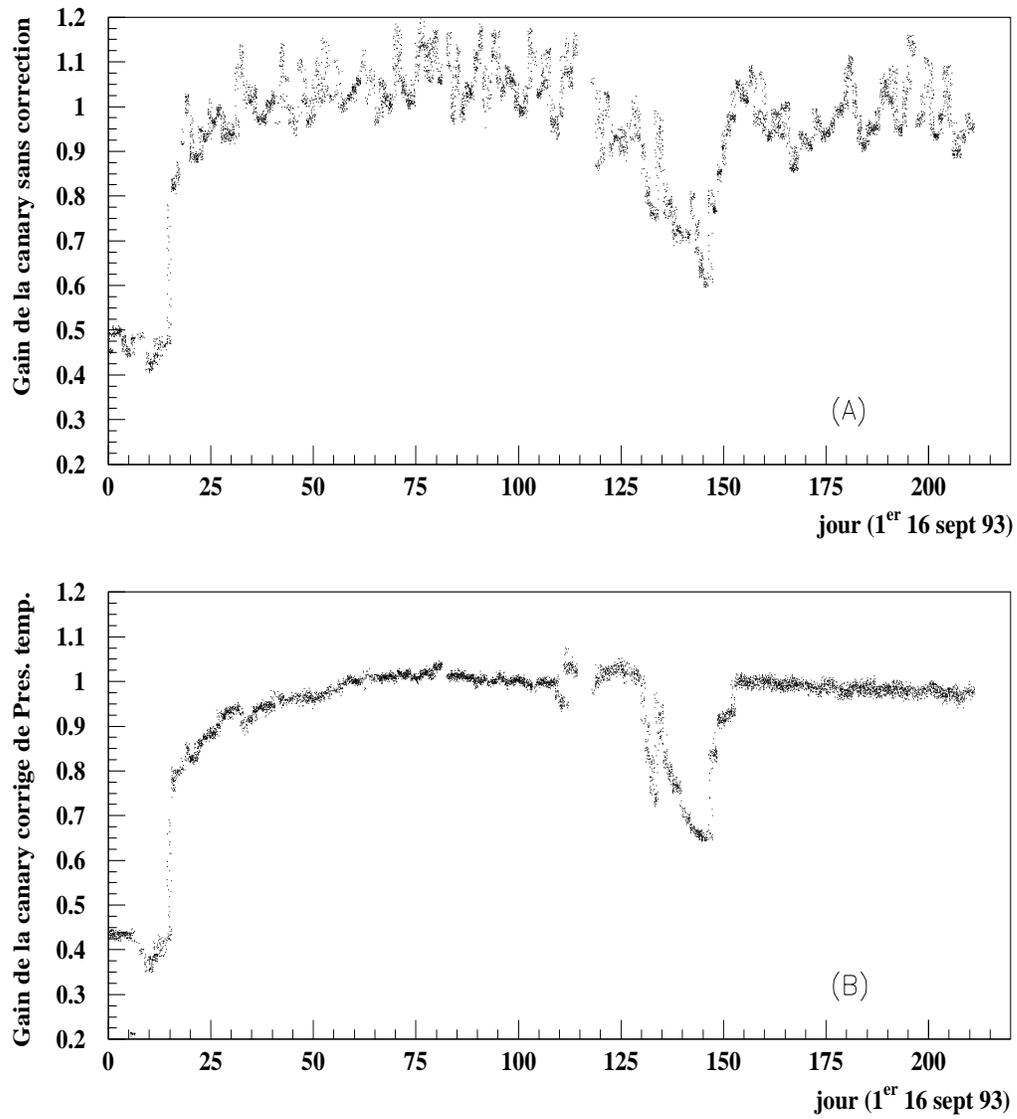


FIG. 2.22 - Signal dans la chambre test en fonction du temps avant (A) et après (B) corrections de pression et de température

de la desexcitation du gaz de la couche L vers la couche K produisent des raies d'énergie proches de 30 keV, avec un maximum à 30.4 keV.

Ce pic est très clairement visible dans les trois chambres du TRD: La figure 2.23 montre le signal dans les chambres du TRD lors d'une prise de donnée d'Uranium, c'est à dire une prises de données spécifique durant laquelle il n'y a pas de faisceau. On ajuste cette distribution par un fond linéaire et une gaussienne.

Le pic à 30.4 keV est utilisé pour la calibration du gain du TRD, et plus précisément:

- pour obtenir régulièrement le gain des 3 chambres
- pour mesurer la dispersion du gain en fonction des secteurs pour chaque chambre

De plus, pour le run 1b ce signal est également utilisé pour corriger des variations temporelles du gain. La calibration est complétée en tenant compte de la variation de pression et de température du gaz dans les chambres du TRD.

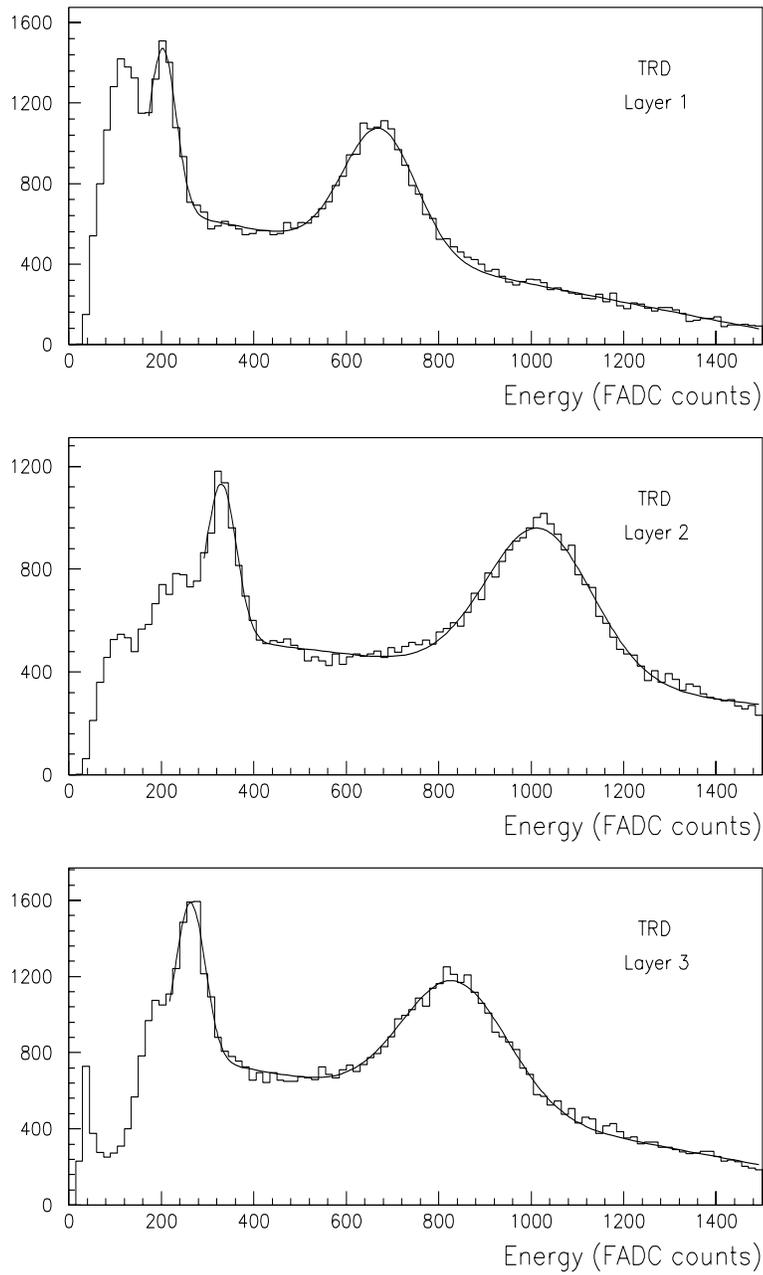


FIG. 2.23 - *Distribution d'énergie dans les trois chambres du TRD pour un run d'Uranium. Le pic de 30 keV est clairement visible dans chaque chambre.*

Chapitre 3

Identification des particules

L'identification de l'électron — Identification de l'électron et TRD — Les jets de particules — L'impulsion transversale manquante — L'identification des muons d'étiquetage des saveurs lourdes

Les données brutes du détecteur se présentent sous la forme de nombres proportionnels à l'énergie déposée dans les cellules du calorimètre et à l'énergie déposée par unité de temps dans les détecteurs de traces. Il est nécessaire de traiter ces informations pour les interpréter en termes d'objets, tels que les leptons et les jets. Ce processus est appelé reconstruction¹, et comporte trois étapes :

- l'identification des cellules actives et la conversion des données brutes en termes d'énergie dans les cellules du calorimètre, ou de positions sur les fils des chambres
- la recherche de traces dans le détecteur central et de dépôts d'énergie dans le calorimètre, durant lesquelles les "coups" sont regroupés spatialement pour donner naissance à des groupes - des "clusters" - dans le calorimètre, et des traces dans les chambres
- l'identification des particules, durant laquelle les informations de toutes les parties du détecteur sont combinées pour définir un ensemble d'objets qui sont des candidats jets, électrons ou muons. Les critères alors

1. pour une description détaillée des différentes étapes de la reconstruction on se reportera à la référence [26]

utilisés pour identifier ces candidats sont assez lâches pour avoir une bonne efficacité, mais conservent un bruit de fond important: on procède donc, lors de l'analyse, à des coupures plus sévères sur les candidats reconstruits.

Nous allons donc détailler la façon dont le dispositif expérimental permet d'identifier les différents types de particules produites lors des collisions. Nous insisterons sur l'identification de l'électron et notamment sur le rôle du TRD, puis nous décrirons l'identification des jets, des neutrinos et des muons.

3.1 Identification de l'électron

L'identification d'un électron (figure 3.1) résulte du traitement des informations issues du calorimètre, des détecteurs de traces chargées, du détecteur à radiation de transition, et de la base de données mémorisant les conditions expérimentales, par les trois étapes que sont le déclenchement, la reconstruction et le filtrage de l'analyse.

Les électrons que nous cherchons à mettre en évidence proviennent de la désintégration du W : ils sont isolés d'autres particules de l'événement, et possèdent une grande impulsion transversale. Ils sont identifiés en détectant une gerbe électromagnétique dans le calorimètre, associée à une trace dans le détecteur central de traces. Afin de caractériser la gerbe, nous mettons à profit la segmentation transversale et longitudinale très fine du calorimètre électromagnétique, et plus précisément de la troisième couche de celui-ci².

3.1.1 Déclenchements

Le niveau 1 du déclenchement appelle "électron" une tour de déclenchement (0.2×0.2 dans l'espace (η, φ)) au dessus d'un certain seuil dans la section électromagnétique du calorimètre. Le niveau 2 examine le profil transversal et longitudinal du dépôt d'énergie formé autour de la tour définie au niveau 1 [49]:

- La forme longitudinale de la gerbe est déterminée à partir de l'énergie déposée dans les 4 couches électromagnétiques EM_i ($i=1,\dots,4$)³ et dans

2. Des études menées à partir de faisceaux tests de pions et d'électrons ont permis de mesurer la forme de gerbes initiées par ces particules

3. qui comptent respectivement 2, 2, 7 et 10 longueurs de radiation

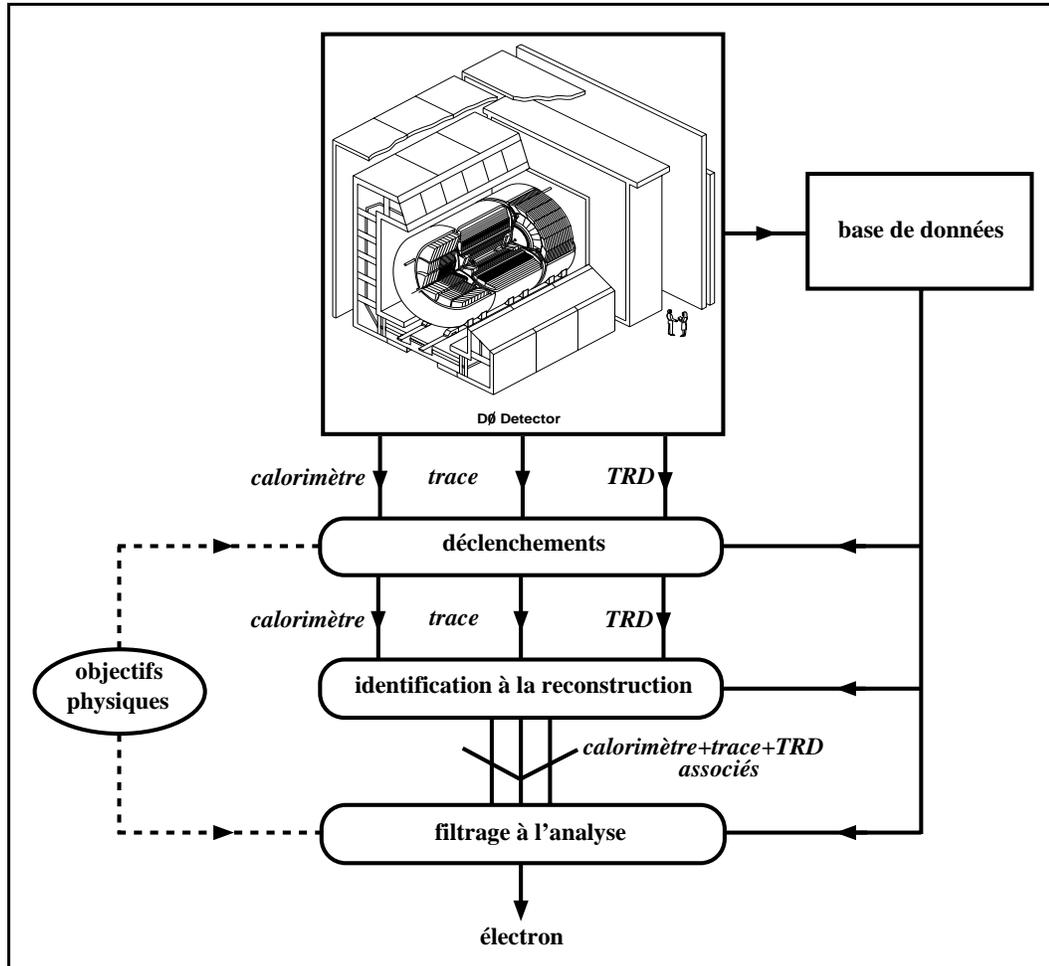


FIG. 3.1 - Identification d'un électron à DØ .

la couche la plus interne du calorimètre hadronique ($FH_1 \equiv EM_5$), ceci dans la colonne formée par la tour électromagnétique la plus énergétique et les 8 tours adjacentes. Les fractions électromagnétiques sont définies par

$$f_i = \frac{EM_i}{\Sigma EM_i}. \quad (3.1)$$

Diverses coupures sont effectuées sur les f_i , les plus importantes étant $f_5 < \delta$ (où δ varie de 0.03 à 0.15 suivant l'énergie et la pseudo-rapacité), et $0.1 < f_3 < 0.9$.

- L'étude du profil transversal de la gerbe est basée sur la distribution du dépôt d'énergie dans la troisième couche du calorimètre électromagnétique (EM_3), où le développement de la gerbe est maximal. Rappelons que la segmentation dans cette couche est 0.05×0.05 dans l'espace (η, φ) comparée à 0.1×0.1 dans les autres couches.

3.1.2 Reconstruction

Au niveau de la reconstruction, on procède à des coupures plus sévères sur la distribution d'énergie de la gerbe et la qualité de la concordance entre la trace et le dépôt d'énergie. La procédure suivie par le programme de reconstruction est la suivante:

- La première étape est la formation de groupes de tours adjacentes dans le calorimètre électromagnétique présentant un dépôt énergétique significatif (supérieur à 50 MeV). On appelle ces groupes clusters [50]. Un algorithme sélectionne, parmi tous les clusters, ceux possédant les caractéristiques suivantes:
- une énergie transversale électromagnétique supérieure à 1.5 GeV
- au moins 40% de l'énergie du cluster contenue dans une seule tour. Ceci est une contrainte très forte sur le développement transversal de la gerbe.
- au moins 90% de l'énergie du cluster contenue dans le calorimètre électromagnétique, ce qui contraint fortement le développement longitudinal de la gerbe. Cette coupure assure une discrimination contre les

hadrons chargés, et possède une efficacité supérieure à 99% pour des électrons entre 10 et 150 GeV .

- On demande enfin qu'une trace ait été reconstruite par le détecteur de traces dans l'intervalle $\Delta\eta = \pm 0.1$, $\Delta\varphi = \pm 0.1$ autour du centre du cluster. Si aucune trace n'est trouvée dans cet intervalle, le cluster est identifié comme un photon. L'efficacité d'association d'une trace à un électron est donnée dans la table 3.1.

3.1.3 Filtrage à l'analyse

Après avoir été identifié comme un électron par le programme de reconstruction, un candidat électron doit encore passer un filtrage très strict décrit ci-après.

Matrice de covariance

La forme de la gerbe est caractérisée par la fraction d'énergie déposée dans chaque couche du calorimètre. Ces fractions sont corrélées entre elles, ainsi par exemple une gerbe déposant une part importante de son énergie dans la première couche en déposera moins par la suite.

Pour tenir compte de ces corrélations nous utilisons une matrice de covariance M de 41 observables pour comparer la forme de la gerbe à celle attendue pour un électron. Les observables sont les fractions d'énergie dans les quatre couches du calorimètre électromagnétique, ainsi que les fractions d'énergie dans les 6×6 cellules de la troisième couche centrées sur la tour la plus énergétique. On inclut également le logarithme de l'énergie du groupe de tours touchées et la position du vertex le long de l'axe du faisceau. Les éléments de la matrice sont calculés à partir d'un ensemble d'électrons générés par un programme de simulation Monte Carlo dont les énergies sont comprises entre 10 et 150 GeV, et sont définis par:

$$M_{ij} = \frac{1}{N} \sum_{n=1}^N (x_i^n - \bar{x}_i)(x_j^n - \bar{x}_j), \quad (3.2)$$

où x_i^n est la valeur de la i^{eme} observable pour le n^{eme} électron et \bar{x}_i est la moyenne de cette observable.

On définit $H = M^{-1}$ et, pour une gerbe caractérisée par les observables x'_i , on calcule alors:

$$\chi^2 = \sum_{i,j=1}^{41} (x'_i - \bar{x}_i) H_{ij} (x'_j - \bar{x}_j), \quad (3.3)$$

qui mesure la compatibilité de la forme de la gerbe avec une gerbe électromagnétique. La figure 3.2 montre la distribution de cette variable pour des électrons et des jets: nous demandons $\chi^2 < 100$, cette coupure étant efficace à 93% pour des électrons et apportant un facteur de rejet contre les pions variant entre 900 et 3000 pour des particules d'impulsions comprises entre 50 et 150 GeV.

Distance trace-cluster

Une source importante de bruit de fond pour les électrons sont les photons de désintégration de π^0 ou de mesons η qui sont produits copieusement dans les collisions $p\bar{p}$. On réduit ce bruit de fond en exigeant une trace due au passage d'une particule chargée dans le détecteur central et pointant vers le cluster. En demandant une bonne concordance spatiale entre le cluster et la trace, on diminue le bruit de fond provenant de la superposition accidentelle de photons avec des particules chargées.

Pour mesurer l'accord entre la trace et cluster, on extrapole la trace dans le calorimètre et l'on calcule la distance entre le centre de gravité du cluster et la direction de la trace. Ainsi pour la partie centrale:

$$S_{CC} = \sqrt{\left(\frac{R\Delta\phi}{R\delta_{\Delta\phi}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta z}{\delta_{\Delta z}}\right)^2},$$

où $R\Delta\phi$ est la distance entre le cluster et la trace associée en ϕ , et Δz cette distance selon la direction du faisceau, δ_x étant l'incertitude de mesure pour l'observable x . Pour la partie avant du détecteur:

$$S_{EC} = \sqrt{\left(\frac{R\Delta\phi}{R\delta_{\Delta\phi}}\right)^2 + \left(\frac{\Delta R}{\delta_{\Delta R}}\right)^2},$$

La figure 3.3 montre la distribution de cette variable pour des électrons et des jets: on demande $S < 5$, l'efficacité de cette coupure sur des électrons étant de 94% dans la partie centrale et de 74% vers l'avant.

Ionisation de la trace

Comme il n'y a pas de champ magnétique central, la paire e^+e^- provenant de la conversion de photons dans la matière précédant le détecteur de traces reste groupée et est en général reconstruite comme une seule trace. Pour une telle paire, l'ionisation dE/dx dans le détecteur de traces est en moyenne le double de celle d'une particule chargée isolée.

La figure 3.3 montre la distribution de cette variable pour des électrons et des jets: on demande une ionisation compatible avec une particule isolée

$$dE/dx < 1.5, \quad (3.4)$$

et l'on retient aussi les ionisations compatibles avec une particule isolée ayant rayonné un photon qui se convertit en une paire e^+e^- et qui vérifient

$$dE/dx > 3.0. \quad (3.5)$$

Cette coupure combinée conserve 92% des électrons centraux.

Isolation

On demande enfin que le cluster électromagnétique soit isolé d'autres particules de l'événement. Soit $E(0.4)$ l'énergie déposée dans le cône $R < 0.4$ (où $R = \sqrt{(\Delta\phi)^2 + (\Delta\eta)^2}$) entourant la direction de l'électron, et $EM(0.2)$ l'énergie électromagnétique dans le cône $R < 0.2$. L'isolation est définie par:

$$f_{iso} = \frac{E(0.4) - EM(0.2)}{EM(0.2)}.$$

La figure 3.2 montre la distribution de cette variable pour des électrons et des jets: demander $f_{iso} < 0.1$ nous permet de rejeter les jets tout en conservant 98% des électrons.

Le tableau 3.1 enfin donne, pour chaque prise de données ainsi que pour le Monte Carlo, l'efficacité de l'ensemble des coupures d'identification de l'électron, ainsi que l'efficacité d'association d'une trace à un électron.

3.1.4 Corrections

La gerbe électromagnétique initiée par un électron, un photon ou un π^0 est concentrée dans un volume beaucoup plus étroit qu'une gerbe hadronique. De plus, le profil transversal ou longitudinal d'une gerbe électromagnétique

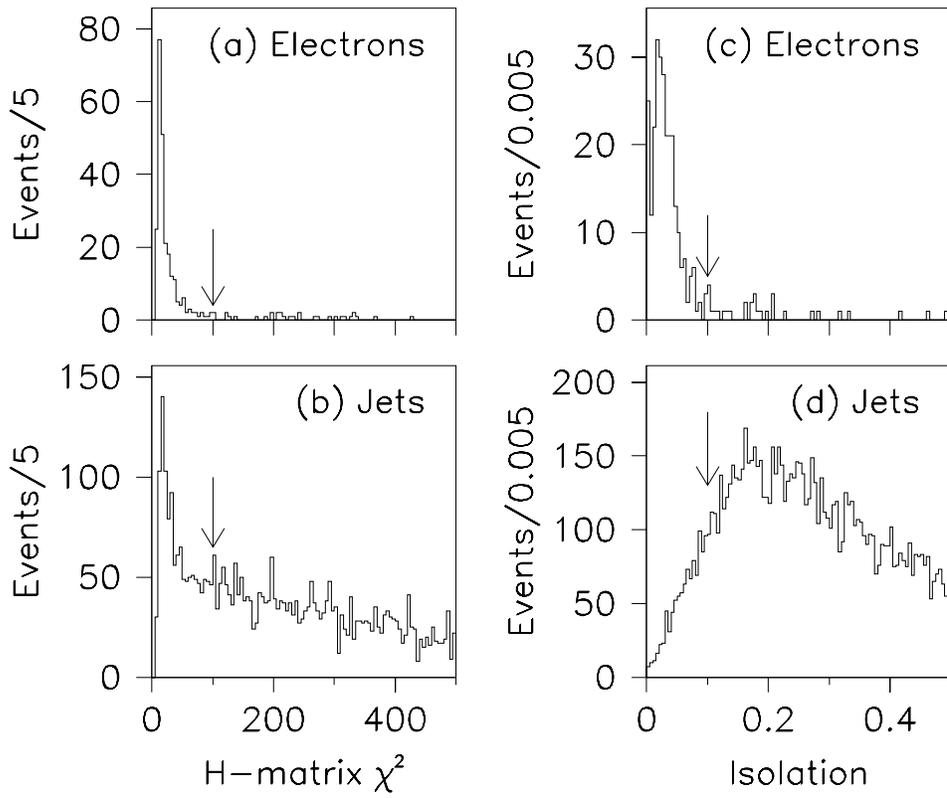


FIG. 3.2 - Comparaison des variables χ^2 et f_{iso} pour des électrons de la réaction $Z \rightarrow ee$ (a,c) et des jets (b,d). Les flèches représentent les coupures appliquées.

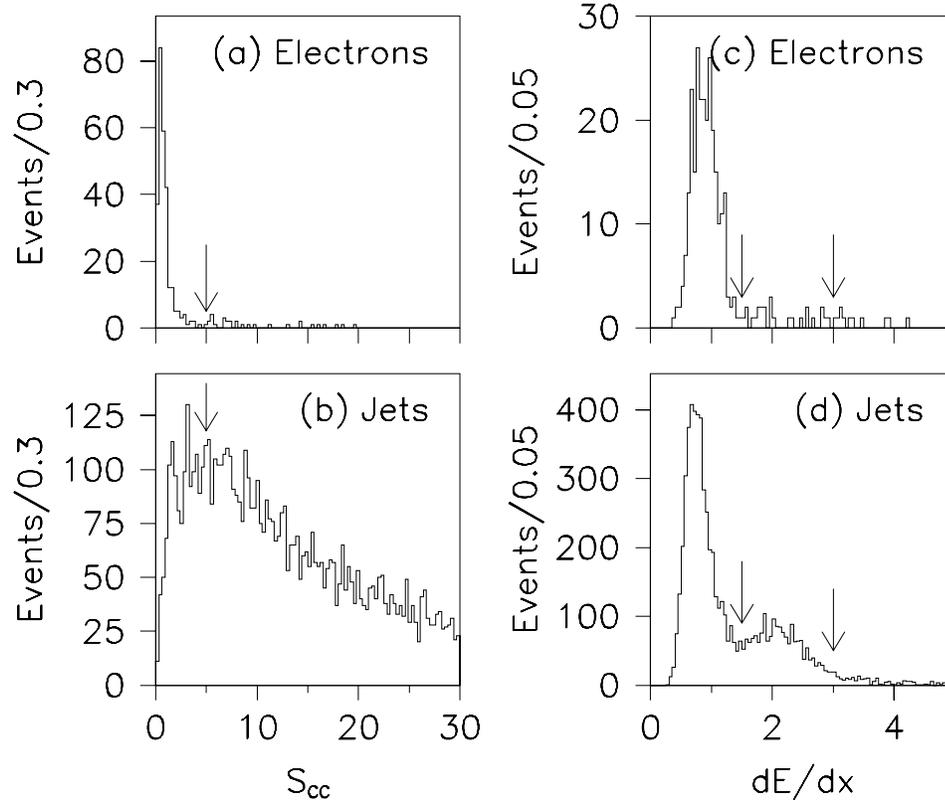


FIG. 3.3 - Comparaison des variables S_{cc} et dE/dx pour des électrons de la réaction $Z \rightarrow ee$ (a,c) et des jets (b,d). Les flèches représentent les coupures appliquées.

		efficacité d'association d'une trace (%)	efficacité ^a des coupures d'identification (%)
CC	1a	87.8 ± 2.2	82.3 ± 1.8
	1b	86.7 ± 1.4	82.1 ± 1.1
	MC	≈ 100.0	≈ 90.0
EC	1a	83.3 ± 2.4	51.9 ± 3.7
	1b	86.1 ± 1.8	55.2 ± 2.4
	MC	≈ 100.0	≈ 83.0

^a une fois la trace associée

TAB. 3.1 - *Efficacité des coupures d'identification de l'électron dans la partie Centrale (CC) et avant (EC), pour les données et le Monte Carlo*

est peu sensible à son énergie pour les électrons qui nous intéressent ($E_T > 20$ GeV). Ceci implique que la calibration absolue en énergie est la seule contribution importante à la correction de l'énergie des électrons, les autres facteurs dont l'importance augmente avec la taille de la gerbe (voir la partie 3.3) étant ici négligeables.

Pour déterminer le facteur d'échelle global à appliquer à l'énergie mesurée par le calorimètre [52], on utilise le pic de masse du Z mesuré à DØ que l'on ajuste au pic mesuré au LEP [53]. L'hypothèse d'une relation linéaire entre l'énergie mesurée et l'énergie vraie est alors vérifiée en observant des résonances de masses plus faibles, le J/ψ et le π^0 .

Pour déterminer le facteur d'échelle correctif α et l'ordonnée à l'origine δ , on utilise les énergies des électrons de désintégration du Z. On suppose

$$E_{\text{vraie}} = \alpha E_{\text{mesuree}} + \delta, \quad (3.6)$$

et l'on a alors

$$M_{\text{vraie}} = \alpha M_{\text{mesuree}} + f\delta, \quad (3.7)$$

avec

$$f = (E_1 + E_2) \sqrt{\frac{1 - \cos\theta}{2E_1E_2}}, \quad (3.8)$$

θ est l'angle d'ouverture entre les deux électrons, E_1 et E_2 les énergies mesurées, f étant déterminé uniquement par la cinématique. Les valeurs de α et δ obtenues par ajustement des spectres de masse des Z , J/ψ et π^0 sont compatibles entre elles et sont données en table 3.2. Les valeurs de l'ordonnée à l'origine δ sont elles-aussi compatibles entre elles, et compatibles avec zéro.

	masse mesurée (GeV/c^2)	α	δ (MeV)
Z	87.11 ± 0.18	1.050 ± 0.015	-320 ± 780
π^0	0.135 ± 0.010	1.051 ± 0.008	-245 ± 314
J/ψ	3.032 ± 0.193	1.049 ± 0.009	-140 ± 410

TAB. 3.2 - Paramètres de la correction d'échelle de l'énergie électromagnétique dans le calorimètre central

On voit donc qu'il est légitime de corriger l'énergie mesurée par un simple facteur multiplicatif α' (en négligeant δ) qui est le rapport de la masse vraie à la masse mesurée du Z . Le tableau 3.3 donne la valeur de cette constante multiplicative dans les trois régions du calorimètre.

calorimètre	central	nord	sud
α'	1.046 ± 0.002	1.035 ± 0.011	1.005 ± 0.011

TAB. 3.3 - Facteurs de la correction d'échelle de l'énergie électromagnétique dans les trois régions du calorimètre

3.2 Identification de l'électron et TRD

Comme nous l'avons vu, les informations fournies par le calorimètre sur le profil d'une gerbe électromagnétique sont utilisées pour l'identification des électrons. On utilise également des informations issues du détecteur central, en exigeant la présence d'une trace pointant vers la gerbe du candidat électron. De plus, on élimine les conversions de photons de désintégration du π^0 en demandant une ionisation compatible avec une particule isolée.

Cependant, certains hadrons présentent des profils de gerbes atypiques, et peuvent être identifiés comme des électrons. Par exemple, la superposition

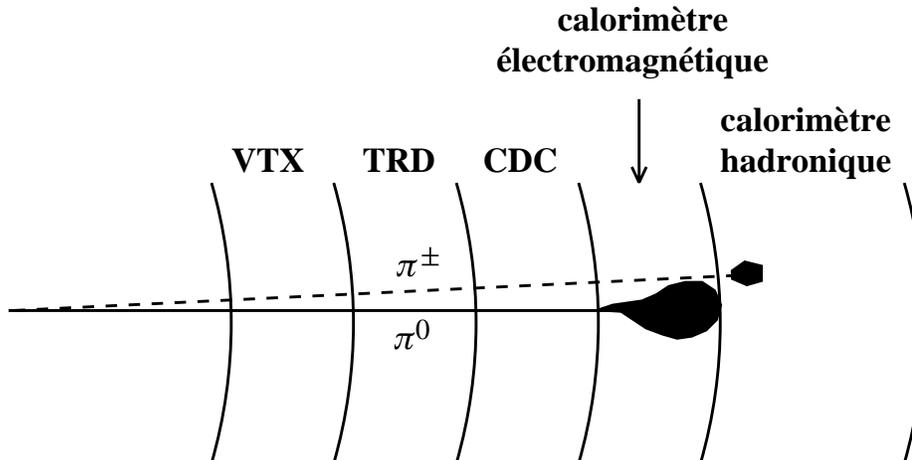


FIG. 3.4 - Jet simulant un électron par superposition d'un π^0 énergétique et de π^\pm peu énergiques

d'un hadron chargé et d'un hadron neutre peut donner naissance à une gerbe électromagnétique qui est associée à une trace, comme le montre la figure 3.4. On utilise le TRD pour éliminer ces hadrons en conservant un maximum d'électrons isolés.

3.2.1 Méthode d'analyse de l'information TRD

Nous analysons l'information fournie par le TRD sur chaque "candidat électron", pour confirmer ce candidat si le TRD le signe comme un bon électron ou le rejeter s'il s'agit d'un jet. Pour mettre l'information issue du TRD sous la forme la plus simple, la plus performante et la plus réaliste possible, nous utilisons les événements enregistrés lors de la première prise de données (run 1a). Grâce aux calorimètres et au détecteur de traces nous sélectionnons un lot d'électrons et un lot de hadrons que nous utilisons pour construire des tables de référence en énergie. Nous comparons ensuite toute trace enregistrée dans le TRD à ces distributions de référence⁴, et sommes alors capables de dire s'il est plus vraisemblable que le candidat examiné soit un hadron ou un électron.

4. nous utilisons une fonction de vraisemblance construite à partir des tables d'énergie

Lot de référence d'électrons

Pour sélectionner un lot d'électrons, on utilise les événements issus de la réaction $W \rightarrow e\nu$ que l'on signe grâce aux coupures suivantes:

- $P_t(e) > 20$ GeV (l'électron du W possède une grande impulsion transversale)
- $E_t > 25$ GeV (on signe la présence d'un neutrino par de l'impulsion transversale manquante)
- $f_{iso} < 0.1$ (l'électron est isolé)
- $\chi^2 < 100$ (la forme de la gerbe est compatible avec la gerbe typique d'un électron)
- $S < 5$ (la trace reconstruite pointe bien vers la gerbe).

La figure 3.5 montre comment on sélectionne notre lot de 6000 électrons à partir d'événements enregistrés lors de la première prise de données (run 1a).

