

AB

EX-CEA - N 2571

CEA-N-2571

9



- Note CEA-N-2571 -

CERN LIBRARIES, GENEVA



CM-P00050613

Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay
Institut de Recherche Fondamentale
Département de Physique des Particules Élémentaires
Service d'Expérimentation Physique

**ETUDE DE LA PRODUCTION D'ELECTRONS
ACCOMPAGNES DE JETS DANS L'EXPERIENCE UA1 ;
RECHERCHE DU QUARK TOP**

par

Paul COLAS



- Juillet 1988 -

Note CEA-N-2571

Cote-matière de cette note : A20

MOTS CLEFS (*extraits du thesaurus INIS*)

en français

PRODUCTION DES PARTICULES
ELECTRONS
PARTICULES TOP
INTERACTIONS PROTON-ANTIPROTON
METHODE DE MONTE CARLO
IMPULSION TRANSVERSE
SIMULATION PAR ORDINATEUR
SPECTRES D'ENERGIE
VALEURS LIMITES
MASSE
DOMAINE 100-1000 GEV
DOMAINE 10-100 GEV
SECTIONS EFFICACES
MODELE STANDARD
MODELE DES JETS

en anglais

PARTICLE PRODUCTION
ELECTRONS
TOP PARTICLES
PROTON-ANTIPROTON INTERACTIONS
MONTE CARLO METHOD
TRANSVERSE MOMENTUM
COMPUTERIZED SIMULATION
ENERGY SPECTRA
LIMITING VALUES
MASS
GEV RANGE 100-1000
GEV RANGE 10-100
CROSS SECTIONS
STANDARD MODEL
JET MODEL

NOTE CEA-N-2571 - Paul COLAS

ETUDE DE LA PRODUCTION D'ELECTRONS ACCOMPAGNES DE JETS DANS L'EXPERIENCE UA1 : RECHERCHE DU QUARK TOP.

Sommaire - Nous tentons de mettre en évidence la production éventuelle de quarks top dans les interactions proton-antiproton à 630 GeV dans le centre de masse, en utilisant la signature fournie par la désintégration semi-leptonique : présence d'un électron de grande énergie transverse accompagné de jets. Le taux et les caractéristiques des événements issus des processus connus et du bruit de fond de non-électrons sont soigneusement estimés, le premier à l'aide de programmes Monte-Carlo ajustés et normalisés sur des données réelles, le second par une méthode originale fondée sur les données elles-mêmes.

Un bon accord est observé entre ces estimations et ces données, ce qui nous autorise à donner des limites sur la section efficace de production QCD du quark top et sa masse. Nous obtenons, pour une section efficace théorique "moyenne", que cette masse est supérieure à 38 GeV au niveau de confiance de 95 %, avec des certitudes expérimentales inférieures à 4 GeV, améliorant ainsi nettement la limite actuelle de 23,3 GeV.

D'autre part, nous montrons que si le quark top a une masse de l'ordre de celle du W ou supérieure à celle-ci, il existe une signature parfaitement claire de sa production, et étudions la cinématique et la dynamique particulières correspondant à cette situation.

Utilisant la mesure du rapport des sections efficaces partielles de production de paires de leptons par l'intermédiaire du W et du Z, nous montrons que l'on peut, en principe, donner une limite supérieure sur la masse du quark top, mais qu'en pratique, la déduction d'une telle limite est soumise à la connaissance, encore imparfaite, des fonctions de structure du proton.

NOTE CEA-N- 2571 - Paul COLAS

STUDY OF ASSOCIATED PRODUCTION OF AN ELECTRON AND JETS IN THE UA1 EXPERIMENT : SEARCH FOR THE TOP QUARK.

Summary - We attempt to find evidence for top quark production in proton-antiproton interactions at 630 GeV center of mass energy. We use the semi-leptonic decay signature: presence of a high transverse energy electron accompanied by jets. The rate and the properties of the events originating from the known processes and from the misidentified-hadron background are estimated, the former using Monte-Carlo algorithms fitted to real data, the latter by an original method based on the data themselves.

A good agreement is observed between these predictions and the data. This allows us to set limits on the QCD top quark production cross-section and the top quark mass. We obtain, for an "average" theoretical cross-section, that this mass should be greater than 38 GeV, at the 95 % confidence level ; the systematic experimental uncertainties on this limit are about 4 GeV. This improves the present limit of 23.3 GeV.

Beside this, we show that if the top quark mass is of the order of, or greater than, the W mass, there is a perfectly clear signature of its production, and we study the peculiar kinematics and dynamics relevant to this case.

Using the measurement of the lepton pair production cross-sections via W and Z boson decays, we show that it is possible, in principle, to set an upper limit on the top quark mass, but that, in practice, the present knowledge of the proton structure functions is too poor to allow us to set such a limit.

1988

316 p.

Commissariat à l'Energie Atomique - France

T H E S E

DE DOCTORAT DE L'UNIVERSITE PARIS 6

Spécialité : SCIENCES PHYSIQUES

Physique des Particules Élémentaires

PRESENTEE

par Paul COLAS

POUR OBTENIR

LE TITRE DE DOCTEUR DE L'UNIVERSITE PARIS 6

**ETUDE DE LA PRODUCTION D'ELECTRONS
ACCOMPAGNES DE JETS DANS L'EXPERIENCE UA1 ;
RECHERCHE DU QUARK TOP**

Soutenue le 16 novembre 1987, devant le jury composé de :

MM.	M. BAUBILLIER	Président
	M. DELLA NEGRA	
	D. DENEGRİ	
	J. ELLIS	
	R. TURLAY	
	H. ZACCONE	

- Note CEA-N-2571 -

Centre d'Etudes Nucléaires de Saclay
Institut de Recherche Fondamentale
Département de Physique des Particules Élémentaires
Service d'Expérimentation Physique

ETUDE DE LA PRODUCTION D'ELECTRONS
ACCOMPAGNES DE JETS DANS L'EXPERIENCE UA1 ;
RECHERCHE DU QUARK TOP

par

Paul COLAS

Remerciements

Je remercie Messieurs P. Lehmann et R. Turlay de m'avoir accueilli au DPhPE et de m'avoir ainsi permis de réaliser ce travail.

Je remercie également Monsieur M. Baubillier d'avoir bien voulu présider le jury de cette thèse, et Messieurs M. Della Negra, D. Denegri, J. Ellis, R. Turlay et H. Zacccone d'avoir accepté d'y participer.

Je tiens particulièrement à exprimer ma gratitude à Monsieur D. Denegri, qui dirigea mon travail, avec toujours beaucoup de dynamisme, d'enthousiasme et d'esprit critique ; pour cette aventure passionnante et pour sa constante attention à mon égard, je le remercie.

Ma reconnaissance va également à l'ensemble des membres de la collaboration UA1, en la personne du responsable, C. Rubbia, et particulièrement :

- à ceux qui m'ont accueilli au sein de l'équipe de Saclay, et dont j'ai apprécié l'aide : C. Cochet, M. de Beer, J.-P. de Brion, A. Givernaud, J.-P. Laugier, E. Locci, M. Loret, C. Pigot, J. Sass, A. Savoy-Navarro, M. Spiro, C. Stubenrauch, P. Verrecchia, et N. Zaganidis.

- à ceux qui ont fait partie du groupe d'étude des saveurs lourdes, et surtout M. Della Negra, qui en a coordonné les activités, et à qui la qualité des Monte-Carlo doit beaucoup, et aux membres de l'équipe d'Annecy d'étude des électrons accompagnés de jets : J.-P. Lees, M.-N. Minard, et I. Wingerter.

Je tiens aussi à remercier G. Chardin, Y. Giraud-Heraud, B. Mansoulié, G. Smadja, M. Spiro, B. Van Eijk, et bien d'autres, dont les critiques et conseils m'ont souvent été précieux.

Je n'oublie pas les opérateurs du calculateur PR1ME, ni Madame O. Lebey et son secrétariat scientifique, qui m'ont aidé dans la phase finale de la préparation de ce mémoire, et en particulier Madame Y. Goutard pour la reproduction, et Mesdames D. Breich et M. Bertevas, et Monsieur H. de Lignières pour les dessins.

UNIVERSITE PIERRE ET MARIE CURIE

- Paris 6 -

Résumé

Thèse présentée par M. Paul COLAS.

Sous la direction de M. Michel BAUBILLIER (Professeur à l'Université Paris 6).

Directeur de recherche : M. Daniel DENEGRI.

Sujet : Etude de la production d'électrons accompagnés de jets dans l'expérience UA1 ; recherche du quark top.

Nous tentons de mettre en évidence la production éventuelle de quarks top dans les interactions proton-antiproton à 630 GeV dans le centre de masse, en utilisant la signature fournie par sa désintégration semi-leptonique : présence d'un électron de grande énergie transverse accompagné de jets. Le taux et les caractéristiques des événements issus des processus connus et du bruit de fond de non-électrons sont soigneusement estimés, le premier à l'aide de programmes Monte-Carlo ajustés et normalisés sur des données réelles, le second par une méthode originale fondée sur les données elles-mêmes.

Un bon accord est observé entre ces estimations et ces données, ce qui nous autorise à donner des limites sur la section efficace de production QCD du quark top et sa masse. Nous obtenons, pour une section efficace théorique "moyenne", que cette masse est supérieure à 38 GeV au niveau de confiance de 95%, avec des incertitudes expérimentales inférieures à 4 GeV, améliorant ainsi nettement la limite actuelle de 23.3 GeV.

D'autre part, nous montrons que si le quark top a une masse de l'ordre de celle du W ou supérieure à celle-ci, il existe une signature parfaitement claire de sa production, et étudions la cinématique et la dynamique particulières correspondant à cette situation.

Utilisant la mesure du rapport des sections efficaces partielles de production de paires de leptons par l'intermédiaire du W et du Z, nous montrons que l'on peut, en principe, donner une limite supérieure sur la masse du quark top, mais qu'en pratique, la déduction d'une telle limite est soumise à la connaissance, encore trop imparfaite, des fonctions de structure du proton.

MOTS-CLEF : QUARK TOP - LIMITES - SECTION EFFICACE - MASSE - DESINTEGRATION SEMI-LEPTONIQUE - SAVEURS LOURDES - BRUIT DE FOND.

UNIVERSITE PIERRE ET MARIE CURIE

- Paris 6 -

Abstract

Thesis defended by Mr. Paul COLAS.

Under the direction of Prof. Michel BAUBILLIER (Professeur à l'Université Paris 6).

Supervisor : Prof. Daniel DENEGRÉ.

Subject : Study of associated production of an electron and jets in the UA1 experiment ; search for the top quark.

We attempt to find evidence for top quark production in proton-antiproton interactions at 630 GeV center of mass energy. We use the semi-leptonic decay signature : presence of a high transverse energy electron accompanied by jets. The rate and the properties of the events originating from the known processes and from the misidentified-hadron background are estimated, the former using Monte-Carlo algorithms fitted to real data, the latter by an original method based on the data themselves.

A good agreement is observed between these predictions and the data. This allows us to set limits on the QCD top quark production cross-section and the top quark mass. We obtain, for an "average" theoretical cross-section, that this mass should be greater than 38 GeV, at the 95% confidence level ; the systematic experimental uncertainties on this limit are about 4 GeV. This improves the present limit of 23.3 GeV.

Beside this, we show that if the top quark mass is of the order of, or greater than, the W mass, there is a perfectly clear signature of its production, and we study the peculiar kinematics and dynamics relevant to this case.

Using the measurement of the lepton pair production cross-sections via W and Z boson decays, we show that it is possible, in principle, to set an upper limit on the top quark mass, but that, in practice, the present knowledge of the proton structure functions is too poor to allow us to set such a limit.

KEYWORDS : TOP QUARK - LIMITS - CROSS-SECTION - MASS - SEMI-LEPTONIC DECAY - HEAVY FLAVOURS - BACKGROUND.

TABLE DES MATIERES

Remerciements	3
Résumé	5
Abstract	7
0. INTRODUCTION	
1 - Les saveurs lourdes parmi les activités d'analyse d'UA1	15
2 - Pourquoi le top ?	16
3 - Limites actuelles	20
a) Limites inférieures	20
b) Limites supérieures	24
4 - Plan général de la thèse	26
I. LE SPS ET LA PHYSIQUE pp	
1 - Le SPS	31
2 - Les partons	35
3 - Les sous-processus durs	38
a) Production des bosons vecteurs intermédiaires W et Z	38
b) Production d'autres résonances	40
c) Drell-Yan	40
d) Les sous-processus QCD perturbatifs	40
4 - Le Bremsstrahlung de gluons	43
5 - La fragmentation des partons	44
6 - Les événements "biais minimum" et l'événement sous-jacent	45
II. GENERALITES SUR LA PRODUCTION ET LA DESINTEGRATION DU QUARK TOP	
1 - Production	49
a) La production QCD	49
b) La désintégration du W en $t\bar{b}$	50
c) Les processus non-perturbatifs	51
2 - Fragmentation du quark top	52
3 - Désintégration	55
a) Généralités	55
b) Rapports d'embranchement	57
c) Calcul de la largeur partielle leptonique	57
d) Effet du couplage V-A	62
III. LE DETECTEUR UA1 ET LE LOGICIEL ASSOCIE	
1 - Introduction	67
2 - Le détecteur central	71
3 - Le calorimètre électromagnétique	74
a) Les gondoles	74
b) Les bouchons	78
c) L'étalonnage et les corrections d'énergie	79
4 - Le calorimètre hadronique	81

5 - Les chambres à muons	83
6 - Les déclenchements	84
7 - Le système d'acquisition	86
8 - Le déroulement des prises de données	87
9 - Le logiciel associé	87
IV. STRATEGIE DE RECHERCHE DU QUARK TOP	
1 - Le signal recherché	91
2 - Les processus concurrents	93
3 - Les faux électrons	97
V. LES PROGRAMMES MONTE-CARLO	
1 - Introduction	103
2 - EUROJET et ISAJET	104
3 - Ajustement d'ISAJET sur les données	111
a) W, Z	111
b) Saveurs lourdes : $b\bar{b}$, $c\bar{c}$	112
c) Drell-Yan, J/Psi, Upsilon	118
4 - La simulation de la production de top	119
a) $W \rightarrow t\bar{b}$	119
b) $pp \rightarrow t\bar{t}$	119
VI. LA PRODUCTION DE HADRONS (jets, événement sous-jacent)	
1 - Reconstruction et mesure des jets	127
2 - L'événement sous-jacent	131
3 - La circularité	135
VII. L'ENERGIE TRANSVERSE MANQUANTE	
1 - Introduction	143
2 - Mesure de l'énergie transverse manquante	144
3 - Les énergie transverses manquantes attendues	149
VIII. IDENTIFICATION ET MESURE DES ELECTRONS	
1 - Calorimètre seul : la forme de la gerbe	153
a) Le segment 1	155
b) Le segment 4 et le calorimètre hadronique	161
2 - La calorimétrie et le détecteur central : les correspondances	162
a) Correspondance spatiale	162
b) Correspondance énergie-impulsion	164
3 - Le concept d'isolation	167
4 - Procédure de sélection	170
IX. Y A-T-IL UN SIGNAL D'ELECTRONS ASSOCIES A DES JETS ?	
1 - Introduction	175
2 - Les conversions	176
3 - Première méthode d'estimation du bruit de fond de non-électrons	181
a) Les trois critères discriminatifs	181

b) Soustraction des événements identifiés visuellement	186
c) Estimation du bruit de fond de hadrons dans l'échantillon	190
4 - Discussion des hypothèses et incertitudes systématiques	195
a) Première hypothèse	195
b) Deuxième hypothèse	196
c) Troisième hypothèse	197
5 - Deuxième méthode d'estimation du bruit de fond de non-électrons	198
6 - Conclusions	204

X. ETUDE DES CANDIDATS ELECTRON

1 - Introduction	209
2 - Les nombres attendus (première méthode d'estimation du bruit de fond)	210
3 - Les nombres attendus (deuxième méthode d'estimation du bruit de fond)	215
4 - Etude des distributions différentielles	216
a) L'énergie transverse manquante	217
b) La circularité	221
c) Autres distributions	225
5 - Limites sur $\sigma_{t\bar{t}}$ et m_{top} à partir des nombres absolus seuls	231
a) Première méthode	231
b) Deuxième méthode	238
6 - Conclusions	245

XI. ET SI m_{top} ETAIT PROCHE DE M_w ?

1 - Introduction	249
2 - Signature de la production de top lourd	250
3 - Sections efficaces et nombres attendus	255
4 - Les événements W à grand p_t d'UA1	263

XII. LIMITE SUPERIEURE POSSIBLE SUR m_{top} A PARTIR DE $R = \sigma(W \rightarrow e\nu) / \sigma(Z \rightarrow ee)$

1 - Introduction	271
2 - Mesure expérimentale de R	272
3 - Prédications du modèle standard pour R	274
a) Généralités	274
b) Largeurs partielles des bosons vecteurs intermédiaires	276
c) Calcul de R_Γ et incertitudes	281
d) Calcul de R_σ et incertitudes	283
4 - Comparaison entre les valeurs de R attendue et observée	288

XIII. CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

1 - Les autres analyses d'UA1	295
a) L'analyse UA1 des électrons accompagnés de jets	295
b) L'analyse UA1 des muons accompagnés de jets	297
2 - Les perspectives de découverte	297
a) Les collisionneurs électron-positron	300
b) Les collisionneurs hadroniques	301
3 - Conclusions	304

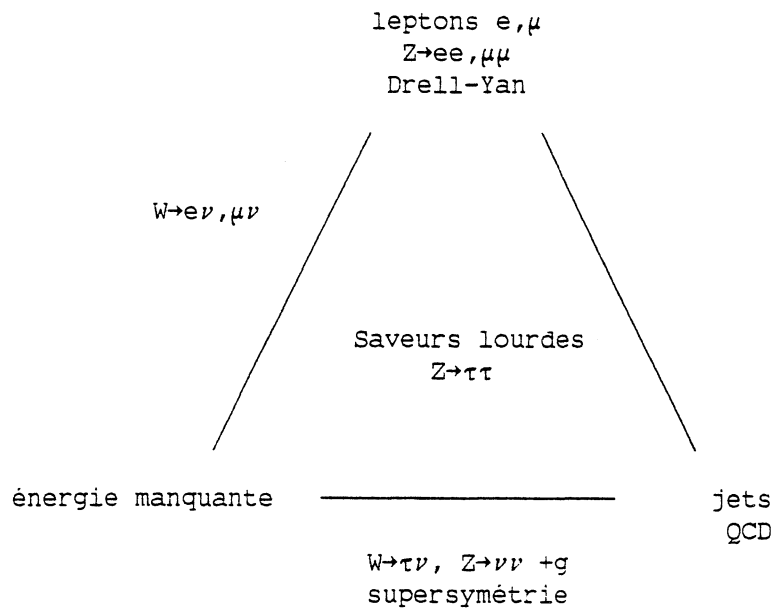
REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

0 - INTRODUCTION

Introduction

1 - Les saveurs lourdes parmi les activités d'analyse d'UA1

Le détecteur UA1 a été conçu pour identifier et mesurer les leptons chargés (électrons et muons), les neutrinos (par le bilan d'énergie transverse) et les jets. Les activités d'analyse d'UA1 s'articulent autour de ces trois pôles : leptons, énergie manquante, jets. Ils correspondent chacun à un ou plusieurs modes de déclenchement de l'acquisition.



La recherche du W dans ses modes $W \rightarrow e\nu$ et $W \rightarrow \mu\nu$ met en jeu la mesure d'un électron ou d'un muon dont l'impulsion transverse n'est pas compensée. Les désintégrations en $\tau\nu$ du W se manifestent principalement par la présence d'un jet collimé et partiellement hadronique, dont l'impulsion transverse n'est pas compensée par des particules détectées dans le calorimètre. Les paires de leptons chargés isolés ($ee, \mu\mu$) sont

produites soit par le processus de Drell-Yan, soit par la désintégration d'un Z^0 . Les événements à jets sans énergie manquante notable, qui constituent la plus grande partie des collisions dures, permettent d'étudier les interactions fortes, en particulier de tester la Chromodynamique quantique (QCD).

Enfin, et c'est le propos de cette thèse, on peut attendre dans les événements à leptons accompagnés de jets, avec ou sans énergie manquante notable, une contribution due à la production d'une paire de quarks lourds, suivie de la désintégration semi-leptonique d'un des quarks. Une énergie manquante notable dans l'événement est la signature de la production d'un quark particulièrement massif. On s'attend à ce qu'au-delà des cinq quarks actuellement connus, prenne place un sixième quark, plus lourd : le "top", aussi appelé le quark "vérité" ; c'est l'enjeu de notre étude.

L'analyse développée ici concerne les électrons accompagnés de jets. Cependant, nous nous référerons souvent à l'analyse correspondante effectuée sur les muons, lorsque cela sera nécessaire à éclairer ou étayer nos conclusions.

Ce travail utilise donc à la fois l'ensemble des possibilités du détecteur UA1, dans des conditions difficiles dues à la basse énergie transverse des leptons, du neutrino et des jets.

2 - Pourquoi le top?

Jusqu'à présent, le modèle standard décrit parfaitement l'ensemble des expériences de physique des particules. Il rend parfaitement compte des interactions des particules connues, aussi loin que la comparaison entre les données expérimentales et les calculs théoriques ait pu être poussée.

Sans entrer dans les détails, rappelons les grandes lignes de ce modèle. Il rend compte séparément de l'interaction électro-faible et de l'interaction forte.

L'interaction forte est décrite par une théorie de jauge de symétrie SU(3). Chaque quark est un triplet de SU(3), ce qui signifie qu'il existe

sous trois formes qui se distinguent par un nombre quantique appelé la couleur, d'où le nom de cette théorie : la chromodynamique quantique. L'interaction forte entre quarks est véhiculée par le champ de jauge associé à la symétrie : le champ de gluons. QCD apparaît donc comme calquée sur QED, avec des couplages un peu compliqués par les constantes de structure de SU(3). Cependant, la différence essentielle avec QED réside en l'existence du couplage à 3 gluons, dominant sur les autres, et responsable de la décroissance d' α_s avec Q^2 , α_s étant la constante de couplage renormalisée pour les divergences ultra-violettes. Cette propriété, dite de liberté asymptotique, permet de justifier a posteriori l'utilisation d'une série de perturbation dès lors que le transfert Q^2 de l'interaction est assez grand : les quarks sont alors presque libres. Il est aussi probable qu'à l'inverse, quand Q^2 devient petit, les quarks apparaissent comme indissociablement liés en un singulet de couleur (méson ou baryon). C'est la propriété, dite de confinement, que QCD est bon candidat à posséder.

L'interaction électro-faible est décrite par une théorie de jauge à symétrie spontanément brisée, fondée sur le groupe $SU(2)_L \times U(1)$. Les particules qui possèdent cette interaction, leptons et quarks, existent donc en doublets de $SU(2)_L$ (s'ils sont "gauches"), et le nombre quantique qui distingue les deux éléments d'un même doublet est appelé l'isospin faible. Quant au nombre quantique associé au groupe U(1), il s'appelle l'hypercharge faible et est relié à la charge électrique et à la troisième composante de l'isospin faible par une relation analogue à celle de Gell Mann et Nishijima : $Q = T_3 + Y/2$. Ainsi, les fermions fondamentaux d'hélicité gauche sont classés en doublets et les fermions fondamentaux d'hélicité droite sont placés dans des singulets. En fait, afin de rendre compte des transitions $\Delta T_3 = 1$ entre générations différentes, observées jusqu'à présent uniquement parmi les quarks, et responsables de la désintégration du quark b, on doit admettre que ce ne sont pas les quarks d_L, s_L, b_L (états propres de masse) qui constituent les états propres de l'interaction des quarks gauches, mais une de leurs rotations d'_L, s'_L, b'_L dans l'espace des générations, représentée par une matrice unitaire 3x3, la matrice de Cabibbo, Kobayashi et Maskawa (CKM). (Noter qu'on aurait pu faire porter la rotation sur les isospins faibles $\pm 1/2$, ou partiellement sur chacun des deux). On a ainsi les doublets, par ordre croissant de masse (notés génériquement Ψ_L dans la suite) :

$$\begin{bmatrix} \nu \\ e \\ e_L \end{bmatrix}, \quad \begin{bmatrix} \nu \\ \mu \\ \mu_L \end{bmatrix}, \quad \begin{bmatrix} \nu \\ \tau \\ \tau_L \end{bmatrix},$$

$$\begin{bmatrix} u_L \\ d_L \end{bmatrix}, \quad \begin{bmatrix} c_L \\ s_L \end{bmatrix}, \quad \begin{bmatrix} t_L \\ b_L \end{bmatrix},$$

et les singulets droits $(e_R), (\mu_R), (\tau_R), (u_R), (d_R), (s_R), (c_R), (b_R), (t_R)$. Le quark top, élément d'isospin faible $+1/2$ du doublet de quarks le plus massif, est le seul des quarks qu'il reste à découvrir pour compléter ce modèle à trois générations.

Le couplage des bosons γ, W^{+-}, Z^0 aux fermions fondamentaux est décrit par le lagrangien d'interaction effectif [0.1]:

$$\bar{\Psi}_\mu [eQA_\mu + \frac{e(1-\gamma_5)}{2\sqrt{2} \sin\theta_W} (T^+W_\mu^+ + T^-W_\mu^-)$$

$$+ \frac{e}{\sin\theta_W \cos\theta_W} (\frac{1}{2}(1-\gamma_5)T_3 - \sin^2\theta_W Q) Z_\mu] \Psi$$

où l'on a utilisé le projecteur gauche $\frac{1}{2}(1-\gamma_5)$ tel que $\Psi_L = \frac{1}{2}(1-\gamma_5)\Psi$.

T est l'opérateur d'élévation d'isospin faible,

T_3 est la troisième composante de l'isospin faible ($+\frac{1}{2}$ pour ν, u, c, t ; $-\frac{1}{2}$ pour e, μ, τ, d', s', b'),

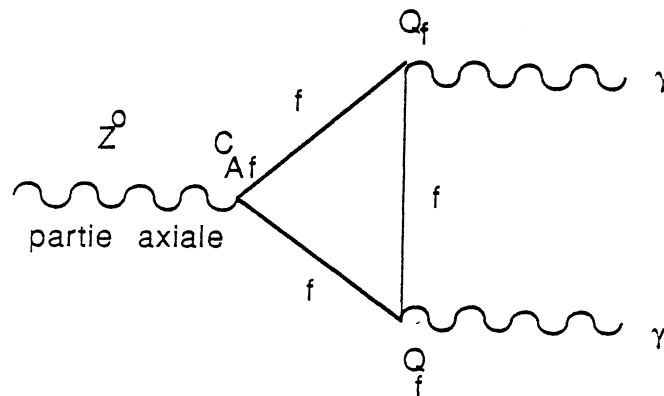
Q est l'opérateur de charge électrique (0 pour ν ; -1 pour e, μ, τ ; $+2/3$ pour u, c, t ; $-1/3$ pour d', s', b'),

θ_W est l'angle de mélange faible (angle de Weinberg).

Les opérateurs T^+ et T^- indiquent que le W ne se couple qu'à des paires de leptons d'une même famille, ou à des quarks d'une même famille, à une rotation de CKM près.

Le modèle standard ne permet pas de prédire le nombre de générations de quarks et de leptons. Cependant, le nombre de générations contenant un neutrino léger est actuellement fortement contraint. Mais il n'est pas encore exclu qu'il existe une quatrième génération. On pourrait donc découvrir prochainement un quark de charge $-1/3$ ou un lepton lourd.

Si le quark top n'était pas découvert, le modèle standard serait en difficulté. En effet, le diagramme suivant (anomalie triangulaire) est infini, et la partie divergente ne dépend pas de la masse du fermion.



Ceci pose un problème au modèle standard car ce diagramme intervient dans la renormalisation du couplage $Z^0 \gamma \gamma$. Cependant, la somme de toutes les anomalies s'annule à l'intérieur d'une génération complète. En effet, chaque diagramme est proportionnel à $C_{Af} Q_f^2$, et la somme est donc le produit d'une quantité infinie par $\sum C_{Af} Q_f^2$ sur tous les doublets.

$$\sum_{\substack{\text{doublets} \\ \text{leptoniques}}} C_{Af} Q_f^2 = (\frac{1}{2}(0)^2 - \frac{1}{2}(-1)^2) N_G = -\frac{1}{2} N_G$$

$$\sum_{\substack{\text{doublets} \\ \text{hadroniques}}} C_{Af} Q_f^2 = 3[\frac{1}{2}(2/3)^2 - \frac{1}{2}(1/3)^2] N_G = +\frac{1}{2} N_G$$

3 étant le facteur de couleur et N_G le nombre de générations. On constate que la somme des contributions hadroniques et leptoniques donne exactement zéro.

La correspondance entre familles de quarks et de leptons permet donc l'annulation de ces divergences. La beauté de cette compensation, qui suggère une relation entre la charge fractionnaire des quarks et le

nombre de couleurs, est la raison qui nous pousse à admettre que chaque génération doit être complète [0.2].

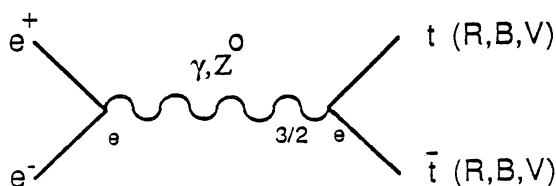
On a pourtant essayé de construire des modèles sans top. Dans ces modèles, on devrait avoir des courants neutres changeant la saveur qui seraient visibles dans la désintégration du b. Ces courants n'étant pas observés, ces modèles ne sont pas viables [L. Maiani, 0.10].

Pour résumer, le quark top est un fermion de spin 1/2, de charge 2/3, qui possède l'interaction forte et l'interaction électrofaible, et existe en trois couleurs. Son existence est nécessaire à la cohérence du modèle standard.

3 - Limites actuelles

a) Limites inférieures

Pour être produite, une particule demande d'autant plus d'énergie d'un accélérateur que sa masse est grande. Le fait de ne pas l'avoir observée jusqu'à présent permet donc de donner une limite sur sa masse. Concernant le quark top, la limite la plus sûre à l'heure actuelle est celle donnée par le collisionneur e^+e^- PETRA. Il peut en effet être produit par paires dans la réaction $e^+e^- \rightarrow t\bar{t}$ selon le diagramme :



analogue à $e^+e^- \rightarrow \mu^+\mu^-$, à un facteur $3(Q_t^2/Q_\mu^2) = 4/3$ près, en négligeant des corrections d'ordre supérieur, dès lors que le seuil de production est passé de telle sorte qu'on puisse négliger le facteur d'espace des phases. Si le quark t avait été produit à PETRA on aurait dû observer un saut de 4/3 dans le rapport $R = (\sigma_{\text{had}}/\sigma_{\mu\mu})$, pour une énergie dans le centre de masse de $2m_t$. L'absence d'observation d'un tel saut dans

les quatre détecteurs de PETRA lors d'un "scan" par paliers de 30 MeV (la résolution de PETRA est 40 MeV) ainsi qu'une analyse en aplanarité des événements multi-hadroniques [0.3] permettent de conclure à la limite très ferme :

$$m_{\text{top}} > 23.3 \text{ GeV}/c^2.$$

L'absence de signal d'état lié $t\bar{t}$ (toponium) confirme cette limite. La production de toponium devrait avoir lieu à une énergie dans le centre de masse de près d'un GeV inférieure au seuil de production de paires $t\bar{t}$ libres.

La grande valeur de la durée de vie du quark b permet aussi de donner une limite sur la masse du quark top, comme l'ont remarqué Glashow, Ginsparg et Wise [0.4]. En effet, elle entraîne la petitesse de V_{ub} et V_{td} , qui sont proportionnels aux coefficients de $e^{i\delta}$, le terme de phase qui viole CP dans la matrice de CKM. Afin de conserver une violation de CP suffisante pour expliquer la différence de masse K_L-K_S , on doit avoir une masse du top élevée, le diagramme ("en boîte") d'oscillation $K_0-\bar{K}_0$ étant fonction croissante de m_{top} .

Utilisant la moyenne mondiale actuelle de durée de vie des mésons B, $\tau_b = (1.26 \pm 0.16) \cdot 10^{-12} \text{ s}$, et la limite conservative actuelle $\Gamma_{b \rightarrow u} / \Gamma_{b \rightarrow c} < 0.08$, on peut déduire la limite :

$$m_{\text{top}} > 45 \pm 7 \text{ GeV},$$

où l'incertitude citée reflète celle sur τ_b . Cependant, le calcul des éléments de matrice hadroniques est incertain pour le quark s, et cette limite n'est généralement pas considérée comme très sûre.

Dans le même ordre d'idées, la mise en évidence récente de mélange $B_d^0 - \bar{B}_d^0$ par l'expérience ARGUS à DORIS [0.5] apporte aussi une limite inférieure sur la masse du quark top. Rappelons de quoi il s'agit. Des $T(4S)$ sont produits par interaction e^+e^- . Ces T se désintègrent en paires méson B - antiméson $\bar{B}$. Mais, par échange de deux W ("diagrammes en boîte" représentés à la page suivante), un méson neutre peut se transformer en un antiméson avant de se désintégrer. Ces B^0 sont donc des mélanges

particule-antiparticule. Le mélange peut être mesuré par le rapport du nombre d'événements particule-particule ou antiparticule-antiparticule (l'une ayant changé de nature dans l'oscillation) au nombre d'événements particule-antiparticule,

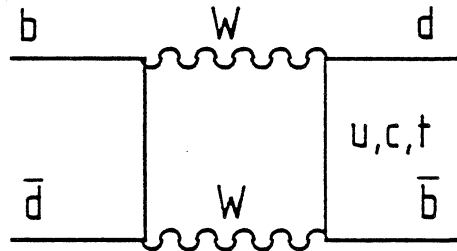
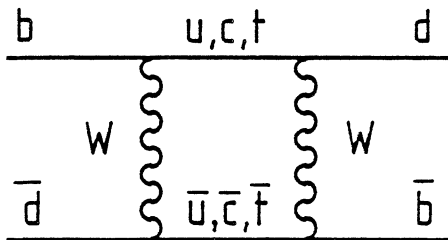
$$y = \frac{B_d^0 \bar{B}_d^0 + \bar{B}_d^0 B_d^0}{B_d^0 \bar{B}_d^0},$$

les désintégrations après oscillation se révélant par la présence de dileptons de même signe dans l'événement. Le paramètre de mélange, y , peut être prédit par le modèle standard en calculant les diagrammes d'oscillation (diagrammes en boîte) ; on a $y=x^2/(x^2+2)$, avec :

$$x = 32\pi f_B^2 \frac{m_{top}^2 m_b}{m_\mu^5} \frac{\tau_b}{\tau_\mu} |V_{tb}^* V_{td}|^2 \eta_{QCD}$$

où f_B est la constante de désintégration du B et η_{QCD} un facteur de corrections radiatives. Compte tenu de la mesure $x > 0.44$ (90% C.L.), et en prenant toutes les limites supérieures sur les termes du numérateur, en particulier $|V_{td}| < 0.18$, $\eta_{QCD} < 0.86$, $f_B < 160$ MeV, on déduit la limite : $m_{top} > 50$ GeV. Cette limite semble très "conservative", mais f_B pourrait être plus grand et le calcul n'est qu'approché.

L'analyse détaillée des coefficients de la matrice de CKM, revue à la lumière de l'observation du mélange $B-\bar{B}$, est effectuée dans la référence [0.6], et aboutit à la limite $m_{top} > 50$ à 100 GeV. On peut comprendre qualitativement la déduction de cette limite par le raisonnement suivant. Le calcul des diagrammes d'oscillation $B_d^0 - \bar{B}_d^0$:



permet d'évaluer le produit $m_{top}s_2$ (nous notons $s_i = \sin\theta_i$ les angles de la paramétrisation habituelle de la matrice de CKM) à partir des données sur l'oscillation, à une incertitude théorique près sur la valeur de $f_B^2 B$, où f_B est la constante de désintégration du B, et B le "paramètre de sac" que l'on doit introduire pour tenir compte du fait que les quarks b et d ne sont pas libres. Ceci entraîne que les valeurs du couple (s_2, m_{top}) se trouvent approximativement sur une hyperbole $s_2 m_{top} = \text{cste}$, comme le représente la ligne en tirets de la figure 0.1, extraite de la référence [0.6].

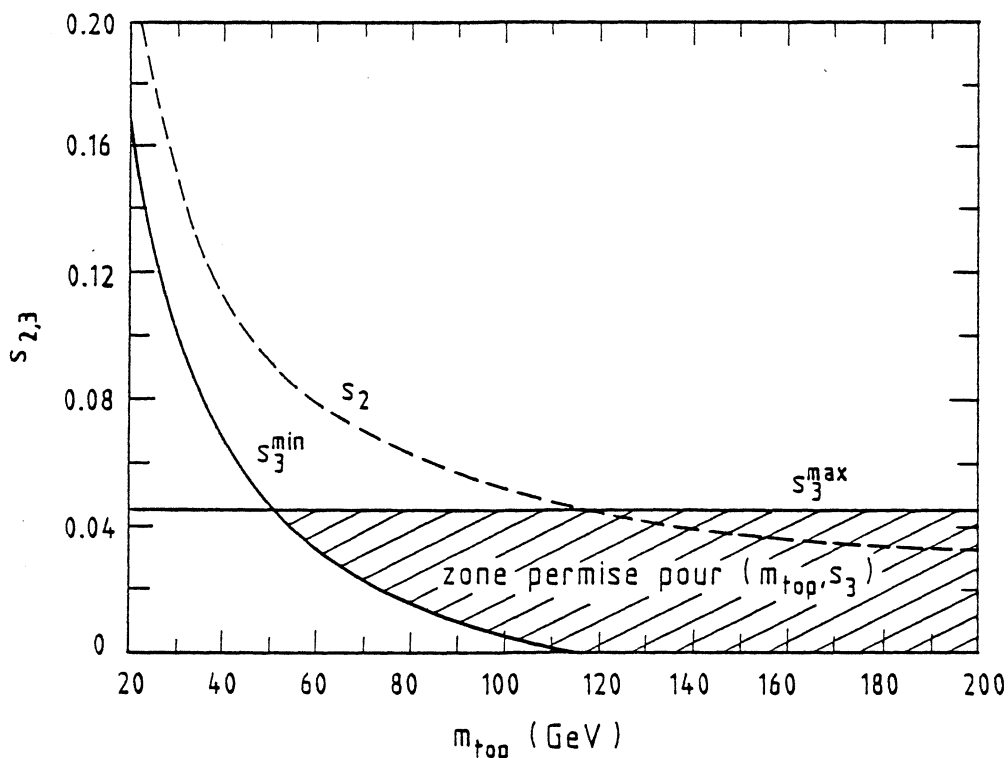


Fig. 0.1 - Valeur minimale de s_2 en fonction de m_{top} , déduite de la mesure du mélange $B^0_d - \bar{B}^0_d$ (courbe en tirets) et valeurs minimale et maximale de s_3 , déduites de la valeur de s_2 et de la mesure de la durée de vie du b et du rapport $\Gamma(b \rightarrow u)/\Gamma(b \rightarrow c)$. La zone hachurée correspond aux valeurs actuellement permises pour le modèle standard minimal : $m_{top} > 50$ GeV.

La durée de vie du b est proportionnelle à $|V_{cb}|^2 \approx |s_3 + s_2 e^{i\delta}|^2$, d'où :

$$\tau_b = \alpha |s_3 + s_2 e^{i\delta}|^2 \geq \alpha |s_2 - s_3|^2,$$

soit :

$$s_3 \geq s_2 - \sqrt{\tau_b / \alpha},$$

et on voit que la limite la plus conservative est obtenue pour δ proche de π . On exclut donc les valeurs de (m_{top}, s_3) situées en-dessous de la courbe en trait continu sur la figure 0.1. D'autre part, s_3 est borné supérieurement à l'aide de la limite sur $\Gamma(b \rightarrow u)/\Gamma(b \rightarrow c)$. La seule zone permise par les données actuelles est donc la zone hachurée de la figure 0.1. Elle impose $m_{\text{top}} > 50$ GeV. Des hypothèses moins extrêmes sur les valeurs des paramètres portent cette limite à 100 GeV [0.6]. Cette limite est beaucoup plus crédible que celle issue de la différence de masse $K_L - K_S$, car, eu égard à la grande masse du b, on attend que les corrections non-perturbatives soient faibles.

De nombreuses autres études ont confirmé ces résultats [0.7]. Dans ces études, il est montré que cette limite peut disparaître si il existe quatre générations de quarks, ou si il existe des particules supersymétriques légères. Quoiqu'il en soit, les théoriciens s'accordent à dire que si la masse du quark top était inférieure à 50 GeV, le modèle standard minimal à trois générations devrait être revu.

b) Limites supérieures

Si le quark top existe sa masse ne peut pas être trop grande sans faire apparaître des contradictions avec les mesures précises des paramètres du modèle standard. Les relations qui permettent de calculer les masses des bosons intermédiaires dans le cadre du modèle minimal, selon les conventions de Marciano et Sirlin [0.8], sont :

$$(1) \quad M_W = A / \sin \theta_W$$

$$\text{avec } A^2 = (\pi \alpha / \sqrt{2} G_\mu) / (1 - \Delta r) = (37.281 \pm 0.003 \text{ GeV})^2 / (1 - \Delta r)$$

$$(2) \quad M_Z = M_W / \cos(\theta_W)$$

où θ_W est défini de telle sorte que la relation (2) soit exacte, et Δr caractérise les corrections radiatives électrofaibles. Δr dépend essentiellement de m_{top} , et cette dépendance est quadratique pour une masse du top grande devant celle du W (voir fig. 0.2).

Avec $\sin^2 \theta_W = 0.229 \pm 0.007$ [0.9], on a donc : $M_W = (77.9 \pm 1.1) / (1 - \Delta r)^{1/2}$ GeV/c². La mesure la plus précise d'UA2 conduit à la limite $M_W > 78.2$ GeV (90% C.L.). On en déduit $\Delta r > 0.008$, d'où $m_{\text{top}} < 200$ GeV pour

$M_{\text{Higgs}} = 100 \text{ GeV}$. Cette limite monte à 215 GeV si le Higgs est nettement plus massif que 100 GeV.

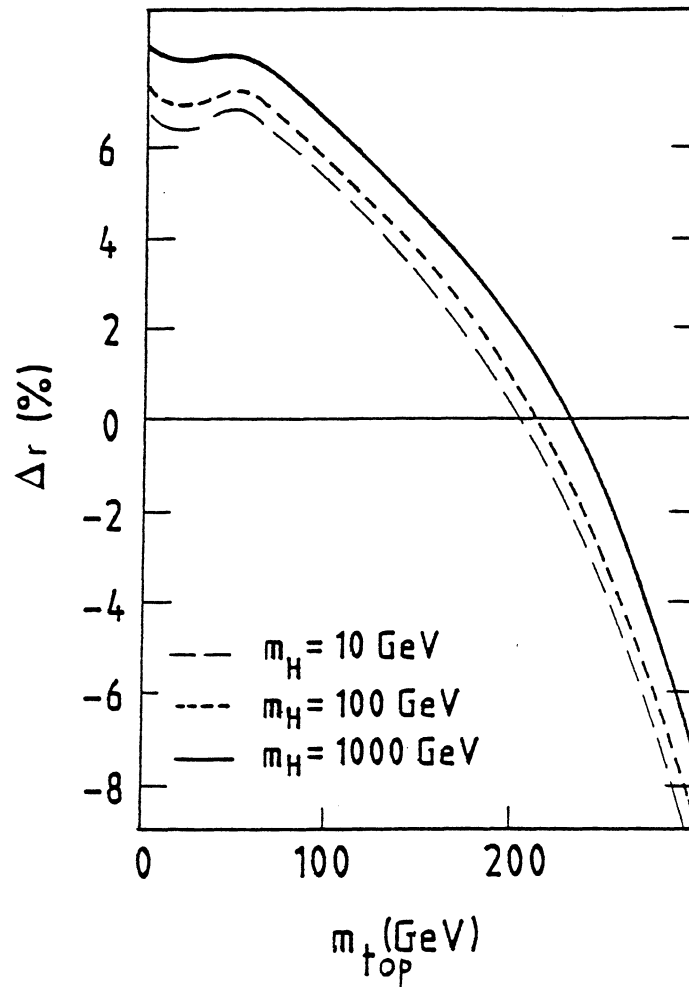


Fig. 0.2 - Terme de corrections radiatives électrofaibles aux masses des bosons vecteurs intermédiaires en fonction de m_{top} , pour trois valeurs de la masse du boson de Higgs.

Une autre limite supérieure [0.10] provient de la mesure précise de ρ_{NC} dans les diffusions neutrino-nucléon profondément inélastiques. ρ_{NC} est défini par :

$$L_{\text{eff}}^{\text{NC}} = 4G_F/\sqrt{2} \quad \rho_{\text{NC}} [J_3 - \sin^2 \theta_W J_{\text{em}}]^2,$$

ce qui signifie que ρ_{NC} est la force relative des courants neutres par rapport aux courants chargés. ρ_{NC} vaut 1 au niveau des diagrammes en arbre, c'est-à-dire avant corrections radiatives, et ces corrections dépendent de la masse du quark top. Les mesures les plus précises donnent $\rho_{\text{NC}} < 1.04$ (90% C.L.), ce qui entraîne, ici aussi, $m_{\text{top}} < 200 \text{ GeV}$.

Afin d'utiliser à la fois tous les arguments liés aux corrections radiatives dans le cadre du modèle standard, un ajustement combiné de m_{top} sur les différents paramètres du modèle standard a été effectué, par deux groupes indépendants. Ils aboutissent respectivement aux limites $m_{\text{top}} < 168 \text{ GeV}$ [0.11] et $m_{\text{top}} < 180 \text{ GeV}$ [0.12], tous deux à 90% de niveau de confiance.

Enfin, le rapport des sections efficaces $\sigma(W \rightarrow e\nu)/\sigma(Z \rightarrow ee)$ au collisionneur est sensible à la masse du quark top. Cependant, nous verrons au chapitre XII que la déduction d'une limite dépend beaucoup du choix des fonctions de structure et de la valeur précise de $\sin^2 \theta_W$ utilisée pour la déterminer.

4 - Plan général de la thèse.

Après avoir présenté l'accélérateur SPS et les généralités sur les processus physiques qui y prennent place, et qui seront susceptibles de nous gêner dans l'observation du signal d'électrons accompagnés de jets que nous cherchons, nous étudierons en détails les prédictions du modèle standard concernant la production et la désintégration du quark top. Le chapitre III est consacré à la description du détecteur UA1 et du logiciel associé.

Nous aurons alors les éléments en main pour définir une stratégie de recherche du quark top, et de lutte contre les bruits de fond. Cette stratégie est exposée au chapitre IV. Ensuite, nous présenterons l'arsenal de programmes Monte-Carlo que nous avons utilisés pour étudier les processus conduisant à la production d'électrons associés à des jets, et nous montrerons comment ils ont été ajustés de façon à nous permettre d'extrapoler les données dans les conditions extrêmes d'isolation et de topologie qui caractérisent le signal que nous recherchons. Nous examinons alors plus en détails les trois éléments sur lesquels repose l'analyse : jets, énergie transverse manquante, et électrons. Ensuite, nous présentons deux méthodes originales d'estimation du bruit de fond de hadrons simulant des électrons, séparément pour les différentes topologies (nombre de jets). Enfin, nous analysons les événements à

candidat électron accompagné de deux jets ou plus, en comparant les prédictions des Monte-Carlo des processus connus et de notre étude de bruit de fond. De l'accord observé, nous déduirons des limites sur la masse du quark top en fonction de la section efficace de production de $t\bar{t}$, en supposant que l'efficacité de sélection est bien reproduite par nos programmes de simulation de ce processus.

Le chapitre XI est consacré à l'examen de l'hypothèse d'une masse du top de l'ordre de celle du W. Nous verrons que cette condition peut conduire à une signature parfaitement claire et à des propriétés cinématiques très particulières des événements de production de paires $t\bar{t}$. Ceci est particulièrement intéressant car il est possible que quelques événements déjà observés dans UA1 et UA2 soient dûs à la production d'un tel quark top, comme nous l'avons fait remarquer, avec D. Denegri.

Au chapitre XII, nous tenterons de déduire une limite supérieure sur la masse du quark top à partir du rapport $\sigma(W \rightarrow e\nu)/\sigma(Z \rightarrow ee)$, en mettant bien en lumière les difficultés liées à cette méthode, que j'ai développée avec D. Denegri, et qui a été largement reprise depuis par d'autres auteurs.

Nous dresserons alors le bilan des progrès réalisés dans la connaissance du quark top, et étudierons les perspectives de découverte auprès des accélérateurs en projet.

I - LE SPS ET LA PHYSIQUE $p\bar{p}$

Chapitre I

Le SPS et la physique $p\bar{p}$

1 - Le SPS.

Faire entrer en collision des protons et des anti-protons dans leur centre de masse avec des énergies et des intensités de faisceaux suffisantes ressemblait à une gageure il y a dix ans, lorsque, en 1976, Carlo Rubbia suggéra [I.1] d'utiliser le refroidissement par électrons développé par G. Budker en 1966 [I.2] pour obtenir des faisceaux intenses et peu dispersés d'antiprotons. Simon Van der Meer, au CERN, imposa une autre méthode, le refroidissement stochastique, à partir de 1979 [I.3].

En effet, les antiprotons sont créés dans des interactions de protons de 26 GeV provenant du PS (Synchrotron à Protons du CERN) sur une cible. Ils sont donc dispersés en énergie et en direction, et il est nécessaire de les "refroidir", c'est-à-dire de réduire cette dispersion. Ceci est réalisé dans l'AA (Accumulateur d'Antiprotons) de la manière suivante, dite stochastique : pour le refroidissement transverse (angulaire), un détecteur capacitif situé en un point de l'anneau mesure la déviation du paquet d'anti-protons, due aux oscillations betatron, par rapport à son orbite idéale ; cette mesure est transformée en un signal de correction transmis selon une corde de l'anneau à un appareil déflecteur qui, à l'aide d'un champ électrique, déplace le paquet vers son orbite idéale. Le signal correctif allant en ligne droite, alors que le paquet suit une orbite circulaire, une ligne à retard permet qu'ils arrivent en même temps au niveau de l'appareil correcteur ; pour le refroidissement longitudinal (en impulsion), utilisant le fait que la fréquence

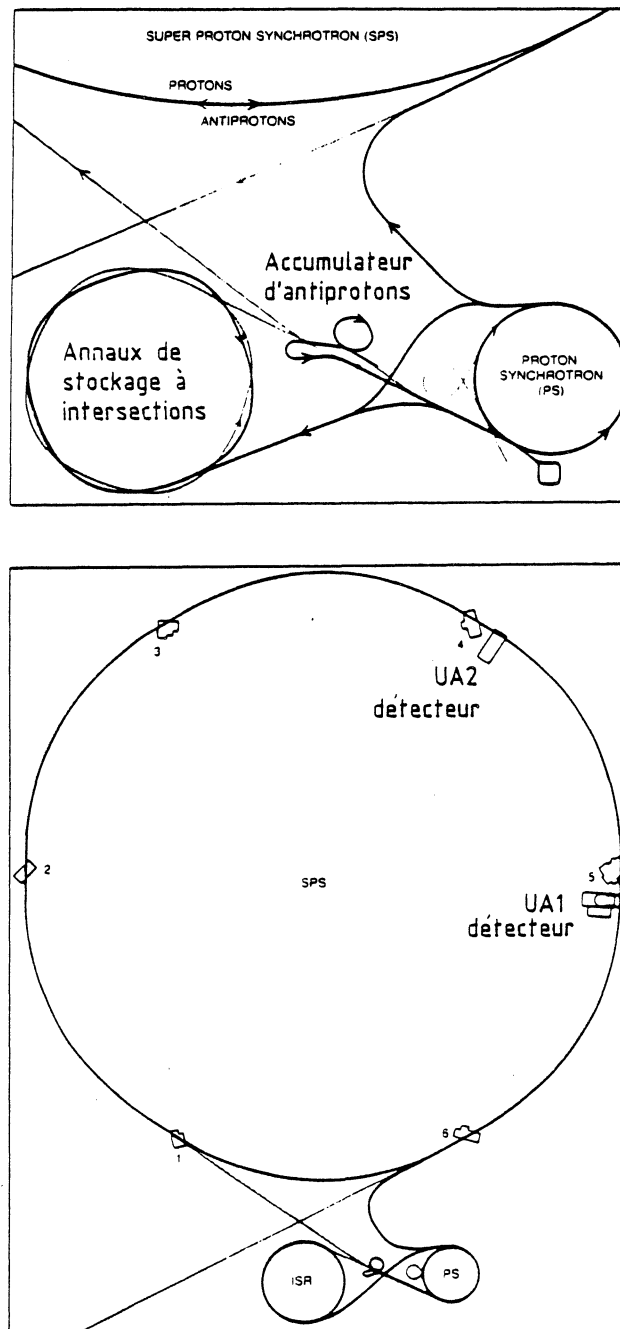


Fig. I.1 - Le complexe d'accélération et de refroidissement SPS.

de rotation (de l'ordre du MHz) de ces antiprotons non totalement ultra-relativistes dépend de leur impulsion, le signal capacitif amplifié est modifié de façon à créer un champ électrique longitudinal modulé qui accélère les particules les plus lentes et ralentit les plus rapides. Après quelques milliers de tours (2.2 secondes), le paquet est déjà notablement refroidi et il est déplacé sur une orbite interne où il continue son refroidissement. Un nouveau paquet "chaud" est injecté sur une orbite externe. Cette opération est ainsi renouvelée pendant quelques dizaines d'heures jusqu'à ce que quelques 10^{11} antiprotons soient accumulés sur l'orbite interne. Une fraction d'entre eux (1/2 à 1/3) est alors injectée dans le PS qui l'accélère de 3.5 GeV à 26 GeV, puis dans le SPS qui l'accélère à environ 300 GeV. L'ensemble du complexe d'accélération est représenté sur la figure I.1.

Ainsi, des données ont été enregistrées à 540 GeV dans le centre de masse jusqu'en 1983 et à 630 GeV en 1984 et 1985, année où le fonctionnement du SPS en mode collisionneur $p\bar{p}$ a été interrompu en vue d'améliorer le dispositif d'accumulation des anti-protons. Cette amélioration (ACOL) devrait permettre d'obtenir un accroissement de la luminosité d'un facteur environ 10. En mars 1985, une courte période exploratoire de prise de données (95 heures) a eu lieu en mode pulsé, c'est-à-dire avec une énergie dans le centre de masse variant de 200 à 900 GeV.

Pendant les périodes 1984 et 1985, sur lesquelles porte notre analyse, une luminosité instantanée de $5 \cdot 10^{29} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ a été obtenue. La luminosité moyenne pendant les périodes de fonctionnement était d'environ $2 \cdot 10^{29} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, avec environ 10^{11} protons par paquet, et 10^{10} antiprotons par paquet. L'intensité des faisceaux décroît exponentiellement, avec une constante de temps d'environ 15 heures. Lorsque la luminosité instantanée devient trop faible, on éjecte les paquets stockés dans le SPS et on en injecte de nouveaux. Les paquets, au nombre de 3 pour les protons et 3 pour les antiprotons, sont couramment gardés environ 24 heures, à moins qu'un incident ne les fasse perdre.

Les prises de données ont été effectuées de septembre à décembre afin d'éviter les périodes de temps orageux néfastes au fonctionnement

du complexe d'accélération : les orages provoquent des sautes de la tension d'alimentation qui sont souvent fatales aux faisceaux.

Dans le mode à 3+3 paquets, 130000 croisements de faisceaux ont lieu à chaque seconde dans chacune des six régions d'interaction. Avec une section efficace totale d'interaction $p\bar{p}$ de 60 mb à $\sqrt{s} = 630$ GeV, on attend 30000 interactions par seconde pour une luminosité instantanée de $5 \cdot 10^{29} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Ainsi, dans ~6% des croisements de faisceaux, deux interactions $p\bar{p}$ prennent place en même temps et sont donc superposées dans le détecteur. Ces doubles interactions se manifestent clairement par la présence de deux vertex principaux, en raison de la grande longueur des paquets (11 cm) en regard de la résolution sur la position longitudinale du vertex, de 0.3 mm en moyenne, et sont donc retirées hors-ligne.

Les faisceaux sont accompagnés d'un halo composé essentiellement de muons d'une énergie proche de celle du faisceau ; ces muons, par Bremsstrahlung et création de paires e^+e^- , engendrent parfois de grands dépôts d'énergie dans les calorimètres. Les événements de halo sont éliminés hors-ligne en imposant que l'énergie contenue dans les compartiments les plus extérieurs du calorimètre hadronique soit inférieure à un certain seuil.

Dans l'étude présentée ici, nous avons utilisé les données de 1984 et 1985, correspondant respectivement à 263 nb^{-1} et 309 nb^{-1} (pour le déclenchement "électron"), soit au total 572 nb^{-1} . L'incertitude sur ces nombres est de 15%, due pour moitié à l'incertitude sur la durée des périodes d'interruption de la prise de donnée lors des incidents survenant sur le détecteur. Nous n'avons pas utilisé les 118 nb^{-1} enregistrés en 1983 à $\sqrt{s} = 540$ GeV, à cause de coupures sévères appliquées à un stade initial de la sélection, qui rendent inapplicable notre méthode d'estimation de bruit de fond.

2 - Les partons.

Contrairement au cas des collisions e^+e^- où les deux particules participent totalement à l'interaction, dans une collision $p\bar{p}$ les différents partons (gluons et quarks) qu'ils contiennent sont susceptibles d'interagir séparément, et seule une fraction de l'énergie est disponible pour l'interaction dure, fondamentale. En effet, aux plus hautes énergies atteintes jusqu'ici, les électrons n'ont pas montré de structure, alors que les hadrons se sont révélés composites. Alors que les électrons sont parfaitement identifiables à des particules de Dirac, les protons sont caractérisés par des fonctions de structure, qui, en première approximation, contiennent toute l'information sur l'impulsion des partons qui les composent.

Notons $a_A(x)$ la densité de probabilité pour qu'un parton a prenne une fraction x de l'impulsion de la particule A. Par exemple, $u_p(x)dx$ est la probabilité qu'un quark u dans un proton prenne une fraction comprise entre x et $x+dx$ de l'impulsion de ce proton. Négligeons pour simplifier le contenu en saveurs lourdes (c,b,...) des nucléons. L'invariance d'isospin entraîne :

$$u_p(x) = d_n(x) \equiv u(x)$$

$$d_p(x) = u_n(x) \equiv d(x)$$

$$s_p(x) = s_n(x) \equiv s(x).$$

Les quarks possédant une charge électrique Q_q , la diffusion profondément inélastique de leptons est sensible à leur densité au sein des nucléons. Les fonctions de structure peuvent être reliées aux densités de quarks, dans le cadre du modèle des partons. Par exemple, pour la diffusion d'électrons (ou de muons) par échange de photons :

$$F_2^{ep}(x) = x \sum_{u,d,s} Q_q^2 [q_p(x) + \bar{q}_p(x)]$$

Des différentes mesures (électron, muon, neutrino, antineutrino sur proton et neutron), à l'aide des relations ci-dessus, on peut extraire

les densités de quarks dans le proton. On observe que la somme des contributions des impulsions de tous les quarks ne redonne pas l'impulsion totale du proton, mais seulement environ la moitié. On suppose que l'autre est portée par les gluons, auxquels les sondes leptoniques sont aveugles.

En réalité, les fonctions de structure (et donc les densités de partons en interaction) dépendent du transfert, Q^2 , de l'interaction, comme il est prédit par QCD (équations d'Altarelli-Parisi [I.4]). A titre d'illustration, la figure I.2 montre comment la fonction $F_2(x, Q^2)$ est modifiée lorsqu'on passe de $Q^2=4 \text{ GeV}^2$ à $Q^2=1600 \text{ GeV}^2$. Comme on pouvait s'y attendre, quand Q^2 croît, la fonction F_2 favorise de plus petites valeurs de x : à grand Q^2 , les quarks rayonnent davantage de gluons lors de l'interaction profondément inélastique et perdent ainsi une fraction notable de leur impulsion. Cependant, on note que pour x de l'ordre de 0.15, la dépendance en Q^2 est faible, et l'extrapolation des fonctions de structure mesurées à bas Q^2 est donc plus fiable dans cette région de x (~ 0.1 à ~ 0.2) qui correspond aux énergies transverses moyennes des jets dans notre analyse, et au régime cinématique de production des bosons vecteurs intermédiaires et d'un quark top de 30 à 40 GeV de masse dans notre expérience.

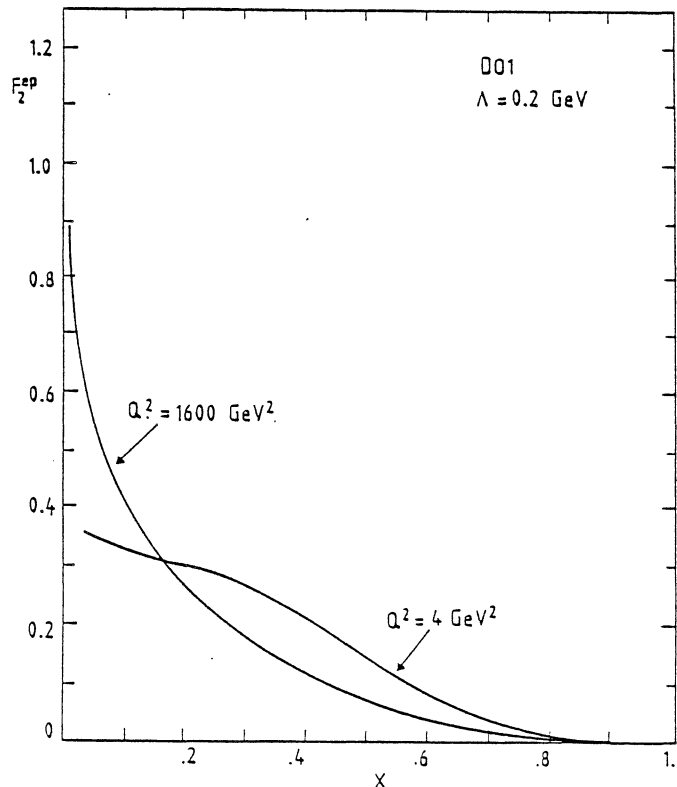
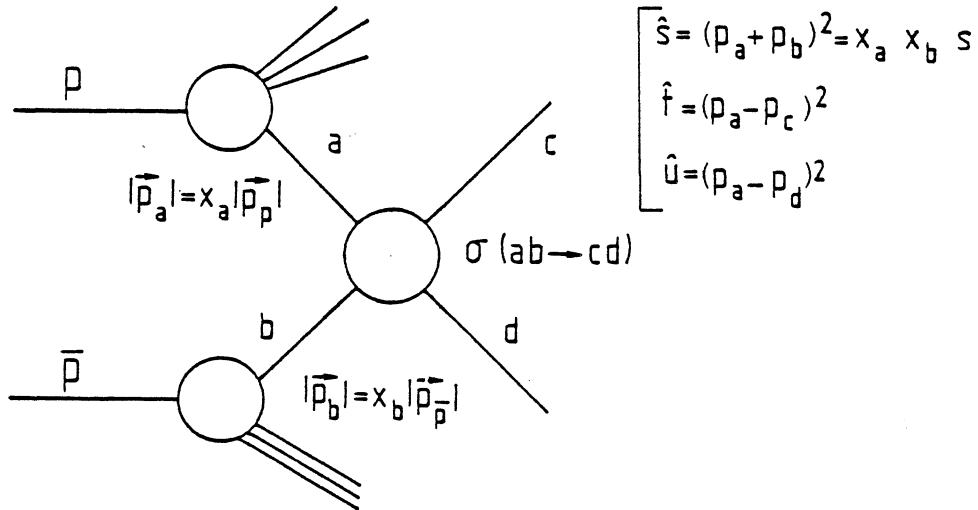


Fig. I.2 - Fonction de structure $F_2^{ep}(x)$ pour deux valeurs de Q^2 : 4 GeV^2 et 1600 GeV^2 . L'évolution entre ces deux valeurs de Q^2 est prédite par les équations d'Altarelli-Parisi.

La section efficace d'un processus dur $p\bar{p} \rightarrow abX \rightarrow cdX$ peut être factorisée sous la forme :

$$\sigma(p\bar{p} \rightarrow cd X) = \int dx_a dx_b a_p(x_a) b_{\bar{p}}(x_b) \sigma(ab \rightarrow cd)$$

qui correspond au schéma :



de telle sorte que l'étude des sous-processus $ab \rightarrow cd$ peut être effectuée dès lors que sont connues les fonctions de structure.