Ces événements n'ont, en très grande majorité, pas de jet hadronique supplémentaire, et la contamination de ce lot en faux électrons est négligeable [61] [67].

Lot de référence de hadrons

Comme lot de hadrons, nous utilisons 10000 traces issues d'événements à biais minimum, c'est à dire enregistrés avec un déclenchement demandant simplement que la collision $p\bar{p}$ soit inélastique. Un tel déclenchement sélectionne presque exclusivement des pions formés après la diffusion des partons qui ont réagi lors de la collision.

3.2.2 Influence de l'environnement hadronique et bruit

Pour analyser le signal issu du TRD, on mesure l'énergie totale déposée dans chaque cellule traversée par la trace. On emploie ensuite différentes méthodes utilisant cette information pour apporter la meilleure discrimination possible entre hadrons et électrons. Avant de se lancer dans une analyse de l'information fournie par le TRD, il convient cependant de prendre en compte

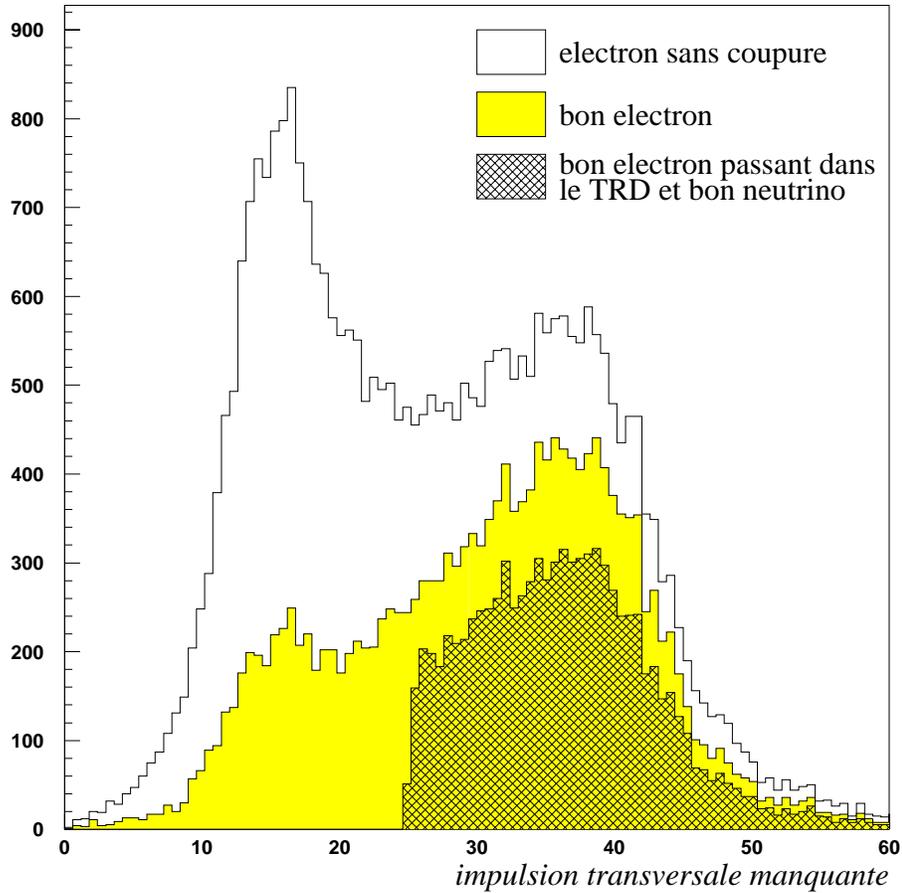


FIG. 3.5 - Sélection du lot de référence d'électrons: on filtre des événements contenant un électron reconstruit (histogramme blanc), puis on demande que l'électron passe les coupures d'identification, (histogramme grisé), et on demande enfin que l'électron passe dans le TRD et que l'événement ait au moins 25 GeV d'impulsion transversale manquante (histogramme hachuré)

plusieurs effets propres au fonctionnement de ce détecteur lors de collisions $p\bar{p}$ à haute énergie, et qui ont été mis en évidence lors de la première prise de données [32].

Traces chargées supplémentaires

Toute trace, reconstruite ou non, et passant par la même cellule du TRD que la particule étudiée, apporte un excédent d'énergie qui peut faire prendre un ou plusieurs pions pour un électron. Un tel cas est représenté sur la figure 3.6. Il a été montré [32] que les cellules par lesquelles sont passées des traces supplémentaires reconstruites ont d'avantage d'énergie. Si l'on recalcule les performances du TRD en demandant une unique trace reconstruite, alors la capacité de distinguer hadrons et électrons s'améliore sensiblement par rapport au résultat brut [32]. Cependant, l'inefficacité de reconstruction des détecteurs de traces ne nous permet pas d'utiliser cette méthode.

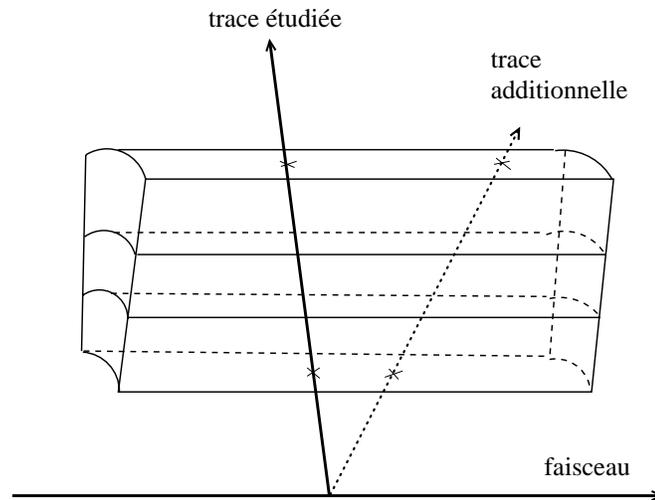


FIG. 3.6 - Trace supplémentaire dans une cellule du TRD, s'ajoutant à la trace étudiée

Cellules multiples

Il est également possible que l'énergie déposée dans une chambre par une particule se répartisse entre plusieurs cellules voisines. Dans les données de $D\bar{O}$, on trouve une proportion d'événements à cellules multiples environ cinq fois plus importante que celle mesurée lors des test effectués sur faisceau test au CERN pour optimiser le TRD. Les traces à cellules multiples ont d'avantage d'énergie, indiquant que le phénomène n'est pas uniquement dû à un partage de l'énergie entre cellules (qui donnerait, en moyenne, 50% dans chacune), mais aussi à une activité hadronique importante ou à des sources de bruit. Le tableau 3.4 donne, pour les électrons de la réaction $W+1$ jet passant les coupures d'identification de la partie 3.1.3 et ayant déposé de l'énergie dans le TRD, la proportion de cas où une seule cellule a été codée et où une cellule et sa voisine du côté de la trace ont reçu de l'énergie. On constate que la moitié des traces que nous étudions déposent de l'énergie dans deux cellules; le comportement particulier de la chambre 3 vient de ce qu'elle est la plus éloignée du faisceau (et donc la moins sujette aux traces additionnelles à petits angles), et que le nombre de cellules dans cette chambre à été multiplié par deux entre les run 1a et 1b.

		1 cellule codée	2 cellules codées
chambre 1	run 1a	$(49.60 \pm 0.01) \%$	$(50.40 \pm 0.01) \%$
	run 1b	$(48.819 \pm 0.007) \%$	$(51.181 \pm 0.007) \%$
chambre 2	run 1a	$(49.95 \pm 0.01) \%$	$(50.05 \pm 0.01) \%$
	run 1b	$(50.633 \pm 0.007) \%$	$(49.367 \pm 0.007) \%$
chambre 3	run 1a	$(79.02 \pm 0.01) \%$	$(20.98 \pm 0.01) \%$
	run 1b	$(56.604 \pm 0.007) \%$	$(43.396 \pm 0.007) \%$

TAB. 3.4 - *Proportion des cas où une seule cellule et où une cellule et sa voisine du côté de la trace ont été codée (lot d'électrons de la réaction $W+1$ jet)*

La figure 3.7 montre la distribution d'énergie dans une cellule du TRD lorsque cette cellule seule, ou cette cellule et sa voisine du côté de la trace sont touchées. On voit que, lorsque deux cellules voisines sont touchées, la distribution d'énergie des hadrons présente une queue plus importante et tend à ressembler à la distribution des électrons. Les performances du TRD

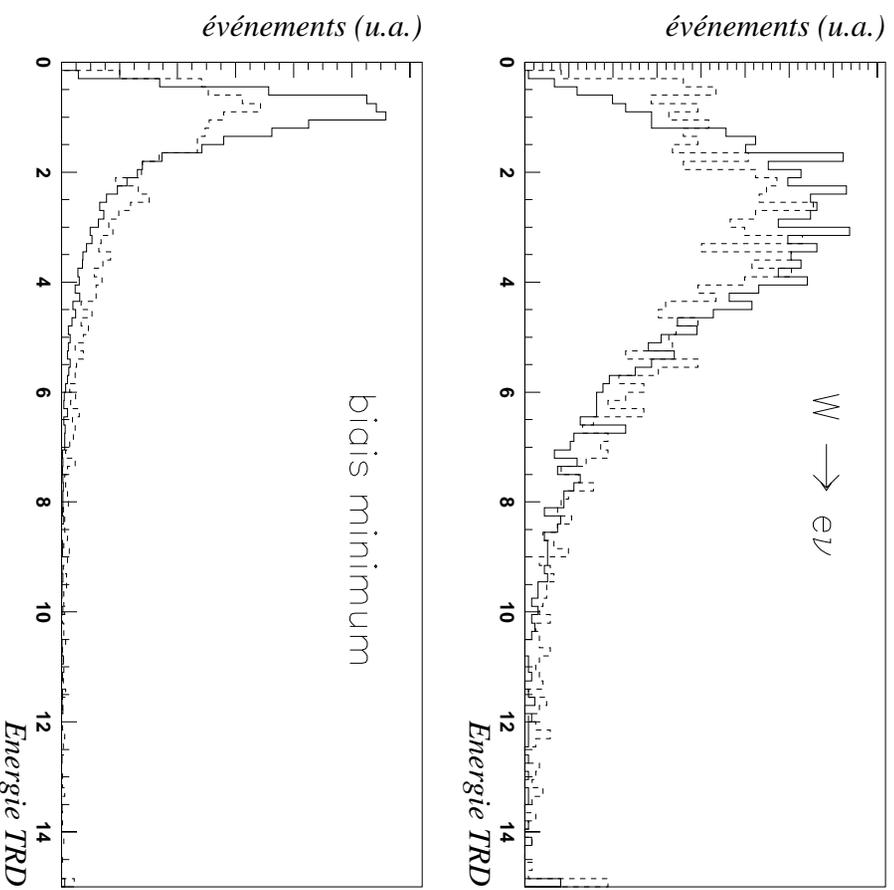


FIG. 3.7 - Distribution de l'énergie dans une cellule du TRD lorsque cette cellule seule (trait plein) ou cette cellule et sa voisine du côté de la trace (pointillés) ont été touchées

sont donc moins bonnes lorsque deux cellules voisines sont touchées.

La proportion importante de cellules multiples incite à utiliser comme variable de base l'énergie de la cellule traversée par la trace, en tenant compte du fait que les cellules voisines à cette dernière ont pu être touchées. Nous utiliserons cette dernière information pour prendre l'énergie des cellules voisines comme estimateur de l'activité hadronique dans la cellule visée par la trace.

Activité hadronique

De façon plus générale, plus l'activité hadronique près de la trace est grande, moins le TRD est performant, car de l'énergie excédentaire vient se superposer au signal. On appelle ici "activité hadronique" l'ensemble des traces qui passent à proximité de la trace que l'on étudie, que ce soit dans la même cellule du TRD ou dans une cellule proche.

Nous avons estimé l'activité hadronique dans chaque chambre du TRD en comptant le nombre de cellules codées parmi les 8 cellules entourant la cellule visée par la trace. La figure 3.8 montre les distributions de cet estimateur de l'activité hadronique pour un grand nombre d'événements. On voit que ces distributions ont des valeurs moyennes élevées (de l'ordre de 4, sauf dans la chambre 3 où les cellules sont deux fois plus petites). Ceci montre que les traces que nous étudions se présentent au sein d'un environnement hadronique moyen très chargé. La même figure montre également qu'il existe une corrélation très forte entre l'environnement hadronique dans les différentes chambres.

L'activité hadronique présente autour de la trace d'un "candidat électron" nuit aux performances du TRD. En effet, la figure 3.9 montre que l'énergie déposée dans une cellule du TRD augmente lorsque le nombre de cellules voisines codées augmente, c'est à dire lorsque l'activité hadronique est plus importante. Cette augmentation de l'énergie valant pour toute trace chargée, elle a pour effet de diminuer la proportion de l'énergie due à la radiation de transition dans l'énergie mesurée, et donc la possibilité de différencier les particules à l'aide du TRD.

Nous prenons donc en compte de l'activité hadronique autour de chaque trace que nous étudierons, afin que l'information apportée par le TRD dépende le moins possible de l'environnement.

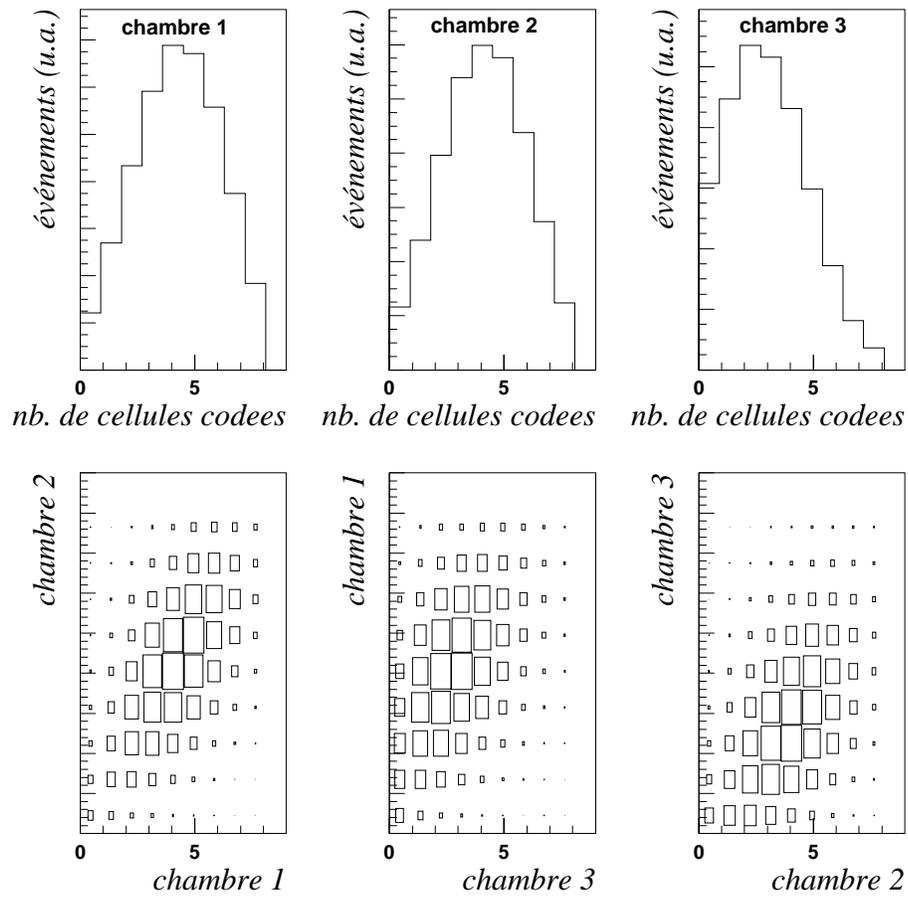


FIG. 3.8 - Distributions du nombre de cellules codées voisines de la cellule visée par une trace dans les chambres 1,2,3 (première ligne), et corrélation entre les différentes chambres (seconde ligne)

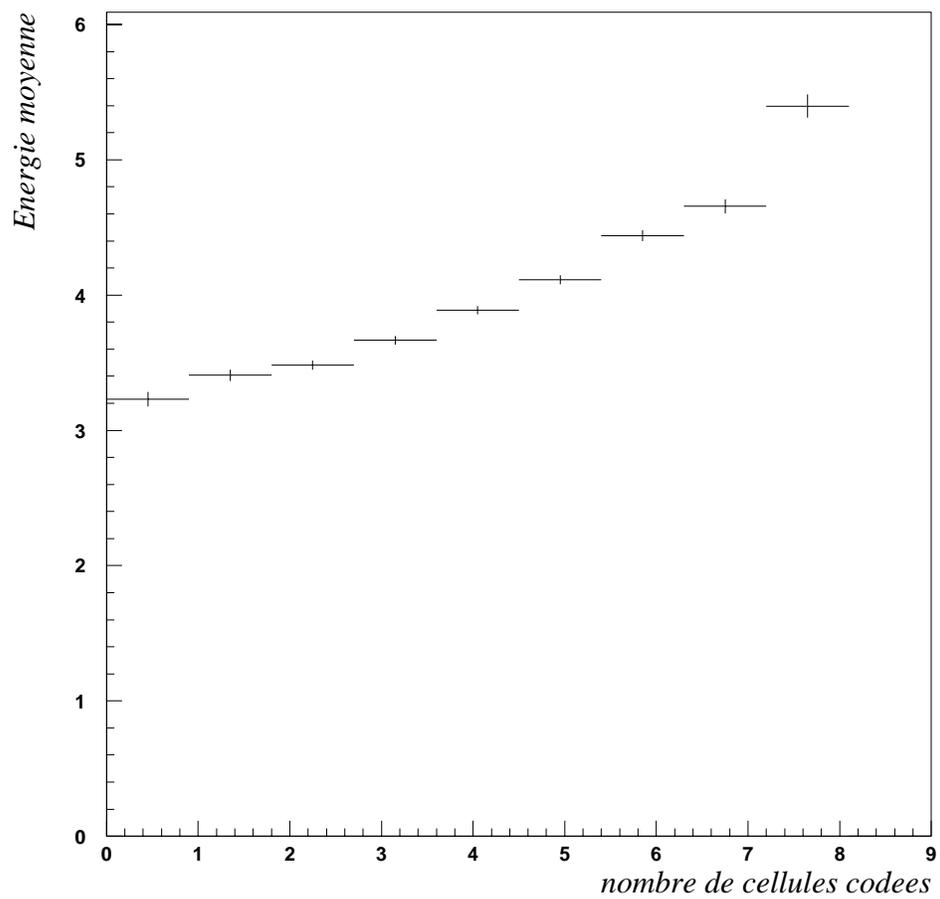


FIG. 3.9 - *Energie déposée dans la cellule du TRD visée par la trace en fonction du nombre de cellules codées parmi les 8 cellules voisines*

3.2.3 Traitement de l'information issue du TRD

Les figures 3.10, 3.11 et 3.12 montrent l'énergie déposée dans le TRD et le CDC pour des hadrons et les électrons isolés de notre lot de référence.

Pour chaque chambre du TRD, nous utilisons la distribution de l'énergie déposée dans la cellule visée par la trace. Pour tenir compte des incertitudes dans la reconstruction de la trace et des effets de diffusion multiple, nous considérons la cellule traversée par la trace ainsi que sa voisine du côté de la trace, et nous comptabilisons les cellules "codées", c'est à dire présentant un dépôt d'énergie supérieur à un seuil donné (en l'occurrence 0.2 MIP)⁵. Comme nous savons que le signal du TRD dépend de l'environnement hadronique, nous distinguons le cas où une seule cellule est touchée dans la chambre (voir la distribution d'énergie sur la figure 3.10) du cas où deux cellules voisines sont touchées (figure 3.11). Nous appelons alors "configuration (1,1,1)" le cas où une seule cellule est codée dans chaque chambre, "configuration (2,1,1)" celui où deux cellules sont codées dans une des chambres, et ainsi de suite. Ceci est illustré par la figure 3.13. Ce faisant nous utilisons le nombre de cellules codées autour de la trace (1 ou 2) comme un estimateur de l'activité hadronique dans le voisinage de cette trace.

La fonction de vraisemblance

Pour chaque partie du détecteur central (chambres 1,2,3 du TRD et CDC), on utilise les tables de référence pour déterminer la probabilité qu'une trace ait été produite par un hadron ou par un électron:

$$P_{e,i}(E_i) = \frac{n_{e,i}(E_i)}{\sum_{E_i} n_{e,i}(E_i)} \quad (3.9)$$

$$P_{\pi,i}(E_i) = \frac{n_{\pi,i}(E_i)}{\sum_{E_i} n_{\pi,i}(E_i)}. \quad (3.10)$$

L'indice i désigne la partie du détecteur central concernée ($i = 1, 2, 3$ pour les trois chambres du TRD et $i = 4$ pour le CDC), E_i est la valeur en MIP

5. cette exigence à elle seule élimine des tables de référence la plus grande partie du bruit de fond qui subsisterait dans le lot d'électrons car, comme nous allons le voir, les chambres du TRD sont très inefficaces pour les hadrons

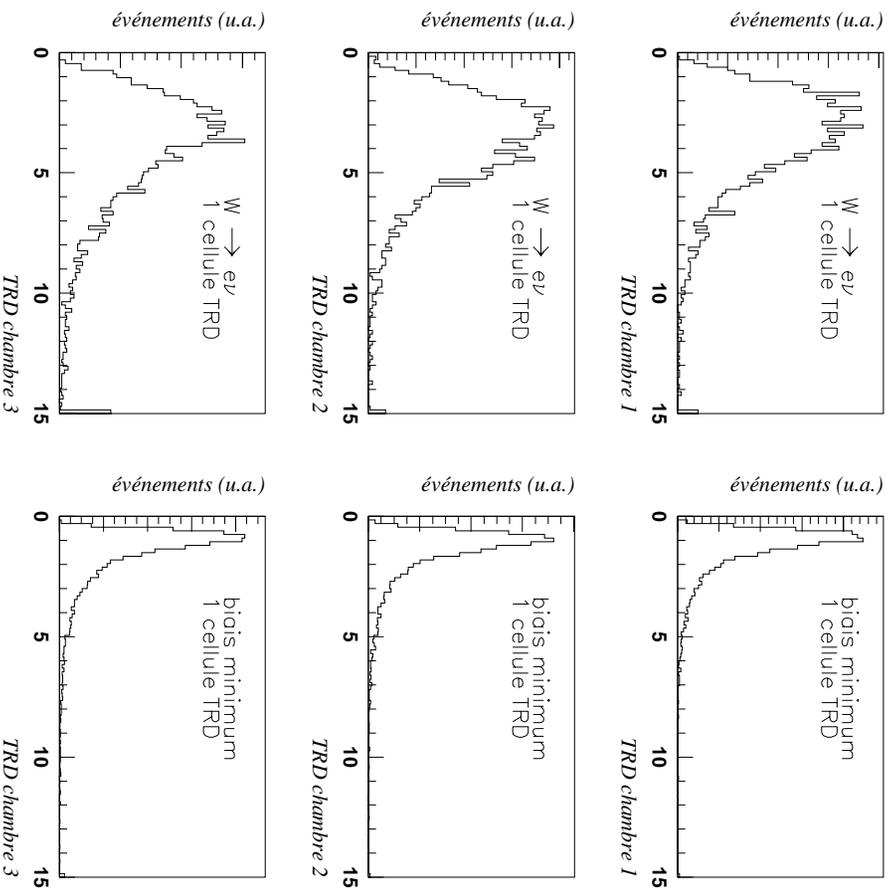


FIG. 3.10 - Distributions d'énergie dans les trois chambres du TRD pour des lots d'électrons et de hadrons (1 cellule touchée)

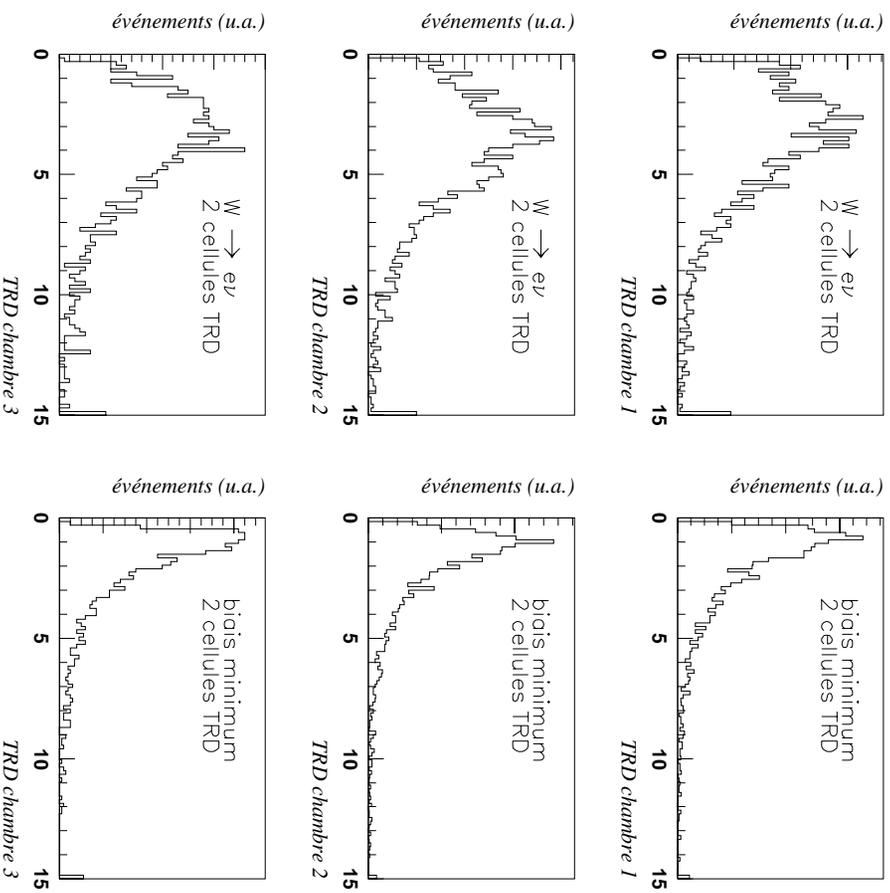


FIG. 3.11 - *Distributions d'énergie dans les trois chambres du TRD pour des lots d'électrons et de hadrons (au moins 2 cellules touchées)*

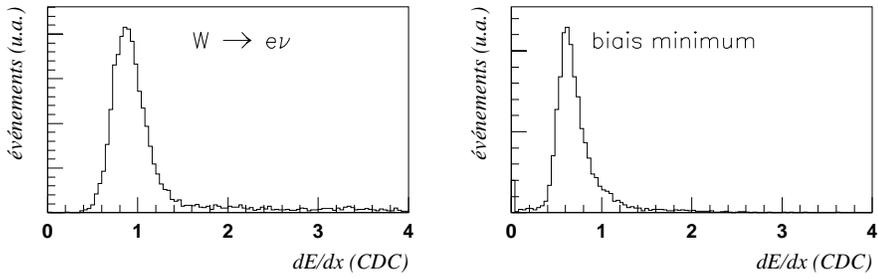


FIG. 3.12 - Distributions d'énergie déposée dans le CDC pour des électrons et des hadrons

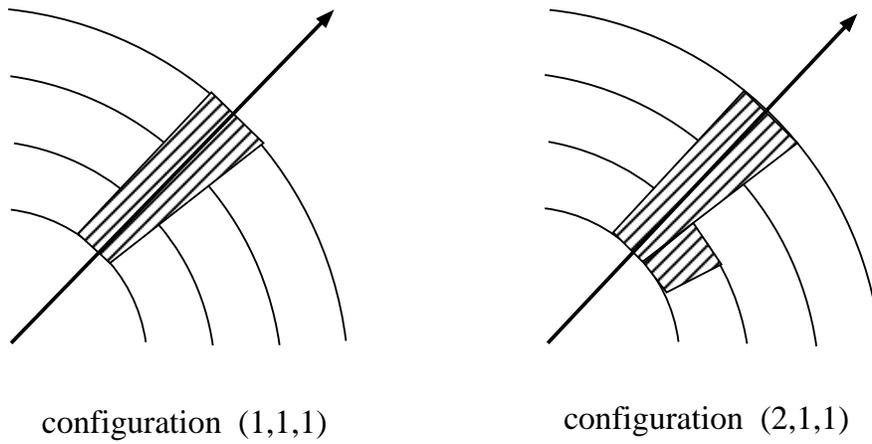


FIG. 3.13 - Prise en compte de l'environnement hadronique dans TRD par le nombre de cellules touchées dans chaque chambre

de l'énergie déposée, et $n(E_i)$ le nombre d'événements de la distribution de référence, ayant une énergie comprise entre E_i et $E_i + dE_i$.

On calcule alors, à partir de ces probabilités, une fonction de vraisemblance définie comme

$$L(E_1, E_2, E_3, E_4) = \log \left(\prod_i \frac{P_{e,i}(E_i)}{P_{\pi,i}(E_i)} \right) \quad (3.11)$$

Nous avons déjà mentionné le fait que l'énergie déposée dans la cellule du TRD visée par la trace est très sensible à l'activité hadronique dans cette cellule, et que l'on peut avoir une estimation de cet environnement grâce aux cellules voisines. Notre fonction de vraisemblance dépend donc de cet environnement, et nous prenons cet effet en compte en distinguant plusieurs fonctions de référence:

- $L_{(1,1,1)}$ calculée dans les cas où une seule cellule du TRD a été touchée dans chaque chambre (configuration (1,1,1)),
- $L_{(2,1,1)}$ où au moins deux cellules du TRD ont été touchées dans une quelconque des chambres (configuration (2,1,1)),
- $L_{(2,2,1)}$ où au moins deux cellules du TRD ont été touchées dans deux quelconques des chambres (configuration (2,2,1)),
- et ainsi de suite...

La figure 3.14 montre la forme de ces fonctions de vraisemblance pour nos lots de hadrons et d'électrons. La meilleure discrimination entre ces deux types de particules est obtenue lorsqu'une seule cellule par chambre est touchée (configuration (1,1,1), les deux courbes sont alors bien séparées), et ce pouvoir de discrimination diminue lorsque des cellules supplémentaires sont touchées, c'est à dire lorsque l'environnement hadronique devient plus chargé (configuration (2,1,1), (2,2,1) puis (2,2,2), les courbes se chevauchent de plus en plus).

La variable ε_l

A partir des tables de vraisemblance, nous construisons une variable, appelée ε_l , de la façon suivante:

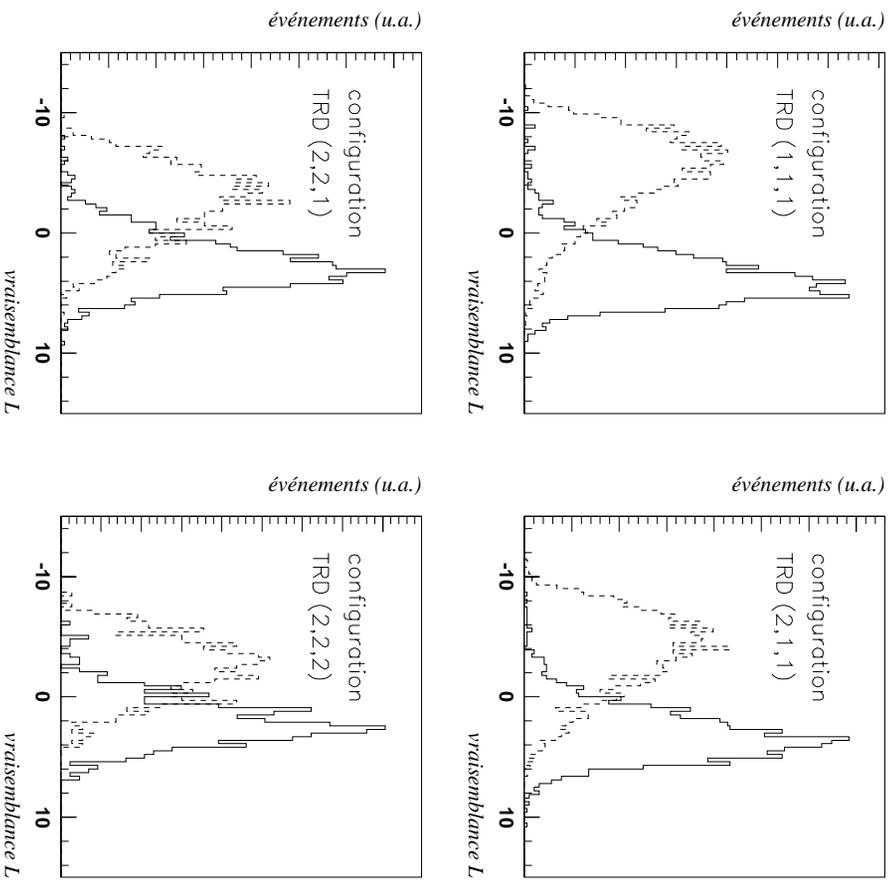


FIG. 3.14 - *Distribution de la fonction de vraisemblance pour un lot d'électrons (trait plein) de hadrons (pointillés) dans différents environnements hadroniques*

$$E(L_{(a,b,c)}) = \frac{\int_{L_{(a,b,c)}}^{\infty} \frac{dN}{dL'_{(a,b,c)}} dL'}{\int_{-\infty}^{\infty} \frac{dN}{dL'_{(a,b,c)}} dL'} \quad (3.12)$$

Où $\frac{dN}{dL'_{(a,b,c)}}$ est la distribution de la fonction de vraisemblance de l'équation 3.11.

Pour chaque trace traversant le TRD dans un environnement (a, b, c) et avec une valeur de vraisemblance $L_{(a,b,c)}^0(E_1, E_2, E_3, E_4)$, on calcule la variable ϵ_l :

$$\epsilon_l = E(L_{(a,b,c)}^0). \quad (3.13)$$

Cette variable - comprise entre 0 et 1 - est construite pour avoir une distribution plate pour un lot d'électrons passant les mêmes coupures que notre lot de référence (voir l'annexe D). Pour des hadrons au contraire, ϵ_l est proche de 1.

La figure 3.15 montre la distribution de ϵ_l pour deux lots d'électrons passant les mêmes coupures que notre lot de référence, puis avec une coupure supplémentaire en dE/dx . On voit tout d'abord la distribution de ϵ_l pour un lot d'électrons de la réaction $W \rightarrow e\nu$ enregistrés lors des run 1a et 1b. On voit ensuite une distribution comparable qui représente ϵ_l pour des événements $Z \rightarrow ee$ signés par les coupures que nous avons décrites, mais portant cette fois sur les deux électrons de l'événement, et où la contrainte sur l'impulsion transversale manquante est remplacée par une coupure sur la masse invariante des deux électrons ($70 < m_{ee} < 110$ GeV).