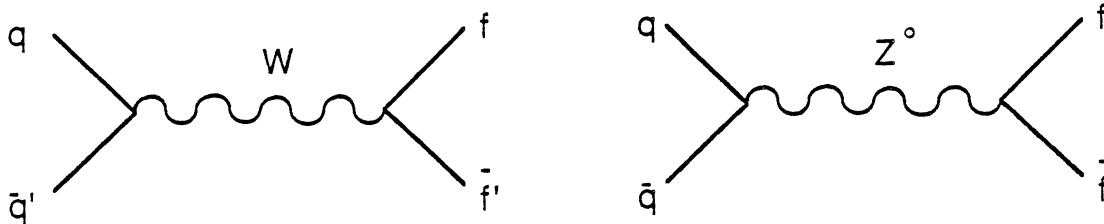
Différents ensembles de fonctions de structure seront utilisés dans la suite [I.5, I.6, I.7] : GHR (Gluck, Hoffman et Reya), DO (Duke et Owens), EHLQ (Eichten, Hinchliffe, Lane et Quigg). Leurs différences reflètent l'incertitude qui entache leur mesure à l'heure actuelle. Ces incertitudes sont discutées au chapitre X, concernant la section efficace de production du top, et au chapitre XII, concernant le rapport des sections efficaces de production du W et du Z et l'éventuelle limite sur m_{top} qui pourrait découler de sa mesure.

3 - Les sous-processus durs.

Nous allons présenter sommairement les sous-processus durs les plus importants au collisionneur. Le chapitre suivant contient une étude détaillée du cas particulier de la production du top.

a) Production des bosons vecteurs intermédiaires W et Z.

A l'ordre le plus bas, on a $q\bar{q}' \rightarrow W \rightarrow ff'$, et $q\bar{q} \rightarrow Z \rightarrow ff$, selon les diagrammes :



La paire de fermions formée a donc une distribution de masse effective centrée sur M_W et M_Z respectivement. Le cas où f et f' sont des quarks est difficile à mettre en évidence, car on doit lutter pour cela contre un fond très important de paires de jets dont les masses effectives ω suivent approximativement une loi en $1/\omega^5$. UA2 a néanmoins obtenu une indication en faveur de ce processus, en sélectionnant des jets bien contenus dans le calorimètre électromagnétique, pour lesquels la résolution en énergie est meilleure [I.8].

Les canaux leptoniques (électrons et muons pour UA1, électrons pour UA2), sont beaucoup plus faciles à mettre en évidence, et c'est par eux que la découverte historique des bosons vecteurs intermédiaires [I.9] et les mesures les plus précises de leurs caractéristiques [I.10] ont pu être effectuées.

Dans le cas du Z^0 , le signal apparaît clairement comme une concentration de paires de leptons autour d'une masse effective de 90 GeV, élargie par la résolution expérimentale (fig. I.3).

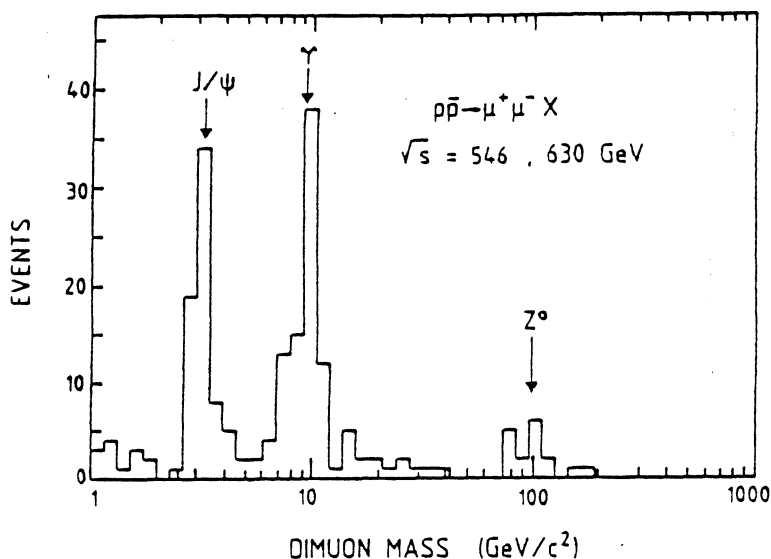


Fig. I.3 - Distribution de masse effective des dimuons isolés de charges opposées. On voit clairement les pics successifs du ψ , du Y , et du Z^0 (La sélection comprend des coupures importantes, décrites dans la référence [V.9]).

Dans le cas du W , la signature est différente : le lepton chargé, d'énergie $M_W c^2/2$, recule contre un neutrino de même énergie. La distribution d'énergie transverse de chacun des deux leptons a une forme très caractéristique, dite "de jacobien", pour la raison suivante : E_t est relié univoquement à $\sin\theta$ par la relation $E_t = E \sin\theta = M_W/2 \sin\theta$; on peut donc faire le changement de variable $E_t \rightarrow \cos\theta$, et écrire :

$$\frac{d\sigma}{dE_t} = \frac{d\sigma}{d\cos\theta} \frac{d\cos\theta}{dE_t} ;$$

le jacobien de la transformation,

$$\left| \frac{d\cos\theta}{dE_t} \right| = \frac{2x}{\sqrt{1-(2x)^2}} , \text{ avec } x = E_t/M_W, \text{ est singulier pour}$$

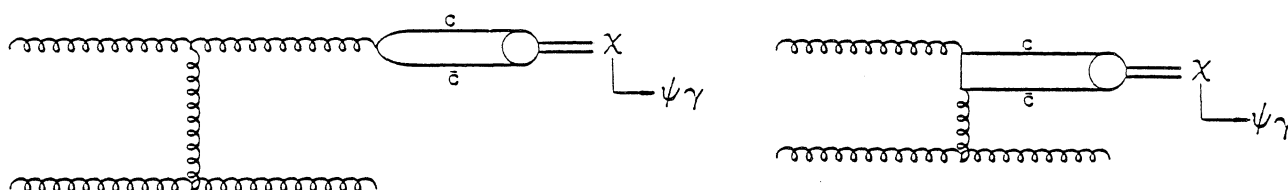
$E_t = M_W/2$, qui correspond à $\theta=90^\circ$; la distribution angulaire étant non nulle en $\theta=90^\circ$, on en déduit que $d\sigma/dE_t$ a une singularité en $E_t = M_W/2$, valeur au-delà de laquelle elle s'annule.

Cette singularité est adoucie par la largeur et l'impulsion transverse du W et par la résolution expérimentale.

L'étude des bosons intermédiaires a fait l'objet de plusieurs thèses, auxquelles on se reportera pour plus de détails [I.11].

b) Production d'autres résonances.

Le ψ et le T peuvent aussi être produits au collisionneur par $gg, q\bar{q} \rightarrow Xg \rightarrow \psi\gamma g$ et $gg, q\bar{q} \rightarrow T(\text{onde } P)g \rightarrow T\gamma g$. (voir fig. I.3) [I.12]. En réalité, la moitié des ψ créés à p_t supérieur à 5 GeV proviennent de la désintégration d'un méson B en $\psi + s$, avec un rapport d'embranchement d'environ 1%.



c) Drell-Yan.

C'est la production électrofaible non-résonnante d'une paire de fermions. Ici aussi, et plus encore que pour le W et le Z^0 , c'est dans les canaux leptoniques qu'on peut l'observer (fig. I.3).

d) Les sous-processus QCD perturbatifs.

Les sous-processus QCD sont très nombreux. Ils ont tous en commun qu'ils produisent des jets à grande impulsion transverse (p_t) par hadronisation des partons. Combridge, Kripfganz et Ranft, dans la référence [I.13], distinguent les 7 principaux processus, dont la liste figure sur le tableau I.1, en fonction des variables de Mandelstam rappelées sur le schéma de la section précédente. Pour chaque processus, l'élément de matrice $|A|^2$, évalué à l'ordre le plus bas, est indiqué. Pour des partons pas trop massifs ($m_q \ll p_t$), les sections efficaces ne dépendent pas de la masse des partons en jeu.

Tableau I.1. Elément de matrice en module au carré pour les principaux sous-processus QCD à l'ordre α_s^2 .

Sous-processus	$ A ^2$
(1) $q_i q_j \rightarrow q_i q_j, q_i \bar{q}_j \rightarrow q_i \bar{q}_j (i \neq j)$	$\frac{4}{9}(\hat{s}^2 + \hat{u}^2)/\hat{t}^2$
(2) $q_i q_i \rightarrow q_i q_i$	$\frac{4}{9} \left(\frac{\hat{s}^2 + \hat{u}^2}{\hat{t}^2} + \frac{\hat{s}^2 + \hat{t}^2}{\hat{u}^2} \right) - \frac{8}{27} \frac{\hat{s}^2}{\hat{u}\hat{t}}$
(3) $q_i \bar{q}_i \rightarrow q_i \bar{q}_i$	$\frac{4}{9} \left(\frac{\hat{s}^2 + \hat{u}^2}{\hat{t}^2} + \frac{\hat{t}^2 + \hat{u}^2}{\hat{s}^2} \right) - \frac{8}{27} \frac{\hat{u}^2}{\hat{s}\hat{t}}$
(4) $q_i \bar{q}_i \rightarrow gg$	$\frac{32}{27} \left(\frac{\hat{u}^2 + \hat{t}^2}{\hat{u}\hat{t}} \right) - \frac{8}{3} \left(\frac{\hat{u}^2 + \hat{t}^2}{\hat{s}^2} \right)$
(5) $gg \rightarrow q_i \bar{q}_i$	$\frac{1}{6} \left(\frac{\hat{u}^2 + \hat{t}^2}{\hat{u}\hat{t}} \right) - \frac{3}{8} \left(\frac{\hat{u}^2 + \hat{t}^2}{\hat{s}^2} \right)$
(6) $q_i g \rightarrow q_i g$	$-\frac{4}{9} \left(\frac{\hat{u}^2 + \hat{s}^2}{\hat{u}\hat{s}} \right) + \left(\frac{\hat{u}^2 + \hat{s}^2}{\hat{t}^2} \right)$
(7) $gg \rightarrow gg$	$\frac{9}{2} \left(3 - \frac{\hat{u}\hat{t}}{\hat{s}^2} - \frac{\hat{u}\hat{s}}{\hat{t}^2} - \frac{\hat{s}\hat{t}}{\hat{u}^2} \right)$

Afin d'illustrer l'importance relative des différents processus, nous montrons les valeurs numériques de $|A|^2$ dans chaque cas (l'espace des phases est le même dans tous les cas, au facteur de spin près), dans les conditions typiques $x_1=x_2=0.1$, et pour les angles $\theta=90^\circ$ et 30° (tableau I.2, tiré de la référence [I.14]. Ceci correspond à des jets de 30 GeV d'énergie, soit respectivement 30 et 15 GeV d'énergie transverse.

Tableau I.2. Valeur numérique du carré du module de l'élément de matrice pour les processus du tableau I.1, dans les conditions $x_1=x_2=0.1$, pour deux valeurs de l'angle de diffusion.

Sous-processus

	1	2	3	4	5	6	7
$ A ^2(\theta=90^\circ)$	2.2	3.3	2.6	1.0	0.15	6.1	30.4
$ A ^2(\theta=30^\circ)$	192	184	196	14	2	432	980

On constate que le processus $gg \rightarrow gg$ domine largement sur tous les autres, et ceci est renforcé par le fait que la densité de gluons dans le proton est 4 fois plus importante que la densité de quarks pour ces basses valeurs de x . A petit angle, les diffusions de quarks (sous-processus 1,2,3) deviennent compétitives à cause des diagrammes de voie t . On pourrait appeler les processus 2 et 3 respectivement "Moller QCD" et "Bhabha QCD". L'importance de la diffusion $gg \rightarrow gg$ provient en partie de l'importance déjà mentionnée du couplage à trois gluons dans QCD.

On voit donc que la plupart des jets à grand $p_t > 20$ GeV au collisionneur sont des jets de gluons. Cependant, à très grand p_t (> 80 GeV), les quarks reprennent leurs droits, car le contenu en quarks des protons à grand x domine sur leur contenu en gluons.

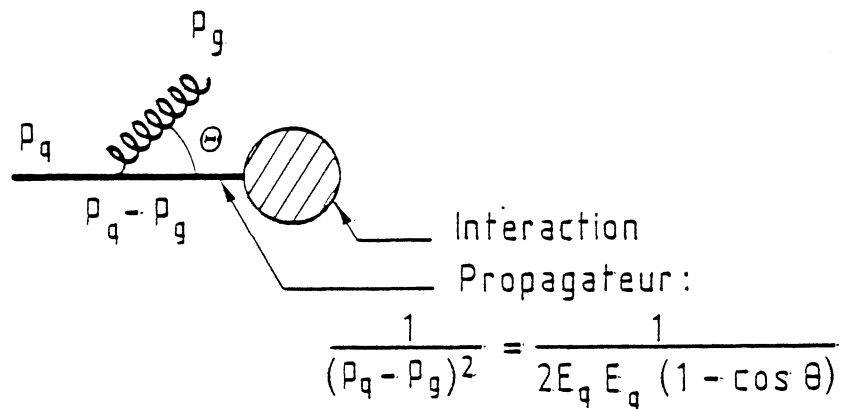
La production de jets a effectivement été mise en évidence au collisionneur, apportant ainsi une confirmation spectaculaire de QCD. Les études ultérieures les plus détaillées ont toujours montré un bon accord avec QCD, dans les grandes incertitudes expérimentales et théoriques d'un facteur proche de 2. Compte tenu de la prédominance de $gg \rightarrow gg$, ce bon accord entre la théorie et l'expérience constitue probablement la meilleure confirmation expérimentale de l'existence du couplage de jauge à trois gluons. Il confirme la structure de théorie de jauge de QCD.

Le chapitre VI est consacré à l'étude expérimentale des jets (reconstruction et mesure), car ils constituent l'un des éléments cruciaux dans la recherche du quark top.

4 - Le Bremsstrahlung de gluons.

Les processus décrits précédemment doivent faire l'objet de corrections radiatives. Aux ordres supérieurs, les partons initiaux (gluons et quarks) peuvent rayonner un ou plusieurs gluons. Ces gluons sont susceptibles de donner une impulsion transverse (typiquement de 5 à 10 GeV dans nos conditions expérimentales) aux partons qui participent à l'interaction dure, pour des Q^2 de cette interaction de $(40 \text{ GeV})^2$ à $(80 \text{ GeV})^2$.

Le calcul des sections efficaces à l'ordre α_s souffre de divergences



$$\frac{1}{(p_q - p_g)^2} = \frac{1}{2E_q E_g (1 - \cos \theta)}$$

infra-rouges et colinéaires, dues à l'intégrale sur le propagateur $1/t = 1/(p_q - p_g)^2$ dans le cas du diagramme ci-dessus, singulière pour $p_g=0$ et $\theta=0$. La première divergence est compensée par la contribution des gluons virtuels, et la seconde disparaît si on ne néglige pas la masse du parton qui rayonne. En pratique, dans les Monte-Carlo, on définit une coupure en p_t du gluon et en séparation angulaire entre le gluon et le parton qui rayonne, cette coupure étant ajustée en fonction du pouvoir de séparation de deux jets de l'appareillage.

Nous pouvons, par analogie avec l'électrodynamique quantique, montrer que les gluons mous peuvent être émis en grand nombre, comme

conséquence des divergences infra-rouges et colinéaires. En effet, d'après le théorème de Bloch-Nordsieck [I.15], la probabilité d'émettre n gluons d'énergie E_g dans l'élément d'espace des phases d^3p_g suit une loi de Poisson :

$$P_n = \frac{e^{-\rho}}{n!} \rho^n,$$

de valeur moyenne :

$$\rho = 8 \frac{\alpha_s}{(2\pi)^3} \frac{d^3p_g}{2E_g} \frac{2}{E_g^2(1-\cos\theta)^2}$$

On voit que ρ devient arbitrairement grand quand E_g ou θ tendent vers 0, d'où on déduit que $P_1 = \rho e^{-\rho}$ tend vers 0 dans ces conditions. Ceci signifie qu'émettre un seul gluon de faible impulsion transverse est peu probable. Pour représenter l'impulsion transverse du centre de masse d'une collision dure dans le domaine des faibles valeurs de cette impulsion transverse, l'approximation perturbative à l'ordre le plus bas en α_s ne sera donc pas adéquate, et il faudra ajouter les contributions de l'émission d'un nombre arbitraire de gluons [I.16].

5 - La fragmentation des partons.

Les partons ne pouvant exister à l'état libre (propriété de confinement de QCD), ils s'"habillent" en s'appariant à d'autres partons, issus du vide par paires. On décrit généralement ce processus, dit de "fragmentation", par un algorithme récurrent dans lequel, à chaque étape, un hadron emporte une fraction z du $E+p_{//}$ qui reste au parton, avec un p_t limité par rapport à la direction de ce parton. C'est l'algorithme de Feynman-Field [I.17] ; la densité de probabilité de z est appelée fonction de fragmentation ; elle est approximativement en $1/z$ pour des quarks légers (le cas des quarks lourds est développé au chapitre III). D'autres modèles, fondés sur la théorie des cordes, montrent un meilleur accord avec les données e^+e^- et ont un contenu théorique plus riche [I.18], mais ne sont pas utilisés actuellement en physique $p\bar{p}$.

6 - Les événements "biais minimum" et l'événement sous-jacent.

Qu'advient-il de l'énergie qui n'a pas participé à l'interaction dure? Les nucléons initiaux, en général, ne peuvent plus exister en tant qu'états liés, et forment des jets à très petit angle par rapport à la ligne des faisceaux. La fragmentation de ces jets, en $1/z$, donne lieu à l'émission de hadrons avec un p_t limité (de l'ordre de 400 MeV), et une distribution de rapidité en forme de plateau ($dz/z = d\eta$). Ce plateau de rapidité est aussi présent dans les événements où aucune interaction dure notable n'a pris place. Ces événements sont dits "biais minimum" pour une raison qui apparaîtra au chapitre suivant.

II - GENERALITES SUR LA PRODUCTION ET LA DESINTEGRATION DU QUARK TOP

Chapitre II

Généralités sur la production et la désintégration du top.

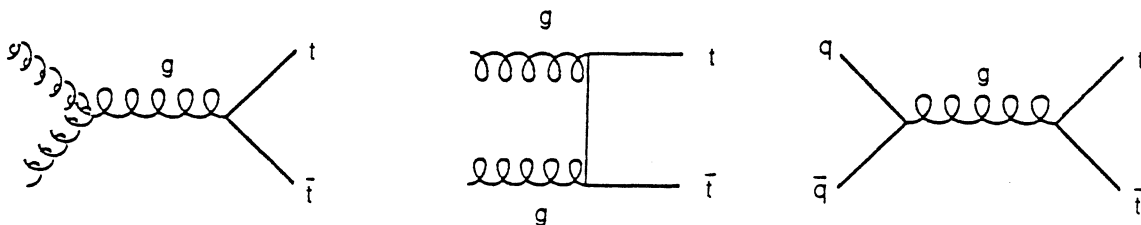
1 - Production.

Nous avons vu que le quark top pouvait être produit par paires auprès d'un collisionneur e^+e^- . Nous allons considérer ici les principaux modes de production auprès d'un collisionneur $p\bar{p}$.

Les protons et les antiprotons sont composés de quarks et de gluons et cette composition est décrite par des fonctions de structure, comme nous l'avons vu au chapitre précédent. Nous allons étudier successivement la production QCD perturbative ($p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}$), où deux quarks ou deux gluons interagissent pour donner une paire $t\bar{t}$, la production par désintégration d'un W ($W \rightarrow t\bar{b}$), ou d'un Z^0 ($Z^0 \rightarrow t\bar{t}$), et les processus non perturbatifs (production diffractive et toponium).

a) LA PRODUCTION QCD.

A l'ordre le plus bas en α_s , les diagrammes en jeu sont les suivants:



Les éléments de matrice sont donnés dans la référence [II.1] et les sections efficaces différentielles sont données dans la référence [II.2a]. Pour le processus $q\bar{q} \rightarrow t\bar{t}$, on obtient :

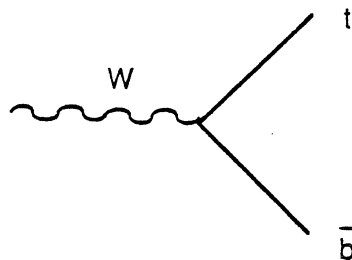
$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta} = \frac{\pi \alpha_s^2}{9\hat{s}} \beta(2-\beta^2\sin^2\theta), \quad \text{avec } \beta=P/E.$$

L'expression correspondante pour $gg \rightarrow t\bar{t}$ est trop complexe pour être citée ici. Dans les deux cas, la production de top est centrale : pour $m_{\text{top}} = 40 \text{ GeV}$, à $\sqrt{s} = 630 \text{ GeV}$, 95% des quarks top sont émis à une rapidité inférieure à 1.5. La section efficace décroît très rapidement quand la masse du top augmente (approximativement en m_{top}^{-5}). Cependant, l'efficacité de sélection est susceptible d'augmenter, parce que la topologie des événements se distingue de plus en plus des principaux processus concurrents, permettant un relâchement des coupures.

La section efficace $t\bar{t}$ en fonction de m_{top} est représentée sur la figure II.1.

L'impulsion transverse moyenne du quark top produit par ce mécanisme est d'environ $m_{\text{top}}/2$ [II.2b].

b) LA DESINTEGRATION DU W EN $t\bar{b}$



Ce processus n'a lieu que si $m_{\text{top}} < M_W - m_b$. Il est fortement réduit par l'espace des phases dès lors que $m_t > 60 \text{ GeV}$. La section efficace de ce processus et celle du précédent sont égales pour une masse du top d'environ 40 GeV à $\sqrt{s}=630 \text{ GeV}$; $W \rightarrow t\bar{b}$ domine alors jusqu'à $m_{\text{top}} \approx 75 \text{ GeV}$, valeur à partir de laquelle la production QCD reprend le dessus (voir fig. II.1). A $\sqrt{s}=2 \text{ TeV}$, par contre, la section efficace $t\bar{t}$ domine sur $W \rightarrow t\bar{b}$ quelque soit m_{top} . La production électrofaible par paires

$(\gamma, Z^0 \rightarrow t\bar{t})$, est faible dans nos conditions expérimentales (voir fig. II.1).

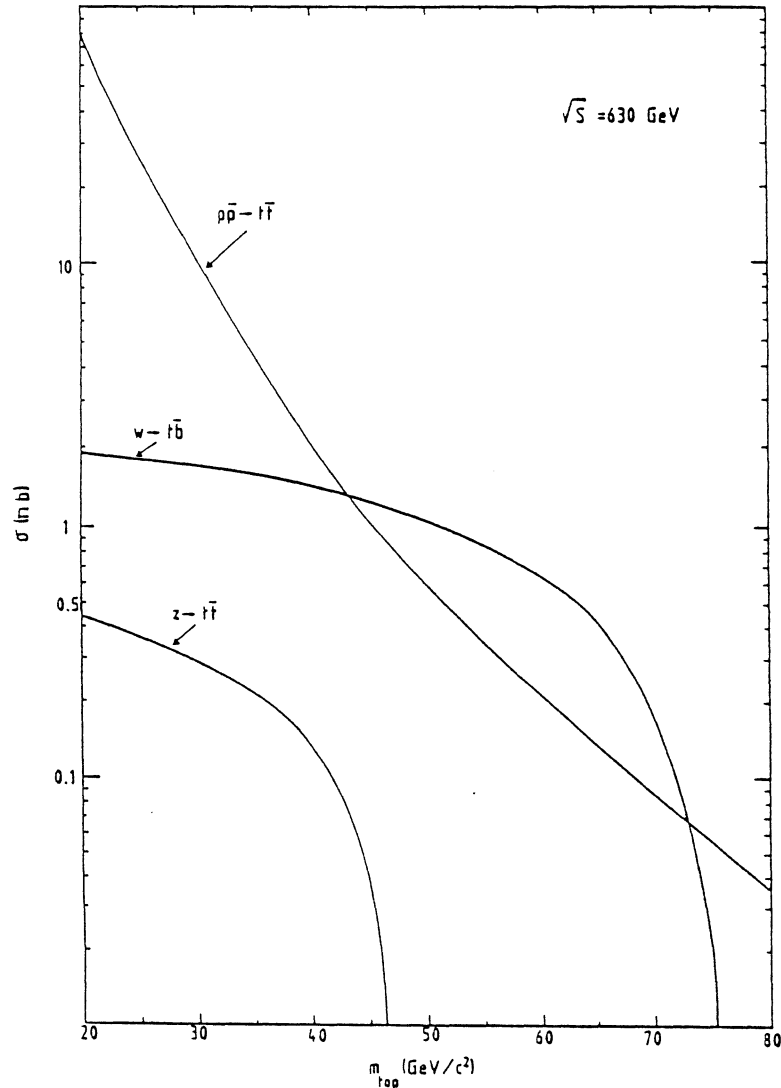


Fig. II.1 - Sections efficaces inclusives de production de quarks top dans des collisions $p\bar{p}$ à une énergie de 630 GeV dans le centre de masse, pour les processus : QCD, $W \rightarrow t\bar{b}$, $Z^0 \rightarrow t\bar{t}$. La première est obtenue à l'aide du Monte Carlo Eurojet avec les fonctions de structure EHLQ1 et les autres sont normalisées sur les données (cf. chap. V).

c) LES PROCESSUS NON-PERTUBATIFS.

Il existe aussi des processus non-perturbatifs pour produire le quark top :

- * Toponium. Le toponium peut être créé principalement par interaction forte. Cependant, le taux de production est au moins un ordre de grandeur en-dessous des processus considérés ci-dessus, pour une masse du top supérieure à 25 GeV [II.3].

* Production diffractive. Certains auteurs suggèrent que les saveurs lourdes pourraient être produites diffractivement [II.4]. Des baryons "vérité" seraient alors produits vers l'avant, et un méson "vérité" serait produit centralement, donnant lieu, lors de sa désintégration semileptonique, à des leptons. En raison de la masse élevée du quark top, ces leptons auront une grande impulsion transverse. Cependant, les estimations théoriques des sections efficaces varient du picobarn au nanobarn. Elles sont fondées sur l'extrapolation des sections efficaces de production diffractive de beauté. Les plus grandes sections efficaces sont fondées sur l'annonce de la découverte du Λ_b aux ISR [II.5] avec une section efficace très grande.

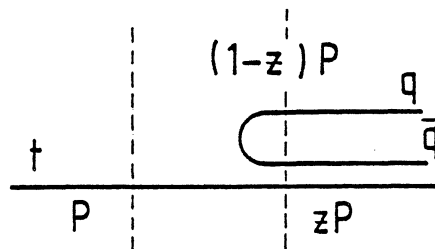
2 - Fragmentation du quark top.

Lorsque le quark top est produit, il va devoir s'apparier à un ou deux autres quarks issus du vide afin de créer un méson ou un baryon [II.6]. C'est le processus de fragmentation. Ceci ne peut se produire avant que le top ne se désintègre que si sa masse n'est pas trop élevée ($m_{\text{top}} < 125 \text{ GeV}$, voir paragraphe suivant) ; dans le cas contraire, le quark top est toujours libre lorsqu'il se désintègre et les remarques qui suivent ne sont plus fondées.

Un méson top est un état lié d'un quark top et d'un antiquark, tous deux de spin $1/2$. Il peut donc avoir un spin 0 ou 1. On appelle T le méson scalaire (spin 0) et T^* le méson vectoriel (spin 1). Les mésons vectoriels, s'ils sont légers, se désintègrent principalement en $T\gamma$. Cependant, la largeur électromagnétique du T^* en $T\gamma$ décroît comme $1/m_{\text{top}}^3$, alors que la largeur leptonique croît comme m_{top}^5 ; vers 13 GeV, les deux rapports d'embranchement sont égaux, et pour les masses actuellement permises (plus de 23 GeV), le mode semileptonique prédomine largement. Le T^* ayant un spin non-nul, il va donc pouvoir garder la mémoire de l'état de polarisation du quark t qui lui a donné naissance [II.6]. Plus quantitativement, un quark t dont la composante du spin selon l'axe de quantification est $S_z = +1/2$ va, en s'appariant à un autre quark, donner des mésons $T^*(S_z = 1, 0, -1)$ et $T(S=0)$, dans les proportions données par les coefficients de Clebsch-Gordan : 2:1:0:1. Les états

où $S_z = +1$, pour lesquels la mémoire du spin du quark t est gardée, constituent donc 50% des cas. Dans les 50% autres, le spin du quark t initial est oublié.

La fragmentation d'un quark lourd se différencie de celle d'un quark léger, comme l'avait pressenti J.D. Bjorken, par des arguments cinématiques [II.7] : dans le cas d'un quark lourd Q , ($Q=c,b,t$), le hadron lourd formé étant nettement plus massif que le quark léger, il va emporter la majeure partie de l'impulsion-énergie. Plus quantitativement, C. Peterson et al. ont estimé la fonction de fragmentation d'un quark lourd (densité de probabilité pour que le hadron lourd formé prenne une



fraction z de l'impulsion du quark lourd parent) en écrivant que l'amplitude de la transition représentée sur le dessin ci-dessus est proportionnelle à $1/\Delta E$, l'inverse de la différence d'énergie entre l'état initial (quark lourd libre) et l'état final (méson lourd + quark léger) [II.8] :

$$\Delta E = \sqrt{m_Q^2 + z^2 P^2} + \sqrt{m_q^2 + (1-z)^2 P^2} - \sqrt{m_Q^2 + P^2}$$

$$\propto 1 - \frac{1}{z} - \frac{\epsilon_Q}{1-z}.$$

où $\epsilon_Q = m_q^2/m_Q^2$. En appliquant un facteur $1/z$ pour l'espace des phases, on obtient :

$$F(z) \propto \frac{1}{z(1-1/z-\epsilon_Q/(1-z))^2}. \quad (2.1)$$

Notons que ce calcul suppose le quark Q ultra-relativiste. C'est bien le cas des quarks b et c produits à PETRA et PEP, avec une impulsion de 15 à 20 GeV, et pour lesquels cette paramétrisation a été comparée avec succès aux données [II.9], mais cette approximation n'est pas

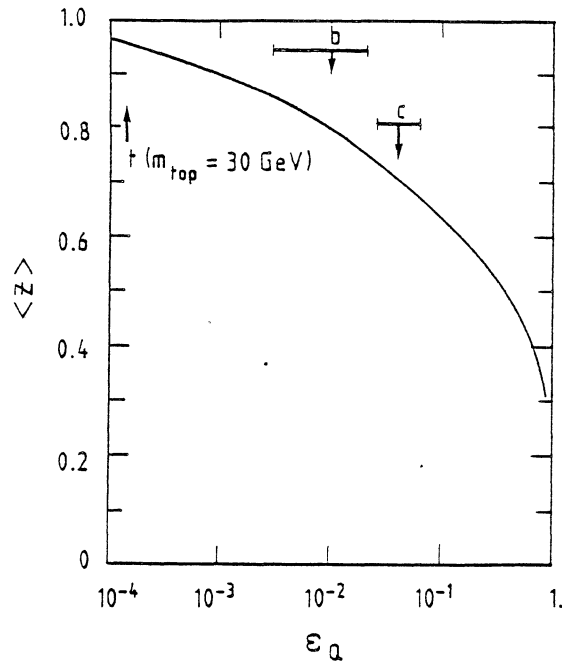


Fig. II.2 - Valeur moyenne de z pour la fonction de fragmentation de Peterson, en fonction du paramètre ϵ_Q . Les mesures de la compilation [II.9] sont indiquées avec leurs barres d'erreur. La valeur de ϵ_Q déduite de ces valeurs pour un top de 30 GeV est indiquée.

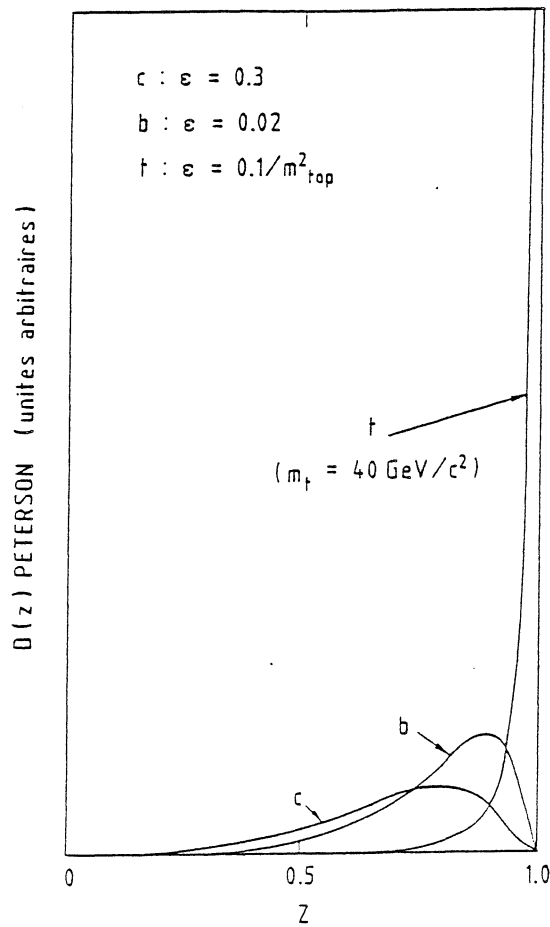


Fig. II.3 - Fonction de fragmentation de Peterson pour les quarks c , b , et t avec $m_t = 40$ GeV.

justifiée pour des quarks top produits au collisionneur, puisque leur impulsion est de l'ordre de m_{top} . Cependant on voit clairement d'après la formule (2.1) que la valeur moyenne de z s'approche très rapidement de 1 lorsque ϵ_Q devient petit (m_Q grand). Autrement dit, plus un quark est lourd, plus le hadron lourd prendra une grande partie de l'impulsion du quark (on dit : plus la fragmentation sera "dure"). La figure II.2 montre $\langle z \rangle$ en fonction de ϵ_Q . Les fonctions de fragmentation correspondant respectivement à au quark c , au quark b , et à un quark de 40 GeV sont représentées sur la figure II.3. Remarquons que l'extraction des fonctions de fragmentation à partir des données nécessite l'application de corrections radiatives importantes [II.9].

3 - Désintégration.

a) GENERALITES.

Le quark top peut se désintégrer par interaction faible en bff' , où (f, f') est un doublet d'isospin faible. Les modes de désintégration sff' et dff' sont fortement inhibés par la faiblesse des paramètres de mélange V_{ts} et V_{td} de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa déduits de l'unitarité de la matrice de C.K.M..

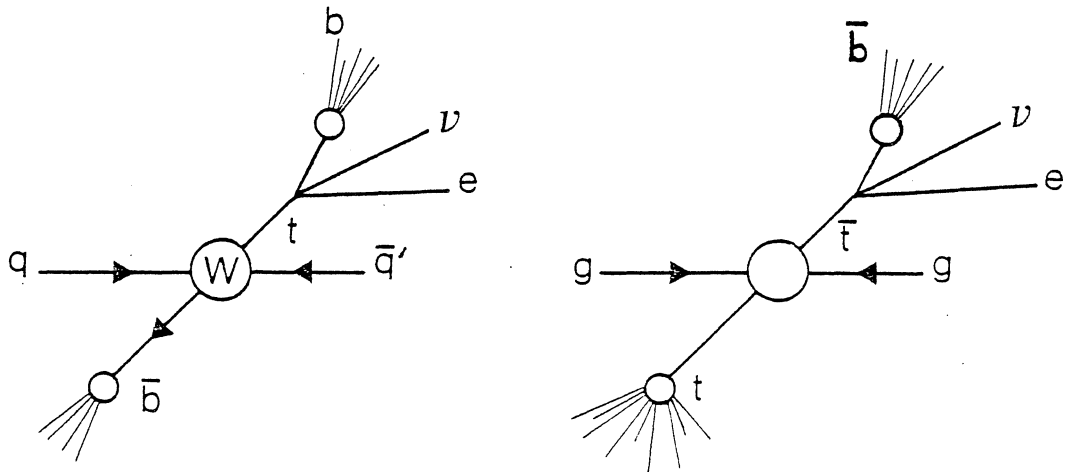
Nous ne considérerons pas des modes plus compliqués (diagrammes en pingouin) qui sont probablement très rares, et laisserons de côté la possibilité de désintégration en un Higgs chargé ou un technipion et un autre quark, supposant implicitement qu'il n'y a pas de Higgs chargé ni de technipions, ou que leurs masses sont trop élevées pour intervenir dans la désintégration du top.

Cette thèse est consacrée au cas $(ff')=(e\nu)$. Dans la plus grande partie, nous considérons un domaine de masse du top comprise entre 25 et 50 GeV/c^2 . La désintégration suit alors un régime à 3 corps. Nous étudierons aussi de façon détaillée la transition progressive vers une désintégration à deux corps $t \rightarrow Wb$ (suivie de $W \rightarrow ff'$), dans le chapitre XI, consacré au domaine de masse $m_{\text{top}} \gtrsim 70 \text{ GeV}/c^2$. L'influence du pôle du propagateur du W est alors importante et nous en tiendrons compte. Les signatures expérimentales et les bruits de fond en jeu dans ces deux

domaines de masse disjoints sont complètement différents, comme il sera montré au chapitre XI.

La cinématique de la désintégration, toujours eu égard à la masse élevée du top, fournit une signature particulière : le système $b\bar{b}'$ doit avoir une masse effective importante, plus importante que celle d'un jet de parton léger (5 à 7 GeV), ce qui entraîne que le jet top sera soit très large, soit séparé en deux ou trois composantes. Distinguons les désintégrations hadroniques et les désintégrations semi-leptoniques. Dans les désintégrations hadroniques, les trois quarks $b, q, \bar{q}$ s'hadronisent en donnant chacun un jet typiquement d'une dizaine de GeV d'énergie transverse. Ces jets seront en réalité plus ou moins confondus selon la masse du top. Dans les désintégrations semi-leptoniques, le lepton chargé, le neutrino et le jet b seront généralement bien séparés. Le lepton sera donc beaucoup mieux isolé que dans la désintégration d'un quark plus léger (b par exemple), et exiger l'isolation du lepton permettra de rejeter la plupart des bruits de fond. Le concept d'isolation est central dans cette étude, et nous y reviendrons fréquemment dans la suite. En outre, dans le cas des électrons, l'isolation est une nécessité pour l'identification et la mesure de l'énergie par calorimétrie.

Dans un événement $W \rightarrow t\bar{b}$, les désintégrations semi-leptoniques du top vont conduire à un système $e\nu b$ de grande masse effective reculant contre un jet de $\bar{b}$. Dans un événement $p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}$, le système $e\nu b$ va reculer contre un jet de top, éventuellement séparé en plusieurs composantes. La production de quark top pourra donc être mise en évidence par la présence d'un électron accompagné d'au moins deux jets. En raison de la grande masse du top, cet électron et ces jets seront centraux.



b) RAPPORTS D'EMBRANCHEMENT.

On peut estimer les rapports d'embranchement sur la base du comptage naïf des canaux ouverts. Dans cette approximation, où les différences (de masse et de corrections radiatives) entre les doublets ff' sont négligées, toutes les largeurs partielles sont égales, mais les quarks interviennent en trois couleurs. Pour $m_{\text{top}} \ll M_W$, on a donc :

$$\Gamma_{be\nu}^t = \Gamma_{b\mu\nu}^t = \Gamma_{b\tau\nu}^t = (1/3)\Gamma_{bud}^t = (1/3)\Gamma_{bcs}^t$$

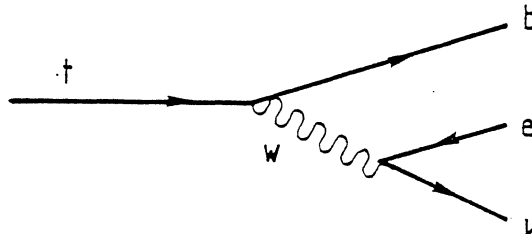
d'où :

$$\text{BR}(t \rightarrow be\nu) = \text{BR}(t \rightarrow b\mu\nu) = \text{BR}(t \rightarrow b\tau\nu) \simeq 1/9$$

$$\text{BR}(t \rightarrow bu\bar{d}) = \text{BR}(t \rightarrow bc\bar{s}) \simeq 1/3.$$

c) CALCUL DE LA LARGEUR PARTIELLE LEPTONIQUE.

La désintégration du quark top en $be^+\nu$ est représentée par le diagramme



le W étant virtuel ou réel selon que m_{top} est inférieure ou supérieure à $M_W + m_b$. Nous représenterons le quadrivecteur énergie-impulsion d'une particule par la lettre désignant cette particule. La largeur partielle différentielle de t en $be\nu$ s'exprime par la relation :

$$d\Gamma = \frac{1}{2 m_{\text{top}}} \frac{1}{2} \sum |M|^2 (2\pi)^{-5} \delta^4(t-b-e-\nu) \prod_i \left(\frac{d^3 p_i}{2E_i} \right). \quad (3.1)$$

Comme on ne mesure pas la polarisation des particules finales, on doit sommer sur leurs états de polarisation, et comme le top n'est pas polarisé, on peut prendre la moyenne sur les états de spin du top ; c'est ce que représente le $(1/2)\Sigma$.

L'élément de matrice correspondant s'écrit :

$$M = \frac{v_{tb} M_W^2}{W^2 - M_W^2 + i M_W \Gamma_W} \frac{G}{\sqrt{2}} [\bar{u}(b) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) u(t)] [\bar{u}(\nu) \gamma_\nu (1 - \gamma_5) v(e)] \left[-g_{\mu\nu} + \frac{\epsilon^\mu \epsilon^\nu}{M_W^2} \right], \quad (3.2)$$

où W est la masse effective $e\nu$, M_W et Γ_W sont respectivement la masse et la largeur totale du W , et G est la constante de Fermi, évaluée à M_W^2 ; ϵ^μ est le vecteur polarisation du W . v_{tb} est l'élément de matrice de CKM; l'unitarité de la matrice de CKM entraîne $|v_{tb}| > 0.9984$ [II.10]

La sommation sur les états de spin initial et finals donne :

$$\Sigma |M|^2 = \frac{|v_{tb}|^2 M_W^4}{(W^2 - M_W^2)^2 + M_W^2 \Gamma_W^2} \frac{G^2}{2} 256 (\nu.b)(e.t) \quad (3.3)$$

L'expression complète, où l'on ne néglige pas les masses des deux fermions de désintégration du W virtuel, est donnée dans la référence [II.11].

La forme (3.3) appelle deux commentaires. D'une part, le premier terme, provenant du propagateur du W , présente un maximum aigu pour $W^2 = M_W^2$. Ce maximum sera clairement visible dans la distribution de la masse effective $e\nu$ si l'espace des phases en cette variable contient la valeur $W = M_W$, c'est-à-dire si $m_{top} > M_W + m_b$. C'est le cas étudié au chapitre XI. On voit effectivement sur la figure II.4 comment cette distribution se modifie lorsqu'on considère des valeurs croissantes de m_{top} . Lorsque m_{top} s'approche de la valeur $M_W + m_b$, puis la dépasse, on voit progressivement la distribution se rapprocher d'une forme de Breit-et-Wigner, caractéristique de la création de W réels. D'autre part, le terme invariant de Lorentz $(\nu.b)(e.t)$ exprime l'effet du couplage V-A sur la cinématique de la désintégration. Il peut être évalué dans le référentiel de repos du top, en négligeant la masse du b et en notant $\theta_{b\nu}$ l'angle entre le quark b et le neutrino dans ce référentiel :

$$(\nu.b)(e.t) = E_\nu E_b E_{top} m_{top} (1 - \cos \theta_{b\nu}). \quad (3.4)$$

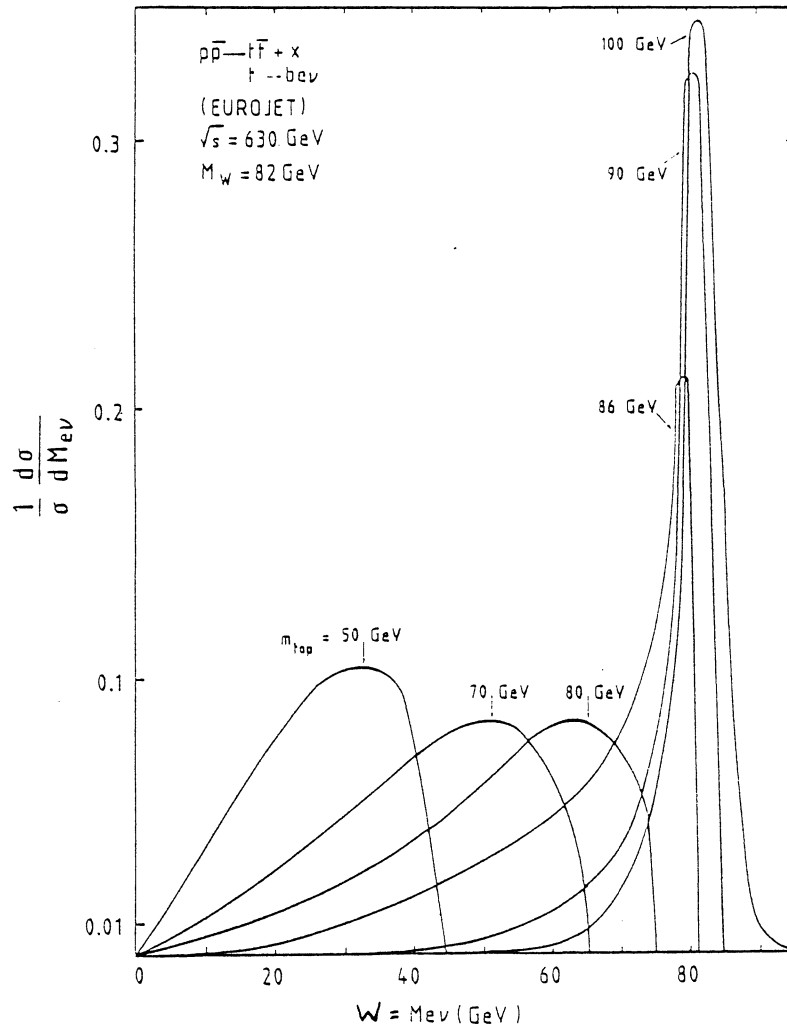
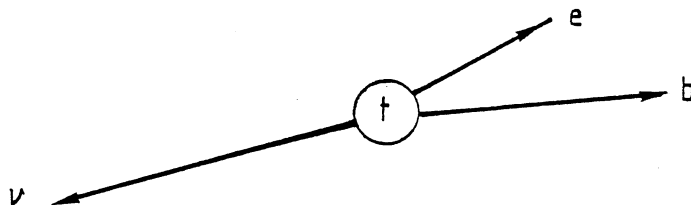


Fig. II.4 - Masse effective de la paire $e\nu$ dans la désintégration semi-leptonique d'un quark top, pour différentes valeurs de m_{top} . On voit clairement l'émergence de la Breit-et-Wigner du W lorsque m_{top} approche puis dépasse $M_W + m_b$.

On voit que dans ce référentiel, l'angle entre le ν et le b est préférentiellement proche de π , donc que le neutrino a tendance à être émis dans la direction opposée au b . L'électron, pour assurer la conservation de l'impulsion, doit donc être préférentiellement proche du b , et on en déduit que le neutrino est plus énergétique que l'électron (voir dessin ci-dessous).



Nous montrerons ce point d'une manière plus intuitive, par un argument fondé sur la conservation du moment cinétique, à la fin de cette section. On voit aussi que l'effet de V-A est de favoriser les grandes masses $e\nu$.

Pour la suite du calcul, nous posons :

$$x=W^2/t^2, \quad \omega=M_W^2/t^2, \quad \gamma=\Gamma_W^2/t^2, \quad \delta=b^2/t^2, \quad \text{et}$$

$$\Gamma_0 = \frac{G^2 m_{\text{top}}^5}{192 \pi^3} |v_{tb}|^2.$$

En intégrant l'équation (3.1) sur l'espace des phases de l'électron et du neutrino, on obtient :

$$\frac{d\Gamma}{dx} = 2\Gamma_0 \frac{\omega^2}{(x-\omega)^2 + \omega\gamma} [1+\delta^2+x^2-2(\delta+\delta x+x)]^{1/2} [(1-\delta)^2+(1+\delta)x-2x^2].$$

où x varie entre 0 et $(1-m_b/m_{\text{top}})^2$, ce qui revient à dire que W , la masse effective $e\nu$, varie entre 0 et $m_{\text{top}}-m_b$. Si m_{top} est supérieure à M_W-m_b , le pôle du propagateur pénètre dans l'intervalle d'intégration et la largeur partielle est subitement augmentée.

Dans le programme EUROJET, la masse effective $e\nu$ est tirée selon cette distribution.

En pratique, pour obtenir la largeur partielle du top, on intègre numériquement la formule ci-dessus. Le résultat est donné en fonction de m_{top} , sur la figure II.5, tirée de la référence [II.3].

Nous pouvons poursuivre le calcul analytique dans deux cas-limite: m_{top} très petite et m_{top} très grande devant M_W . Dans les deux cas, on peut négliger γ/ω au dénominateur. Dans le premier cas, en faisant tendre m_b vers 0 et m_{top} vers 0, on obtient $\Gamma=\Gamma^0$ et on retrouve bien la variation de Γ avec la cinquième puissance de la masse du fermion qui se désintègre, comme dans le cas de la durée de vie du τ et celle du μ . Dans le deuxième cas (top très massif), on peut avec une très bonne approximation rem-

placer la Breit-et-Wigner du W par une distribution δ , en faisant la substitution :

$$\frac{1}{(x-\omega)^2 + \omega\gamma} \rightarrow \frac{\pi}{\sqrt{\omega\gamma}} \delta(x-\omega)$$

et en négligeant ω et δ devant 1, on obtient :

$$\Gamma \approx \frac{G m_{\text{top}}^3 |v_{tb}|^2}{8\pi\sqrt{2}}.$$

On constate qu'alors c'est la troisième puissance de la masse du top qui intervient.

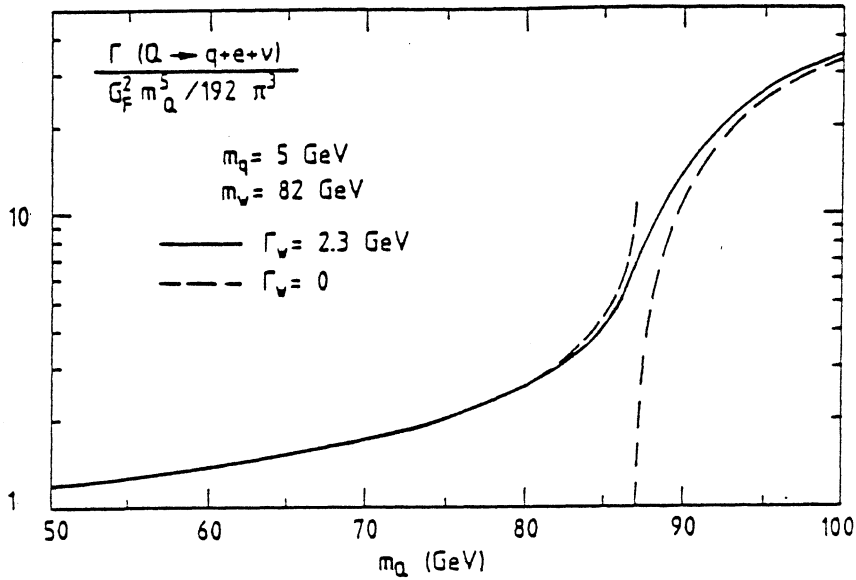


Fig. II.5 - $\Gamma(t \rightarrow b e \nu) / \Gamma_0$, en fonction de m_{top} . L'effet du propagateur du W est clairement visible, surtout au voisinage de $M_W + m_b = 87$ GeV.

En divisant la largeur partielle du top en $b e \nu$ par le rapport d'embranchement dans ce mode, qui est de l'ordre de 1/9, on peut écrire la forme générale de la durée de vie du quark top :

$$1/\Gamma^{\text{top}} \approx 64 \pi^3 / 3 G_F^2 m_{\text{top}}^5 f(m_{\text{top}}^2/M_W^2),$$

où f est un facteur tenant compte de l'effet du propagateur du W dans l'élément de matrice de désintégration. Ce facteur n'est pas négligeable, il vaut ≈ 1.20 pour $m_{\text{top}} = 50$ GeV [II.3]. La durée de vie d'un top de 50 GeV vaut ainsi environ $1.3 \cdot 10^{-20}$ s, et est donc très grande

devant le temps caractéristique d'hadronisation de 10^{-23} s. Ceci n'est plus vrai pour des masses du top de l'ordre de 125 ou 130 GeV, pour lesquelles la largeur atteint 430 MeV. La largeur d'un toponium formé de quarks top de 100 GeV de masse est d'environ 160 MeV. Elle est donc beaucoup plus grande que celle (12 MeV) d'un toponium formé à partir de quarks top de ~ 86 GeV ($< M_W + m_D$), pour lequel la désintégration par interaction forte domine. Remarquons que dans ce cas d'une masse très élevée du top, la spectroscopie du toponium devient impossible, les quarks top se désintégrant avant d'avoir pu former un état lié [II.12].

d) EFFET DU COUPLAGE V-A.

Comme nous l'avons montré au paragraphe précédent à l'aide de l'élément de matrice de désintégration, le couplage V-A aux vertex tW^+b et $W^+e\nu$ a pour conséquence que le neutrino issu de la désintégration est plus dur que l'électron. Pour le comprendre de manière qualitative, considérons les dessins de la figure II.6. Ils représentent deux configurations de la désintégration $t \rightarrow b e \nu$, vues du référentiel du centre de masse électron-neutrino. Le t donne un W^+ virtuel et un b, et le W^+ donne un e^+ et un neutrino. Ainsi, le b sortant peut être vu comme un $\bar{b}$ entrant, et la réaction est équivalente à $t\bar{b} \rightarrow e^+ \nu$. En écrivant que les fermions sont gauches et les antifermions sont droits (effet de V-A), on a donc la disposition des flèches représentant le spin des particules indiquée sur la figure. On voit que la configuration a), où le neutrino part à l'opposé de la direction d'incidence du top, est défavorisée (interdite à la limite $\theta \rightarrow 0$) par la conservation du moment cinétique, alors que la configuration b), où le neutrino continue dans la direction du top incident, est favorisée. Si l'on se place maintenant dans le référentiel de repos du quark top, on constate que dans ce cas b), le neutrino profite de la transformation de Lorentz : son énergie augmente, alors que celle de l'électron diminue. Si, au lieu d'un top, nous considérons un anti-top, toutes les hélicités sont inversées, et la conclusion est la même. A l'inverse, dans le cas de la désintégration d'un quark d'isospin faible $T_3 = -1/2$, comme par exemple $b \rightarrow c e \nu$, on aura un W^- virtuel qui donnera un e^- (gauche) et un anti-neutrino (droit). C'est alors la configuration a) qui est la plus probable, et le neutrino est donc moins dur que l'électron.

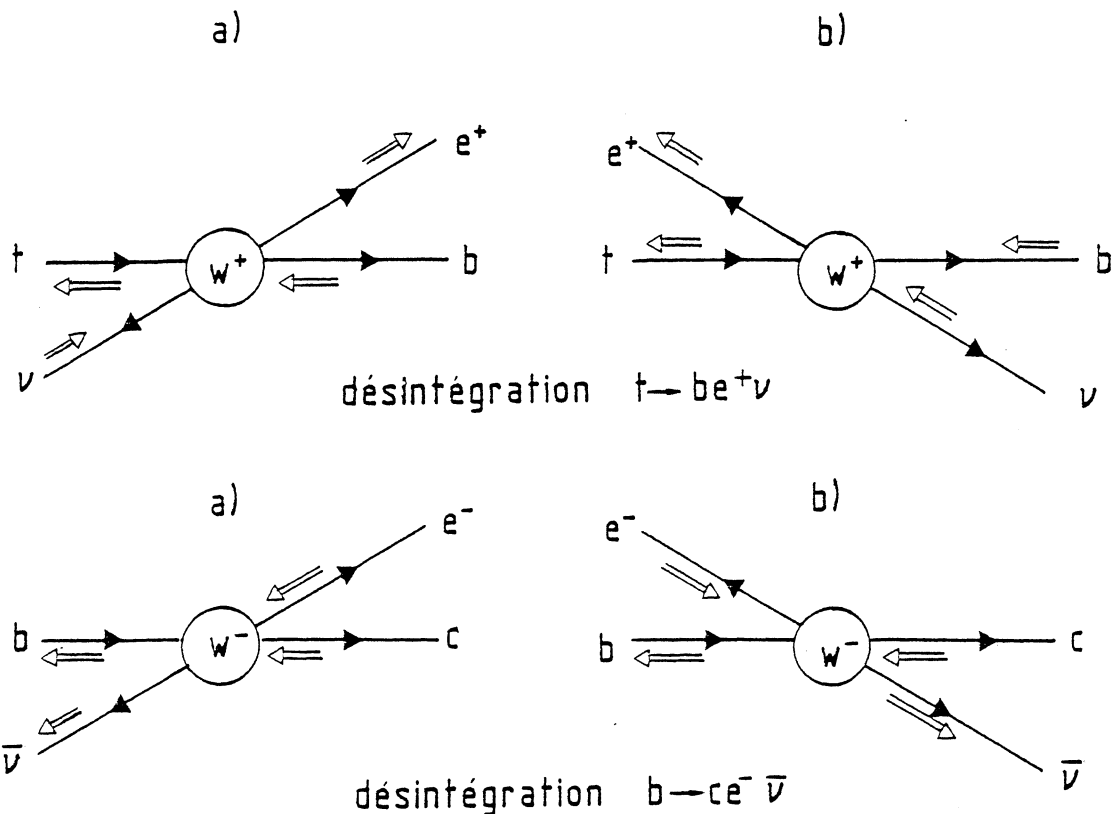


Fig. II.6 - Effet de V-A dans la désintégration d'un quark d'isospin faible $+1/2$ (quark top, en haut) et $-1/2$ (quark bottom, en bas). Les flèches indiquent la direction du spin des particules selon l'axe de leur impulsion. On voit que la conservation du moment cinétique favorise la configuration b) dans le cas du top et la configuration a) dans le cas du bottom.

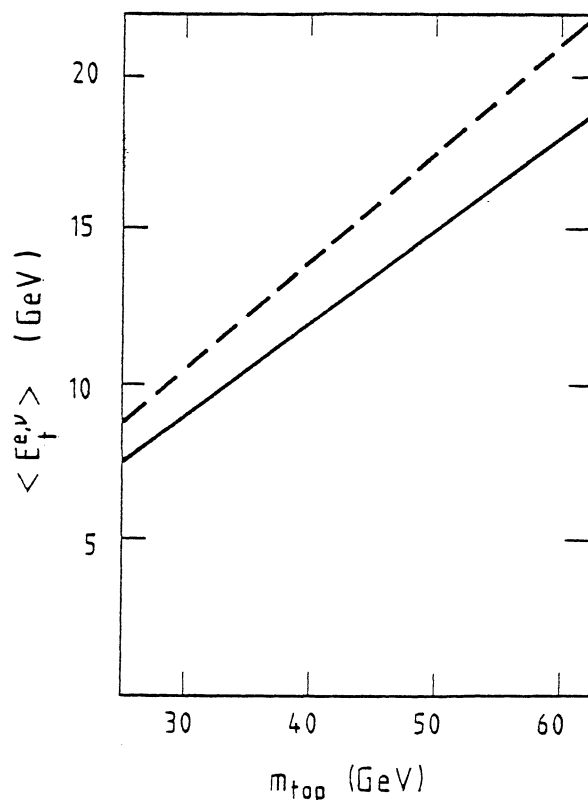


Fig. II.7 - Valeur moyenne de l'énergie transverse, par rapport aux faisceaux, de l'électron (trait continu), et du neutrino (tirets), en fonction de la masse du quark top. On constate l'effet du couplage V-A : le neutrino est plus dur que l'électron.

III - LE DETECTEUR UA1 ET LE LOGICIEL ASSOCIE

Chapitre III

Le détecteur UA1 et le logiciel associé.

1 - Introduction.

Lorsque se dessinait le nouveau collisionneur proton-antiproton du CERN, est apparue la nécessité de le garnir de détecteurs permettant de tirer des collisions des informations d'une qualité en rapport avec l'immense effort qu'allait nécessiter sa construction et sa mise au point. Sous l'impulsion, ici aussi, de Carlo Rubbia, s'est formée la collaboration UA1. Ce que l'on attendait en premier lieu des collisions $p\bar{p}$ à haute énergie était la mise en évidence et l'étude de la production des bosons intermédiaires, par leur signature la plus claire, c'est-à-dire par leurs désintégrations leptoniques. Il fallait donc identifier et mesurer les électrons, les muons, et l'énergie transverse manquante afin de signer un neutrino de désintégration du W. Cela rendait nécessaire un calorimètre électromagnétique de bonne résolution (mesure des masses dans les modes à électrons), une couverture " 4π " de l'ensemble des calorimètres et un calorimètre hadronique suffisant pour que la résolution sur l'énergie manquante soit acceptable. Des chambres à muons et un détecteur central de traces chargées placé dans un champ magnétique s'imposaient afin d'étudier simultanément les modes muoniques de désintégration des bosons intermédiaires. La résolution spatiale de ce détecteur devait être très bonne pour permettre d'extraire du fond une trace isolée très raide de 15 à 40 GeV. La réjection e/π de l'ensemble détecteur central, calorimètre électromagnétique et calorimètre hadronique devait atteindre 10^3 pour $E_t > 15$ GeV. On voulait aussi pouvoir mettre en évidence les jets, ce qui rendait nécessaire une segmentation raisonnable du calorimètre hadronique. La satisfaction de ces exigences

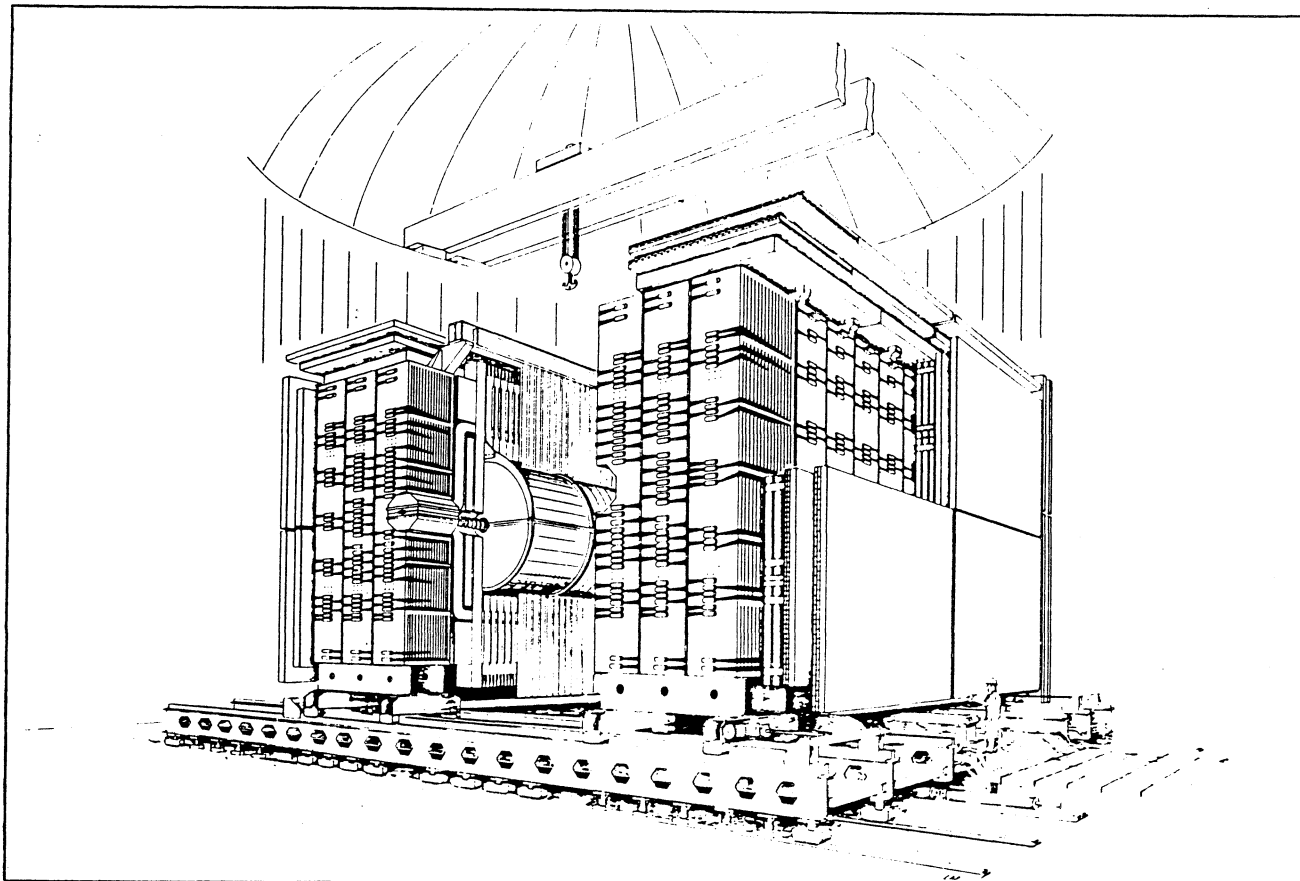


Fig. III.1 - Vue d'ensemble du détecteur UA1.

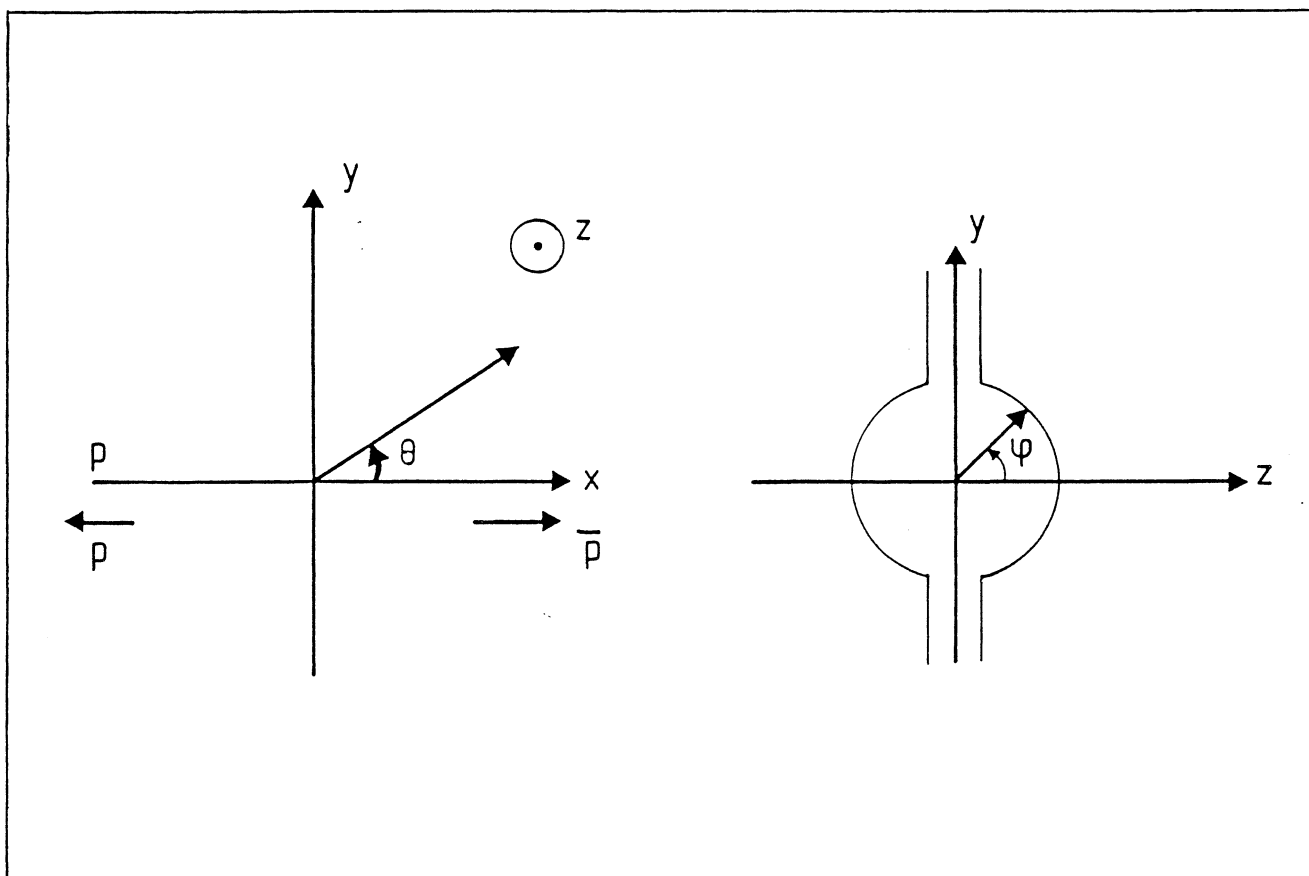


Fig. III.2 - Description du système de coordonnées utilisé et conventions de notation.

aboutit à un détecteur d'une structure désormais classique, analogue à ceux utilisés sur les anneaux e^+e^- , représenté sur la figure III.1.

L'école technique d'Aachen a pris en charge la construction des chambres à muons. Le calorimètre électromagnétique a été réalisé par Saclay pour la partie centrale (gondoles), Annecy pour la partie bouchons, et Vienne pour l'électronique. Birmingham, le Queen Mary College de Londres et le laboratoire Rutherford-Appleton ont construit le calorimètre hadronique ainsi que le processeur de déclenchement. La série des calorimètres avant-arrière a été construite par le Collège de France et Rome, et Riverside a construit des chambres à dérive avant-arrière pour la mesure de la section efficace élastique. La partie CERN de la collaboration s'est chargée du détecteur central et de son aimant, de l'électronique en ligne et de la coordination générale. D'autres instituts se sont ensuite joints à la collaboration (Amsterdam, Harvard, Helsinki, Kiel, Padoue, Victoria, Wisconsin) qui regroupe ainsi 18 laboratoires. Dans ce chapitre, nous allons passer en revue les différentes parties de l'appareillage en détaillant les éléments les plus utiles à notre étude.

Le système de coordonnées utilisé est décrit sur la figure III.2. L'axe x est défini par le faisceau d'antiprotons incident, contenu dans un plan horizontal. Les antiprotons se dirigent vers les x positifs. L'axe y est vertical, dirigé vers le haut. L'axe z complète le trièdre orthogonal direct. C'est l'axe du champ magnétique en utilisation normale. Il pointe vers l'extérieur de l'anneau. Les plans (x,y) et (z,x) sont des plans de symétrie pour le détecteur ; la symétrie azimutale n'est cependant qu'approchée. La symétrie avant-arrière est imparfaite, en raison d'effets de $\vec{E} \times \vec{B}$ dans les chambres à dérive.

L'axe polaire des coordonnées sphériques est x. $0 < \theta < \pi$ est l'angle polaire, et φ est l'angle azimutal. Pour un vecteur donné, nous noterons λ ($-\pi/2 < \lambda < \pi/2$) l'angle entre le plan (x,y) et ce vecteur. C'est aussi le complémentaire de l'angle entre l'axe z (champ magnétique) et ce vecteur.

La pseudo-rapacité est définie par $\eta = -\ln(\tan(\theta/2))$. Elle est nulle pour une particule émise perpendiculairement aux faisceaux.

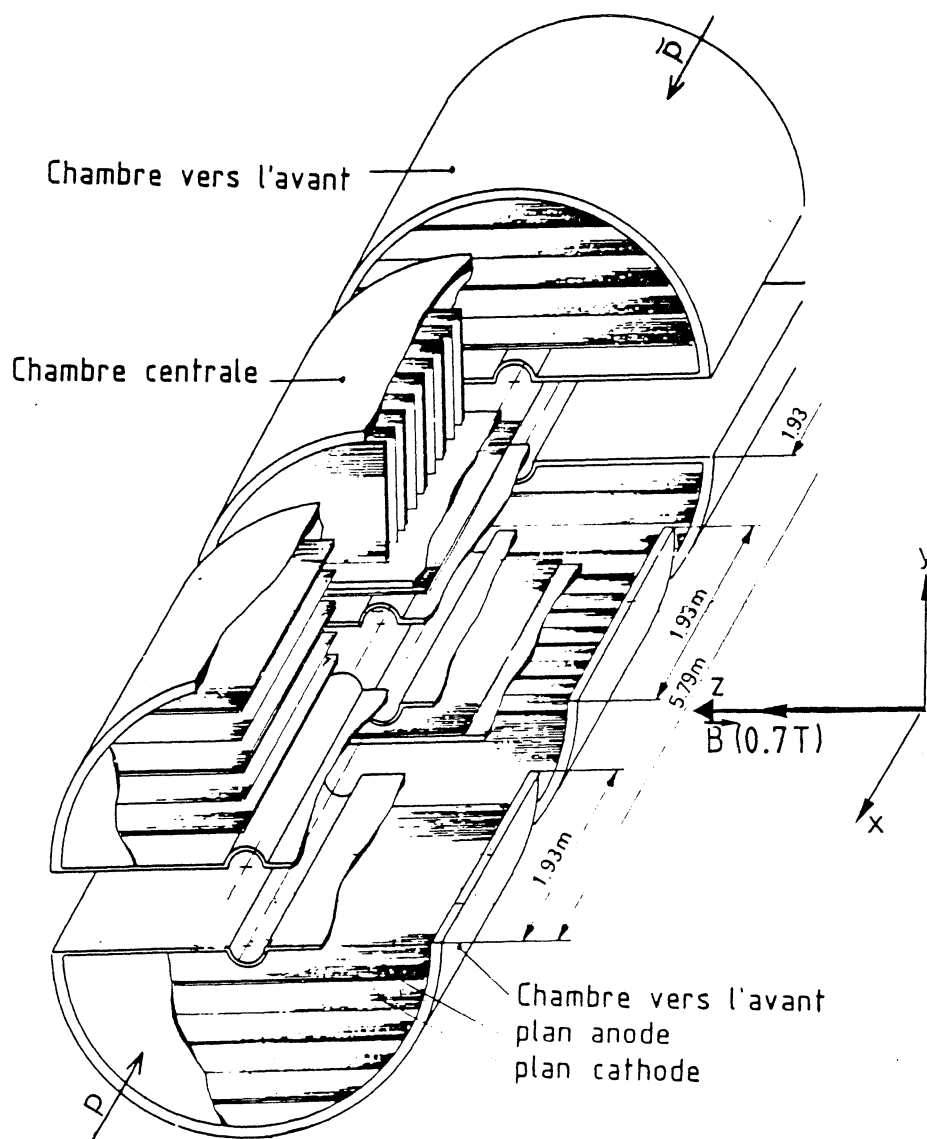


Fig. III.3 - Le détecteur central.

2 - Le détecteur central.

Il est décrit en détails dans la référence [III.1]. Nous nous contentons ici d'en donner une description sommaire.

D'un diamètre de 2.30 m , il est constitué de six chambres à dérives, dites chambres à image, en forme de demi-cylindres, placées dans un champ magnétique dipolaire de 0.7 Tesla, horizontal et perpendiculaire aux faisceaux (fig. III.3). Ce choix, plutôt qu'un solénoïde comme dans la plupart des expériences e^+e^- , a été guidé par la plus grande simplicité de construction et la possibilité de mesurer des traces vers l'avant. En contrepartie, la résolution sera très mauvaise dans la région centrale à proximité du plan horizontal, puisque les particules émises dans cette direction forment un angle faible avec celle du champ magnétique. Il en résulte une absence de symétrie azimutale dans la mesure des traces chargées.

La répartition géométrique des plans de fils a été conçue pour avoir le plus grand nombre de fils touchés par trace et des directions de dérives approximativement perpendiculaires aux traces. Pour remplir cette dernière condition, les plans de fils sont verticaux dans la partie centrale (80 fils par plan) et horizontaux dans la partie avant-arrière (175 fils par plan). Tous les fils sont alignés selon l'axe z.

Pas moins de 6150 fils de mesure et 17000 fils cathodiques créant un champ électrique de l'ordre de 1.5 KV/cm sont tendus parallèlement au champ magnétique. La distance maximale de dérives, 18 cm, a été choisie de façon à correspondre à un temps de dérives de 3.6 μ s, juste inférieur à l'intervalle de 3.8 μ s entre deux croisements de faisceaux dans le mode où 6+6 paquets circulent dans l'anneau, comme il était prévu initialement. Le gaz utilisé est un mélange d'argon et d'éthane.

Les fils sensibles sont lus aux deux extrémités, comme il est indiqué sur la figure III.4. La charge est échantillonnée toutes les 32 ns par des Flash-ADC (Convertisseurs Analogique-Digital rapides) de 6 bits,

et le temps de dérive toutes les 4 ns par un interpolateur 3-bits. Cette information est stockée dans un registre à décalage de 128 mots, lu à chaque déclenchement par des microprocesseurs qui analysent l'impulsion et donnent :

- le numéro du fil touché,
- le temps de dérive,
- la charge totale déposée,
- la charge recueillie à chaque extrémité,
- la durée de l'impulsion.

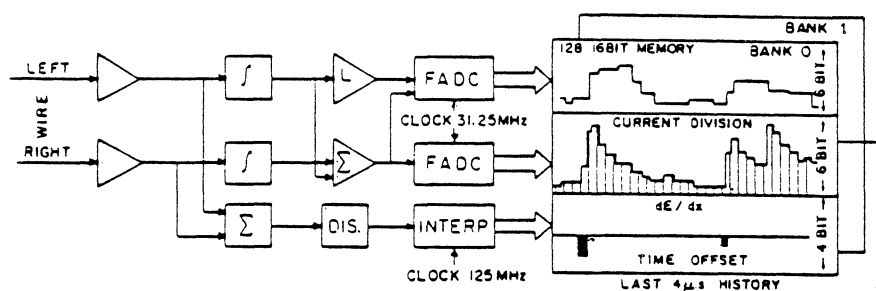


Fig. III.4 - Schéma de lecture d'un fil du détecteur central.

Ce microprocesseur est aussi capable de séparer deux impulsions proches de 150 ns en analysant la forme du signal. Ceci permet de séparer deux traces proches de 7 ou 8 mm.

Le numéro du fil touché donne une coordonnée d'un point de la trace dans le plan (x,y) (x dans les chambres avant-arrière et y dans les chambres centrales), à 150 μ m près. L'autre coordonnée de ce point dans ce plan est fournie par le temps de dérive, à mieux que 300 μ m près. La troisième coordonnée (z) est déterminée par la division de courant, avec une précision de l'ordre de 2% de la longueur du fil (environ 3 cm pour les fils les plus longs). C'est cette alliance du temps de dérive et de la division de courant qui caractérise les chambres à image.

La résolution en impulsion obtenue dépend beaucoup de θ et φ . Elle peut être paramétrée approximativement par :

$$\frac{\Delta p}{p} \approx 2 \cdot 10^{-3} \quad p \text{ (GeV/c)} \frac{\sin^2 \theta}{(1 - \cos^2 \varphi \sin^2 \theta)^{3/2}} .$$

Pour une trace d'impulsion transverse $p_t=15$ GeV/c, elle varie entre 2% environ à $\theta=45^\circ$, $\varphi=90^\circ$, et 25% environ à $\theta=90^\circ$, $\varphi=30^\circ$.

L'efficacité du programme de reconstruction des traces a été estimée à $97 \pm 1\%$ dans des événements d'une multiplicité chargée moyenne de 60, par examen visuel d'événements [III.2].

L'enregistrement de la charge totale déposée sur chaque fil permet en principe la mesure du dE/dx . Cependant, l'utilisation de cette information pour l'identification des particules, par exemple la séparation électron-pion, requiert un étalonnage qui n'a pas pu être réalisée avec une précision suffisante jusqu'ici pour que nous puissions nous en servir. De toutes façons, le seuil de déclenchement du calorimètre électromagnétique correspond à des électrons de plus de 12 GeV d'énergie transverse, et cette méthode de discrimination est très inefficace dans ce domaine d'impulsion.

3 - Le calorimètre électromagnétique.

C'est l'élément-clef de notre analyse, puisqu'il permet de détecter et de mesurer les gerbes électromagnétiques. Il est constitué d'un sandwich plomb-scintillateur. Le plomb a un rôle de radiateur : un électron qui le traverse rayonne des photons (Bremsstrahlung) et crée des paires e^+e^- ; les photons engagent un processus de Bethe-Heitler. Il se forme ainsi une cascade d'électrons et de positrons (gerbe électromagnétique) qui provoquent l'émission de lumière dans le scintillateur. Cette lumière est mesurée par des tubes photomultiplicateurs. Le signal obtenu est proportionnel à l'énergie incidente, comme il a été vérifié en faisceau-test jusqu'à une énergie de 120 GeV. Ce calorimètre est séparé en deux parties. La partie cylindrique centrale est constituée d'éléments appelés gondoles en raison de leur forme (voir fig. III.5). Ce cylindre est fermé aux deux extrémités par des calorimètres de même nature en forme de disques percés appelés bouchons.

a) Les gondoles.

Elles sont au nombre de 48, réparties symétriquement de part et d'autre du plan vertical contenant les faisceaux, couvrant la région angulaire $25^\circ < \theta < 155^\circ$, ou encore $|\eta| < 1.5$. Chaque gondole est constituée d'une superposition de 120 plaques de plomb de 1.2 mm d'épaisseur, alternées avec des feuilles de scintillateur de 1.5 mm d'épaisseur (polystyrène dopé à 1% au butyle-PBD). La lumière produite dans le scintillateur se propage par réflexion totale vers les bords de celui-ci, puis dans des barres semi-circulaires de plexiglas dopé au BBQ. Le rôle du BBQ est de décaler la longueur d'onde (UV) de scintillation vers le vert, zone de sensibilité maximale des photomultiplicateurs. Il y a quatre barres au BBQ de chaque côté de chaque gondole, couvrant un nombre variable (3.3, 6.6, 9.9, 6.6) de longueurs de radiation. Chaque barre est collée à ses deux extrémités à un guide de lumière aboutissant à la fenêtre d'un tube photomultiplicateur (PM), situé à l'extérieur du champ magnétique, ce qui fait 16 PM par gondole. Ceci permet d'échantillonner la gerbe en profondeur à des fins d'identification. La profondeur totale d'une gondole est de 26.4 longueurs de radiation, en

incidence normale, ce qui permet de contenir des gerbes jusqu'à 40 GeV d'énergie transverse. De façon plus quantitative, une gerbe d'électron de 40 GeV a une probabilité de 1% de déposer plus de 1% de son énergie dans le calorimètre hadronique situé derrière les gondoles.

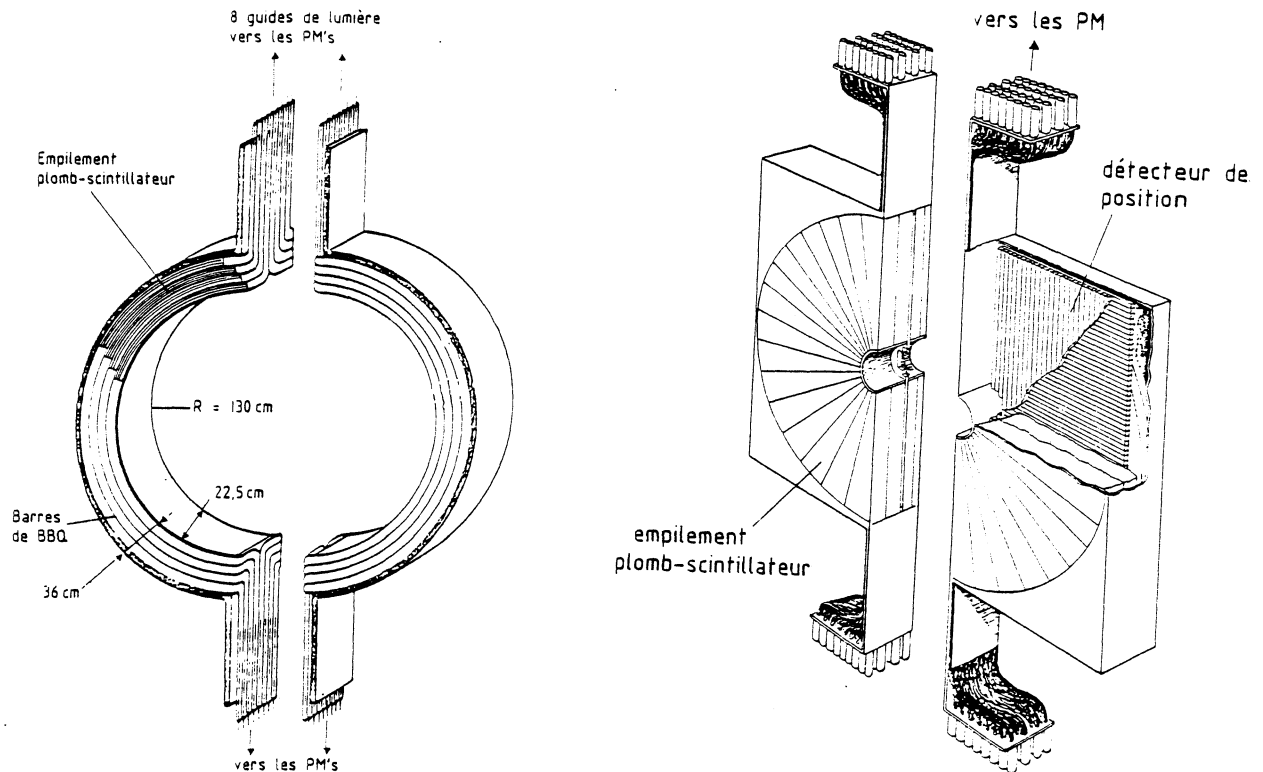


Fig. III.5 - Eléments du calorimètre électromagnétique : une paire de gondoles (à gauche) et un bouchon (à droite).

Cette configuration permet aussi la mesure de la position d'une gerbe énergétique. En effet, la longueur d'atténuation du scintillateur est $\lambda_s = 25 \text{ cm}$, comparable à la largeur des gondoles (22.5 cm), alors que la longueur d'atténuation λ_b des barres au BBQ est de l'ordre du mètre. Ainsi, schématiquement, on peut considérer que la lumière se propage d'abord selon x , puis le long de la barre au BBQ. Dans un segment donné, les quatre PM haut-bas, gauche-droite, reçoivent des signaux S_{hg} , S_{hd} , S_{bg} , S_{bd} , d'autant plus atténués que la lumière a eu du chemin à parcourir avant de les atteindre. On peut écrire :

$$S_g = S_{hg} + S_{bg} = S_o \exp(-x/\lambda_s)$$

$$S_d = S_{hd} + S_{bd} = S_o \exp(-(\ell-x)/\lambda_s)$$

d'où :

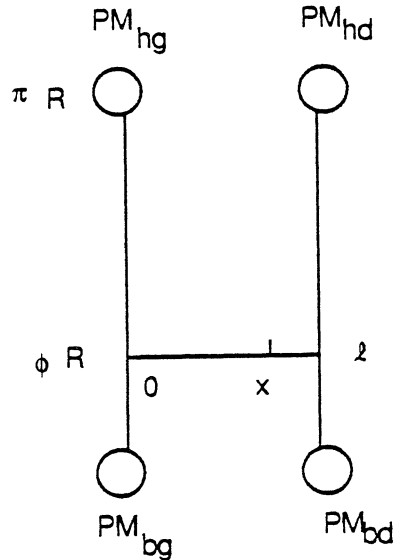
$$S_g/S_d = \exp(-(2x-\ell)/\lambda_s)$$

soit :

$$x = \frac{1}{2}(\lambda_s \ln(S_g/S_d) + \ell).$$

De même, ϕ est donné par :

$$\phi = (\lambda_B \ln(S_h/S_b) + \pi R)/2R$$



Remarquons que l'on dispose d'une certaine redondance de l'information. En effet, en principe, $S_{hg}/S_{bg} = S_{hd}/S_{bd} = S_h/S_b$. Ceci permet de faire un ajustement sur les quatre PM d'un même segment pour améliorer la mesure de la gerbe. Ceci permet aussi de mesurer la gerbe même si l'un des quatre PM d'un segment ne fonctionne pas.

Les performances des gondoles ont été mesurées en faisceau [III.3]. La résolution en énergie pour des électrons en incidence normale est donnée par la relation :

$$\left(\frac{\sigma_E}{E} \right)^2 = \left(\frac{15\%}{\sqrt{E}} \right)^2 + (1.6\%)^2,$$

E étant exprimé en GeV. Elle vaut environ 4% pour E=15 GeV. Elle est limitée principalement par la photostatistique. Les fluctuations d'échantillonnage seules (fluctuation de la fraction d'énergie déposée dans le scintillateur) limiteraient la résolution à $\sim 9\%/\sqrt{E}$.

La résolution en position (x, coordonnée le long du faisceau, et ϕ , l'azimut) varie approximativement en $1/\sqrt{E}$ (voir figure III.6) : $\sigma(x) \sim 6.3 \text{ cm} / \sqrt{E}$. (1.6 cm à 15 GeV), et $\sigma(\phi) \sim 0.24 \text{ rad.} / \sqrt{E}$ (3.5° à 15 GeV).

Cependant, tout ceci tombe en défaut si la gerbe n'est pas seule dans une gondole. En effet, si l'on suppose que l'on a deux dépôts d'énergie E_1 et E_2 dans la même gondole, on reconstruira une seule gerbe

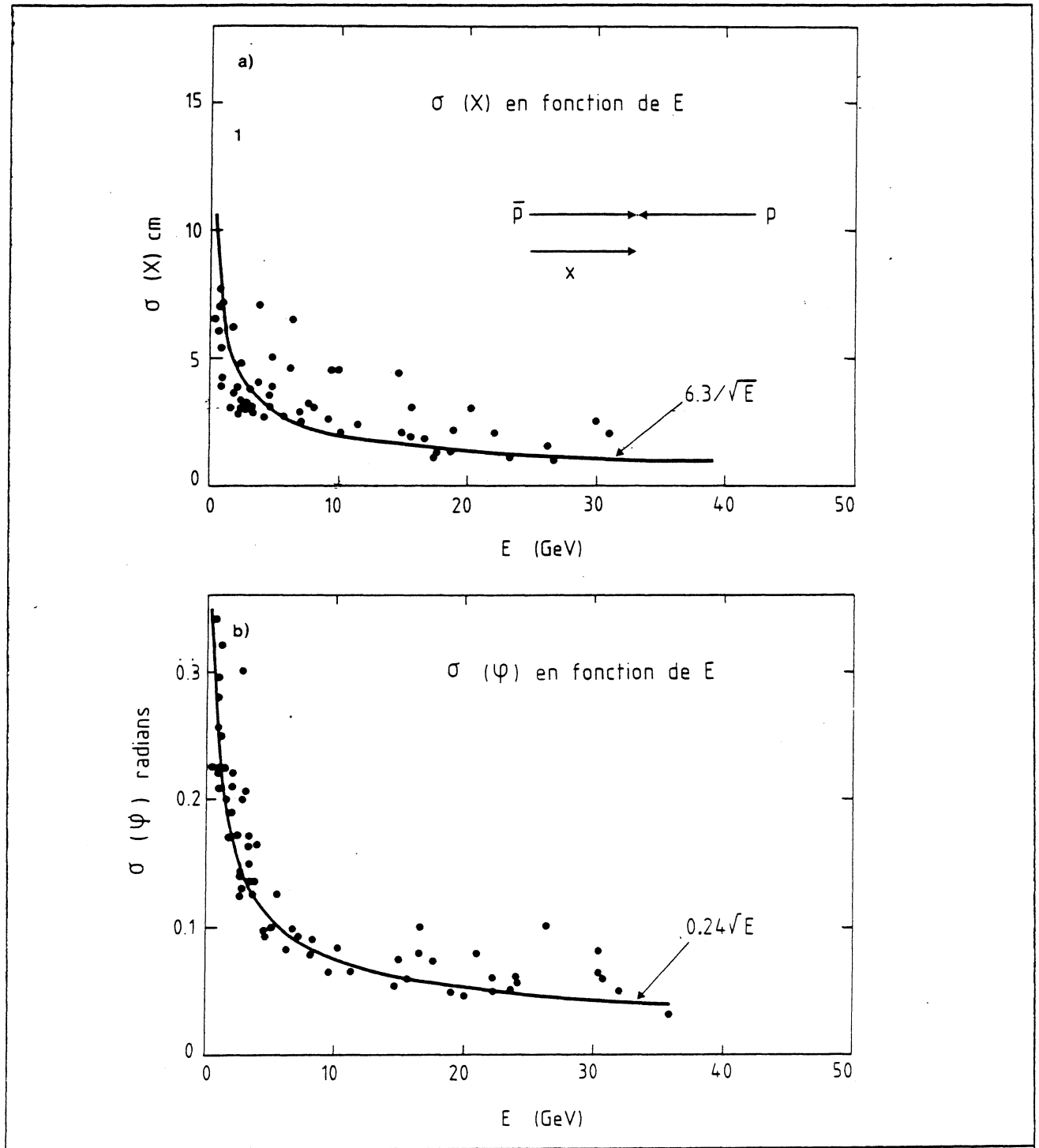


Fig. III.6 - Performances du calorimètre central (résultats de mesures en faisceaux) : a) résolution sur la position x d'une gerbe d'électron ; b) résolution sur la position ϕ d'une gerbe d'électron.

d'énergie $E_1 + E_2$ située au barycentre des deux dépôts. C'est ce que l'on appelle le "problème φ ". On voit donc ici que l'isolation de l'électron est une nécessité instrumentale pour sa mesure et son identification. Autrement dit, un électron ne peut être défini expérimentalement dans UA1 que s'il est isolé. Au contraire d'un muon, ne pourra pas parler d'un électron dans un jet.

b) Les bouchons.

Ils ont la même structure feuilletée que les gondoles, mais leur épaisseur est de 26.7 longueurs de radiation en incidence normale cette plus grande profondeur est nécessaire pour contenir les gerbes plus énergiques vers l'avant et dont l'incidence est toujours proche de la normale. Les plaques sont un peu plus épaisses (4 mm pour le plomb et 6 pour le scintillateur), et la résolution en énergie pour des électrons est donnée par : $\sigma(E)/E = 20\%/\sqrt{E}$. La segmentation en profondeur est semblable à celle des gondoles : 3.6, 7.2, 8.7, 7.2 longueurs de radiation. Ils couvrent les régions $5^\circ < \theta < 25^\circ$ et $155^\circ < \theta < 175^\circ$, ou encore $1.5 < |\eta| < 3$.

Chacun des deux bouchons est segmenté en azimuth en 32 pétales (fig. III.5), lus chacun à son extrémité extérieure par un seul PM. On ne peut donc mesurer la position de l'impact comme on le pouvait dans le cas des gondoles. Pour cela, on a recours à un détecteur de position, constitué d'un quadrillage de tubes proportionnels. La division de charge, outre la position des tubes touchés, fournit une redondance d'information sur la position. La mesure grossière de l'énergie dans les tubes proportionnels permet de répartir l'énergie entre deux amas touchant le même pétale.

La longueur d'atténuation des pétales est choisie de telle sorte que le signal reçu par le PM est approximativement proportionnel à $\sin\theta$, donc à l'énergie transverse de la gerbe. Ceci permet, au niveau du déclenchement, de connaître approximativement l'énergie transverse déposée dans les bouchons sans avoir à reconstruire les amas en utilisant le détecteur de position.

Une description plus détaillée des bouchons peut être trouvée dans la référence [III.4].

c) L'étalonnage et les corrections d'énergie.

Malgré l'excellente linéarité de la réponse du calorimètre avec l'énergie, déduire du numéro de canal d'ADC l'énergie déposée dans un élément du calorimètre n'est pas immédiat. En effet, le coefficient qu'il faut appliquer au numéro d'ADC pour obtenir un GeV dépend de la position de l'amas dans l'élément et de différents facteurs évoluant avec le temps.

La première difficulté consiste à trouver une source d'électrons ou de photons d'énergie connue *in situ*, afin de ne pas avoir à déplacer les éléments du calorimètre électromagnétique, ce qui pourrait modifier localement la disposition des plaques et fausser l'étalonnage. Le problème, auprès d'un collisionneur hadronique, réside dans l'absence, dans les interactions elle-mêmes, d'une telle source pratiquement utilisable. Il faut donc apporter une source externe. La construction d'un petit accélérateur d'électrons à proximité du détecteur a été envisagée, mais son coût et sa complexité se sont avérés prohibitifs. On a préféré utiliser une puissante source de cobalt 60 (4 Curie), produisant un faisceau étroit et continu de photons de 1.2 MeV. La puissance de la source en fonction du temps, mesurée par comparaison avec un faisceau test par l'intermédiaire d'un calorimètre simplifié analogue aux gondoles, est de $191000 \exp(-(t-t_0)/4 \text{ ans}) \text{ GeV/s}$, où t_0 se situe en octobre 1981. La source de cobalt est déplacée, à l'aide d'un dispositif adéquat commandé par ordinateur, sur toute la surface interne du calorimètre, ce qui permet d'obtenir une carte des coefficients d'étalonnage en fonction de la position. Cette opération est répétée avant et après chaque prise de données, et on obtient ainsi des cartes très précises de la réponse des gondoles, et une information sur l'évolution dans le temps, à long terme, de la réponse des gondoles. Cette évolution est due principalement au vieillissement chimique, accéléré par la présence de rayonnement, du scintillateur, et des barres au BBQ.

Cependant, cette méthode présente un léger inconvénient : la structure longitudinale du dépôt d'énergie n'est pas la même pour les photons du cobalt et pour les électrons de quelques dizaines de GeV. En effet, le dépôt des photons du cobalt présente une chute exponentielle en fonction de la profondeur, et ceux-ci inondent donc davantage le premier segment, alors qu'une gerbe électromagnétique dépose la plus grande partie de son énergie dans les deuxième et troisième segments. Ainsi, les différences de gondoles à gondole dans la réponse du troisième segment sont mal prises en compte dans l'étalonnage cobalt. Pour y remédier, on utilise les muons cosmiques (seul le segment 3 est assez épais pour que le signal d'une particule au minimum d'ionisation soit séparé du piédestal), afin d'imposer l'égalité des réponses dans les segments 3 de toutes les gondoles [III.5]. Les prises de données de muons cosmiques sont effectuées lorsqu'il n'y a pas de faisceaux dans le SPS.

Afin de suivre les variations à court terme des coefficients d'étalonnage, on suppose qu'elles sont dues principalement aux variations de gain des tubes photomultiplicateurs et de l'électronique de lecture. Celles-ci sont suivies tout au long de la période de prise de données, à l'aide de faisceaux lasers étalonnés dirigés sur la fenêtre de chaque P.M. à l'aide de fibres optiques.

Les corrections fines d'énergie sont appliquées électron par électron hors ligne, parce que la plupart d'entre elles nécessite la reconstruction préalable de l'ensemble de l'événement, l'identification de l'électron, et, s'agissant de l'évolution dans le temps, l'analyse des données finales d'étalonnage. Les quatre principales sont :

- La correction dite "de cartes", où l'on applique le coefficient d'étalonnage lié à la position de la gerbe, définie précisément par la trace chargée pointant sur l'amas, s'il y en a une, en utilisant les cartes mesurées avec le cobalt 60.
- La correction "laser", où les fluctuations à court terme de l'électronique sont prises en compte.

- La correction de vieillissement, où la dépendance en temps à long terme des coefficients d'étalonnage est prise en compte. Pour cela, on effectue une interpolation linéaire entre les runs d'étalonnage au cobalt 60 initial et final, soit en fonction de la luminosité intégrée, soit en fonction du temps. Pour les données de 1982, la différence entre ces deux interpolations est négligeable, l'effet du vieillissement total se limitant à 3%. Mais pour les données de 1983 à 1985, le vieillissement, de 10% environ chaque année, est assez important pour que cette différence soit notable.

En dernier lieu, pour cette correction comme pour les autres, le test ultime de son bien-fondé est la diminution de la largeur du Z^0 mesurée qu'entraîne son application. C'est ainsi que la correction en fonction de la luminosité intégrée a été choisie.

- La correction dite "d'empilement" : on doit soustraire à l'énergie des gondoies ou des pétales contenant la gerbe électromagnétique, l'énergie déposée par l'événement sous-jacent. Cette correction est effectuée électron par électron ; on retire la somme des impulsions des traces chargées pointant sur ces gondoies, mise à part celle correspondant à l'électron, et on soustrait 200 MeV pour tenir compte du dépôt moyen d'énergie neutre.

Une thèse entière est consacrée à l'étalonnage du calorimètre électromagnétique d'UA1 [III.6]. On s'y reportera pour plus de détails.

4 - Le calorimètre hadronique.

Lui aussi est composé d'une partie centrale et d'une partie avant-arrière. La partie centrale est une juxtaposition de 16 modules, appelés "C" en raison de leur forme de demi-rectangles (figure III.7), situés de part et d'autre du plan vertical contenant les faisceaux. C'est un sandwich fer-scintillateur ; sa profondeur est de 5 longueurs d'interaction. Les plaques de scintillateur de 1 cm, au nombre de 14 (dans les coins) à 15, sont séparées par des couches de 5 cm de fer. Les C sont lus en deux segments en profondeur.

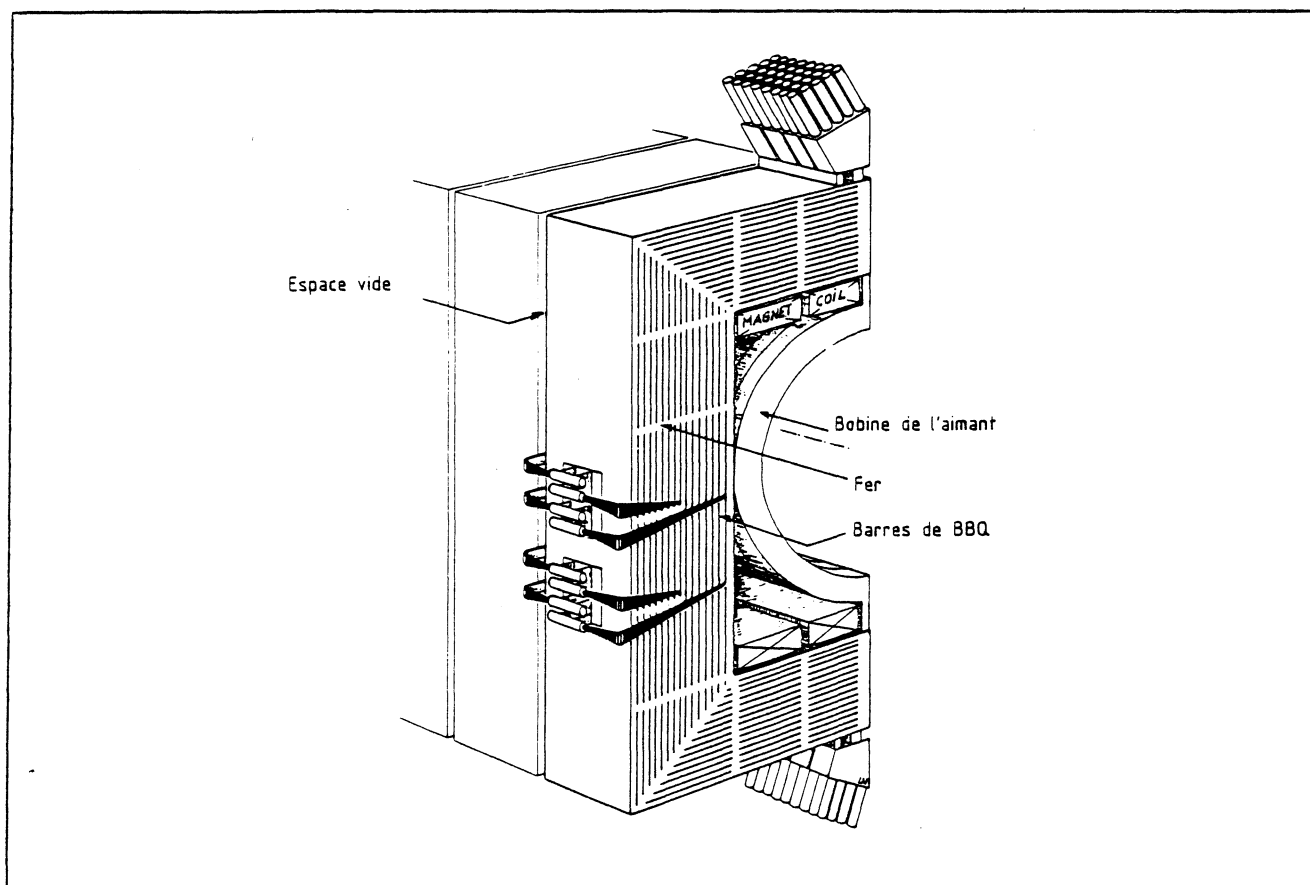


Fig. III.7 - Elément du calorimètre hadronique : un "C".

La partie avant-arrière, les "I", a une épaisseur de 6.5 longueurs d'interaction. Sa granularité est affinée près des faisceaux, là où la densité angulaire de particules énergiques est plus forte.

La résolution de l'ensemble gondoles+C, mesurée en faisceau de hadrons, est d'environ $80\%/\sqrt{E}$ (E en GeV).

Le fer, outre son rôle de milieu passif pour contenir l'énergie des hadrons, sert de retour de champ magnétique et de filtre hadronique pour l'identification des muons.

5 - Les chambres à muons.

Elles entourent le calorimètre hadronique, et couvrent la région de rapidité $|\eta| < 2$ (depuis 1984). Elles sont constituées de 2 couches séparées de 62 cm, elles-mêmes superpositions de quatre couches de tubes à dérive en aluminium extrudé, croisées et décalées afin de lever l'ambiguïté gauche-droite (fig. III.8).

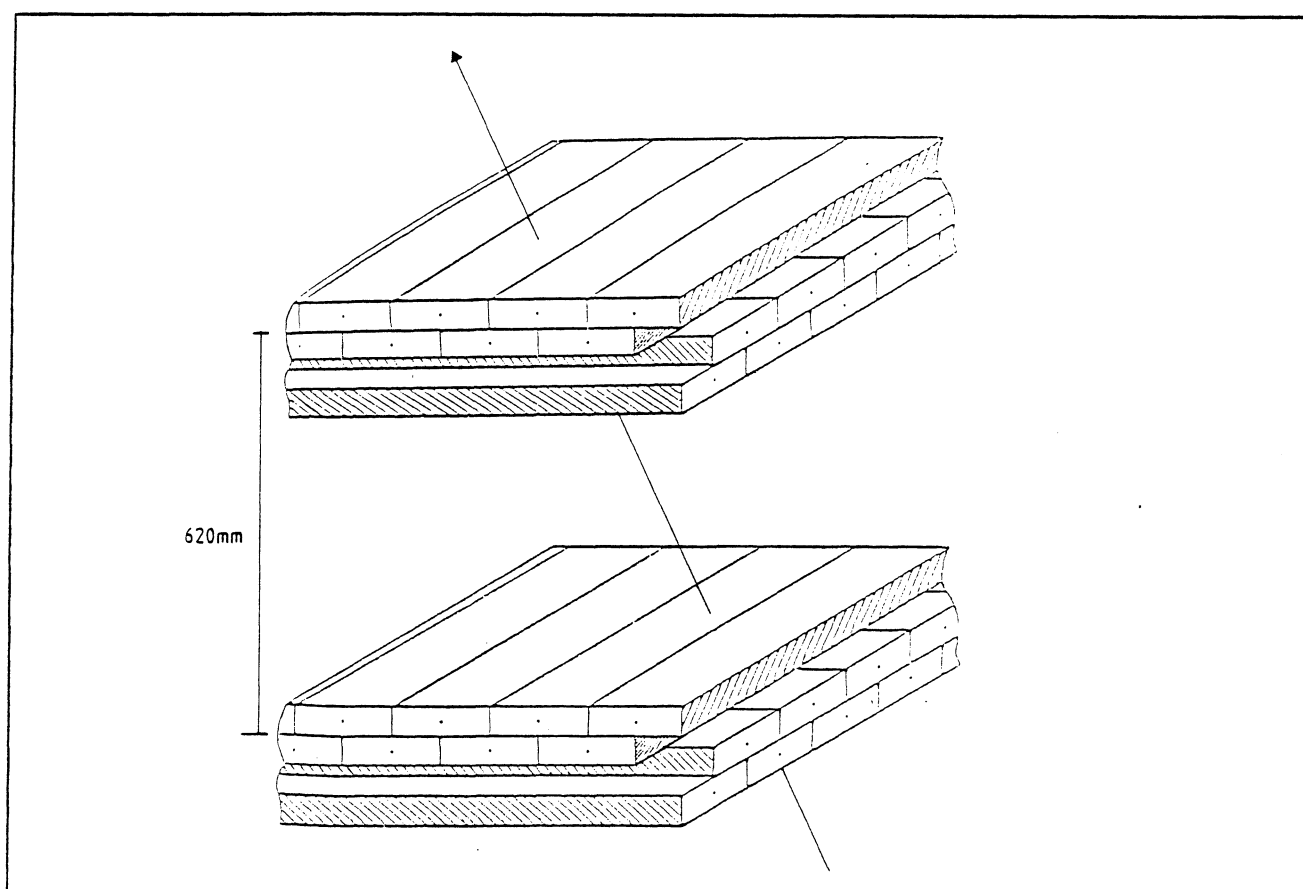


Fig. III.8 - Description des chambres à muons.

6 - Les déclenchements.

A raison de 30 000 interactions par seconde (pour une luminosité de $5 \cdot 10^{29} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ et une section efficace totale de 60 mb), il est hors de question de les enregistrer toutes. On a donc recours à des conditions de déclenchement très strictes pour enrichir les données en événements intéressants (bosons intermédiaires, jets, etc...), avec une efficacité raisonnable. Par exemple, une collision sur un million seulement produit un boson vecteur intermédiaire.

Le déclenchement "biais minimum" permet d'enregistrer (avec un temps mort énorme, naturellement), des interactions de n'importe quel type. Son efficacité est supérieure à 90% pour les interactions non-diffractives dont la section efficace est d'environ 42 mb. Il est constitué des coïncidences entre les hodoscopes avant et les hodoscopes arrières à petit angle. Son intérêt est essentiellement pour la physique hadronique (processus "mous"), mais c'est aussi la seule façon de déclencher sur événements ne contenant que des jets de faible énergie transverse. Ce déclenchement n'est utilisé que pendant des périodes courtes, choisies de préférence lorsque la luminosité est faible.

Il existe diverses conditions de déclenchement pour sélectionner les événements intéressants physiquement. Toutes demandent le déclenchement "biais minimum" en coïncidence, ce qui permet de ramener la contamination d'événements d'interaction faisceau-gaz à un niveau négligeable, ces événements étant très asymétriques.

Le déclenchement "muons" requiert une trace dans les chambres à muons, pointant dans la direction du vertex à mieux que 150 milliradians. 50% des événements enregistrés satisfont à cette condition. Le déclenchement "dimuon" (1% du taux) demande au moins deux traces dans les chambres à muons.

Les autres déclenchements utilisent les calorimètres (le détecteur central est trop lent et trop complexe pour servir au déclenchement). Les 2440 signaux des tubes photomultiplicateurs sont groupés en 288 signaux. La figure III.9 montre des exemples d'amas utilisés pour les différents déclenchements calorimétriques. Les énergies transverses déposées en sont déduites par soustraction des piédestaux et multiplication par un facteur de calibration approché et par le sinus de l'angle polaire moyen de la cellule.

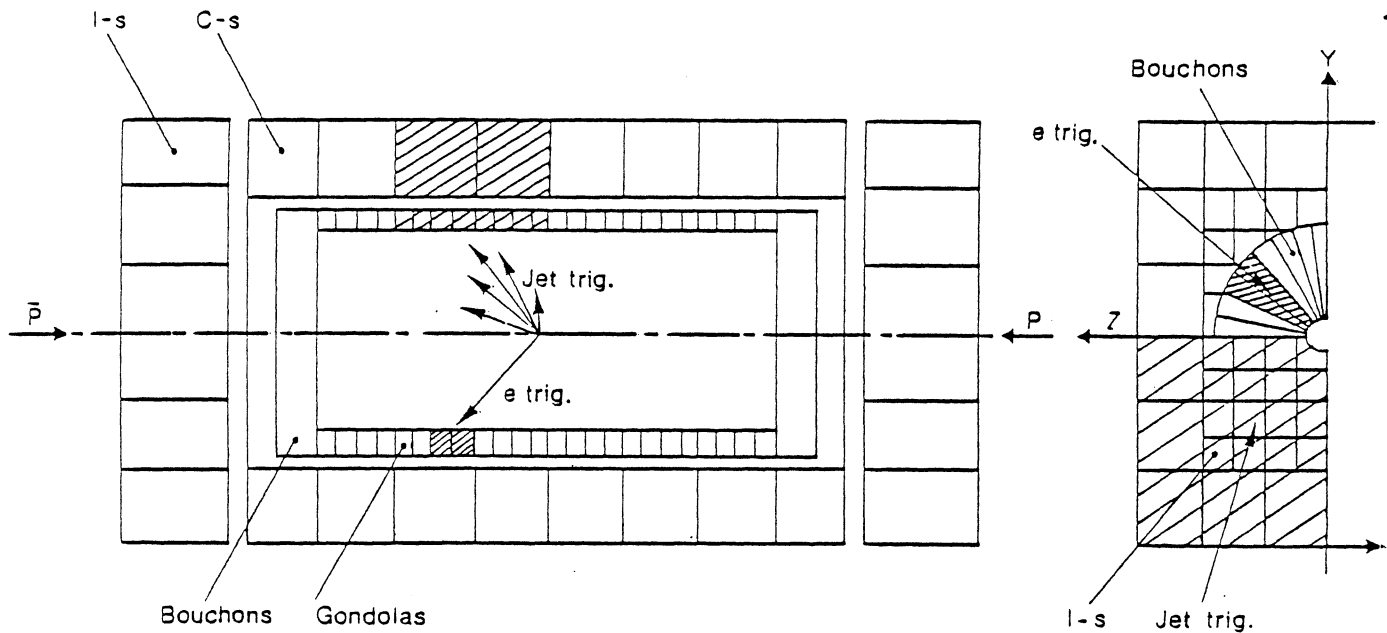


Fig. III.9 - Description des déclenchements calorimétriques.

Le déclenchement "électron" demande qu'au moins 10 GeV d'énergie transverse aient été déposés dans deux gondoles adjacentes ou deux pétales adjacents des bouchons. 15 à 20% des déclenchements sont dus à cette condition.

Le déclenchement "jet" demande un amas d'énergie transverse supérieure à 25 GeV. Le taux correspondant est d'environ 15%.

Le déclenchement "énergie transverse scalaire totale" requiert $\Sigma E_t > 80$ GeV, la somme étant étendue à toutes les gondoles et tous les C (taux d'environ 10%).

Pour finir, le déclenchement "énergie transverse manquante" demande une différence d'énergie transverse totale d'au moins 17 GeV entre la partie gauche et la partie droite du calorimètre, et un amas d'énergie supérieure à 15 GeV. Il a été installé en 1984.

D'autres conditions de déclenchement ont été utilisées une petite partie du temps, et les seuils ont parfois été abaissés lorsque la luminosité le permettait. Dans des conditions moyennes, le temps mort était de 10 à 15 %.

7 - Le système d'acquisition.

Tous les événements ayant déclenché sont lus et analysés par une batterie de 6 émulateurs 168E, dont un dédié au contrôle des cinq autres. Ceux-ci effectuent en parallèle une sélection rapide des événements, par un algorithme complexe. Le temps de traitement moyen d'un événement est de 150 ms à 500 ms, selon le déclenchement considéré. Trois décisions peuvent être prises pour un événement :

- le rejeter,
- l'écrire sur bande "normale",
- l'écrire sur bande "normale" et sur bande "spéciale".

Les bandes spéciales constituent une sélection d'événements avec des conditions restrictives, appelée "ligne expresse" [III.7]. Elle sert à obtenir très rapidement des résultats de physique (principalement les bosons intermédiaires) au fur et à mesure de la prise de données.

Les bandes normales font l'objet d'une sélection plus circonspecte, mais sur une échelle de temps plus longue. Plus de 10000 bandes normales ont été enregistrées depuis le début de l'expérience. Nous sommes partis des bandes normales pour notre analyse.

8 - Le déroulement des prises de données.

L'acquisition des données, généralement par périodes annuelles de 3 mois, était organisée en postes de huit heures. A chaque poste, les tâches étaient réparties entre neuf physiciens. L'un d'eux, le "SLIMI" (Shift Leader In Matter of Information), était chargé de la coordination générale. Quatre s'occupaient de la surveillance du fonctionnement des différents composants du détecteur : détecteur central, calorimètres, déclenchement, chambres à muons. Deux se relayaient pour monter les bandes magnétiques (une toutes les 15 minutes pour les bandes normales). Deux enfin s'occupaient de la soumission et du contrôle des travaux pour la ligne expresse, et de la mise à jour des différentes constantes nécessaires au fonctionnement du détecteur : les piédestaux des ADC et le " t_0 " des chambres à dérive.

9 - Le logiciel associé.

L'ensemble des programmes utilisés pour le traitement des données (reconstruction, analyse, simulation), est organisé en une structure PATCHY [III.8], qui permet la mise à jour en permanence de ces programmes par n'importe lequel des membres de la collaboration UA1. Les sous-programmes relatifs à une même étape du traitement (par exemple : reconstruction dans le calorimètre, ou recherche des vertex dans les chambres à image) sont groupés en "PAM". Ce système "convivial" s'est avéré efficace pour la correction immédiate des erreurs et la diffusion des améliorations dans une grande collaboration comme UA1.

Les données relatives à chaque événement sont gérées par le système de banques HYDRA [III.9]. Dans ce système, chaque sous-programme

constitue ce qu'on appelle un "processeur". La transmission des arguments d'un processeur à un autre se fait par la création et le décodage de banques. A chaque banque correspond le processeur qui l'a créé. Ainsi, près de 300 banques, décrites dans un document de 160 pages [III.10], sont couramment utilisées dans les programmes de reconstruction et d'analyse.

On pourra trouver une description des algorithmes de reconstruction dans les chambres à image et dans le calorimètre dans divers documents [III.11], [III.12].

Un autre élément important du logiciel d'UA1 est le système d'analyse graphique tridimensionnelle MERLIN, développé spécialement pour cette expérience [III.13]. Il est implanté sur VAX et le périphérique graphique utilisé est le MEGATEK. Deux stations noir et blanc d'une résolution de 4096x4096 points, et une station couleurs 1024x1024 points, sont installées au CERN ; une station noir et blanc est installée à Saclay, connectée à un ordinateur PRIME pour lequel le programme a été adapté. Les terminaux sont équipés d'un clavier avec touches de fonctions, d'un joystick et d'une souris. De nombreuses possibilités sont offertes en matière d'aide à l'analyse : zoom et rotations en temps réel sont effectués par un microprocesseur intégré au MEGATEK. La matrice de projection sous différents angles et avec différents grandissements est mise à jour par le VAX et transmise au microprocesseur 30 fois par seconde (lorsque le système n'est pas trop chargé) ; on peut aussi fixer des seuils sur la calorimétrie et sur les traces du détecteur central, afin d'alléger l'événement et de supprimer les éléments inintéressants comme l'événement sous-jacent. La quasi-totalité de l'information des données brutes est disponible pour l'affichage (par exemple, l'énergie mesurée par chaque P.M.), et la plupart des résultats des sous-programmes d'analyse peuvent être représentés graphiquement (résidus des traces chargées, diagrammes "lego", vertex secondaires, jets, etc...). On peut aussi visualiser des événements Monte-Carlo. C'est un outil très performant qui nous a été extrêmement utile, voire indispensable, à la mise au point de notre sélection par programme et à l'étude des effets instrumentaux.

IV - STRATEGIE DE RECHERCHE DU QUARK TOP

Chapitre IV

Stratégie de recherche du quark top.

1 - Le signal recherché.

Nous avons vu que le quark top était créé à grand p_t ($p_t \approx m_{\text{top}}/2$) au collisionneur. De plus, les trois produits de désintégration du top (le quark b, l'électron et le neutrino) se partagent à peu près équitablement l'énergie disponible, $m_{\text{top}}c^2$. Si le top a une masse voisine de M_W , l'électron et le neutrino vont même prendre chacun plus du tiers de l'énergie disponible, à cause de l'effet du propagateur du W réel ou quasi-réel dans la désintégration.

Il en résulte que la production de quark top va se manifester par une **production d'électrons de grande énergie transverse**, comme le montre la figure IV.1, pour un top de 40 GeV. Le spectre d'énergie transverse du neutrino est aussi indiqué, renforcé par l'effet de V-A comme nous l'avons expliqué au chapitre II. En outre, la masse effective du triplet (e, ν, b) étant élevée, puisqu'elle est égale à la masse du top, les trois produits de désintégration vont être relativement bien séparés. En conséquence, l'électron sera **isolé**, c'est-à-dire que le dépôt d'énergie dans un certain cône autour de l'électron sera faible. Nous serons plus quantitatifs sur ce point ultérieurement. Enfin, le jet du b de désintégration et le jet de recul (un b dans le cas de $W \rightarrow t\bar{b}$ et un top, éventuellement résolu en deux ou trois composantes, dans le cas de $p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}$). Ces éléments distinctifs ont été mis en évidence par de nombreux théoriciens (voir par exemple [IV.1]).

Nous rechercherons donc des événements dans lesquels un **électron isolé de grande impulsion transverse** est **accompagné de jets** (au moins deux). Afin de contrôler notre procédure d'identification, nous sélectionnerons aussi les événements sans jet (essentiellement $W \rightarrow e\nu$) et les événements avec un seul jet.

Quels sont les éléments qui peuvent masquer la signature d'un lepton isolé accompagné de jets dans un événement de production de top?

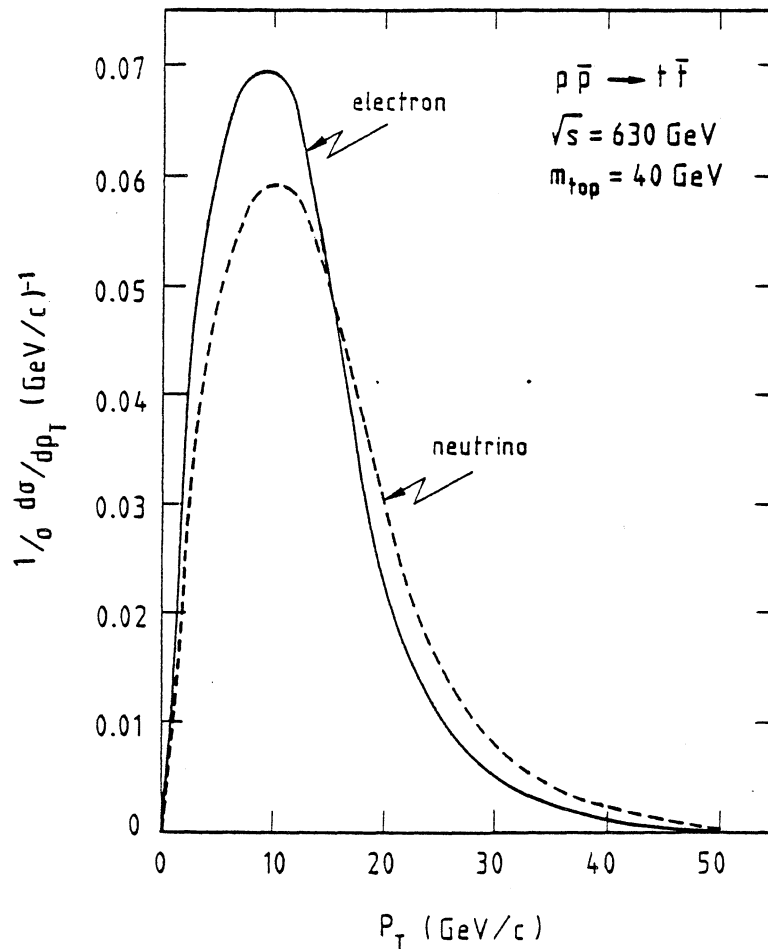


Fig. IV.1 - Spectre d'impulsion transverse de l'électron (ligne continue) et du neutrino (tirets) issus de la désintégration d'un quark top dans le processus $p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}$ au collisionneur à $\sqrt{s}=630 \, \text{GeV}$. L'interaction V-A à la désintégration fait que le neutrino est plus énergétique que l'électron (voir chapitre II, paragraphe 3d).

Tout d'abord, le comptage des jets nécessite la définition d'un seuil au-dessous duquel un jet n'est pas distinguable d'un rassemblement fortuit de particules de l'événement sous-jacent. L'exigence d'un tel seuil pourra faire rejeter des événements top. Nous étudierons les jets au chapitre VI.

D'autre part, l'isolation peut être altérée par différentes contributions :

- l'événement sous-jacent et les débris d'autres jets de l'événement,
- le Bremsstrahlung de gluons dans l'état final ; on peut s'attendre à ce que cet effet soit faible, en raison de la grande masse du quark top,
- les résidus de la fragmentation du quark top ; on s'attend aussi à ce que la fragmentation soit "dure", en raison de la grande masse du quark top (voir chapitre II), donc que les fragments du jet top soient assez mous pour peu nuire à l'isolation.

Afin de tenir compte de tous ces facteurs, nous utiliserons une simulation détaillée des processus $p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}$ et $W \rightarrow t\bar{b}$, suivie d'une simulation aussi précise que possible des effets de l'appareillage et de la sélection, à l'aide de programmes Monte-Carlo. Ces programmes sont décrits au chapitre suivant.

2 - Les processus concurrents.

Nous allons maintenant dresser la liste des processus conduisant à la production d'électrons de grande énergie transverse, et tenter de voir dans quelle mesure l'électron peut être isolé et accompagné de jets, simulant ainsi la production de quarks top.

En premier lieu, certains processus produisent des électrons isolés:

- la désintégration d'un W en $e\nu$,
- la désintégration d'un ψ , d'un Υ , ou d'un Z^0 en e^+e^- ,
- le processus Drell-Yan de production de paires e^+e^- .

tron. Cependant, le rayonnement d'un ou plusieurs gluons dans l'état initial produit des jets, et est susceptible de donner une impulsion transverse au W , de telle sorte que l'électron et le neutrino ne sont plus nécessairement dos-à-dos. Une telle configuration, où au moins deux jets sont visibles, simule donc parfaitement la configuration "top".

La désintégration d'un Z^0 produit généralement une paire d'électrons dos-à-dos, mais ici aussi, un ou plusieurs jets de Bremsstrahlung peuvent l'accompagner. Cependant, dans ce cas, le deuxième électron de désintégration sera facilement reconnaissable et les événements Z^0 pourront être rejetés.

Par contre dans la production de paires Drell-Yan, d' T , ou de ψ , la paire sera créée à grande impulsion transverse, reculant contre un jet énergétique, et pourra donc être très asymétrique, un électron prenant une grande impulsion, et l'autre restant sous le seuil d'identification des électrons, simulant éventuellement un deuxième jet.

D'autres processus produisent des électrons qui ne sont généralement pas isolés : c'est la production QCD de $b\bar{b}$ et $c\bar{c}$. L'électron, dans ces cas, est généralement contenu dans le jet du quark qui s'est désintégré. En effet, contrairement au cas d'un jet top dont la masse est supérieure à 23 GeV, la faible masse d'un jet de b ou c , 5 à 7 GeV en moyenne, ne force pas l'électron à être éloigné des autres composantes du jet. Pour que l'électron de désintégration d'un jet b soit isolé, il faut que le reste du jet prenne une faible partie de l'impulsion disponible. Pour cela, deux conditions doivent être réunies : d'une part, le hadron beau ou charmé doit avoir pris une grande partie de l'impulsion du quark parent, et d'autre part, l'électron doit avoir pris à la désintégration une grande partie de l'impulsion disponible.

La première condition impose que la fragmentation se soit produite à une valeur élevée de $z \approx p_{\text{hadron}}/p_{\text{quark}}$; elle est satisfaite d'autant plus facilement que la valeur moyenne de z est élevée, donc que le quark est lourd (voir fig. II.3).

La deuxième condition est aussi d'autant plus facilement réalisée que le quark qui se désintègre est lourd. En effet, dans la désintégration $X \rightarrow xe\nu$, la cinématique impose [IV.2] :

$$\sin\theta_{ex} < (m_X^2 - m_x^2)/2p_e m_x,$$

$$p_D > [4m_x^2 p_e^2 - (m_X^2 - m_x^2)^2] / [4p_e (m_X^2 - m_x^2)]$$

comme limites extrêmes. Ainsi, pour $p_e = 15$ GeV, dans $B \rightarrow De\nu$, $\theta_{eD} < 25^\circ$, et $p_D > 1.8$ GeV, alors que dans $T(40 \text{ GeV}) \rightarrow Be\nu$, ni $\sin\theta_{eB}$, ni p_B ne sont limités, de telle sorte que les leptons de désintégration du top pourront être, et seront en général, très bien isolés.