La figure 3.16 représente ϵ_l pour un lot de hadrons enregistrés avec un déclenchement demandant uniquement la présence d'une tour électromagnétique, identifiés comme des candidats électrons après la reconstruction, mais ne passant pas le filtrage strict de l'analyse. Ce type de traces est représentatif du bruit de fond que l'on désire supprimer. On évite la contamination de ce lot en vrais électrons en demandant une impulsion transversale manquante faible ($E_t < 15$ GeV, ce qui supprime les W) ou une masse invariante des électrons hors du pic du Z ($m_{ee} < 50$ GeV si l'événement compte deux électrons, ce qui supprime les Z). On appelle ce lot "faux électrons".

Nous vérifions que les distributions des lots d'électrons sont plates, alors que celles des "faux électrons" piquent à 1. Lorsqu'une particule ne dépose pas d'énergie dans au moins une chambre, on pose:

$$\varepsilon_l = 1. \quad (3.14)$$

On utilise ainsi le fait que chaque chambre du TRD est efficace à seulement 85% pour les hadrons et à 98% pour les électrons⁶. On rejette également ainsi toutes les conversions ayant eu lieu après la première chambre du TRD [54]. La rejection du TRD contre les pions est donc d'ue essentiellement à la forme de la distribution en énergie, et celle contre les conversions à la grande efficacité des chambres pour les électrons. Notons que les tables de référence pour chaque chambre ne contiennent que des traces ayant déposé de l'énergie dans cette chambre. Ceci élimine la plus grande partie du bruit de fond résiduel dans le lot d'électrons de référence.

3.2.4 Utilisation, performances et limitations

Pour conserver la majorité des électrons en éliminant le plus de hadrons possible, on rejettera les candidats ayant des valeurs élevées de ε_l . On choisit de conserver environ 90% des électrons, et l'on ne retient donc que les candidats ayant

$$\varepsilon_l < 0.9. \quad (3.15)$$

La distribution d' ε_l étant plate pour les électrons, cette coupure conserve en effet environ 90% des électrons en rejetant tous les hadrons regroupés dans le pic à ε_l proche de 1. La figure 3.17 montre l'effet de cette coupure sur des électrons passant dans le TRD, et ceci en fonction de l'impulsion manquante de l'événement: demander $\varepsilon_l < 0.9$ élimine d'autant plus d'événement que l'impulsion transversale est faible, c'est à dire lorsque l'événement ne provient pas de la réaction $W \rightarrow e\nu$.

Efficacité effective sur des électrons

La table 3.5 donne l'efficacité effective de la coupure $\varepsilon_l < 0.9$ sur des vrais électrons. Elle est estimée à partir des événements W+0 jets des runs 1a et

⁶. les efficacités des trois chambres pour des électrons sont de 97.9%, 98.2% et 98.2% respectivement

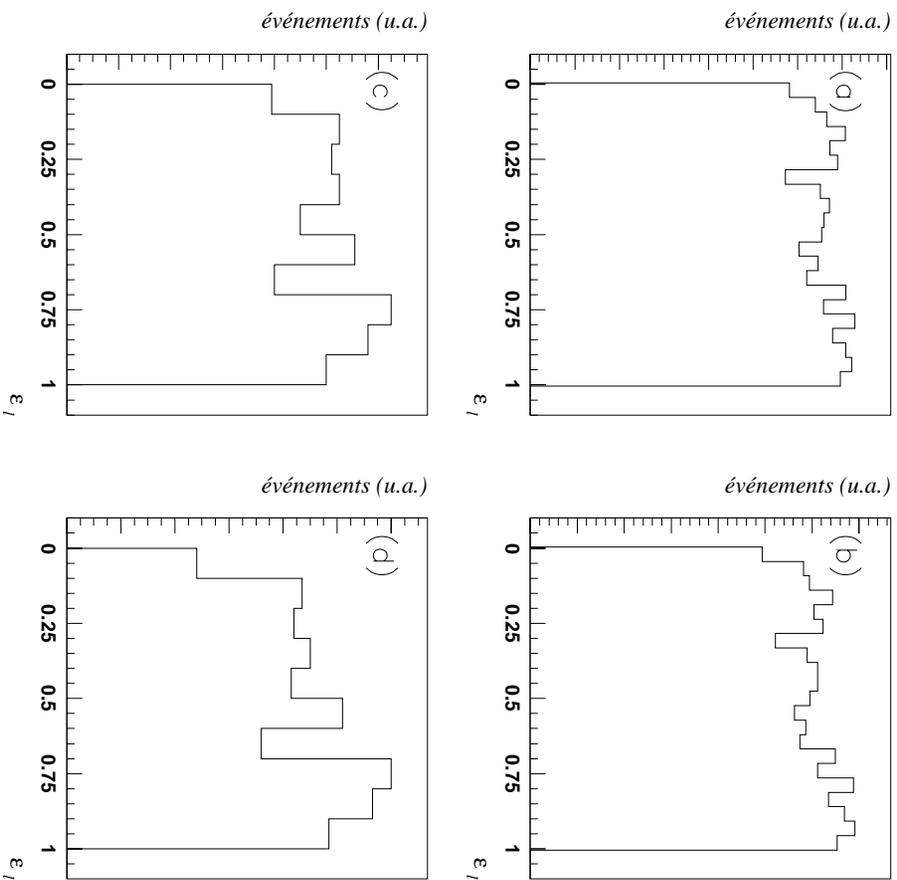


FIG. 3.15 - *Distribution de la variable e_i pour deux lots d'électrons différents de notre lot de référence: les deux premières distributions montrent des événements $W \rightarrow e\nu$ enregistrés lors des deux prises de données (run 1a et 1b), sans (a) ou avec (b) coupure en dE/dx . Les deux histogrammes suivants montrent des événements $Z \rightarrow ee$ sélectionnés sans (c) ou avec (d) coupure en dE/dx*

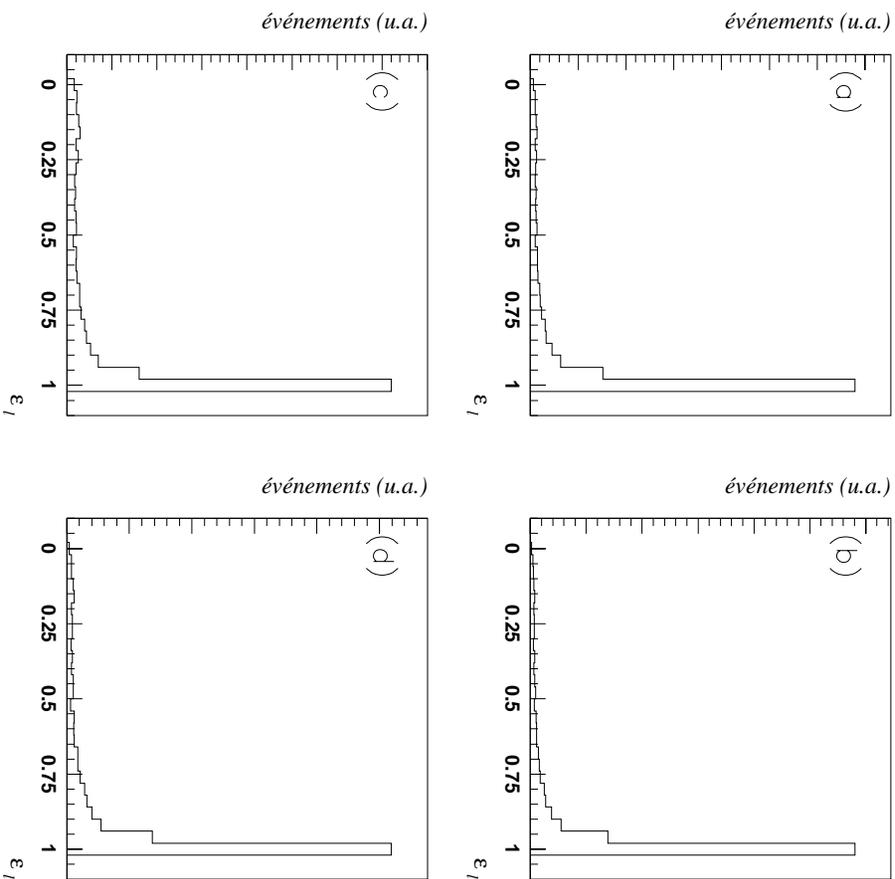


FIG. 3.16 - *Distribution de la variable ϵ_l pour deux lots de hadrons différents de notre lot de référence ("faux électrons") : les deux premières distributions montrent des événements enregistrés par un déclenchement demandant une tour électromagnétique et sans autre coupure (a) ou avec (b) coupure en dE/dx . Les deux histogrammes suivants représentent les mêmes distributions en imposant une grande impulsion transversale, là aussi sans (c) ou avec (d) coupure en dE/dx*

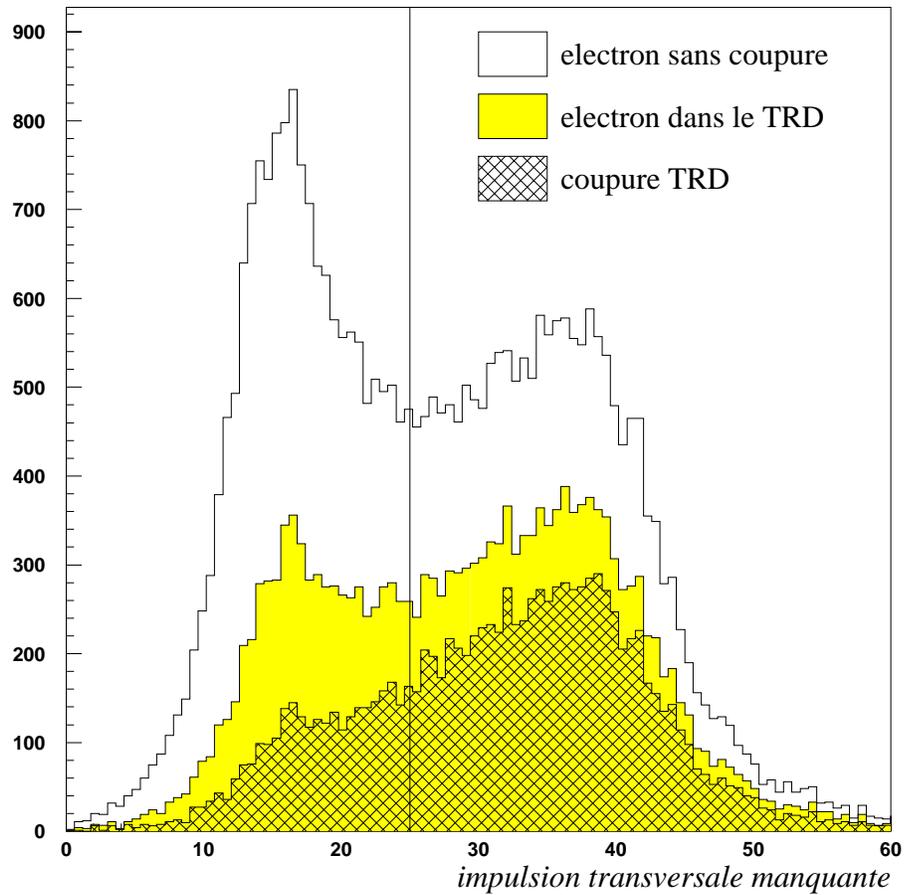


FIG. 3.17 - *Effet de la coupure en ϵ_l en fonction de E_t : lorsqu'on demande $\epsilon_l < 0.9$ (histogramme hachuré), on rejette une proportion plus grande des événements passant dans le TRD (histogramme grisé) lorsque l'impulsion transversale manquante de l'événement est faible (à gauche de la ligne verticale)*

1b, dont on rappelle que la contamination en faux électrons est négligeable. On distingue tout d'abord l'inefficacité des chambres (rappelons qu'on pose $\epsilon_l = 1$ lorsqu'une chambre au moins n'est pas codée), puis l'acceptance de la coupure en ϵ . La dernière ligne du tableau donne cette acceptance pour les événements où les trois chambres sont touchées. Cette dernière valeur est par définition égale à 0.9 pour les événements du run 1a, puisque ceux-ci ont servi à faire les tables de référence. On voit que cette valeur est effectivement égale à 90%, et qu'elle est pratiquement la même pour le run 1b, ce qui justifie l'utilisation des mêmes tables de référence pour les deux prises de données.

	run 1a	run 1b
$W + 0$ Jets	100 %	100%
3 chambres codées	$(98.4 \pm 0.1) \%$	$(96.4 \pm 0.2) \%$
$\epsilon_l < 0.9$	$(88.3 \pm 0.3) \%$	$(84.7 \pm 0.3) \%$
$\epsilon_l < 0.9^a$	$(89.7 \pm 0.3)\%$	$(87.9 \pm 0.3)\%$

TAB. 3.5 - *Efficacité des chambres du TRD et de la coupure $\epsilon_l < 0.9$ pour des électrons*

^a en se normalisant aux événements où les trois chambres sont codées; ce chiffre est à comparer à la valeur attendue de 90%

Vérifions maintenant que notre algorithme prend correctement en compte l'effet de l'activité hadronique, des cellules multiples, etc...Pour ce faire calculons l'efficacité de la coupure $\epsilon_l < 0.9$ pour des événements W+0 jets du run 1b, et ceci dans différents environnements. Les résultats présentés en table 3.6 montrent la grande stabilité de notre algorithme en fonction de la configuration des cellules codée dans chaque chambre. L'efficacité est également stable si l'on considère l'activité dans les 8 cellules de chaque chambre entourant la cellule étudiée, comme le montre la table 3.7. Nous prenons ici le nombre de cellules codées dans la chambre 1 comme estimateur de l'activité hadronique le long de la trace, en raison:

- des corrélations entre l'activité des différentes chambres (voir figure 3.8)
- de la couverture angulaire de la chambre 1 qui la soumet, plus que les autres chambres, à la présence de traces additionnelles.

En utilisant la distribution du nombre de cellules TRD codées en fonction du nombre de jets de l'événements, on peut estimer l'efficacité de la coupure

configuration	(1,1,1)	(2,1,1)	(2,2,1)	(2,2,2)
efficacité	86%	89%	89%	88%

TAB. 3.6 - *Influence de la configuration sur l'efficacité de la coupure en ε_l*

cellules codées	0	1	2	3	4	5	6	7
efficacité	86.6%	87.5%	87.6%	88.3%	87.5%	88.4%	89.7%	86.2%

TAB. 3.7 - *Influence de l'activité hadronique sur l'efficacité de la coupure en ε_l*

en ε_l sur des électrons apparaissant dans des événements $W + 1, 2, 3, \dots$ jets. La valeur de cette efficacité est stable, et égale à la valeur donnée dans la table 3.5.

Estimation du rejet effectif des hadrons

Pour estimer la performance de la discrimination entre les électrons et les hadrons, on définit le facteur de rejet :

$$R_{e/hadrons}(\alpha) = \frac{\text{fraction d'un lot d'électrons ayant } \varepsilon_l \leq \alpha}{\text{fraction d'un lot de hadrons ayant } \varepsilon_l \leq \alpha} \quad (3.16)$$

Comme la distribution de ε_l est plate pour des électrons, α donne directement l'efficacité de notre coupure sur de vrais électrons. La première distribution de la figure 3.18 montre, en fonction de l'efficacité, le facteur de rejet que l'on obtient contre le lot de "faux électrons" dans un environnement hadronique quelconque. Nous voyons que demander $\varepsilon_l < 0.9$ est une coupure raisonnable, car le facteur de rejet n'augmente pas de façon spectaculaire si l'on consent à perdre en efficacité. Ceci est dû au plateau que l'on observe aux petites valeurs de ε_l sur la figure 3.16, et qui provient directement de la queue de la distribution en énergie des hadrons visible sur la figure 3.7.

La deux distributions suivantes de la figure 3.18 montrent, le rejet contre les "faux électrons" en fonction de l'environnement hadronique dans le TRD. Pour le premier de ces graphiques (b), l'environnement hadronique est défini comme le nombre total de cellules codées parmi les 4 cellules de part et d'autre de la cellule visée dans la première chambre; pour le second (c), on utilise le nombre total de cellules ayant été touchées parmi les 6 cellules entourant la trace (2 par chambre). On voit sur ces graphiques que le facteur de rejet baisse lorsque l'environnement hadronique devient chargé.

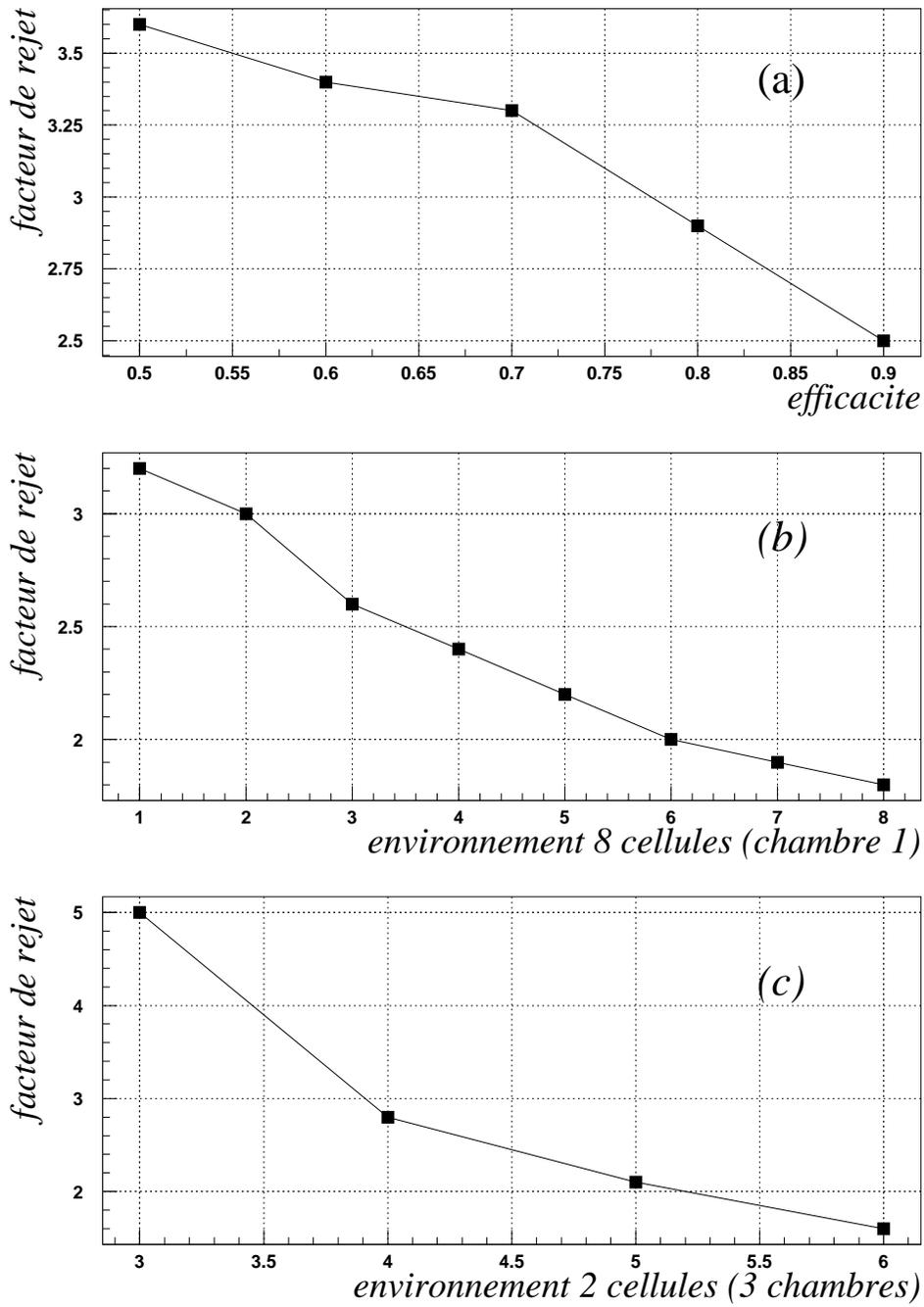


FIG. 3.18 - Facteur de rejet des faux électrons en fonction de l'efficacité (a) et de l'environnement hadronique (b) et (c)

On vérifie enfin, grâce à notre lot de faux électrons (événements avec E_t modéré), que la valeur du facteur de rejet est stable vis à vis des coupures d'identification de l'électron. La table 3.8 donne l'efficacité de la coupure en $\varepsilon_l < 0.9$ sur des faux électrons:

- qui sont simplement des candidats électrons ayant $E_T > 20$ GeV
- qui passent de plus des coupures "lâches" d'identification:
 - $\chi^2 < 300$
 - $f_{iso} < 0.3$

On voit, en comparant les deux colonnes du tableau 3.8, que l'efficacité de notre coupure TRD sur de faux électrons ne dépend pas des coupures d'identification calorimétriques qui sont appliquées. La comparaison des lignes 1 à 4 de ce même tableau indique qu'un nombre croissant de jets tend à faire baisser légèrement le rejet contre les faux électrons, ce qui est en accord avec nos résultats sur l'effet de l'environnement hadronique.

nombre de jets	pas de coupures	coupures lâches
0	$(40.1 \pm 2.0)\%$	$(40.3 \pm 2.6)\%$
1	$(39.5 \pm 0.3)\%$	$(40.7 \pm 0.5)\%$
2	$(43.0 \pm 0.5)\%$	$(43.1 \pm 0.7)\%$
3	$(45.5 \pm 0.8)\%$	$(45.3 \pm 1.1)\%$
4	$(51.2 \pm 1.4)\%$	$(48.9 \pm 1.9)\%$

TAB. 3.8 - *Efficacité de la coupure $\varepsilon_l < 0.9$ pour des faux électrons ayant au moins 20 GeV d'impulsion transversale et sans coupures d'identification (première colonne), puis avec des coupures lâches (seconde colonne), pour différents nombre de jets additionnels*

La figure 3.19 illustre la stabilité de notre algorithme d'identification de l'électron grâce au TRD durant l'ensemble de la prise de données: la première distribution (a) représente le numéro de run des événements $W + \geq 1$ jets passant dans le TRD et satisfaisant aux critères d'identification de l'électron décrits dans la partie 3.1.3. La seconde distribution (b) montre l'efficacité des chambres du TRD sur ces événements, c'est à dire la fraction des événements où les trois chambres ont été codées: cette efficacité est stable en fonction du temps. Le dernier hisogramme enfin (c) montre l'acceptance de la coupure en

ε , qui est elle aussi constante durant toute la période de prise de données (les run 55000 à 95000 correspondent à des événements enregistrés entre 1992 et 1995).

Quant à la figure 3.20, elle montre l'effet de la coupure en ε_l sur un lot pur d'électrons (événements $W+0$ jet), et ceci en fonction de différentes variables: position z de la trace dans la chambre 3 du TRD, η mesuré dans le calorimètre, ϕ de la trace et z du vertex. On vérifie que l'efficacité des chambres (a) et l'acceptance de la coupure TRD (b,c,d,e) ne dépendent pas de la position spatiale de la trace ou du vertex.

3.3 Jets de particules

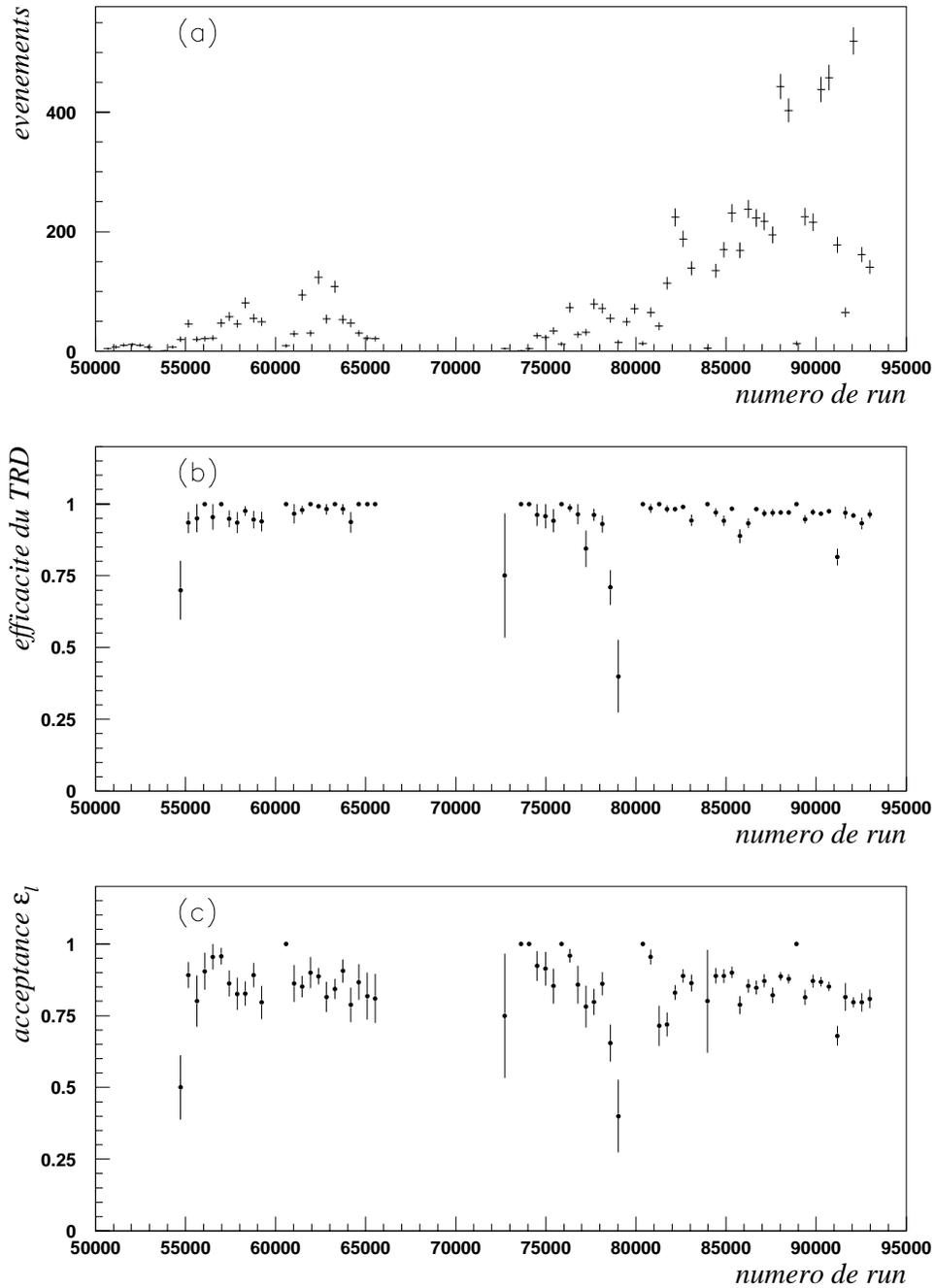
Les quarks et les gluons ne se propagent pas sous forme de particules libres, mais subissent une hadronisation (ou fragmentation), et donnent naissance à un ensemble de hadrons. Cet ensemble que l'on appelle jet, et qui émerge généralement dans un cône autour de la direction du parton original, va initier dans le calorimètre une gerbe d'énergie qui est la signature d'un jet. La définition d'un jet repose sur l'algorithme de cône [60] [61], qui considère les jets comme l'énergie déposée dans un cône de rayon fixe dans l'espace (η, φ) .

3.3.1 L'algorithme de cône

Description

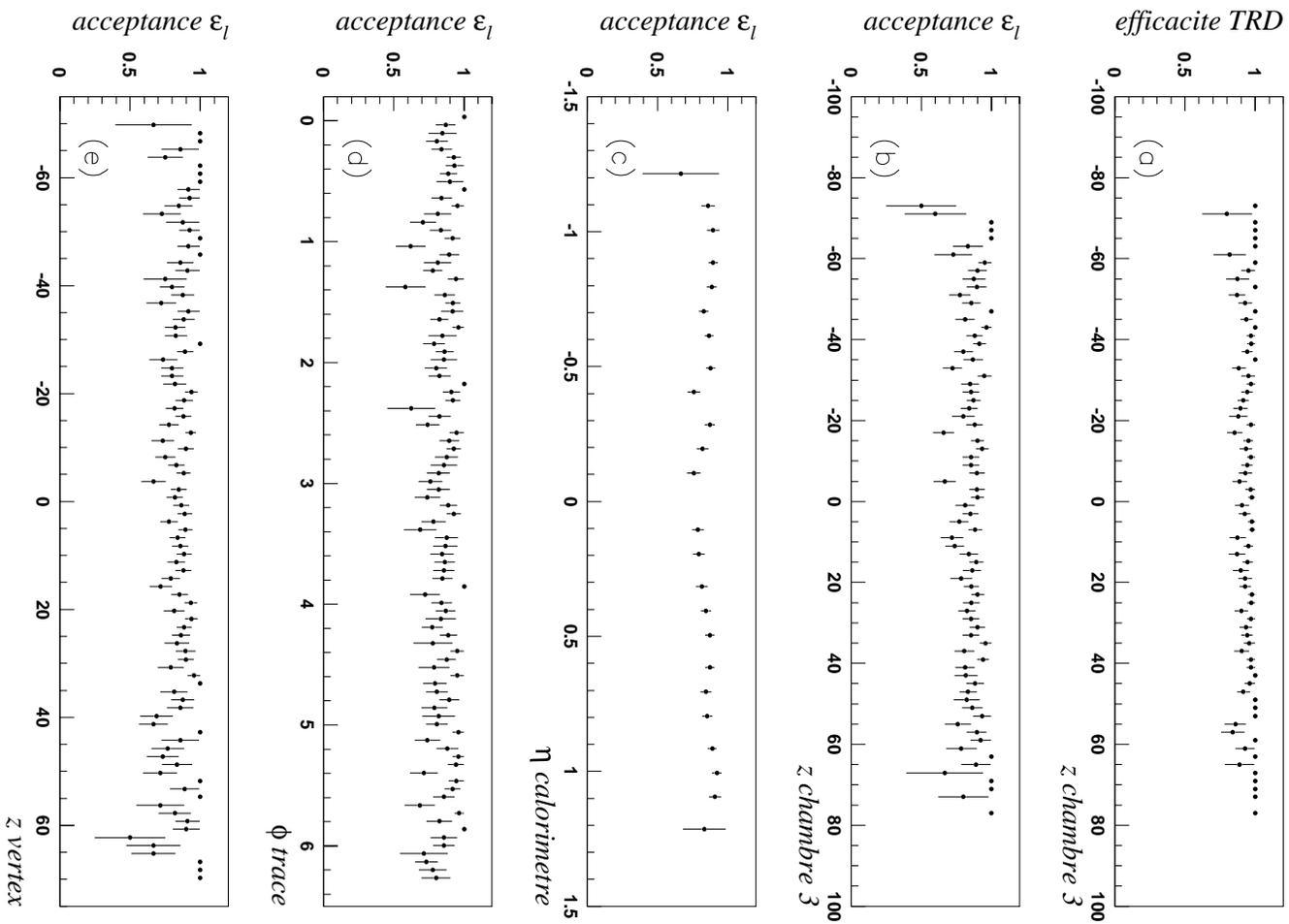
Voici la description de l'algorithme de cône [62]:

- Les tours du calorimètre sont classées par E_T croissant. On cherche ensuite dans les 9 tours adjacentes à la tour la plus énergétique toutes celles qui ont $E_T > 1$ GeV. On forme ainsi des groupes appelés "pre-clusters". A la fin de cette étape, toutes les tours ayant $E_T > 1$ GeV ont été attribuées à un precluster. Le centre de gravité de chacun de ces preclusters (avec pour poids E_T) définit l'axe d'un candidat jet.
- Un cluster est défini comme l'ensemble des cellules dans un cône de rayon R qui est formé autour de l'axe de chaque precluster. Cet axe est redéfini par le centre de gravité du cluster. On répète cette opération jusqu'à ce que l'axe se stabilise (ou bien on arrête après 50 itérations) pour chaque cluster.



115

FIG. 3.19 - Stabilité de l'algorithme d'identification de l'électron par le TRD durant la prise de données: (a) numéro de run des événements $W^+ \geq 1$ jets passant dans le TRD, (b) efficacité de détection des chambres TRD, (c) efficacité de la coupure $\epsilon_l < 0.9$



116
 FIG. 3.20 - Efficacité des chambres du TRD (a) et acceptance de la coupure $\epsilon_l < 0.9$ (b,c,d,e) sur électrons de la réaction $W+0$ jet en fonction: de la position z de la trace dans la chambre 3 du TRD (a,b), de η mesuré dans le calorimètre (c), de ϕ mesuré dans le CDC (d) et de la position z du vertex (e)

- Si deux clusters se chevauchent, ils sont regroupés si l'énergie qu'ils partagent représente au moins la moitié de l'énergie du cluster de plus faible E_T . Dans le cas contraire, les tours en commun sont partagées suivant leurs distances aux axes des deux clusters.
- Un cluster est appelé jet si son impulsion transversale dépasse le seuil $E_T > E_T^{min}$.

Choix de la taille du cône

Des valeurs de R comprises entre 0.3 et 0.7 sont utilisées pour les différentes analyses, avec toujours $E_T^{min} = 8$ GeV. Pour notre analyse, nous avons choisi $R = 0.5$. En effet, un événement $t\bar{t}$ comporte souvent beaucoup de jets et utiliser $R = 0.7$ provoque souvent le chevauchement de jets, tandis que le choix $R = 0.3$ peut quant à lui provoquer la perte de jets ou la séparation trop fréquente d'un jet en deux.

3.3.2 Corrections de l'énergie de jets

Nous cherchons à interpréter l'énergie d'un jet comme l'énergie du parton qui l'a initié. Les principales sources d'erreur qui peuvent faire différer ces deux quantités sont l'inexactitude des constantes de calibration calculées à partir de mesures faites en faisceau test, l'énergie de l'événement sous-jacent, l'énergie de hadrons échappant au cône et la soustraction du bruit de fond au signal du calorimètre.

La technique utilisée pour corriger ces erreurs est celle du "facteur projectif d'impulsion transversale manquante" (MPF). On choisit des événements à deux jets dont l'un possède au moins 90% d'énergie électromagnétique. On suppose que le jet à dominante électromagnétique est soit un photon soit un jet comprenant une majorité de π^0 . On rejette les événements ayant une grande impulsion transversale manquante pour réduire la contamination en $W+1$ jet. Les jets doivent de plus être dos à dos en φ .