Ceci va permettre de rejeter préférentiellement les leptons provenant de $b\bar{b}$ et $c\bar{c}$ par rapport à ceux provenant du top. Les histogrammes de la figure IV.2 montrent la distribution d'une variable caractéristique de l'isolation, appelée I , pour des événements Monte-Carlo contenant un muon d'impulsion transverse supérieure à 10 GeV, et au moins un jet de plus de 12 GeV, pour trois processus : production de $b\bar{b}$ et $c\bar{c}$, production d'un quark top de 40 GeV, et production de W (ce dernier cas est comparé aux données réelles). I est défini par :

$$I = ((\Sigma E_t/3)^2 + (\Sigma p_t/2)^2)^{1/2},$$

la somme étant étendue à toutes les énergies des cellules calorimétriques et toutes les impulsions des traces chargées, contenues dans un certain cône autour du muon, exprimées en GeV. On a choisi les muons pour cette figure car ils peuvent être identifiés même si il ne sont pas isolés, contrairement aux électrons. On constate sur cette figure que les leptons de $b\bar{b}$ et $c\bar{c}$ sont généralement très mal isolés, alors que ceux du top ont un comportement beaucoup plus semblable à ceux du W, qui eux sont aussi bien isolés que possible, compte tenu de l'événement sous-jacent et du Bremsstrahlung de gluons dans l'état initial. La condition d'isolation sera donc un outil essentiel de réjection des événements de $b\bar{b}$ et $c\bar{c}$.

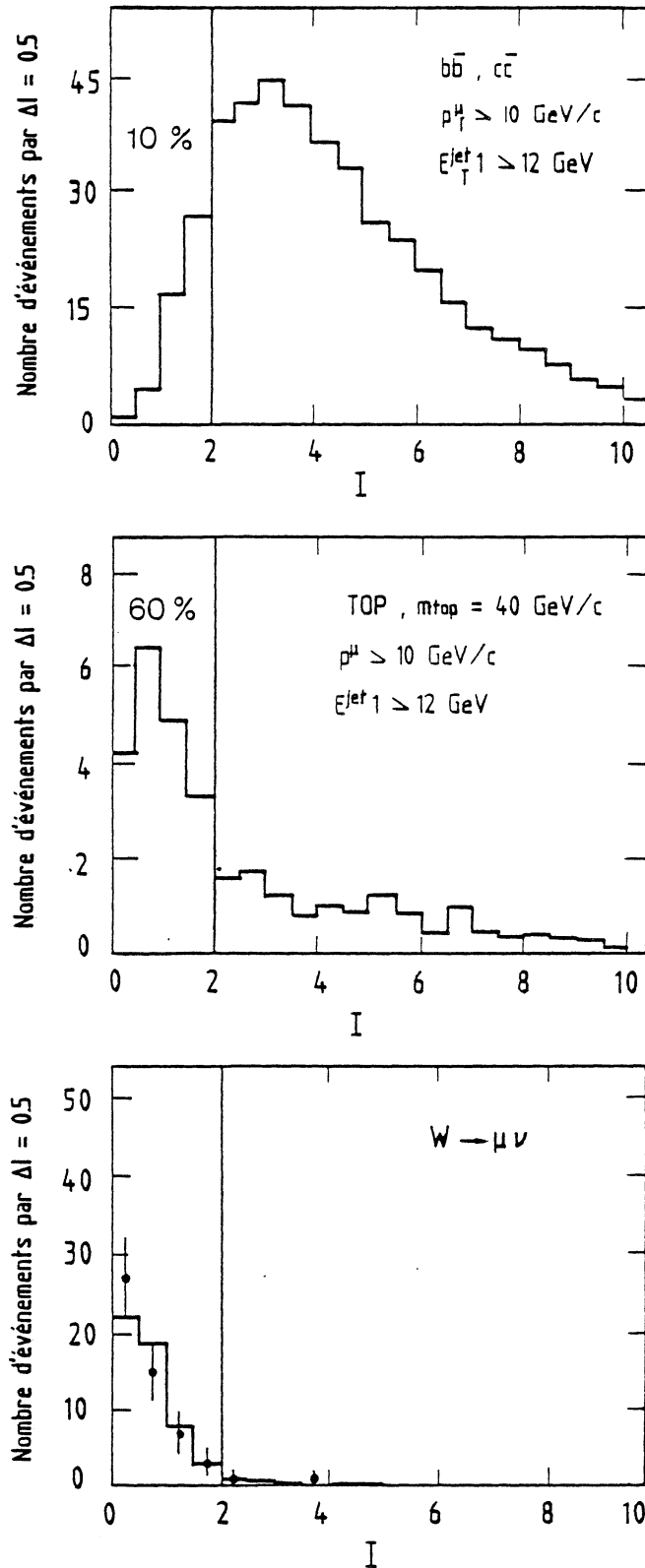


Fig. IV.2 - Distribution d'isolation combinée I , telle qu'elle est définie dans le texte, pour :

- en haut, des muons Monte-Carlo de $b\bar{b}$ et $c\bar{c}$. Seulement 10% des événements passent la coupure $I < 2$.

- au milieu : des muons Monte-Carlo de désintégration de top .

- en bas : des muons de $W \rightarrow \mu \nu$; ces derniers sont comparés aux données, non biaisées relativement à l'isolation.

3 - Les faux électrons.

A côté de ces événements dans lesquels un véritable électron est produit, il peut y avoir des événements où un jet simule un électron. La composition d'un jet peut en effet fluctuer de telle sorte qu'une particule chargée domine largement sur les autres. Si ce jet dépose la plus grande partie de son énergie dans les premiers segments du calorimètre électromagnétique, comme le fait une gerbe électromagnétique, ce jet va simuler un électron. La production de jets étant très importante au collisionneur (principalement par $gg \rightarrow gg$), ceci peut se produire suffisamment fréquemment pour créer un bruit de fond à la production de top. Pour le voir de façon semi-quantitative, on peut estimer, dans un premier temps, un ordre de grandeur de cette contribution, de la manière décrite ci-dessous.

La figure IV.3 montre la section efficace inclusive de production de jets, $d\sigma/dp_t d\eta$, à $\eta=0$, mesurée par UA1 [IV.3] à partir de 5 GeV. Entre 5 et 20 GeV, la section efficace est mesurée à l'aide des événements "biais minimum", dans lesquels on a cherché à reconstruire les jets à l'aide de l'algorithme d'UA1. L'incertitude sur cette section efficace est de $^{+50\%}_{-30\%}$. La distribution en rapidité des jets étant approximativement uniforme entre -1.4 et 1.4, la section efficace dans ce domaine est obtenue en multipliant $d\sigma/dp_t d\eta$ par $\Delta\eta=2.8$, étendue de la région sur laquelle porte notre analyse. La section efficace de production de jets d'impulsion transverse de plus de 15 GeV est de l'ordre de $7 \cdot 10^4$ nb. Il y a donc environ $4 \cdot 10^7$ jets de plus de 15 GeV pour une sensibilité de 572 nb^{-1} .

Une fois un jet produit, pour qu'il apparaisse comme un pion isolé, qu'un des hadrons chargés prenne la plus grande partie de son impulsion. La distribution de la fraction d'impulsion emportée par un hadron dans un jet est donnée par la fonction de fragmentation (fig. IV.4), telle qu'elle a été mesurée par UA1 [IV.4]. Elle indique que la proportion des jets dans lesquels un hadron emporte toute l'énergie du jet moins 2 GeV varie de $\approx 10^{-4}$ à $p_t=15$ GeV, à $\approx 0.5 \cdot 10^{-4}$ à $p_t=30$ GeV. Cette fraction des jets va simuler un hadron isolé, car moins de 2 GeV d'énergie vont

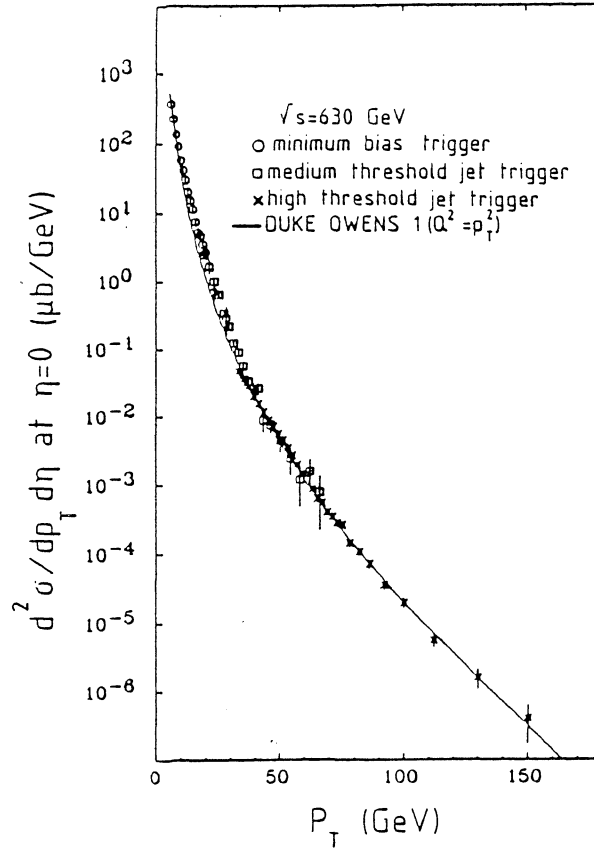


Fig. IV.3 - Section efficace différentielle inclusive de production de jets, en fonction de leur impulsion transverse, mesurée par UA1.

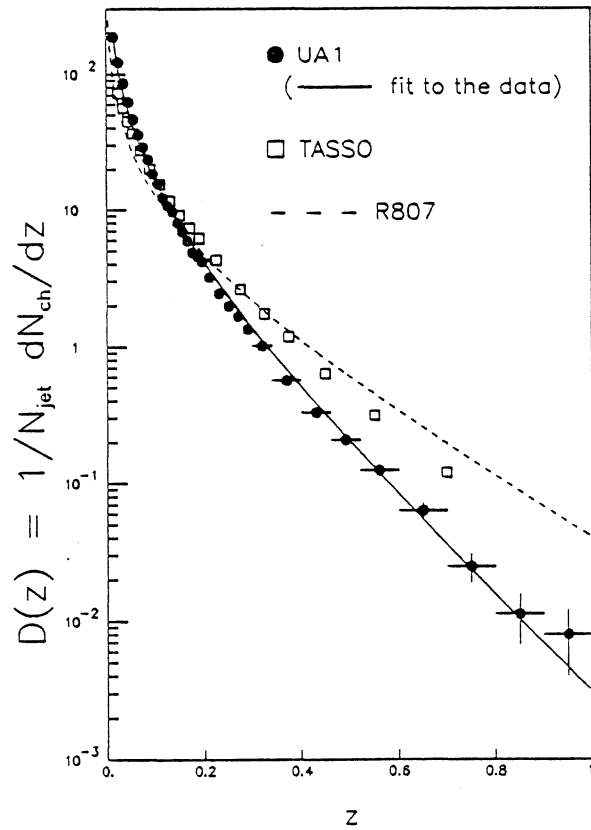


Fig. IV.4 - Fonction de fragmentation des jets, mesurée par UA1. L'extrême queue à grand z représente des événements où un seul hadron chargé a pris la quasi-totalité de l'impulsion du jet. Ces événements, si la gerbe hadronique est contenue dans le calorimètre électromagnétique, constituent un bruit de fond potentiel pour la recherche d'électrons isolés.

se trouver à proximité de ces hadrons (nous verrons que ceci correspond à notre coupure d'isolation). En outre, pour qu'un pion puisse être pris pour un électron, il faut qu'il dépose moins de 200 MeV dans le compartiment hadronique (C) situé derrière la gondole. La probabilité pour cela varie de $\approx 3.2 \cdot 10^{-2}$ pour un pion de 15 GeV à $\approx 2 \cdot 10^{-2}$ pour un pion de 30 GeV (voir fig. VIII.4). En convoluant ces trois distributions (section efficace inclusive, probabilité pour que le pion prenne toute l'énergie du jet moins 2 GeV, et probabilité pour un pion de déposer moins de 200 MeV dans le C, et en estimant les incertitudes, on obtient une section efficace de $(19.6^{+10,}_{-6,6}) \cdot 10^{-2}$ nb pour la production de faux électrons (tableau IV.1).

Tableau IV.1. Estimation grossière du nombre de pions isolés simulant un électron que l'on peut attendre dans notre analyse.

domaine de p_t	$(d\sigma/dp_t)\Delta p_t$ nb	$\text{prob}(E_{\text{jet}} - E_{\pi} < 2 \text{ GeV})$	$\text{prob}(E_{\text{had}} < 200 \text{ MeV})$	$\Delta\sigma$ faux-électrons (nb)
15-16 GeV	$2.8 \cdot 10^4$	10^{-4}	$3.2 \cdot 10^{-2}$	$9. \cdot 10^{-2}$
16-20 GeV	$3.4 \cdot 10^4$	10^{-4}	$2.8 \cdot 10^{-2}$	$9.5 \cdot 10^{-2}$
20-24 GeV	$6.7 \cdot 10^3$	$0.7 \cdot 10^{-4}$	$1.7 \cdot 10^{-2}$	$8.0 \cdot 10^{-3}$
24-28 GeV	$2.8 \cdot 10^3$	$0.7 \cdot 10^{-4}$	$1.3 \cdot 10^{-2}$	$2.5 \cdot 10^{-3}$
28-40 GeV	$1.7 \cdot 10^3$	$0.5 \cdot 10^{-4}$	$0.9 \cdot 10^{-2}$	$0.8 \cdot 10^{-3}$
total				$19.6 \cdot 10^{-2}$

Avec une estimation grossière des inefficacités (0.8 pour que la trace soit suffisamment bien mesurée, 0.9 pour tenir compte des zones aveugles du calorimètre, et 0.7 pour une coupure sur le dépôt d'énergie dans le premier segment) on aboutit à prédire 56^{+30}_{-20} faux-électrons. En réalité, ce nombre pourrait être plus grand, car, si des π^0 accompagnent le pion chargé, leur énergie peut être contenue dans les gondoles où se trouve ce π , et elle est alors comptée dans celle du faux-électron. Quoiqu'il en soit, nous verrons que nous attendons une vingtaine d'événements "top" dans nos données, pour un top de 25 GeV, et le bruit

de fond instrumental de faux-électrons sera donc l'élément limitant la sensibilité de notre analyse. Nous devons donc veiller à l'évaluer de la manière la plus précise possible. Pour cela, nous utiliserons deux méthodes différentes, fondées sur les données elles-mêmes, décrites au chapitre IX. Nous exigerons aussi la présence d'au moins deux jets dans nos événements, ce qui réduira le bruit de fond à une quinzaine d'événements, en laissant environ 15 événements de top attendus.

V - LES GENERATEURS MONTE-CARLO

Chapitre V

Les générateurs Monte-Carlo.

1 - Introduction

L'étude présentée dans cette thèse n'aurait pu être effectuée sans le recours à une simulation détaillée des processus en jeu. Les programmes de simulation, dans notre analyse, ont deux fonctions :

- prédiction du taux et des caractéristiques des événements du signal recherché (production de quark top), pour différentes valeurs de m_{top} .
- estimation de la contribution des différents processus concurrents dans notre acceptation expérimentale.

Notons qu'en aucune façon nous n'avons utilisé sans circonspection les programmes dont nous disposions. Au contraire, nous avons comparé leurs prédictions aux données de façon détaillée, dans les régions cinématiques différentes où chacun de ces processus domine, afin d'ajuster les différents paramètres libres qui interviennent dans les calculs, de façon à reproduire correctement ces processus. Les Monte-Carlo de processus autres que la production de quark top n'ont donc servi qu'à transférer la connaissance de ces processus, issue de l'observation expérimentale, dans la région de l'espace des phases délimitée par nos coupures. Cet ajustement a mobilisé pendant plus d'un an et demi les efforts d'une grande partie de la collaboration UA1, en liaison avec les auteurs des programmes. L'importante production qu'il a nécessité

en plusieurs itérations totalise de l'ordre de 10000 heures d'unité centrale essentiellement sur l'IBM du CERN.

Nous allons d'abord décrire les deux programmes que nous avons utilisés (EUROJET [V.1] et ISAJET [V.2]), puis nous passerons en revue les différents paramètres que nous avons dû ajuster dans ISAJET afin de reproduire correctement les données. F. Paige et S. Protopopescu, auteurs d'ISAJET, sont venus plusieurs fois en Europe pour nous aider dans cet ajustement, et B. Van Eijk, co-auteur d'EUROJET, est membre de la collaboration UA1. Enfin, nous présenterons sommairement les prédictions concernant le quark top.

2 - EUROJET et ISAJET.

Deux programmes, EUROJET et ISAJET, correspondant à deux approches différentes, étaient disponibles pour engendrer des événements. En réalité, un troisième programme existait aussi (COJETS [V.3]), mais sa similarité avec ISAJET nous a conduits à ne pas le considérer dans l'étude des saveurs lourdes ; il a cependant été utilisé dans l'étude des événements hadroniques (jets et grands ΣE_t [V.4]) conjointement avec ISAJET et a toujours montré un très bon accord avec celui-ci, ce qui renforce la confiance que l'on peut avoir en l'un et l'autre.

Pour chacun de ces Monte-Carlo, il existe une interface avec le programme de simulation complète d'UA1. Ceci permet de propager les particules dans le détecteur selon leur nature et leur énergie-impulsion, et de tenir compte de tous les effets d'appareillage connus.

EUROJET effectue un calcul exact (limité aux diagrammes en arbre) à l'ordre α_s^3 des sections efficaces différentielles de production de saveurs lourdes et un calcul à l'ordre α_s de la production de bosons intermédiaires. L'événement sous-jacent est simulé par la fragmentation des jets de faisceaux. Les partons engendrés sont fragmentés de manière indépendante, avec une fonction de fragmentation de Peterson et al. [V.5] pour les quarks lourds. Les hadrons ainsi engendrés sont alors désintégrés, selon les rapports d'embranchement mesurés, avec les éléments

de matrice V-A exacts. Les rapports d'embranchement non mesurés sont estimés sur la base de l'invariance d'isospin et de l'espace des phases. Le quark top est désintégré en $b\bar{b}'$ avec les rapports d'embranchement déduits du comptage naïf des canaux ouverts, les quarks b , f et f' (lorsque ces derniers sont des quarks) étant par la suite traités comme des jets. EUROJET, plus récent qu'ISAJET, est aussi moins complet. Au début de son utilisation par UA1, il souffrait de quelques problèmes numériques : les événements étaient engendrés avec un poids pouvant varier sur plusieurs ordres de grandeur (jusqu'à 7), ce qui provoquait de grandes fluctuations se manifestant par l'apparition de pics aléatoires dans les distributions cinématiques ; l'utilisation du programme en générateur, par la méthode d'inversion des poids, en était rendue très coûteuse en temps de calcul. Cette difficulté a été résolue petit à petit, mais entretemps, beaucoup de travail avait été réalisé sur ISAJET. EUROJET a cependant été utile pour estimer les sections efficaces de production de saveurs lourdes, en additionnant les contributions $2\rightarrow 2$ (par exemple $gg\rightarrow Q\bar{Q}$) et $2\rightarrow 3$ (par exemple $gg\rightarrow Q\bar{Q}g$), cette dernière étant débarrassée des divergences colinéaire et infra-rouge par une coupure sur l'impulsion transverse du gluon rayonné.

ISAJET contient un calcul à l'ordre α_s^2 des différents processus QCD, y compris la production de paires de gluons et de quarks légers, et un calcul à l'ordre le plus bas de la production de paires Drell-Yan et de bosons intermédiaires. Le rayonnement de gluons est traité par la méthode de cascade partonique de Fox et Wolfram [V.6], qui constitue un calcul à tous les ordres, dans l'approximation des logarithmes dominants et des partons intermédiaires quasi-réels. Ce rayonnement est réalisé séparément sur les lignes finales et initiales des diagrammes $2\rightarrow 2$.

Décrivons schématiquement l'algorithme de simulation du rayonnement dans l'état final. On procède de manière itérative en deux étapes :

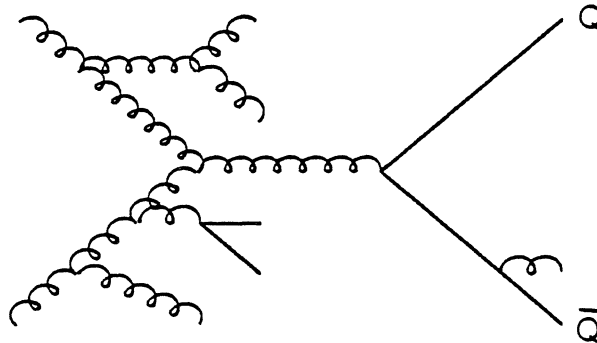
1. chacun des partons finals est remplacé par un parton hors de sa couche de masse ; autrement dit, on donne à un quark Q une masse $\sqrt{t} > m_Q$. Si $\sqrt{t}$ est inférieur à une valeur $\sqrt{t_c} = m_Q + C$, où C est une constante qui est prise égale à 6 GeV dans ISAJET, on laisse le parton sur sa couche de masse.

2. on "fissionne" le quark Q d'impulsion p et d'énergie $E=\sqrt{t+p^2}$ en un gluon g et un quark Q' , avec $m(gQ')=\sqrt{t}$, en assignant $z=(E'+p'_{//})/(E+|p|)$ à Q' et $1-z$ au gluon, selon la probabilité :

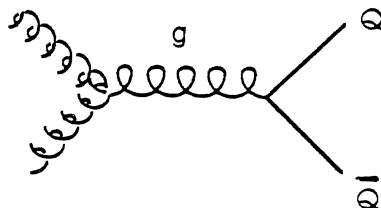
$$P_{gQ}(z) = \frac{\alpha_S(t)}{2\pi t} \frac{4}{3} \frac{1+z^2}{1-z}$$

$\alpha_S(t)$ est la constante de couplage courante de QCD, $1/\beta_0 \ln(t/\Lambda^2)$, avec $\beta_0=(33-2f)/12\pi$, et $f=3$ est le nombre de saveurs des quarks légers. Lorsque les étapes 1 et 2 sont effectuées, on dispose d'un nouvel ensemble de partons finals, et on recommence pour ceux-ci l'évolution, jusqu'à ce que la cascade s'arrête, faute d'avoir tiré une valeur de $\sqrt{t}$ assez grande pour que $\sqrt{t}-m_Q > 6$ GeV. Pour les processus $g \rightarrow gg$ et $g \rightarrow q\bar{q}$, on utilise les probabilités adéquates $P_{gg}(z)$ et $P_{q\bar{q}}(z)$.

Le rayonnement dans l'état initial est engendré d'une façon similaire, fondée sur la méthode de Sjostrand [V.7] d'évolution "à reculons" à partir de l'interaction dure. Les transferts sont ici du genre temps et la même coupure $C=6$ GeV est appliquée à ces transferts pour arrêter l'évolution. On obtient ainsi des événements comme :

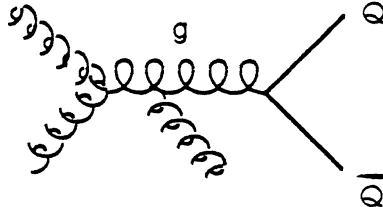


qui représentent des contributions d'ordre très élevé en α_S . Les seuls éléments de matrice introduits explicitement sont les 2 corps $\rightarrow$ 2 corps (le diagramme

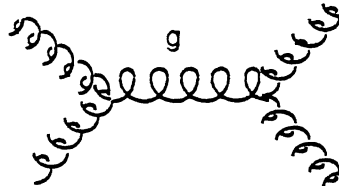


dans le cas ci-dessus), et les gluons et quarks sont "branchés" selon l'algorithme que nous avons décrit sommairement.

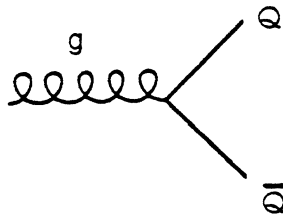
Cette méthode permet de simuler approximativement un calcul à tous les ordres de QCD. En effet, le diagramme d'ordre α_s^3



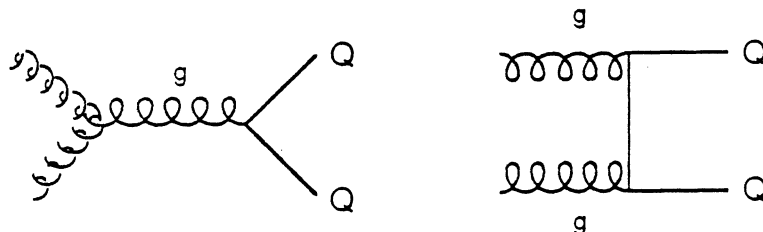
évalué exactement dans EUROJET correspond dans ISAJET au processus 2→2



suivi de la "fission de gluon" :

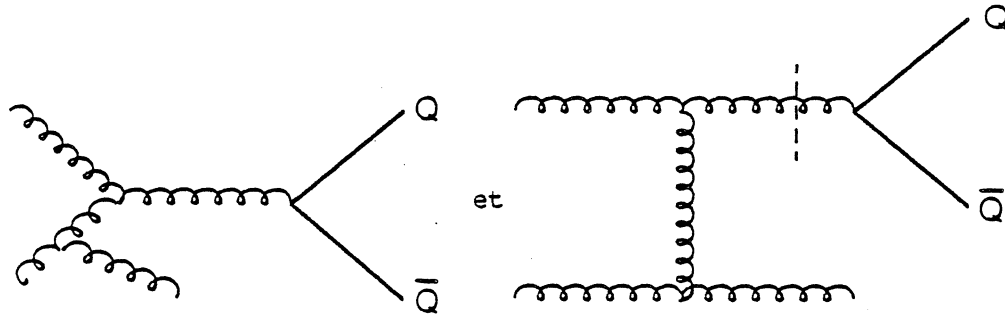


Vu l'importance de la section efficace $gg \rightarrow gg$ au collisionneur (supérieure par plus de deux ordres de grandeur à $gg \rightarrow c\bar{c}$ et $gg \rightarrow b\bar{b}$), ce processus est du même ordre de grandeur que le processus "direct"



avec ses corrections radiatives.

On peut craindre qu'ISAJET ne mène à un double comptage de certains processus élémentaires. Par exemple,



sont représentés par le même diagramme de Feynman dans le calcul exact, et sont pourtant évalués de deux manières différentes dans ISAJET : le premier est considéré comme le processus dur $gg \rightarrow Q\bar{Q}$ avec un rayonnement de gluons dans l'état initial, et le second comme le processus dur $gg \rightarrow gg$, suivi de la fission d'un des gluons en deux quarks. Cependant, ces deux processus occupent des régions très différentes de l'espace des phases : le premier est important à grande masse $Q\bar{Q}$ et faible p_t du gluon, alors que le deuxième domine à faible masse $Q\bar{Q}$ et grand p_t du gluon, ce qui réduit la possibilité de double comptage.

L'ensemble des diagrammes 2 $\rightarrow$ 2 présents dans ISAJET pour les calculs QCD est présenté dans la figure V.1.

Comme dans EUROJET, le schéma de fragmentation indépendante de Feynman-Field est utilisé [I.17]. Remarquons que le choix de la fonction de fragmentation utilisée dépend de la façon dont le rayonnement de gluons est effectué, et en particulier du paramètre de coupure C . En effet, C définit la limite entre la partie perturbative de la formation d'un jet (rayonnement de gluons) et sa partie non-perturbative (fragmentation). Pour comprendre cette relation entre Bremsstrahlung et fragmentation, considérons deux cas extrêmes : l'un où le rayonnement est interdit (C très grand) et l'autre où beaucoup de gluons ont pu être rayonnés (C petit). Dans le premier cas, le méson contenant le quark primaire prendra une fraction z de $E+p_{//}$ de ce quark, distribuée selon la fonction $D(z)$. Dans le deuxième cas, le quark primaire aura perdu

de l'énergie-impulsion en rayonnant des gluons, et pour conserver la même impulsion au méson formé, on devra utiliser une fonction de fragmentation donnant une valeur moyenne de z plus grande. La "dureté" (mesurée par $\langle z \rangle$) de la fragmentation d'un quark doit donc être d'autant plus grande qu'on autorise le rayonnement d'un grand nombre de gluons mous et colinéaires.

Comme dans EUROJET, la désintégration des particules instables est effectuée en utilisant l'élément de matrice V-A et les rapports d'embranchement mesurés.

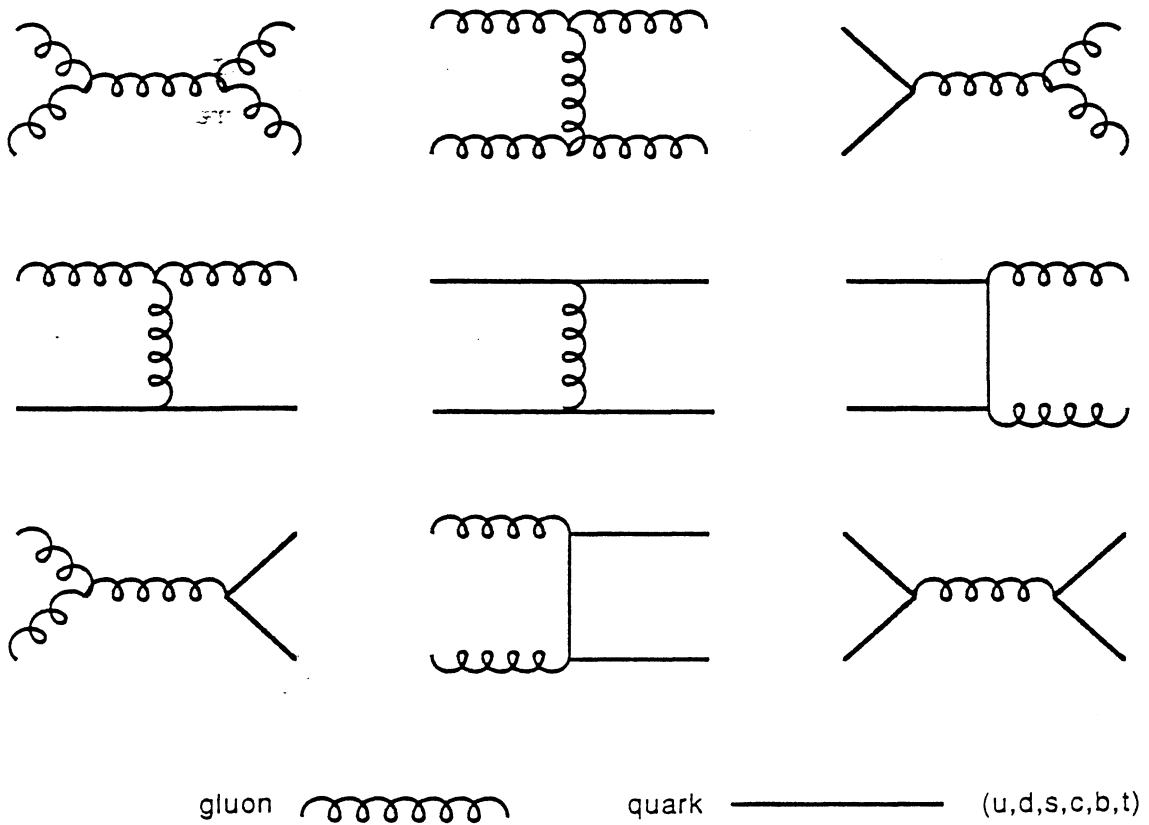


Fig. V.1 - Diagrammes 2→2 disponibles dans ISAJET.

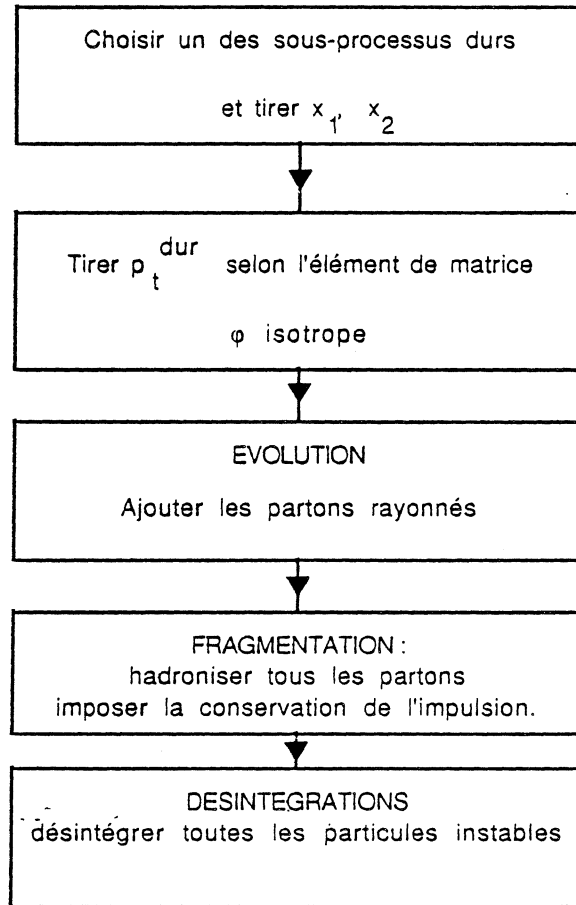


Fig. V.2 - Organigramme simplifié d'ISAJET.

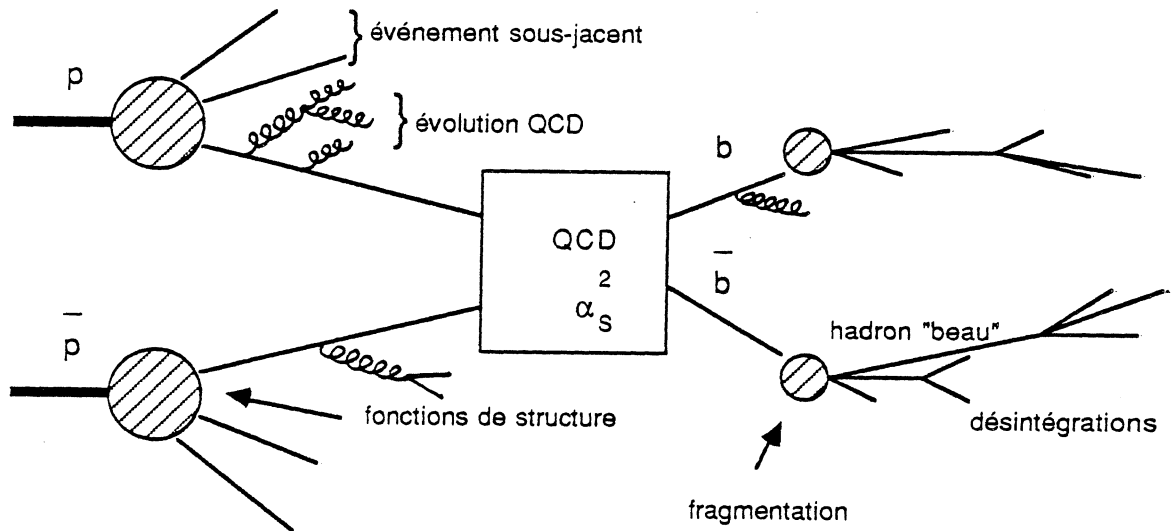


Fig. V.3 - Schéma de la génération d'un événement.

L'événement sous-jacent est simulé comme un événement "biais minimum" à $\sqrt{s}$ diminué de l'énergie ayant participé à la collision dure. Pour cela, on fragmente les jets de faisceaux et on y ajoute l'émission de particules supplémentaires selon des distributions suggérées par la physique hadronique.

Pour résumer, l'organigramme simplifié d'ISAJET pour le cas de $p\bar{p} \rightarrow b\bar{b}$ est représenté sur la figure V.2, et la génération d'un événement est schématisé sur la figure V.3.

3 - Ajustement d'ISAJET sur les données.

Rappelons que notre but est d'estimer la contribution des différents processus connus à la production d'électrons isolés accompagnés de jets, d'une part, et de prédire la contribution de la production de quarks top dans notre acceptance expérimentale, en fonction de m_{top} , d'autre part. Pour les raisons invoquées ci-dessus, et parce qu'ISAJET est plus apte à engendrer des événements multijets, nous avons choisi de l'utiliser pour ces estimations. Nous n'avons pas particulièrement cherché à réaliser un test de QCD, mais plutôt à utiliser un programme possédant un contenu QCD (les éléments de matrice des processus durs) et un contenu phénoménologique (fonctions de structure, de fragmentation, rapports d'embranchement, etc...) afin de pouvoir extrapoler les données dans nos conditions extrêmes d'isolation des leptons et de topologie des jets. Pour cela, nous avons comparé ISAJET avec les données pour différents processus et nous avons ajusté les paramètres de manière à les reproduire au mieux. Les sections efficaces des processus connus ont été ajustés sur les mesures expérimentales. L'organisation de la production finale est détaillée dans deux notes techniques UA1 [V.8]. Nous allons maintenant passer en revue les différents processus simulés.

a) W, Z.

Ces processus ont été étudiés en détails au collisionneur [I.10]. ISAJET a montré un accord satisfaisant avec les données en ce qui concerne

la topologie des jets dès lors que le Bremsstrahlung dans l'état initial a été pris en compte.

Dans tous les processus prenant place au collisionneur, la présence du Bremsstrahlung et de l'événement sous-jacent influe sur l'isolation des leptons. L'intérêt des événements $W \rightarrow e\nu$ est que, pour eux, ce sont les seuls éléments qui peuvent dégrader l'isolation de l'électron. Leur étude a donc permis d'ajuster dans ISAJET l'événement sous-jacent. Par un choix convenable des paramètres du modèle de génération de l'événement sous-jacent, on est parvenu à obtenir un accord satisfaisant avec les données pour les distributions caractéristiques de l'isolation, à savoir : la somme des énergies transverses des traces calorimétriques et la somme des impulsions transverses des traces chargées dans un cône autour de l'électron. Ces distributions sont présentées au paragraphe 3 du chapitre VI (figures VI.3 et VI.4, page 134).

77000 événements W et Z ont été engendrés dans tous les canaux autres que $W \rightarrow t\bar{b}$ et $Z \rightarrow t\bar{t}$, ce qui correspond à 10 à 20 fois la luminosité totale disponible. Les événements contenant un électron de plus de 8 GeV de p_t ont subi une simulation complète de l'appareillage UA1, ce qui représente 6700 événements, dominés par $W \rightarrow e\nu$, $Z \rightarrow ee$, $W \rightarrow \tau\nu(\tau \rightarrow e\nu\nu)$, $Z \rightarrow \tau\tau(\tau \rightarrow e\nu\nu)$. Chaque événement a été pondéré par σ/N_{gen} , où σ est la section efficace totale de tous les canaux sans top, déduite des mesures de $\sigma(W \rightarrow e\nu)$ et $\sigma(Z \rightarrow ee)$ par UA1 et des valeurs théoriques des largeurs partielles dans les différents canaux. On a utilisé les valeurs des sections efficaces $\sigma(W \rightarrow e\nu) = 0580$ nb et $\sigma(Z^0 \rightarrow e^+e^-) = 0.067$ nb. Ces valeurs ont été mesurées en utilisant la même mesure de la luminosité et le même programme Monte-Carlo que ceux que nous avons utilisés dans notre analyse, ce qui supprime, dans une large mesure, l'incertitude associée à la luminosité et à l'efficacité.

b) Saveurs lourdes : bb, cc .

Ce sont les processus les plus difficiles à simuler. La raison en est que les événements de ce type susceptibles de passer nos coupures peuplent la queue de la distribution d'isolation, queue sensible à l'événement sous-jacent, à la dureté de la fragmentation, et à la désintégration des mésons et baryons charmés et beaux. Certains théoriciens

[V.8] ont affirmé, s'appuyant sur des études Monte-Carlo succinctes, que le bruit de fond provenant de cette source devait être négligeable dans la recherche du quark top. Notre étude a montré que, quoique faible, ce bruit de fond ne peut être ignoré. La section efficace de production de $b\bar{b}$ étant de l'ordre du microbarn (pour $p_t^b > 5$ GeV et $|\eta| < 2$), un facteur de réjection supérieur à 10^6 devrait être réalisé pour qu'il en soit ainsi. Ce que ces études avaient omis de prendre en compte, c'est qu'un π^0 touchant la même gondole qu'un électron pouvait difficilement être distingué de celui-ci. C'est pour cette raison que des électrons peuvent paraître isolés dans notre détecteur, alors qu'en réalité ils sont accompagnés de π^0 . Le traitement Monte-Carlo de la dynamique de la désintégration des mésons B et D a été vérifiée en comparant ISAJET aux données e^+e^- de CLEO sur l'T(4S) [V.10]. La figure V.4 montre l'excellent accord obtenu pour la distribution d'impulsion de l'électron de désintégration.

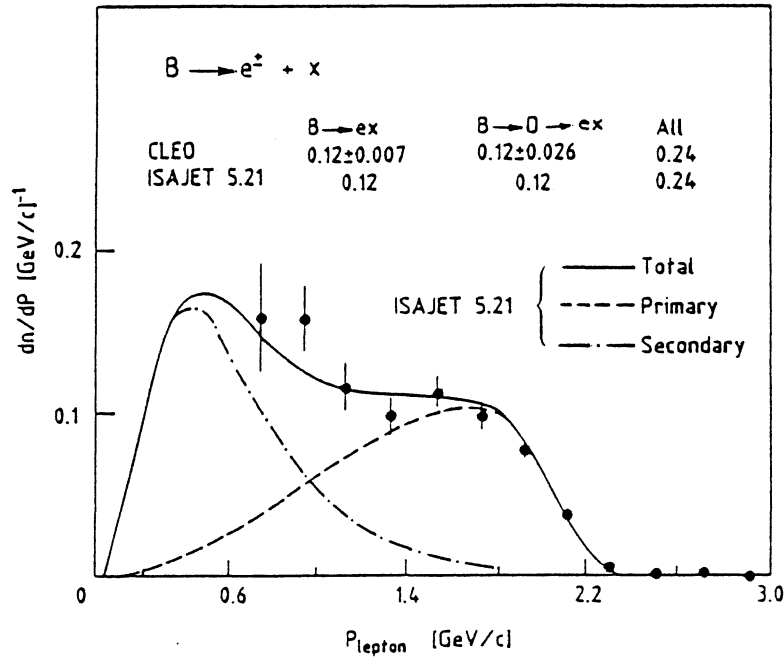


Fig. V.4 - Spectre d'impulsion des électrons issus de la désintégration du B, mesuré par CLEO. La prédiction d'ISAJET est indiquée, séparément pour les désintégrations primaires ($B \rightarrow (D^*) e \nu$) et secondaires ($B \rightarrow D(D^*) X$, $D(D^*) \rightarrow (K^*) e \nu X$).

La paramétrisation des fonctions de fragmentation utilisée est celle de Peterson et al. [V.5] :

$$F(z) = 1 / \{ z [1 - 1/z - \epsilon_Q / (1-z)]^2 \}$$

avec ici $z = (E+p_{\parallel})_{\text{hadr}} / (E+p_{\parallel})_{\text{quark}}$, et $\epsilon_c=0.3$, $\epsilon_b=0.02$. Plus ϵ_Q est petit, plus $\langle z \rangle$ est grand, c'est-à-dire plus le hadron contenant le quark lourd emporte une grande partie de l'impulsion du quark parent. On voit donc que plus la fragmentation est dure, plus le lepton de désintégration pourra être isolé.

La multiplicité des jets est aussi un point crucial, puisque seuls les événements contenant au moins deux jets peuvent présenter la signature "top". Cette distribution pour les muons inclusifs est comparée aux données Monte-Carlo sur la figure V.5.

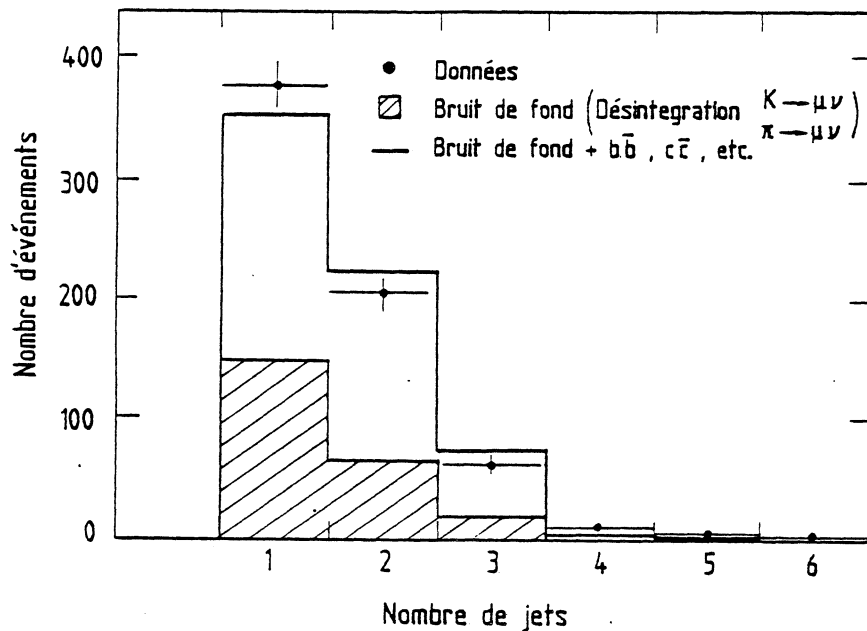


Fig. V.5 - Multiplicité des jets ($E_t > 7$ GeV), pour les événements "muons inclusifs", $10 \text{ GeV} < p_t^\mu < 15 \text{ GeV}$, avec au moins un jet de $E_t > 12 \text{ GeV}$, comparée à la prédiction Monte-Carlo ISAJET plus bruit de fond.

Afin d'éviter d'avoir à effectuer l'étape très coûteuse en temps de calcul de la simulation de l'appareillage et de la reconstruction pour des événements qui n'avaient aucune chance de se trouver dans notre sélection finale, nous avons sélectionné directement, au moment de la génération, les événements contenant au moins un quark lourd (b ou c) de p_t supérieur à 8 GeV, et au moins un électron de $p_t > 8 \text{ GeV}$. Ceci nous laissait une marge d'incertitude pour sélectionner à la fin les événements où la trace chargée du candidat électron a une impulsion transverse

mesurée supérieure à 10 GeV. D'autres sélections correspondant aux muons inclusifs et aux dimuons ont été effectuées simultanément.

On peut juger de la difficulté pour engendrer les processus $p\bar{p} \rightarrow b\bar{b}X$ et $c\bar{c}X$ en regardant les courbes de la figure V.6. La section efficace différentielle y est représentée en fonction de p_t^{dur} , l'impulsion transverse commune, par rapport à l'axe des partons initiaux avant que la procédure d'évolution n'ait été effectuée, des partons issus de l'interaction dure. On voit que les processus directs (annihilation d'une paire de partons en une paire de quarks lourds) se situent plus de deux

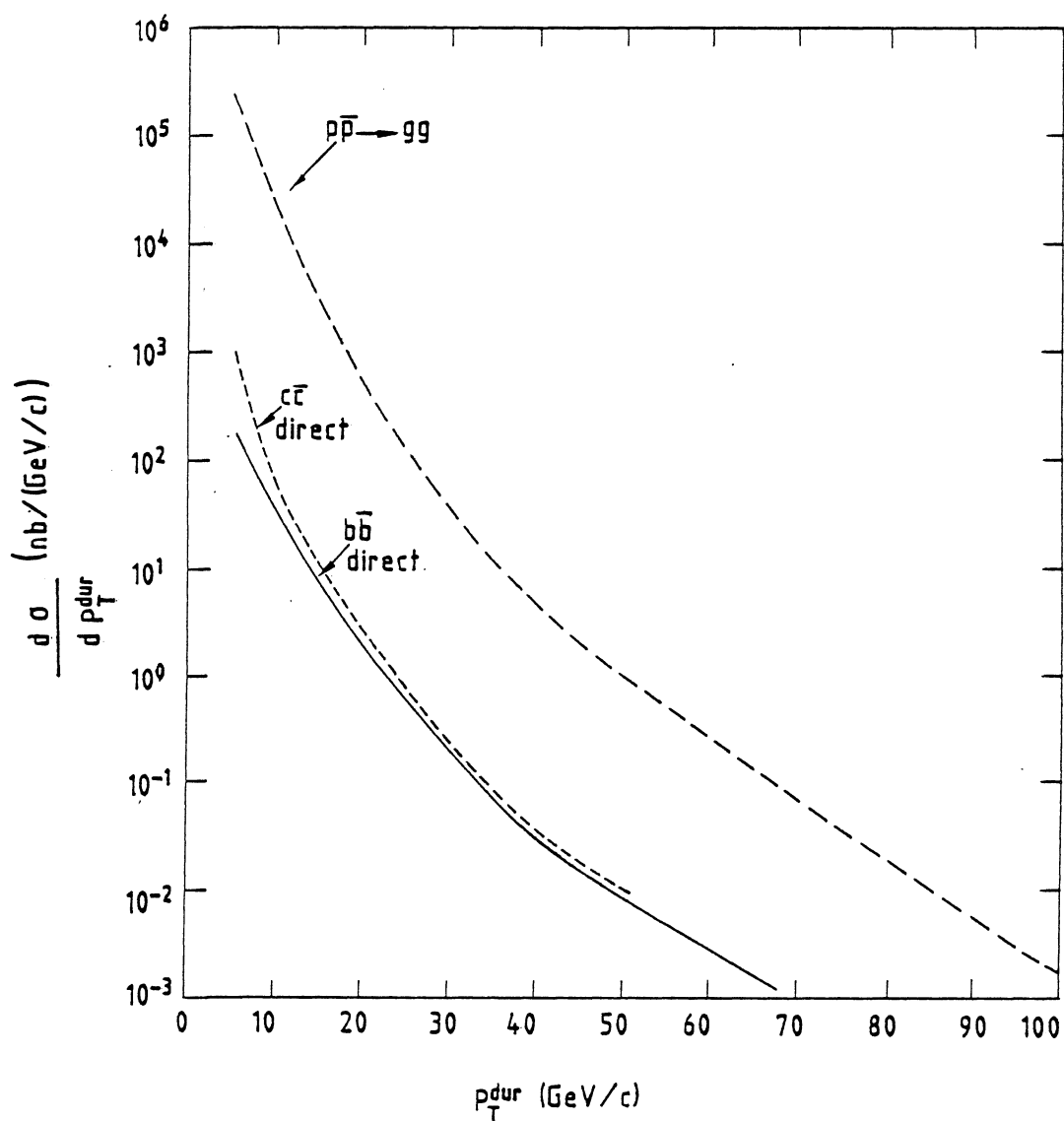


Fig. V.6 - Section efficace différentielle de production de paires de partons (QCD à l'ordre le plus bas) en fonction de l'impulsion transverse des quarks produits dans l'interaction dure.

ordres de grandeur au-dessous de $p\bar{p} \rightarrow ggX$. Pour les processus directs, le nombre d'événements à engendrer pour en avoir quelques dizaines dans nos histogrammes finals est déjà grand (quelques centaines de milliers). Mais pour les processus indirects (fission d'un gluon en une paire de quarks lourds, etc...), la tâche semble presque impossible : à bas p_t^{dur} , la probabilité pour qu'un gluon donne une paire de quarks lourds, et que ces quarks s'hadronisent et se désintègrent pour donner un lepton de p_t supérieur à 8 GeV est très faible (de l'ordre de 1%), mais elle est à pondérer par la section efficace deux ordres de grandeur au-dessus de celle des processus directs. De plus, ces événements à bas p_t^{dur} aboutissent en général à des leptons mieux isolés qu'à plus grand p_t^{dur} , car ils sont contraints à prendre la quasi-totalité de l'impulsion du b. Ceci fait qu'en principe, on doit engendrer environ 100 fois plus d'événements des processus indirects que des processus directs pour en obtenir à peu près autant après sélection.

Pour contourner cette difficulté, on a inséré des boucles sur l'évolution et la fragmentation, économisant ainsi sur les étapes coûteuses de génération du processus dur et d'évolution. Dans l'intervalle le plus bas en p_t^{dur} (8 à 15 GeV), nous avons utilisé jusqu'à 30 fois la même collision dure, et jusqu'à 100 fois la même évolution. On a ainsi économisé un facteur de plusieurs dizaines en temps de calcul, sans risquer de biaiser la génération, puisque la probabilité d'utiliser deux fois la même collision dure et la même évolution dans les événements finalement sélectionnés est de l'ordre de 1%.

Nous avons choisi un générateur de nombres pseudo-aléatoires de grande période ($\approx 10^{18}$), et une table de graines pour ce générateur a été préparée de façon à pouvoir segmenter la production en travaux indépendants sans risquer de retrouver deux fois la même séquence d'événements.

Devant l'impossibilité de relâcher la coupure d'isolation des électrons (leur identification devient alors impossible), nous avons eu recours aux muons inclusifs [V.11] pour étudier les caractéristiques des événements $b\bar{b}$ et $c\bar{c}$.

Nous avons mesuré la section efficace différentielle inclusive de production de muons $d\sigma/dp_t$ pour $p_t > 6$ GeV et $|\eta| < 1.5$, et l'avons comparé aux prédictions d'ISAJET. La principale difficulté rencontrée dans cette comparaison provient du bruit de fond de faux muons, dominant à bas p_t du muon ($\approx 80\%$ à $p_t = 6$ GeV, $\approx 20\%$ à $p_t = 20$ GeV.). Nous avons choisi le domaine $10 \text{ GeV} < p_t < 12 \text{ GeV}$ pour normaliser les Monte-Carlo $b\bar{b} + c\bar{c}$; ce domaine réduit est celui où l'on attend que ces processus dominent le plus sur tous les autres.

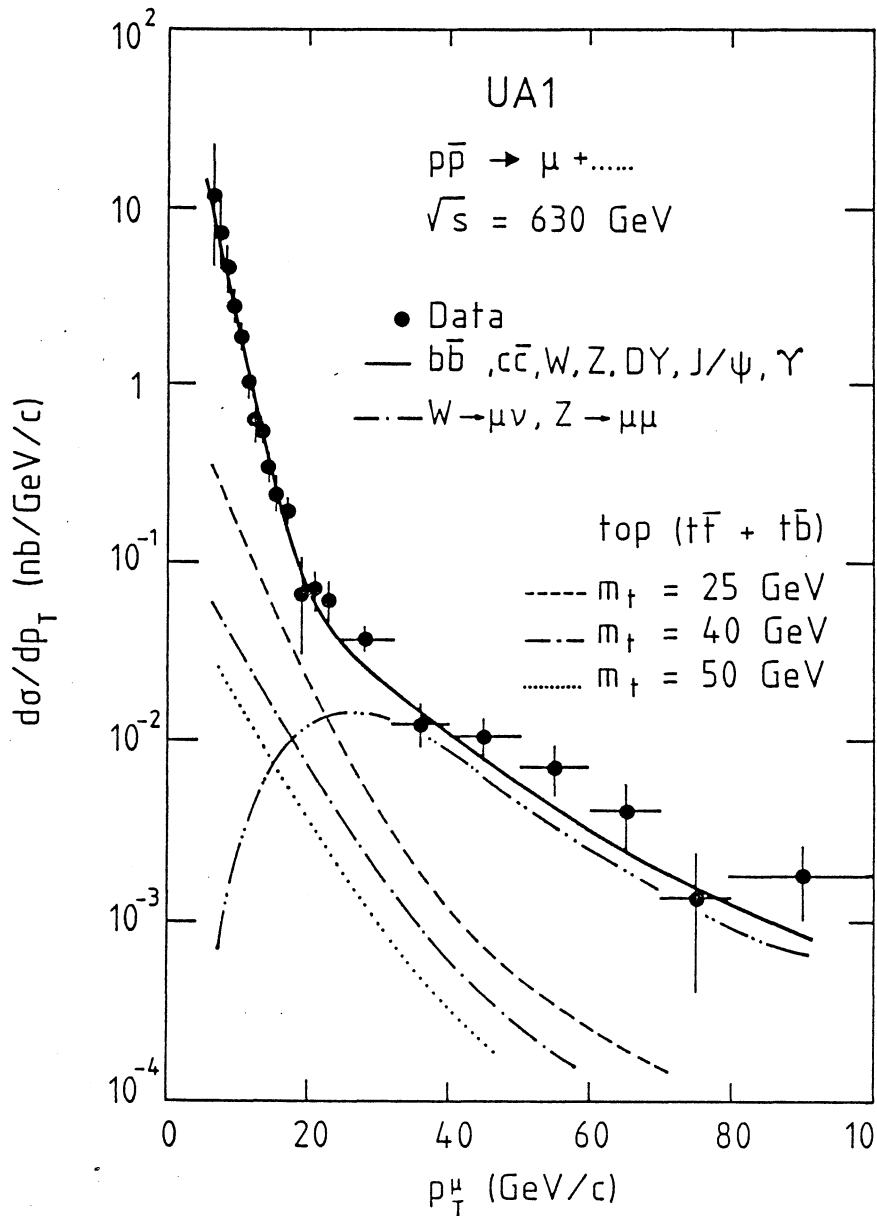


Fig. V.7 - Section efficace inclusive de production de muons, bruit de fond soustrait, comparée aux prédictions d'ISAJET. La contribution de $W \rightarrow \mu\nu$ et $Z \rightarrow \mu\mu$ est indiquée séparément. Les prédictions concernant la contribution d'un éventuel quark top sont indiquées ; elles sont négligeables dans ce spectre inclusif, sans coupure d'isolation et sans coupure sur les jets.

Le bruit de fond , de 40%, est connu à 25% près, et les autres contributions ($W \rightarrow \mu\nu$, éventuellement $t\bar{t}$) sont négligeables. Un grand nombre de distributions ont été comparées aux prédictions dans ce domaine et toutes montrent un excellent accord [V.11]. On en a déduit que la section efficace donnée par ISAJET doit être corrigée d'un facteur $1.27^{+0,27}_{-0,18}$ pour être en accord avec les données. La figure V.7 montre la distribution $d\sigma/dp_t^\mu$, bruit de fond soustrait, une fois cette correction appliquée.

c) Drell-Yan, J/Psi, Upsilon.

Ces trois sources ont été comparées aux données de dimuons isolés. Les muons ont l'avantage de pouvoir être identifiés à partir d'un seuil très bas, et, s'ils sont tous deux isolés, d'avoir une faible probabilité de provenir de hadrons mal identifiés. La section efficace des Monte-Carlo a été ajustée sur ces données. Chacune de ces contributions étant faible, nous les avons sommées dans la suite. Elles représentent respectivement environ 60%, 30% et 10% du total. Notons que la production d' Υ et de ψ dont il est question ici est la production électromagnétique directe, par annihilation quark-antiquark. Cependant, environ la moitié des ψ produits à grand p_t ($p_t > 5$ GeV) provient de la désintégration du b, avec un rapport d'embranchement $B \rightarrow \psi X$ de 1%. Ceux-ci sont pris en compte dans le Monte Carlo $b\bar{b}$.

5000 événements ont été engendrés selon le processus Drell-Yan, en imposant que la masse e^+e^- soit comprise entre 3 et 50 GeV. La section efficace d'ISAJET a été trouvée en accord avec la section efficace mesurée à l'aide des dimuons isolés de masse effective $m_{\mu\mu} > 11$ GeV (au-dessus du Υ). Pour les Υ et les ψ , comme on ne disposait pas d'éléments de matrice propres à ces processus, on a simplement engendré le processus Drell-Yan en imposant que la masse e^+e^- soit comprise entre 9 et 10 GeV dans le premier cas, et entre 2.9 et 3.3 dans le deuxième cas ; dans le cas du ψ , l'impulsion transverse de la paire a été contrainte à se trouver supérieure à 5 GeV à la génération, afin d'économiser le temps de calcul, puisqu'un ψ de moins de 5 GeV ne peut donner un électron de plus de 10 GeV. La section efficace de ces processus a été normalisée sur les données de dimuons isolés ($\sigma(\Upsilon \rightarrow \mu\mu) \approx 1$ nb, $\sigma(\psi \rightarrow \mu\mu, p_t^\psi > 5 \text{ GeV}) \approx 80$ nb).

4 - La simulation de la production de top.

Les processus de production de quark top, $W \rightarrow t\bar{b}$ et $p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}X$, ont été simulés avec le même programme (ISAJET) que les autres processus. Ici aussi, une luminosité équivalente de 15 à 20 fois la luminosité correspondant aux données sur lesquelles porte notre analyse a été engendrée, et ceci pour six valeurs de la masse du quark top : 25, 30, 40, 45, 50 et 55 GeV. Le rapport d'embranchement du quark top en $e\nu$ a été fixé à 1/9 (voir chapitre II, paragraphe 3b).

a) $W \rightarrow t\bar{b}$

Ce processus a été normalisé sur les données $W \rightarrow e\nu$, en utilisant la relation :

$$\sigma(W \rightarrow t\bar{b}) = \sigma(W \rightarrow e\nu) \cdot \frac{\Gamma_{t\bar{b}}^W}{\Gamma_{e\nu}^W}$$

La valeur mesurée de $\sigma(W \rightarrow e\nu)$, 580 pb, a été utilisée pour cette estimation, et les largeurs partielles $\Gamma_{t\bar{b}}^W$ et $\Gamma_{e\nu}^W$ ont été évaluées dans le cadre du modèle standard ; le calcul de $\Gamma_{t\bar{b}}^W$ inclut les corrections radiatives de QCD dans l'état final [V.12], et l'élément de matrice V-A exact a été utilisé (voir chapitre II, paragraphe 3c, p. 57).

On obtient ainsi les sections efficaces inscrites dans le tableau V.1, page 122.

b) $p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}$

Seuls les processus directs ont été simulés, la contribution des processus indirects étant très faible, en raison de la grande masse du top. La normalisation de $p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}$ ne peut être directement effectuée à partir

de données. Les nombres d'événements prédits seront donc entachés de l'erreur de 15% sur la luminosité. De plus, de grandes incertitudes théoriques affectent aussi cette normalisation. Nous allons discuter ces incertitudes.

Pour l'estimation des sections efficaces $t\bar{t}$, nous avons choisi d'utiliser le Monte-Carlo EUROJET. Ce programme a été capable de prédire très correctement la section efficace de production de muons inclusifs et de dimuons non-isolés. Pour ce faire, on doit ajouter la contribution d'ordre α_s^3 (2 corps $\rightarrow$ 3 corps) à la section efficace à l'ordre le plus bas (2 corps $\rightarrow$ 2 corps). Cette contribution, comme nous l'avons déjà signalé, souffre de divergence infra-rouge. Pour éviter cette divergence, sans avoir à calculer les contributions virtuelles compensatrices très compliquées et difficiles à intégrer dans un générateur, on a recours à une coupure sur le p_t du gluon rayonné. Cette coupure a été fixée à 5 GeV, ceci pour deux raisons : d'une part, il s'agit du seuil d'observabilité d'un jet dans nos conditions expérimentales, et d'autre part, cette valeur de la coupure redonne le "facteur K" d'Altarelli et al. pour les sections efficaces de production de W et de Z.

Il subsiste néanmoins une incertitude difficile à évaluer sur la contribution 2 $\rightarrow$ 3 ; la contribution trouvée varie de 33% pour $m_{\text{top}}=25$ GeV à 29% pour $m_{\text{top}}=60$ GeV, ce qui semble raisonnable.

Une autre source d'incertitude est le choix des fonctions de structure. Parmi les diverses paramétrisations disponibles, nous avons choisi celle de Eichten, Hinchliffe, Lane et Quigg [I.7], avec $A=0.2$ GeV. La paramétrisation de Gluck, Hoffman et Reya [I.6], qui semble assez favorisée par les données les plus récentes (BCDMS, voir chap. XII), donne une section efficace de 35% plus haute, alors que celle de Duke et Owens 1 [I.5], ajustée sur des données anciennes et moins précises de SLAC [V.13], conduit à une section efficace de 20% plus faible. Ces sections efficaces sont indiquées en fonction de m_{top} sur la figure V.8.

La troisième source d'incertitude importante est dans la valeur d' α_s et son évolution avec Q^2 . A étant imposé par le choix des fonctions de structure, la section efficace va dépendre du choix de l'échelle Q^2 .

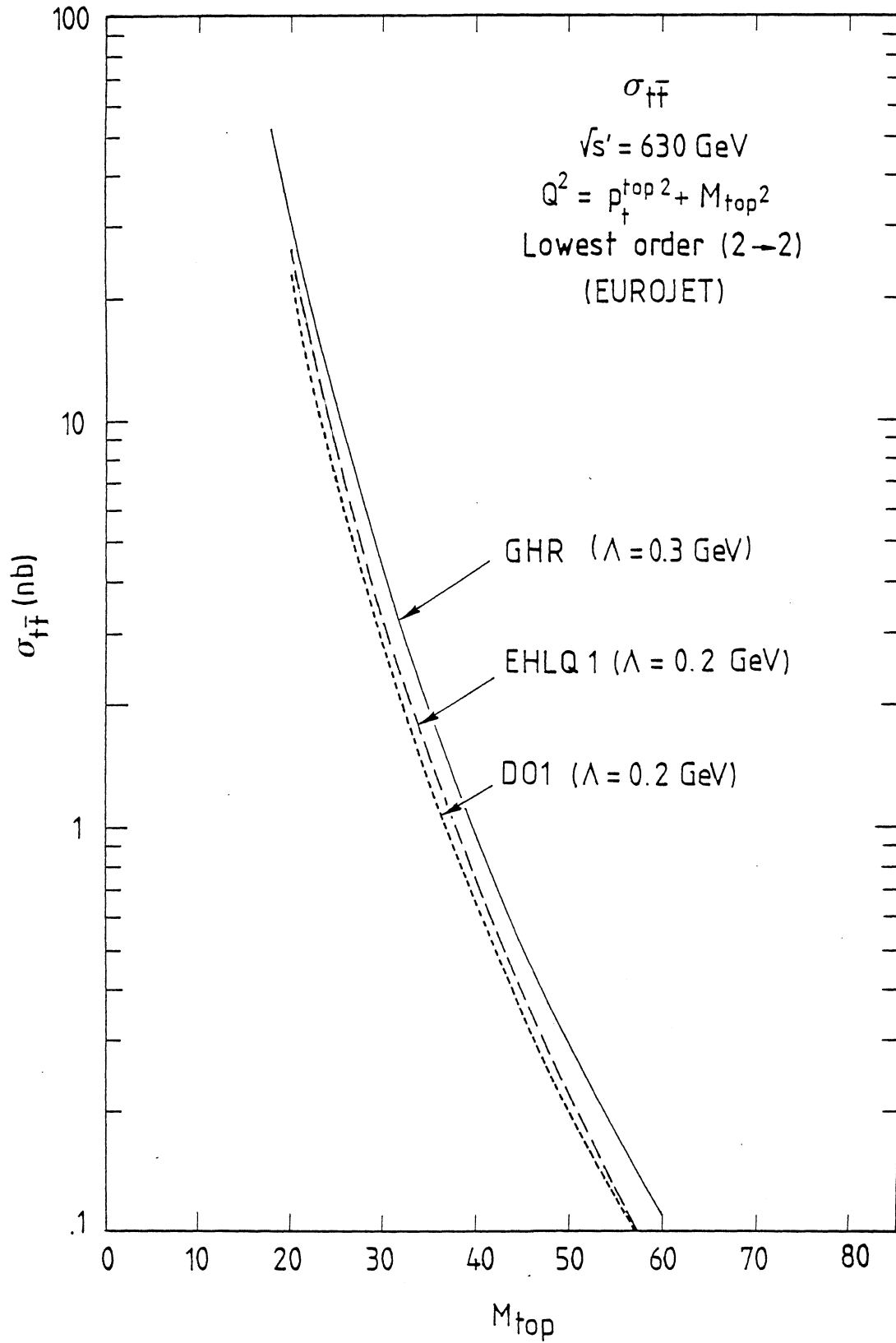


Fig. V.8 - Sections efficaces de la production QCD de paires $t\bar{t}$, évaluées à l'aide d'EUROJET, à l'ordre le plus bas, pour différentes fonctions de structure (GHR, EHLQ1, DO1).

Il a été choisi $Q^2 = p_{t\text{top}}^2 + m_{\text{top}}^2$. Des choix de l'échelle de 4 fois cette valeur à $m_{\text{top}}^2/4$ font varier la section efficace $t\bar{t}$ de $\pm 50\%$.

En définitive, l'incertitude sur les sections efficaces $t\bar{t}$ données dans le tableau V.1 sont de l'ordre d'un facteur 2. Ces valeurs nous serviront de référence dans la suite pour estimer la contribution attendue de $t\bar{t}$. Dans le chapitre X, pour tenter de fixer une limite sur la masse du quark top, nous autoriserons une variation d'un facteur $f=0.5$ à 2 de la valeur de la section efficace $t\bar{t}$ par rapport à la valeur de référence $f=1$. Mais nous nous focaliserons la plupart du temps sur cette valeur de référence, puisqu'EUROJET, avec les choix de paramètres indiqués, prédit correctement les sections efficaces des autres processus étudiés. Quelques valeurs du facteur f , selon le choix des fonctions de structure, de l'échelle Q^2 , et de l'ordre auquel est poussé le calcul (α_S^2 ou α_S^3), sont données dans le tableau V.2. Elles sont pratiquement indépendantes de m_{top} dans l'intervalle de 25 à 50 GeV considéré ici.

Tableau V.1. Sections efficaces totales (en nanobarns) utilisées pour normaliser les Monte-Carlos.

m_{top}	25 GeV	30 GeV	40 GeV	45 GeV	50 GeV	55 GeV
$W \rightarrow t\bar{b}$	1.6	1.55	1.3	1.15	1.0	0.8
$p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}$	12.8	5.1	1.1	0.48	0.31	0.18

Les événements engendrés ont ensuite subi une simulation complète de toute la détection, menant à des enregistrements logiques de même format que les données réelles, ce qui permet de les comparer directement aux données comme nous le ferons dans le chapitre X.

Tableau V.2. Valeurs possibles de f , selon le choix des paramètres libres du calcul ($f = \sigma_{t\bar{t}} / \sigma_{t\bar{t}}^{\text{ref}}$), pour $m_{\text{top}} = 40$ GeV.

Q^2	fonctions de structure	ordre	f
$p_t^2 + m_{\text{top}}^2$	EHLQ $\Lambda = 0.2$ GeV	α_S^3	1 (définition)
m_{top}^2	EHLQ $\Lambda = 0.2$ GeV	α_S^3	1.12
$(p_t^2 + m_{\text{top}}^2)/4$	EHLQ $\Lambda = 0.2$ GeV	α_S^3	1.55
$\hat{s}$	EHLQ $\Lambda = 0.2$ GeV	α_S^3	0.67
$p_t^2 + m_{\text{top}}^2$	GHR	α_S^3	1.40
$p_t^2 + m_{\text{top}}^2$	DO1	α_S^3	1.10
$p_t^2 + m_{\text{top}}^2$	EHLQ $\Lambda = 0.2$ GeV	α_S^2	0.69

VI - LA PRODUCTION DE HADRONS

(jets, événement sous-jacent)

Chapitre VI

La production de hadrons (jets, événement sous-jacent).

1 - Reconstruction et mesure des jets.

La reconstruction et la mesure de l'énergie des jets accompagnant un lepton isolé est nécessaire à mettre en évidence une éventuelle production de quarks top. Nous allons voir ici comment on reconstruit les jets et quelles précautions nous devons prendre concernant ceux de basse énergie transverse (à partir de 8 GeV), importants dans notre analyse.

Un jet est généralement visible à l'oeil nu, soit sur la représentation graphique des dépôts d'énergie dans le détecteur (fig. VI.1.a), soit sur un diagramme "lego", où l'espace $\{(\text{pseudorapidité}, \text{azimut})\}$ est ramené à un rectangle segmenté en cases, chaque case étant remplie proportionnellement à l'énergie déposée dans la région correspondante du détecteur (fig. VI.1.b). L'attitude naturelle à adopter est donc d'essayer tout simplement de reproduire le mieux possible, par programme, le travail qu'effectue l'oeil en regroupant en amas les dépôts dans des régions voisines du détecteur.

Contrairement à ce qui est projeté dans les expériences auprès du LEP et ce qui est fait dans les expériences de collisions e^+e^- actuelles, il n'est pas question pour nous de reconstruire les jets gerbe par gerbe. Les multiplicités courantes et la segmentation du calorimètre d'UA1 ne le permettent pas. On introduit donc la notion de "trace calorimétrique" : une trace calorimétrique est attachée à chaque cellule du calorimètre (chaque gondole, chaque pétale des bouchons, chaque cellule hadronique),

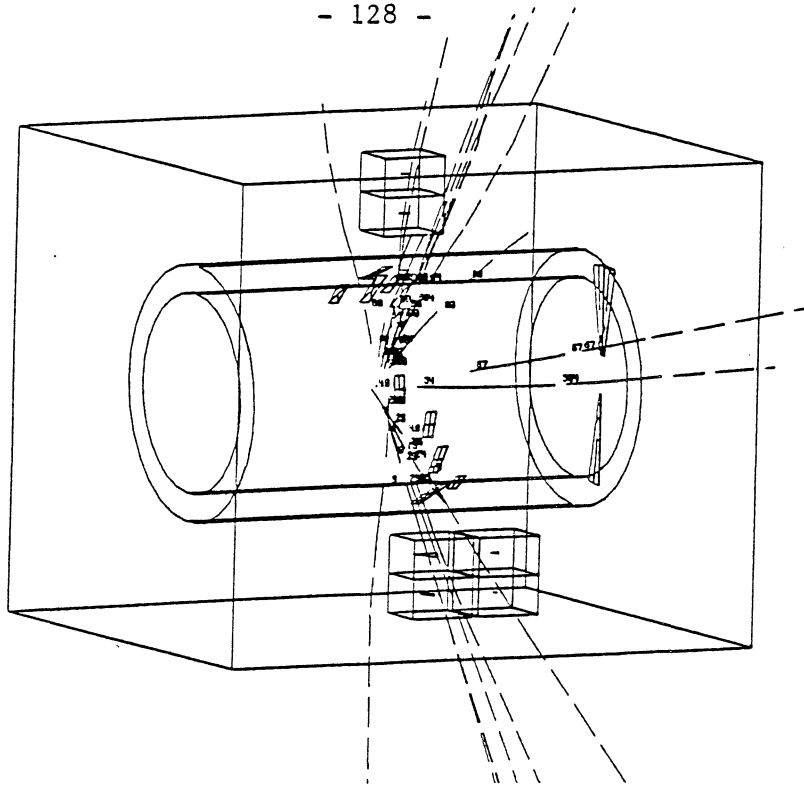


Fig. VI.1.a - Représentation à trois dimensions d'un événement jet-jet. Les traces dans le détecteur central, les dépôts d'énergie dans les gondoles (rectangles), et les cellules hadroniques touchées (parallélépipèdes) sont représentées. Les cellules d'énergie transverse inférieure à 1,5 GeV et les traces d'impulsion inférieure à 1. GeV sont omises pour la clarté de la représentation

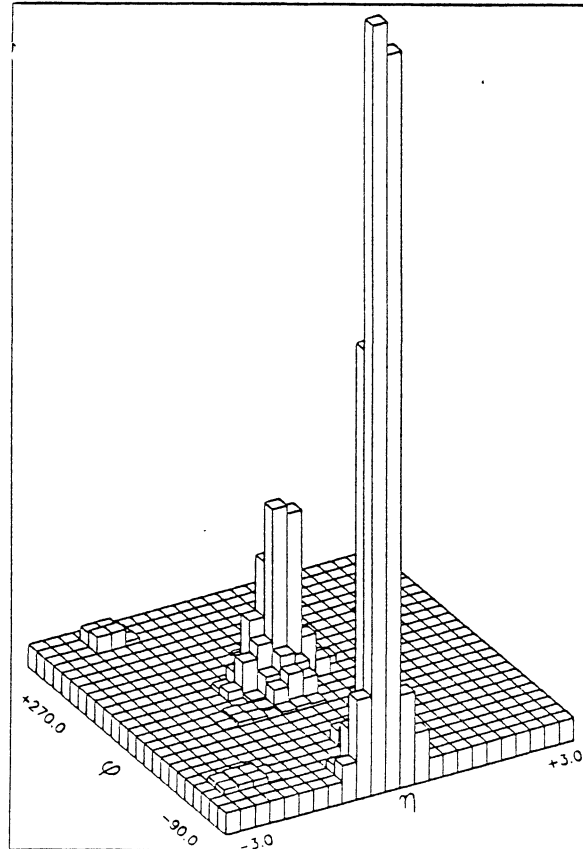


Fig. VI.1.b - Diagramme légo du même événement. Les deux jets calorimétriques sont clairement visibles.

représentée par un vecteur pointant sur le barycentre des dépôts d'énergie dans cette cellule, et de longueur proportionnelle à l'énergie déposée. Les traces calorimétriques du calorimètre électromagnétique sont corrigées par l'application du facteur de réponse moyen (1.13) pour des gerbes électromagnétiques par rapport aux gerbes hadroniques, supposant une composition de 1/3 de particules neutres (photons issus de π^0 essentiellement) et de 2/3 de particules chargées.

Un jet sera défini comme un ensemble de traces calorimétriques contenues dans un certain cône. Pour définir le cône, il nous faut une distance. Comme le centre de masse de la collision dure est généralement en translation longitudinale par rapport au laboratoire (centre de masse $p\bar{p}$), le cône doit être défini de façon invariante dans cette translation de Lorentz. Toute distance entre deux directions (η_1, φ_1) et (η_2, φ_2) de la forme

$$\Delta R = \sqrt{a(\varphi_1 - \varphi_2)^2 + b(\eta_1 - \eta_2)^2}$$

où $\varphi_1 - \varphi_2$ est défini modulo π , vérifie cette propriété. En effet, $\varphi_1 - \varphi_2$ est invariant parce que les angles sont comptés dans le plan transverse à l'axe de la translation, et $\eta_1 - \eta_2$ est invariant d'après la loi d'addition des rapidités. Si en outre on impose qu'un cône infinitésimal à rapidité $\eta=0$ ait une section circulaire, on obtient $a=b$. Nous définissons donc la distance dans l'espace $\{(\eta, \varphi)\}$ par :

$$\Delta R = \sqrt{(\Delta\varphi)^2 + (\Delta\eta)^2}.$$

Le cône $\Delta R < 1$ contient la quasi-totalité de l'énergie d'un jet moyen, comme l'ont montré l'analyse des événements de production de jets dans UA1 et des simulations Monte-Carlo [VI.1].

Nous disposons maintenant d'une collection de vecteurs calorimétriques. L'algorithme pour les regrouper en amas procède comme suit [VI.2] :

- on commence par sélectionner, dans l'ordre d'énergie transverse décroissante, toutes les traces qui ont plus de 2.5 GeV de E_t ; ces traces sont appelées initiateurs ;
- on marque alors comme jet numéro 1 la trace calorimétrique de plus haut E_t ;
- on y ajoute vectoriellement toutes les traces calorimétriques de $E_t > 2.5$ GeV contenues dans le cône $\Delta R < 1$ axé sur cette trace ; on ajoute scalairement les énergies pour avoir l'énergie du jet;
- on reprend la première trace non encore marquée dans l'ordre des E_t décroissants et on commence le jet 2 ;
- on continue ainsi jusqu'à épuisement des traces de $E_t > 2.5$ GeV.
- On obtient ainsi un ensemble de jets ayant chacun une pseudo-rapacité et un azimut fixés ; on ajoute alors à chaque jet toutes les traces calorimétriques de $E_t < 2.5$ GeV contenues dans un cône $\Delta R < 1$ axé sur le jet.

D'autres algorithmes plus compliqués ont été essayés dans les premières années de la collaboration UA1. Cependant, aucun n'a semblé plus satisfaisant que celui, extrêmement simple, que nous avons décrit. Même la collaboration UA2 a opté récemment pour un algorithme similaire.

Des tables de correction de l'énergie des jets, en fonction de l'énergie, la pseudo-rapacité et l'azimut mesurés, ont été réalisées à l'aide d'un Monte-Carlo simulant de la façon la plus réaliste possible la fragmentation, la multiplicité chargée, l'événement sous-jacent, et les inefficacités et pertes du détecteur [VI.3]. Ces corrections deviennent importantes à basse énergie transverse. Elles indiquent qu'un jet de 10 GeV de E_t subit, en moyenne, une sous-estimation de l'ordre de 20% en énergie et de 15% en impulsion.

Cependant, au lieu d'appliquer ces corrections, nous préférons dans l'analyse présente comparer directement les énergies mesurées avec les

énergies prédites à l'aide du programme Monte-Carlo effectuant la simulation détaillée de l'appareillage. Toutes les énergies de jets citées dans la suite doivent donc être comprises en tant qu'énergies non corrigées.

Des études précises, effectuées à l'aide de programmes Monte-Carlo [VI.4], ont montré que de nombreux faux jets étaient reconstruits à bas E_t . Par faux jets, on entend un jet reconstruit qui ne correspond angulairement à aucun parton ou groupe de partons (par exemple un quark et son cortège de gluons de Bremsstrahlung) de l'événement engendré. De tels jets sont généralement initiés par une ou plusieurs particules de l'événement sous-jacent. Afin d'en réduire la fréquence, la même étude a conclu que l'on devait valider les jets de la façon suivante :

- tous les jets d'énergie transverse supérieure à 12 GeV sont valides;
- les jets dont l'énergie transverse est comprise entre 8 et 12 GeV doivent contenir au moins une trace chargée de $p_t > 0.5$ GeV vue dans le détecteur central, à une distance ΔR inférieure à 0.4 de l'amas calorimétrique.

Tous les jets non-validés sont écartés.

2 - L'événement sous-jacent.

Comme nous l'avons vu au chapitre I, lors d'une collision proton-antiproton, un parton du proton et un parton de l'antiproton engagent parfois un processus dur (production d'un boson intermédiaire ou de deux jets par exemple). Les fragments restants du proton et de l'antiproton s'hadronisent, donnant lieu à deux jets très proches de l'axe des faisceaux (jets de faisceau). Ces jets, comme des jets ordinaires, sont constitués de particules de p_t limitée, présentant une distribution en rapidité en forme de plateau. A l'énergie du collisionneur, ce plateau couvre 7 à 8 unités de rapidité. On a donc production de particules ne provenant pas de la collision dure avec une distribution uniforme dans

l'espace $\{(\eta, \varphi)\}$. S'ajoutent à ces particules celles provenant du Bremsstrahlung de gluons, c'est-à-dire des corrections d'ordre α_s^n ($n \geq 1$) au processus dur. On ne peut généralement pas réellement distinguer ce qui vient de l'événement sous-jacent de ce qui vient du Bremsstrahlung (multiple) dans l'état initial, celui-ci produisant des hadrons vers l'avant.

L'événement sous-jacent est difficile à simuler. En raison de sa nature non-perturbative, il n'existe pas à l'heure actuelle de théorie praticable pour prévoir en détails ses caractéristiques. Nous disposons cependant de générateurs Monte-Carlo qui tentent, chacun à leur manière, de reproduire le plus fidèlement possible les différentes distributions relatives à l'événement sous-jacent : EUROJET et ISAJET. EUROJET n'est pas à l'heure actuelle capable de remplir cette tâche de façon satisfaisante. ISAJET a été ajusté pour rendre compte le mieux possible des données. Ce point est essentiel à l'étude correcte de l'isolation des leptons, comme nous l'avons signalé au chapitre précédent.

Nous allons étudier l'événement sous-jacent à l'aide des candidats $W \rightarrow e \nu$ de la sélection officielle, qui montrent l'effet combiné de l'événement sous-jacent et du Bremsstrahlung de gluons dans un événement à grand Q^2 (de l'ordre de $(80 \text{ GeV})^2$). Nous avons étudié la multiplicité chargée, le p_t moyen des traces, la somme des p_t des traces chargées, et la somme des énergies transverses des traces calorimétriques, ramenés à un cône $\Delta R < 0.7$ (nous verrons au chapitre VIII que c'est la taille du cône choisi pour définir l'isolation).

Profitant de l'uniformité de la distribution des particules dans le plan $\{(\eta, \varphi)\}$ (uniformité que nous avons vérifiée sur les données), nous avons tiré au hasard l'axe de 5 cônes par événement dans ce plan, en imposant $|\eta| < 2.0$ pour être dans la zone qui concerne notre analyse, et nous avons évalué les différentes quantités dans chacun des cônes. Nous avons en outre imposé que les axes des cônes se trouvent à une distance $\Delta R > 1$ de l'électron de désintégration ; cette procédure présente deux avantages par rapport à celle qui aurait consisté à évaluer ces quantités dans le cône centré sur l'électron :

- la statistique est accrue d'un facteur 5, puisque nous tirons 5 cônes éloignés les uns des autres dans chaque événement,
- l'électron de désintégration du W ayant été sélectionné comme comptant moins de 2.5 GeV d'énergie transverse dans le cône, les résultats seraient entachés d'un biais de sélection si nous considérions le cône autour de l'électron.

Les résultats sont inscrits dans le tableau VI.1. Ils montrent d'une part que le fond sous un événement W est environ 20% plus élevé que dans un événement biais minimum, et d'autre part que le Monte-Carlo reproduit fidèlement les données pour le W.

Tableau VI.1. Caractéristiques de l'événement sous-jacent (Bremsstrahlung inclus) pour des événements réels $W \rightarrow e\nu$, et pour des événements Monte-Carlo ISAJET $W \rightarrow e\nu$. Sont indiquées les valeurs moyennes dans un cône $\Delta R < 0.7$ de la somme des énergies transverses, de la somme des impulsions transverses des traces chargées, de la multiplicité chargée, et du p_t des traces chargées.

	$\langle \Sigma E_t \rangle_{0.7}$ (GeV)	$\langle \Sigma p_t \rangle_{0.7}$ (GeV/c)	$\langle n_c \rangle_{0.7}$	$\langle p_t \rangle$ (GeV/c)
W(données)	1.27	0.90	1.34	0.58
W(M.C.)	1.24	1.00	1.82	0.50

La distribution de ΣE_t est montrée sur la figure VI.2 pour des événements de production de W, comparés au Monte-Carlo ISAJET. On voit que le dépassement au-delà de 5 GeV dans un cône $\Delta R = 0.7$ est important ($\approx 7\%$, alors qu'il est de 1.3% dans les événements "biais minimum"), ce qui témoigne de la présence d'une activité de jets dans ces événements ; ces jets proviennent en général soit du Bremsstrahlung de gluons, soit du quark frappé dans la diffusion $qg \rightarrow qW$.

Sur la figure VI.3 est représentée la distribution de Σp_t pour les mêmes événements.

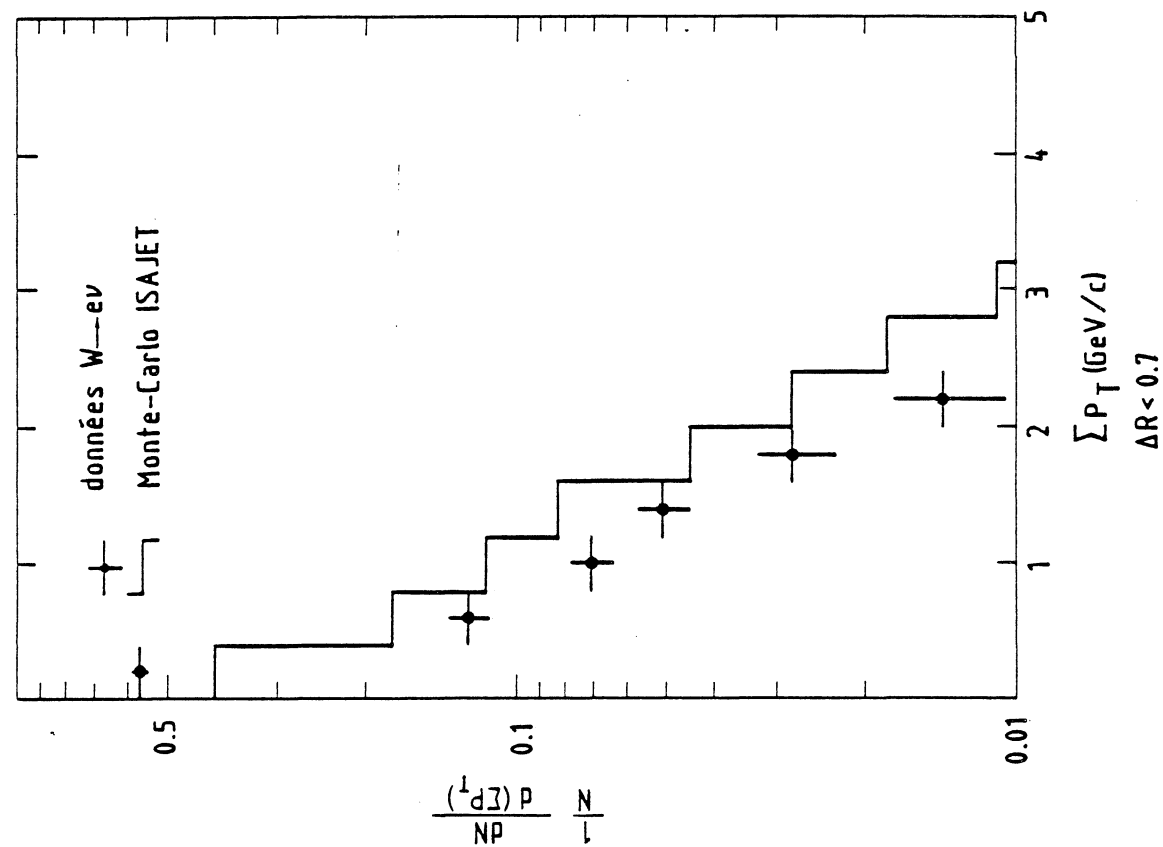


Fig. VI.2 - Somme des énergies transverses calorimétriques dans un cône $\Delta R < 0.7$ pour des événements $W \rightarrow e\nu$ réels, et pour des événements Monte-Carlo ayant subi la simulation complète de la détection, de la reconstruction et de la sélection. Le dépassement au-delà de 5 GeV, presque inexistant dans les événements "biais minimum", signale la présence de jets.

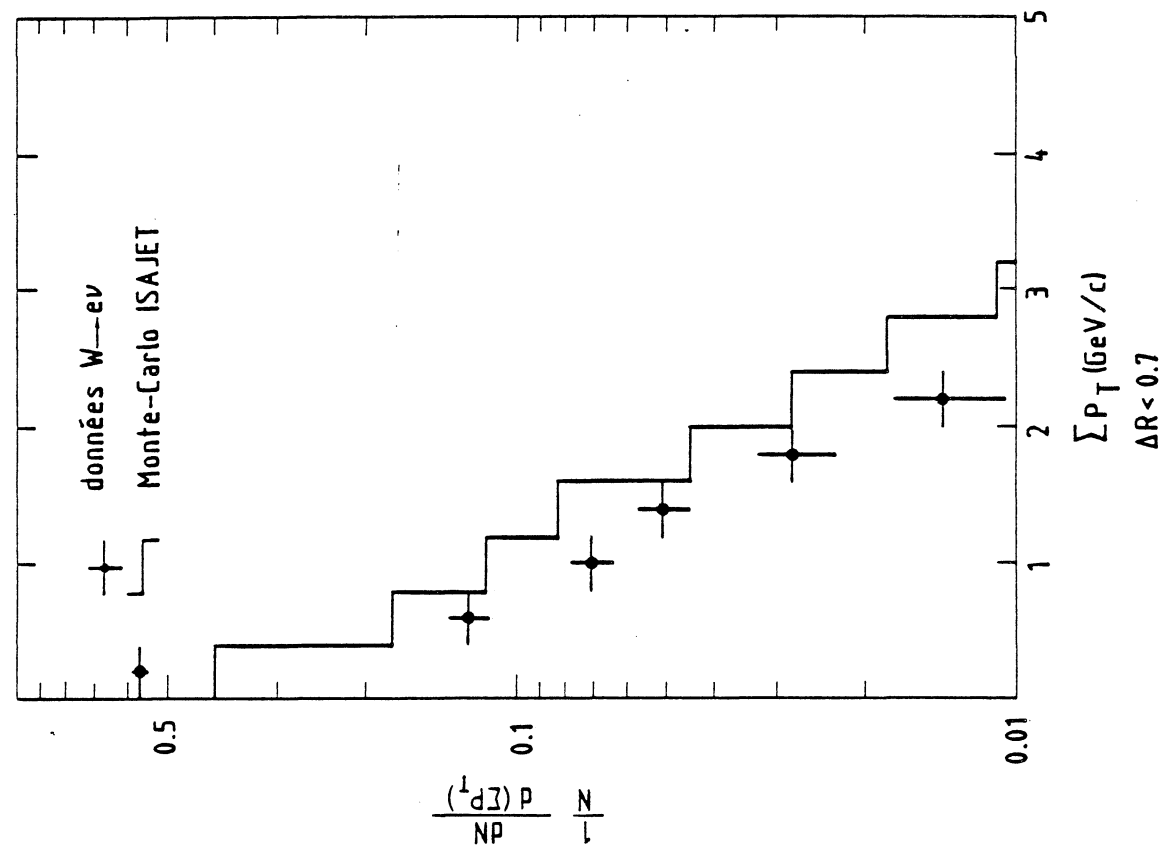


Fig. VI.3 - Somme des impulsions transverses des traces chargées dans un cône $\Delta R < 0.7$ pour des événements $W \rightarrow e\nu$ réels, et pour des événements Monte-Carlo ayant subi la simulation complète de la détection, de la reconstruction et de la sélection.

L'ensemble de ces deux figures montre que l'on sait assez bien reproduire l'événement sous-jacent à l'aide du Monte-Carlo ISAJET. Ce résultat n'a pas été facile à obtenir. Il a fallu ajuster un certain nombre de paramètres dans le générateur.

Après cet ajustement, ΣE_t était correctement reproduit, mais la multiplicité chargée et Σp_t étaient quelque peu surestimés dans le Monte-Carlo, comme on le voit dans le tableau ci-dessus. Il est apparu que cela était dû à une surestimation de l'efficacité de reconstruction des traces chargées : les traces simulées étaient de trop bonne qualité. En imposant des conditions de qualité des traces sur le Monte-Carlo et sur les données (nombre de points, longueur de trace, vertex) pour les inclure dans la somme, on a pu améliorer l'accord entre les données et le Monte-Carlo en ce qui concerne les caractéristiques des traces chargées.

L'accord acceptable entre le Monte-Carlo ISAJET et les données montre qu'un événement $p\bar{p}$ peut être reproduit par la superposition d'une collision dure avec son Bremsstrahlung et d'un événement biais minimum correctement ajusté.

3 - La circularité.

On peut caractériser la topologie d'un événement par le nombre de jets qui y ont été reconstruits au-delà d'un certain seuil en énergie transverse dans un intervalle de rapidité donné. Nous avons cependant jugé utile de disposer, à côté de cette variable discrète, d'une variable globale et continue, analogue à la sphéricité. Nous l'appellerons la circularité.

Cette sorte de variables a été utilisée auprès des collisionneurs e^+e^- pour l'étude des événements à trois jets (mesure de α_s) [VI.5] et pour la recherche de quarks lourds (voir [0.3]). La sphéricité a aussi été utilisée par UA2 dans son étude de l'émergence des jets [VI.6].

En raison de la translation du repère de la collision dure par rapport au laboratoire, le long de l'axe des faisceaux, nous ne pouvons consi-

dérer que la projection de l'événement dans le plan orthogonal à cette direction. Nous ne devons donc utiliser que les composantes y et z des vecteurs calorimétriques.

Nous partons de la matrice des impulsions transverses :

$$P = \begin{bmatrix} \Sigma p_y^2 & \Sigma p_y p_z \\ \Sigma p_y p_z & \Sigma p_z^2 \end{bmatrix}$$

où les sommes sont étendues à toutes les traces calorimétriques de l'événement, candidat électron inclu. Notons que nous n'ajoutons pas l'énergie transverse manquante.

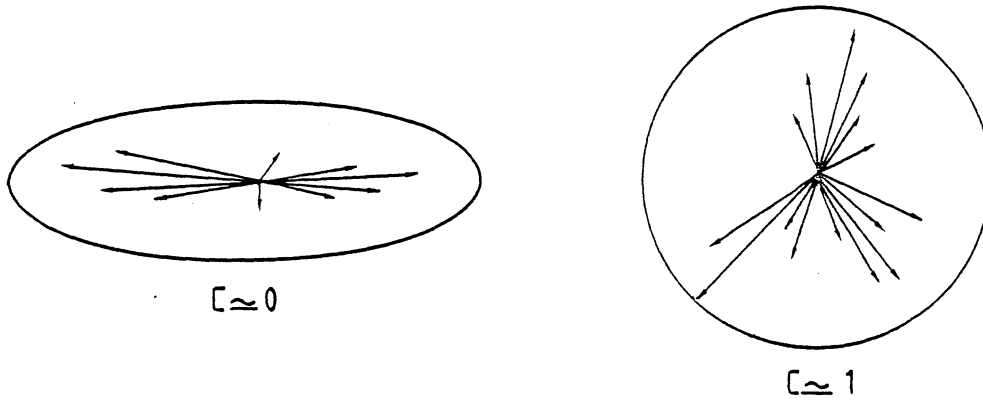
La forme quadratique associée à P définit l'"ellipse d'inertie" d'un solide à deux dimensions composé de particules ponctuelles de masses égales et de coordonnées (p_y, p_z) . Les valeurs propres de P, Λ_- et Λ_+ ($\Lambda_- \leq \Lambda_+$) sont respectivement le petit axe et le grand axe de l'ellipse.

En divisant Λ_+ et Λ_- par Σp_t^2 pour avoir une quantité sans dimension, on obtient :

$$\lambda_{\pm} = \frac{\Lambda_{\pm}}{\Sigma p_t^2} = \frac{1}{2} (1 \pm \sqrt{1-C}),$$

$$\text{avec } C = 4 \frac{\Sigma p_y^2 \Sigma p_z^2 - (\Sigma p_y p_z)^2}{(\Sigma (p_y^2 + p_z^2))^2}$$

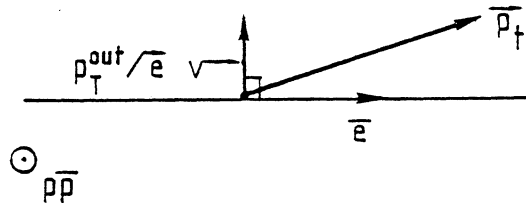
λ_- , λ_+ et C sont compris entre 0 et 1. λ_- et λ_+ sont reliées par l'égalité : $\lambda_+ + \lambda_- = 1$, avec $\lambda_- \leq \lambda_+$. Lorsque $\lambda_- = 0$ et $\lambda_+ = 1$, l'ellipse est infiniment aplatie et l'événement présente une structure deux-jets parfaitement collimés ou deux particules dos-à-dos ; C est alors nulle. A l'opposé, si $\lambda_+ = \lambda_- = 1/2$, on est en présence d'un événement à symétrie parfaitement circulaire (en projection dans le plan transverse) ; C est alors égale à 1. C caractérise donc bien la "circularité" de l'événement.



On peut donner une signification plus concrète à λ_- :

$$\lambda_- = \frac{\min \sum (p_t^{\text{out}} / e)^2}{\sum p_t^2}$$

où p_t^{out} / e est défini par le dessin ci-dessous et où le minimum est pris sur toutes les directions possibles du vecteur e . La direction qui assure le minimum peut être appelée l'axe transversal de l'événement.



En tant que variable topologique, la circularité présente plusieurs avantages sur le comptage des jets :

- c'est une variable globale, qui prend en compte la totalité des traces calorimétriques ; elle ne dépend pas des paramètres de l'algorithme de reconstruction des jets ;
- elle n'est pas soumise à des effets de seuils sur les jets.

La figure VI.4 représente la valeur moyenne de la circularité d'événements Monte-Carlo (processus directs uniquement) $b\bar{b}$ et $t\bar{t}$, pour différentes masses de quarks top, et avec un détecteur parfait. La

circularité moyenne est fonction affine de m_{top} ; ceci pourrait constituer un moyen de mesurer sa masse. Malheureusement, la simulation complète de l'appareillage montre que cette sensibilité est largement perdue, et que la circularité moyenne mesurée ne dépend plus que faiblement de la masse du quark top.

MONTE-CARLO ISAJET, SANS SIMULATION DE L'APPAREILLAGE

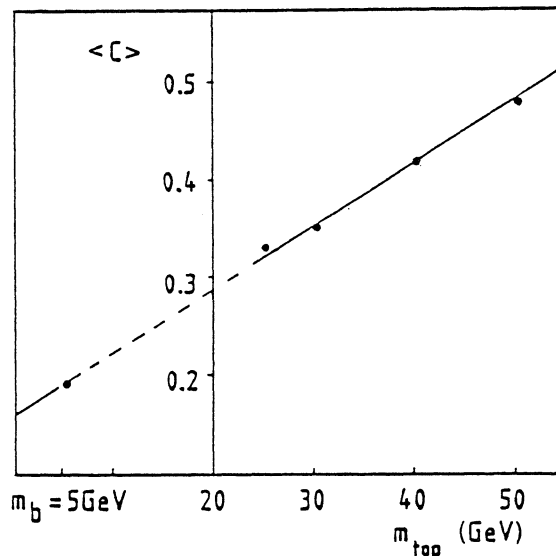


Fig. VI.4 - Valeur moyenne de la circularité d'événements Monte-Carlo $p \bar{p} \rightarrow t \bar{t}$, en fonction de m_{top} , sans simulation de l'appareillage. Le processus direct $b \bar{b}$ ($m_b = 5$ GeV) est aussi indiqué.

A titre d'exemple, trois représentations graphiques d'événements sont montrées sur la figure VI.5. Le premier est un candidat "électron plus un jet". L'électron et le jet sont dos-à-dos et la circularité est par conséquent faible : elle vaut 0,12. Le deuxième candidat ("électron plus trois jets"), est beaucoup plus isotrope, quoique l'on peut définir un axe (à peu près vertical) autour duquel l'événement est légèrement resserré. La circularité de cet événement est de 0,38. Le troisième événement a une structure "trois jet" formant une étoile à trois branches assez bien équilibrée ; l'un des "jets" constitue un candidat électron (en réalité un photon converti). Sa circularité est de 0,61.

On constate que la circularité mesure bien le contenu de l'événement en jets larges et en mini-jets, et qu'elle remplit bien son rôle de variable topologique.

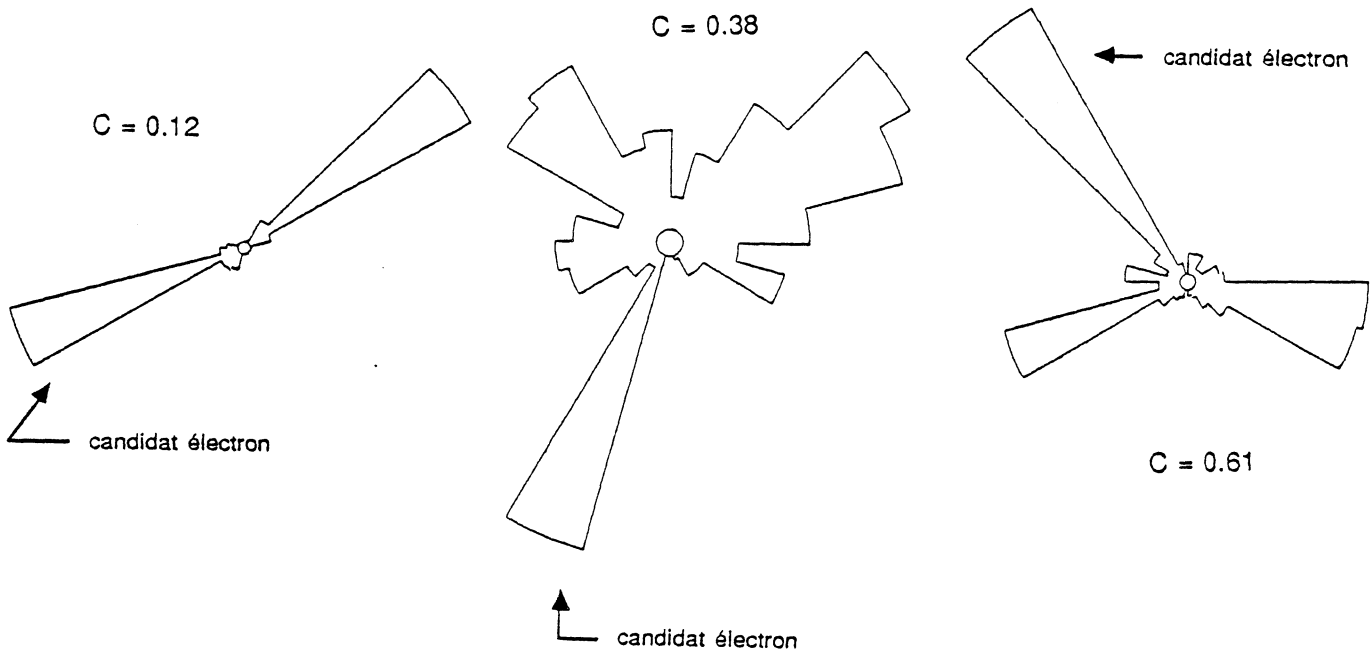


Fig. VI.5 - Représentation graphique en vue transverse des dépôts dans les calorimètres de trois événements candidats électron. A gauche (événement 11627/933), un candidat e + 1 jet de circularité 0.12 ; au milieu, un candidat e + 3 jets, de circularité 0.38 (numéro 16642/966) ; à droite, un candidat e + 2 jets (10141/936) de circularité 0.61 ; ce candidat, identifié comme conversion, ne figure pas dans notre échantillon final car l'électron est dans les bouchons.

Le diagramme de la figure VI.6 représente la configuration du candidat électron et des jets de l'événement ayant la plus grande circularité ($C=0.85$) de notre sélection. Cependant, la cellule du calorimètre hadronique située derrière l'amas électromagnétique candidat contient plus de 500 MeV, sous un angle tel que 36 longueurs de radiations doivent être traversées pour atteindre cette cellule, ce qui exclut qu'il s'agisse d'un véritable électron.

Les distributions de circularité attendues dans les différents processus en jeu dans notre analyse sont présentées au chapitre X.

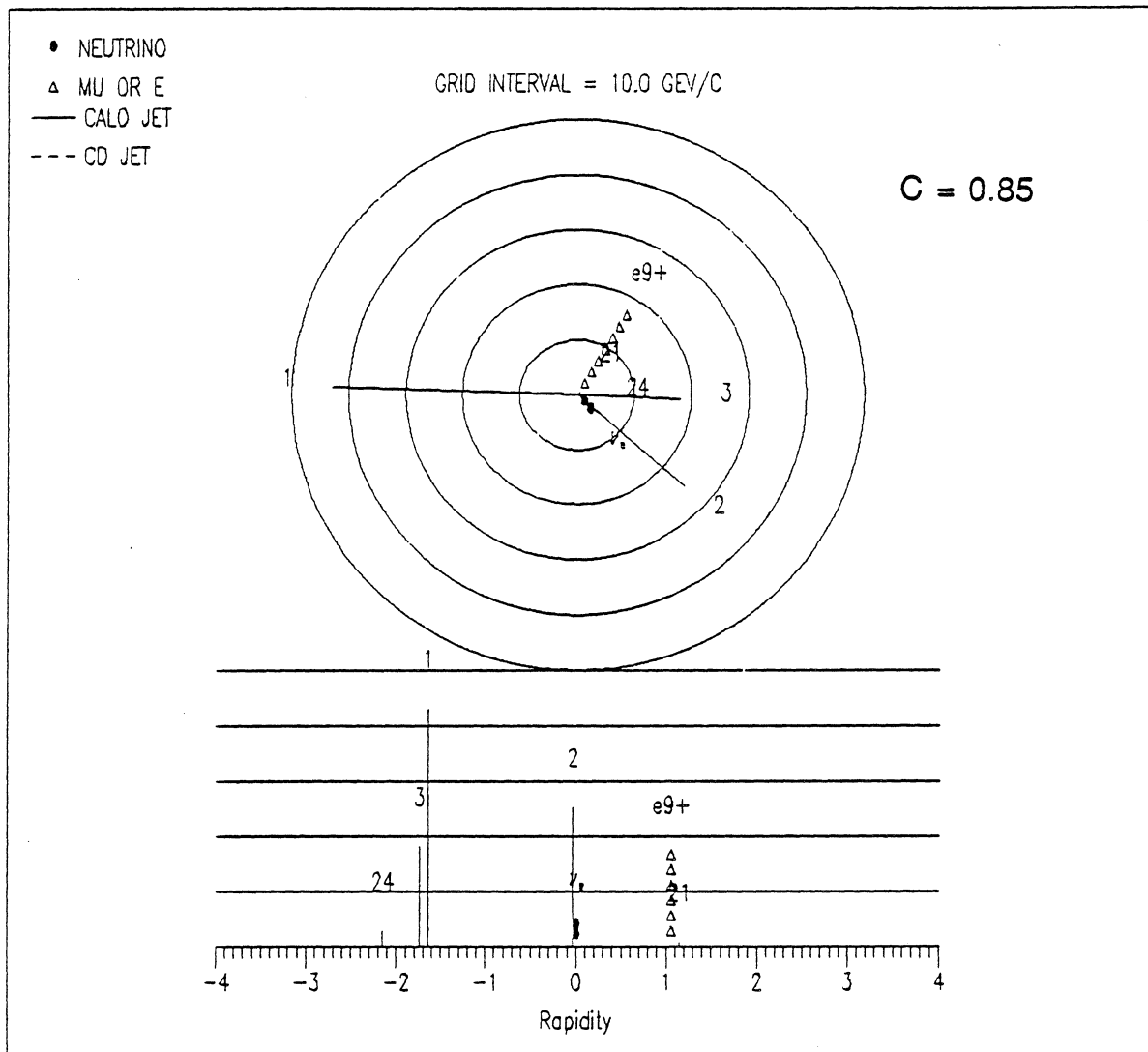


Fig. VI.6 - Evénement le plus "circulaire" de notre sélection de candidats électrons (12017/690). Il ne peut cependant s'agir d'un véritable électron isolé, car plus de 500 MeV ont été déposés dans le calorimètre hadronique situé derrière l'amas candidat.

VII - L'ENERGIE TRANSVERSE MANQUANTE

Chapitre VII

L'énergie transverse manquante.

1 - Introduction.

Certaines particules connues (les neutrinos) ou hypothétiques (photino, neutrinos scalaires, etc...), interagissent si faiblement avec la matière qu'elles échappent généralement à la détection. Cependant, la conservation de l'énergie-impulsion permet de reconstruire la somme des quadrivecteurs de toutes les particules non-détectées. En pratique, lors de collisions $p\bar{p}$, une grande partie de l'énergie-impulsion est emportée dans le tube à vide, de telle sorte que ΣE_x est généralement non nul, même si l'événement ne contient pas de neutrino notable. Cependant, en raison de la couverture jusqu'à de très faibles angles du détecteur UA1 (0.2° de la ligne des faisceaux), quoiqu'elles emportent une énergie longitudinale importante, ces particules n'emportent que très peu d'énergie transverse. Une énergie transverse importante est donc le signe de la présence d'un ou plusieurs neutrinos dans l'événement. Les muons aussi engendrent une énergie transverse manquante calorimétrique, mais ils sont détectés dans les chambres à muons, mesurés dans le détecteur central, et peuvent être rajoutés au bilan calorimétrique.

2 - Mesure de l'énergie transverse manquante.

L'évaluation de l'énergie transverse manquante est obtenue en sommant vectoriellement toutes les énergies des traces calorimétriques telles qu'elles ont été définies au chapitre précédent (plus les éventuels muons) :

$$\vec{E}_t^m = (0, \Sigma E_y, \Sigma E_z) .$$

Rappelons que les cellules constituant un candidat électron ne sont pas corrigées pour l'inégalité de réponse électron/hadron ; toutes les autres cellules sont corrigées par le facteur de réponse moyen de 1,13.

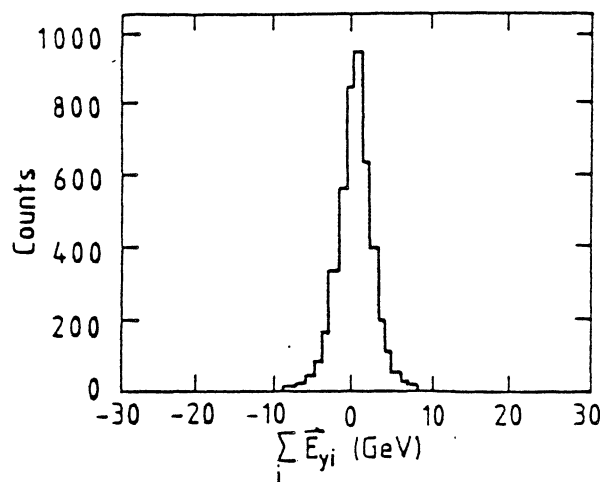


Fig. VII.1 - Somme des composantes selon l'axe y, transverse aux faisceaux, des vecteurs énergie des cellules calorimétriques pour des événements "biais minimum" ($\langle \Sigma E_t \rangle \approx 20 \text{ GeV}$ pour ces événements).

L'énergie transverse manquante ne peut être considérée que si elle est validée :

- elle ne doit pas pointer dans la région aveugle du calorimètre, dans le secteur angulaire compris entre $+15^\circ$ et -15° du plan vertical (trou de passage des guides de lumière et du cablage du détecteur central);

- il ne doit pas y avoir de traces chargées de grand p_t (vues dans le détecteur central) pointant dans cette zone ; de telles traces

seraient le signe de la présence d'un jet échappant à la détection calorimétrique.

Ceci posé, la résolution sur l'énergie transverse manquante est limitée par la résolution du calorimètre, d'une part, et par les fluctuations du rapport énergie chargée / énergie neutre, en raison de l'inégalité des réponses aux hadrons chargés et aux photons de désintégration de π^0 , d'autre part. Elle peut s'exprimer pour chaque composante en fonction de l'énergie transverse scalaire totale dans l'événement (somme de tous les E_t des cellules du calorimètre) par la relation empirique suivante, obtenue pour des données sans neutrino notable (jets ou biais minimum) :

$$\sigma(\Sigma E_y) = \sigma(\Sigma E_z) = 0.5 \sqrt{\Sigma E_t} \text{ GeV} \quad (\Sigma E_t \text{ exprimé en GeV})$$

ΣE_y et ΣE_z suivent une loi approximativement gaussienne (voir fig. VII.1). L'écart quadratique moyen de E_t^m est donné par :

$$\sigma(E_t^m) = 0.7 \sqrt{\Sigma E_t} \text{ GeV} \quad (\Sigma E_t \text{ exprimé en GeV})$$

En raison de nos conditions de déclenchement, nos événements ont en moyenne 80 GeV de ΣE_t dans l'intervalle de pseudo-rapidité $|\eta| < 3$. On a donc, dans nos événements, $\sigma(E_t^m) \approx 6$ à 7 GeV. Des événements sans neutrino ont donc couramment une énergie transverse manquante de 6 à 7 GeV.

Notons que dans un événement à deux jets, E_y et E_z sont corrélés, ce qui entraîne que l'énergie manquante est dans l'axe des deux jets.

On définit la "significativité" de l'énergie transverse manquante d'un événement par : $N_\sigma = E_t^m / \sigma(E_t^m)$. La distribution de N_σ^2 est montrée sur la figure VII.2, pour des événements contenant un candidat électron isolé. La contribution des événements à $E_t^m > 15$ GeV est indiquée en hachuré. Elle est dominée par les contributions de $W \rightarrow e\nu$ et $\tau\nu$. A bas N_σ ($N_\sigma < 3$), le bruit de fond hadronique, où l'on n'attend pas de neutrino significatif, est dominant.

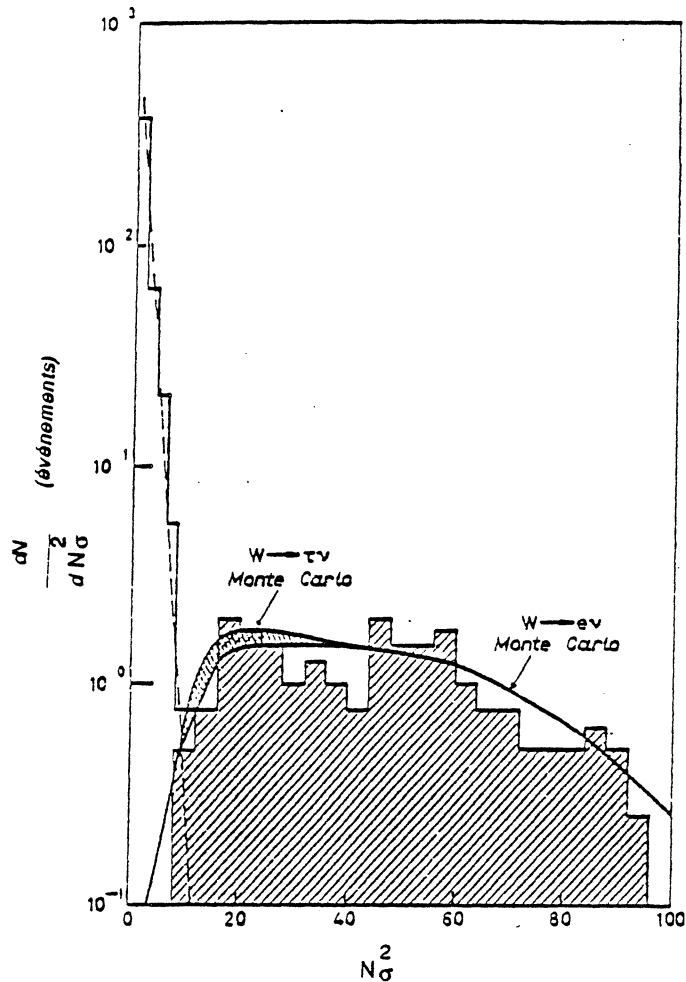


Fig. VII.2 - Distribution du carré de la "significativité" de l'énergie transverse manquante des événements à candidat électron. En hachuré, les événements à $E_t^m > 15$ GeV sont bien reproduits par le Monte-Carlo de W. L'excès d'événements à faible significativité de l'énergie manquante est interprété comme du bruit de fond hadronique.

Outre la résolution du calorimètre, d'autres systématiques entachent la mesure de l'énergie transverse manquante. Ces systématiques se manifestent de deux manières.

La première manifestation est liée à l'électron : les événements à énergie manquante non-significative manifestent une tendance à avoir leur vecteur énergie transverse manquante systématiquement opposé au candidat électron. La première explication qui viendrait à l'esprit est une sous-estimation de l'énergie hadronique de l'événement, globalement opposée à l'électron, due à l'application d'un facteur de correction trop faible ou à un mauvais étalonnage des segments profonds du calorimètre électromagnétique ou du calorimètre hadronique. Un tel défaut affecterait préférentiellement les hadrons, puisque leurs gerbes pénètrent davantage en profondeur que celles des électrons. Cependant,

l'étalonnage a été effectué le mieux possible et cette hypothèse n'a donc pas été retenue par la collaboration UA1. Une autre explication, plus probable, est la conséquence d'un biais de sélection. Le spectre d'énergie transverse de nos candidats électron suit une loi approximativement en E_t^{-4} , et on impose une coupure franche à 15 GeV sur ce spectre à chute très rapide. En raison de la résolution sur la mesure de E_t , des amas dont l'énergie transverse vraie est inférieure à ce seuil pourront cependant passer cette coupure ; leur énergie est alors surestimée. A l'inverse, des amas juste au-dessus du seuil peuvent provenir de particules d'énergie plus élevée, et dont la mesure a été sous-estimée. Mais, eu égard à la chute très rapide du spectre, ce cas est beaucoup moins fréquent que le précédent. Concrètement, il y a beaucoup plus d'amas entre 13 et 15 GeV qui peuvent être surestimés de 2 GeV que d'amas entre 17 et 19 GeV qui peuvent être sous-estimés de 2 GeV.

Les amas sont donc préférentiellement surestimés et cela a pour conséquence l'apparition d'un faux neutrino opposé à l'amas. L'effet disparaît, comme on s'y attend, si on impose le même seuil au jet le plus dur de l'événement. On remarque aussi que cet effet est plus important quand le candidat électron est proche du plan vertical. Ce renforcement peut encore se comprendre à l'aide du même biais de sélection, la résolution chutant lorsqu'on s'approche des extrémités des gondoles. Cependant, une autre explication peut se substituer ou se superposer à celle-ci ; dans nos événements, le candidat électron est souvent à peu près dos-à-dos à un jet. Lorsque l'amas électromagnétique est proche de la verticale, le jet l'est aussi, et des fragments neutres peuvent échapper à la calorimétrie, sans pour autant violer les conditions de validation, ce qui conduit à une sous-estimation de ce jet et à l'apparition, là encore, d'un faux neutrino dos-à-dos au candidat électron.

Sans que l'on puisse faire la part de ces deux effets, il est probable qu'ils contribuent l'un et l'autre à cette première manifestation d'effets systématiques.

La seconde manifestation est, elle, liée au dispositif expérimental : le neutrino a tendance à pointer vers le bas ; alors que ΣE_x est com-

patible avec le vecteur nul, ΣE_y est préférentiellement positif, avec une valeur moyenne de 2 GeV.

De nombreuses explications ont été avancées pour ce phénomène.

La première possibilité est un décalage vers le bas des gondoles par rapport au détecteur central. Le point d'interaction est défini à l'aide des traces du détecteur central, et si le centre des gondoles est décalé par rapport à ce point, deux jets dos-à-dos vont paraître désalignés à la reconstruction, ce qui simule un $\vec{p}_t$, dirigé en moyenne vers le bas, du système jet-jet. L'effet est maximal dans le cas d'un bijet horizontal et disparaît pour un bijet vertical. Ceci est illustré sur la figure VII.3 où le décalage est grossièrement exagéré.

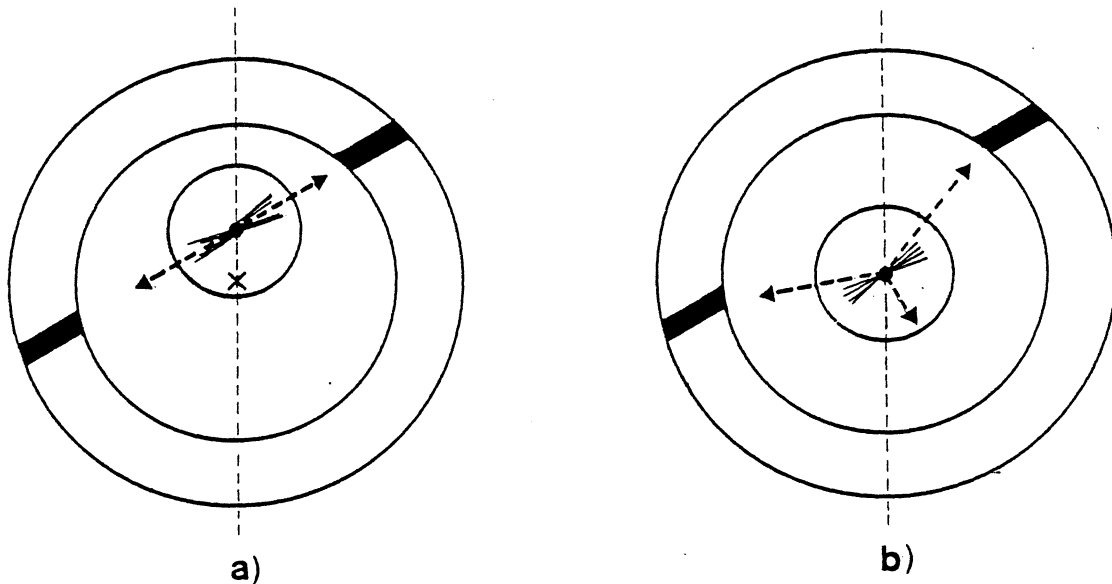


Fig. VII.3

a) Ce qui se passe en réalité ; b) ce que le programme reconstruit.

En l'absence de possibilité d'une mesure directe de ce décalage, on a cherché à minimiser l'écart quadratique moyen de l'énergie manquante d'événements bijet par rapport à la variable Δy , décalage entre les gondoles et le détecteur central. Le minimum est obtenu pour $\Delta y = 1.4$ cm. On a donc admis que les gondoles s'étaient affaissées de 1.4 cm, ce qui n'est pas surprenant eu égard à leur poids. Cette correction a été appliquée à nos événements. Cependant, ceci n'explique que la moitié de l'effet : l'énergie transverse manquante moyenne est alors de 1 GeV.

Pour expliquer ce reliquat, beaucoup d'autres hypothèses ont été avancées. On a noté des différences entre les gains des PM du haut et ceux du bas. Certains ont suggéré que les cosmiques ou le halo, touchant davantage la partie supérieure du calorimètre, pouvaient ajouter leur énergie à celle de l'événement, simulant ainsi une énergie manquante vers le bas.

Aucune explication ne s'est imposée et nous admettrons donc qu'il subsiste une erreur systématique de 1 GeV sur l'énergie manquante, ce qui n'influe pas sur les conclusions, la résolution étant de 6 à 7 GeV.

3 - Les énergies transverses manquantes attendues.

Les désintégrations semileptoniques de quarks lourds dans les événements $b\bar{b}$ et $c\bar{c}$, dans nos conditions expérimentales (énergie transverse de l'électron supérieure à 15 GeV et isolation), conduisent à une énergie transverse manquante, avant simulation de l'appareillage, de 2 GeV en moyenne. Elle ne sera donc pas directement observable à faible statistique en raison de la résolution dont nous disposons.

L'énergie transverse du neutrino de désintégration d'un W, au contraire, suit une distribution de jacobien, avec une croissance jusqu'à 40 GeV puis une chute brutale.

Le neutrino de désintégration semileptonique du quark top, lui, peuple une région intermédiaire d'énergie transverse manquante. Pour un top de 40 GeV, dans notre acceptance expérimentale, l'énergie transverse manquante moyenne est de 8 GeV. Une analyse du spectre d'énergie manquante de nos événements sera effectuée au chapitre X et l'incidence de la présence d'une contribution éventuelle de top dans ce spectre y sera étudiée.

VIII - L'IDENTIFICATION ET LA MESURE DES ELECTRONS

Chapitre VIII

Identification et mesure des électrons.

1 - Calorimètre seul : la forme de la gerbe.

Nous avons vu au chapitre III que les électrons déposent presque toute leur énergie dans le calorimètre électromagnétique. Nous avons vu aussi que ce calorimètre est segmenté en profondeur, ce qui permet d'échantillonner la gerbe. Nous allons maintenant utiliser ces caractéristiques pour tenter de sélectionner des électrons parmi tous les amas d'énergie trouvés dans le calorimètre. Dans tout ce qui suit, la recherche des électrons sera exclusivement limitée à la partie centrale (les gondoles), et ceci pour deux raisons :

- d'une part, utiliser les bouchons compliquerait énormément l'analyse, la région des bouchons étant affectée de systématiques complètement différentes de celle des gondoles (en particulier, il s'y produit beaucoup de conversions de photons).
- d'autre part, les électrons provenant de la production et de la désintégration de saveurs lourdes sont essentiellement centraux.

On n'utilisera donc les bouchons que dans le cas d'un deuxième électron de Z^0 ou de paire Drell-Yann, et pour la mesure des jets et de l'énergie manquante.

Au niveau du déclenchement, on considère comme candidat électron tout amas d'énergie transverse supérieure à 10 GeV (ce seuil a été porté

à 12 GeV lors de périodes à haute luminosité), limité à deux gondoles (ou deux pétales, pour les bouchons) adjacentes. En effet, les tests en faisceau ont montré qu'un électron est entièrement contenu dans deux gondoles adjacentes. A ce niveau, la mesure de l'énergie est très rudimentaire et aucune correction n'est appliquée. Au niveau du calculateur 168E (filtre en ligne), les cartes de corrections sont appliquées et les candidats ayant au moins 12 GeV d'énergie transverse corrigée sont retenus. Dans les mois qui ont suivi la prise de données, au terme d'une étude difficile, les corrections de vieillissement ont été appliquées, et le seuil en énergie transverse a été remonté à 15 GeV (Si l'on avait gardé le même seuil à chaque étape, on aurait perdu à chaque fois les candidats d'énergie transverse sous-estimée à l'étape précédente, sans contrôle possible de cette perte).

Lorsqu'on est en présence d'un amas d'énergie, on commence par vérifier que les centroides des quatre segments sont alignés. En effet, des segments non-alignés seraient l'indice de plusieurs particules dans la même paire de gondoles, donc d'un faux électron simulé par la superposition d'un π chargé et d'un ou plusieurs π^0 , ou d'un véritable électron, mais non isolé. De plus, on impose que la somme des impulsions des traces chargées entrant dans ces deux gondoles soit inférieure à 1.5 GeV. Si on omettait cette coupure, la correction d'énergie à effectuer (soustraction de la contribution de l'événement sous-jacent) serait trop importante pour être fiable. De telles coupures sont appelées "coupures techniques", parce qu'elles sont rendues nécessaires par le manque de granularité en azimuth du calorimètre. Elle contribue néanmoins à garantir l'isolation de l'amas.