Une quelconque impulsion transversale manquante dans l'événement est attribuée à une mauvaise mesure de l'autre jet qui a une forte composante hadronique. On définit:

$$MPF = \frac{\vec{E}_t \cdot \hat{n}}{E_T} \quad (3.17)$$

où E_T et \hat{n} sont l'énergie transverse et la direction du jet électromagnétique. L'énergie corrigée de l'autre jet est alors:

$$E_{corrigee} = E_{mesuree}(1 + MPF) \equiv E_{mesuree} \cdot f_{MPF} \quad (3.18)$$

où f_{MPF} est déterminée en fonction de l'énergie, de la direction et du contenu électromagnétique du jet.

Des corrections supplémentaires, qui ne sont pas incluses dans ce facteur, sont ensuite appliquées pour corriger complètement l'énergie des jets:

- Les produits de fragmentation d'un parton constituant un jet peuvent donner naissance dans le calorimètre à une gerbe trop large pour être contenue dans un cône de taille fixe. Une partie de l'énergie du parton ne sera alors pas mesurée. Pour évaluer cet effet, on utilise un lot d'événements simulés par un programme Monte Carlo et l'on compare l'énergie des jets mesurée et corrigée par f_{MPF} à l'énergie des partons qui ont initié les jets. On voit alors que l'on doit appliquer une correction supplémentaire de typiquement 4% pour un cône $R = 0.5$.
- Pour tenir compte de la contribution de l'événement sous-jacent, on mesure la densité d'énergie dans des événements à biais minimum. Une moyenne de 0.6 GeV d'impulsion transversale par unité dans l'espace (η, φ) est alors soustraite à chaque jet.
- Enfin une analyse de la radioactivité de l'Uranium du calorimètre nous amène à soustraire une valeur moyenne de 1.2 GeV par unité de l'espace (η, φ) .

La figure 3.21 montre le facteur de correction de l'énergie d'un jet en fonction de l'impulsion transversale du jet non-corrigé. La validité de notre procédure de correction est vérifiée sur des événements $Z \rightarrow ee + 1$ jet où l'impulsion transversale du Z et du jet doivent s'équilibrer, et où l'on attend $\mathbb{E}_t = 0$. Nos correction réduisent \mathbb{E}_t de $0.05 \cdot P_T(Z)$ à moins de $0.015 \cdot P_T(Z)$.

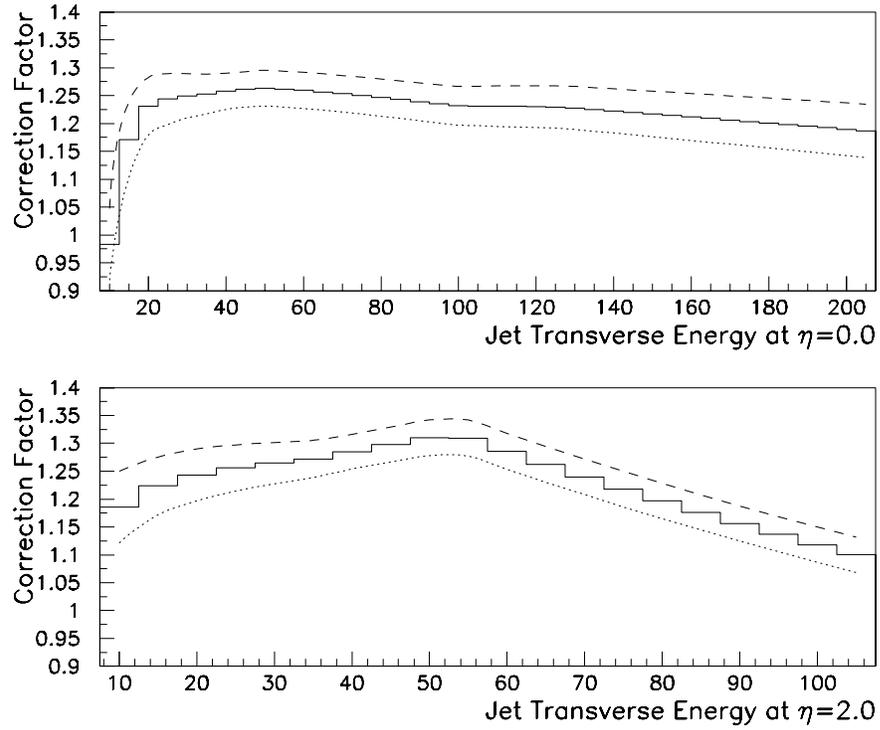


FIG. 3.21 - *Facteur de correction global de l'énergie des jets en fonction de E_T ($R = 0.5$) représenté aux limites extrêmes de l'acceptance en $|\eta|$. Les traits et les pointillés représentent les barres d'erreur.*

3.4 L'impulsion transversale manquante \cancel{E}_t

3.4.1 Définition

Le premier calcul de l'impulsion transversale manquante est fait au niveau 2 du déclenchement en utilisant un algorithme basé sur la somme vectorielle de toutes les cellules i du calorimètre [64] [68]

$$\cancel{E}_{t\ cal} = \sqrt{(\cancel{E}_{t\ cal}^x)^2 + (\cancel{E}_{t\ cal}^y)^2}, \quad (3.19)$$

avec

$$\begin{aligned} \cancel{E}_{t\ cal}^x &= \sum E_i \sin(\theta_i) \cos(\varphi_i) \\ \cancel{E}_{t\ cal}^y &= \sum E_i \sin(\theta_i) \sin(\varphi_i) \end{aligned} \quad (3.20)$$

Pour obtenir l'impulsion transversale manquante totale, on inclut la contribution des muons, dont la mesure de l'impulsion est décrite dans la partie 3.5.1:

$$\begin{aligned} \cancel{E}_t^x &= \cancel{E}_{t\ cal}^x + \sum p_x^{\mu_i} \\ \cancel{E}_t^y &= \cancel{E}_{t\ cal}^y + \sum p_y^{\mu_i} \end{aligned} \quad (3.21)$$

3.4.2 Précision de mesure

L'erreur de mesure sur l'impulsion transversale manquante du calorimètre peut être paramétrée en fonction de la somme scalaire des E_T de l'événement $\sum E_T$ à l'aide d'événements dijets [68]:

$$\sigma_{\cancel{E}_{t\ cal}} = 1.08 \text{ GeV} + 0.019 \cdot \sum E_T \quad (3.22)$$

$\sigma_{\cancel{E}_{t\ cal}}$ est déterminé grâce à des événements dijets sur la figure 3.22. L'incertitude sur la mesure de l'impulsion transversale manquante totale est quant à elle nettement dominée par l'incertitude sur la mesure de l'impulsion des muons.

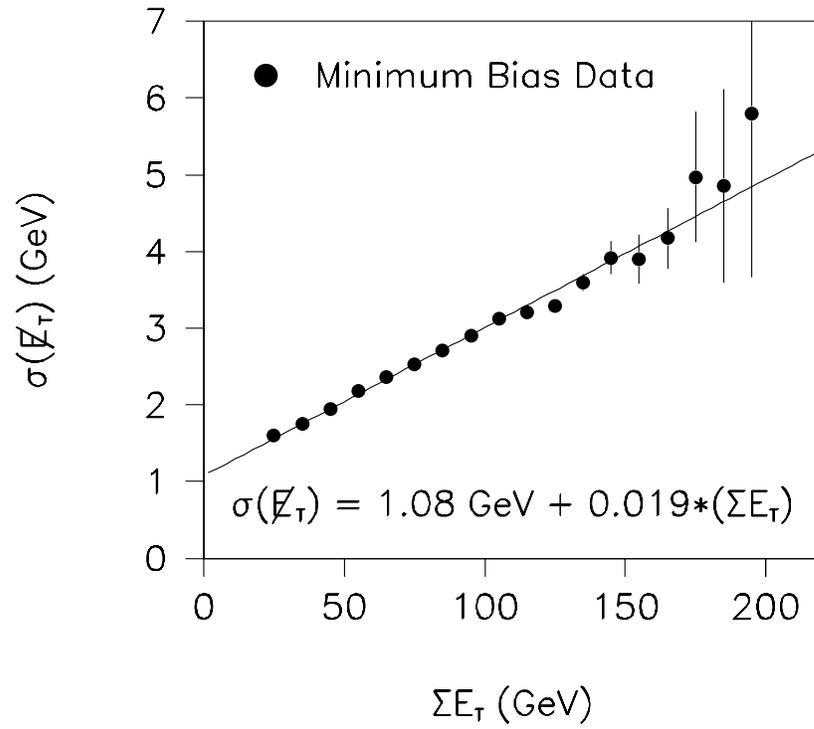


FIG. 3.22 - Incertitude sur la mesure de E_t en fonction de l'énergie transversale totale d'un événement

3.5 Identification des muons d'étiquetage des saveurs lourdes

Les leptons provenant de la désintégration semi-leptonique de quarks b ou c sont très différents de ceux produits par la désintégration du boson W : ils ont une impulsion transversale relativement faible et sont situés près de jets. La figure 3.23 montre la distribution des principales grandeurs cinématiques des muons de désintégration des saveurs lourdes.

Les muons sont tout d'abord identifiés comme des traces dans les chambres à muons pointant vers le vertex de l'interaction. Les principales sources de bruit de fond sont les muons des rayons cosmiques et le débordement de gerbes hadroniques, que l'on supprime grâce à des coupures de qualité.

3.5.1 Construction des candidats

Comme lors de la reconstruction dans le détecteur central, la reconstruction des muons procède à la conversion de l'information brute sur les impacts dans les chambres, ceci dans le but de reconstruire une trajectoire tridimensionnelle [55]. Cette situation est ici compliquée par la présence d'un champ magnétique entre les premières et secondes couches de chambres à muons: la reconstruction des traces doit être faite séparément pour les segments situés avant et après l'aimant. Les segments sont alors comparés, et l'impulsion du muon est déterminée par la courbure de la trajectoire lors du passage dans l'aimant. La précision sur la mesure de l'impulsion est meilleure si l'on peut associer la trace dans les chambres à muons avec une trace dans le détecteur central et avec un vertex, permettant ainsi une détermination plus précise de la trajectoire du muon avant l'aimant [56].

L'impulsion d'un muon est mesurée après son passage dans le calorimètre, où il perd en général quelques GeV d'énergie; cette perte d'énergie est estimée par simulation Monte Carlo, et la contribution correspondante est prise en compte dans la détermination de l'impulsion.

3.5.2 Sélection stricte

Afin de rejeter le bruit de fond instrumental pouvant donner lieu à des impacts dans les chambres à muons, on procède aux coupures de qualité

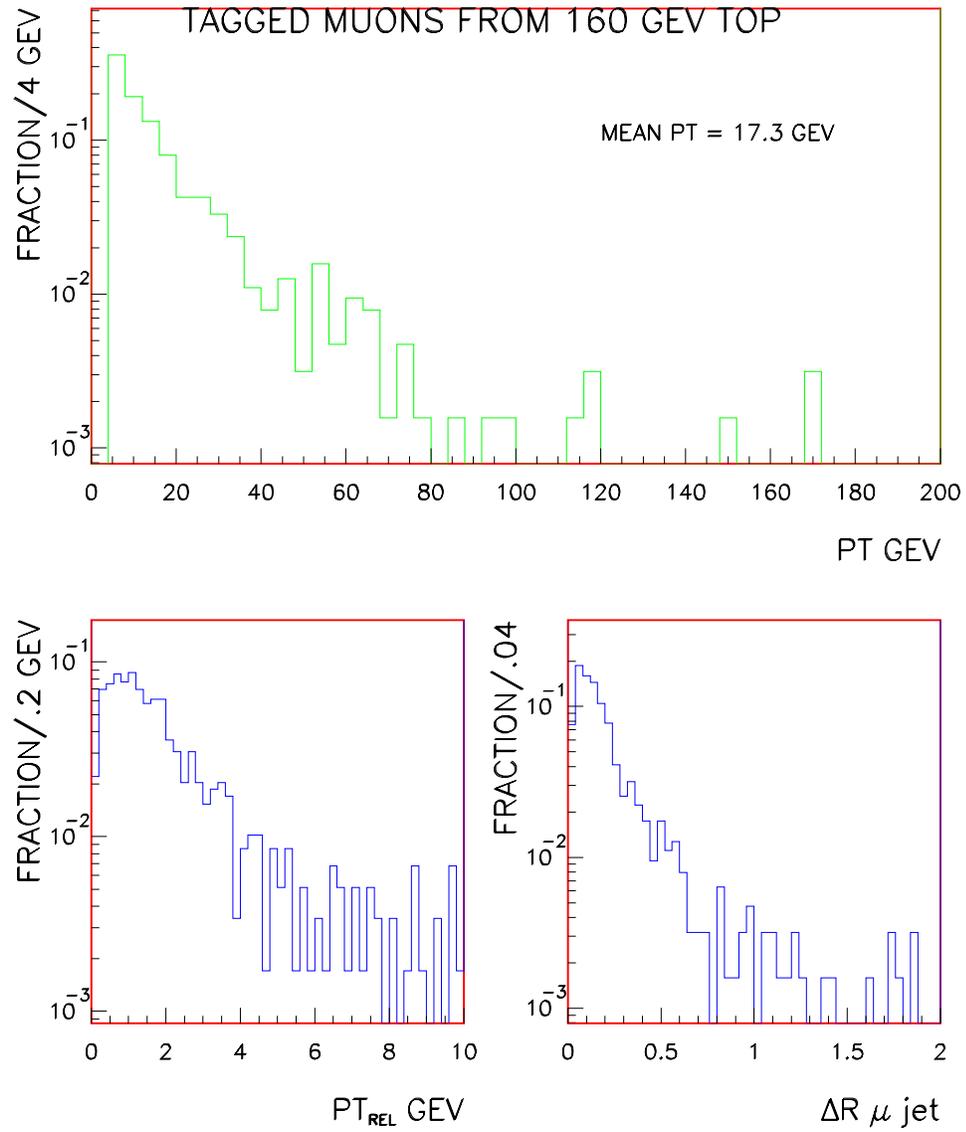


FIG. 3.23 - Distributions de l'impulsion, de l'impulsion relative au jet, et de la distance au jet de muons de désintégration de quarks b (Monte Carlo)

suivantes [58]:

- On demande que la trace soit entièrement contenue dans le système de chambres à grand angle (WAMUS), qui couvre $|\eta| < 1.7$. On distingue la partie centrale CF ($|\eta| < 1.0$) de la partie avant EF ($1.0 < |\eta| < 1.7$).
- On impose une limite inférieure à l'impulsion transversale du muon

$$P_t(\mu) > 4 \text{ GeV} \quad (3.23)$$

On effectue ensuite des coupures d'identification strictes [68] [57] permettant de conserver uniquement les traces possédant les caractéristiques de muons provenant de désintégrations semi-leptoniques:

- Multiplicité: une trace produite par un muon va en général laisser des impacts dans 7 à 10 chambres à muons selon la zone du détecteur touchée. On demande qu'au moins 4 plans de chambres soient touchés dans la partie avant.
- Qualité du muon: pour chaque trace, le programme de reconstruction des muons effectue une série de tests sur le nombre de plans de chambres touchés, les paramètres d'impact et les coups résiduels. On appelle IFW4 le nombre de coupures qu'un candidat muon ne passe pas, et on demande:

$$\begin{aligned} IFW4 &\leq 1 && \text{pour } |\eta| < 1 \\ IFW4 &= 0 && \text{pour } |\eta| > 1 \end{aligned} \quad (3.24)$$

- Confirmation calorimétrique: un muon traversant le détecteur dépose typiquement entre 1 et 3 GeV d'énergie dans le calorimètre. On demande que l'énergie contenue dans un cône dont le rayon est égal à une cellule, et formé autour de la trace reconstruite du muon soit au moins de 1.5 GeV.
- Association à un jet: on demande enfin que la distance R entre le muon et le jet le plus proche soit inférieure à 0.5.

L'efficacité d'association d'une trace avec un muon passant la coupure en IFW4 est estimée par Monte Carlo à (90 ± 2) % dans la partie centrale et (84 ± 2) % vers l'avant. L'efficacité des coupures d'identification est donnée [59] en table 3.9.

Région du détecteur	Efficacité (%)	Bruit de fond (%)
CF	94.7 ± 0.4	3.9 ± 1.9
EF	88.5 ± 3.3	7.9 ± 4.2

TAB. 3.9 - *Efficacité des coupures d'identification sur des muons d'étiquetage des saveurs lourdes et sur du bruit de fond*

Chapitre 4

Analyse des données

Introduction — Le canal $e+jets$ — Le canal $e+jets/\mu$ — Conclusion et estimation de la section efficace

Nous allons procéder à l'analyse des données dans le but de mettre en évidence les événements provenant de la réaction $t\bar{t} \rightarrow e\nu + jets$. Après un rappel de la signature expérimentale que nous désirons mettre en évidence et des bruits de fond que nous devons réduire, nous procéderons à l'analyse successive de deux lots de données: le premier est constitué d'événements où la présence d'une saveur lourde n'est pas exigée, et le second au contraire présente un muon d'étiquetage d'un jet de quark b ou c . Nous concluerons enfin en calculant la section efficace de production du quark top.

4.1 Introduction

La figure 4.1 montre le schéma de la réaction que nous désirons étudier. A partir d'une collision $p\bar{p}$ nous cherchons à mettre en évidence un état final où apparaît un électron, un neutrino et quatre jets.

4.1.1 Signature expérimentale

Rappelons que l'électron de la réaction $t\bar{t} \rightarrow e\nu + jets$ provient de la désintégration d'un W , tandis que l'autre W se désintègre de façon hadronique. L'électron est en général isolé et possède une grande impulsion transversale; la présence d'un neutrino est déduite de la présence d'impulsion transver-

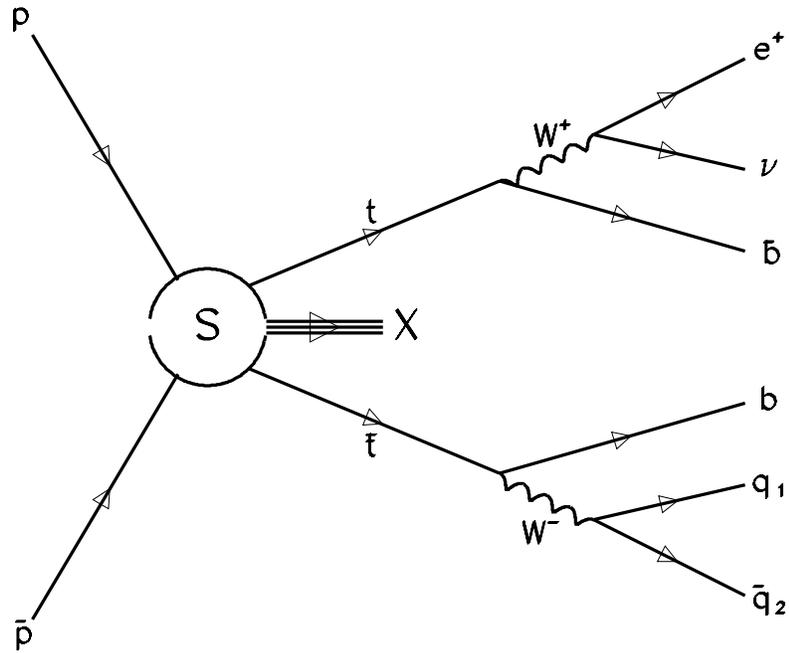


FIG. 4.1 - *Diagramme de la séquence complète de production $t\bar{t}$ dans une collision $p\bar{p}$ menant à l'état final e +jets*

sale manquante. Un événement $t\bar{t}$ possède des jets dont deux proviennent de quarks b et deux de la désintégration d'un W . Il peut y avoir des jets supplémentaires provenant d'un rayonnement de gluons dans l'état initial ou final, et l'on attend donc au moins quatre jets dans un événement $t\bar{t}$. Une majorité de ces jets provenant de quarks b ou c , on pourra chercher à les étiqueter par leur désintégration en un muon. Nous analyserons donc successivement les données où on ne trouve pas un tel muon (on parlera du canal e+jets), puis celles où un muon est présent (on parlera du canal e+jets/ μ).

4.1.2 Bruit de fond

Malgré cette signature expérimentale très particulière (électron, \cancel{E}_t , jets), la recherche du quark top se heurte à des bruits de fonds importants, c'est à dire à des réactions ayant une signature expérimentale très similaire à celle d'un événement $t\bar{t}$. Détaillons ici les deux sources de bruit de fond, l'une physique et l'autre instrumentale, que nous avons rapidement évoquées dans la partie 1.3.2:

- le bruit de fond physique dominant est la production d'un boson W se désintégrant en un électron et en un neutrino, et accompagnée de la production d'au moins quatre jets hadroniques supplémentaires provenant du rayonnement de gluons. Ce bruit de fond est "physique" car un tel événement $W+4$ jets possède réellement un électron et un neutrino, et présenterait une signature expérimentale proche de celle d'un événement $t\bar{t}$ même dans un détecteur parfait. La section efficace de ce processus (représenté sur la figure 4.2) est égale à plusieurs fois celle de la production $t\bar{t}$.
- le bruit de fond instrumental dominant provient d'événements QCD multijets, dans lesquels un jet est identifié comme un électron. Une fluctuation de la mesure de l'énergie des particules de l'événement peut lui associer une impulsion transversale manquante importante, qui n'est pas réellement due à un neutrino. C'est uniquement en raison de l'imperfection du détecteur que ce type d'événements présente une signature qui le fait ressembler à un événement $t\bar{t}$, et l'on a donc à faire à un bruit de fond "instrumental". Malgré la probabilité très faible que des erreurs de mesure donnent à un événement QCD l'apparence d'un

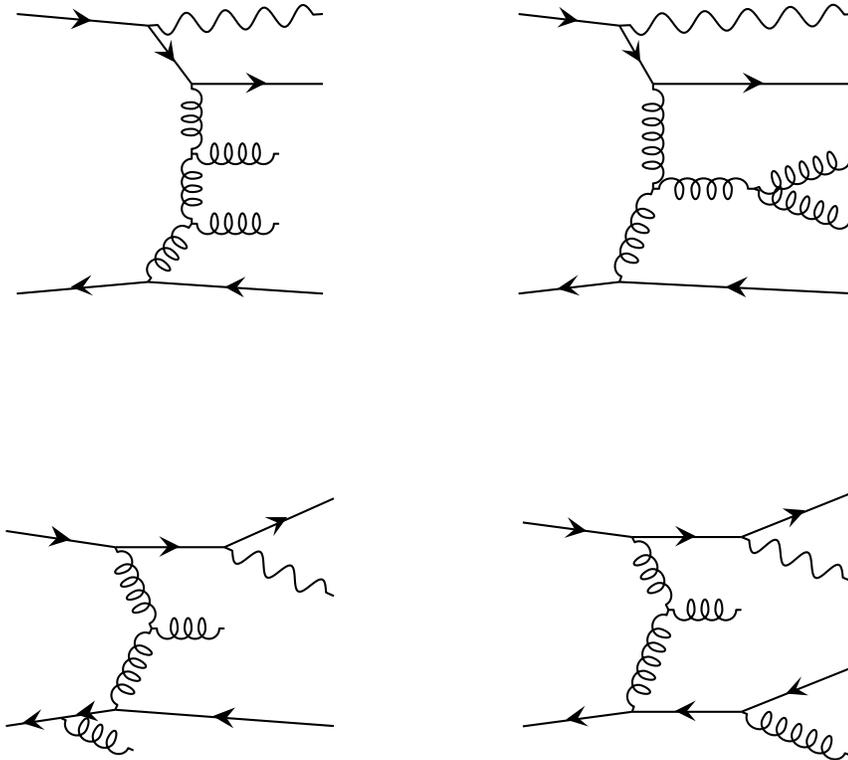


FIG. 4.2 - Exemples de processus $W+4$ jets

événement $t\bar{t}^1$, ce bruit de fond n'est pas négligeable en raison de la section efficace très élevée des réactions QCD. La figure 4.3 montre l'exemple de processus QCD donnant naissance à cinq jets dans l'état final.

Ce dernier bruit de fond dépend des performances réelles du détecteur, et ne peut être calculé théoriquement: il doit être estimé à partir des données. L'estimation par le calcul de la contamination provenant de la production de W +jets pose elle-aussi problème: en effet, l'incertitude dans le calcul des termes d'ordre élevés apparaissant dans la section efficace W +jets est très importante. L'incertitude sur la section efficace totale du processus W +jets peut être de 10% par jet, et l'erreur théorique sur la production de W +4 jets atteint donc 40%. Nous allons donc également utiliser les données pour estimer ce bruit de fond.

En l'absence de muons d'étiquetage de saveurs lourdes (canal e +jets), deux méthodes [68] sont utilisées pour estimer, à partir des données, le bruit de fond résiduel après coupures:

- Une première approche utilise le nombre de jets présents dans l'événement ainsi que des propriétés propres au processus W +jets et $t\bar{t}$.
- Une seconde utilise la topologie de l'événement.

Contrairement aux événements $t\bar{t}$, aucun de ces bruits de fond n'est naturellement riche en saveurs lourdes, et l'étiquetage des jets de quarks b et c permet donc de les réduire très efficacement: on se sert, dans le canal e +jets/ μ , de notre compréhension de l'étiquetage des saveurs lourdes pour mettre en évidence les événements $t\bar{t}$ et évaluer le bruit de fond.

4.2 Le canal e +jets

4.2.1 Sélection des événements

Afin de sélectionner les événements $t\bar{t}$ - dont nous venons de donner les principales caractéristiques - nous allons procéder à une sélection très stricte des données. Nous ne procédons ici qu'à l'analyse des événements ayant passé

1. la seule probabilité qu'un jet soit identifié comme un électron est de l'ordre de 10^{-3}

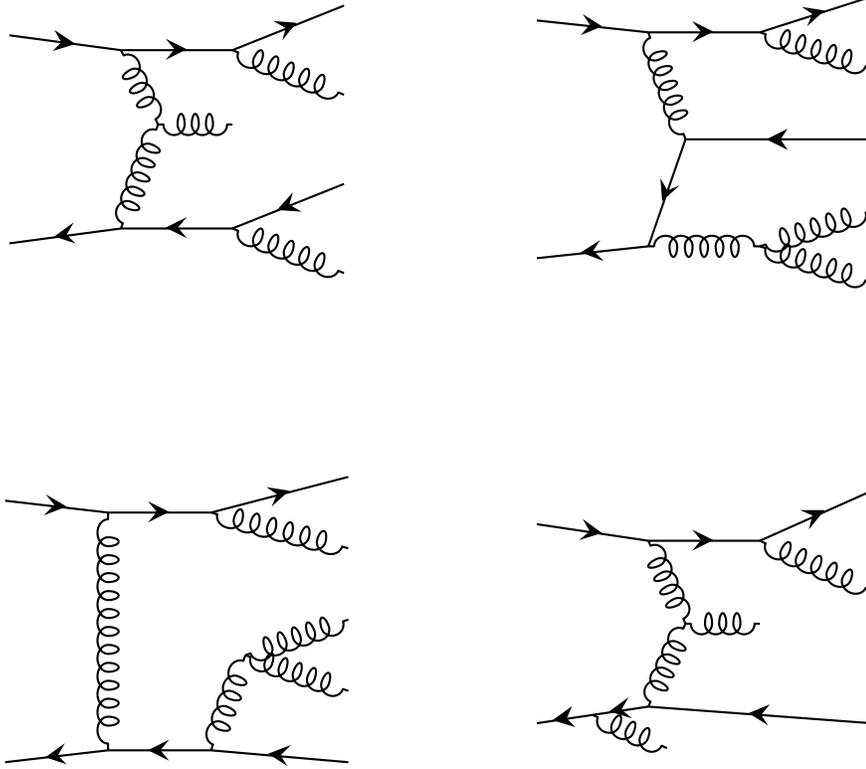


FIG. 4.3 - Exemples de processus QCD donnant naissance à cinq jets dans l'état final

l'un des déclenchements du tableau 2.6, et nous éliminons² à priori tout événement possédant un muon passant les coupures de qualité décrites dans la partie 3.5.2.

Qualité de l'électron

Nous demandons que l'événement possède au moins un électron³ ayant les caractéristiques suivantes, que l'on appelle "coupures fiducielles":

- $E_T > 20$ GeV
- trace dans l'acceptance géométrique du TRD ($|\eta| \lesssim 1.3$)
- trace dans le CDC ($|\eta| \lesssim 1.$)

La figure 4.4 montre la distribution de η et E_T de l'électron pour des événements $t\bar{t}$ Monte Carlo et des données (constituées presque exclusivement de bruit de fond): on voit que les électrons des événements $t\bar{t}$ sont plus centraux en η et ont une impulsion transversale plus élevée que ceux du bruit de fond, ce qui justifie la position de nos coupures.

Pour être jugé "bon", un électron doit de plus posséder les caractéristiques énumérées dans la section 3.1.3, et qui sont:

- $\chi^2 < 100$
- $f_{iso} < 0.1$
- $S_{trace} < 5.0$
- $dE/dx < 1.5$ ou $dE/dx > 3.0$
- $\varepsilon_l < 0.9$ (TRD)

Rappelons que l'efficacité de l'ensemble des quatre premières coupures est de 82.6% (voir table 3.1), pour un facteur de rejet de 36 [66] [38], et que la coupure TRD a une efficacité de 84.7% en apportant un rejet supplémentaire de deux environ.

La figure 4.5 rappelle la distribution de ces variables pour des événements $t\bar{t}$ Monte Carlo et le bruit de fond.

2. les événements présentant un muon seront examinés dans le cadres du canal e+jets/ μ
 3. au sens de l'algorithme de reconstruction 3.1.1

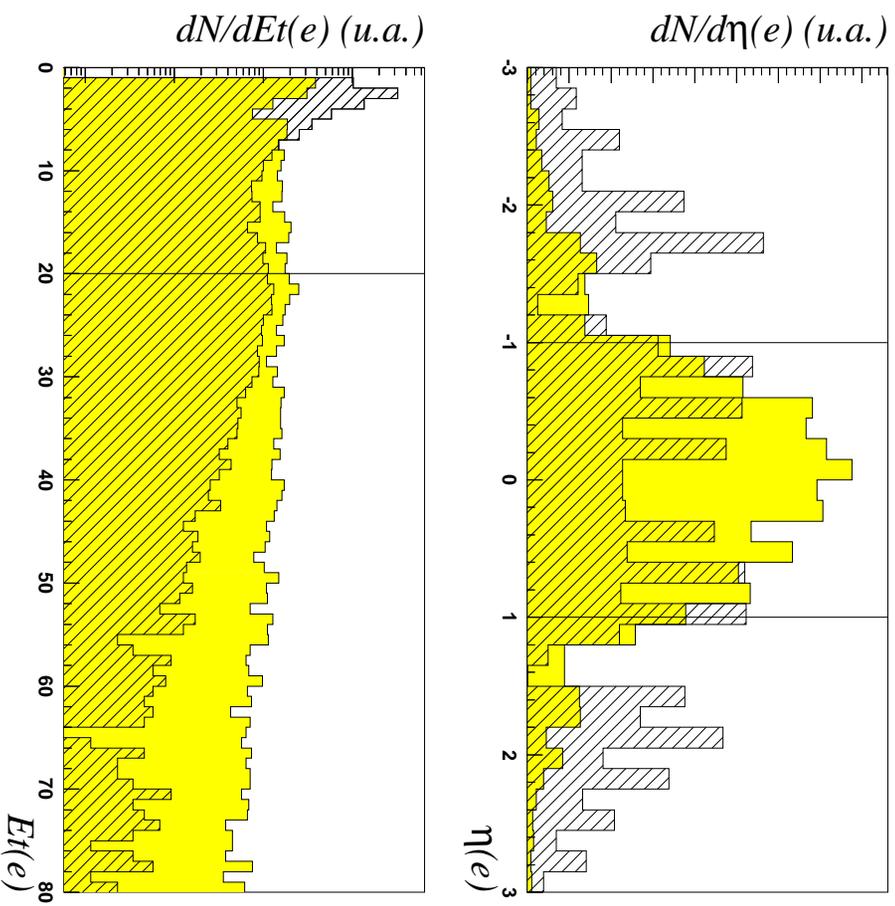


FIG. 4.4 - *Distribution des variables η et E_T pour des événements $t\bar{t}$ (grisé) et du bruit de fond (hachuré). Les traits verticaux indiquent les valeurs des coupures.*

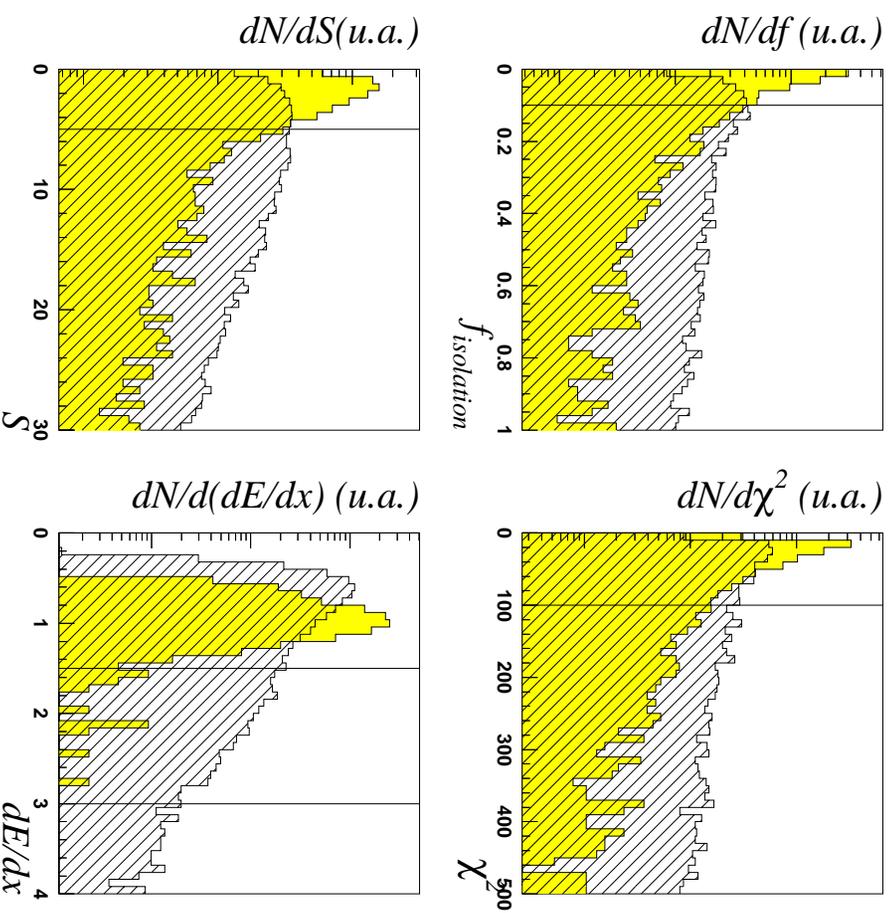


FIG. 4.5 - Distribution des variables d'identification de l'électron pour des événements $t\bar{t}$ (grisé) et du bruit de fond (hachuré). Les traits verticaux indiquent les valeurs des coupures.