On est alors en mesure d'étudier la forme longitudinale de la gerbe. La segmentation en profondeur du calorimètre est indiquée sur la figure VIII.1, ainsi que la forme moyenne de la gerbe d'un électron de 20 GeV en incidence normale. Les segments 2 et 3 sont de peu d'intérêt pour l'identification d'un électron. Ils mesurent essentiellement l'énergie totale, puisqu'ils contiennent la quasi-totalité de la gerbe. La somme $E_2 + E_3$ étant pratiquement égale à l'énergie incidente, les dépôts d'énergie dans les segments 2 et 3 sont très fortement corrélés. Leur grandeur relative n'a donc aucune signification pour ce qui concerne la nature de la particule.

Nous allons étudier en détail le comportement des segments 1 et 4 du calorimètre électromagnétique et celui du calorimètre hadronique, ces trois permettant une importante réjection des non-électrons.

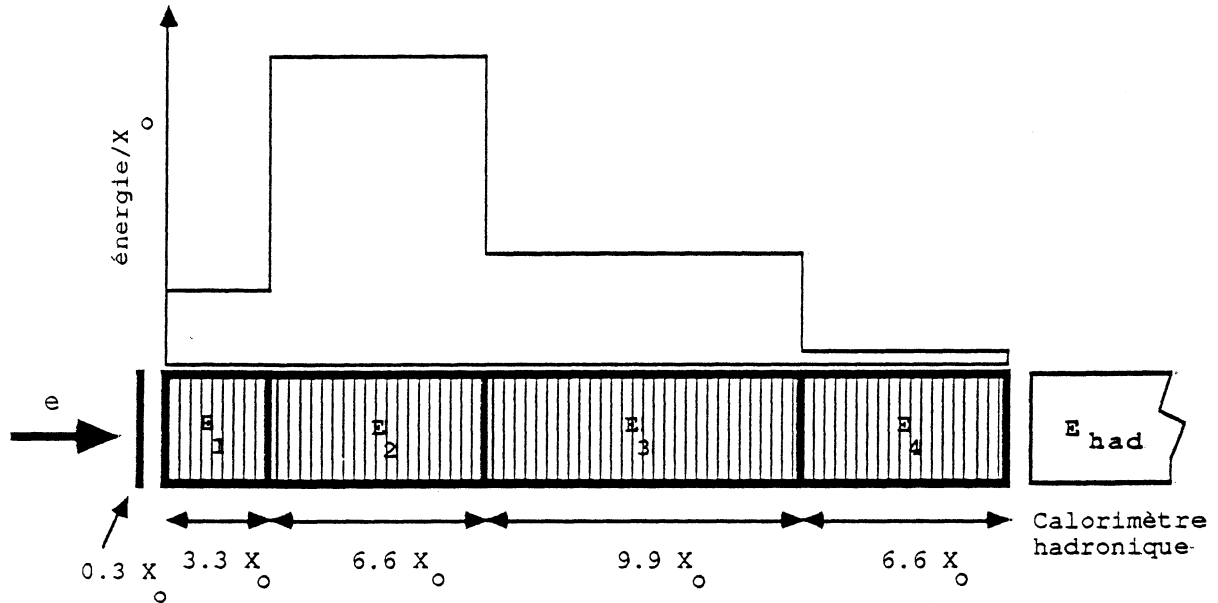


Fig. VIII.1 - Segmentation en profondeur des gondolettes, et forme moyenne d'une gerbe électromagnétique de 30 GeV en incidence normale. Alors qu'un électron est presque contenu, un hadron sur trois seulement interagit dans le calorimètre électromagnétique. Les épaisseurs sont exprimées en longueurs de radiation (X_0).

a) Le segment 1

Lors de collisions $p\bar{p}$ à haute énergie, la quasi-totalité des particules émises à grand p_T sont des hadrons provenant de jets. La plupart des photons et des leptons proviennent de la désintégration des hadrons. Ils ont donc généralement peu d'énergie. Le bruit de fond (les faux-électrons) viendra donc essentiellement des pions et des kaons, éventuellement accompagnés de neutres de basse énergie.

Le segment 1 peut contribuer à la réjection des pions. En effet, en raison de sa masse, un pion de 20 GeV sera proche du minimum d'ionisation. La profondeur totale du calorimètre étant de seulement une longueur d'interaction, il traversera généralement le segment 1 sans interagir fortement et déposera peu d'énergie (200 ou 300 MeV en incidence normale) dans le segment 1. Au contraire, un électron commencera toujours sa gerbe dans le segment 1 (3.6 longueurs de radiation) et y

déposera un à quelques GeV. Une coupure sur l'énergie déposée dans le premier segment, E_1 , doit donc contribuer à séparer les électrons des pions. Cependant, E_1 dépend de l'énergie et de l'angle de la particule incidente. Nous préférons donc définir à partir de E_1 une variable, appelée "nombre de déviations standard à l'énergie attendue dans le segment 1 pour un électron", par :

$$X_1 = \frac{E_1 - \langle E_1(\theta, E) \rangle}{\sigma_1(\theta, E)},$$

où $\langle E_1 \rangle(\theta, E)$ est le dépôt d'énergie moyen dans le segment 1 attendu pour des électrons d'énergie E et d'angle θ , et σ_1 est la dispersion

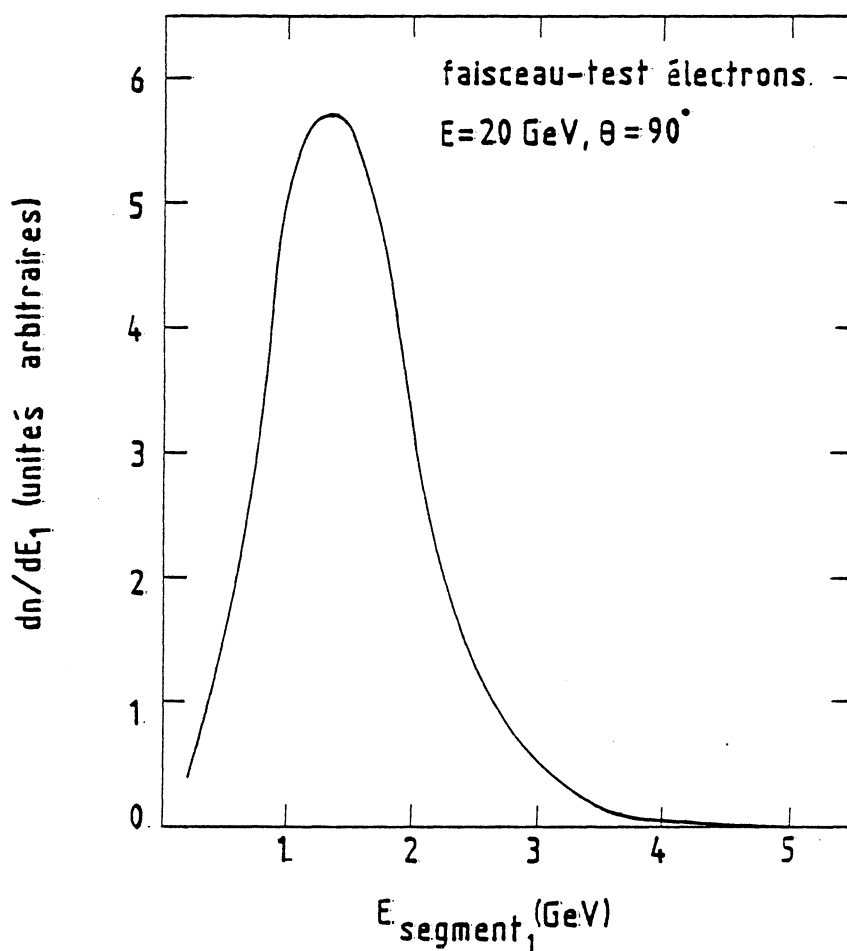


Fig. VIII.2 - Distribution de l'énergie déposée dans le premier segment des gondoles par un électron de 20 GeV en incidence normale (résultat de tests en faisceau).

attendue pour ces électrons autour de la valeur moyenne. Ainsi, X_1 ne dépend pas de θ ni de E pour des électrons, et c'est donc une variable adéquate pour couper. E_1 étant plus faible, à angle et énergie égaux, pour un pion que pour un électron, des valeurs significativement négatives de X_1 caractérisent des pions. La distribution de E_1 est indiquée sur la figure VIII.2. On constate qu'elle est assez symétrique. Les écarts positifs à la valeur moyenne sont légèrement plus probables que les écarts négatifs, ce qui renforce la réjection des particules commençant leur gerbe plus tardivement.

Il nous faut donc paramétrer $\langle E_1 \rangle(\theta, E)$ et $\sigma_1(\theta, E)$. Pour cela, nous avons analysé des données de tests en faisceaux. Ces données ont été prises sur le faisceau X1 du CERN issu du SPS [VIII.1]. Les protons de 450 GeV sont dirigés sur une cible où sont produits des π^+ , des π^- et des π^0 . Les π chargés sont balayés par un champ magnétique et les π^0 se désintègrent en deux photons. Un convertisseur est placé sur leur trajectoire, et les électrons sont analysés par un champ magnétique et focalisés par une optique adéquate afin d'obtenir un faisceau d'électrons d'énergie bien définie (1%), que l'on peut faire varier entre 10 et 120 GeV. Ce faisceau est dirigé sur des gondoles identiques à celles du détecteur UA1, montées sur un dispositif qui permet de faire varier l'angle d'incidence. On a pris ainsi des données pour des énergies de $E = 10, 20, 30, 45, 60, 90$, et 115 GeV, à des angles d'incidence $\theta_{inc} = 90^\circ$ (incidence normale), 60° , 45° , 35° (angle polaire de l'extrémité de la couverture des gondoles).

La valeur moyenne de l'énergie déposée dans le segment 1 pour ces données est indiquée dans le tableau VIII.1 (les nombres manquants correspondent à des runs qui n'ont pu être effectués ou qui se sont avérés inutilisables).

Tableau VIII.1. Valeur moyenne de l'énergie déposée dans le premier segment par des électrons d'énergie donnée et à incidence donnée.

$\langle E_1 \rangle$ GeV	θ_{inc}			
	90°	60°	45°	35°
10 GeV	1.1	1.7	2.5	3.8
20 GeV	1.5	-	3.9	6.3
30 GeV	2.0	-	5.1	8.6
45 GeV	-	3.5	6.6	-
60 GeV	2.5	-	7.8	14.1
90 GeV	-	5.2	10.1	19.2
115 GeV	3.0	-	11.4	21.9

On voit que cette quantité dépend beaucoup de l'angle et de l'énergie. Par exemple, pour une même énergie transverse de 65 GeV, un électron de 115 GeV à $\theta=35^\circ$ déposera 22 GeV dans le segment 1, alors qu'un électron de 65 GeV en incidence normale déposera 2.5 GeV! Couper directement sur E_1 aurait donc conduit à accepter beaucoup plus facilement un électron à petit angle (faible incidence) qu'un électron central (incidence normale).

Le tableau VIII.1 est parfaitement reproduit par une expression analytique intégrée numériquement sur le domaine de longueurs de radiations couvert par le segment 1 ($t_1=0.29/\sin\theta$ à $t_2=3.59/\sin\theta$) [VIII.2]:

$$\langle E_1 \rangle(\theta, E) = E \cdot \frac{\beta^\alpha}{\Gamma(\alpha)} \int_{t_1}^{t_2} t^{\alpha-1} e^{-\beta t} dt$$

où α et β sont des fonctions de E de la forme $a+b \cdot \ln E$, les coefficients ayant été ajustés sur ces données ; Γ est la fonction spéciale habituelle. Cette intégration est effectuée par le sous-programme DEPOS [VIII.3].

Des mêmes données, on a extrait l'écart quadratique moyen de la distribution du segment 1, tabulé en VIII.2.

Tableau VIII.2. Ecart quadratique moyen de l'énergie déposée dans le premier segment par des électrons d'énergie donnée et à incidence donnée.

σ_1 GeV	θ_{inc}			
	90°	60°	45°	35°
10 GeV	0.48	0.69	0.84	1.00
20 GeV	0.69	-	1.32	1.73
30 GeV	1.03	-	1.71	2.30
45 GeV	-	1.40	2.15	-
60 GeV	0.98	-	2.60	3.80
90 GeV	-	2.10	3.97	5.45
115 GeV	1.46	-	4.60	5.60

Apparemment, il est difficile de paramétrer σ_1 en fonction de E et θ . Mais en tabulant le rapport $\sigma_1/\langle E_1 \rangle$ (tableau VIII.3), on constate que ce rapport est pratiquement indépendant de E, et qu'il varie linéairement avec $\sin\theta$.

Tableau VIII.3. Rapport des éléments correspondants des tableaux VIII.1 et VIII.2.

$\sigma_1/\langle E_1 \rangle$ GeV	θ_{inc}			
	90°	60°	45°	35°
10 GeV	0.44	0.40	0.34	0.26
20 GeV	0.45	-	0.34	0.27
30 GeV	0.43	-	0.33	0.27
45 GeV	-	0.40	0.32	-
60 GeV	0.39	-	0.33	0.27
90 GeV	-	0.40	0.39	0.28
115 GeV	0.48	-	0.40	0.26

On obtient donc la paramétrisation de σ_1 :

$$\sigma_1(\theta, E) = 0.45 \langle E_1 \rangle(\theta, E) \sin \theta.$$

On est donc en mesure de calculer X_1 pour chaque candidat électron, en utilisant pour E l'énergie déposée dans les deux gondoies contenant l'amas et pour θ l'angle polaire de la trace chargée associée.

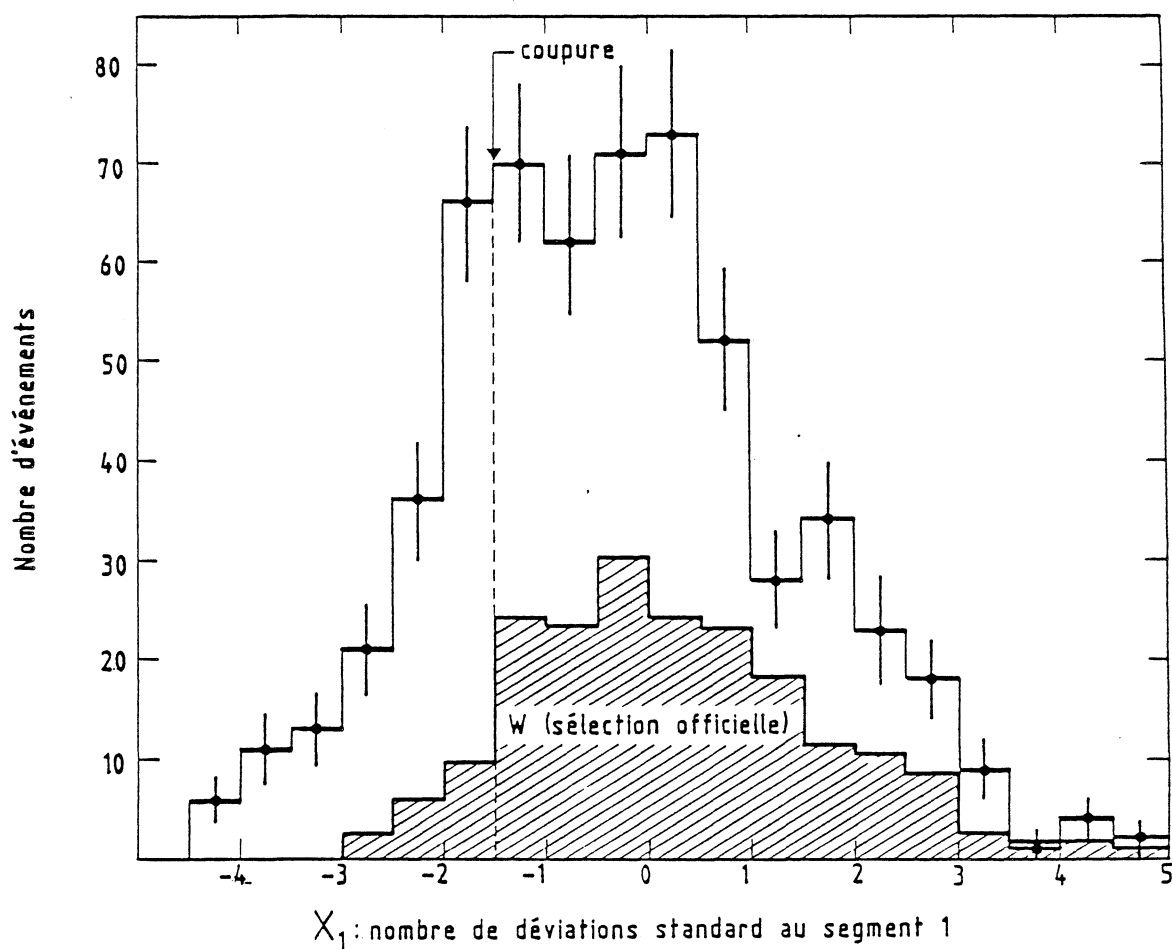


Fig. VIII.3 - Distribution de la variable X_1 définie dans le texte pour notre échantillon de 625 candidats encore largement contaminé en bruit de fond (points expérimentaux) et pour un lot pur d'électrons (électrons des W de la sélection officielle, histogramme hachuré). Cette dernière est normalisée au nombre d'électrons isolés attendus dans l'échantillon de 625 traces, tel qu'il sera estimé au chapitre suivant. A haut X_1 , l'échantillon est enrichi en électrons, alors qu'à bas X_1 , il est dominé par le bruit de fond.

La figure VIII.3 montre la distribution de X_1 pour les électrons du W de la sélection officielle UA1, et pour les candidats électrons de notre sélection, telle qu'elle sera détaillée dans le paragraphe VIII.4. Cette dernière sélection, est, à ce stade, encore riche en bruit de fond. On voit que 92% des électrons du W ont $X_1 > -1.5$, tandis que 25% de l'échantillon de notre sélection ont $X_1 < -1.5$. Les événements à $X_1 < -1.5$ sont donc principalement dus au bruit de fond. Ils vont nous servir à estimer la contamination des non-électrons isolés dans l'échantillon final (au chapitre IX).

b) Le segment 4 et le calorimètre hadronique.

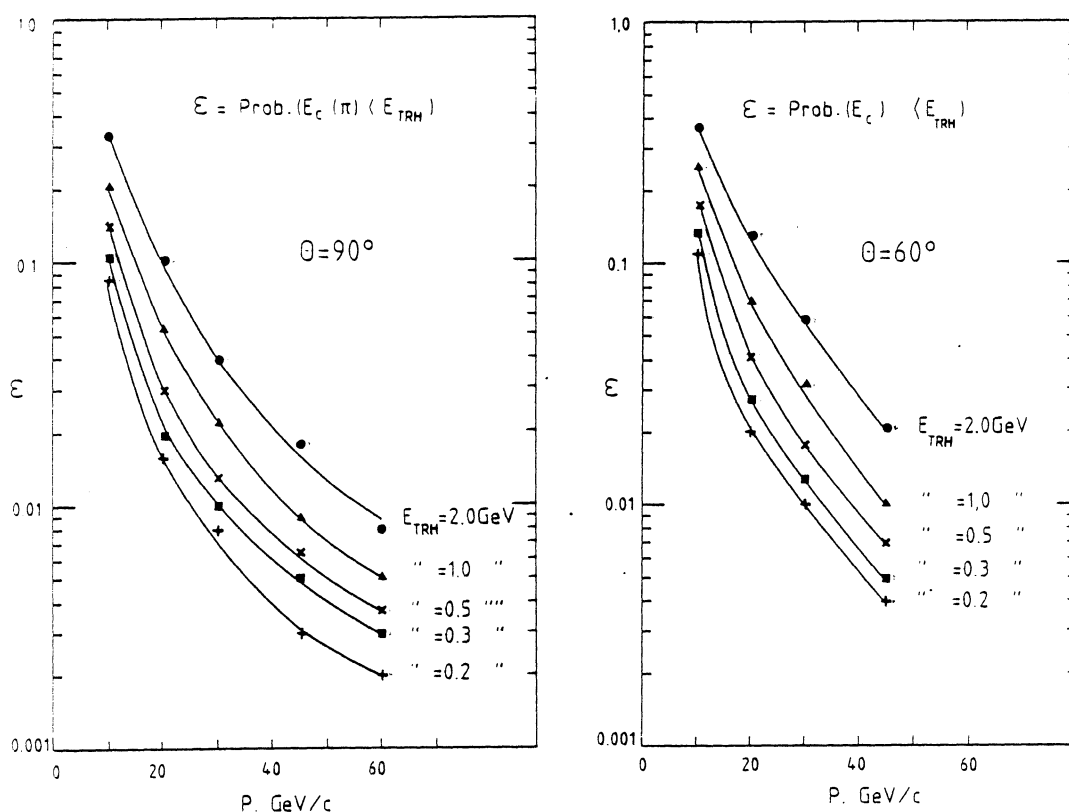


Fig. VIII.4 - Probabilité pour qu'un pion d'impulsion P dépose une énergie $E_{had} = E_C$ inférieure à un seuil E_{TRH} dans le calorimètre hadronique, en fonction de P et de E_{TRH} , pour deux valeurs de l'angle d'incidence de l'électron. Plus E_{had} est petit, plus le hadron va simuler facilement le comportement d'un électron.

La figure VIII.4 représente la proportion de π de p_t donné qui déposent dans le calorimètre hadronique situé derrière les gondoles une énergie E_{had} inférieure à E_{seuil} , pour différentes valeurs de E_{seuil} . On y lit par exemple qu'un pion de 20 GeV a une probabilité de $1.5 \cdot 10^{-2}$

de déposer moins de 200 MeV dans le compartiment hadronique. Une coupure sur E_{had} est un excellent moyen de réjection contre les hadrons, ceux-ci n'étant presque jamais contenus dans les gondoles. Cependant, afin d'améliorer la réjection et eu égard à la faible énergie des électrons que nous recherchons, typiquement 15 à 20 GeV, nous préférons faire entrer aussi E_4 , l'énergie déposée dans le quatrième segment des gondoles, dans la définition de la fuite hadronique. E_4 est corrigé du facteur de réponse moyen 1.13 (moyenne pour un amas hadronique contenant des π^0 et des π chargés). Afin d'obtenir une réjection ne dépendant pas trop de l'énergie, nous divisons par E_{2G} , l'énergie contenue dans les deux gondoles constituant l'amas. Nous utiliserons donc pour mesurer la fuite hadronique la variable :

$$X_h = \frac{E_{\text{had}} + 1.13 E_4}{E_{2G}} .$$

2 - La calorimétrie et le détecteur central : les correspondances.

Dans la réjection des non-électrons, le détecteur central est un atout particulièrement important. Sans lui, tout π^0 ou γ isolé serait un candidat électron. Les correspondances spatiale et énergétique (en anglais : matchings) entre le calorimètre et le détecteur central permettent une très importante réjection des bruits de fond.

a) Correspondance spatiale.

Afin de s'assurer que l'amas candidat contient bien une particule chargée énergétique, on demande que le détecteur central ait trouvé une trace d'au moins 10 GeV d'impulsion transverse, dont la distance au centroïde de la gerbe soit suffisamment petite. Plus précisément, nous imposons une coupure elliptique dans le plan $(\Delta\phi, \Delta x)$ ($\Delta\phi$ est la différence entre la mesure de l'angle azimutal de la gerbe dans les gondoles et celui de la trace reconstruite dans le détecteur central, Δx est la quantité correspondante pour la coordonnée x le long du faisceau), en demandant :

$$\left[\frac{\Delta\phi}{3.5 \sigma(\Delta\phi)} \right]^2 + \left[\frac{\Delta x}{3 \sigma(\Delta x)} \right]^2 < 1,$$

où $\sigma(\Delta\phi)$ et $\sigma(\Delta x)$ sont les incertitudes de mesure sur ces quantités, telles qu'elles ont été mesurées en faisceau-test pour des électrons ; celles-ci sont en effet largement dominées par les incertitudes sur la position de la gerbe calorimétrique (voir chapitre III). On tolère un plus grand écart en ϕ qu'en x afin de laisser la place à un possible décalage dû à la présence dans une des deux gondoles d'une particule provenant de l'événement sous-jacent ou d'un jet ("problème ϕ "). Ce problème joue davantage en ϕ qu'en x en raison du plus grand bras de levier dans cette direction. En réalité, cette coupure a été établie à partir de l'échantillon officiel de W (voir fig. VIII.5), dont les coupures à cet égard sont plus larges, compte tenu de la réjection supplémentaire qu'apporte la présence d'un neutrino énergétique dans ces événements.

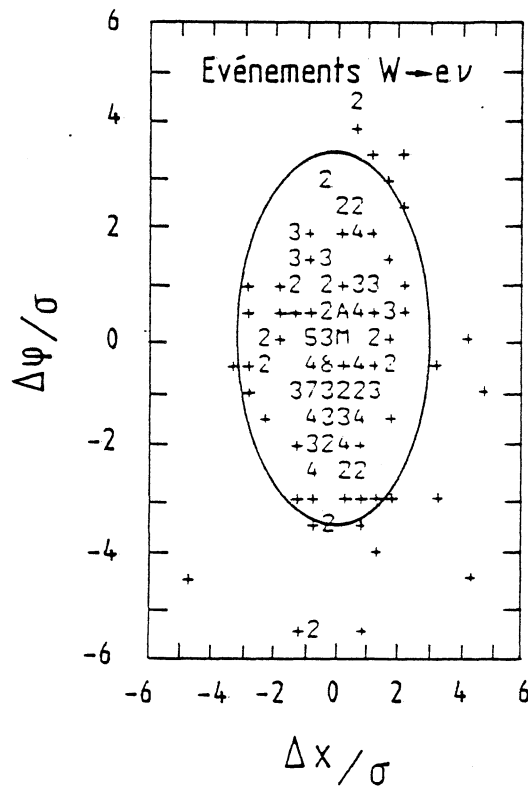


Fig. VIII.5 - Répartition des électrons du W de la sélection officielle dans le plan $\Delta x/\sigma$, $\Delta\phi/\sigma$. La coupure elliptique pour laquelle nous avons opté est indiquée. Les axes de l'ellipse sont 3.5σ en azimuth et 3σ en position longitudinale.

b) Correspondance énergie-impulsion.

Une autre correspondance entre le calorimètre et le détecteur central est très importante pour la discrimination électron-hadron. Elle repose sur l'égalité, pour un électron, entre l'énergie E mesurée dans le calorimètre électromagnétique et l'impulsion p déduite de la courbure de la trace par le champ magnétique dans le détecteur central. Nos événements seront sélectionnés comme ayant une énergie transverse dans le calorimètre supérieure à 15 GeV et une impulsion transverse supérieure à 10 GeV, pour autoriser une certaine incertitude sur la mesure de p. Nos événements ont une tendance systématique à vérifier $p < E$. C'est effectivement ce qu'on attend d'électrons mal isolés (accompagnés de π^0), ou de faux électrons, simulés par la superposition d'un π chargé et de plusieurs π^0 . Une coupure visant à imposer la compatibilité des mesures de p et de E doit donc permettre de rejeter les bruits de fond d'électrons mal isolés et de non-électrons.

Deux difficultés viennent limiter l'efficacité d'une telle coupure. D'une part, un électron peut être mal mesuré, et la correspondance est alors détruite. D'autre part, un électron peut émettre un photon énergétique et colinéaire, par exemple en traversant le tube à vide ; les gondoles ne peuvent pas en général résoudre les deux gerbes, et l'impulsion mesurée sera celle de l'électron ayant rayonné, plus faible que celle contenue dans la gerbe.

Nous devons donc construire une variable qui caractérise l'écart entre p et E, et qui tienne compte de l'incertitude de mesure sur p et sur E. La collaboration UA1 a choisi la variable :

$$\frac{(\frac{1}{p} - \frac{1}{E})}{\sigma(1/p - 1/E)} .$$

La plus grande partie de l'écart entre p et E provient de l'incertitude sur p. C'est pourquoi on préfère utiliser $1/p$ qui a une distribution approximativement gaussienne pour des particules d'impulsion donnée. Ainsi, l'asymétrie sur la distribution de $1/p - 1/E$ est réduite et le reliquat d'asymétrie peut être attribué au rayonnement d'un photon

par l'électron. $\sigma(1/p-1/E)$ est donné par la somme quadratique de $\sigma(1/p)$ et $\sigma(1/E)$, avec :

- $\sigma(1/p) = 8\sigma_f / 0.3 B l_{xy}^2 \cos\lambda$ où l_{xy} est la longueur en mètres de la trace projetée dans le plan perpendiculaire au champ magnétique $\vec{B}$ (en Tesla), λ est l'angle entre la trace et ce plan (angle de "dip", et σ_f est l'incertitude sur la flèche, paramétrée en fonction de la longueur de la trace projetée sous la forme $a + b \ln(l_{xy})$; (σ_f est typiquement de l'ordre de 200 μm (voir chapitre III).
- $\sigma(E)$ est la valeur mesurée en faisceau (voir chapitre III).

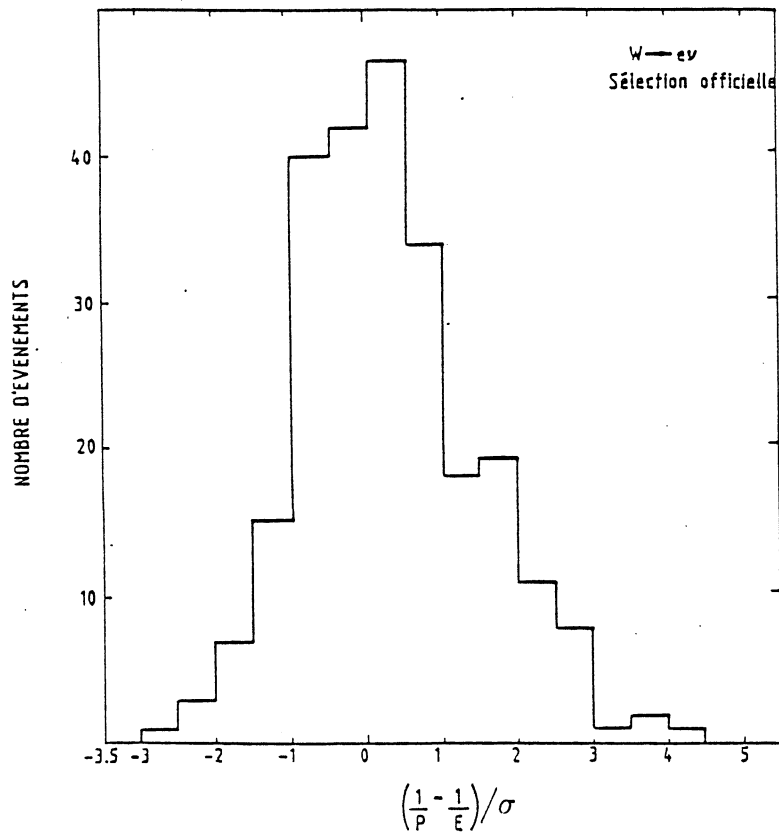


Fig. VIII.6 - Distribution de $(1/p - 1/E)/\sigma$ pour de véritables électrons isolés (ceux des W de la sélection officielle).

La distribution de $(1/p-1/E)/\sigma$ pour des électrons du W est représentée sur la figure VIII.6. Pour un électron typique de notre échantillon, les incertitudes sur p et sur E sont l'une et l'autre de l'ordre de 800 MeV.

Cependant, la réjection apportée par cette variable est limitée, en raison de la fréquence de la présence d'un ou plusieurs π^0 à proximité du hadron chargé. Une telle superposition d'un hadron chargé et d'un ou plusieurs π^0 peut parfaitement simuler un électron, en donnant lieu à un dépôt d'énergie dans le calorimètre électromagnétique, correspondant aux incertitudes de mesure près à l'impulsion du π chargé mesurée dans le détecteur central ; cette perte de réjection est d'autant plus importante que la mesure de la trace est imprécise. On s'attend donc à ce que, pour les événements où la trace chargée fait un angle faible avec l'axe du champ magnétique, c'est-à-dire dans le plan horizontal, la contamination provenant des hadrons soit plus forte. Pour limiter cet effet, et pour que le critère $(1/p-1/E)$ soit efficace, nous devons restreindre notre recherche à des traces bien mesurées. C'est pourquoi nous demandons que la longueur projetée de la trace soit supérieure à 40 cm. Environ 70% des événements passent cette coupure. La plupart de ceux qui sont rejetés sont de faux électrons, présentant une grande différence entre E et p , mais qui vérifient le critère $(1/p-1/E)/\sigma$ en raison de la grande valeur de σ . La distribution après coupure est montrée sur la figure VIII.7.

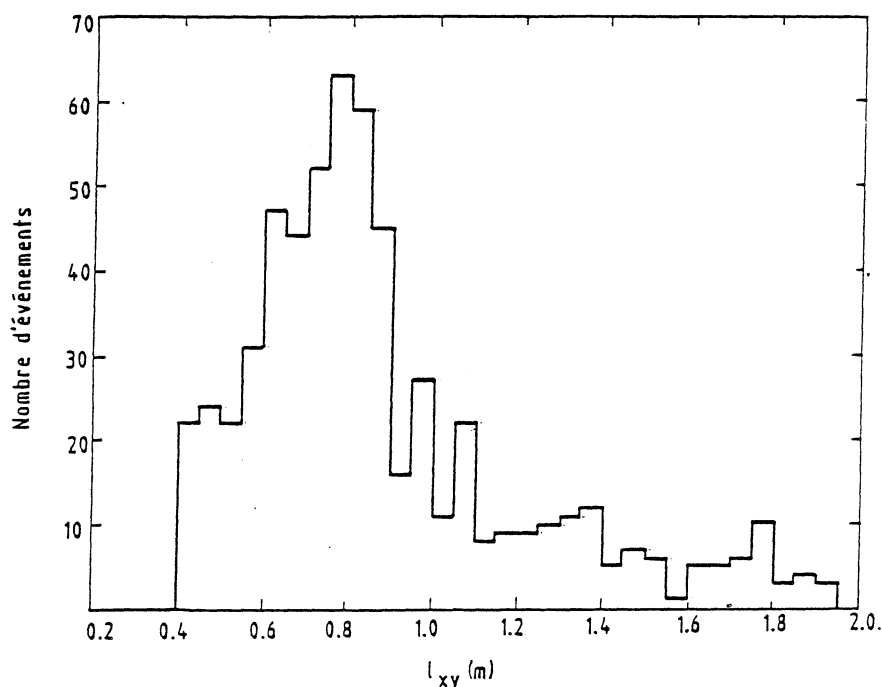


Fig. VIII.7 - Distribution de la longueur de trace projetée sur le plan xy , perpendiculaire au champ magnétique. La coupure à 40 cm élimine les traces trop mal mesurées, pour lesquelles la condition de correspondance E/p n'aurait aucun sens.

3 - Le concept d'isolation.

Comme nous avons déjà eu l'occasion de le signaler au chapitre III et au chapitre IV, le concept d'isolation est le plus important dans notre analyse. L'isolation s'impose à la fois comme nécessité instrumentale pour mesurer et identifier les électrons et comme moyen de sélectionner préférentiellement les événements de production de saveurs lourdes. Cependant, un électron ne peut être parfaitement isolé dans des collisions proton-antiproton, du fait de la présence de l'événement sous-jacent (voir chapitre VI).

Le détecteur UA1 présente l'avantage de pouvoir contraindre cette isolation de deux façons différentes : avec le calorimètre et avec le détecteur central (énergie chargée seulement).

Pour dire si un amas est isolé ou non, on doit regarder l'énergie contenue dans un cône axé sur la trace. Comme, dans les collisions proton-antiproton, le référentiel de la collision dure subit une translation de Lorentz, dirigée approximativement selon l'axe des faisceaux, par rapport au laboratoire, il est préférable de définir le cône à partir d'une distance invariante dans une telle translation. La quantité ΔR définie au chapitre VI possède cette propriété :

$$(\Delta R)^2 = (\Delta\varphi)^2 + (\Delta\eta)^2$$

On définit donc l'isolation calorimétrique et l'isolation dans le détecteur central du candidat électron de manière invariante en demandant respectivement que la somme des énergies transverses et la somme des impulsions transverses soient inférieures à un maximum fixé :

$$\left(\sum_{\Delta R < \Delta R_0} E_t \right) - E_t^{\text{amas}} < E_0 ,$$

$$\left(\sum_{\Delta R < \Delta R_0} |\vec{p}_t| \right) - p_t^{\text{trace dure}} < P_0 .$$

On doit choisir la taille du cône et l'énergie ou l'impulsion maximum de sorte à obtenir un bon compromis entre l'efficacité de sélection des électrons et la réjection des hadrons. Nous avons opté pour une taille du cône de 0.7. Cette valeur est intermédiaire entre la taille moyenne du cœur d'un jet (0.4) et la taille d'un jet telle qu'elle a été définie au chapitre VI, paragraphe 1. Elle permet de garder une efficacité de l'ordre de 30% pour les électrons de désintégration d'un quark top de masse 40 GeV., tout en conservant une réjection très importante sur les électrons d'un quark b. Désormais, pour simplifier l'écriture, nous noterons :

$$\sum_{0.7} E_t = \sum_{\Delta R < 0.7} E_t - E_t^{\text{amas}} ,$$

sous-entendant toujours que l'énergie du candidat électron a été soustraite.

Pour l'énergie ou l'impulsion scalaire totale maximum dans le cône, nous avons choisi $E_0 = P_0 = 2$ GeV, après examen d'événements Monte-Carlo ayant subi une simulation complète de l'appareillage. Rappelons que les électrons du W, exemples d'électrons "on ne peut mieux" isolés, vérifient

$$\langle \sum_{0.7} E_t \rangle = 1.3 \text{ GeV} \quad \text{et} \quad \langle \sum_{0.7} p_t \rangle = 0.9 \text{ GeV}$$

(insistons sur le fait que ces nombres ne sont pas biaisés par la sélection, grâce à la méthode développée au chapitre VI).

On peut s'étonner de ce que l'on ait choisi $P_0 = E_0$ et non $P_0 < E_0$, alors que $\sum p_t$ devrait être toujours inférieur à $\sum E_t$. La réalité n'est pas si simple. En effet, quoiqu'en moyenne cette inégalité soit vérifiée, une grande proportion des événements a $\sum p_t > \sum E_t$. Ceci tient à la grande

anisotropie azimutale du détecteur : le détecteur central atteint son maximum d'efficacité dans le plan vertical, là où le calorimètre est aveugle, de telle sorte que ΣE_t et Σp_t ne sont pas du tout corrélés, comme on le constate sur la figure VIII.8, qui représente la répartition du couple $(\Sigma E_t, \Sigma p_t)$ pour des événements W réels (toujours de façon non biaisée selon la méthode décrite au chapitre VI, paragraphe 2).

L'efficacité de cette coupure, prise isolément, sur des W, est de $60 \pm 4\%$ (15% ont $\Sigma p_t > 2$ GeV et 30% ont $\Sigma E_t > 2$ GeV).

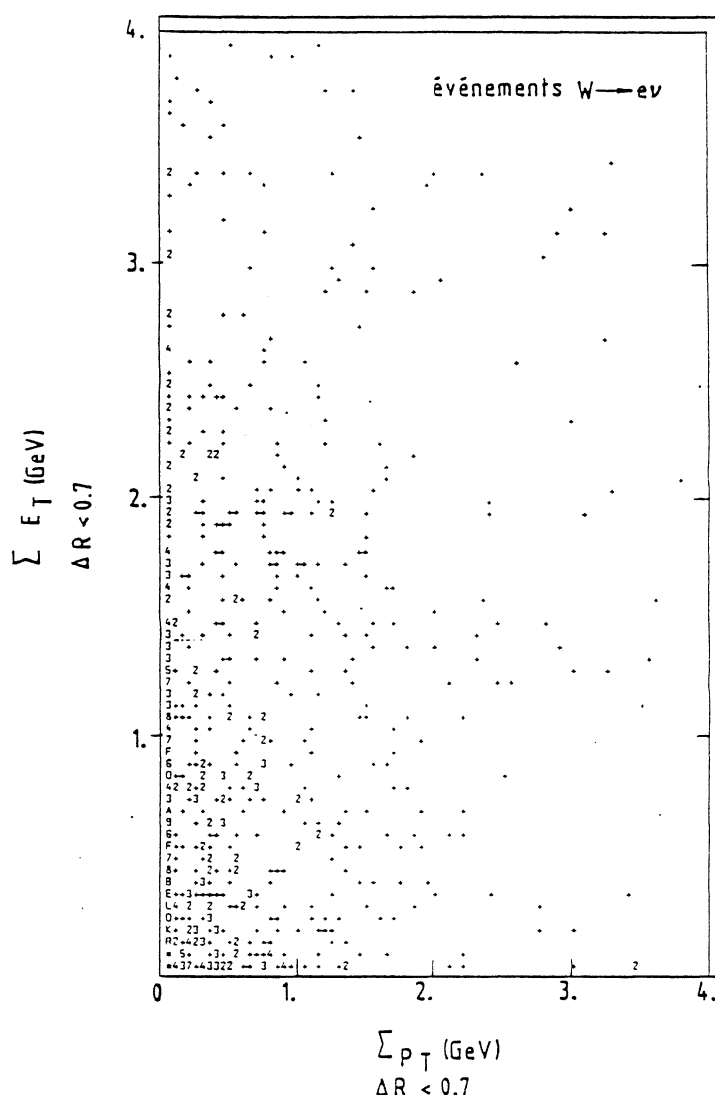


Fig. VIII.8 - Corrélation entre l'énergie calorimétrique et la somme des impulsions des traces chargées contenues dans un cône $\Delta R < 0.7$, pour des événements de la sélection de W officielle. Conformément à la méthode exposée au chapitre VI, on a tiré 5 axes de cône par événement, loin de la gerbe de l'électron.

4 - Procédure de sélection.

Nous pouvons séparer notre analyse en deux étapes. Dans la première, nous sélectionnons un lot d'événements contenant un candidat électron isolé, sans utiliser toutes les possibilités de réjection dont nous disposons, afin de conserver des événements de non-électrons qui nous serviront à estimer la contamination de ceux-ci dans le lot final de candidats électron. Dans la deuxième étape, nous appliquons les coupures restantes et estimons la contamination du bruit de fond dans le lot ainsi obtenu. Nous présentons ici la première étape, la deuxième faisant l'objet du chapitre suivant.

Nous avons limité notre étude aux données de 1984 et 1985 (les données de 1983, représentant une faible partie de la statistique, avaient subi des coupures trop restrictives dès la première phase de la sélection pour nous permettre d'appliquer notre méthode d'estimation du bruit de fond). Dans un premier temps, nous sélectionnons des événements ayant satisfait à la condition de déclenchement électron :

-il existe un couple de gondoles ou de pétales adjacents dont l'énergie transverse totalise au moins 10 GeV (15 pour les bouchons).

Nous appliquons à ces événements des coupures d'isolation et de correspondance larges. On aboutit ainsi à 6431 événements (2838 en 1984 et 3593 en 1985). Ce premier filtre nous permet d'avoir à manipuler un nombre praticable de bandes magnétiques (une vingtaine, contre plusieurs milliers au départ) pour la suite de la sélection.

A partir de cette sélection, nous effectuons un ensemble complet de coupures, définissant les candidats "trace chargée électromagnétique isolée", sur les variables définies dans ce chapitre. Nous demandons :

- au moins un amas électromagnétique d'énergie transverse corrigée supérieure à 15 GeV ;

- au moins une trace chargée de $p_t > 10$ GeV et de rapidité inférieure à 1.5 (zone des gondoles) pointant sur cet amas ; en outre, la qualité de la trace est garantie par les coupures : au moins 20 points sur la trace et longueur projetée dans le plan xy supérieure à 40 cm ;
- l'isolation calorimétrique et dans le détecteur central : $\Sigma E_t < 2$ GeV et $\Sigma p_t < 2$ GeV, les sommes étant étendues au cône $\Delta R < 0.7$ axé sur la trace ;
- la correspondance spatiale entre la trace et l'amas :

$$\left[\frac{\Delta\phi}{3.5 \sigma(\Delta\phi)} \right]^2 + \left[\frac{\Delta x}{3. \sigma(\Delta x)} \right]^2 < 1,$$

A ce stade, aucune coupure n'a été appliquée sur les jets accompagnant le candidat électron, ni sur l'énergie manquante, et les trois principaux critères de réjection des non-électrons (à savoir : X_1 , $1/p-1/E$, $(E_{\text{had}}+E_4)/E_{2G}$) n'ont pas encore été utilisés. Ce sera fait au chapitre suivant.

625 candidats électron passent cette première série de coupures (nous raisonnons en termes de traces et non d'événements ; il arrive rarement qu'un événement présente deux traces candidates, étant donné la sévérité de nos coupures). Nous aurions pu appliquer les coupures définies ci-dessus directement au niveau des 6000 bandes normales (à quelques coupures techniques près, que nous avons mentionnées), nous aurions obtenu les mêmes 625 traces. L'étape intermédiaire de sélection des 6431 événements a permis d'ajuster les coupures et étudier les biais possibles dans la sélection ultime.

Anticipant sur l'analyse présentée dans les deux chapitres suivants, afin de montrer la composition de l'échantillon des candidats finalement sélectionnés (233 des 625 traces), on peut voir sur la figure VIII.9 (distribution de la masse transverse de la paire électron-"neutrino") les contributions des différents processus connus, dont nous avons dressé la liste au chapitre IV. La séparation est assez nette entre les W, caractérisés par une grande masse transverse m_{ev} avec un comportement

en jacobien, et les faibles masses transverses (tous les autres processus).

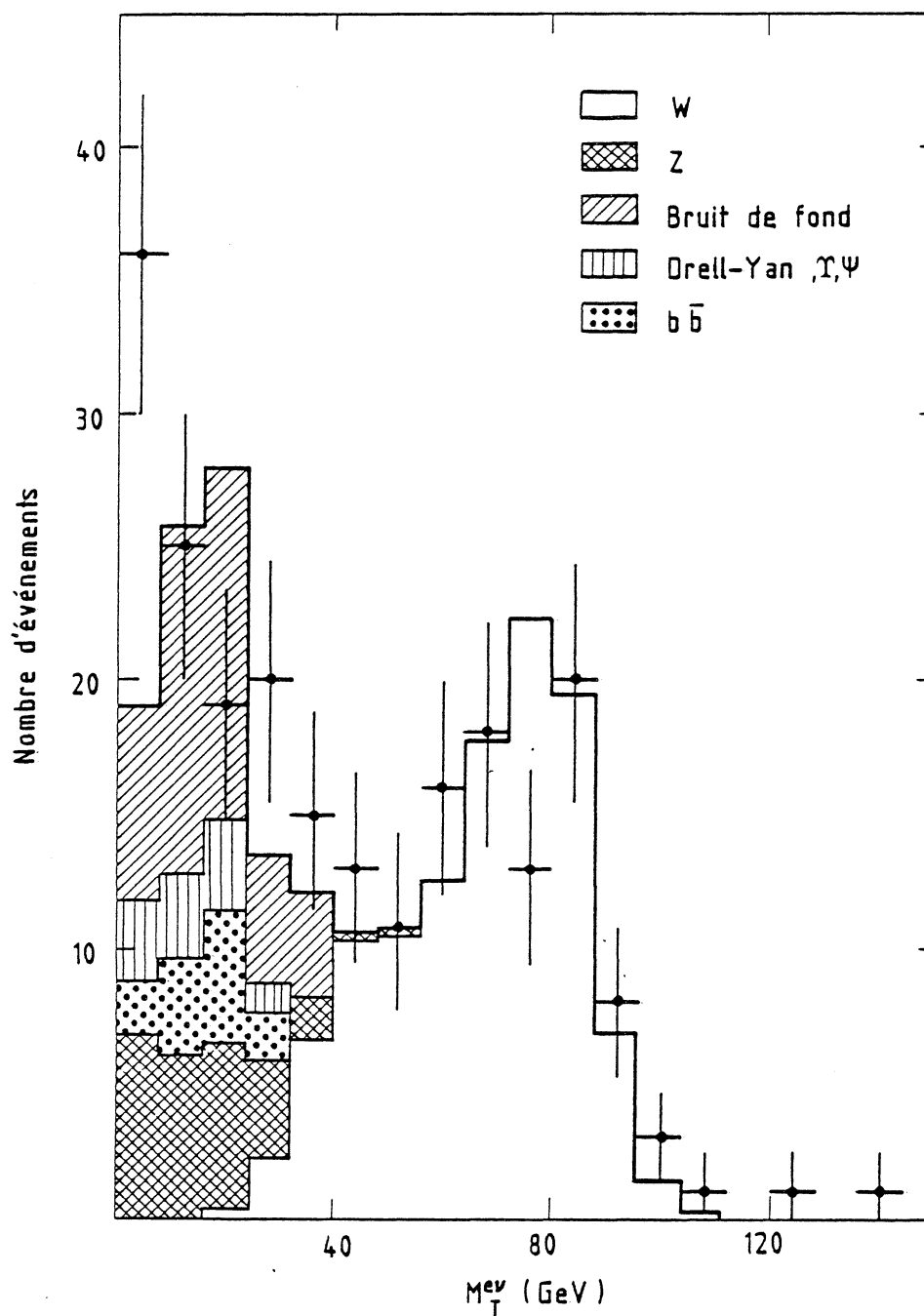


Fig. VIII.9 - A titre illustratif, distribution de la masse transverse électron-neutrino des candidats électron une fois appliqués tous les critères de réjection contre les hadrons, comparée aux prédictions exposées dans les deux chapitres suivants.

**IX - Y A-T-IL UN SIGNAL D'ELECTRONS
ACCOMPAGNES DE JETS ?**

Chapitre IX

Y a-t-il un signal d'électrons associés à des jets?

1 - Introduction

Ce chapitre est consacré à la réjection ultime du bruit de fond de non-électrons et à l'estimation du reliquat de ce bruit de fond dans l'échantillon final.

Nous distinguerons deux types de "non-électrons". Le premier type concerne le cas où de véritables électrons ont pénétré dans le dispositif d'identification, mais où ces électrons ont été produits dans la matière du détecteur et non lors de l'interaction $p\bar{p}$: ce sont essentiellement les conversions de photons dans le tube à vide ou dans les parois des chambres.

Le second type est constitué de **hadrons** chargés isolés ou contenus dans un jet par ailleurs neutre, dont l'interaction dans le calorimètre simule une gerbe électromagnétique : ce sont principalement des superpositions d'un π chargé et d'un ou plusieurs π^0 . Nous l'appellerons "bruit de fond hadronique".

Pour des raisons de clarté de la présentation, nous avons choisi d'éliminer dans un premier temps le bruit de fond de conversions et ensuite d'estimer le bruit de fond hadronique dans l'échantillon restant. Cette estimation, nous la ferons de deux manières. Dans, les paragraphes 3 et 4, nous décrivons une première méthode, pour laquelle la plupart des systématiques sont prises en compte automatiquement du fait de l'utilisation des données elles-mêmes pour étudier le comportement du

bruit de fond. Cette méthode est limitée par les incertitudes statistiques. Dans le paragraphe 5, une deuxième méthode, plus simple, est présentée, dans laquelle on suppose une forme analytique pour une distribution caractéristique du bruit de fond, afin de réduire les incertitudes statistiques.

2 - Les conversions.

Un photon provenant directement de l'interaction ou de la désintégration d'un π^0 peut interagir avec un photon virtuel du champ d'un noyau contenu dans la matière du tube à vide ou des parois du détecteur, selon le processus $\gamma\gamma^* \rightarrow e^+e^-$; on dit que le photon réel s'est converti [IX.1]. Dans ce processus, la masse effective de la paire e^+e^- est très petite et déterminée par la résolution sur l'angle d'ouverture. Un π^0 peut aussi se désintégrer en $e^+e^-\gamma$, avec un rapport d'embranchement de 1.2% ; c'est ce qu'on appelle une désintégration de Dalitz [IX.2]. La discussion qui suit est valable pour l'essentiel dans ce cas aussi.

Les conversions se manifestent par la présence d'une deuxième trace chargée à proximité de celle du candidat électron, et de signe opposé à celle-ci, la masse de la paire étant très faible. La figure IX.1 montre un exemple de conversion identifiée.

Les exigences d'isolation et de correspondance énergie-impulsion constituent des éléments très importants de réjection des conversions. En effet, pour que l'événement passe la coupure d'isolation de l'électron dans le détecteur central, le deuxième électron de conversion doit être assez mou, de telle sorte que moins de 2 GeV d'impulsion transverse se trouvent dans le cône $\Delta R < 0.7$, et pour que la correspondance énergie-impulsion ne soit pas détruite, il faut que le deuxième photon de désintégration du π^0 soit d'assez faible énergie transverse.

Pour trouver les conversions, nous avons examiné nos candidats électron à l'aide du dispositif de visualisation interactive MEGATEK. Nous avons utilisé la commande "VEE" [IX.3] de ce programme, qui calcule le vertex de deux traces dont on lui a spécifié les numéros et donne

la masse effective de la paire dans diverses hypothèses de nature des particules, dont e^+e^- . Au lieu d'examiner la totalité des 625 événements de notre échantillon, nous nous sommes limités aux 473 événements déposant plus de 1 GeV d'énergie transverse dans le premier segment des gondoles ($E_1 \sin\theta > 1\text{GeV}$). C'est le cas de 92% des électrons, et nous soustrairons les 8% restants en proportion du nombre trouvé. En même temps, nous avons noté pour chaque événement son interprétation la plus vraisemblable et étudié divers effets d'appareillage. En particulier, nous avons cherché à identifier les Z^0 qui ont la signature tout-à-fait claire d'une paire d'électrons de masse effective d'environ 90 GeV.

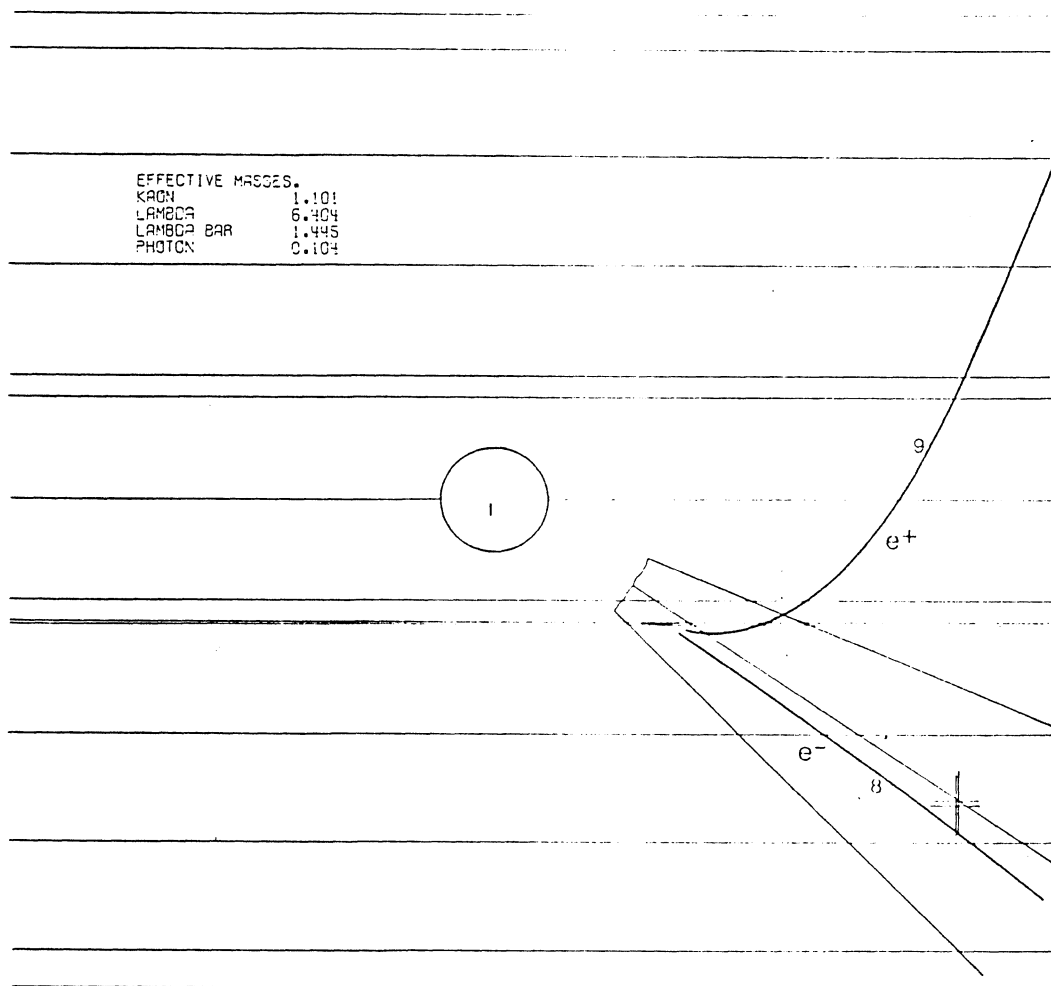


Fig. IX.1 - Exemple de conversion identifiée (vue transverse). Seules les deux traces formant la paire sont représentées (un e^- de 43 GeV et un e^+ de 0.7 GeV). La faible masse effective de la paire signe la conversion. La conversion du photon s'est clairement produite dans la paroi horizontale des chambres à image.

Pour chaque événement, nous avons formé les combinaisons de la trace candidate avec chaque trace contenue dans un cône $\Delta R < 0.7$ autour de celle-ci. Pour chaque paire telle que la distance minimale d'approche entre les deux trajectoires était compatible avec la résolution, nous avons noté sa masse effective dès lors qu'elle était inférieure à 1 GeV, ainsi que les impulsions des deux traces, l'angle d'ouverture, et l'angle polaire de la trace candidate. Nous avons fait cela quelque soit le signe relatif des deux traces. Pour les paires de même signe, la commande VEE ne donne que l'angle d'ouverture et les impulsions, et nous avons dû calculer nous-mêmes la masse effective.

La figure IX.2 montre la distribution des masses effectives trouvées, séparément pour les paires de même signe et de signes opposés (nous nous sommes limités pour cette figure à la moitié de la statistique, mais nous avons cherché les conversions dans la totalité). Un clair excès d'événements apparaît à basse masse dans les paires de signes opposés. Nous l'interprétons comme étant dû aux conversions (et éventuellement aux désintégrations de Dalitz).

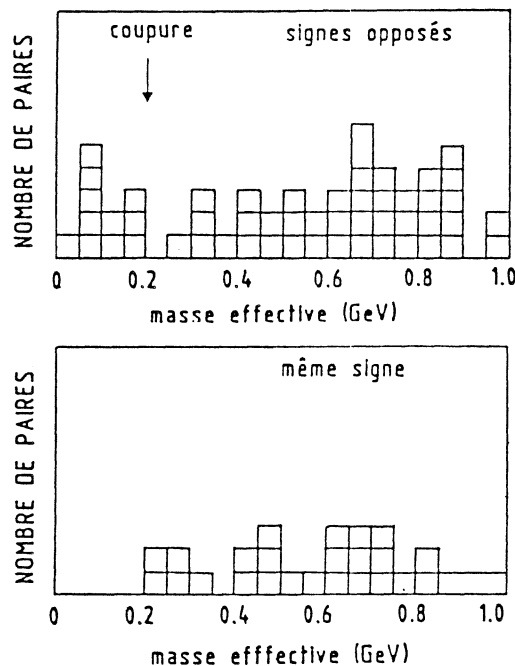


Fig. IX.2 - Distribution de la masse effective des paires formées par la trace dure (candidat électron) et chacune des traces voisines, en haut pour les paires de signes opposés, et en bas pour les paires de même signe. L'excès de paires de basse masse effective dans les "signes opposés" témoigne de la présence de conversions dans l'échantillon.

Notons que ce point n'est pas tout-à-fait évident. Une autre explication serait une forme de conservation locale de la charge dans la fragmentation des jets. Cependant, d'une part, cette conservation locale attendue dans les modèles de corde [IX.4] est compensée par l'effet Goldhaber-Goldhaber-Lee-Pais (statistique de Bose dans les jets) [IX.5], et d'autre part, l'absence de clair pic de ρ (décalé et déformé parce qu'on a négligé m_π) dans nos données indique que cette distribution est dominée par la combinatoire et que les masses typiques sont des masses hadroniques (quelques centaines de MeV). Une étude systématique des masses des paires dans les jets constituerait probablement un test intéressant de QCD.

Cependant, la plupart des candidats conversion ont un vertex provenant clairement du tube à vide ou du plan d'entrée des chambres à image (voir Fig. IX.1). Un candidat, où le vertex est situé précisément au point d'interaction, est considéré comme une paire de Dalitz. Nous avons donc considéré comme électron de conversion tout candidat électron accompagné d'une trace de charge opposée telle que la masse effective de la paire, considérée comme e^+e^- , soit inférieure à 200 MeV.

Nous devons maintenant estimer le nombre de conversions non-vues présentes dans notre échantillon. Nous avons examiné deux fois une centaine d'événements afin de nous assurer d'une efficacité totale d'identification dès lors que la deuxième trace était reconstruite. Nous sommes donc ramenés à estimer l'efficacité de reconstruction de la deuxième trace. Pour cela, nous considérerons qu'un électron n'est vu que si son impulsion est supérieure à 50 MeV (en fait, ceci n'est qu'une valeur moyenne, la valeur exacte dépendant beaucoup des angles entre le photon et le tube à vide et le champ magnétique). On peut montrer facilement que la probabilité d'une conversion assez asymétrique pour donner un électron de plus de 15 GeV d'impulsion et un de moins de 50 MeV est négligeable ; à cet effet, la figure IX.3 (tirée de la référence [IX.6], p. 43), montre la densité de probabilité de $E_1/(E_1+E_2)$, E_1 et E_2 étant les énergies de chacun des électrons, pour un photon de 20 GeV (cette densité de probabilité dépend peu de l'énergie du photon et du matériau considéré dès lors que cette énergie est élevée. On lit sur cette courbe que la probabilité d'avoir une conversion assez asymétrique pour ne pas être vue ($E_1 < (E_1 + E_2) < 0.050/15 = 3 \cdot 10^{-3}$) est inférieure à 2

10^{-3} . L'efficacité d'indentification sera donc dominée par l'efficacité de reconstruction des traces dans le détecteur central.

L'efficacité de reconstruction des traces dans le détecteur central est de 97% [IX.7] (comme nous demandons à la deuxième trace d'être proche de la trace du candidat électron, pour laquelle des coupures de qualité draconiennes sont imposées, elle se trouve de ce fait dans une zone efficace du détecteur). Combinant cette efficacité avec celle de 92% due à la coupure $E_1 \sin\theta > 1 \text{ GeV}$, nous considérerons que l'efficacité de recherche des conversions est de 90%.

Nous avons trouvé 23 conversions lors de notre examen visuel, et estimons donc à 25.5 le nombre total de conversions présentes dans l'échantillon. Nous verrons leur répartition en ce qui concerne leur qualité de candidats électrons et le nombre de jets dans la section suivante.

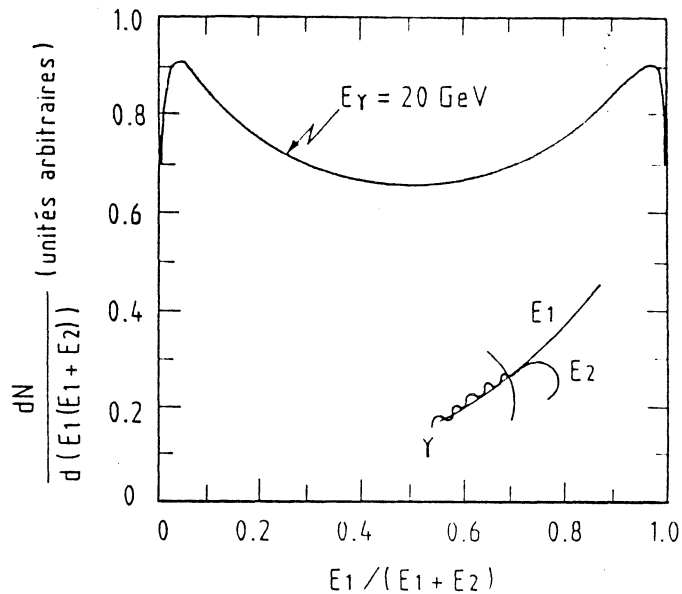


Fig. IX.3 - Distribution de la fraction d'énergie emportée par un des électrons de la paire de conversion d'un photon de 20 GeV.

3 - Première méthode d'estimation du fond de non-électrons.

a) Les trois critères discriminatifs.