Comptage des jets

Nous demandons au moins quatre jets ayant

$$E_t > 15 \text{ GeV} \quad \text{et} \quad |\eta| \leq 2.0,$$

car ce sont de tels jets - centraux et de grande énergie - que l'on attend dans un événement $t\bar{t}$. Dans un événement QCD au contraire, les jets sont dirigés préférentiellement vers l'avant et sont moins énergétiques. La figure 4.6 montre que les événements $t\bar{t}$ comptent en moyenne plus de jets que les événements de bruit de fond. Nous ne comptabilisons pas les jets compris dans un cône de rayon $\Delta R = 0.5$ centré autour d'un électron ou d'un photon.

Impulsion transversale manquante

On signe la présence d'un neutrino en demandant au moins 25 GeV d'impulsion transversale manquante. La figure 4.6 montre que les événements $t\bar{t}$ ont une impulsion manquante plus élevée que les événements de bruit de fond.

Variables décrivant la forme de l'événement

En raison de la masse élevée du quark top, nous nous attendons à une augmentation du signal par rapport au bruit lorsque l'on sélectionne des événements à grande énergie, c'est à dire dont les particules ont des impulsions transversales élevées.

De plus, en raison de la masse très élevée des W apparaissant dans les désintégrations d'un événement $t\bar{t}$ (voir figure 4.1), l'énergie totale est répartie équitablement entre les différents jets. Au contraire, les événements constituant le bruit de fond sont des événements multijets possédant ou non un W ; dans tous les cas, les jets sont produits par rayonnement de gluons par des quarks ou fractionnement de gluons. Dans de tels événements, les jets ont tendance à avoir une impulsion transversale relative les uns par rapport aux autres plus petite que dans des événements $t\bar{t}$.

Deux variables permettant de quantifier ces propriétés, et vont nous servir à purifier encore notre lot de sélection:

- L'énergie d'un événement H_T est définie comme la somme scalaire des

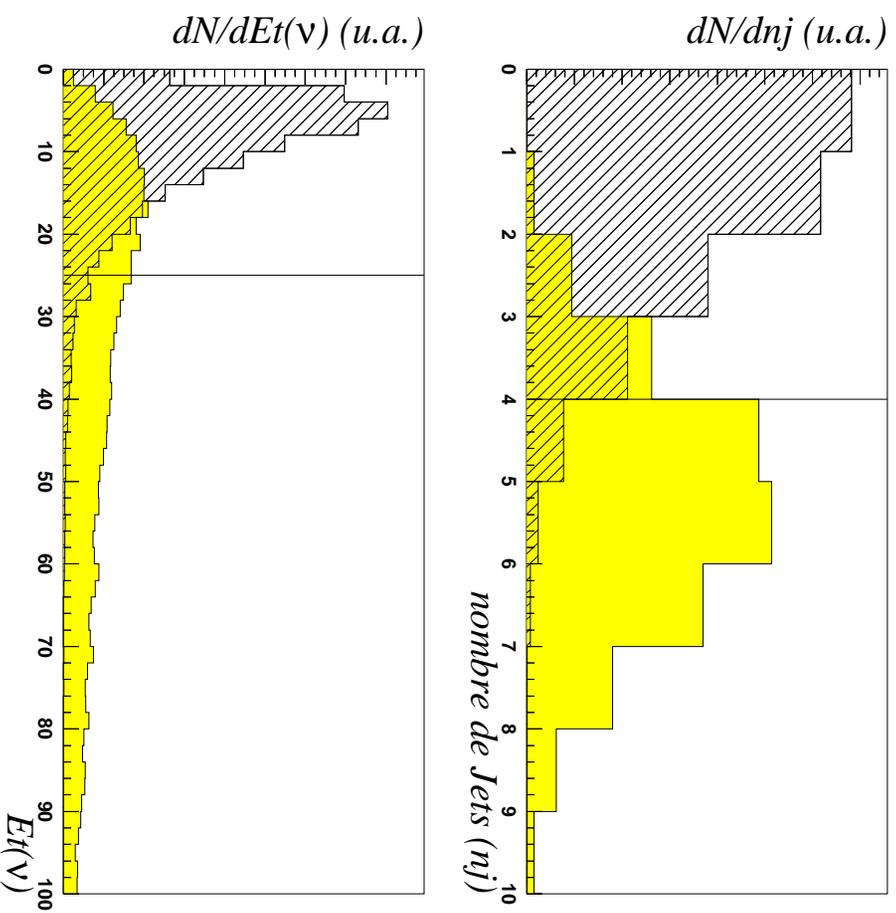


FIG. 4.6 - Distribution du nombre de jets et de E_t pour des événements $t\bar{t}$ (grisé) et du bruit de fond (hachuré)

impulsions transversales des jets le composant:

$$H_T \equiv \sum_{\text{jets}} E_T(j) \quad (4.1)$$

Cette variable indique donc l'énergie hadronique transversale d'un événement. Elle a une valeur plus élevée dans les réactions $t\bar{t}$ que pour le bruit de fond, ainsi que l'indique la figure 4.7. Nous demandons donc

$$H_T > 200 \text{ GeV}. \quad (4.2)$$

- La forme d'un événement: l'aplanarité (\mathcal{A})

Pour chaque événement, définissons le tenseur normalisé d'impulsions (M):

$$M_{ab} = \frac{\sum_i p_{ia} p_{ib}}{\sum_i p_i^2} \quad (4.3)$$

où \vec{p}_i est l'impulsion du i^{me} jet dans le référentiel du laboratoire et où a, b décrit les trois directions de l'espace. M est une matrice symétrique dont on calcule les valeurs propres Q_j :

$$Q_1 \leq Q_2 \leq Q_3 \quad (4.4)$$

On a alors:

$$Q_1 + Q_2 + Q_3 = 1 \quad (4.5)$$

et

$$Q_1 \geq 0 \quad (4.6)$$

On définit l'aplanarité (\mathcal{A}) par:

$$\mathcal{A} \equiv \frac{3}{2} Q_1, \quad (4.7)$$

où Q_1 est la plus petite des valeurs propres. Le facteur de normalisation assure que $0 \leq \mathcal{A} \leq 0.5$. Plus \mathcal{A} est élevée, plus l'événement est sphérique. En particulier, la désintégration d'un objet lourd donne lieu à de grandes valeurs de \mathcal{A} , et les événements $t\bar{t}$ auront donc en moyenne une aplanarité plus grande que les événements de bruit de fond, comme le montre la figure 4.7.

Nous ne procédons pas, dans le cadre de notre analyse, à une coupure sur la valeur de \mathcal{A} , mais cette variable est utilisée dans d'autres analyses [38].

Résultats de la sélection: les candidats $t\bar{t}$

Dix événements remplissent toutes les conditions que nous venons d'énumérer. Il nous reste maintenant à estimer le nombre d'événements de bruit de fond que nous attendons dans ce lot.

4.2.2 Calcul du bruit de fond

Pour estimer la contribution de $t\bar{t}$, de W et de QCD dans les 10 événements sélectionnés, nous utilisons tous les événements retenus par les déclenchements choisis, et ayant passé les coupures fiducielles. En étudiant alors les distributions des grandeurs discriminantes (E_t , nombre de jets,...) dont nous connaissons le comportement pour le bruit de fond et le signal, nous estimons la part de bruit de fond et d'événements $t\bar{t}$ dans notre lot de candidats.

Soit $N(W+ \geq n \text{ Jet})$ le nombre d'événements W possédant au moins n jets. Une propriété remarquable de la production d'événements W+jets est qu'elle suit une loi linéaire [69] [70] en fonction de n:

$$\frac{N(W+ \geq n \text{ Jet})}{N(W+ \geq (n-1) \text{ Jet})} = \frac{N(W+ \geq (n-1) \text{ Jet})}{N(W+ \geq (n-2) \text{ Jet})} = \alpha \quad (4.8)$$

Cette loi est illustrée par la figure 4.8 qui montre le nombre d'événements e+jets⁴ (après soustraction du fond QCD⁵) et QCD multijets en fonction du nombre de jets pour le run 1a comparé aux prédictions Monte Carlo.

4. c'est à dire W+jets et $t\bar{t}$

5. voir plus loin

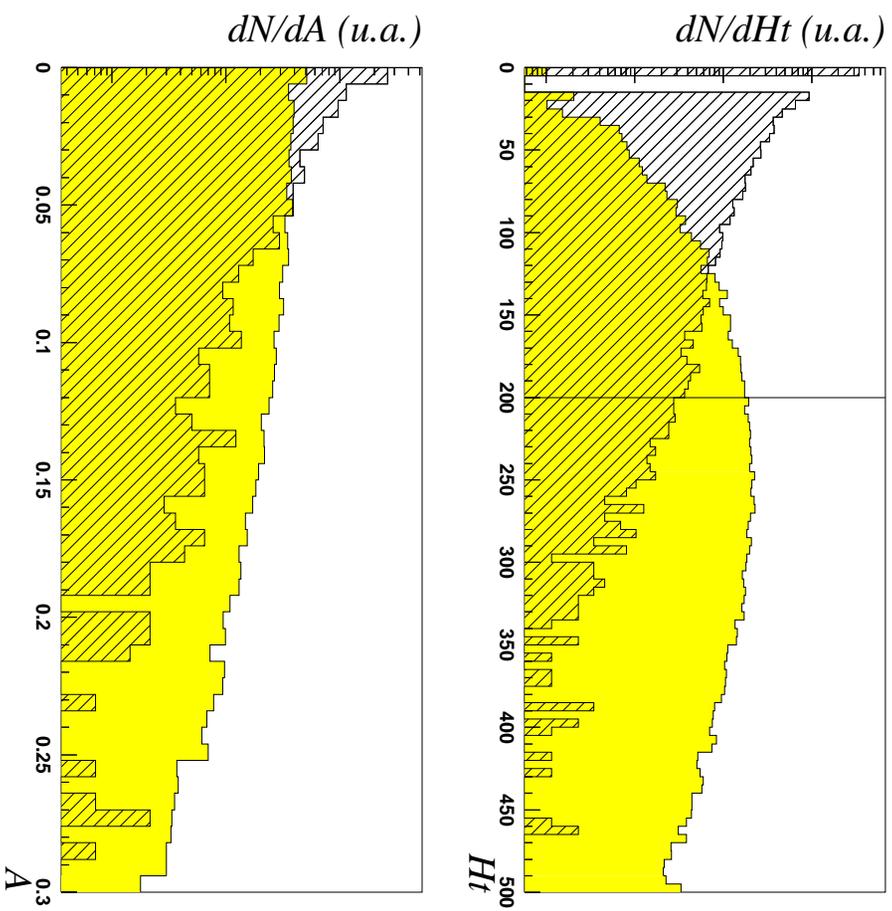


FIG. 4.7 - Distribution des variables H_T et A pour des événements $t\bar{t}$ (grisé) et du bruit de fond (hachuré)

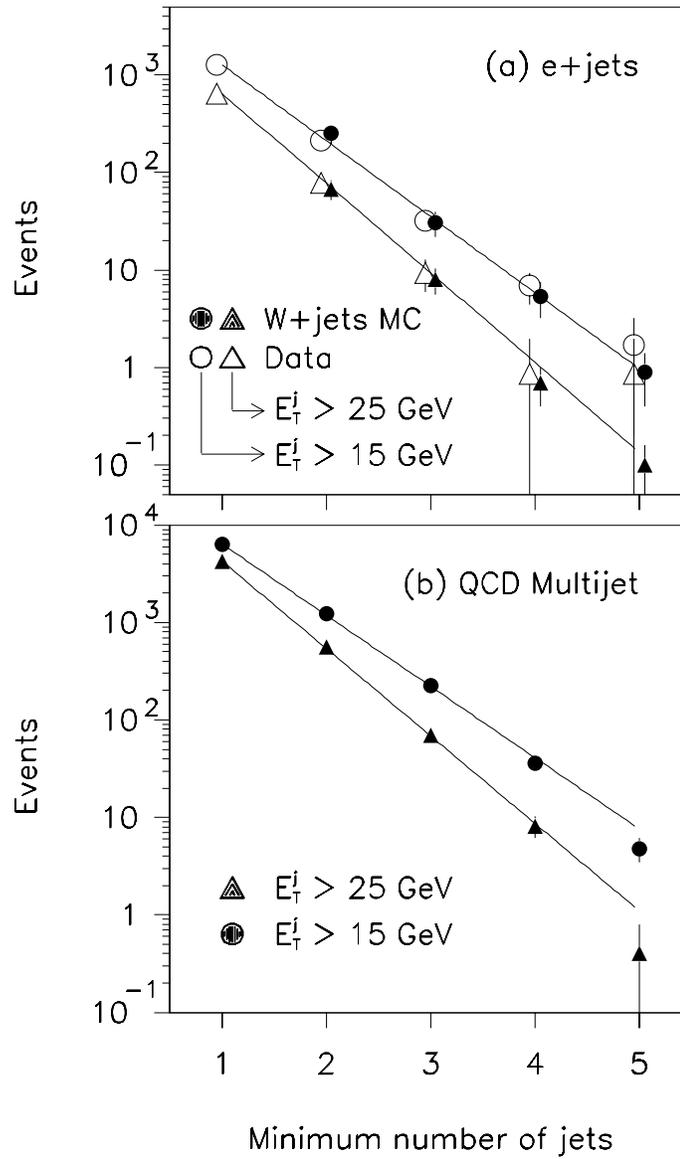


FIG. 4.8 - Nombres d'événements e +jets (après soustraction du fond QCD) (a) et QCD multijet (b) en fonction du nombre inclusif de jets, avec des seuils variables sur l'impulsion des jets. Les prédictions Monte Carlo reproduisent les données.

On peut donc extrapoler le nombre de $W + \geq i$ Jet attendus à partir de la mesure des $W+1$ jets par la formule

$$N_i^W = N_1^W * \alpha^{(i-1)}. \quad (4.9)$$

La fraction f_i des événements $t\bar{t}$ ayant plus de i jets est estimée par simulation Monte Carlo. Soit N^{top} le nombre total d'événements $t\bar{t}$ passant nos coupures, on attend N_i^{top} tels événements lorsque l'on demande au moins i jets:

$$N_i^{top} = f_i * N^{top}. \quad (4.10)$$

On connaît donc le comportement (la forme des courbes en fonction de la multiplicité) du nombre de W +jets et de $t\bar{t}$ passant les coupures (voir la figure 4.9). On ignore par contre comment se comporte la contamination en faux électrons: il nous faut donc utiliser une autre méthode pour estimer le fond QCD N_1^{QCD} qui contamine notre lot pour chaque multiplicité.

Pour estimer la part du bruit de fond provenant des faux électrons, supprimons encore des coupures et considérons tous les événements passant les coupures fiducielles et ayant plus de n jets. Considérons maintenant l'espace à deux dimensions défini par les deux variables décrivant la qualité d'identification des deux produits de désintégration du W , l'électron et le neutrino. L'axe vertical définit la qualité de l'électron, l'axe horizontal celle du neutrino. Un électron est "bon" s'il remplit tous les critères de qualité de l'électron que nous avons décrits précédemment, et est qualifié de "mauvais" dans le cas contraire. Un neutrino quant à lui est "bon" si son impulsion est supérieure à 25 GeV. C'est dans ce plan que l'on attend la meilleure séparation entre signal (W +jets et $t\bar{t}$) et bruit de fond (faux électrons), puisque pour le premier type d'événements à la fois l'électron et le neutrino sont "bons", alors qu'ils sont "mauvais" pour le bruit de fond.

Définissons quatre quadrants (mb=2,bb=1,mm=3,bm=4) suivant que l'électron et le neutrino sont "bons" ou "mauvais", le quadrant "bon-bon=1" étant celui contenant les candidats retenus.

Plaçons dans ce plan représenté sur la figure 4.10 tous les événements retenus par les déclenchements choisis, passant les coupures fiducielles et possédant au moins n jets. Soit N_α le nombre d'événements observé dans le

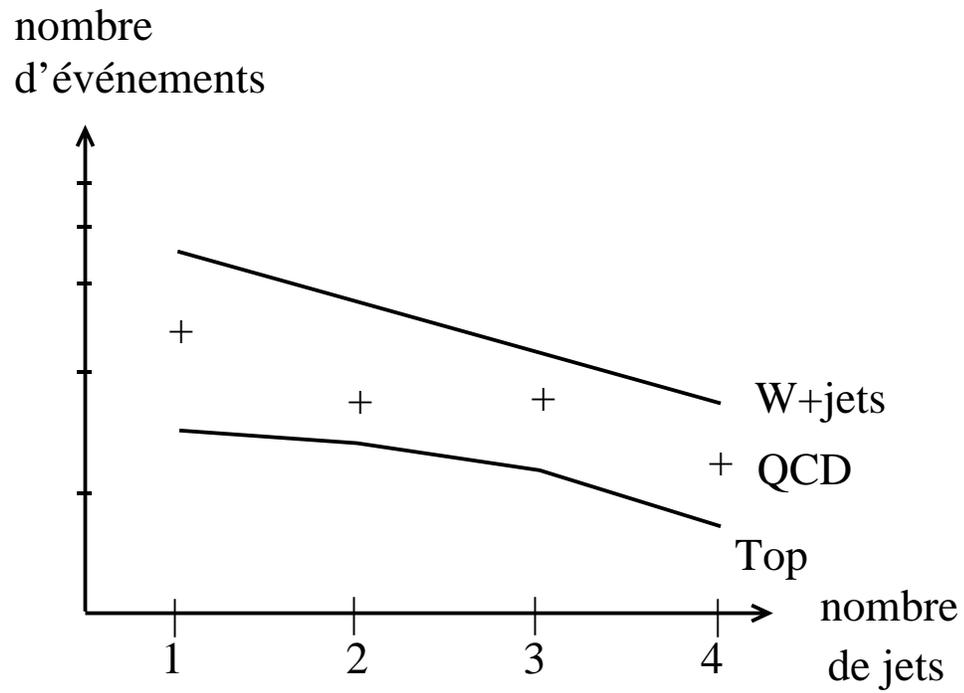


FIG. 4.9 - Evolution schématique du nombre d'événements $t\bar{t}$, W +jets et QCD en fonction du nombre inclusif de jets (échelle verticale logarithmique)

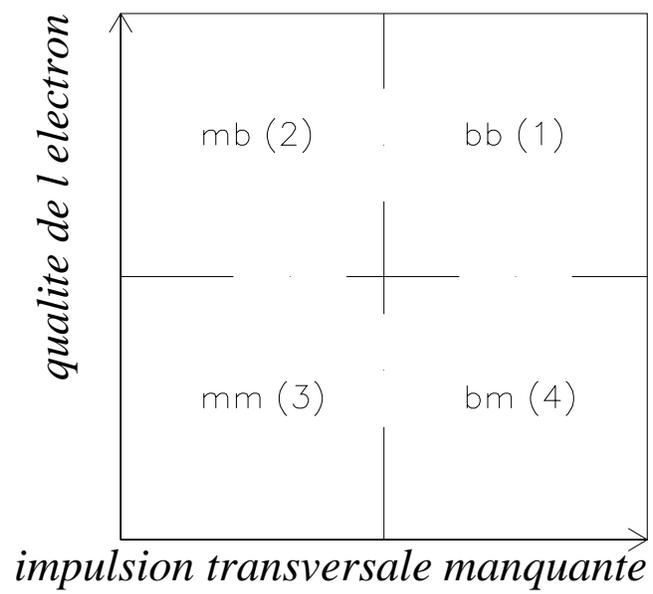


FIG. 4.10 - Plan défini par \vec{E}_t et la qualité de l'électron

quadrant α , et soit N_α^W et N_α^{QCD} la contribution respective de signal (W et top) et de QCD. On a:

$$N_\alpha = N_\alpha^W + N_\alpha^{QCD} \quad (4.11)$$

En définissant:

$$A_{\alpha\beta}^W = N_\alpha^W / N_\beta^W \quad (4.12)$$

comme le rapport du nombre d'événements des quadrants α et β , il vient:

$$N_\alpha = A_{\alpha 1}^W * N_1^W + N_\alpha^{QCD}. \quad (4.13)$$

N_α est le nombre d'événements mesuré et les $A_{\alpha\beta}^W$ sont estimés par simulation Monte-Carlo, en tenant compte du fait que ce dernier surestime l'efficacité de l'identification d'un "bon" électron (voir la table 3.1). On détermine ainsi

$$A_{21}^W = 0.21 \pm 0.01, \quad A_{31}^W = 0.094 \pm 0.007, \quad A_{41}^W = 0.51 \pm 0.02. \quad (4.14)$$

Nous avons donc quatre équations et cinq inconnues (N_α^{QCD} et N_1^W)

La cinquième équation provient de l'hypothèse que les deux variables \mathbb{E}_t et la qualité de l'électron sont indépendantes pour des événements QCD. Cette hypothèse a été vérifiée par ailleurs [67]. Ceci implique

$$N_1^{QCD} / N_4^{QCD} = N_2^{QCD} / N_3^{QCD}. \quad (4.15)$$

Nous résolvons ce système d'équations de façon itérative, en commençant par $N_1^W = 0$. Une fois que N_1^W est déterminé, on a:

$$N_1^{QCD} = N_1 - N_1^W \quad (4.16)$$

Nous répétons cette opération pour chaque multiplicité de jet, et déterminons ainsi la proportion de W+Top et d'événements QCD présents dans notre lot de sélection.

La contamination de notre lot due aux faux électrons est déterminée séparément pour chacune des deux prise de données, puis elles sont additionnées dans la table 4.1.

	nombre d'événements mesuré	nombre de W+Top	QCD
$\geq 1Jet$	6025	5960.3 ± 83.2	64.7 ± 12.2
$\geq 2Jet$	1064	1008.6 ± 36.5	55.4 ± 10.9
$\geq 3Jet$	186	172.0 ± 15.6	14.0 ± 4.7
$\geq 4Jet$	32	28.5 ± 6.6	3.5 ± 2.1

TAB. 4.1 - Nombre d'événements observés pour l'ensemble des données

La contamination QCD à la multiplicité i est soustraite au nombre d'événements mesurés passant nos coupures. Le nombre d'événements restants $N_i^{obs} - N_i^{QCD}$ comporte des W+jets et des événements $t\bar{t}$. Nous allons utiliser notre connaissance des comportements des productions de top et de W+jets pour ajuster ce nombre par la formule suivante:

$$N_i^{obs} - N_i^{QCD} = N_1^W * \alpha^{(i-1)} + f_i * N^{top}, \quad (4.17)$$

avec

- N_i^{obs} - nombre d'événements observés ayant au moins i jets
- N_i^{QCD} - contamination QCD à la multiplicité i
- f_i - fraction d'événements top ayant au moins i jets
- N_1^W - nombre de $W + \geq 1 Jet$
- N^{top} - nombre d'événements top dans notre lot ayant au moins 1 jet
- α - constante

Les trois dernières variables sont le résultat de l'ajustement, qui donne pour la pente $\alpha = 0.158 \pm 0.008$, pour le nombre d'événements W+1 jet $N_1^W = 5950.0 \pm 82$, et pour le nombre d'événements $t\bar{t}$ présents dans notre lot $N^{top} = 10.3 \pm 12.2$.

Intéressons nous aux événements ayant au moins 4 jets, dont 32 passent nos coupures. On estime le bruit de fond à:

- 3.5 ± 2.1 événements QCD (voir dernière ligne du tableau 4.1)

- 23.4 ± 3.2 événements W+jets, que l'on calcule par une formule tirée de l'équation 4.8:

$$N_4^W = N_1^W \times \alpha^3. \quad (4.18)$$

Nous allons maintenant effectuer la coupures en H_T pour améliorer encore le rapport signal/bruit. L'efficacité de la coupure en H_T , est (12.9 ± 1.6) % sur les événements QCD (valeur estimée à partir du lot de faux électrons), et (19.3 ± 2.0) % sur les événements W+jets (valeur estimée par Monte Carlo). Après cette dernière coupure, nous estimons donc le bruit de fond à:

- 0.45 ± 0.27 événements QCD
- 4.52 ± 0.76 événements W+jets,

L'erreur systématique sur le bruit de fond W+jets provient de trois sources [38]:

- l'hypothèse que la section efficace de production W+jets décroît linéairement avec le nombre de jets selon la formule 4.8. L'erreur commise en faisant cette hypothèse est estimée en examinant plusieurs lots d'événements (W+jets, QCD multijet, Z+jets, γ +jets, W+jets Monte Carlo), et en constatant avec quelle précision on peut prédire le nombre d'événements ayant au moins n jets à partir des événements de plus faibles multiplicités:

$$N(\leq n \text{ jets}) = \frac{[N(\leq n - 1 \text{ jets})]^2}{N(\leq n - 2 \text{ jets})} \quad (4.19)$$

On trouve que la différence maximale entre les valeurs ainsi prédites et mesurées est inférieure à 10%.

- l'incertitude sur l'échelle d'énergie (voir partie 3.1.4), qui peut affecter notre analyse de deux façons: en modifiant la fraction d'événements de chaque type ($t\bar{t}$, W+jets et QCD) à une multiplicité donnée, ou en affectant la fraction d'événements W+jets simulés passant la coupure en H_T . Ces deux effets sont estimés en effectuant la correction d'énergie à sa valeur nominale, puis à un écart standard en dessous ou au dessus; cela entraîne alors une modification de 5% du bruit de fond W+jets estimé.

- la fiabilité de la forme de la distribution en H_T des événements W +jets simulés: en comparant les distributions de H_T/jet et de $\langle H_T \rangle$ pour le Monte Carlo W +jets et les données⁶, on estime que l'efficacité de la coupure en H_T est entâchée d'une erreur de 15%.

On suppose ces erreurs non corréllées, et on les ajoute en quadrature. On obtient alors un bruit de fond total de $4.97 \pm 0.81 \pm 0.84$ événements pour, rappelons le, 10 événements mesurés.

4.3 Le canal e +jets/ μ

4.3.1 Sélection des événements

Coupages de sélection

Les coupures dans le canal e +jets/ μ sont très similaires à celles que nous avons pratiquées dans le canal e +jets, mais nous allons en plus nous servir ici, pour mettre en évidence la production de top, du fait que, contrairement aux bruits de fond, les événements $t\bar{t}$ sont naturellement riches en saveurs lourdes. Ainsi les seules différences avec les coupures du canal e +jets sont:

- on exige la présence d'un muon signant la désintégration semi-leptonique d'un quark b ou c et passant les coupures de qualité décrites dans la partie 3.5.2. Notons qu'on étudie ainsi un lot complémentaire de celui analysé dans le canal e +jets (d'où nous avons exclu tous les événements présentant un muon de "bonne qualité").
- on se limite aux événements passant les déclenchements qui exigent la présence d'un jet en plus de l'électron
- on réduit la coupure sur E_t à 20 GeV, car la présence d'un muon dans l'événement augmente l'erreur sur la mesure de l'impulsion transversale manquante
- on demande un minimum de 3 jets, incluant le jet étiqueté par un muon
- on réduit la coupure en H_T à 110 GeV.

6. auxquelles on ajoute les proportions adéquates de $t\bar{t}$ et de QCD

On remarque le relâchement de certaines coupures par rapport au canal $e+\text{jets}$, qui nous est autorisé par la puissance de rejet du bruit de fond apportée par l'étiquetage des saveurs lourdes. Cinq événements passent l'ensemble de ces coupures. Les figures 4.11, 4.12 et 4.13 montrent les vues en (r, z) , en (η, ϕ) et en (y, ϕ) de l'un de ces candidats (run 85129, événement 19079). On distingue nettement, l'électron ainsi que cinq jets, dont l'un est doublement étiqueté par un muon; on note la présence d'un second électron de faible impulsion transversale.

les caractéristiques cinématiques de cet événement sont donnée dans la table 4.2.

Run 85129, événement 19079				$H_T=162.2, \mathcal{A}=0.093$			
Objet	p_x	p_y	p_z	E	E_T	ϕ	η
Electron	20.1	-38.0	27.3	51.0	43.0	5.20	0.60
E_t	15.5	35.0	-	38.3	38.3	1.15	-
Jet 1	-60.9	-27.3	2.1	67.2	66.8	3.56	0.03
Jet 2	-58.8	-5.4	-58.0	83.2	59.0	3.23	-0.87
Jet 3	-21.2	29.3	8.2	37.3	36.1	0.94	0.22
Jet 4	25.6	-11.7	-12.9	31.2	28.2	5.86	-0.44
Jet 5	14.2	16.0	-49.5	54.0	21.4	0.84	-1.57
Muon	-5.7	-1.8	0.0	6.0	6.0	3.45	-0.01

TAB. 4.2 - *Caractéristiques cinématique d'un candidat $t\bar{t}$ (les énergies et les impulsions sont données en GeV)*

L'étiquetage de saveurs lourdes

Afin de tester notre compréhension de l'étiquetage des saveurs lourdes par des muons (qui est décrit dans la partie 3.5.2), nous avons cherché des muons dans un lot non biaisé d'événements QCD à deux jets. Ce lot est non-biaisé au sens où rien dans les déclenchements ni dans les coupures d'analyse ne favorise la présence de muons ou de saveurs lourdes. La figure 4.14 montre l'impulsion transversale (a) et la séparation muon-jet (b) pour les données et le Monte Carlo⁷: l'accord en forme et en normalisation est bon. Notons qu'il est nécessaire de prendre en compte les muons de désintégration de b/c (qui

7. la séparation muon-jet est définie par $R(\mu, jet) = \sqrt{(\eta_{jet} - \eta_\mu)^2 + (\phi_{jet} - \phi_\mu)^2}$

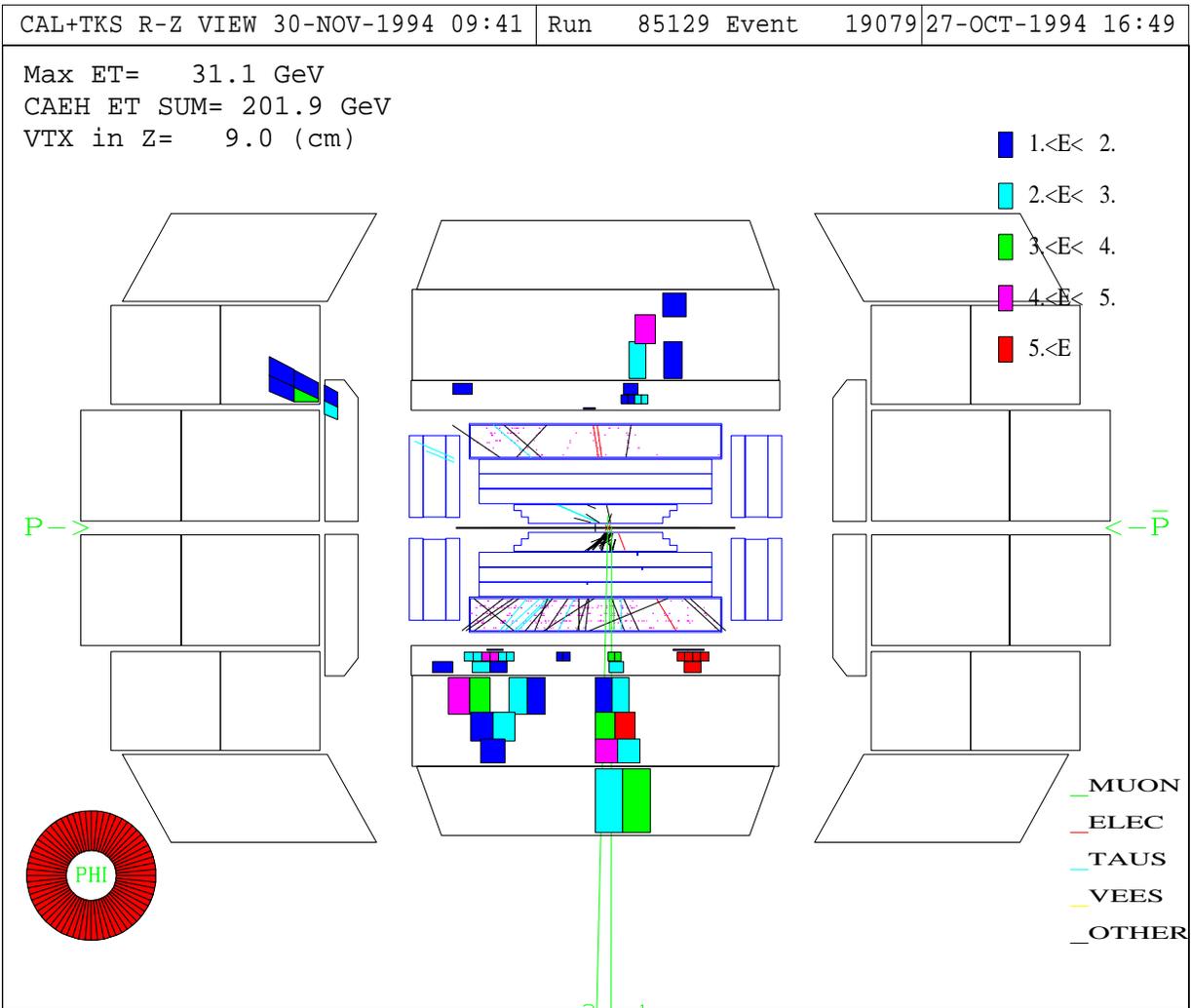


FIG. 4.11 - Vue en (r, z) du candidat $t\bar{t}$ 85129/19079

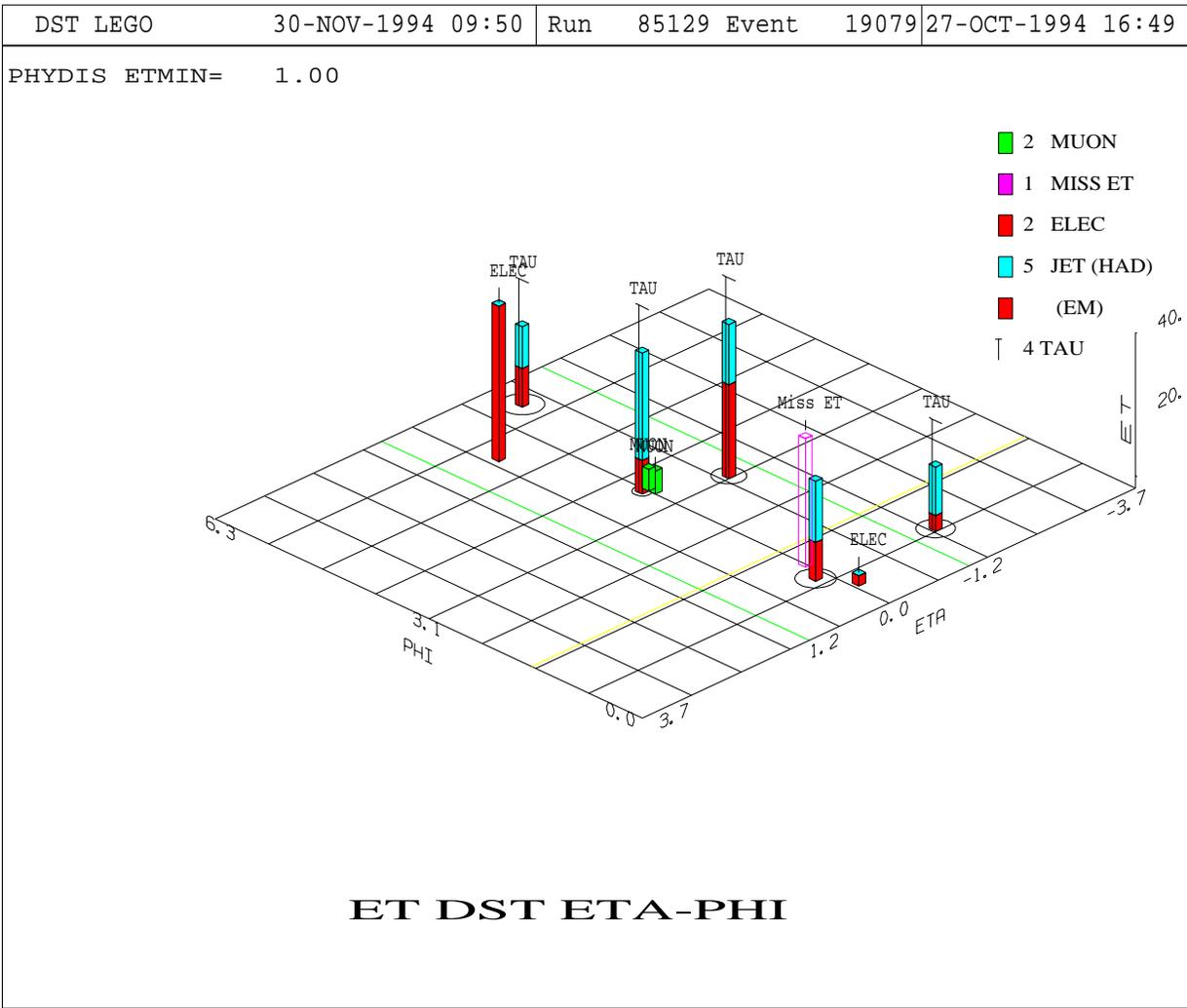


FIG. 4.12 - Vue en (η, ϕ) du candidat $t\bar{t}$ 85129/19079

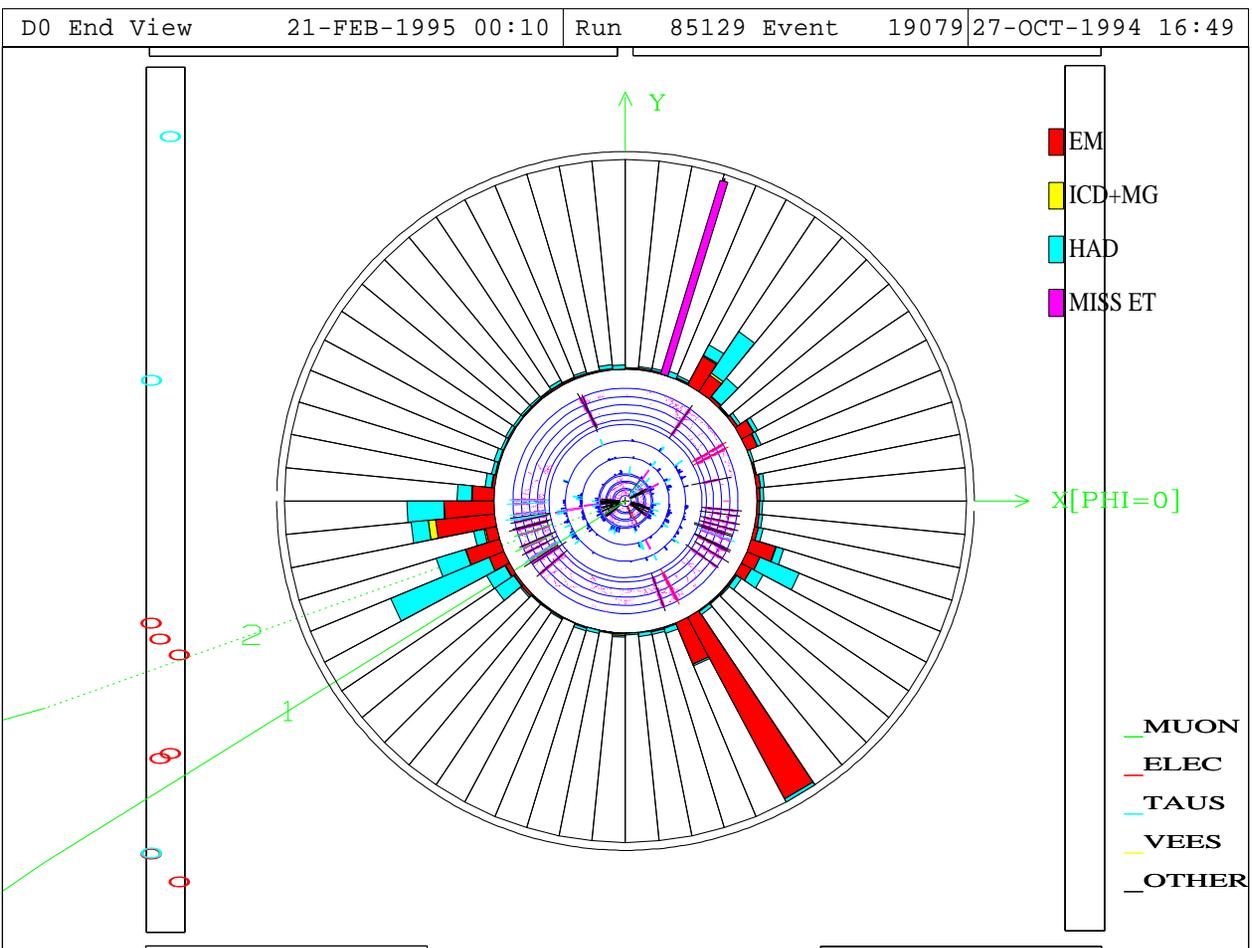


FIG. 4.13 - Vue en (y, ϕ) du candidat $t\bar{t}$ 85129/19079

sont majoritaires) mais aussi de π/K pour reproduire la forme des spectres observés.

4.3.2 Bruit de fond

Les principaux bruits de fond dans le canal e+jets/ μ sont les mêmes que dans le canal e+jets, à savoir

- la production de W+jets
- la production QCD multijets où un jet simule un électron et où E_t est produite par une erreur de mesure

ces événements contenant de plus un muon de faible impulsion transversale. Pour estimer ces bruits de fond, il nous faut donc comprendre et estimer quantitativement la présence de muons d'étiquetage des saveurs lourdes dans de tels événements.

Etiquetage des jets de saveurs lourdes dans le bruit de fond

Le processus dominant la production de saveur lourde dans le bruit de fond est le fractionnement de gluon représenté sur la figure 4.15. Ce processus est indépendant de la collision inélastique sous-jacente, et la probabilité d'une telle production de saveur lourde croît linéairement avec le nombre de gluons (donc de jets) dans l'état final.

Ceci nous amène à faire l'hypothèse que la probabilité d'étiqueter un événement à plusieurs jets dans l'état final est indépendant du processus qui a engendré cet événement (pour un nombre de jets donné), et est proportionnelle au nombre de jets. En d'autres termes, on suppose qu'il existe un taux d'étiquetage par jet indépendant du processus.

Afin de vérifier cette hypothèse, nous avons cherché à caractériser la probabilité d'étiqueter une saveur lourde dans divers processus, et ceci en fonction des variables suivantes:

- Le type de processus: W+jets, QCD multijet, γ +jets, Z+jets, etc...
- le nombre de jets
- l'impulsion transversale du jet E_T

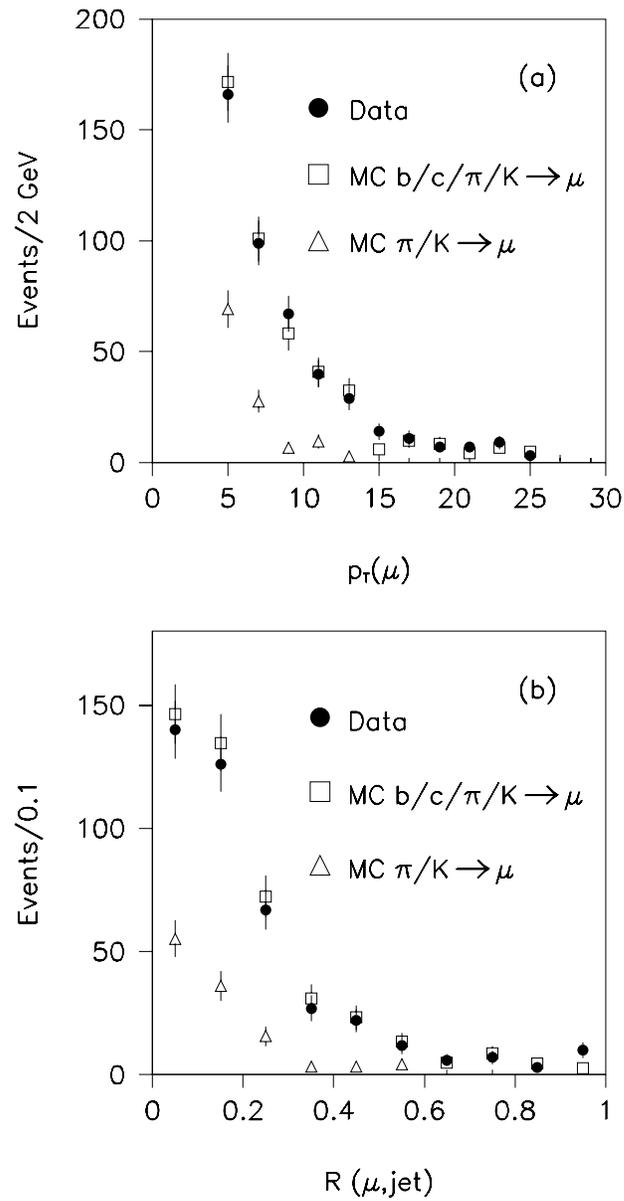


FIG. 4.14 - Comparaison du spectre en P_t (a) et de la séparation muon-jet (b) entre des données à deux jets et le Monte Carlo

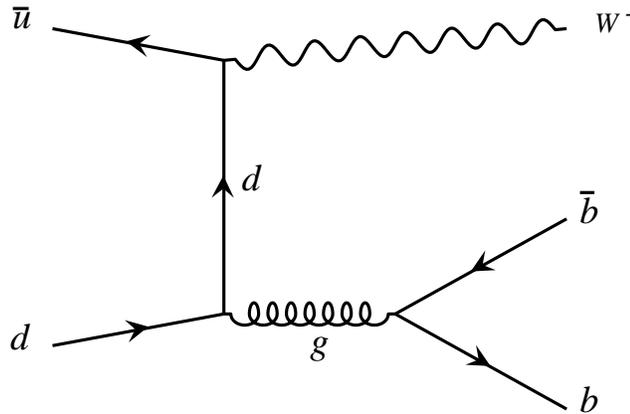


FIG. 4.15 - *Production d'une saveur lourde par fractionnement de gluons dans un processus W +jets*

- l'impulsion transversale manquante E_T .

la figure 4.16 montre le taux d'étiquetage d'une saveur lourde dans un jet par un muon en fonction du nombre de jets (ayant $|\eta| < 2$ et $E_T > 15$ GeV), ceci pour les processus QCD 5 jets, "faux électron"+jets et une simulation Monte Carlo de W +jets [74]. On constate que le résultat confirme notre hypothèse d'un taux d'étiquetage indépendant du processus, et proportionnel au nombre de jets. Dans le Monte Carlo, environ 70% des muons proviennent de saveurs lourdes, et 30% de la désintégration de π/K : la production de muons par d'autres sources que les saveurs lourdes (π/K et "faux muons" provenant de fluctuations instrumentales) est également comptabilisée dans notre taux d'étiquetage.

La dépendance en E_T de la probabilité d'étiquetage est montrée sur la figure 4.17 pour des événements multijets: on voit qu'elle augmente avec l'impulsion transversale du jet. Nous utilisons cette courbe pour prédire n'importe quelle distribution cinématique dans un processus où une saveur lourde est étiquetée par un muon, à partir de la distribution correspondante sans étiquetage.

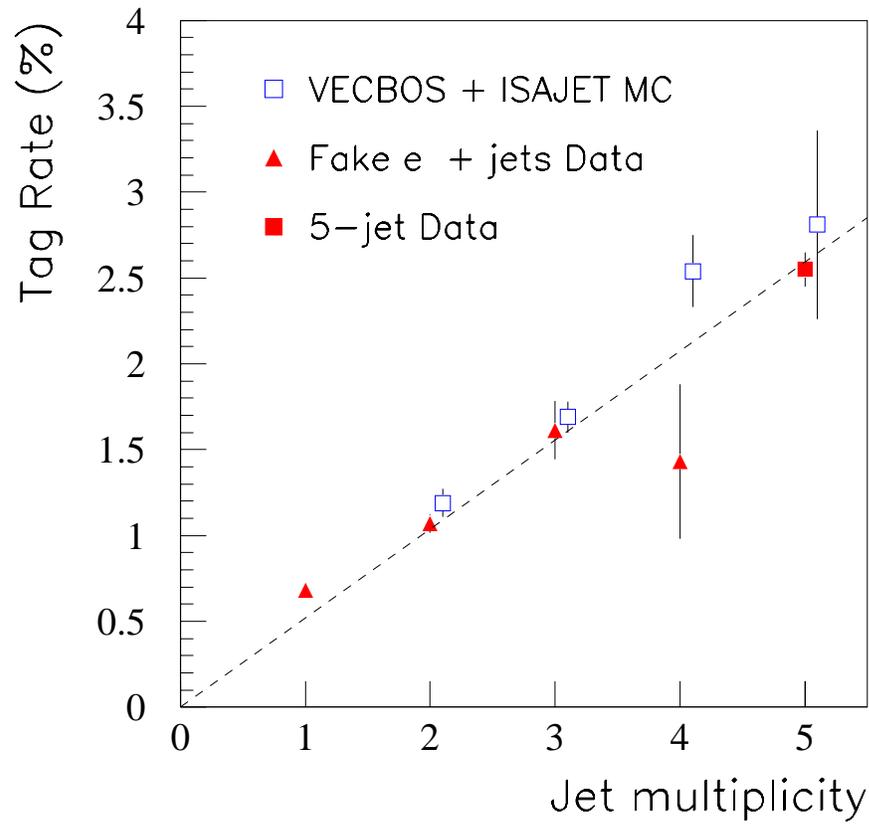


FIG. 4.16 - *Fraction des événements contenant un muon en fonction du nombre de jets, pour différents processus*

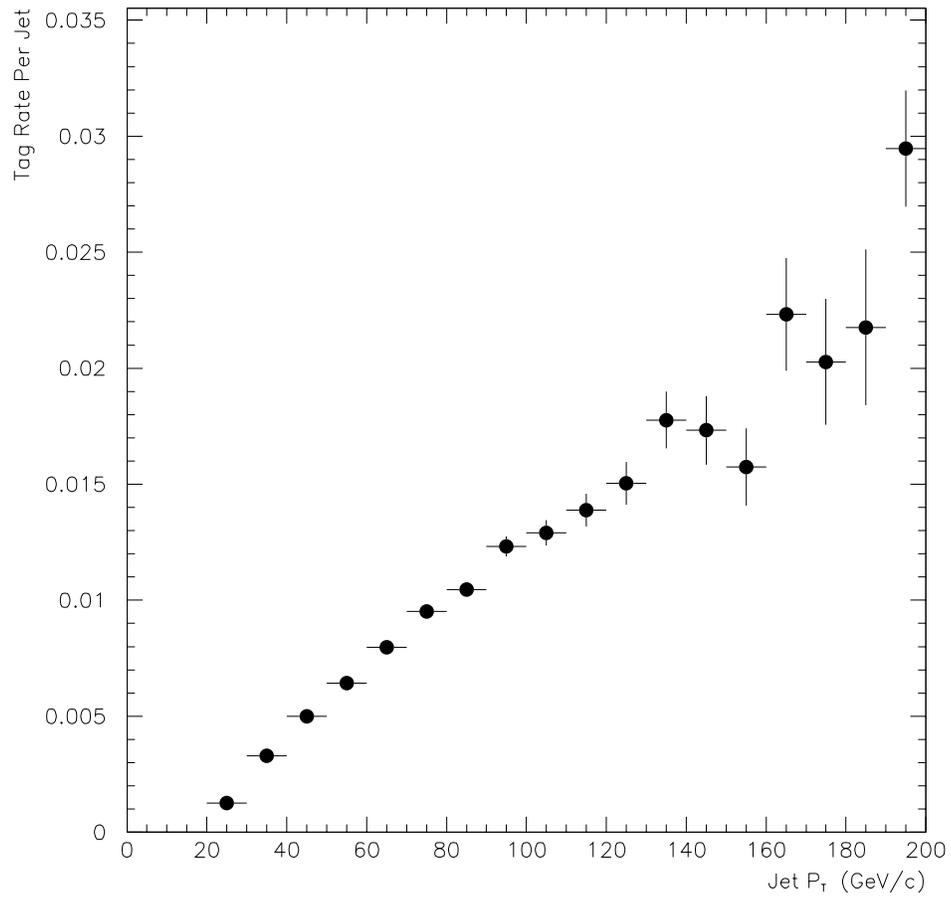


FIG. 4.17 - *Probabilité d'étiquetage d'un jet par un muon en fonction de E_T du jet*

La validité de cette procédure est vérifiée sur deux processus [68]:

- la figure 4.18 montre les spectres observés et prédits d'impulsion transversale des jets étiquetés par des muons dans des événements à deux jets.

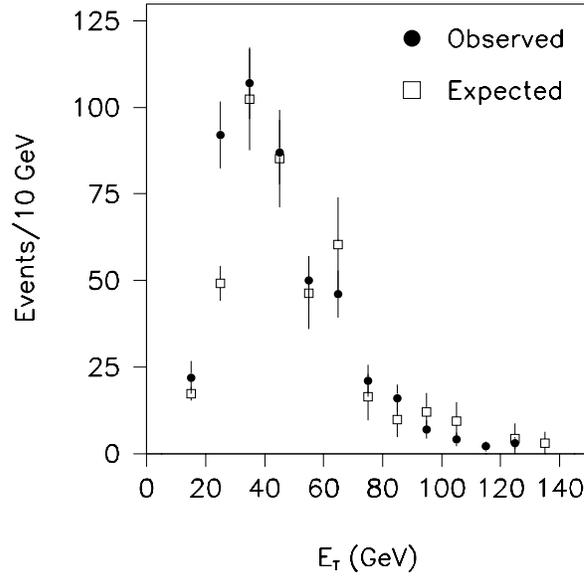


FIG. 4.18 - *Spectre observé et prédit d'impulsion transversale des jets étiquetés dans un lot QCD à deux jets comparé à la prédiction faite à partir d'événements non-étiquetés*

- la figure 4.19 montre la distribution du nombre de jets étiquetés pour des événements γ +jets et QCD multijets.

L'accord de ces courbes en forme et en normalisation montre la validité de notre procédure, que nous allons mettre en oeuvre immédiatement pour le calcul du bruit de fond.

Application à l'estimation du bruit de fond

Pour estimer le bruit de fond, nous utilisons le nombre d'événements passant toutes les coupures (déclenchements, électron, jets, \cancel{E}_T , H_T) mais ne

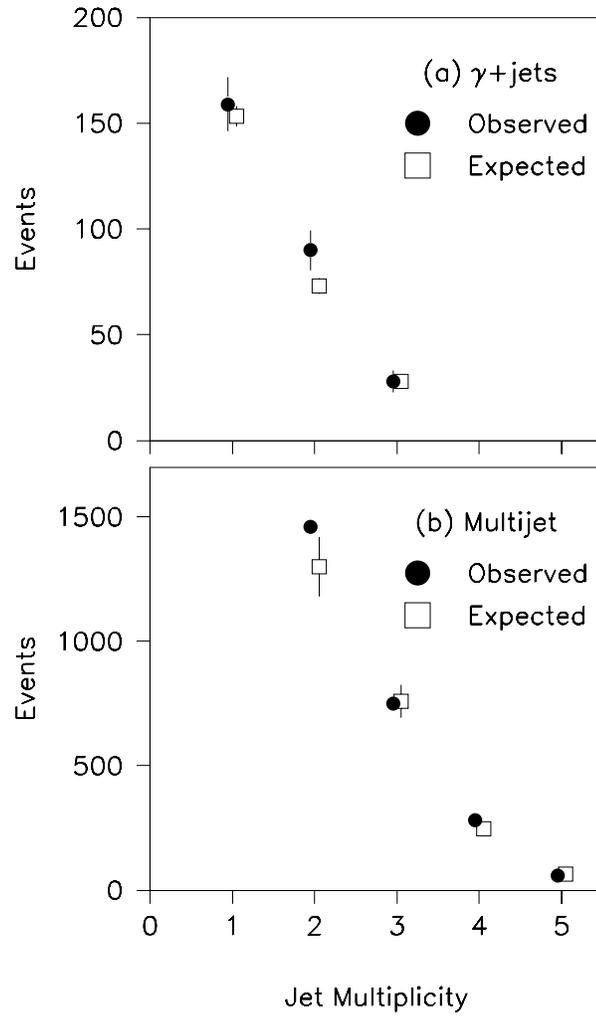


FIG. 4.19 - *Distribution - pour des événements où un jet est étiqueté - du nombre de jets dans des événements (a) γ +jets et (b) QCD multijets, comparée à la prédiction faite à partir d'événements où aucun jet n'est étiqueté*

	pas de muon exigé	événements attendus avec étiquetage	événements mesurés avec étiquetage
$\geq 1Jet$	254	$4.73 \pm 0.30 \pm 1.42$	5
$\geq 2Jet$	208	$3.84 \pm 0.27 \pm 1.15$	5
$\geq 3Jet$	103	$1.86 \pm 0.18 \pm 0.56$	5

TAB. 4.3 - *Nombres d'événements passant les coupures, avec ou sans étiquetage, et nombres d'événements où un étiquetage est attendu*

présentant pas forcément de muon. Notre analyse du canal $e+jets$ montre qu'un tel lot est composé presque exclusivement de bruit de fond ($W+jets$ et QCD), car le rapport signal/bruit est très faible lorsqu'on demande uniquement 3 jets et qu'on n'étiquète pas les saveurs lourdes. En appliquant alors à chaque jet la probabilité d'étiquetage par un muon, nous estimons, à partir du nombre d'événements passant nos coupures, le nombre d'événements de bruit de fond où l'étiquetage d'une saveur lourde est attendue si les événements considérés proviennent uniquement des processus $W+jets$ et QCD. Un excès du nombre mesuré par rapport à cette prédiction est interprété comme la signature de la production $t\bar{t}$, qui est riche en saveurs lourdes.

La tableau 4.3 donne le nombre d'événements passant toutes les coupures, mais ne présentant pas forcément de jet étiqueté. On donne aussi le nombre d'événements où l'on attend l'étiquetage d'une saveur lourde, et enfin le nombre effectivement mesuré d'événements possédant un muon signant la présence d'un quark b ou c .

Les 103 événements ayant au moins trois jets et passant toutes les autres coupures contiennent 357 jets, dont l'énergie moyenne est 51.06 GeV. A partir de la probabilité d'étiquetage donnée sur la figure 4.17 et qu'on applique à chaque jet en fonction de son énergie, on estime que $1.86 \pm 0.18 \pm 0.56$ événements dans notre lot devraient présenter un muon, la probabilité moyenne qu'un jet soit ainsi étiqueté étant d'environ 0.52%. L'erreur systématique sur ce nombre est estimée en comparant aux prédictions le nombre d'étiquetages observés dans divers lots d'événements, avec des seuils variables en P_t ; on trouve que les prédictions sont exactes avec une erreur de 30%.

4.4 Détermination de la section efficace de production $t\bar{t}$

Par définition, la section efficace de production $t\bar{t}$ est donnée, dans chaque canal i , par la formule suivante:

$$\sigma_{t\bar{t}} = \frac{N_i^{top}}{\epsilon_i \cdot \mathcal{L}_i} = \frac{N_i^{mesure} - B_i}{\epsilon_i \cdot \mathcal{L}_i} \quad (4.20)$$

où

- N_i^{mesure} est le nombre de candidats et B_i le bruit de fond estimé,
- ϵ_i est le produit de l'acceptance A_i de l'ensemble de nos coupures pour les événements $t\bar{t}$ et du rapport d'embranchement Br_i dans le canal i ,

$$\epsilon_i = A_i \cdot Br_i$$

- \mathcal{L}_i est la luminosité.

Dans le cas de plusieurs canaux, on obtient la section efficace combinée par la même formule, mais avec cette fois:

$$\begin{aligned} N^{mesure} &= \sum_i N_i^{mesure} \\ B &= \sum_i B_i \end{aligned} \quad (4.21)$$

$$\epsilon = \frac{1}{\mathcal{L}} \sum_i \epsilon_i \mathcal{L}_i,$$

la définition de la luminosité totale \mathcal{L} étant indifférente.

On a les incertitudes correspondantes [75]:

$$\sigma_B^2 = \sum_{\mu=\text{stat}} \sum_i \sigma_{B\mu i}^2 + \sum_{\mu=\text{syst}} \left(\sum_i \sigma_{B\mu i} \right)^2, \quad (4.22)$$

$$\sigma_\epsilon^2 = \frac{1}{\mathcal{L}^2} \sum_{\mu=\text{stat}} \sum_i \sigma_{\epsilon\mu i}^2 \mathcal{L}_i^2 + \frac{1}{\mathcal{L}^2} \sum_{\mu=\text{syst}} \left(\sum_i \sigma_{\epsilon\mu i} \mathcal{L}_i^2 \right)^2,$$

	e+jets	e+jets/ μ
candidats	10	5
bruit de fond	$4.97 \pm 0.81 \pm 0.84$	$1.86 \pm 0.18 \pm 0.56$

TAB. 4.4 - *Nombres d'événements mesurés et bruit de fond estimé dans les deux canaux analysés*

où μ désigne le type d'erreur (statistique, systématique de chaque type) et i désigne le canal ou le type de bruit de fond. Les erreurs statistiques sont décorréllées et s'ajoutent en quadrature, alors que les erreurs systématiques de même nature (et relatives à des processus ou à des canaux différents) sont corréllées de façon maximale et s'ajoutent linéairement. La luminosité de chaque canal \mathcal{L}_i et la luminosité totale \mathcal{L} ont la même erreur relative de 5.4%.

L'incertitude sur la section efficace combinée est alors obtenue en convoluant les erreurs supposées gaussiennes sur ϵ et \mathcal{L} avec les erreurs poissonniennes sur N^{top} et B (voir 4.4.4).

4.4.1 Signal et bruit de fond

La table 4.4 résume le nombre d'événements mesurés et le bruit de fond estimé dans les deux canaux que nous avons étudiés.

On a au total 15 candidats et un bruit de fond de 6.83 ± 1.31 . Les erreurs statistiques et systématiques sur l'estimation du bruit de fond s'ajoutent ici toutes en quadrature (ce qui ne sera pas vrai pour les acceptances), car elles sont décorréllées, provenant de sources différentes dans les deux canaux étudiés et pour chaque type de bruit de fond. Ainsi l'erreur statistique dans le canal e+jets provient notamment de l'incertitude sur la forme de la distribution en H_T et sur l'hypothèse de la décroissance linéaire de la section efficace de production W +jets, alors que dans le canal e+jets/ μ l'erreur systématique provient de l'évaluation du taux d'étiquetage des saveurs lourdes.

4.4.2 Acceptances

Nous allons calculer l'acceptance des coupures de sélection dans chaque canal avant de calculer une acceptance combinée. L'acceptance ϵ de l'ensemble de nos critères de filtrage est définie dans chaque canal comme:

$$\epsilon = \frac{\text{nombre d'événements } t\bar{t} \text{ passant le filtrage}}{\text{nombre total d'événements } t\bar{t} \text{ soumis au filtrage}} \quad (4.23)$$

Cette acceptance s'écrit comme le produit :

$$\epsilon = \epsilon_{\text{coupures}} \cdot \epsilon_{\text{declenchements}} \cdot \epsilon_{\text{corr}} \cdot \epsilon_{\text{coupure TRD}} \quad (4.24)$$

Acceptance des coupures

$\epsilon_{\text{coupures}}$ est l'acceptance de l'ensemble des coupures suivantes, et qui sont propres à chaque canal :

- coupures fiducielles
- coupures d'identification de l'électron
- coupure sur E_t
- coupure sur le nombre de jets
- coupure en H_T
- coupure sur la présence et l'identification d'un muon

Elle est déterminée à partir de dizaines de milliers d'événements $t\bar{t}$ simulés par Monte Carlo selon la formule suivante :

$$\begin{aligned} \epsilon_{\text{coupures}} &= \frac{\text{nombre d'événements } t\bar{t} \text{ passant les coupures}}{\text{nombre total d'événements } t\bar{t} \text{ générés}} \\ &= \frac{N_{\text{pass}}}{N_{\text{tot}}} \end{aligned} \quad (4.25)$$

On autorise tous les canaux de désintégration aux événements $t\bar{t}$, et l'acceptance que l'on détermine ainsi contient le rapport de branchement du canal qui nous intéresse. Cette acceptance dépend de la masse du quark top M_t imposée dans le Monte Carlo. Les tableaux 4.5 et 4.6 donnent les valeurs de $\epsilon_{\text{coupures}}$ en fonction de M_t dans les canaux e+jets et e+jets/ μ (avec l'erreur statistique seulement).

Les sources d'erreurs systématiques qui entâchent la détermination de ces acceptances sont :

- le générateur pour 10% (différence entre ISAJET et HERWIG),

M_t (GeV)	N_{tot}	N_{pass}	$\epsilon_{coupures}$ (%)
160	40990	715	1.77 ± 0.07
170	28946	624	2.16 ± 0.09
180	27995	725	2.59 ± 0.10
190	25616	730	2.85 ± 0.10
200	50994	1573	3.08 ± 0.08

TAB. 4.5 - Valeurs de l'acceptance des coupures en fonction de la masse du quark top pour le canal $e+jets$ (erreur statistique)

M_t (GeV)	N_{tot}	N_{pass}	$\epsilon_{coupures}$ (%)
160	40990	401	0.98 ± 0.05
170	28946	393	1.36 ± 0.07
180	27995	375	1.34 ± 0.07
190	25616	459	1.79 ± 0.08
200	50994	910	1.78 ± 0.06

TAB. 4.6 - Valeurs de l'acceptance des coupures en fonction de la masse du quark top pour le canal $e+jets/\mu$ (erreur statistique)

- la correction d'échelle d'énergie (voir la partie 3.1.4) pour 7%.

Acceptance des déclenchements

$\epsilon_{\text{declenchements}}$ est l'acceptance pour les événements $t\bar{t}$ des déclenchements que nous avons utilisés. Ces déclenchements (donnés en table 2.6) imposent des contraintes sur la présence d'un électron, d'impulsion transversale manquante, et éventuellement de jets.

L'acceptance de chaque déclenchement est déterminée à partir des données, en séparant les termes utilisés en

- une partie concernant l'électron,
- une partie concernant \cancel{E}_t ,
- une partie concernant les jets.

Les efficacités de chacune de ces parties sont déterminées en utilisant les événements W mesurés passant d'autres filtrages: par exemple l'efficacité de la partie concernant l'électron est mesurée en utilisant un déclenchement n'imposant aucune contrainte sur l'électron, et en comptant combien d'événements $W \rightarrow e\nu$ passant ce filtrage étaient également retenus par un déclenchement imposant des contraintes sur l'électron. On procède de même pour chaque type de terme (électron, \cancel{E}_t , jets), et l'on fait ensuite l'hypothèse que ces efficacités se factorisent pour en déduire l'efficacité de chacun des déclenchements utilisés. On détermine enfin l'acceptance combinée de l'ensemble de deux filtrages utilisé durant chaque prise de données. On trouve ainsi pour le canal e+jets [38]:

$$\begin{aligned}\epsilon_{\text{declenchements}} &= (95.0 \pm 3.0) \% \text{ (run1a)} \\ \epsilon_{\text{declenchements}} &= (98.2 \pm 4.4) \% \text{ (run1b)}\end{aligned}\tag{4.26}$$

et pour le canal e+jets/ μ :

$$\begin{aligned}\epsilon_{\text{declenchements}} &= (95.0 \pm 3.0) \% \text{ (run1a)} \\ \epsilon_{\text{declenchements}} &= (93.2 \pm 3.1) \% \text{ (run1b)}\end{aligned}\tag{4.27}$$

Termes correctifs

Le terme correctif ϵ_{corr} est le produit de deux termes:

- $\epsilon_{identification\ electron}$, qui est un terme correctif tenant compte du fait que le Monte Carlo surestime l'efficacité des coupures d'identification de l'électron. A partir des valeurs données dans la table 3.1, on estime ce terme:

$$\epsilon_{identification\ electron} = \frac{0.87 \cdot 0.82}{1.0 \cdot 0.90} = 0.79 \pm 0.02 \quad (4.28)$$

- $\epsilon_{identification\ \mu}$ est un terme similaire concernant les muons d'étiquetage des saveurs lourdes.

$$\epsilon_{identification\ \mu} = 0.846 \pm 0.02 \quad (4.29)$$

Acceptance de la coupure TRD

$\epsilon_{coupure\ TRD}$ est l'efficacité de la coupure TRD donnée dans la table 3.5.