Partant de l'ensemble de 625 traces défini au chapitre précédent, nous allons maintenant chercher à sélectionner un échantillon enrichi en électrons, et estimer la contribution dans celui-ci de hadrons chargés accompagnés éventuellement de hadrons neutres. Rappelons que les 625 traces ont été choisies comme présentant une bonne correspondance spatiale entre la trace chargée vue dans le détecteur central et l'amas vu dans le calorimètre électromagnétique, et une isolation forte dans les deux détecteurs ; les coupures $E_t > 15$ GeV et $p_t > 10$ GeV constituent une condition faible de correspondance énergie-impulsion qui élimine la plupart des $\pi^\pm + n\pi^0$, où le π chargé prend une petite part de l'énergie totale de l'amas. Nous n'avons pas encore utilisé, à dessein, les trois principaux éléments de réjection définis au chapitre précédent : X_1 , $(1/p-1/E)/\sigma$, $X_h = (E_{had} + E_4)/E_{2G}$. Nous allons maintenant les utiliser de manière à contrôler le niveau du fond qui survit aux coupures correspondantes.

La distribution de la quantité X_1 (nombre de déviations standard au dépôt attendu pour des électrons dans le segment 1) est histogrammé sur la figure IX.4, pour nos 625 traces candidates, et pour les 230 traces d'"électrons garantis" provenant de la sélection officielle de W. Nous avons pu relâcher les coupures d'isolation et de correspondance spatiale pour augmenter la statistique, puisque nous disposons d'un autre élément de réjection fourni par l'exigence d'une grande énergie transverse manquante ($E_t^m > 15$ GeV). De plus, nous avons demandé qu'il n'y ait pas de jet de plus de 12 GeV d'énergie transverse dans l'événement.

La différence entre ces deux distributions est claire : alors que 9 ± 2 % seulement des vrais électrons vérifient $X_1 < -1.5$ (c'est-à-dire $E_1 < E_1(\theta, E)$ attendu - $1.5 \sigma(E_1)$ attendu), pas moins de 33% des événements de notre échantillon de départ passent cette coupure. Ceci ne pouvant

être attribué à la différence de distributions angulaires ni à la différence d'énergie-impulsion entre les deux échantillons (la variable X_1 a été choisie pour ne dépendre ni de θ ni de E pour des électrons), on conclut donc à l'existence d'un bruit de fond dominant à bas X_1 dans notre échantillon, comme nous l'avions anticipé au chapitre précédent.

Nous séparons donc l'ensemble de départ en 157 traces à $X_1 < -1.5$ et 468 traces à $X_1 > -1.5$. La première partie, que nous appellerons Q (comme "queue"), est dominée par le fond. Le reste de la distribution est un mélange de fond et de véritables électrons isolés : c'est parmi eux que nous allons chercher le signal.

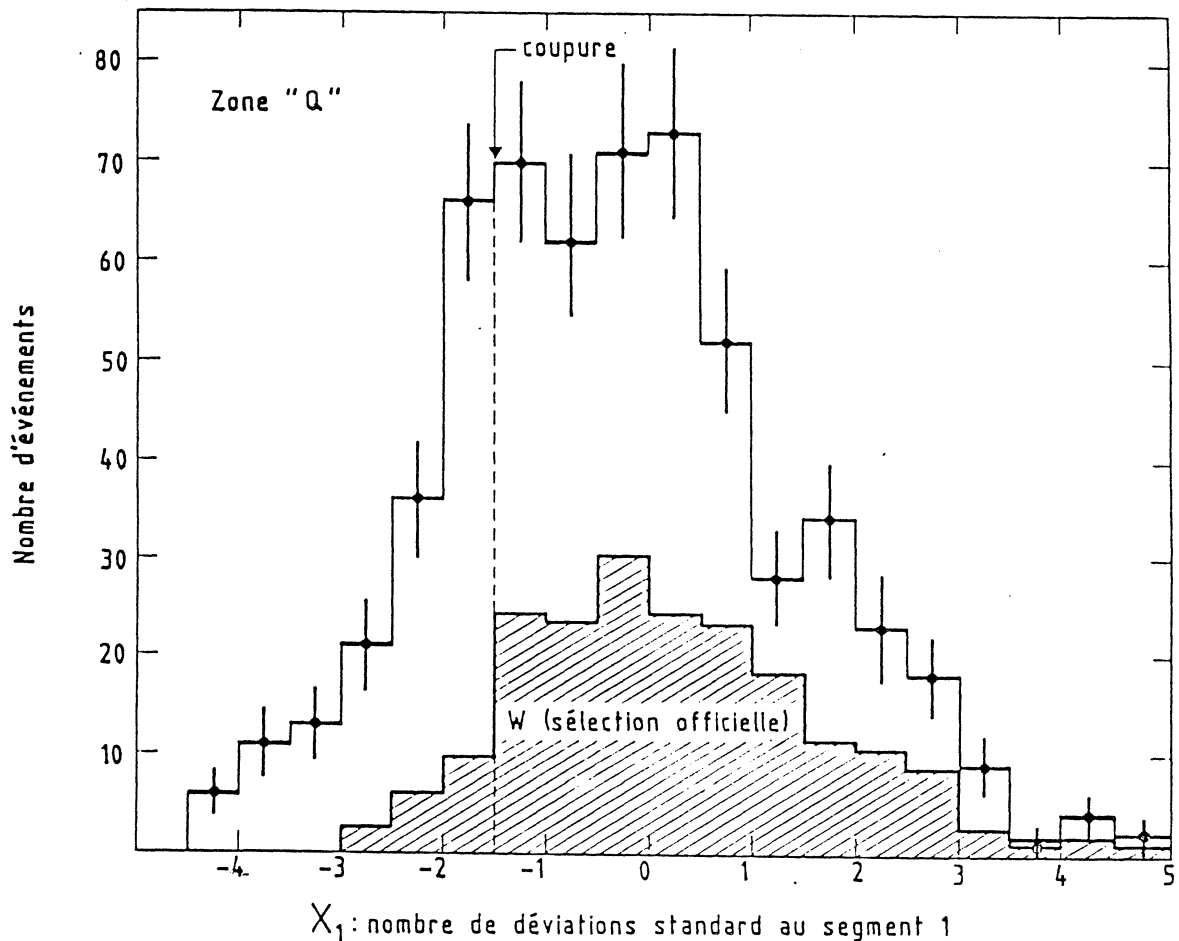


Fig. IX.4 - Distribution de la variable X_1 pour notre échantillon de 625 candidats encore largement contaminé par le bruit de fond (points expérimentaux) et pour un lot pur d'électrons (électrons des W de la sélection officielle, histogramme hachuré). Cette dernière est normalisée au nombre d'électrons isolés attendus dans l'échantillon de 625 traces. La zone Q , dominée par le bruit de fond, est définie par $X_1 < -1.5$. Un électron n'a qu'une chance sur 10 de s'y trouver.

Pour ce faire, il nous reste deux quantités à utiliser : la fuite hadronique X_h et la correspondance énergétique $(1/p-1/E)/\sigma$. La figure IX.5 montre comment se répartissent les événements dans le plan sous-tendu par ces deux variables pour :

a) l'échantillon "pur" d'électrons provenant de W identifiés décrit précédemment ;

b) l'ensemble des 625 candidats.

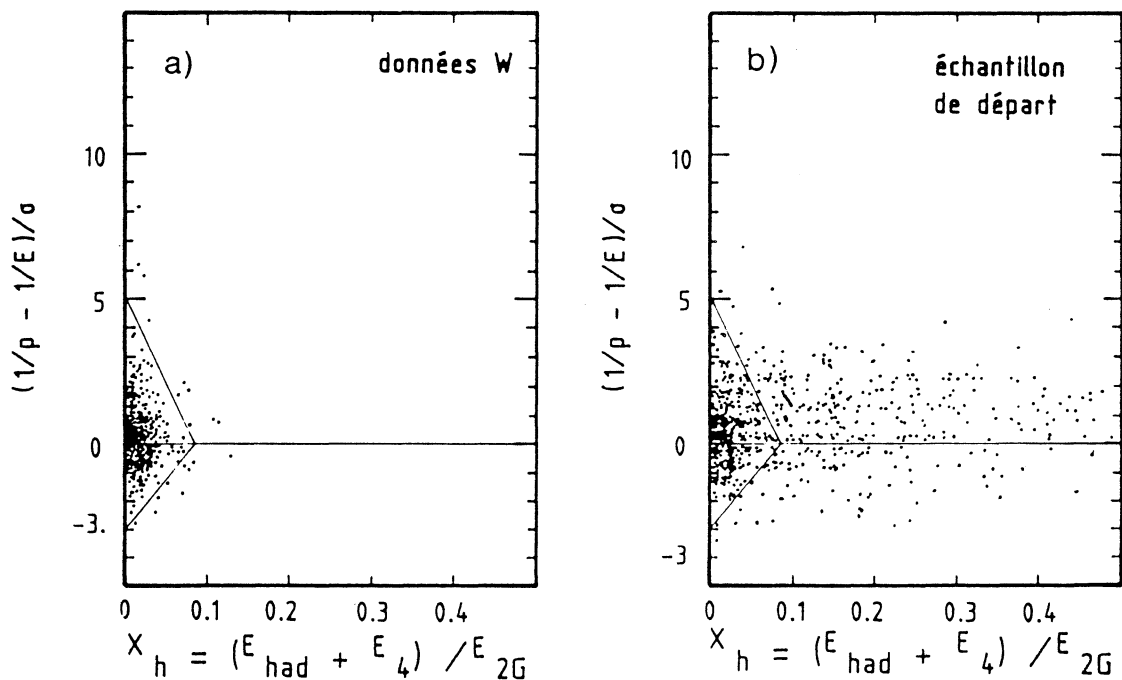


Fig. IX.5 - Distribution du couple $(X_h, (1/p-1/E)/\sigma)$ pour :

a) les candidats W de la sélection officielle (électrons isolés) ;
 b) notre échantillon de départ, encore riche en bruit de fond ; on remarque la plus grande proportion de traces à grand X_h . Ces traces ne peuvent être des électrons.

La zone triangulaire (appelée S comme signal), contient 92% des véritables électrons de $W \rightarrow e\nu$. L'extérieur de cette zone (F comme fond), contient donc presque exclusivement du bruit de fond dans la figure b).

Les électrons du W s'accumulent clairement à petit X_h et petit $|1/p-1/E|$, comme on l'attend. Les événements de notre échantillon de

départ, par contre, s'étendent à de grandes valeurs de ces variables. Le triangle que nous avons dessiné contient 92 ± 2 % des électrons du W, et seulement 44% de nos candidats, autre manifestation de la présence de fond parmi ceux-ci : ils présentent dans l'ensemble une moins bonne correspondance énergétique et une plus grande fuite hadronique que de véritables électrons isolés. Le triangle est limité par -3 et 5 en $(1/p-1/E)/\sigma$ et par 0.08 en X_h . Sa forme asymétrique en $(1/p-1/E)/\sigma$ autorise une certaine quantité de Bremsstrahlung ($1/p-1/E$ est systématiquement positif). Nous appellerons S (comme "signal") la zone triangulaire à bonne correspondance E/p et faible fuite hadronique, et F (comme "fond") l'extérieur de ce triangle. Nous aurions pu choisir F plus grande ou plus petite selon que nous voulions augmenter l'efficacité de sélection (au prix d'un bruit de fond plus élevé) ou combattre davantage le fond (au prix d'une efficacité plus faible). Le choix indiqué nous semble réaliser un compromis acceptable.

Nous pouvons maintenant séparer nos données en catégories selon :

- $X_1 > -1.5$ et $X_1 < -1.5$;
- zone F et zone S ;
- le nombre de jets, où les jets sont comptés comme il a été indiqué au chapitre IV ($|\eta| < 2.5$ pour tous les jets, $E_t > 12$ GeV pour le premier jet, $E_t > 8$ GeV pour les autres). Les événements "zéro-jet" n'ont donc aucun jet de plus de 12 GeV d'énergie transverse dans l'intervalle de rapidité $|\eta| < 2.5$, les événements "un-jet" ont un jet d'au moins 12 GeV, $|\eta| < 2.5$, et pas d'autre jet de plus de 8 GeV dans cet intervalle, et les événements "au moins deux jets" ont un jet de plus de 12 GeV et au moins un autre de plus de 8 GeV.

Nous obtenons la répartition dans le plan $(X_h, (1/p-1/E)/\sigma)$ des candidats vérifiant $X_1 > -1.5$ montrée sur la figure IX.6, séparément pour les 0-jet, 1-jet, et ≥ 2 jets. Il est d'ores et déjà apparent, d'après cette figure et la comparaison avec la précédente, que les 0-jet sont riches en véritables électrons et qu'une certaine quantité de faux-électrons contamine les 1-jet et les 2-jets (pour cette figure, nous

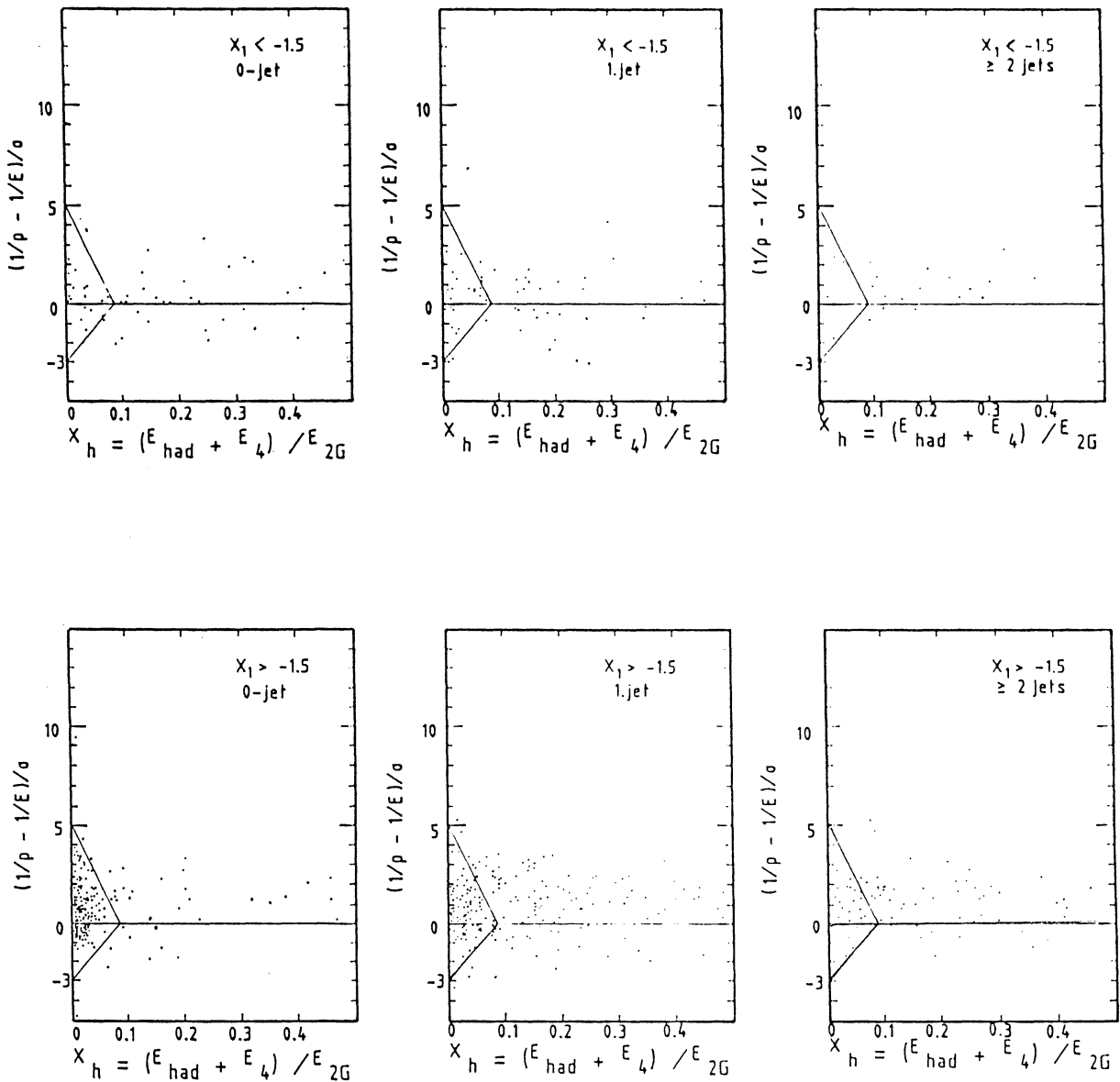


Fig. IX.6 - Distribution du couple $(X_h, (1/p - 1/E)/\sigma)$ pour les candidats électron accompagné de 0 jet, 1 jet, et au moins 2 jets. En haut : pour les événements de la zone Q ($X_1 < -1.5$), dominée par le fond ; il n'y a pas d'accumulation notable dans le triangle. En bas : pour les événements à $X_1 > -1.5$; l'accumulation est nette dans les 0-jet, témoignant d'un clair signal d'électrons (essentiellement des W) ; dans les 1-jet, l'accumulation est visible, mais moins manifeste ; dans les ≥ 2 jets, il n'y a aucune accumulation significative dans la zone triangulaire.

avons anticipé sur l'étape suivante en soustrayant le petit nombre de conversions identifiées). Nous verrons ultérieurement que les événements 0-jet sont dominés par les W en examinant leur distribution en énergie manquante.

Pour être plus quantitatif, le tableau IX.1 montre la répartition des 625 candidats de départ dans les différentes catégories. C'est naturellement parmi les 82 candidats e+1jet et surtout les 28 e+≥2jets de la zone S à $X_1 > -1.5$ que nous attendons une éventuelle contribution significative de top, si sa masse n'est pas trop élevée. Nous allons maintenant soustraire les événements identifiés visuellement (conversions, Z^0) et estimer le bruit de fond.

Tableau IX.1. Répartition des 625 traces selon X_1 , le nombre de jets accompagnant le candidat électron, et l'appartenance ou non à la zone "signal".

$X_1 < -1.5$				$X_1 > -1.5$			
	0 jet	1 jet	≥2jets		0 jet	1 jet	≥2jets
F	47	47	22	F	40	133	62
S	16	19	6	S	123	82	28

b) Soustraction des événements identifiés visuellement.

Les conversions et les Z^0 pouvant être identifiés de façon non-ambigue, nous sommes en mesure de les soustraire de l'échantillon.

Les conversions identifiées se répartissent de la manière indiquée dans le tableau IX.2.

Tableau IX.2. Répartition des conversions identifiées selon X_1 , le nombre de jets accompagnant le candidat électron, et l'appartenance ou non à la zone "signal".

$X_1 < -1.5$				$X_1 > -1.5$			
	0 jet	1 jet	≥ 2 jets		0 jet	1 jet	≥ 2 jets
F	0	0	0	F	0	3	3
S	1	1	1	S	2	7	5

On remarque une plus grande proportion de traces dans la zone F que dans les électrons du W, ce qui n'est pas étonnant car les électrons de conversion sont généralement accompagnés du deuxième photon de désintégration du π^0 , ce qui entraîne $E > p$. Nous soustrayons les conversions non-vues en utilisant l'efficacité d'identification de 90% justifiée dans la section IX.2. Nous sommes conscients d'introduire un léger biais en procédant ainsi, car les conversions non-vues étant principalement à petit E_1 , en raison de la coupure définissant l'échantillon de scanning, elles sont préférentiellement dans la zone Q ($X_1 < -1.5$) ; mais il s'agit là d'un effet du deuxième ordre sur une correction déjà très petite, donc totalement négligeable.

La répartition des Z^0 identifiés par examen visuel des candidats est indiquée dans le tableau IX.3, à gauche. Il s'agit de 20 événements, dont 2 $Z^0 \rightarrow \tau\tau$, où l'un des τ se désintègre en $e\nu\nu$. Dans l'un des candidats, le deuxième τ se désintègre hadroniquement, et dans l'autre, en un électron isolé de 13 GeV. Une énergie manquante de 21 GeV validée est mesurée dans ce dernier événement, et la masse effective e^+e^- est de 55 GeV, insuffisante pour un $Z^0 \rightarrow ee$ et excessive pour un Drell-Yan, dans lesquels on n'attendrait pas d'énergie transverse manquante notable. Parmi les 18 $Z^0 \rightarrow ee$, 6 ont leurs deux traces identifiées par notre programme, ce qui représente, avec les deux $Z^0 \rightarrow \tau\tau$, 26 traces (dont une à $X_1 < -1.5$, dans les 1-jet, zone S).

Tableau IX.3. Répartition des traces de Z^0 à $X_{\perp} > -1.5$, selon le nombre de jets accompagnant le candidat électron (l'autre candidat étant compté comme jet), et l'appartenance ou non à la zone "signal", pour les événements réels identifiés visuellement, et pour les événements simulés.

Z ⁰ données réelles				Z ⁰ Monte Carlo.			
	0 jet	1 jet	≥2jets		0 jet	1 jet	≥2jets
F	0	1	0	F	1.2	3.2	0.2
S	5	17	2	S	6.8	16.6	2.6

On ne s'étonnera pas de l'accumulation des Z^0 dans la catégorie des 1-jet ; elle tient à notre procédure d'analyse : nous appliquons nos coupures sur chaque amas candidat, et pour chaque amas candidat qui survit, nous traitons comme jet le second amas. Le "jet 1" dans ces événements est donc généralement le deuxième électron (ou τ) de désintégration du Z^0 .

Nous pouvons maintenant comparer ces données aux prédictions Monte-Carlo telles qu'on les obtient directement en faisant subir aux événements engendrés la simulation complète des effets d'appareillage et toute la chaîne de sélection, sauf le scanning. (tableau IX.3, à droite). Nous voyons que l'accord est excellent dans les différentes catégories ; l'application du facteur d'efficacité de scanning de 92% améliore encore l'accord : 25 traces trouvées, 28.1 attendues. Nous ne nous étonnerons pas de cet accord, puisque, rappelons-le, la section efficace a été normalisée sur les données, ce qui élimine l'incertitude sur la luminosité intégrée et réduit l'incertitude statistique, du fait que plus de la moitié de nos candidats se trouvent dans l'échantillon de la sélection Z^0 officielle ayant servi à l'estimation de la section efficace. De plus, les incertitudes sur l'efficacité se compensent partiellement, puisqu'on utilise le même programme pour les prendre en compte dans les deux sélections.

Le spectre en énergie transverse des électrons est montré sur la figure IX.7a (histogramme), en parfait accord avec le spectre attendu, en forme de jacobien typique, légèrement renflé par les $Z^0 \rightarrow \tau\tau$ (2 candidats trouvés, 2.8 attendus). De même, la distribution d'énergie déposée

déposée dans le calorimètre hadronique (le seuil est à 100 MeV), est bien caractéristique d'électrons (figure IX.7 b).

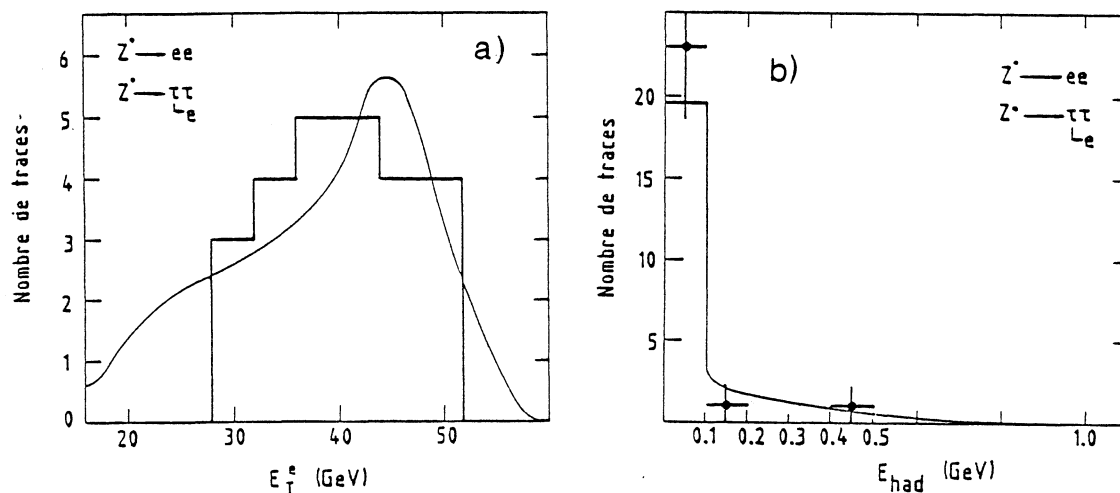


Fig. IX.7 - a) Distribution d'énergie transverse des électrons dans les événements Z^0 identifiés (histogramme), comparée à la distribution calculée par simulation Monte-Carlo. b) Distribution de l'énergie déposée dans le calorimètre hadronique par les électrons du Z^0 , comparée à la prédiction Monte-Carlo (le seuil est à 100 MeV, et tout dépôt inférieur est considéré comme nul).

Nous pouvons donc considérer le fond de $Z^0 \rightarrow ee(+jets)$ comme bien contrôlé dans l'état actuel de la statistique et le soustraire de notre échantillon de départ. Nous obtenons ainsi les nombres indiqués dans le tableau IX.4.

Tableau IX.4. Répartition des traces de l'échantillon selon X_1 , le nombre de jets accompagnant le candidat électron, et l'appartenance ou non à la zone "signal", après soustraction des électrons de conversions et de Z^0

$X_1 < -1.5$				$X_1 > -1.5$			
	0 jet	1 jet	≥ 2 jets		0 jet	1 jet	≥ 2 jets
F	47	47	22	F	40	126.6	58.7
S	14.9	16.8	4.9	S	115.3	57.9	20.3

Nous avons pu aussi identifier quelques événements Drell-Yan, et un candidat T, mais avec une certaine ambiguïté et une efficacité difficile à évaluer. De même, appliquer cette méthode visuelle sur les W

aurait été dangereux vis-à-vis d'un éventuel signal de top, car l'examen au MEGATEK d'événements Monte-Carlo $t\bar{t}$ et $t\bar{b}$ (avec une simulation complète de l'appareillage et de notre procédure de sélection) nous a montré qu'un événement "top" pouvait fort bien ressembler à un événement W accompagné de jets. A ce propos, nous avons montré une vingtaine d'événements à un physicien rompu aux méthodes de scanning sans lui dire qu'il s'agissait d'événements Monte-Carlo, mais en lui affirmant au contraire qu'il s'agissait d'événements réels d'une sélection de candidats "top" ; il a "identifié" au moins cinq W+jets dans cet échantillon... Nous préférons donc estimer la contribution des processus connus autres que conversions et Z^0 par des méthodes statistiques plutôt que par des méthodes visuelles. C'est le sujet du chapitre X.

c) Estimation du bruit de fond de hadrons dans l'échantillon.

La séparation en catégories exposée au paragraphe 1 de cette section va maintenant nous permettre d'estimer le bruit de fond dans notre ensemble de "bons" candidats électrons isolés, à savoir : la zone S à $X_1 > -1.5$, en exploitant pour cela les informations sur le bruit de fond que constituent les nombres d'événements dans la zone F et dans la zone Q (dominées par le fond). Nous allons être amenés à poser trois hypothèses que nous discuterons ultérieurement.

Considérant qu'un amas est soit un véritable électron isolé, soit un bruit de fond (c'est la première hypothèse), nous pouvons écrire, pour chaque catégorie topologique, que le nombre d'électrons isolés (e) plus le nombre de faux électrons (b comme bruit de fond) est égal au nombre total d'événements dans la catégorie.

Pour $X_1 > -1.5$:

$$e_S + b_S = S, \quad e_F + b_F = F. \quad (1)$$

Pour $X_1 < -1.5$:

$$e_S^Q + b_S^Q = S^Q, \quad e_F^Q + b_F^Q = F^Q. \quad (1')$$

Le tableau IX.4 donne les valeurs de S, F, S^Q , F^Q pour chaque topologie. Par exemple, dans les 1-jet, on lit : $S=57.9$, $F=126.6$, $S^Q=16.8$, $F^Q=47$.

Nous allons maintenant supposer que tous les électrons isolés se comportent vis-à-vis de l'appartenance aux différentes zones (F, S, F^Q, S^Q) comme les électrons de l'échantillon de W (deuxième hypothèse). La fuite des électrons de la zone S dans la zone F est donc :

$$e_F = x_W e_S, \quad e_F^Q = x_W e_S^Q, \quad (2)$$

où x_W est la quantité correspondante pour les W : $x_W = 0.087 \pm 0.02$.

La fuite des électrons de la zone $X_1 > -1.5$ dans la zone $X_1 < -1.5$ (Q) est donnée par :

$$e_S^Q = x_Q e_S, \quad e_F^Q = x_Q e_F, \quad (3)$$

où x_Q , la quantité correspondante pour les W, vaut $x_Q = 0.10 \pm 0.02$. Nous avons vérifié la stabilité de x_Q et x_W sur les données de la sélection de C. Stubenrauch [I.11], qui présente l'avantage d'être moins biaisée puisqu'elle ne contient pas de coupure franche sur les variables que nous considérons. Nous avons trouvé $x_Q = 0.098 \pm 0.023$ et $x_W = 0.088 \pm 0.022$, en parfait accord avec les valeurs déduites de la sélection officielle (notons que ces deux échantillons sont de taille comparable et présentent un recouvrement de 75%).

Enfin, nous supposerons que la fuite du bruit de fond de la zone F dans la zone S est la même pour $X_1 > -1.5$ que pour $X_1 < -1.5$ (troisième hypothèse) :

$$\frac{b_S}{b_F} = \frac{b_S^Q}{b_F^Q} \quad (4)$$

Le système de 9 équations (pour chaque topologie) permet de déterminer les valeurs des 8 quantités $e_S, e_F, b_F, b_S, e_F^Q, e_S^Q, b_F^Q, b_S^Q$ de manière unique (les équations (2) et (3) ne sont pas indépendantes, elles contiennent toutes deux $e_S^Q/e_S = e_F^Q/e_F$).

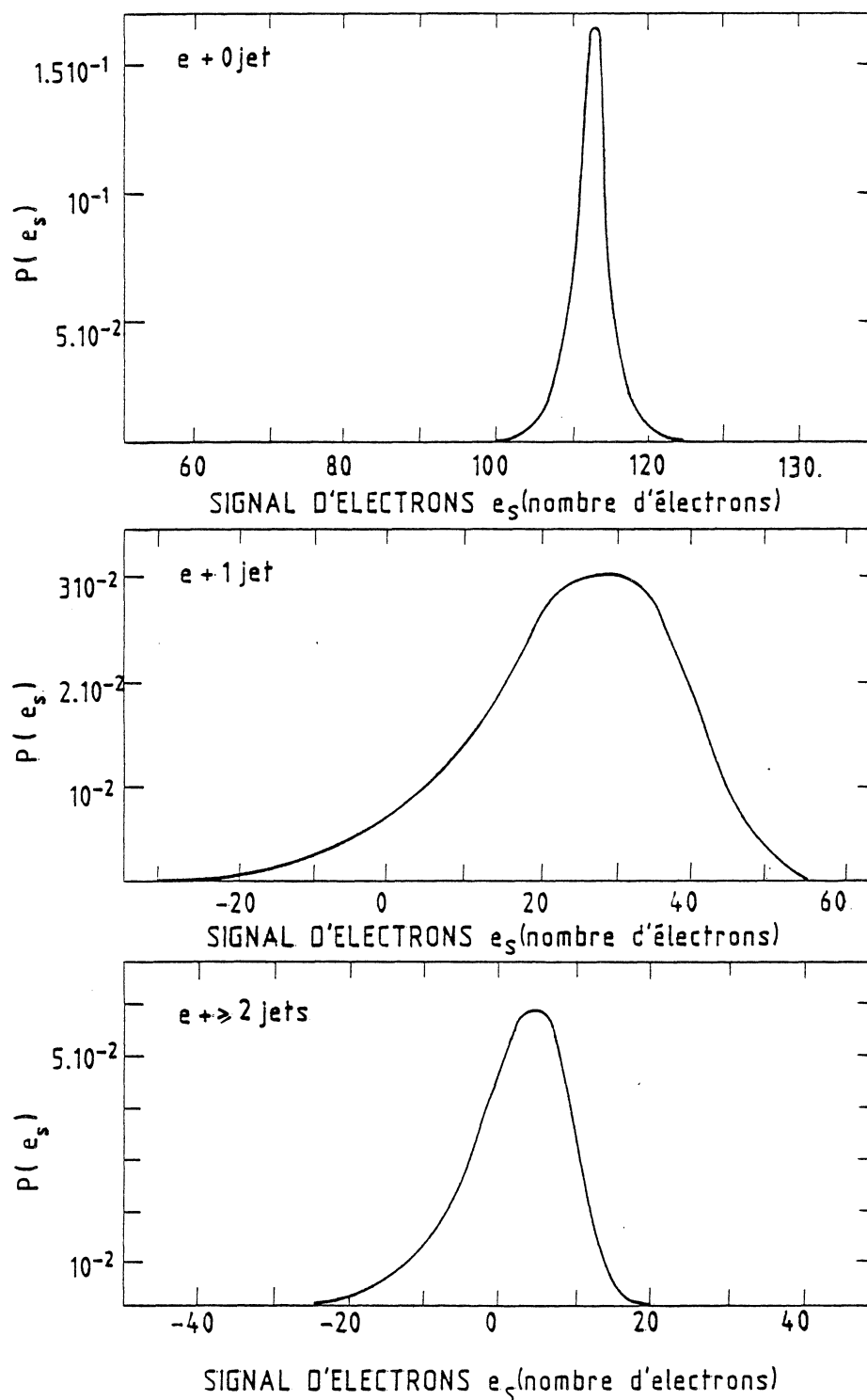


Fig. IX.8 - Distribution de l'estimateur du signal d'électrons e_s obtenue en simulant un grand nombre d'expériences identiques à la nôtre, en faisant fluctuer les nombres observés dans les différentes catégories selon une loi de Poisson.

En résolvant ce système, on obtient :

$$e_S = \frac{S F^Q - S^Q F}{F^Q + x^W x^Q F - x^Q F - x^W S^Q} \quad (5)$$

et toutes les autres quantités peuvent se déduire facilement de celle-ci à l'aide des relations (1)-(3).

Afin d'évaluer les incertitudes sur ces quantités, nous avons simulé un grand nombre - 10 000 - d'expériences identiques à la nôtre, en imposant des fluctuations poissonniennes sur tous les nombres, et en calculant à chaque fois la valeur du signal à l'aide de la formule (5). Afin de réduire les fluctuations statistiques, nous avons imposé que le rapport F^Q/S^Q soit le même dans les 1-jet et dans les ≥ 2 -jets, ce qui est compatible avec l'observation et probablement vrai avec une très bonne approximation, puisque, comme nous le vérifierons au chapitre suivant, la zone Q est dominée par le bruit de fond pour les événements avec jets.

La figure IX.8 montre la distribution d'erreurs ainsi obtenue

- a) pour les 0-jet,
- b) pour les 1-jet,
- c) pour les ≥ 2 -jets.

De ces distributions, on peut déduire les incertitudes en prenant l'intervalle de compatibilité à 68% de niveau de confiance avec la valeur moyenne (34% de part et d'autre de la valeur moyenne). Notons que la valeur moyenne ainsi obtenue est légèrement différente de la valeur calculée directement à partir de la formule (5), ce qui signifie que le e_S donné par la formule (5) est un estimateur légèrement biaisé, au sens statistique, du nombre d'électrons. En réalité, ce biais statistique est très faible par rapport aux incertitudes (0.1 événement dans les 0-jet, 1.2 dans les 1-jet, 1.0 dans les ≥ 2 -jets) ; il est pris en compte dans la suite.

On obtient donc pour le nombre d'électrons dans chaque catégorie :

Nombre d'événements e + 0jet :

$$e_S^{0j} = 113.0 \pm 2.8 .$$

Nombre d'événements e + 1jet :

$$e_S^{1j} = 26.1^{+11.9}_{-16.8} .$$

Nombre d'événements e + ≥ 2 jets :

$$e_S^{2j} = 3.6^{+6.1}_{-9.9} .$$

On peut déduire aussi les limites supérieures sur le signal d'électrons en fonction du niveau de confiance, en prenant les valeurs L du nombre d'électrons pour lesquelles respectivement 10%, 5%, et 1% des expériences simulées donnent un résultat supérieur à L. On obtient ainsi :

Pour les 1-jet :

$$e_S^{1j} < 42.6 \text{ (90\% de N.C.)}$$
$$< 46.4 \text{ (95\% de N.C.)}$$

Pour les ≥ 2 -jets :

$$e_S^{2j} < 12.8 \text{ (90\% de N.C.)}$$
$$< 14.6 \text{ (95\% de N.C.)}$$

On pourrait aussi déduire des limites inférieures, mais celles-ci ne présentent pas d'intérêt pour la suite.

Nous avons donc un signal parfaitement clair d'électrons non-accompagnés de jets de plus de 12 GeV d'énergie transverse (catégorie topologique 0-jet). Nous verrons qu'il est constitué essentiellement de W.

Nous avons un signal assez clair d'électrons accompagnés d'un jet de plus de 12 GeV, sans autre jet notable dans l'événement. Ce signal est différent de zéro à un niveau de confiance de 95%.

Nous avons enfin un signal peu significatif (72% de N.C.) dans les électrons accompagnés d'au moins 2 jets (un d'au moins 12 GeV et un d'au

moins 8 GeV). Notons que la sensibilité de notre méthode est limitée, à ce stade de l'analyse, par la faible statistique de l'échantillon de référence du fond, notamment dans la zone F du lot Q. Pour cette raison, nous développerons une autre méthode au paragraphe 5, dans laquelle, moyennant une hypothèse supplémentaire, nous réduirons l'incertitude statistique. Nous ne pourrions donc pas faire état d'un signal de top. Mais nous pourrions peut-être, exploitant la décroissance de la section efficace en fonction de la masse du quark top, donner une limite inférieure sur celle-ci, ou une limite supérieure sur celle-là. Nous examinerons ce point au chapitre suivant, consacré à l'étude du signal électron. Mais avant, nous devons discuter de la validité des trois hypothèses sur lesquelles repose la présente étude de bruit de fond.

4 - Discussion des hypothèses et incertitudes systématiques.

a) Première hypothèse :

"Un amas est soit un véritable électron isolé, soit du bruit de fond".

Cette assertion peut être considérée comme une définition du bruit de fond : tout ce qui n'est pas un véritable électron isolé. Ainsi, avec cette définition, un amas de bruit de fond peut être soit un non-électron (isolé ou non), soit un électron non-isolé (par exemple, de $b\bar{b}$ ou $c\bar{c}$). Par électron non-isolé, nous entendons un électron qui, quoique passant la coupure d'isolation, est accompagné de particules en excès par rapport au fond provenant de l'événement sous-jacent et du Bremsstrahlung de gluons. Les processus pouvant donner lieu à des électrons non-isolés (c'est-à-dire moins bien isolés, en moyenne, que ceux issus de la désintégration du W ou du Z^0 , et que ce que l'on attend de la plus grande fraction du top - voir fig. IV.2 ou X.6-, sont $p\bar{p} \rightarrow b\bar{b}$ et $c\bar{c}$, les conversions de photons. Les processus à électron non-isolé se manifestent statistiquement, en comparaison avec les W, par une correspondance E/p médiocre et une fuite hadronique supérieure, et sont donc effectivement partiellement assimilés au bruit de fond par notre méthode. Nous devons en tenir compte. Cependant, heureusement, nous verrons à l'aide du Monte-Carlo que nous attendons très peu d'événements $b\bar{b}$ dans la zone F

(5.5 au total, à comparer à plus de 220 dans les données) ; ils ne peuvent donc pas fausser beaucoup notre étude de bruit de fond : tout au plus une fraction d'entre eux seront assimilés au bruit de fond. Quant aux conversions, elles ont été retirées du lot pour celles que nous avons identifiées et le nombre restant, très faible, a été soustrait (paragraphe 3b). Tous les autres processus (Drell-Yan, W , t^0 si m_{top} est assez grande), produisent des électrons isolés.

b) Deuxième hypothèse :

"Tous les électrons se comportent vis-à-vis de l'appartenance aux différentes zones F, S, F^Q, S^Q comme ceux du W ".

La remarque précédente concernant les électrons du $b\bar{b}$ s'applique ici aussi : c'est parce qu'ils sont peu nombreux qu'ils ne viennent pas empêcher notre méthode de fonctionner.

Une autre difficulté concerne la différence entre les impulsions ou la distribution angulaire des électrons du W et des électrons des autres processus possibles. Pour poser cette deuxième hypothèse, nous devons donc admettre que les quantités servant à définir les différentes zones ont des distributions indépendantes de l'énergie et de l'angle polaire de l'électron. Ceci est assuré précisément par le choix des variables X_1 , $(1/p-1/E)/\sigma$, et $(E_{had}+E_4)/E_{2G}$. A titre de vérification, nous avons séparé l'échantillon de W selon $E_t^e < 25$ GeV et $E_t^e > 25$ GeV, d'une part, et selon $|\eta| < 0.5$ et $|\eta| > 0.5$, d'autre part. Nous avons vérifié que les valeurs de x^W et x^Q sont dans tous les cas compatibles avec les valeurs citées précédemment, dans les incertitudes statistiques.

Nous considérerons donc que la seule erreur systématique non-négligeable liée à cette hypothèse provient de l'incertitude (statistique) sur les valeurs de x^W et x^Q . En faisant varier d'un écart standard x^W et x^Q autour de leur valeur centrale, et en ajoutant en quadrature les deux incertitudes ainsi obtenues, on trouve respectivement ± 1.5 électrons pour les 0-jet, ± 1.9 pour les 1-jet, et ± 0.3 pour les ≥ 2 -jets. L'incertitude sur le nombre d'électrons+0jet est probablement surestimée, car ce lot est principalement constitué de W contenus dans l'échantillon de référence (sélection officielle), qui a servi à évaluer

x^Q and x^W . On constate que le résultat est très peu sensible à la connaissance exacte de x_W et x_Q , ce qui n'a rien d'étonnant, car la formule (5) montre qu'ils interviennent dans de petites corrections. L'incertitude sur le bruit de fond est donc dominée par la faible statistique des lots F^Q et S^Q

En toute rigueur, nous aurions pu admettre que dans les équations (2), le rapport e_F/e_S pouvait être différent du rapport e_F^Q/e_S^Q (ou, ce qui est équivalent, $e_F^Q/e_F \neq e_S^Q/e_S$), et introduire des valeurs différentes de x^W selon que $X_1 > -1.5$ ou $X_1 < -1.5$, et des valeurs différentes de x^Q selon la zone (F ou S) considérée. Ceci aurait été équivalent à admettre qu'il puisse exister une corrélation entre le dépôt dans le segment 1 et le dépôt dans le segment 4 pour un électron. Or, des études en faisceau ont montré que cette corrélation est faible [IX.8] (le terme de covariance entre E_1 et E_4 est faible comparé aux autres covariances). De toutes façons, eu égard à la faible dépendance en x^Q et x^W des résultats, cette correction du deuxième ordre peut être négligée.

c) Troisième hypothèse :

"la fuite du bruit de fond de la zone F dans la zone S est la même pour $X_1 > -1.5$ et $X_1 < -1.5$ ".

Cette hypothèse revient à considérer que la corrélation entre E_1 et E_4 est faible pour les pions. Strictement parlant, ceci est inexact, un pion interagissant tôt (E_1 grand) ayant moins de chances qu'un pion interagissant dans le troisième segment (E_1 petit, zone Q) de laisser un dépôt important dans le quatrième segment et le calorimètre hadronique. Cependant, un pion qui a interagit tard dans le calorimètre a très peu de chances d'avoir déclenché, car il a peu de chance d'avoir déposé 15 GeV dans les gondoles (le spectre chutant très rapidement, l'énergie des pions est concentrée tout près de la coupure), ce qui amoindrit encore l'effet de cette corrélation. Quoique cet effet soit donc, en définitive, probablement faible, notons qu'il va dans le sens de sous-estimer le fond dans l'échantillon S. En effet, la considération ci-dessus entraîne l'inégalité :

$$\frac{b_S}{b_F} > \frac{b_S^Q}{b_F^Q},$$

et non l'égalité que nous avons supposée.

Se fonder sur les événements du lot Q pour évaluer la fuite b_S/b_F du bruit de fond de la zone F dans la zone S conduit donc, en définitive, à sous-estimer b_S , le bruit de fond dans la zone signal S, donc à sur-estimer le signal e_S .

Un autre effet peut mettre à mal cette troisième hypothèse : en raison de la coupure en X_1 , la zone Q est plus riche en pions bien isolés que la zone à grand X_1 , où des superpositions d'un π chargé et de π^0 sont favorisées, les deux photons du π^0 ayant tendance à déposer plus tôt leur énergie qu'un π chargé. Cependant, la condition $p_t > 10$ GeV sur la trace chargée limite l'énergie du ou des π^0 à quelques GeV, et de tels π^0 ne vont déposer en moyenne que quelques centaines de MeV dans le premier segment, donc bien moins que des électrons de 15 GeV (voir chapitre VIII).

5 - Deuxième méthode d'estimation du fond de non-électrons.

La limitation principale de la ^{méthode} précédente étant la faible statistique du lot de normalisation du bruit de fond, nous allons développer une autre méthode, moins limitée statistiquement, mais au prix d'une hypothèse supplémentaire. Dans la précédente méthode, nous avons supposé la similitude de la forme de la distribution du couple $((1/p-1/E)/\sigma, X_n)$ pour le bruit de fond dans l'échantillon de référence du bruit de fond (zone "Q") et dans l'échantillon où nous cherchions le signal, pour déduire la proportion de bruit de fond "fuyant" sous le signal. Une autre méthode aurait pu consister à déduire la forme analytique de la distribution du bruit de fond, par ajustement sur l'échantillon de référence, et à la normaliser sur la zone "F" de l'échantillon où nous cherchons le signal, afin de l'extrapoler dans la zone "S". Mais un tel ajustement à deux variables eût été malaisé et soumis à de grandes incertitudes. C'est pourquoi nous avons choisi, dans cette deuxième

méthode, de nous limiter à une variable: X_h ; nous réduisons ainsi le problème à une dimension, en nous passant ici de la variable $(1/p-1/E)/\sigma$. Nous allons donc travailler sur les projections sur l'axe X_h des figures IX.5 et IX.6.

Pour estimer la forme de la distribution de X_h pour le bruit de fond, nous avons utilisé la partie de l'échantillon de départ à $X_1 < -2$, pour nous garantir une très faible proportion de véritables électrons (inférieure à 5%, selon la figure IX.4). Nous avons aussi relâché légèrement les coupures sur l'isolation (3 GeV dans le cône au lieu de 2 GeV), la longueur des traces (>30 cm au lieu de 40 cm), et la correspondance spatiale (4σ pour x au lieu de 3, 4.5σ pour ϕ au lieu de 3.5), ceci afin d'augmenter la statistique sans modifier de manière notable la distribution de X_h . Nous avons néanmoins trouvé 6 W et 6 Z^0 , tous à $X_h < 0.05$, sauf un à $X_h = 0.07$, et les avons soustraits explicitement de ce lot.

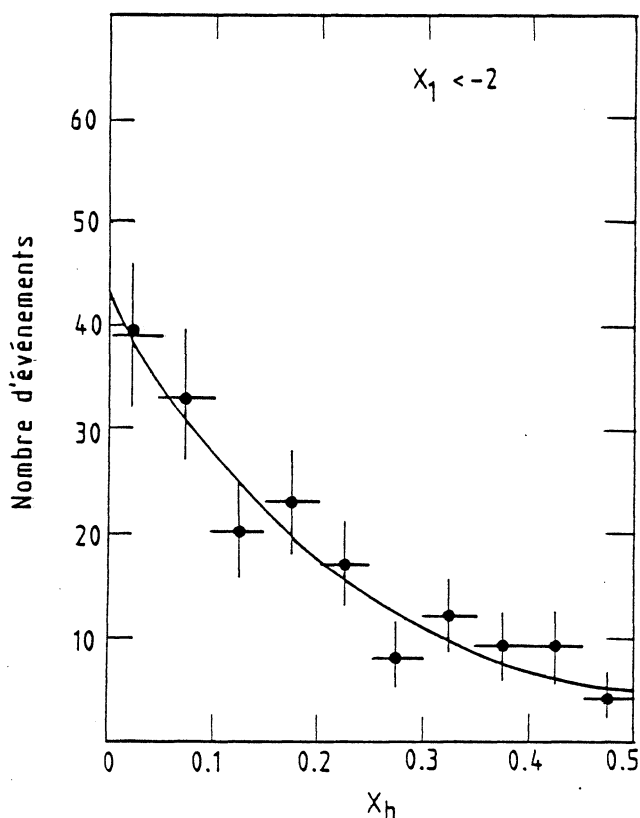


Fig. IX.9 - Distribution de X_h pour les événements à $X_1 < -2$. La courbe est une exponentielle ajustée sur les points expérimentaux.

La distribution de X_h obtenue est présentée sur la figure IX.9. Nous y avons ajusté une exponentielle, sous la forme $X_h = a \exp(-b.X_h)$, sur les points à $X_h > 0.05$, de façon à ne pas être sensible à un éventuel reliquat d'électrons qui pourrait subsister à bas X_h . On trouve $b = 4.5 \pm 0.4$, avec un χ^2 de 6.2 pour 7 degrés de liberté. Nous allons donc utiliser cette forme analytique, avec la "pente" mesurée de 4.5, pour extrapoler le bruit de fond dans la région $X_h < 0.05$ où l'on attend la quasi-totalité des électrons dans le lot à $X_1 > -1.5$.

Notons cependant le point faible de cette méthode : il n'est pas exclu que le premier intervalle, $0 < X_h < 0.05$, contienne encore quelques électrons, et que la forme exponentielle ne soit pas une bonne description de la distribution du bruit de fond. Cependant, l'avantage de cette méthode est qu'une fois admise la forme analytique du bruit de fond, les incertitudes statistiques sur l'extrapolation sont nettement réduites.

Pour vérifier la stabilité de la valeur du paramètre b de l'exponentielle vis-à-vis des variations sur les coupures, nous avons répété l'exercice sur les événements à $X_1 < -1.5$, et sur les événements à $X_1 < -1$, en ajustant cette fois l'exponentielle sur les événements à $X_h > 0.1$ pour éliminer d'éventuels véritables électrons amenés par le relâchement de la coupure sur X_1 . Nous avons trouvé respectivement $b = 4.3 \pm 0.5$ et 4.9 ± 0.5 , avec des $\chi^2/D.L.$ de 9.8/7 et 3/6. Ces deux valeurs sont compatibles avec la valeur de 4.5 déterminée ci-dessus, que nous utiliserons donc avec confiance dans la suite. La figure IX.10 montre la distribution de X_h pour nos candidats à $X_h > -1.5$, respectivement pour les trois catégories topologiques 0 jet, 1 jet, et ≥ 2 jets. La courbe est une exponentielle d'équation $a \exp(-4.5 X_h)$, où le facteur de normalisation a est choisi de telle sorte que :

$$\int_{0.1}^{0.5} e^{-4.5 X_h} dX_h$$

soit égal au nombre d'événements pour lesquels X_h est compris entre 0.1 et 0.5. Autrement dit, la courbe représentative du bruit de fond est normalisée sur les données à $X_h > 0.1$, celles-ci ne pouvant contenir de véritables électrons. L'accord dans cette zone est excellent, et

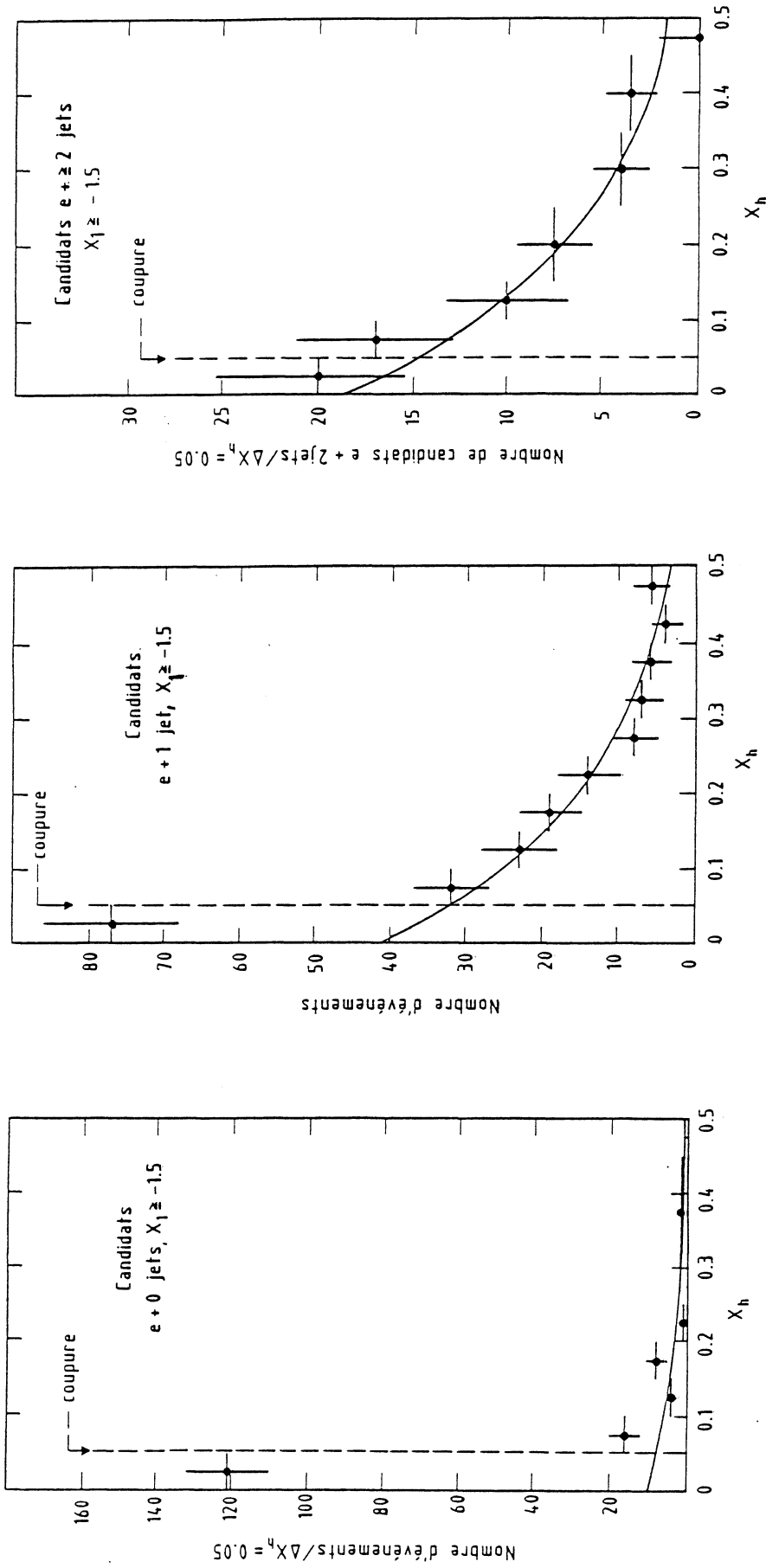


Fig. IX.10 - Distribution de X_h pour les candidats à $X_1 > -1.5$, séparément pour les 0jet, 1 jet, et ≥ 2 jets. Les courbes sont des exponentielles, avec le coefficient ajusté sur les données de la figure IX.9. Elles sont normalisées sur les données à $X_h > 0.1$. Le signal est clair dans les 0jet et 1jet, et non-significatif dans les ≥ 2 jets.

l'excès à petit X_h s'interprète naturellement comme un signal d'électrons. A titre de vérification, nous avons ajusté le coefficient b sur les événements ≥ 1 jet à $X_h > 0.1$. Nous avons trouvé 5.2 ± 0.5 , ce qui est compatible avec la valeur de 4.5 ± 0.4 déterminée avec les événements à bas X_1 . Notons que, pour cette figure, les conversions vues ont été retirées, mais les Z^0 sont toujours présents. Nous allons maintenant estimer le signal d'électrons contenu dans l'intervalle $0 < X_h < 0.05$. Cet intervalle est le pendant, pour cette deuxième méthode, de la zone triangulaire "S" de la première méthode. Le signal d'électrons est donné par la différence entre le nombre d'événements observés dans cet intervalle et le bruit de fond estimé par extrapolation :

$$a \int_0^{0.05} \exp(-4.5 X_h) dX_h.$$

On obtient ainsi, par cette deuxième méthode :

Nombre d'événements e+0jet :

113 $\pm$ 3.

Nombre d'événements e+1jet :

41.2 $\pm$ 6.4

Nombre d'événements e+2jets :

3.5 $\pm$ 3.5

Dans le cas des 0-jet, le signal est tout-à-fait clair ; il est constitué principalement de W . Dans le cas des 1-jet, le signal est encore très clair. Dans le cas des ≥ 2 -jets, l'excès n'est toujours pas significatif.

Ces nombres sont compatibles avec ceux obtenus précédemment avec la première méthode, compte tenu de la différence dans la dernière phase de la sélection (coupure en X_h au lieu de la zone triangulaire dans le plan $(X_h, 1/p-1/E)$). Les incertitudes statistiques sont cependant réduites, conformément au but que nous recherchions.

Afin de tenter de renforcer le signal d'électrons, nous avons renforcé la coupure d'isolation, en imposant $\Sigma E_t < 0.5$ GeV au lieu de 2 GeV. Ceci conduit à la distribution de X_h de la figure IX.11a. On voit que le signal d'électrons, encore peu significatif (4.3 ± 4.3), est moins affecté que le fond, ce qui indique la présence d'électrons très bien isolés dans notre échantillon. En sélectionnant les événements à énergie manquante supérieure à 12 GeV, le signal d'électrons est encore un peu plus significatif (fig. IX.11b) : 3.7 ± 2.8 . Nous verrons qu'en effet 4 bons candidats W se trouvent dans notre échantillon.

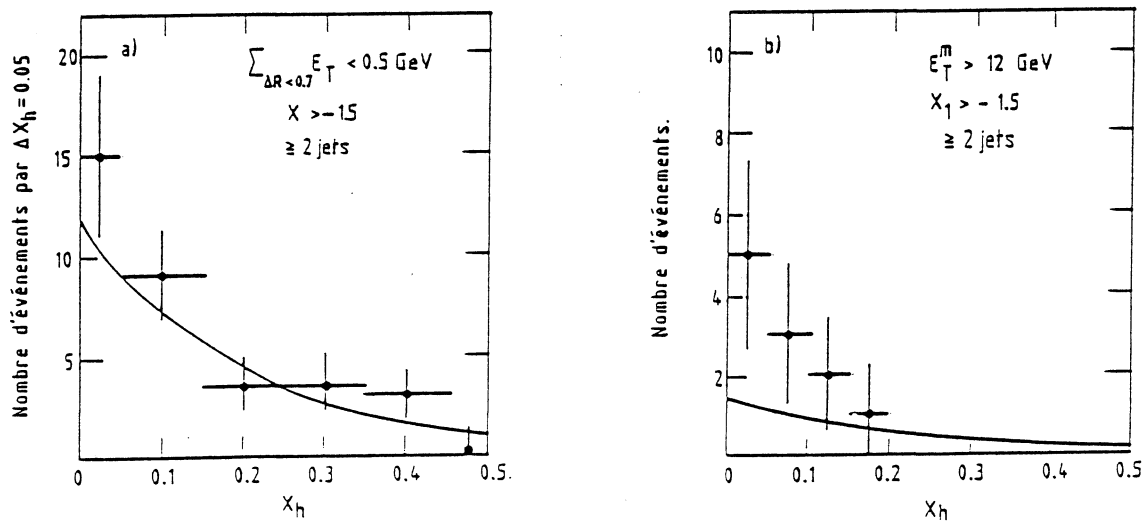


Fig. IX.11 - Distribution de X_h pour les événements ≥ 2 jets à $X_1 > -1.5$, avec une coupure supplémentaire :

a) ΣE_t dans le cône $\Delta R < 0.7$ inférieure à 0.5 GeV (isolation renforcée) ;

b) $E_t^m > 12$ GeV.

Le rapport signal/bruit est légèrement renforcé par ces coupures, indiquant la production d'électrons isolés accompagnés de jets et d'énergie transverse manquante. Nous verrons que 4 candidats W sont effectivement présents dans ces données.

6 - Conclusions.

Dans ce chapitre, nous avons montré que nous observions un signal parfaitement clair d'électrons non-accompagnés de jets notables, un signal clair d'électrons accompagnés d'un jet de plus de 12 GeV, et un signal peu significatif d'électrons accompagnés d'au moins deux jets. Notons que nous n'avons pas fait usage de la totalité du pouvoir de réjection du détecteur UA1, afin de pouvoir estimer la contamination de bruit de fond parmi nos candidats, et de garder une efficacité raisonnable pour un éventuel signal de quark top.

L'utilisation des données elles-mêmes, choisies à dessein très proches du lot de candidats, permet la compensation d'un grand nombre d'effets systématiques possibles, et la prise en compte *ipso facto* de nombreux effets instrumentaux qui affectent de la même façon les données dans la zone du signal et dans les zones proches, dominées par le bruit de fond. Cette méthode est supérieure aux données Monte-Carlo, impraticables et peu crédibles (nécessité d'engendrer des centaines de milliers d'événements de jets et de simuler très précisément la fragmentation des partons et l'interaction des hadrons dans le détecteur pour estimer la proportion susceptible de simuler un électron isolé) ; par certains côtés, elle est préférable aux méthodes reposant uniquement sur les données de faisceaux test, car les inefficacités, les effets du champ magnétique, de l'événement sous-jacent, les proportions des différents types de hadrons et leur spectre (π , K, p, etc...), sont difficiles à prendre en compte dans ces méthodes, alors que tout ces effets se compensent dans la nôtre.

La première de nos méthodes présente cependant l'inconvénient d'être limitée par la statistique de l'échantillon de bruit de fond utilisable (lot "Q"); le choix de coupures plus larges pour définir l'échantillon de référence pour le bruit de fond n'aurait fait que remplacer les incertitudes statistiques par des incertitudes systématiques, beaucoup plus difficiles à évaluer. Par exemple, abaisser la coupure sur le p_t

de la trace chargée à 7 GeV par exemple, aurait certes augmenté beaucoup la statistique de bruit de fond de référence, mais les événements gagnés ainsi n'auraient pas eu la même distribution de correspondance E/p que ceux qui contaminent notre échantillon de signal ; le lot de référence ainsi obtenu n'aurait pas été adéquat à estimer le bruit de fond dans nos coupures. Cette méthode se montrera d'une plus grande utilité dans l'avenir, quand davantage de statistique sera disponible.

D'une manière générale, toute méthode comme les nôtres fondée sur la comparaison d'un bruit de fond de référence (disons : "caractérisé") avec l'ensemble des candidats, tend à sous-estimer le bruit de fond dans l'échantillon où l'on recherche le signal, ce dernier fond étant par définition moins caractérisé, puisqu'il simule mieux le signal. Nous avons intérêt à choisir, comme nous l'avons fait, une zone de référence pour le bruit de fond proche du signal, au détriment de la statistique, afin que les incertitudes soient principalement de nature statistique, et, partant, plus faciles à contrôler.

Le fait de sous-estimer le bruit de fond (et par conséquent de surestimer le signal) est pour nous confortable, dans la mesure où, malgré cette surestimation, aucun signal très significatif n'apparaît dans nos données de candidats électrons isolés associés à au moins deux jets, là où le signal de top devrait dominer. Ceci ne peut que nous conduire à donner une limite inférieure prudente, ou "conservative", sur la masse du top, ou une limite supérieure conservative sur sa section efficace de production.

La détermination de ces limites fait l'objet du chapitre suivant.

X - ETUDE DES CANDIDATS ELECTRON

Chapitre X.

Etude des candidats électron.

1 - Introduction.

Nous allons maintenant comparer les données aux "prédictions" des Monte-Carlo. Nous mettons "prédictions" entre guillemets car, comme nous l'avons décrit au chapitre V, les Monte-Carlo des différents processus ont été ajustés sur les données d'UA1 et d'autres expériences, dans des régions d'espace des phases différentes et des conditions d'isolation plus larges, ou en utilisant les muons, et n'ont servi qu'à transposer ces mesures dans l'espace défini par nos coupures.

Dans la section suivante, nous comparons les **nombres** d'événements observés, déduits de la première estimation du bruit de fond, aux nombres attendus dans chaque catégorie.

Nous comparons ensuite données et prédictions sur des **distributions différentielles**. Dans la troisième section, nous considérons la distribution d'énergie transverse manquante de nos candidats afin de vérifier l'accord entre les Monte-Carlo sans top et les données. Ensuite, nous raffinons l'analyse topologique, en utilisant la circularité au lieu du comptage des jets. De l'accord observé, nous déduisons une première limite sur la masse du quark top. Puis nous comparons diverses autres distributions expérimentales avec les prédictions afin de vérifier que le Monte-Carlo reproduit bien les données, non seulement au niveau des nombres absolus, mais aussi au niveau des formes des distributions.