Acceptance globale dans chaque canal et acceptance combinée

Le tableau 4.7 donne les valeurs globales de l'acceptance (selon la formule 4.24), ainsi que l'incertitude totale (les erreurs statistiques et systématiques sont ajoutées en quadrature) dans les canaux e+jets et e+jets/ μ . L'acceptance combinée est alors calculée avec la formule 4.21, l'erreur étant donnée par 4.22.

4.4.3 Luminosité

\mathcal{L} est la luminosité qui correspond à l'ensemble que nous avons analysées, c'est à dire les données pour lesquelles toutes les informations des parties du détecteur utilisées sont enregistrées et ne présentent pas d'anomalie. Elle vaut:

$$\begin{aligned} \mathcal{L} &= 13.9 \pm 0.8 \text{ pb}^{-1} \text{ (run1a)} \\ \mathcal{L} &= 71.7 \pm 4.2 \text{ pb}^{-1} \text{ (run1b)} \end{aligned} \quad (4.30)$$

M_t (GeV)	ϵ canal e+jets (%)	ϵ canal e+jets/ μ (%)	ϵ combiné (%)
160	1.157 ± 0.16	0.529 ± 0.07	1.686 ± 0.39
170	1.412 ± 0.19	0.735 ± 0.10	2.147 ± 0.50
180	1.693 ± 0.23	0.724 ± 0.10	2.417 ± 0.56
190	1.863 ± 0.25	0.968 ± 0.14	2.831 ± 0.66
200	2.013 ± 0.27	0.962 ± 0.13	2.975 ± 0.69

TAB. 4.7 - Valeurs de l'acceptance totale en fonction de la masse du quark top dans les canaux e+jets, e+jets/ μ et leur combinaison

Soit au total

$$\mathcal{L} = 85.6 \pm 4.6 \text{ pb}^{-1} \quad (4.31)$$

4.4.4 Section efficace combinée de production $t\bar{t}$

Nous pouvons maintenant combiner ces valeurs et déterminer la distribution de probabilité de $\sigma_{t\bar{t}}$ pour chaque valeur de M_t . Pour cela, on utilise la formule 4.20 en remplaçant les différentes quantités par leurs distributions de probabilité qui sont:

- des gaussiennes respectivement de moyenne ϵ et \mathcal{L} et de variance σ_ϵ^2 et $\sigma_{\mathcal{L}}^2$ pour l'acceptance et la luminosité
- des distributions de Poisson respectivement de paramètre N^{mesure} et B , ces dernière étant convoluées avec des gaussiennes de variances $\sigma_{N^{mesure}}^2$ et σ_B^2

La figure 4.20 montre la distribution de probabilité $P(\sigma)$ de $\sigma_{t\bar{t}}$ pour $M_t = 180$ GeV. La valeur la plus probable σ_{max} correspond au maximum de la distribution, et les erreurs σ^+ et σ^- sont définies par:

$$\frac{\int_{\sigma_{max}}^{\sigma_{max}+\sigma^+} P(\sigma)d\sigma}{\int_{\sigma_{max}}^{\infty} P(\sigma)d\sigma} = \frac{\int_{\sigma_{max}-\sigma^-}^{\sigma_{max}} P(\sigma)d\sigma}{\int_{-\infty}^{\sigma_{max}} P(\sigma)d\sigma} = 0.68 \quad (4.32)$$

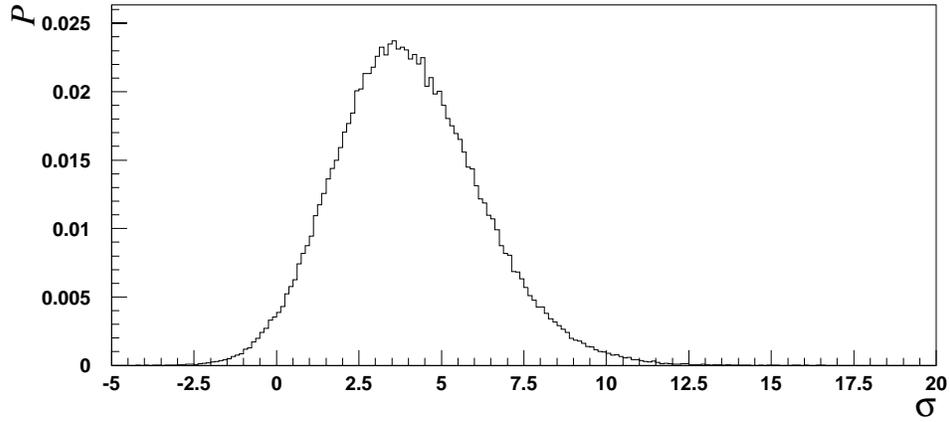


FIG. 4.20 - *Distribution de probabilité de la section efficace de production $t\bar{t}$ mesurée pour $M_t = 180 \text{ GeV}$*

Le tableau 4.8 donne alors la section efficace combinée σ_{mes} que nous avons mesurée en fonction de la masse du quark top, ainsi que la prédiction théorique σ_{th} [20]. Cette mesure de la section efficace est représentée sur la figure 4.21, où l'on constate un bon accord avec la théorie.

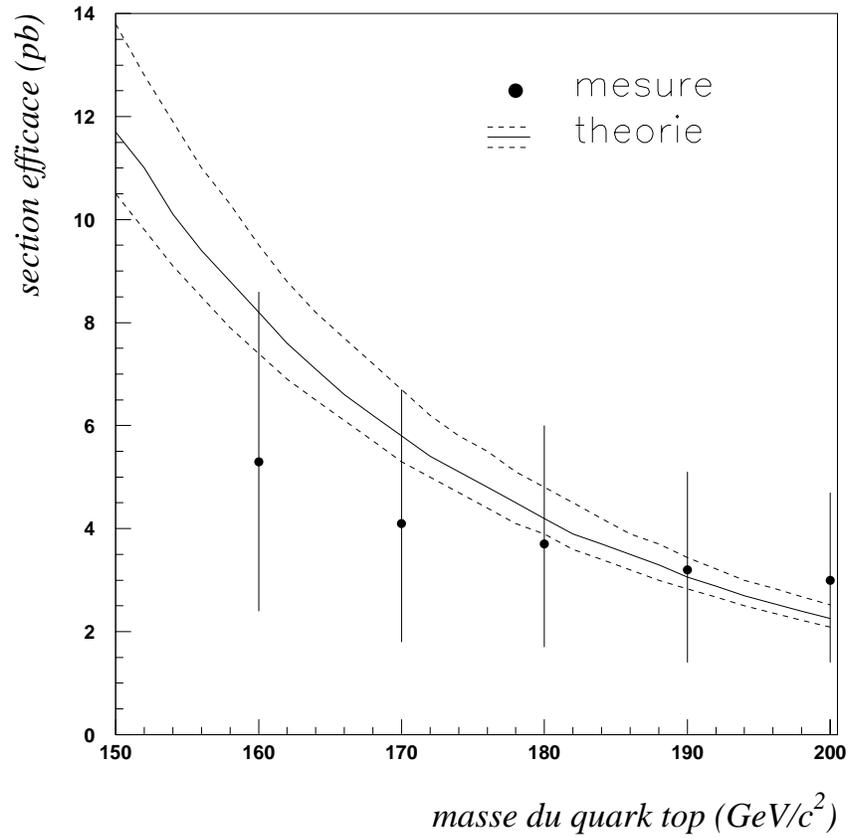


FIG. 4.21 - Section efficace de production $t\bar{t}$ mesurée en fonction de la masse du quark top (ronds) et comparée à la théorie (trait plein). Les barres d'erreur représentent l'incertitude expérimentale, les pointillés l'erreur théorique.

M_t (GeV)	σ_{mes} (pb)	σ_{th} (pb)
160	5.3 ^{+3.3} _{-2.9}	8.16 ^{+1.37} _{-0.75}
170	4.1 ^{+2.6} _{-2.3}	5.83 ^{+0.85} _{-0.51}
180	3.7 ^{+2.3} _{-2.0}	4.21 ^{+0.57} _{-0.35}
190	3.2 ^{+1.9} _{-1.8}	3.06 ^{+0.38} _{-0.23}
200	3.0 ^{+1.7} _{-1.6}	2.26 ^{+0.26} _{-0.17}

TAB. 4.8 - Section efficace de production $t\bar{t}$ mesurée (σ_{mes}) en fonction de la masse du top et comparée à la valeur théorique (σ_{th})

Conclusion

L'analyse des données accumulées entre 1992 et 1995 a permis aux collaborations DØ et CDF de conclure à la découverte du quark top en mars 1995. L'implication du groupe DØ de Saclay dans le TRD nous a permis de réaliser une étude détaillée des possibilités de ce détecteur dans le domaine de l'identification de l'électron; nous avons ainsi contribué à l'élaboration d'un algorithme d'identification de l'électron basé sur une fonction de vraisemblance utilisant toutes les variables définissant la qualité de l'électron [76] [77] et qui sera utilisé dans les analyses futures.

Nous avons utilisé l'outil d'analyse impliquant le TRD que nous avons développé en complément des autres parties du détecteur pour nous concentrer sur la recherche d'événements $t\bar{t}$ donnant naissance, dans l'état final, à un électron, un neutrino et au moins quatre jets: nous avons mis en évidence 15 tels candidats et estimons que 6.83 ± 1.31 de ces événements proviennent vraisemblablement des bruits de fond. La figure 4.22, qui montre la distribution de la variable TRD ε_l pour les candidats $t\bar{t}$ et le bruit de fond instrumental, montre que le TRD permet de réduire sensiblement ce bruit de fond.

La section efficace de production $t\bar{t}$ correspondante est en bon accord avec les prédictions du Modèle Standard: de 6 à 3 pb lorsque M_t varie entre 160 et 200 GeV/c². Nos résultats sont compatibles avec ceux obtenus par DØ grâce à l'étude de l'ensemble des canaux [17].

A partir de l'an 2000, les run 2 et 3 du Tevatron seront effectués à une énergie et une luminosité plus élevées (respectivement 2 TeV et $2 \cdot 10^{32}$, puis $2 \cdot 10^{33}$ cm⁻²s⁻¹). Cette montée en puissance de l'accélérateur étant combinée à une amélioration des détecteurs DØ et CDF, on pourra alors procéder à des mesures fines des propriétés du quark top, puisqu'on aura accumulé en 2005 mille fois plus de candidats $t\bar{t}$ qu'à l'heure actuelle. La masse du top sera

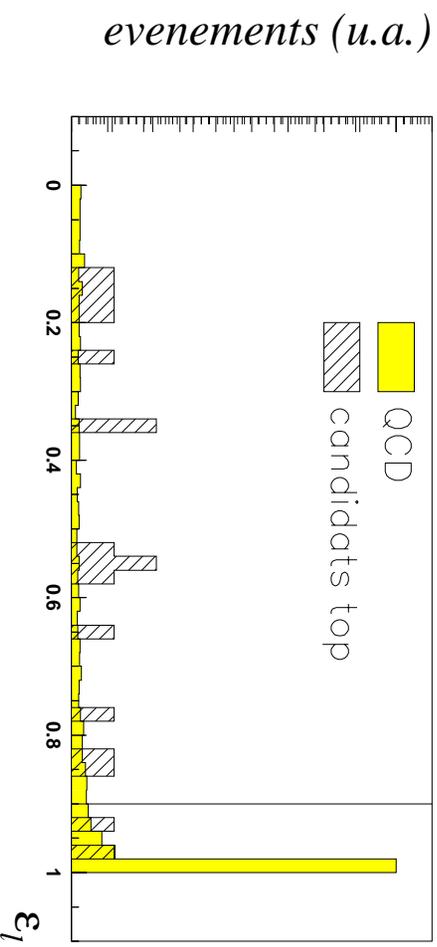


FIG. 4.22 - *Distribution de la variable TRD_{e1} pour les candidats $t\bar{t}$ et le bruit de fond instrumental typique*

mesurée avec une précision de 1 GeV, et l'on déterminera la section efficace de production du top, sa largeur totale et ses rapports de branchements avec une précision de quelques pourcents [78]. Ces mesures seront encore améliorées lorsque le LHC⁸ entrera en fonction: les expériences ATLAS et CMS permettront alors une étude fine des propriétés du quark top, auprès de ce qui sera une "usine à top".

8. le Large Hadron Collider est l'accélérateur pp du CERN qui produira 14 TeV dans le centre de masse

Annexe A

Le modèle standard

Nous allons présenter de façon très rapide la structure du modèle standard. Après une présentation générale de la notion de théorie de jauge, nous montrerons comment cette notion peut être appliquée aux différents secteurs de la physique des particules. Pour toute cette partie on se reportera aux références [79] [10].

A.1 Les théories de jauge en physique des particules

La théorie mathématique qui sous-tend le modèle standard est la Théorie Quantique des Champs [79]. Un système physique est représenté par un champ $\psi(x)$, où x représente l'espace-temps, et l'état de ce système est décrit par un Lagrangien [10] \mathcal{L} . Pour un champ scalaire par exemple, \mathcal{L} a la forme suivante en l'absence de potentiel extérieur:

$$\mathcal{L} = \partial^\mu \bar{\psi}(x) \partial_\mu \psi(x) - m^2 \bar{\psi}(x) \psi(x) \quad (\text{A.1})$$

où le premier terme - dit terme cinétique - représente le mouvement du système, alors que le second terme est le terme de masse.

Le théorème de Noether [10] nous apprend que toute symétrie continue qui laisse l'action invariante entraîne l'existence d'un courant conservé. En théories de jauge, une telle symétrie se traduit par un changement de phase du champ de fermion:

$$\psi(x) \longrightarrow \psi'(x) = \psi(x) e^{i g_j \alpha_j^k(x) T_j^k} \quad (\text{A.2})$$

Pour assurer l'invariance du terme cinétique du Lagrangien, cette transformation doit s'accompagner d'une transformation associée du moment canonique ∂_μ en dérivée covariante:

$$\partial_\mu \longrightarrow D_\mu = \partial_\mu - i g_j T_j^k A_{j\mu}^k \quad (\text{A.3})$$

où $\alpha_j(x)$ est une fonction de l'espace-temps, g_j une constante, T_j^k les générateurs du groupe de symétrie obéissant à l'algèbre de Lie appropriée et $R_{j\mu}^k$ représentent les potentiels.

Une telle transformation est interprétée physiquement par une interaction dont g_j est la constante de couplage. Chaque courant conservé représente le boson de jauge médiateur de l'interaction.

Les théories de jauge nous permettent donc de faire le lien entre des objets mathématiques d'une part qui sont les symétries (et qui sont choisies de façon à reproduire les principes d'invariances nécessaires à la cohérence des lois physiques), et la physique d'autre part qui raisonne en termes de particules et d'interactions (qui sont mesurées par les détecteurs).

Nous allons illustrer ceci par deux exemples de théories de jauge, la Théorie Electrofaible et la Chromodynamique Quantique.

A.2 Le secteur électrofaible

Le modèle électrofaible [80] est la théorie de jauge basée sur la symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)$ [10]. La symétrie mathématique $SU(2)_L \otimes U(1)$ traduit simplement le fait qu'il est - par exemple - nécessaire que les lois de la physique ne changent pas si l'on change arbitrairement les phases des champs complexes, et ceci différemment en chaque point de l'espace (de façon locale). En effet, les observables physiques ne sont que les modules carrés de ces champs. Dans le cas qui nous intéresse, chaque fermion est décrit par une composante d'hélicité gauche qui est un doublet, alors que la composante d'hélicité droite est un singlet de $SU(2)_L$:

$$\psi_{iL} = \begin{pmatrix} \nu_i \\ l_i^- \end{pmatrix}, \psi_{iR} = l_{iR}^- \quad (\text{leptons}) \quad (\text{A.4})$$

$$\psi_{iL} = \begin{pmatrix} u_i \\ d_i \end{pmatrix}, \psi_{iR} = u_{iR}, d'_{iR} \quad (\text{quarks}) \quad (\text{A.5})$$

où $d'_i = V_{ij}d_j$ (d' est état propre de l'interaction faible, d est état propre de masse et V est la matrice CKM [10] qui donne le mélange des familles par l'intermédiaire des courants chargés). Le générateur de $U(1)$ est l'hypercharge Y et celui de $SU(2)_L$ est l'isospin faible $\vec{T} = \vec{\tau}/2$. La dérivée covariante correspondante est:

$$D_\mu = \partial_\mu - ig_1 Y B_\mu - ig_2 \frac{\tau_i}{2} W_\mu^i \quad (\text{A.6})$$

où τ_i sont les matrices de Pauli pour les composantes gauches et 0 pour les composantes droites.

Le Lagrangien s'écrit alors:¹

$$L = \bar{\psi} \gamma^\mu D_\mu \psi - \frac{1}{4} B^{\mu\nu} B_{\mu\nu} - \frac{1}{4} W_i^{\mu\nu} W_{\mu\nu}^i \quad (\text{A.7})$$

avec un terme séparé pour chaque champ de fermion ψ_L et ψ_R . Les tenseurs des champs de jauge sont:

$$\begin{aligned} B_{\mu\nu} &= \partial_\mu B_\nu - \partial_\nu B_\mu \\ W_i^{\mu\nu} &= \partial_\mu W_\nu^i - \partial_\nu W_\mu^i - g_2 \varepsilon_{ijk} W_\mu^j W_\nu^i \end{aligned} \quad (\text{A.8})$$

Le dernier terme du Lagrangien fait apparaître un terme provenant de la nature non abélienne de la symétrie, et donne naissance à des termes d'auto-couplage des champs de bosons de jauge [10]. Notons que les états propres de masse γ , W^\pm et Z sont des combinaisons linéaires orthogonales des B_μ et W_μ^i :

$$\begin{pmatrix} W_\mu^+ \\ W_\mu^- \\ Z_\mu \\ A_\mu \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1/\sqrt{2} & -i/\sqrt{2} & 0 & 0 \\ 1/\sqrt{2} & i/\sqrt{2} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & \cos\theta_W & \sin\theta_W \\ 0 & 0 & -\sin\theta_W & \cos\theta_W \end{pmatrix} \begin{pmatrix} W_\mu^1 \\ W_\mu^2 \\ W_\mu^3 \\ B_\mu \end{pmatrix} \quad (\text{A.9})$$

1. Nous ne faisons pas apparaître ici le terme de masse du Lagrangien. La génération de masse par brisure spontanée de symétrie relève du secteur de Higgs et sera détaillée plus loin.

Les bosons W^+ , W^- et Z sont les trois bosons de jauge de l'interaction faible et A_μ décrit le photon. Par construction, le W ne se couple qu'à la composante gauche des fermions. L'angle de Weinberg - aussi appelé angle de mélange faible - vérifie

$$\sin^2\theta_W = \frac{g_1^2}{g_1^2 + g_2^2} \quad (\text{A.10})$$

Le tableau A.1 donne les valeurs des nombres quantiques d'hypercharge et d'isospin faible d'une famille de leptons.

particule	T	T_3	Y	Q
(ν_e)	1/2	1/2	-1/2	0
e_L^-	1/2	-1/2	-1/2	-1
e_R^-	0	0	-1	-1
u_L	1/2	1/2	1/6	2/3
d_L'	1/2	-1/2	1/6	-1/3
u_R	0	0	2/3	2/3
d_R'	0	0	-1/3	-1/3

TAB. A.1 - Valeurs de l'isospin faible et de l'hypercharge pour la première génération de leptons et quarks

La charge électrique est reliée à ces quantités par la relation suivante:

$$Q = T_3 + Y. \quad (\text{A.11})$$

Notons enfin que le potentiel électrofaible a la forme suivante

$$V(r) = \frac{e^{-Mr}}{r}, \quad (\text{A.12})$$

où M est la masse du boson de jauge échangé. La masse élevée des bosons W et Z explique la courte portée de l'interaction faible par rapport à l'interaction électromagnétique: les W et Z de masses élevées sont produits moins facilement à faible énergie qu'un boson de jauge de masse nulle comme le photon.

A.3 La Chromodynamique Quantique

Les interactions fortes entre quarks et gluons sont décrites par une théorie de jauge non abélienne dont le groupe de symétrie est $SU(3)$ [10], la chromodynamique quantique (QCD).

Chaque quark de saveur donnée existe en trois couleurs (R,G ou B) de façon à former un triplet dans la représentation fondamentale de $SU(3)_C$, et les huit bosons de jauge - les gluons - forment un octet dans la représentation adjointe (de même dimension que le groupe).²

Le dérivée covariante agissant sur le champ de quarks est [79]:

$$D_{\mu,jk} = \delta_{jk}\partial_{\mu} - ig_3\lambda_{jk}^a G_{\mu}^a \quad (\text{A.13})$$

et le Lagrangien prend alors la forme

$$L = \bar{\psi}_j(i\gamma^{\mu}D_{\mu,jk} - M_j\delta_{jk})\psi_k - \frac{1}{4}F_a^{\mu\nu}F_{a,\mu\nu} \quad (\text{A.14})$$

où $j,k=1,2,3$ et $a=1,\dots,8$ sont les indices de couleur. ψ est le spineur de Dirac représentant le champ de quarks, G_{μ}^a représente le champ de gluons, λ^a sont les générateurs de $SU(3)_C$, g_3 est la constante de couplage forte et M_j sont les masses des quarks. Le tenseur du champ de gluons est défini par:

$$F_a^{\mu\nu} = \partial^{\mu}G_a^{\nu} - \partial^{\nu}G_a^{\mu} - g_3f_{abc}G_b^{\mu}G_c^{\nu} \quad (\text{A.15})$$

f_{abc} étant les constantes de structure de $SU(3)$.

Le potentiel d'interaction forte entre quarks a la forme

$$V(r) \propto \frac{\alpha_s(r)}{r} \quad (\text{A.16})$$

la dépendance de α_s avec r étant telle que $V(r)$ augmente comme r à l'infini: l'intensité de l'interaction forte augmente avec la distance. Lorsque la distance entre deux quarks augmente, les quarks ne se séparent pas, mais des paires $q\bar{q}$ sont créées à partir du vide, et cela en raison de l'auto-couplage des gluons. Ceci explique le confinement (des quarks ou des gluons ne peuvent jamais être isolés, mais seulement dans l'état de couleur "blanc"), et suggère qu'à faible distance les quarks se comportent essentiellement comme des particules libres: c'est la "liberté asymptotique".

2. Une symétrie de type $SU(N)$ a pour dimension $N^2 - 1$, c'est à dire fait intervenir $N^2 - 1$ paramètres indépendants. Chacun est traduit physiquement par l'existence d'un boson de jauge transmettant l'interaction correspondante.

A.4 Le secteur de Higgs

Nous avons jusqu'à présent délaissé la question de la masse des particules. La symétrie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$ n'est valable, telle que nous l'avons énoncée, que pour des fermions et bosons intermédiaires de masse nulle (alors qu'il est prouvé expérimentalement que les fermions aussi bien que les bosons intervenant dans l'interaction faible sont massifs). Le mécanisme de Higgs permet d'attribuer une masse à ces particules dans le cadre de la théorie électrofaible que nous avons utilisé.

Le mécanisme de Higgs [10] se place dans l'hypothèse où l'univers contient un champ scalaire H, le champ de Higgs, qui est un doublet de $SU(2)$, porte une hypercharge non nulle, mais est un singulet de $SU(3)_C$. C'est l'interaction des fermions et des bosons de jauge avec le champ H qui leur permet d'acquérir une masse, les termes d'auto-couplage de H lui conférant une masse non nulle.

Annexe B

Calcul de $q\bar{q} \longrightarrow t\bar{t}$ à l'ordre α_s^2

Nous allons calculer la section efficace de production d'une paire $t\bar{t}$ par annihilation d'une paire $q\bar{q}$ à l'ordre α_s^2 . Rappelons que ce processus domine nettement la production de top au Tevatron. On trouvera dans la référence [81] une présentation complète des processus à l'ordre α_s^2 ; les références [20] [82] donnent quand à elles le détail des termes d'ordres plus élevés.

Le graphe de Feynman correspondant au processus que nous allons calculer est représenté sur la figure B.1.

B.1 Calcul de l'élément de matrice

En appliquant les règles de Feynman de QCD on obtient

$$T_{fi} = g^2 \sum_{a,b} \bar{v}^k \gamma^\mu (T_a)^{kl} u^l \left(\frac{g^{\mu\nu}}{q^2} \right) \delta_{ab} \bar{u}^m \gamma^\nu (T_b)^{mn} v^m. \quad (\text{B.1})$$

La couleur des quarks entrants et sortants est fixée (il n'y a pas de somme sur k, l, m ou n) mais il faut tenir compte de tous les bosons de jauge participant à ce graphe (somme sur a et b)¹. Rappelons qu'une somme correspondant à des états initiaux ou finals différents doit être faite au niveau des probabilités, alors qu'une somme correspondant à un même état final amené par plusieurs états intermédiaires doit être faite au niveau des amplitudes de

1. Dans le cas où le gluon a ne peut coupler les couleurs k et l , on aura $(T_a)^{kl} = 0$.

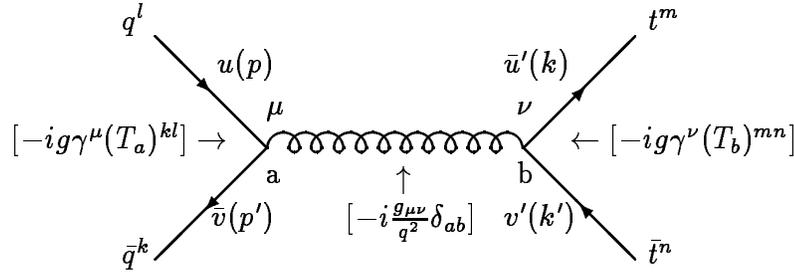


FIG. B.1 - *Diagramme de Feynman du processus $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$ à l'ordre α_s^2*

probabilité (les différents états intermédiaires peuvent dans ce cas interférer pour contribuer à l'état final).

$$T_{fi} = \frac{g^2}{q^2} \sum_a \bar{v}^k \gamma^\mu (T_a)^{kl} u^l \bar{u}^m \gamma^\mu (T_a)^{mn} v^m. \quad (\text{B.2})$$

En élevant au carré on obtient²

$$|T_{fi}|^2 = \frac{g^4}{q^4} \sum_{a,c} \bar{v}^k \gamma^\mu (T_a)^{kl} u^l \bar{u}^m \gamma^\mu (T_a)^{mn} v^m \times \bar{v}^m \gamma^\nu ((T_c)^{mn})^* u^m \bar{u}^l \gamma^\nu ((T_c)^{kl})^* v^k. \quad (\text{B.3})$$

On utilise le fait que les matrices de Gell-Mann sont unitaires :

$$((T_c)^{mn})^* = (T_c^\dagger)^{nm} = (T_c)^{nm}, \quad (\text{B.4})$$

et il vient :

2. l'apparition dans le complexe conjugué de T_{fi} d'un indice c traduit le produit de deux sommes sur les gluons. Les indices k, l, m et n ne changent pas car la couleur des quarks est fixée.

$$|T_{fi}|^2 = \frac{g^4}{q^4} \sum_{\alpha, \beta, \dots} \sum_{a, c} \bar{v}_\alpha^k \gamma^\mu u_\beta^l \bar{u}_\gamma^{lm} (\gamma^\mu)_{\gamma\delta} \bar{v}_\kappa^m (\gamma^\nu)_{\kappa\rho} u_\rho^{im} \bar{u}_\lambda^{ll} (\gamma^\nu)_{\lambda\sigma} v_\sigma^k \times (T_a)^{kl} (T_c)^{lk} (T_a)^{mn} (T_c)^{nm}. \quad (\text{B.5})$$

Où l'on a écrit explicitement les indices spinoriels α, β, \dots . On somme (moyenne) maintenant sur la couleur et l'hélicité des quarks sortants (entrants) car ces quantités ne sont pas mesurées dans la réaction :

$$\overline{|T_{fi}|^2} = \frac{g^4}{q^4} \frac{1}{4} \frac{1}{N^2} \sum_{\text{hélicités } k, l, m, n} \sum_{\alpha, \beta, \dots} \sum_{a, c} (\gamma^\mu u^l \bar{u}^l \gamma^\nu v^k \bar{v}^k)_{\alpha\alpha} (\gamma_\mu v^m \bar{v}^m \gamma_\nu u^{im} \bar{u}^{im})_{\beta\beta} \times \text{Tr}(T_a T_c) \text{Tr}(T_a T_c) \quad (\text{B.6})$$

N étant le nombre de couleurs (N=3). Pour effectuer le calcul on utilise les projecteurs

$$\sum_{\text{hélicités}} u(p) \bar{u}(p) = (\not{p} + m), \quad (\text{B.7})$$

ainsi que la relation suivante de l'algèbre des matrices de SU(3):

$$\text{Tr}(T_a T_b) = \frac{1}{2} \delta_{ab}. \quad (\text{B.8})$$

Les termes contenant les matrices gamma et les spineurs ne dépendent pas de la couleur. Il apparaît donc simplement un facteur combinatoire $N^2 - 1$, et on écrit:

$$\overline{|T_{fi}|^2} = \frac{g^4}{q^4} \frac{1}{16} \frac{(N^2 - 1)}{N^2} \times \text{Tr}[\gamma^\mu (\not{p} + m_q) \gamma^\nu (\not{p}' + m_q)] \times \text{Tr}[\gamma_\mu (\not{k}' - m_t) \gamma_\nu (\not{k} + m_t)]. \quad (\text{B.9})$$

On néglige la masse des quarks initiaux, mais bien sûr pas celle du top. En se souvenant que la trace d'un nombre impair de matrices γ est nul, il vient:

$$\overline{|T_{fi}|^2} = \frac{g^4}{q^4} \frac{1}{16} \frac{(N^2 - 1)}{N^2} \times \text{Tr}(\gamma^\mu \not{p} \gamma^\nu \not{p}') \times [\text{Tr}(\gamma_\mu \not{k}' \gamma_\nu \not{k}) - m_t^2 \text{Tr}(\gamma_\mu \gamma_\nu)], \quad (\text{B.10})$$

puis, en utilisant les formules appropriées de traces de produits de matrices γ ,

$$\overline{|T_{fi}|^2} = \frac{g^4}{q^4} \frac{1}{16} \frac{(N^2 - 1)}{N^2} \times 32 [m_t^2(p \cdot p') + (p \cdot k)(p' \cdot k') + (p \cdot k')(p' \cdot k)]. \quad (\text{B.11})$$

B.2 Cinématique

Pour étudier la cinématique de la réaction, on se place dans le référentiel de son choix, les produits de Lorentz ci-dessus étant invariants par changement de repère. Dans le référentiel du centre de masse on a :

$$\begin{aligned} p & \left(\begin{array}{c} \frac{\sqrt{\hat{s}}}{2} \\ -\frac{\sqrt{\hat{s}}}{2} \vec{u} \end{array} \right), & p' & \left(\begin{array}{c} \frac{\sqrt{\hat{s}}}{2} \\ +\frac{\sqrt{\hat{s}}}{2} \vec{u} \end{array} \right), \\ k & \left(\begin{array}{c} \frac{\sqrt{\hat{s}}}{2} \\ +\frac{\sqrt{\hat{s}}}{2} \sqrt{1 - \varepsilon^2} \vec{v} \end{array} \right), & k' & \left(\begin{array}{c} \frac{\sqrt{\hat{s}}}{2} \\ -\frac{\sqrt{\hat{s}}}{2} \sqrt{1 - \varepsilon^2} \vec{v} \end{array} \right), \end{aligned} \quad (\text{B.12})$$

où \vec{u} décrit la direction de l'antiquark initial et \vec{v} celle du quark final. On a

$$\vec{u} \cdot \vec{v} = \cos\theta^*. \quad (\text{B.13})$$

Quant à ε , il apparait en raison de la non nullité de la masse du top

$$\varepsilon = \frac{2m_t}{\sqrt{\hat{s}}}. \quad (\text{B.14})$$

On peut facilement calculer les produits de Lorentz apparaissant dans l'expression de $\overline{|T_{fi}|^2}$:

$$(p \cdot p') = \frac{\hat{s}}{2}, \quad (\text{B.15})$$

$$(p \cdot k) = (p' \cdot k') = \frac{\hat{s}}{4}(1 + \sqrt{1 - \varepsilon^2} \cos\theta^*), \quad (\text{B.16})$$

$$(p \cdot k') = (p' \cdot k) = \frac{\hat{s}}{4}(1 - \sqrt{1 - \varepsilon^2} \cos\theta^*), \quad (\text{B.17})$$

$$q^2 = p^2 + p'^2 + 2(p \cdot p') = \hat{s}. \quad (\text{B.18})$$

d'où alors

$$\overline{|T_{fi}|^2} = \frac{(16\pi\alpha_s)^2}{9} \left[\frac{m_t^2}{2\hat{s}} + \frac{1}{8\hat{s}}(1 + (1 - \varepsilon^2)\cos^2\theta^*) \right] \quad (\text{B.19})$$

B.3 Élément d'espace des phases et facteur de flux

Ce sont ceux d'une réaction à deux corps; en se plaçant dans le repère du centre de masse du processus³ on écrit :

$$D^{(2)} = \frac{p_f^*}{\sqrt{\hat{s}}} \frac{d\Omega^*}{16\pi^2} = \frac{d\cos\theta^*}{16\pi} \times \sqrt{1 - \varepsilon^2}, \quad (\text{B.20})$$

$$F = 4p_i^* \sqrt{\hat{s}} = 2\hat{s}.$$

On peut maintenant calculer la section efficace différentielle

$$\begin{aligned} d\sigma &= \frac{1}{F} \overline{|T_{fi}|^2} D^{(2)} \\ &= \frac{8\pi\alpha_s^2}{9\hat{s}} \sqrt{1 - \varepsilon^2} \left[\frac{m_t^2}{2\hat{s}} + \frac{1}{8\hat{s}}(1 + (1 - \varepsilon^2)\cos^2\theta^*) \right] d\cos\theta^*. \end{aligned} \quad (\text{B.21})$$

et en intégrant cette équation on trouve la section efficace totale de production d'une paire $t\bar{t}$ par fusion de quarks à l'ordre α_s^2 :

$$\begin{aligned} \sigma_{q\bar{q}} &= \frac{8\pi\alpha_s^2}{27\hat{s}} \sqrt{1 - \frac{4m_t^2}{\hat{s}}} \left[1 + \frac{2m_t^2}{\hat{s}} \right] \\ &= \frac{8\pi\alpha_s^2}{27\hat{s}} \beta \left(1 + \frac{\rho}{2} \right) \end{aligned} \quad (\text{B.22})$$

avec $\rho = 4m_t^2/\hat{s}$ et $\beta = \sqrt{1 - \rho}$.

On trouvera des commentaires très complets sur la production du quark top dans la référence [19], et notamment la forme du terme donnant la contribution de la fusion de gluons à l'ordre le plus bas:

3. $D^{(2)}$ et F sont des invariants de Lorentz, mais leur expression dépend du repère choisi pour les calculer. Toutes les grandeurs notées \star sont mesurées dans le référentiel du centre de masse de la réaction.

$$\sigma_{gg} = \frac{4\pi\alpha_s^2}{12\hat{s}} \left[\left(1 + \rho + \frac{\rho^2}{16}\right) \ln \frac{1+\beta}{1-\beta} - \beta \left(\frac{7}{4} + \frac{31}{16}\rho\right) \right]. \quad (\text{B.23})$$

Annexe C

Calcul de $t \longrightarrow W^+ b \longrightarrow \bar{l} \nu b$

Nous allons calculer la section efficace de désintégration du quark top en quark b, lepton et neutrino. Le diagramme de Feynman correspondant est représenté sur la figure C.1.

C.1 Calcul de l'élément de matrice

En appliquant les règles de Feynman de la théorie électrofaible on obtient :

$$T_{fi} = (\bar{u}'' \gamma_\mu (1 - \gamma_5) v' \bar{u}' \gamma_\nu (1 - \gamma_5) u) \left(\frac{g^{\mu\nu} - q^\mu - q^\nu / M_W^2}{q^2 - M_W^2} \right) \left(\frac{g^2}{8} U_{tb} \right), \quad (\text{C.1})$$

que l'on développe au carré sous la forme suivante :

$$|T_{fi}|^2 = \frac{g^2}{64} |U_{tb}|^2 \frac{1}{(q^2 - M_W^2)^2} \left| \bar{u}'' \gamma_\mu (1 - \gamma_5) v' \bar{u}' \gamma_\mu (1 - \gamma_5) u - \frac{1}{M_W^2} \bar{u}'' \not{q} (1 - \gamma_5) v' \bar{u}' \not{q} (1 - \gamma_5) u \right|^2 \quad (\text{C.2})$$

avec les relations suivantes entre quadrivecteurs :

$$\begin{aligned} p &= q - p' \\ q &= k + k' \end{aligned} \quad (\text{C.3})$$

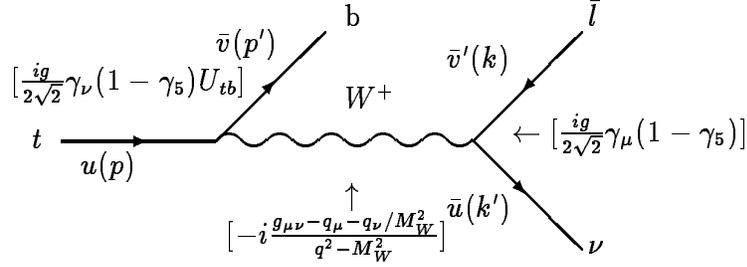


FIG. C.1 - *Diagramme de Feynman du processus $t \rightarrow W^+ b \rightarrow \bar{l} \nu b$*

Le terme en $1/M_W^2$ est négligeable car si on le développe au moyen des relations ci-dessus, on obtient des termes très petits ou nuls :

$$\begin{aligned} \frac{m_e m_b}{M_W^2} &\simeq 0 \\ \frac{m_e m_t}{M_W^2} &\simeq 0 \\ k' \cdot v' &= 0 \end{aligned} \tag{C.4}$$

Il vient alors (C étant la constante multiplicative adéquate):

$$\begin{aligned} |T_{fi}|^2 &= C \times |\bar{u}'' \gamma_\mu (1 - \gamma_5) v' \bar{u}' \gamma^\mu (1 - \gamma_5) u|^2 \\ &= C \times \bar{u}''_\alpha \gamma_\mu (1 - \gamma_5)_{\alpha\beta} v'_\beta \bar{u}'_\gamma \gamma^\mu (1 - \gamma_5)_{\gamma\delta} u_\delta \times \bar{u}_a \gamma^\nu (1 - \gamma_5)_{ab} u'_b \bar{v}'_c \gamma_\nu (1 - \gamma_5)_{cd} u''_d \\ &= C \times (\gamma_\mu (1 - \gamma_5) v' \bar{v}' \gamma_\nu (1 - \gamma_5) u'' \bar{u}'')_{\alpha\alpha} (\gamma^\mu (1 - \gamma_5) u \bar{u} \gamma^\nu (1 - \gamma_5) u' \bar{u}')_{\gamma\gamma} \end{aligned} \tag{C.5}$$

En faisant la somme sur les spins de l'état final et la moyenne sur ceux de l'état initial (la réaction n'est pas polarisée) il vient :

$$\sum_{\text{spins}} |T_{fi}|^2 = C/(2s_t + 1) \times Tr[\gamma_\mu(1 - \gamma_5)(\not{k} - m_e)\gamma_\nu(1 - \gamma_5)\not{k}'] \\ \times Tr[\gamma^\mu(1 - \gamma_5)(\not{p} + m_t)\gamma^\nu(1 - \gamma_5)(\not{p}' + m_b)] \quad (\text{C.6})$$

en utilisant les relations sur les traces de produits de matrices γ , on simplifie cette expression de la façon suivante :

$$\sum_{\text{spins}} |T_{fi}|^2 = C/2 \times 256(p \cdot k)(p' \cdot k') \quad (\text{C.7})$$

C.2 Calcul de l'élément d'espace des phases

Dans le cas général d'une réaction du type $a \rightarrow 1 + 2 + 3$ on définit R^* comme le référentiel du centre de masse de 1 et 2. On pose $q = q_1 + q_2$ et $m_{12} = \sqrt{q^2}$. On écrit alors l'élément d'espace des phases à trois corps comme :

$$d\Psi_3(Q, q_1, q_2, q_3) = \frac{1}{2\pi} dm_{12}^2 d\Psi_2(q, q_1, q_2) d\Psi_2(Q, q, q_3) \quad (\text{C.8})$$

avec

$$d\Psi_2(Q, q, q_3) = \frac{1}{4(2\pi)^2} \frac{p}{m_a} d\Omega \\ d\Psi_2(q, q_1, q_2) = \frac{1}{4(2\pi)^2} \frac{p^*}{m_{12}} d\Omega_1^* \quad (\text{C.9})$$

(θ, φ) sont les angles décrivant l'impulsion du W dans le centre de masse du top et $(\theta_1^*, \varphi_1^*)$ sont les angles décrivant l'impulsion de l'électron dans le centre de masse du W. On tire la valeur du module des impulsions de la formule bien connue dans le cadre des réactions à deux corps :

$$p_1 = \frac{1}{2\sqrt{s}} (s^2 + m_1^4 + m_2^4 - 2s(m_1^2 + m_2^2) - 2m_1^2 m_2^2)^{1/2}, \quad (\text{C.10})$$

qui donne dans notre exemple :

$$\begin{aligned} p^* &= \frac{q}{2} \\ p &= \frac{m_t^2 - q^2}{2m_t}. \end{aligned} \quad (\text{C.11})$$

Les éléments différentiels d'angles solides s'écrivent :

$$\begin{aligned} d\Omega &= 2\pi \cos\theta_{W/t} \\ d\Omega^* &= 2\pi \cos\theta_{e/W} \end{aligned} \quad (\text{C.12})$$

C.3 Cinématique

Dans le référentiel de centre de masse du top (R_t) on a :

$$\begin{aligned} p &(m_t, 0, 0) \\ p' &\left(\frac{m_t^2 - q^2}{2m_t}, \frac{m_t^2 - q^2}{2m_t}, \pi + \theta\right) \end{aligned} \quad (\text{C.13})$$

Et dans le référentiel de centre de masse du W (R_W) :

$$\begin{aligned} k &(q/2, q/2, \theta_1^*) \\ k' &(q/2, q/2, \pi + \theta_1^*) \end{aligned} \quad (\text{C.14})$$

La transformation de Lorentz permettant de passer de (R_W) à (R_t) est définie par les deux valeurs suivantes :

$$\begin{aligned} \gamma &= E_W/M_W = \frac{m_t^2 - q^2}{2m_t q} \\ \beta &= P_W/M_W = \frac{m_t^2 - q^2}{2m_t} \frac{2m_t}{m_t^2 + q^2} \\ &= \frac{m_t^2 - q^2}{m_t^2 + q^2} \end{aligned} \quad (\text{C.15})$$

En décomposant les impulsions en composantes transverses et longitudinales à la direction de la transformation de Lorentz on obtient :

$$\begin{aligned} E_e^* &= q/2 \\ p_{e,t}^* &= q/2 \sin \theta_1^* \\ p_{e,l}^* &= q/2 \cos \theta_1^* \end{aligned} \quad (C.16)$$

Ce qui permet d'écrire dans (R_t) :

$$\begin{aligned} E_e &= \frac{m_t^2 + q^2}{4m_t} \left(1 + \frac{m_t^2 - q^2}{m_t^2 + q^2} \cos \theta_1^* \right) \\ p_{e,t} &= q/2 \sin \theta_1^* \\ p_{e,l} &= \frac{m_t^2 + q^2}{4m_t} \left(\cos \theta_1^* + \frac{m_t^2 - q^2}{m_t^2 + q^2} \right). \end{aligned} \quad (C.17)$$

On exprime alors k dans le référentiel (R_t) et l'on calcule $|T_{fi}|^2$ en effectuant les produits de Lorentz dans ce référentiel :

$$\begin{aligned} |T_{fi}|^2 &= \frac{C}{2} \times 256 (p \cdot k) [p' \cdot (p - p' - k)] \\ &= 4C \frac{m_t^4 - q^4}{m_t^2} \left[1 + \frac{m_t^2 - q^2}{m_t^2 + q^2} \cos \theta_1^* \right] [2m_t^2] \left[1 - \cos \theta_1^* - \frac{4m_b^2}{m_t^2 - q^2} \right]. \end{aligned} \quad (C.18)$$

Cela permet de calculer la largeur de désintégration différentielle

$$\begin{aligned} d^2 \Gamma &= \frac{g^4 |U_{tb}|^2}{2^3 (2\pi)^3 m_t^3} \frac{(m_t^4 - q^4)(m_t^2 - q^2)}{[(q^2 - M_W^2)^2 + M_W^2 \Gamma_W^2]} \left[1 + \frac{m_t^2 - q^2}{m_t^2 + q^2} \cos \theta_1^* \right] \\ &\quad \times \left[1 - \cos \theta_1^* - \frac{4m_b^2}{m_t^2 - q^2} \right] d \cos \theta_1^* dq^2 \end{aligned} \quad (C.19)$$

Où l'on a intégré par rapport à la variable θ dont $d^3 \Gamma$ ne dépendait pas. On remarque dans cette expression une asymétrie angulaire qui est caractéristique des processus électrofaibles. Si $q^2 \sim M_W^2$ on n'a plus qu'une variable, l'angles que fait l'électron avec la ligne de vol du W.

En faisant le changement de variables suivant on fait apparaître E qui est l'énergie du lepton dans le référentiel de centre de masse du top :

$$\begin{aligned} \cos\theta_1^* &= \frac{4m_t E - m_t^2 - q^2}{m_t^2 - q^2} \\ d\cos\theta_1^* &= \frac{4m_t}{m_t^2 - q^2} dE \end{aligned} \tag{C.20}$$

En recalculant l'élément de matrice avec cette nouvelle variable et en injectant l'expression de l'élément d'espace des phases, on calcule le spectre en énergie du lepton dans le centre de masse du top:

$$\frac{d\Gamma}{dE} = \frac{M_W^2 G_F^2 m_t |U_{tb}|^2}{4\pi^3 \Gamma_W^2} E \left(1 - \frac{2E}{m_t} - 2\frac{m_b^2}{m_t^2} \right) \tag{C.21}$$

Où l'on a posé $q^2 = M_W^2$, et où l'on a utilisé la relation $g^2 = 8M_W^2 G_F / \sqrt{2}$. Le terme m_b^2/m_t^2 vaut environ 0.001 et peut être négligé, et l'on a alors la formule simple:

$$\frac{d\Gamma}{dE} \propto E \left(1 - \frac{2E}{m_t} \right) \tag{C.22}$$

Annexe D

Pourquoi la distribution de ϵ_l est plate pour des électrons

Montrons que la distribution de ϵ_l est plate pour un lot d'événements passant les mêmes coupures que notre lot de référence d'électrons¹.

Il nous faut estimer la quantité:

$$\frac{dN}{d\epsilon_l} = \frac{dN}{dL} \frac{dL}{d\epsilon_l} \quad (\text{D.1})$$

On a par définition:

$$\begin{aligned} \epsilon_l &= \frac{\int_L^\infty \frac{dN}{dL'} dL'}{\int_{-\infty}^\infty \frac{dN}{dL'} dL'} \\ &= \frac{\int_0^\infty \frac{dN}{dL'} dL' - \int_0^L \frac{dN}{dL'} dL'}{\int_{-\infty}^\infty \frac{dN}{dL'} dL'}, \end{aligned} \quad (\text{D.2})$$

ce qui implique

1. c'est à dire un lot d'événements dont la fonction de vraisemblance a la même forme que celle de notre lot de référence d'électrons

$$\frac{d\epsilon_l}{dL} = -\frac{\frac{dN}{dL}}{\int_{-\infty}^{\infty} \frac{dN}{dL'} dL'}. \quad (\text{D.3})$$

Il vient alors

$$\begin{aligned} \frac{dN}{d\epsilon_l} &= -\frac{dN}{dL} \frac{dL}{dN} \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dN}{dL'} dL' \\ &= \int_{-\infty}^{\infty} \frac{dN}{dL'} dL' \\ &= \text{constante.} \end{aligned} \quad (\text{D.4})$$

Bibliographie

- [1] DØ collaboration, S. Abachi *et al.*, *Observation of the Top Quark*, *Phys. Rev. Lett.* **74** 2632 (1995)
- [2] CDF collaboration, F. Abe *et al.*, *Observation of Top Quark in $p\bar{p}$ collisions*, *Phys. Rev. Lett.* **74** 2626 (1995)
- [3] M. Kobayashi et K. Maskawa, *Prog. Theor. Phys.* **49** 652 (1973)
- [4] G.L. Kane, *Top Quark Physics*, Published in Mexico City HE Phenom.1991:241-289
- [5] E. Elsen *et al.*, *Z. Phys.* **C46** 349 (1990)
- [6] H.J. Behrend *et al.*, *Z. Phys.* **C47** 333 (1990)
- [7] A. Shimonaka *et al.*, *Phys. Lett.* **B268** 457 (1991)
- [8] G.L. Kane et M. Peskin, *Nucl. Phys.* **B195** 29 (1982)
- [9] C. Albajar *et al.*, *Phys. Lett.* **262B** 163 (1991)
- [10] L.H. Ryder, *Quantum Field Theory*, Cambridge
- [11] M Schwartz, *High Energy Tests of the Electroweak Standard Model*, proceedings of the XVI International Symposium on Lepton-Photon Interactions, Cornell University, 1993.
- [12] W. Marciano et A. Sirlin, *Phys. Rev.* **D29** 945 (1984)
- [13] A. Djouadi *et al.*, *Phys. Lett.* **B195** 265 (1987)
- [14] B.A. Kniehl *et al.*, *Phys. Lett.* **B214** 621 (1988)

- [15] D. Schaile, CERN-PPE/94-162
- [16] DØ collaboration, S. Abachi *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **72** 2138 (1994)
- [17] M. Narrain, *Top Production and Mass Measurement at DØ*, présentation faite à la conférence de La Thuile en février 1996
- [18] G. Unal, *Top Cross Section and Mass from CDF*, 1996 Aspen Winter Physics Conference (à paraître)
- [19] A.J. Buras et M. Lindler *Heavy Flavours*, World Scientific
- [20] E. Laenen, J. Smith et W.L. Van Neerven, *Phys. Lett.* **B321** 254 (1994)
- [21] E. Laenen, J. Smith et W.L. Van Neerven, *Nucl. Phys.* **B369** 543 (1992)
- [22] R. Hollebeek, *Proceeds of the twentieth SLAC Summer Institute on Particle Physics*, pp.253-290 (1992)
- [23] I. Bigi, Y. Doshitzer, V. Khoze et P. Zerwas, *Phys. Lett.* **B181** 157 (1986)
- [24] C. Peterson, D. Schlatter, L. Schmitt et P.Z. Zerwas, *Phys. Rev* **D27** 105 (1983)
- [25] V. Barger et R. Phillips, *Collider Physics*, Addison-Wesley Publishing Company, New York, pp.177-180 (1987)
- [26] S.S. Snyder, *Measurement of the Top Quark Mass at DØ* (thèse de doctorat soutenue à l'Université de Stony Brook en 1995)
- [27] R. Raja, *Calculating the Mass Likelihood of $t\bar{t}$ Decays to Dileptons in the Presence of Errors*, note interne à DØ **1745** (1993)
- [28] S. Van Der Meer, *Rev. Mod. Phys.* **57** 689 (1985)
- [29] S.D. Holmes, *Fermilab-Conf-91/141* presented at the 14th Biennial Particle Accelerator Conference, May 6-9,1991, San Francisco, CA, 1991
- [30] N. Amos, J.Linneman, R. Partridge et L Paterno, *Luminosity Calculations for DØ*, note interne à DØ **2031** (1994)
- [31] DØ collaboration, S. Abachi *et al.*, *Nucl. Inst. Meth.* **A338** 185(1994)

-
- [32] Alain Pluquet, *Identification de l'Electron à DØ* (thèse de doctorat soutenue à l'Université Paris VI en 1994)
- [33] P. Franzini, *et al.*, *Nucl. Inst. Meth.* **A289** 438(1990)
- [34] DØ collaboration, S. Abachi *et al.*, *Nucl. Inst. Meth.* **A324** 53(1993)
- [35] S. J. Wimpenny, *et al.*, *Nucl. Inst. Meth.* **A279** 107(1989)
- [36] DØ collaboration, S. Abachi *et al.*, *Nucl. Inst. Meth.* **A280** 36(1989)
- [37] S. Aronson, *et al.*, *Nucl. Inst. Meth.* **A269** 492(1988)
- [38] J.M Butler, S. Chopra, W. Cobau, H. Greenlee, J.Hobbs, M. Narain, S. Protopopescu, T. Rockwell, P. Tamburello, H. Zhu, *Measurement of the Top Quark Production Cross Section Using Lepton+jets Events*, note interne à DØ (1996)
- [39] J.F. Detoef *et al.*, *Nucl. Inst. Meth.* **A279** 310(1989)
- [40] Y. Ducros *et al.*, *Nucl. Inst. Meth.* **A277** 401(1989)
- [41] F. Feinstein, *Etude d'un Détecteur à Rayonnement de Transition pour l'Expérience DØ* (thèse de doctorat soutenue à l'Université Paris XI en 1987)
- [42] P. Goldsmith, J.V. Jelley, *philos. Mag.*, **4** 836(1959)
- [43] X. Artru, G.B. Yodh, G. Mennessier, *Phys. Rev.* **D12** 1289(1975)
- [44] V. Ermilova et V.A. Chechin, *Phys. Rev.*, **D19** 2053(1979)
- [45] L. Chevalier et Y. Ducros, note interne à DØ **2191** (1994)
- [46] J.F. Glicenstein, note interne à DØ **1444**(1992)
- [47] Y. Ducros et J.F. Glicenstein, note interne à DØ **1578** (1992)
- [48] J.F. Detoef *et al.*, *Nucl. Inst. Meth.* **A265** 157(1988)
- [49] J. McKinley et J. Linnemann, *The L2 Electromagnetic Cluster Algorithm*, note interne à DØ (1993)

- [50] S. Youssef, *Clustering with Local Equivalence Relations*, Computer Physics Comm. **45** 423(1987)
- [51] D. Chakraborty, M. Fatyga et M. Paterno, *CCEM Module Sampling Fraction and Uniformity of Response*, note interne à DØ **1375**(1992)
- [52] J. Guida, *Performance and calibration of the DØ Uranium liquid-Argon calorimeter*, note interne à DØ **2481A**(1994)
- [53] Particle Data Group (L. Montanet *et al.*), *Review of Particle Properties*, *Phys. Rev. D*, **50** 1191(1994)
- [54] J.F. Lebrat, *Study of Converted Photons in the DØ Central Detector*, note interne à DØ **2323**(1994)
- [55] H.T. Diehl and D. Hedin, *DØ Muon Level 2 Filter*, note interne à DØ **1325**(1992)
- [56] C. Gerber, *Muon Momentum Determination*, note interne à DØ **2140**(1994)
- [57] W.J. Thompson, *Search for the Top Quark in the Muon+jets Channel at DØ* (thèse de doctorat soutenue à l'Université de Stony Brook en 1994)
- [58] J.M. Butler, *EF Muon ID for b-tagging in the Post-Zap Era*, note interne à DØ **2602**(1995)
- [59] J.M. Butler, *Update on b-Tag Muon ID*, note interne à DØ **2781**(1995)
- [60] A.J. Milder, *Dijet Angular Distribution at DØ* (thèse de doctorat soutenue à l'Université d'Arizona en 1993)
- [61] J. Yu, *Determination of the strong Coupling Constant (α_s) and a Test of Perturbative QCD using W + jets Processes in the DØ Detector* (thèse de doctorat soutenue à l'Université de Stony Brook en 1993)
- [62] N.J. Hadley, *Cone Algorithm for Jet Finding*, note interne à DØ **904**(1989)
- [63] M. Pang, *Search for Top in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV by Constrained Fitting* (thèse de doctorat soutenue à l'Université de Stony Brook en 1994)

-
- [64] J. White, J. Linnemann, M. Paterno et A. Boehnlein, *The Level 2 missing E_T algorithm*, note interne à DØ (1993)
- [65] R. Astur, *Correction of Missing E_T* , note interne à DØ **2088**(1994)
- [66] U. Heintz et M. Narain, *Study of Electron ID Efficiencies Using $Z \rightarrow ee$ Decays*, note interne à DØ **1814**(1993)
- [67] R.Raja et S. Chopra, *Estimation of the QCD background to $W \rightarrow e\nu +$ jets*, note interne à DØ **2098**(1994)
- [68] DØ collaboration, S. Abachi *et al.*, *Top Quark search with the DØ 1992-1993 Data sample*, *Phys. Rev. Lett. D*.
- [69] F.A. Berends, W.T. Giele, H. Kuijf et B. Tausk, *Nucl. Phys.* **B357** 32 (1991)
- [70] DØ collaboration, S. Abachi *et al.*, *Study of the strong coupling constant using W +jets processe*, *Phys. Rev. Lett.*
- [71] D. Chakraborty, *A Search for $t\bar{t} \rightarrow$ electron + ν + jets Signature in $p\bar{p}$ Collisions at $\sqrt{s} = 1.8$ TeV with the DØ Detector* (thèse de doctorat soutenue à l'Université de Stony Brook en 1994)
- [72] W.T. Eadie, D.Drijard, F.E. James, M. Roos, B. Sadoulet, *Statistical Methods in Experimental Physics*, North-Holland
- [73] HBOOK Reference Manual, CERN Program Library
- [74] H. Greenlee, *B-Tagging fraction from Multijet Data*, note interne à DØ **2180**(1994)
- [75] H. Greenlee, N. Hadley, *Theory of Correlated Errors in Top Quark Background and Cross Section Calculation*, note interne à DØ **2808**(1995)
- [76] J.F. lebrat, *Electron/pion Discrimination Using a TRD and CDC Combined Likelihood Method*, note interne à DØ **2413**(1995)
- [77] U. Heintz et M. Narrain, *A Likelihood Test for Electron ID*, note interne à DØ **2386**(1994)
- [78] A. Heinson, *Future Top Physics at the Tevatron and LHC*, Rencontres de Moriond 1996 (à paraître)

- [79] C. Itzykson et J.B Zuber, *Quantum Field Theory*, Mc Graw-Hill international editions
- [80] P. Langacker, *Theoretical Study of the Electroweak Interaction - Present and Future*, HEP-PH-9408310
- [81] R. Cutler, *Phys. Rev. D.* **17** 196 (1978)
- [82] G. Altarelli, M. Diemor, G. Martinelli et P. Nason, *Nucl. Phys.* **B308** 724 (1988)

Table des figures

1.1	Illustration de jets de b vers l'avant et vers l'arrière au LEP . . .	13
1.2	Mélange du quark b avec des quarks plus léger pouvant mener à des CNCS	14
1.3	Diagramme de l'anomalie triangulaire	15
1.4	Corrections radiatives à $Z \rightarrow b\bar{b}$ faisant intervenir le quark top	17
1.5	Processus de production de paires $t\bar{t}$	20
1.6	Contribution des processus $q\bar{q}$ et gg (NLO) à la production de $t\bar{t}$ au Tevatron	21
1.7	Section efficace totale de production de paire $t\bar{t}$	22
1.8	Diagramme de Feynman de la désintégration du quark top . . .	24
1.9	Jet de saveur lourde étiqueté par un muon	28
2.1	Les accélérateurs et les détecteurs du Laboratoire Fermi	36
2.2	Luminosité intégrée délivrée par le Tevatron et enregistrée par DØ en fonction du temps	40
2.3	Le détecteur DØ	42
2.4	Le détecteur central	43
2.5	Structure des cellules du détecteur de vertex	44
2.6	Structure d'une couche du TRD	46
2.7	Signal collecté sur une anode du TRD	48
2.8	Structure des cellules du détecteur de traces centrales	49
2.9	Disposition des chambres du détecteur de traces vers l'avant .	50
2.10	Le calorimètre de DØ	52
2.11	Géométrie pseudo-projective du calorimètre	53
2.12	Structure des cellules du calorimètre	54
2.13	Module électromagnétique du calorimètre avant	57
2.14	Incertitude relative sur la mesure de l'énergie des jets en fonc- tion de leur énergie	61
2.15	Nombre de longueurs d'interaction en fonction de θ	62

2.16	Disposition des sous-systèmes du spectromètre a muons	63
2.17	Diagramme schématique du système d'Acquisition des Données de DØ	65
2.18	Diagramme schématique des trois niveaux de déclenchement .	66
2.19	Représentation schématique du phénomène de rayonnement de transition	69
2.20	Schéma de la charge collectée sur un fil d'anode de TRD . . .	72
2.21	Charge collectée sur un fil d'anode de TRD pour un grand nombre d'événements réels	74
2.22	Signal dans la chambre test en fonction du temps	76
2.23	Distribution d'énergie dans les trois chambres du TRD pour un run d'Uranium	78
3.1	Identification d'un électron à DØ	81
3.2	Comparaison des variables χ^2 et f_{iso} pour des électrons de la réaction $Z \rightarrow ee$ et des jets	86
3.3	Comparaison des variables S_{CC} et dE/dx pour des électrons de la réaction $Z \rightarrow ee$ et des jets	87
3.4	Jet simulant un électron	90
3.5	Sélection du lot de référence d'électrons	92
3.6	Trace supplémentaire dans une cellule du TRD	93
3.7	Distribution de l'énergie dans une cellule du TRD lorsque cette cellule seule ou cette cellule et sa voisine du côté de la trace ont été touchée	95
3.8	Distributions dans les trois chambres du TRD du nombre de cellules codées voisines de la cellule visée par une trace	97
3.9	Energie déposée dans le TRD en fonction du nombre de cellules codées parmi les cellules voisines	98
3.10	Distributions d'énergie dans le TRD pour les lots de référence (1 cellule touchée)	100
3.11	Distributions d'énergie dans le TRD pour les lots de référence (au moins 2 cellules touchées)	101
3.12	Distributions d'énergie dans le CDC pour les lots de référence	102
3.13	Prise en compte de l'environnement hadronique dans TRD par le nombre de cellules touchées dans chaque chambre (configuration)	102
3.14	Distribution de la fonction de vraisemblance pour un lot d'électrons et de hadrons dans différents environnements hadroniques	104

3.15	Distribution de la variable ε_l pour des électrons des réactions $W \rightarrow e\nu$ et $Z \rightarrow ee$	107
3.16	Distribution de la variable ε_l pour des hadrons	108
3.17	Effet de la coupure en ε_l en fonction de \mathbb{F}_t	109
3.18	Facteur de rejet des les faux électrons en fonction de l'efficacité et de l'environnement hadronique	112
3.19	Stabilité de l'algorithme d'identification de l'électron par le TRD durant la prise de données	115
3.20	Efficacité des chambres du TRD et acceptance de la coupure $\varepsilon_l < 0.9$ en fonction de la position géométrique de la trace . .	116
3.21	Facteur de correction global de l'énergie des jets en fonction de E_T ($R = 0.5$)	119
3.22	Incertitude sur la mesure de \mathbb{F}_t en fonction de l'énergie trans- versale totale d'un événement	121
3.23	Distributions de grandeurs caractéristiques de muons de dés- intégration de quarks b	123
4.1	Diagramme de la séquence complète de production $t\bar{t}$ dans une collision $p\bar{p}$ menant à l'état final e+jets	128
4.2	Exemples de processus W+4 jets	130
4.3	Exemples de processus QCD donnant naissance à cinq jets dans l'état final	132
4.4	Distribution des variables E_T et η pour des événements $t\bar{t}$ et du bruit de fond	134
4.5	Distribution des variables d'identification de l'électron pour des événements $t\bar{t}$ et du bruit de fond	135
4.6	Distribution du nombre de jets et de \mathbb{F}_t pour des événements $t\bar{t}$ et du bruit de fond	137
4.7	Distribution des variables H_T et \mathcal{A} pour des événements $t\bar{t}$ et du bruit de fond	140
4.8	Nombres d'événements e+jets et QCD multijet en fonction du nombre inclusif de jets	141
4.9	Evolution schématique du nombre d'événements $t\bar{t}$, W+jets et QCD en fonction du nombre inclusif de jets	143
4.10	Plan défini par \mathbb{F}_t et la qualité de l'électron	144
4.11	Vue en (r, z) du candidat $t\bar{t}$ 85129/19079	150
4.12	Vue en (η, ϕ) du candidat $t\bar{t}$ 85129/19079	151
4.13	Vue en (y, ϕ) du candidat $t\bar{t}$ 85129/19079	152

4.14	Comparaison du spectre en P_t du muon et de la séparation muon-jet entre des données à deux jets et le Monte Carlo . . .	154
4.15	Production d'une saveur lourde par fractionnement de gluons dans un processus W +jets	155
4.16	Fraction des événements contenant un muon en fonction du nombre de jets	156
4.17	Probabilité d'étiquetage d'un jet par un muon en fonction de E_T du jet	157
4.18	Spectre d'impulsion transversale des jets étiquetés dans un lot QCD à deux jets comparé à la prédiction faite à partir d'événements non-étiquetés	158
4.19	Distribution - pour des événements où un jet est étiqueté - du nombre de jets dans des événements γ +jets et QCD multijets, comparée à la prédiction faite à partir d'événements où aucun jet n'est étiqueté	159
4.20	Distribution de probabilité de la section efficace de production $t\bar{t}$ mesurée pour $M_t = 180$ GeV	168
4.21	Section efficace de production $t\bar{t}$ mesurée en fonction de la masse du quark top et comparée à la théorie	169
4.22	Distribution de la variable TRD ϵ_l pour les candidats $t\bar{t}$ et le bruit de fond instrumental typique	172
B.1	Diagramme de Feynman du processus $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$ à l'ordre α_s^2 . . .	180
C.1	Diagramme de Feynman du processus $t \rightarrow W^+b \rightarrow \bar{l}\nu b$. . .	186

Liste des tableaux

1.1	Les particules fondamentales du modèle standard minimal . . .	11
1.2	Etats finaux possibles d'un événement $t\bar{t}$	25
1.3	Résumé des résultats de DØ sur la recherche du quark top . . .	32
1.4	Résumé des résultats de CDF sur la recherche du quark top . . .	32
2.1	Caractéristiques du Tevatron	37
2.2	Caractéristiques du détecteur à rayonnement de transition . . .	47
2.3	Caractéristiques du calorimètre central	56
2.4	Caractéristiques d'un calorimètre avant ou arrière	58
2.5	Paramètres de l'ajustement de la résolution de l'énergie des jets dans les trois régions du calorimètre	60
2.6	Termes de niveaux 1 et 2 des déclenchements utilisés	68
3.1	Efficacité des coupures d'identification de l'électron dans la partie Centrale (CC) et avant (EC), pour les données et le Monte Carlo	88
3.2	Paramètres de la correction d'échelle de l'énergie électroma- gnétique dans le calorimètre central	89
3.3	Facteurs de la correction d'échelle de l'énergie électromagné- tique dans les trois régions du calorimètre	89
3.4	Proportion des cas où une seule cellule et où une cellule et sa voisine du côté de la trace ont été codée (lot d'électrons de la réaction $W+1$ jet)	94
3.5	Efficacité des chambres du TRD et de la coupure $\epsilon_l < 0.9$ pour des électrons	110
3.6	Influence de la configuration sur l'efficacité de la coupure en ϵ_l	111
3.7	Influence de l'activité hadronique sur l'efficacité de la coupure en ϵ_l	111
3.8	Efficacité de la coupure $\epsilon_l < 0.9$ pour des faux électrons	113

3.9	Efficacité des coupures d'identification sur des muons d'étiquetage des saveurs lourdes et sur du bruit de fond	125
4.1	Nombre d'événements observés pour l'ensemble des données	146
4.2	Caractéristiques cinématique d'un candidat $t\bar{t}$	149
4.3	Nombres d'événements passant les coupures, avec ou sans étiquetage, et nombres d'événements où un étiquetage est attendu	160
4.4	Nombres d'événements mesurés et bruit de fond estimé dans les deux canaux analysés	162
4.5	Valeurs de l'acceptance des coupures en fonction de la masse du quark top pour le canal e+jets	164
4.6	Valeurs de l'acceptance des coupures en fonction de la masse du quark top pour le canal e+jets/ μ	164
4.7	Valeurs de l'acceptance totale en fonction de la masse du quark top dans les canaux e+jets, e+jets/ μ et leur combinaison	167
4.8	Section efficace de production $t\bar{t}$ mesurée en fonction de la masse du top et comparée à la valeur théorique	170
A.1	Valeurs de l'isospin faible et de l'hypercharge pour la première génération de leptons et quarks	176