De l'accord observé sur les nombres absolus, et confortés par l'accord au niveau des distributions, nous déduisons deux **limites** sur la masse du quark top en fonction de la section efficace $t\bar{t}$, utilisant successivement les deux estimations du bruit de fond correspondant aux deux méthodes exposées au chapitre précédent.

2 - Les nombres attendus (première méthode d'estimation du fond).

Ayant retiré les conversions et les Z^0 , les seuls processus connus qui peuvent contribuer au signal d'électrons sont $W \rightarrow e\nu$ ou $W \rightarrow \tau(\rightarrow e\nu\nu)\nu$, $p\bar{p} \rightarrow b\bar{b}$ ou $c\bar{c}$, où l'un des quarks lourds se désintègre semi-leptoniquement en donnant un électron énergétique passant la coupure d'isolation, et des paires e^+e^- Drell-Yan (hors du pôle du Z^0), des $\psi \rightarrow e^+e^-$, et (quoique cette dernière contribution soit très faible) des $T \rightarrow e^+e^-$. La production du quark top n'est pas un processus connu, puisqu'elle n'a jamais été observée : ni la masse, ni la section efficace de production du quark top n'ont été mesurées.

En appliquant les mêmes procédures de sélection et d'analyse sur les données simulées que sur les données réelles, nous obtenons les nombres exposés dans le tableau X.1. La sensibilité est de l'ordre de 0.1 événement, et l'incertitude statistique est de l'ordre d'une fraction d'événement dans chaque catégorie. La luminosité équivalente engendrée est 15 à 20 fois plus grande que la luminosité utilisée dans l'analyse des données réelles. Les incertitudes systématiques sont discutées dans la suite.

Afin de faciliter la comparaison, nous avons reproduit le tableau X.4 (nombres observés) à la suite du total des Monte-Carlo. Si les Monte-Carlo sont fidèles, la différence entre les deux derniers blocs du tableau X.1 ("Total Monte-Carlo" et "Données réelles, bruit de fond hadronique inclu") **doit donc correspondre à la somme du bruit de fond de non-électrons et d'un éventuel signal de top**. On voit que, conformément à ce que nous avons supposé, la zone Q est dominée par le bruit de fond hadronique, hormis dans les 0-jet où la fuite des W est importante. Rappelons que cette fuite est prise en compte dans l'estimation du bruit de fond.

Tableau X.1. Répartition des traces des événements Monte-Carlo selon X_1 , le nombre de jets accompagnant l'électron, et l'appartenance ou non à la zone "signal", pour les processus connus.

Monte-Carlo $W \rightarrow e\nu$ et $\tau\nu$, $\tau \rightarrow e\nu\nu$

$X_1 < -1.5$				$X_1 > -1.5$			
	0 jet	1 jet	≥ 2 jets		0 jet	1 jet	≥ 2 jets
F	4.9	0.2	0.2	F	16	1.4	< 0.1
S	23.6	1.2	0.1	S	102.2	7.5	1.1

Monte-Carlo Drell-Yan, T , ψ

$X_1 < -1.5$				$X_1 > -1.5$			
	0 jet	1 jet	≥ 2 jets		0 jet	1 jet	≥ 2 jets
F	< 0.1	0.2	< 0.1	F	0.2	0.5	0.2
S	0.5	1.0	0.2	S	0.8	7.3	1.4

Monte-Carlo $b\bar{b} + c\bar{c}$

$X_1 < -1.5$				$X_1 > -1.5$			
	0 jet	1 jet	≥ 2 jets		0 jet	1 jet	≥ 2 jets
F	0.2	< 0.1	0.2	F	1.7	1.3	2.5
S	0.3	0.2	< 0.1	S	4.2	3.8	4.4

Total Monte-Carlo.

$X_1 < -1.5$				$X_1 > -1.5$			
	0 jet	1 jet	≥ 2 jets		0 jet	1 jet	≥ 2 jets
F	4.4	0.4	0.4	F	1.7	1.3	2.5
S	24.4	2.4	0.3	S	107.2	18.6	6.9

Données réelles, bruit de fond inclu, pour comparaison

$X_1 < -1.5$				$X_1 > -1.5$			
	0 jet	1 jet	≥ 2 jets		0 jet	1 jet	≥ 2 jets
F	47	47	22	F	40	126.6	58.7
S	14.9	16.8	4.9	S	115.3	57.9	20.3

On peut comparer l'estimation du signal d'électrons par cette première méthode dans les différentes topologies à la prédiction des Monte-Carlo des processus connus:

Topologie	Signal observé	Signal attendu ($W, b\bar{b}, c\bar{c}, DY, T, \psi$)
0-jet	$113.0 \pm 2.8 \pm 1.5$	107.2
1-jet	$26.1^{+11.9}_{-16.8} \pm 1.9$	18.6 ± 3.8
≥ 2 -jets	$3.6^{+6.1}_{-9.9} \pm 0.3$	6.9 ± 1.5

Dans ce tableau, les incertitudes sur les signaux observées sont les grandes incertitudes statistiques sur l'estimation du bruit de fond hadronique, et les systématiques provenant de la méconnaissance de x_Q et x_W , évaluées au chapitre précédent ; aucune autre source d'incertitude systématique n'a été prise en compte. Les incertitudes sur les Monte-Carlo ont été évaluées comme suit : l'incertitude sur la contribution du W a été négligée, puisque ceux qui sont présents dans nos données sont presque tous inclus ^{dans} l'échantillon de W officiel qui a servi à ajuster le Monte-Carlo ; il n'y a donc pas réellement d'extrapolation dans ce cas ; on a estimé l'incertitude sur la contribution des Drell-Yan, ψ , T , à environ 50% [X.1], due principalement à la méconnaissance du spectre d'impulsion transverse p_t^{paire} de la paire e^+e^- au-delà de $p_t^{\text{paire}} \sim 12$ GeV., région qui importe dans notre sélection, car l'exigence de $p_t > 15$ GeV pour l'électron impose que la paire soit produite à grand p_t ; ceci mène à ± 3.6 dans les 1-jet et ± 0.7 dans les ≥ 2 jets ; pour la contribution $b\bar{b} + c\bar{c}$ enfin, nous avons estimé l'incertitude à environ 30%, pour tenir compte de l'éventualité d'une mauvaise reproduction du rapport

1jet/2jets, comme il est discuté dans la suite ; l'incertitude sur le paramètre ϵ qui intervient dans la fonction de fragmentation [X.2] semble en définitive faible ; on a fait varier ϵ_p entre 0.001 et 0.1 sans modification appréciable de la distribution d'isolation ; ceci conduit à ± 1.1 pour les 1jet et ± 1.3 pour les ≥ 2 jets. La combinaison en quadrature de ces incertitudes donne les nombres indiqués dans le tableau ci-dessus.

Nous observons donc un très bon accord au niveau des nombres d'événements. Cet accord va nous autoriser à donner une limite sur la masse du quark top, sur la base des événements avec au moins 2 jets où l'essentiel de sa contribution est attendu.

Ces nombres appellent quelques commentaires. Dans les régions à haute statistique (0 jet et 1 jet), on constate que le signal d'électrons trouvé par notre méthode est légèrement supérieur aux estimations Monte-Carlo (quoique parfaitement compatibles avec celles-ci). Ceci confirme ce que nous avons dit au chapitre précédent : notre méthode conduit à une légère sous-estimation systématique du bruit de fond. Cet effet systématique, non pris en compte dans le tableau ci-dessus, ne peut que renforcer les conclusions suivantes sur la masse du top.

Un autre commentaire concerne le nombre attendu d'électrons accompagnés d'au moins deux jets, nombre qui est déterminant dans la recherche du quark top. Ce nombre, de 6.9, est dominé par la contribution de $b\bar{b}$ + $c\bar{c}$ (4.4) événements, dont nous avons déjà indiqué qu'elle pouvait être partiellement confondue avec le bruit de fond de non-électrons par notre méthode d'analyse. Ceci est confirmé par un rapport e_F/e_S élevé, $2.5/4.4 \approx 1/2$, alors qu'il est, rappelons-le, de l'ordre de 1/10 dans le cas des électrons du W, et que b_F/b_S est d'environ 3, comme le montre la colonne de droite du tableau des données réelles. Le fait que les électrons du b et du c ne se comportent pas comme les électrons du W (ils sont moins bien isolés), contrairement à ce qui est supposé pour l'application de notre méthode, va entraîner qu'une partie des $b\bar{b}$ et $c\bar{c}$ vont être assimilés au bruit de fond hadronique. Environ $2.5/3 \approx 0.8$ événements $b\bar{b}$ ou $c\bar{c}$ vont ainsi être considérés comme non électrons isolés par notre méthode, et nous les retirons donc du nombre d'électrons isolés accompagnés d'au moins 2 jets attendus, ce qui nous conduit à 6.1 événements attendus des sources connues.

Une dernière remarque concerne le rapport 1jet/2jets, qui est de l'ordre de 2 $((126.6 \pm 47)/(58.7 \pm 22))$ dans le bruit de fond hadronique (données réelles, zone F), et de $3.8/4.4 < 1$ dans le Monte Carlo $b\bar{b} + c\bar{c}$. Cette différence, quoique faible et portant sur des petits nombres, est néanmoins surprenante. A priori, on s'attendrait à ce que $b\bar{b}$, $c\bar{c}$, et la production QCD de quark légers montrent sensiblement le même rapport 1jet/2jets. Cette différence peut être attribuée soit à un défaut du Monte Carlo, qui reproduirait mal la répartition en topologies pour $b\bar{b}$ et $c\bar{c}$, soit à un effet réel dû, par exemple, à la coupure d'isolation ; développons ce point dans un cas simplifié où il n'y a pas de Bremsstrahlung de gluons.

Pour qu'un électron de désintégration du quark b soit isolé, il y a deux possibilités : soit le reste du jet de b a une trop faible énergie pour nuire à l'isolation de l'électron (l'événement a alors une topologie e+1jet), soit, et cette hypothèse est souvent oubliée, le reste du jet de b est énergique mais trop éloigné (topologie e+ ≥ 2 jets). Il est difficile de trancher entre une imperfection du Monte Carlo et un effet réel. Nous pouvons tenter pour cela d'avoir recours aux muons inclusifs : le rapport données / prédictions Monte-Carlo dans ces événements vaut respectivement pour les 1-jet et les 2-jets : $K_{1j} = 1.06 \pm 0.17 \pm 0.21$, $K_{2j} = 0.79 \pm 0.14 \pm 0.11$ [X.3] (la première incertitude est statistique, la deuxième est la systématique associée à l'estimation du bruit de fond hadronique dans cet échantillon). Les grandes incertitudes nous empêchent de conclure, quoique l'hypothèse d'une surestimation des hautes multiplicités semble favorisée. De plus, dans ces données de muons inclusifs, la signification des jets est toute différente, un des jets pouvant contenir le muon (quoique son énergie n'est alors pas comptée dans celle du jet). Nous préférons donc, en l'absence d'une preuve solide de l'inadéquation du Monte-Carlo à reproduire la multiplicité des jets dans les événements $b\bar{b}$ et $c\bar{c}$, admettre une incertitude de 30% sur sur cette contribution au nombre d'électrons + ≥ 2 jets.

Nous négligerons l'incertitude associée à l'échelle d'énergie. Nous considérons qu'elle est compensée du fait que les prédictions sont normalisées sur des données provenant du même détecteur.

Le nombre d'électrons isolés accompagnés d'au moins deux jets provenant des sources connues attendu est donc 6.1 ± 1.5 , à comparer au signal trouvé $3.6^{+6.1}_{-9.9} \pm 0.3$.

En soustrayant ce nombre attendu du nombre observé, et en utilisant les limites supérieures sur le signal trouvé au chapitre VII, nous pouvons maintenant donner une limite sur l'excès d'électrons. Nous reportons les incertitudes systématiques sur ce nombre :

$$\text{Excès d'électrons } +\geq 2 \text{ jets} < 6.7 \pm 0.3 \pm 1.5 \quad (90\% \text{ de N.C.})$$

$$< 8.5 \pm 0.3 \pm 1.5 \quad (95\% \text{ de N.C.})$$

Dans la suite, nous combinerons les deux incertitudes (l'une sur la prédiction Monte-Carlo, l'autre sur la soustraction du bruit de fond) en quadrature. L'incertitude sur ces limites est ainsi de 1.5 événements.

Les limites exprimées en nombre d'événements ci-dessus peuvent être traduites en termes de section efficace, en divisant par la luminosité de $572 \pm 85 \text{ nb}^{-1}$. On obtient ainsi, pour la section efficace d'un éventuel processus supplémentaire dans nos coupures,

$$\sigma_{\text{excès}} < 11.7 \pm 2.6 \pm 1.8 \text{ pb} \quad (90\% \text{ de N.C.}),$$

$$< 14.9 \pm 2.6 \pm 2.2 \text{ pb} \quad (95\% \text{ de N.C.}),$$

la deuxième incertitude reflétant celle sur la luminosité.

3 - Les nombres attendus (deuxième méthode d'estimation du bruit de fond).

Nous comparons maintenant les nombres d'électrons isolés estimés dans chaque catégorie topologique par la deuxième méthode aux prédictions Monte-Carlo des processus connus (Tableau X.2). Ici, les Z^0 n'ont pas été soustraits explicitement de l'échantillon ; nous devons donc les prendre en compte. Ils se manifestent principalement dans les 1-jet. Nous avons indiqué les incertitudes sur les prédictions Monte-Carlo, telles que nous les avons discutées dans le paragraphe précédent

(négligeable pour les bosons intermédiaires, $\pm 50\%$ pour Drell-Yan, ψ , T , et $\pm 30\%$ pour $b\bar{b}+c\bar{c}$).

Tableau X.2. Nombre de candidats à électron isolé attendus à partir des processus connus, pour $X_1 > -1.5$ et $X_h < 0.05$, comparés aux nombres observés, bruit de fond soustrait.

	W	Z^0	DY, ψ , T	$b\bar{b}+c\bar{c}$	total	Données
0 jet	101.3	5.4	2.4 ± 1.2	1.7 ± 0.5	110.8 ± 1.3	113 ± 3
1 jet	7.2	15.9	7.2 ± 3.6	3.8 ± 1.1	34.1 ± 3.8	41.2 ± 6
≥ 2 jets	0.9	2.6	1.2 ± 0.6	4.3 ± 1.3	9.0 ± 2.0	3.5 ± 3.5

Les nombres observés sont bien reproduits par le Monte-Carlo pour les 1-jet et les 2-jets. Il n'y a clairement pas d'excès imputable au quark top dans les $e+\geq 2$ jets, là où devrait se manifester en priorité le top (voir chapitre IV). Ceci confirme notre conclusion de la section précédente : nous ne pourrions pas faire état d'un signal de top à partir de nos données. Nous pourrions cependant déterminer une limite sur la masse du top, en fonction de la section efficace de production de paires $t\bar{t}$, car celle-ci décroît rapidement avec la masse du quark top. Nous devons être particulièrement prudents dans la déduction de cette limite, car ici, le nombre d'événements attendu étant supérieur de près de 2σ au nombre observé (ce que nous pouvons interpréter comme une fluctuation statistique), nous risquerions de déduire une limite trop restrictive sur m_{top} .

4 - Etude des distributions différentielles.

Dans toutes les figures suivantes, nous avons indiqué les données par des points avec leurs barres d'erreurs, et les différentes contributions des processus connus et du bruit de fond instrumental par des signes distinctifs : blanc pour le W, hachures croisées pour le Z^0 , trame de points pour $b\bar{b}+c\bar{c}$, hachures verticales pour Drell-Yan, T , et ψ , et hachures obliques pour le bruit de fond hadronique. La somme incluant la contribution éventuelle d'un top de 30 GeV a été représentée par des tirets, pour la section efficace EUROJET de référence donnée au chapitre

V, tableau V.1., dans les figures concernant les ≥ 2 jets, pour lesquelles cette contribution devrait être notable. Nous avons accompagné chacune de ces distributions, où chaque contribution est normalisée de façon absolue, des distributions correspondantes, normalisées, elles, au même nombre d'événements, afin de pouvoir mieux apprécier leurs formes. Lorsque la statistique Monte-Carlo était trop faible pour faire apparaître une différence de forme significative entre deux contributions, nous les avons superposées.

Les conversions identifiées ont été retirées des données, mais l'inefficacité d'identification n'a pas été prise en compte ici (elle est très faible, voir chapitre VIII). Les contributions des processus connus sont directement issues du passage du même programme d'analyse sur les événements simulés, sans aucune correction. La forme des distributions de bruit de fond hadronique est prise comme étant la même que celle des distributions correspondantes pour les événements de la zone F (dominée par le fond), et la normalisation est celle obtenue par notre étude du chapitre IX. Toutes les distributions présentées sont donc normalisées de manière absolue. L'incertitude sur le bruit de fond n'est pas indiquée sur les figures. Dans les événements avec au moins 2-jets, elle représente environ 20% de l'aire totale des histogrammes d'événements attendus.

a) L'énergie transverse manquante.

La distribution expérimentale d'énergie transverse manquante est montrée sur la figure X.1, séparément pour les différentes topologies, comparée aux contributions attendues des différents processus connus. Nous avons utilisé pour la forme de la contribution du bruit de fond hadronique celle observée dans la distribution correspondante pour les candidats de la zone F, dominée par le fond. Pour les 0-jets, nous avons utilisé la même forme que pour les 1-jets, la zone F des 0-jets étant riche en véritables W. Cette figure montre aussi, en a), la **forme** attendue des distributions de E_t^m pour les différentes contributions, normalisées cette fois à la même surface pour mieux apprécier les différences de forme.

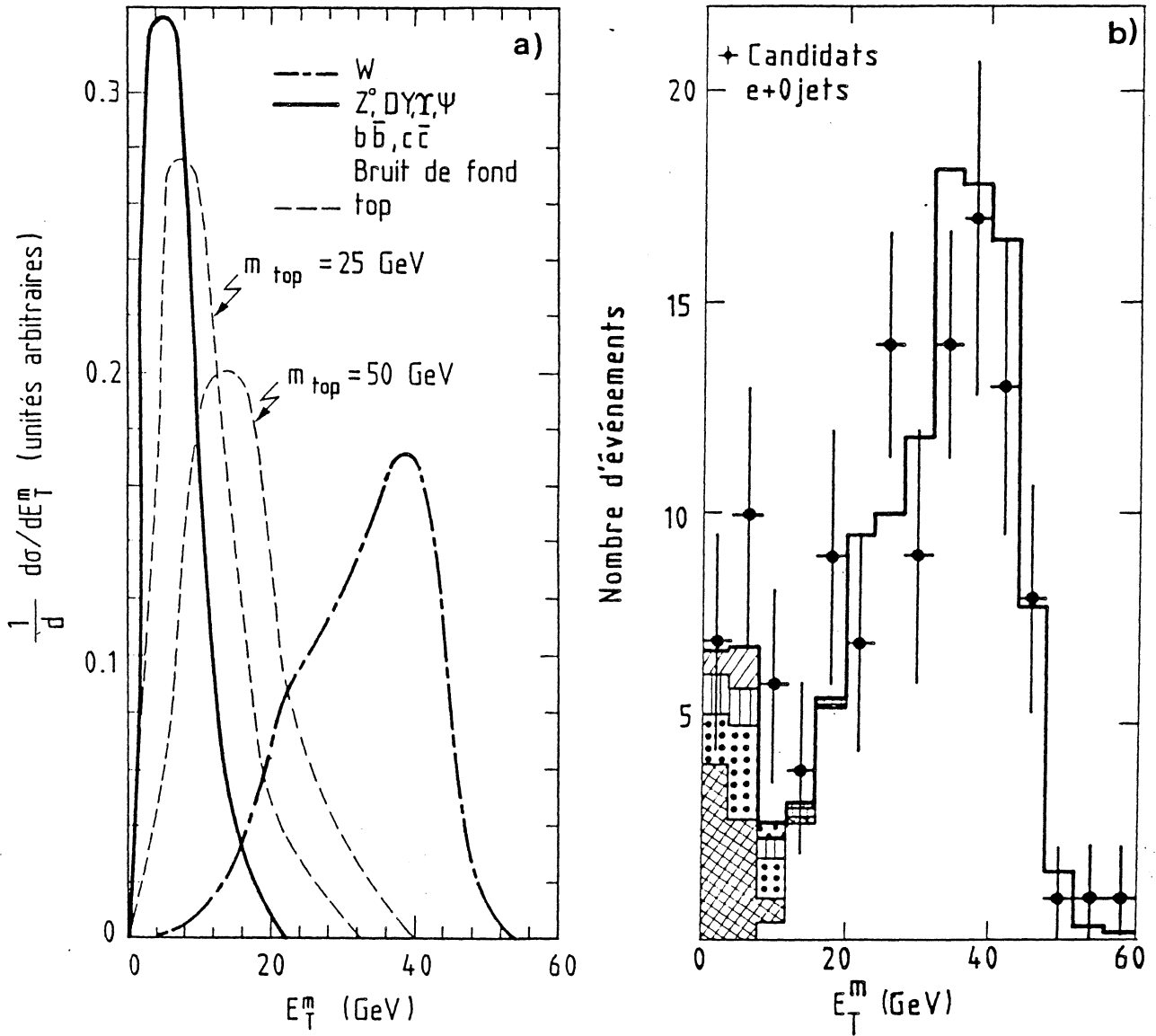
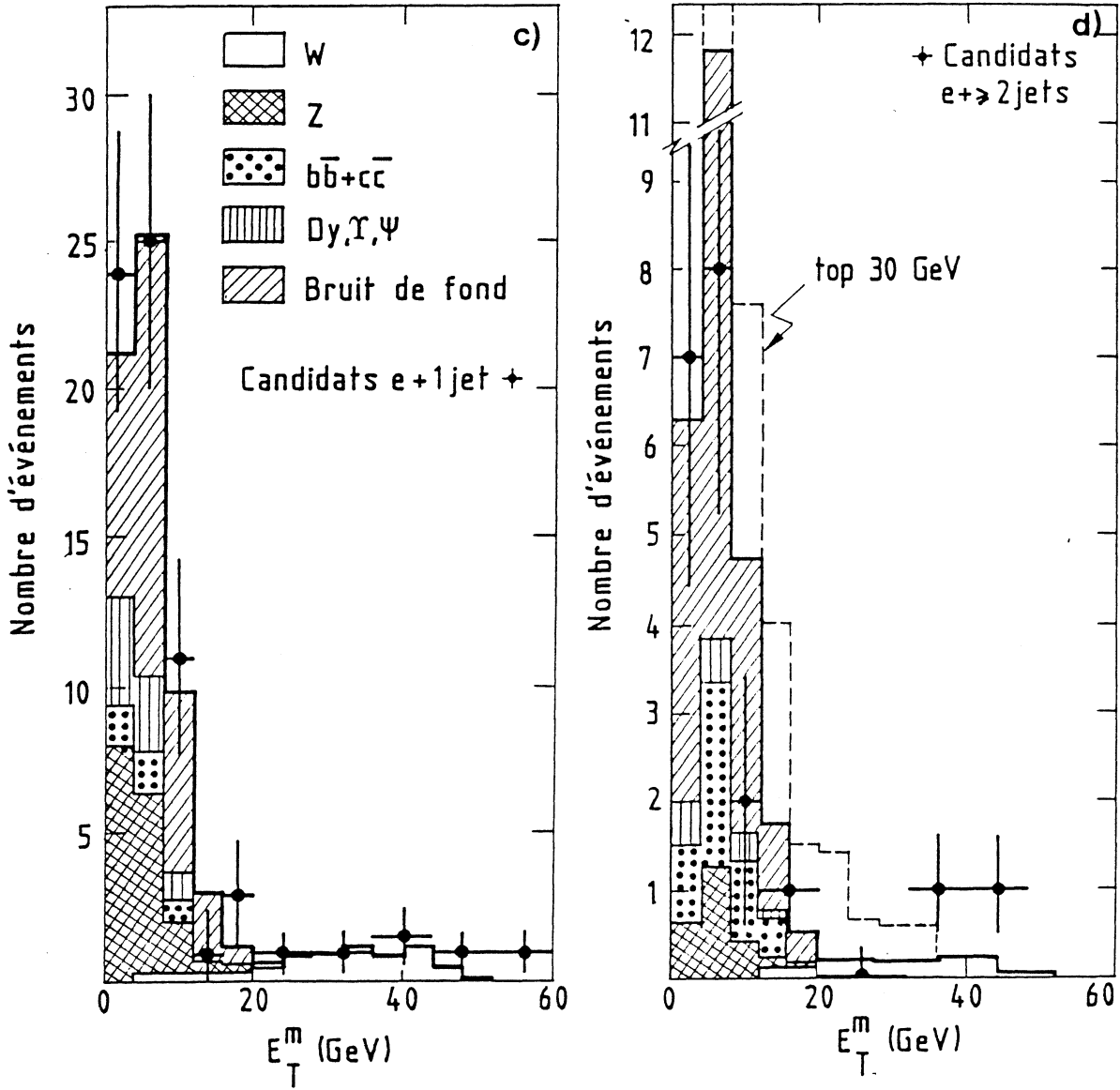


Fig. X.1 - Distribution d'énergie transverse manquante des événements à candidat électron (points expérimentaux), comparée aux prédictions des Monte-Carlo et de l'estimation du bruit de fond hadronique, séparément pour les 0jet (b), 1jet (c), et ≥ 2 jets (d). La contribution attendue



d'un top de 30 GeV est aussi indiquée, en tirets. En (a) on a montré la forme des distributions attendues pour les différents processus, normalisées à la même aire. On constate que le top occupe une position intermédiaire entre le W et les autres processus.

La contribution du W se distingue particulièrement, par sa distribution en jacobien, des autres processus, dans lesquels aucune énergie manquante significative n'est attendue. On observe 10 événements à E_t^m supérieure à 12 GeV, dans les 1-jet où 7.5 W sont attendus, et 4 dans les ≥ 2 -jets, là où 1.1 W sont attendus. Notons que ces 4 derniers événements ne peuvent être interprétés par la production de top car leur énergie transverse manquante est trop élevée ; ils sont au pic du jacobien du W (voir fig. X.1). La masse transverse électron-neutrino est aussi trop élevée dans ces événements pour l'interprétation en tant que top d'une masse inférieure à 50 GeV : 65, 81, 84 et 87 GeV ; par contre, ces masses transverses sont tout-à-fait compatibles avec ce que l'on attend d'un W (fig. VIII.9).

L'accord entre nos prédictions sans top et nos observations est très bon.

Nous avons indiqué l'effet de la contribution attendue d'un quark top de 30 GeV sur la distribution d'énergie transverse manquante dans les candidats électron + ≥ 2 jets, en tirets (dans les 0-jets et 1-jet, cet effet est négligeable). La normalisation utilise la section efficace $t\bar{t}$ EUROJET de référence donnée au chapitre V (tableau V.1). Cette contribution devrait être visible principalement entre 10 et 25 GeV : à plus haute énergie transverse manquante, l'échantillon est dominé par la contribution du W, et à basse énergie transverse manquante s'accroissent les contributions des autres processus connus. On constate que l'existence d'un tel top dans les données nuirait à l'accord observé. Pour être plus quantitatifs sur ce point, nous avons effectué un test de χ^2 dans les deux hypothèses : avec et sans top de 30 GeV. Pour cela, nous avons regroupé les intervalles à faible statistique de façon à obtenir 6 intervalles. Le χ^2 ainsi obtenu pour l'hypothèse "sans top" est de 7.0, et pour l'hypothèse "avec top de 30 GeV" on obtient $\chi^2=19.1$. Compte tenu du fait qu'on a 6 degrés de liberté, la probabilité d'avoir un χ^2 plus grand (ou désaccord plus grand) est de 35% pour l'hypothèse "sans top" et de $3 \cdot 10^{-3}$ pour l'hypothèse "avec top 30 GeV". On pourrait donc utiliser le test de χ^2 pour donner une limite sur la section efficace de production du top à partir de la distribution d'énergie transverse manquante. Cependant, la validité de cette méthode à basse statistique est douteuse, et la prise en compte des effets systématiques compliquée.

Nous préférons donc utiliser les autres méthodes à notre disposition pour déduire des limites.

b) La circularité.

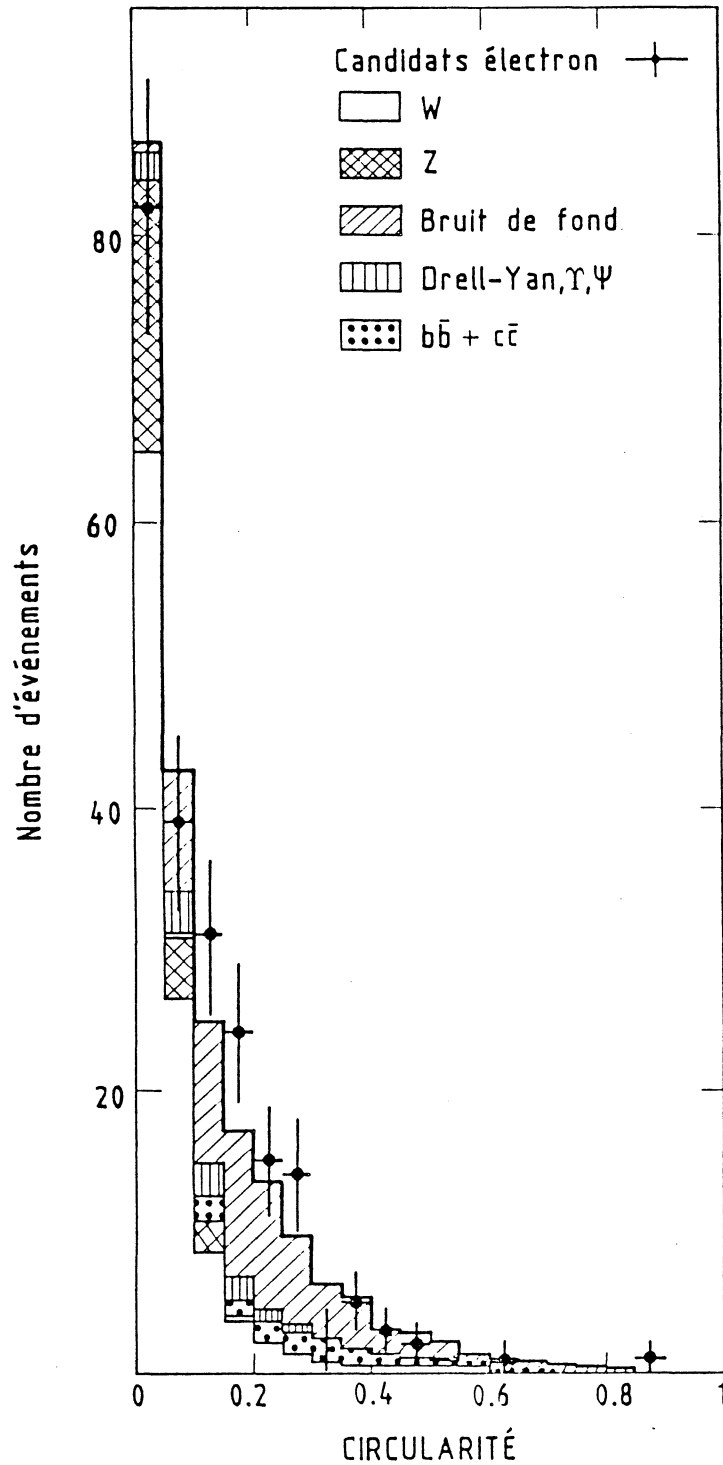


Fig. X.2 - Distribution de la circularité pour l'ensemble des candidats électron (points expérimentaux), comparée aux prédictions (normalisation absolue).

Comme nous l'avons montré au chapitre VI, la topologie d'un événement peut être caractérisée par une variable globale, la circularité. Cette variable présente entre autres l'intérêt d'être indépendante des seuils sur les jets et de l'algorithme de reconstruction. Là, la contribution des W et Z est encore une fois bien différenciée de la contribution des autres processus, plus "circulaires", comme on le voit sur les figures X.2 et surtout X.3a. En particulier, $b\bar{b}+c\bar{c}$ et le bruit de fond hadronique peuvent donner des événements à haute circularité, constituant un bruit de fond pour le top (voir fig. X.3, où la distribution de circularité est montrée pour les candidats électron+2 jets (b), et où les formes des diverses contributions sont représentées, normalisées à la même aire (a)).

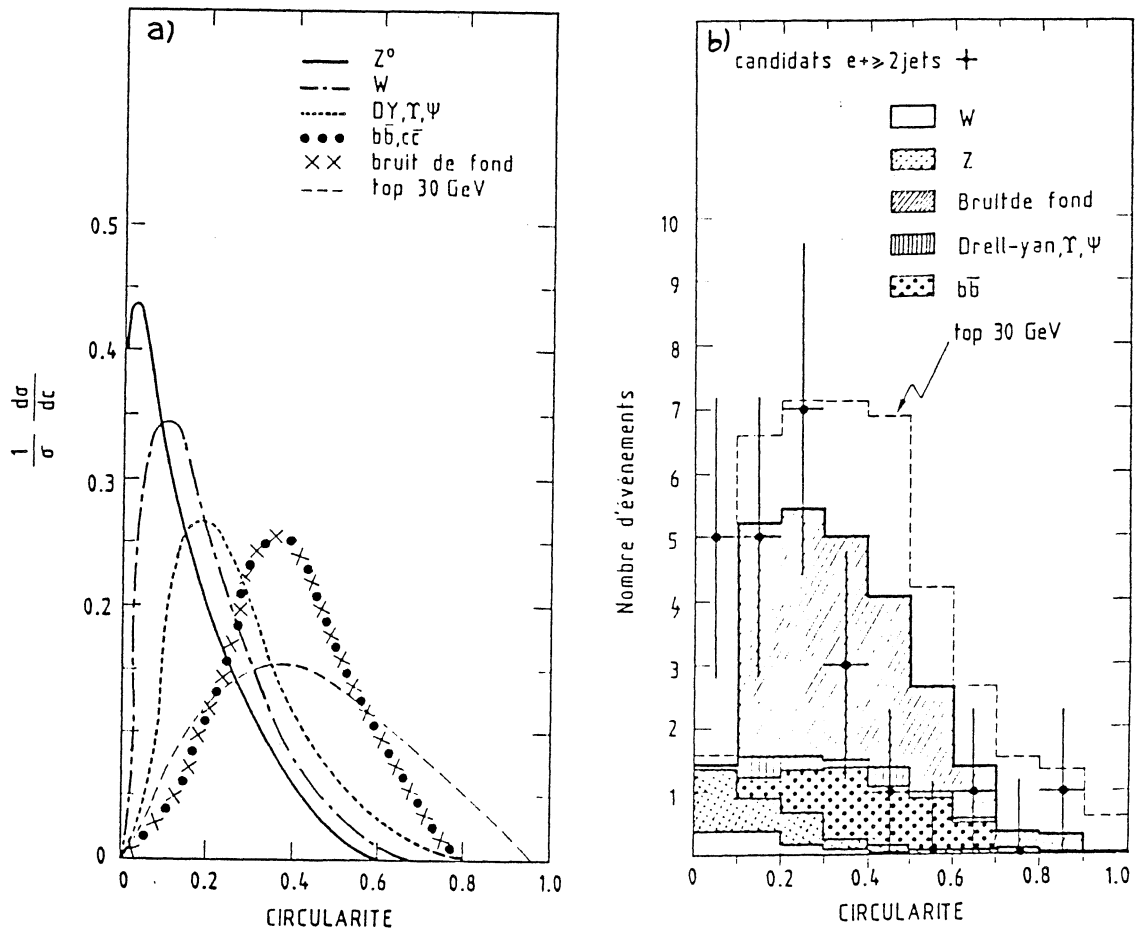


Fig. X.3 - Distribution de la circularité des événements à électron accompagné de 2 jets. a) distributions attendues, normalisées à la même aire afin de comparer leurs formes ; b) données comparées aux prédictions (normalisation absolue).

Pour $C > 0.5$, on observe deux événements (fig. X.3b). Le premier, à $C=0.60$, présente une structure d'étoile à trois branches (l'électron et les deux jets). La qualité de l'électron y est très bonne, ce qui en fait un éventuel candidat top. Cependant, l'énergie manquante de 6.5 GeV n'est pas significative, ce qui nous prive de cette signature supplémentaire en faveur du quark top. Le second, avec une circularité exceptionnelle de 0.86, a déjà été présenté au chapitre VI (fig. VI.6) ; la gerbe qui tient lieu de candidat électron dépose cependant 560 MeV dans le calorimètre hadronique, ce qui est très improbable pour un électron de 20 GeV d'énergie transverse ; cette gerbe ne provient donc probablement pas de la désintégration d'un quark top, puisque l'électron n'est probablement pas réel et, de toutes façons, il n'est pas bien isolé. On attend 4.4 événements des processus connus à $C > 0.5$ (0.16 W , 1.35 $b\bar{b}$, 0.25 Drell-Yan, 0.16 Z^0 , et 2.5 événements de bruit de fond hadronique), à comparer à ces deux événements. Pour $C > 0.6$, on attend 2.2 événements. Nous pouvons donc considérer qu'il n'y a pas d'excès attribuable au top et nous allons en déduire une limite sur sa masse.

Pour cela, nous définissons la limite à 90% (respectivement 95%) de niveau de confiance comme étant la masse du top pour laquelle la probabilité d'observer zéro événement est de 10% (respectivement 5%), en supposant des fluctuations poissonniennes autour de la valeur attendue. On obtient ainsi les valeurs indiquées sur la figure X.4, pour la section efficace "EUROJET" de référence donnée au chapitre V :

$$m_{\text{top}} > 37 \pm 1.2 \text{ GeV (90\% C.L.)},$$

$$> 33 \pm 1.5 \text{ GeV (95\% C.L.)},$$

Sur la figure X.4 nous avons montré en plus du nombre maximum d'événements top compatible avec nos données, aux niveaux de confiance de 90% et 95%, les contributions attendues indépendamment pour $t\bar{t}$ (pour la section efficace de référence) et $t\bar{b}$. On voit que, malheureusement, nous ne sommes pas sensibles, avec la statistique dont nous disposons actuellement, à la production de $t\bar{b}$ seule. Nos limites sont donc soumises à l'incertitude d'un facteur de l'ordre de 2 sur la section efficace $t\bar{t}$.

Notons que de manière générale, la détermination des limites dépend de la méthode et des coupures utilisées, surtout à basse statistique. Il n'y a pas de consensus sur ce point. Par exemple, on aurait pu déterminer la limite sur la base des événements à $C > 0.5$: on a alors toujours deux événements observés, mais on en attend 4.4. Les limites obtenues de cette façon seraient donc plus contraignantes, mais on pourrait les critiquer en opposant que leur qualité apparente est due à une fluctuation statistique vers le bas du signal observé. Notre choix de la coupure $C > 0.6$ est donc, ici encore, guidé par la prudence.

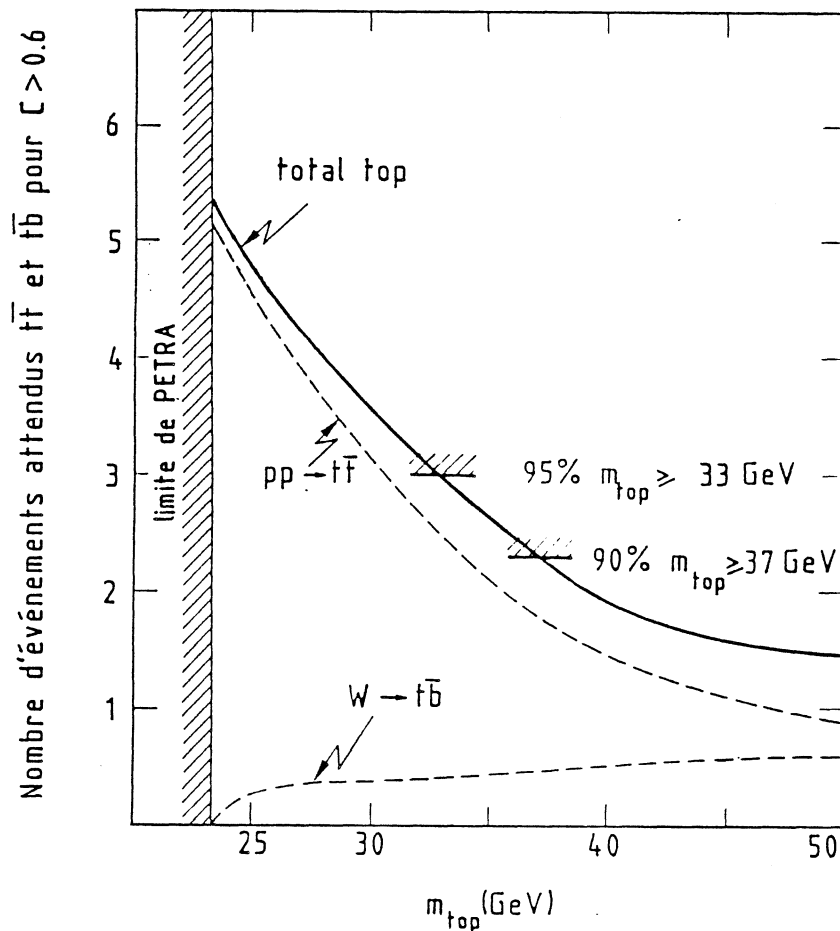


Fig. X.4 - Nombre d'événements "top" **attendus** à grande circularité ($C > 0.6$), dans nos coupures, en fonction de m_{top} , pour la section efficace $t\bar{t}$ de référence donnée au chapitre V. Les contributions dues à $t\bar{b}$ et $t\bar{t}$ sont indiquées séparément en tirets.

Dans la suite, nous allons déduire d'autres limites, à partir de la totalité des événements, sur la base du nombre d'événements seul. Nous étudierons alors plus en détails les effets systématiques et la dépendance des limites avec la section efficace de production $t\bar{t}$.

c) Autres distributions

Dans cette section, nous allons comparer d'autres distributions cinématiques et instrumentales afin de vérifier la cohérence des résultats. Ceci constitue un aperçu de l'ensemble des vérifications que nous avons effectuées afin de confirmer notre analyse.

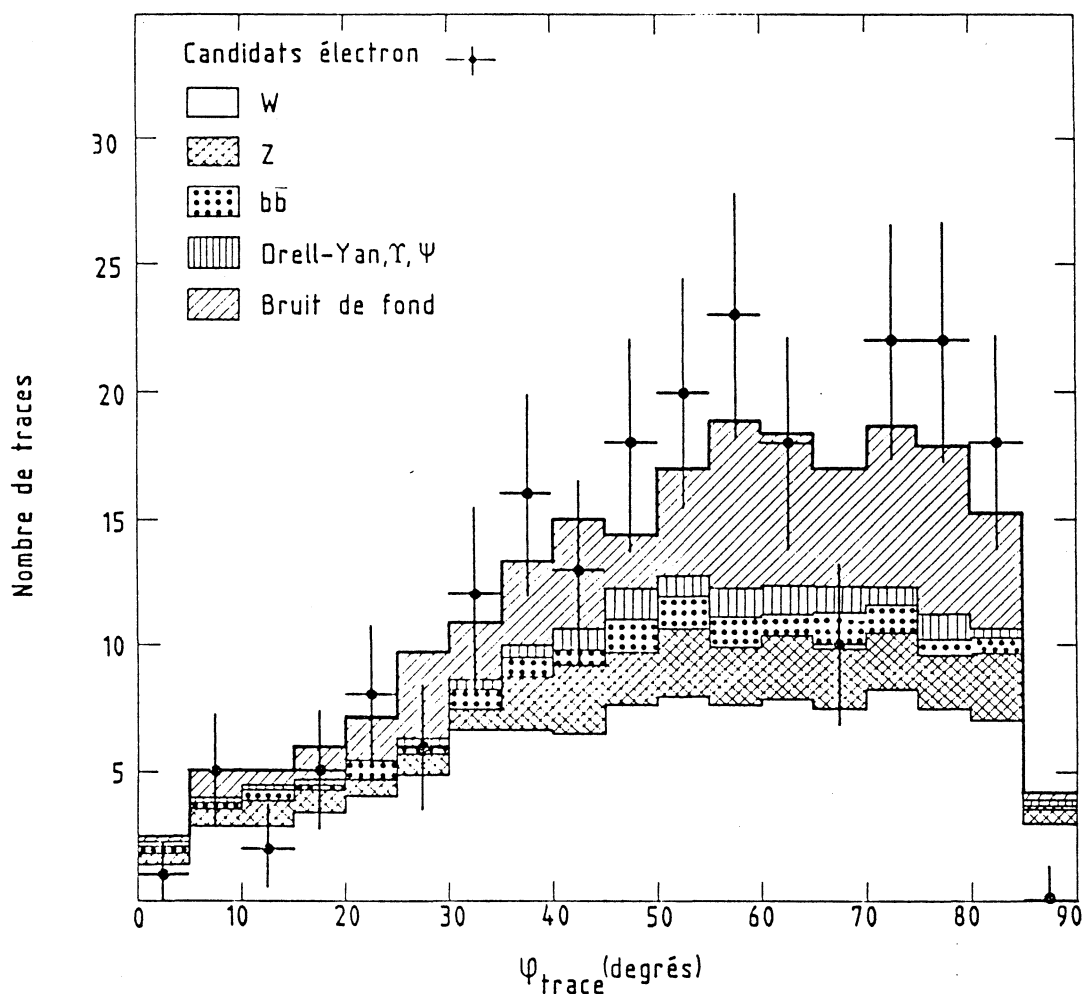


Fig. X.5 - Distribution de l'angle azimutal des traces chargées des candidats électron, comparée aux prédictions des Monte-Carlo et de l'étude de bruit de fond. L'anisotropie constatée est due à la coupure en longueur de trace projetée perpendiculairement au champ magnétique ($\phi=0$) imposée dans notre sélection.

Nous montrons d'abord la distribution de l'angle azimutal ϕ de la trace chargée du candidat électron (fig. X.5). Pour augmenter la statistique, nous avons replié les 4 quadrants en un, de telle sorte que ϕ est l'angle entre le champ magnétique et la trace. L'anisotropie

évidente observée est bien prédite par les Monte-Carlo. Elle est l'effet de la coupure à 40 cm sur la longueur projetée de la trace qui garantit une bonne mesure de l'impulsion ; en effet, les traces proches du champ magnétique (ϕ proche de 0) ont une longueur projetée sur le plan perpendiculaire à celui-ci petite, et ne passent donc pas la coupure.

La figure X.6 montre la distribution d'isolation calorimétrique, c'est-à-dire de la somme des énergies transverses des traces calorimétriques dans le cône $\Delta R < 0.7$ axé sur le candidat électron. On constate qu'il n'y a pas d'excès visible d'amas isolés.

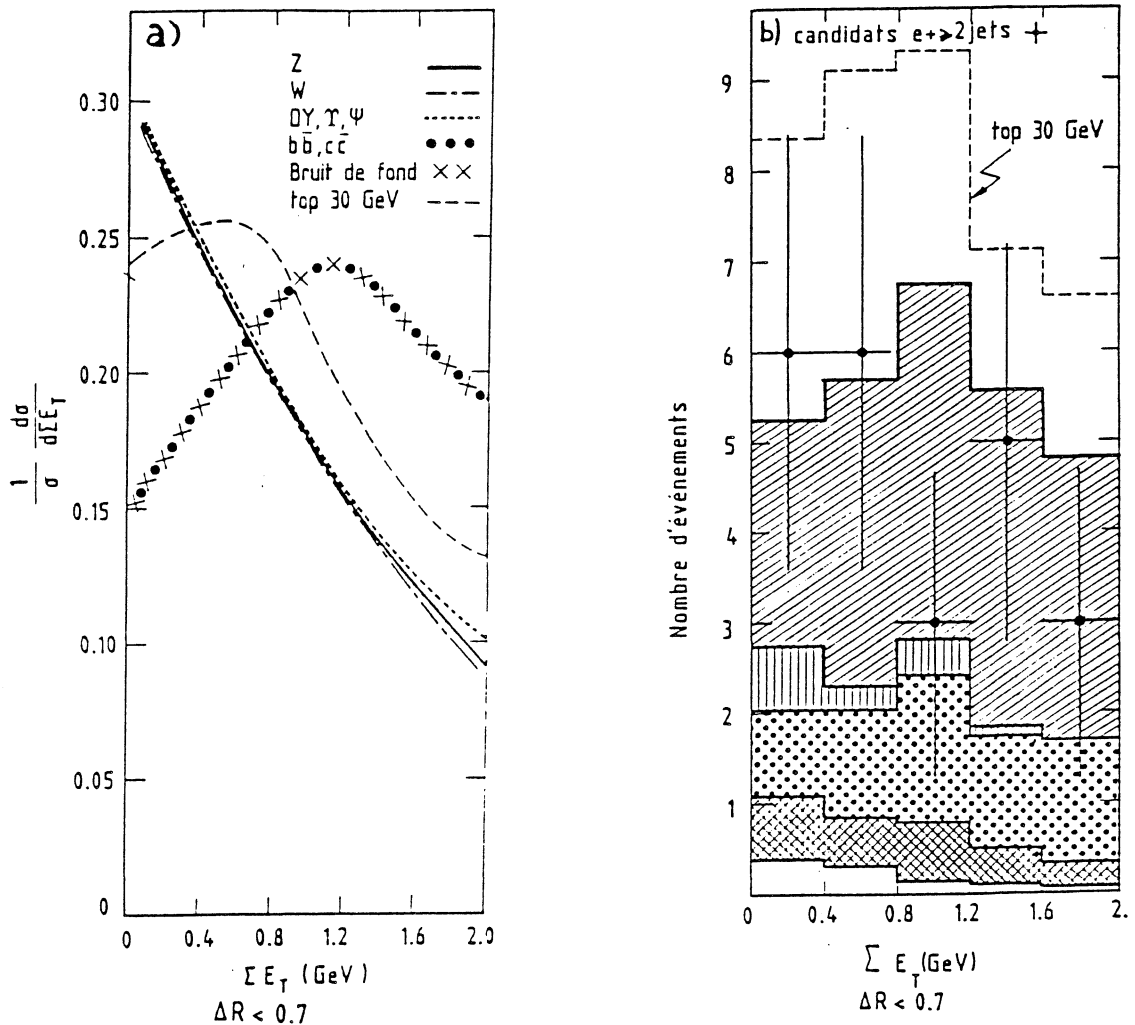


Fig. X.6 - Distribution de la somme des énergies transverses des cellules du calorimètre dans un cône $\Delta R < 0.7$ autour de l'électron.
a) distributions attendues des différentes contributions, normalisées à la même aire.
b) données expérimentales, comparées aux prédictions : candidats électron accompagné d'au moins deux jets.

La distribution d'énergie transverse du jet le plus dur de l'événement est représentée sur la figure X.7, pour tous les candidats

accompagnés d'au moins un jet. La partie à grand E_t^{j1} de ce spectre est dominée par le Z^0 , puisque dans ces événements, le deuxième électron de désintégration est compté comme jet. La contribution relative attendue du quark top est faible, et cette distribution ne peut être utilisée pour la mettre en évidence. Remarquons cependant que dans $W \rightarrow t\bar{b}$, le **jet le plus dur** de l'événement est généralement le jet $\bar{b}$ de recul, qui, en tant que produit d'une désintégration à deux corps d'un objet massif (le W), a un comportement de jacobien : sa distribution présente un pic à une énergie transverse de $(M_W^2 - m_{\text{top}}^2)/2M_W$. Ce pic se situe à 31 GeV pour un top de 40 GeV, et à 19 GeV pour un top de 60 GeV. Malheureusement, cette caractéristique risque de ne pas s'avérer très utile ; en effet, si la masse du top est relativement basse (jusqu'à 50 GeV environ), la production par QCD de $t\bar{t}$ (sans jacobien) domine sur la production de $W \rightarrow t\bar{b}$, et si la masse du top est plus grande, le pic du jacobien est trop bas pour apparaître : il est noyé dans le bruit de fond, et surtout, il est à proximité de la coupure presque inévitable $E_t^{\text{jet}1} > 12$ GeV.

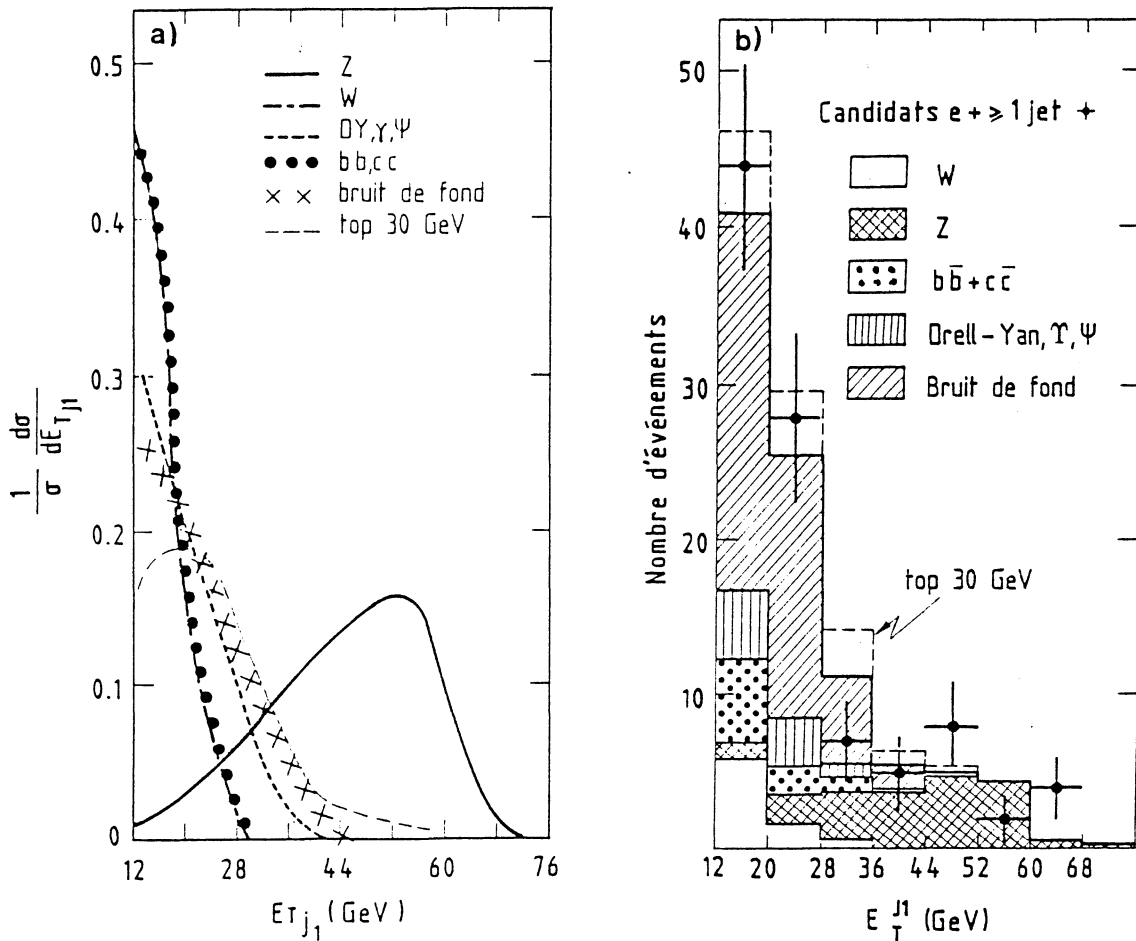


Fig. X.7 - Distribution de l'énergie transverse du jet le plus dur de l'événement :

- a) distributions attendues des différentes contributions, normalisées à la même aire;
- b) données expérimentales, comparées aux prédictions : candidats électron accompagné d'au moins un jet.

Pour les candidats électron accompagné d'au moins deux jets, l'énergie transverse du **deuxième jet** est histogrammée sur la figure X.8. Ici encore, la différence de forme entre la contribution éventuelle de top et la somme des contributions attendues est trop faible pour pouvoir en déduire une limite sur la masse du top.

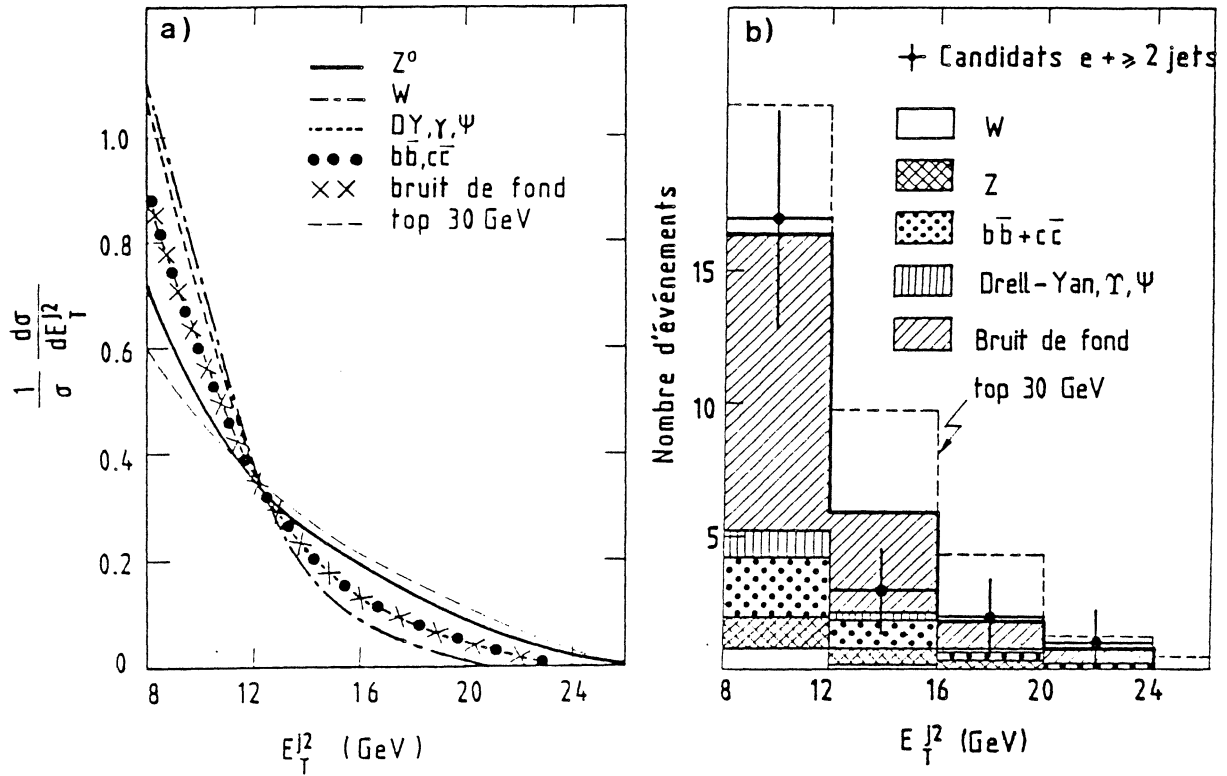


Fig. X.8 - Distribution de l'énergie transverse du deuxième jet.
a) distributions attendues des différentes contributions, normalisées à la même aire;
b) données expérimentales, comparées aux prédictions : candidats électron accompagné d'au moins deux jets.

Si le spectre de E_T^{jet2} n'est pas un bon "révélateur" de la présence éventuelle du top, la distribution angulaire de ce deuxième jet à la production, par contre, devrait l'être, car dans le cas du top, ce jet est un produit de désintégration d'une particule produite centralement.

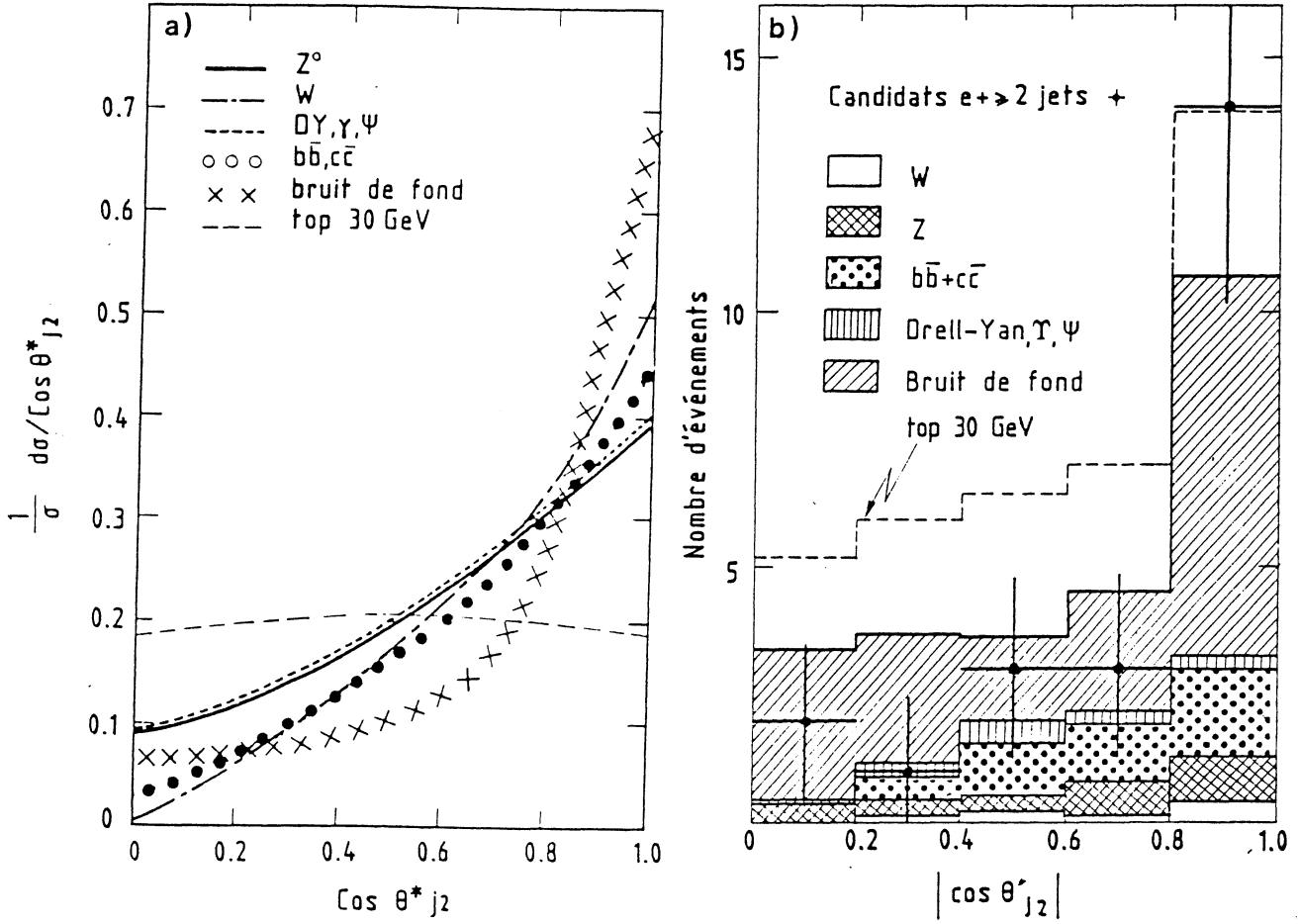


Fig. X.9 - Distribution de $\cos \theta^*_{j2}$ (voir texte) ;

a) distributions attendues des différentes contributions, normalisées à la même aire;
 b) données expérimentales, comparées aux prédictions : candidats électron accompagné d'au moins deux jets.

Effectivement l'ensemble de nos candidats marquent un pic très prononcé (fig. X.9b) à grand $\cos \theta^*_{j2}$, où θ^*_{j2} est l'angle entre l'axe des antiprotons incidents et le jet 2 dans le référentiel du centre de masse de l'électron et des deux jets, qui est aussi approximativement (si l'on néglige le neutrino) le référentiel de la collision dure. Cela signifie que le deuxième jet a tendance à être émis à petit angle, comme on attend d'un jet de Bremsstrahlung. La figure X.9a montre bien le contraste entre l'isotropie angulaire attendue dans le cas du top et l'émission

préférentiellement vers l'avant du jet de Bremsstrahlung dans toutes les autres contributions. Cette distribution est la preuve que notre échantillon n'est pas dominé par la production de quark top.

Enfin, la distribution de l'angle entre la projection sur le plan transverse de l'impulsion du candidat électron et celle du deuxième jet est représentée sur la figure X.10. L'effet de la coupure d'isolation est d'appauvrir la région à faible $\Delta\phi$.

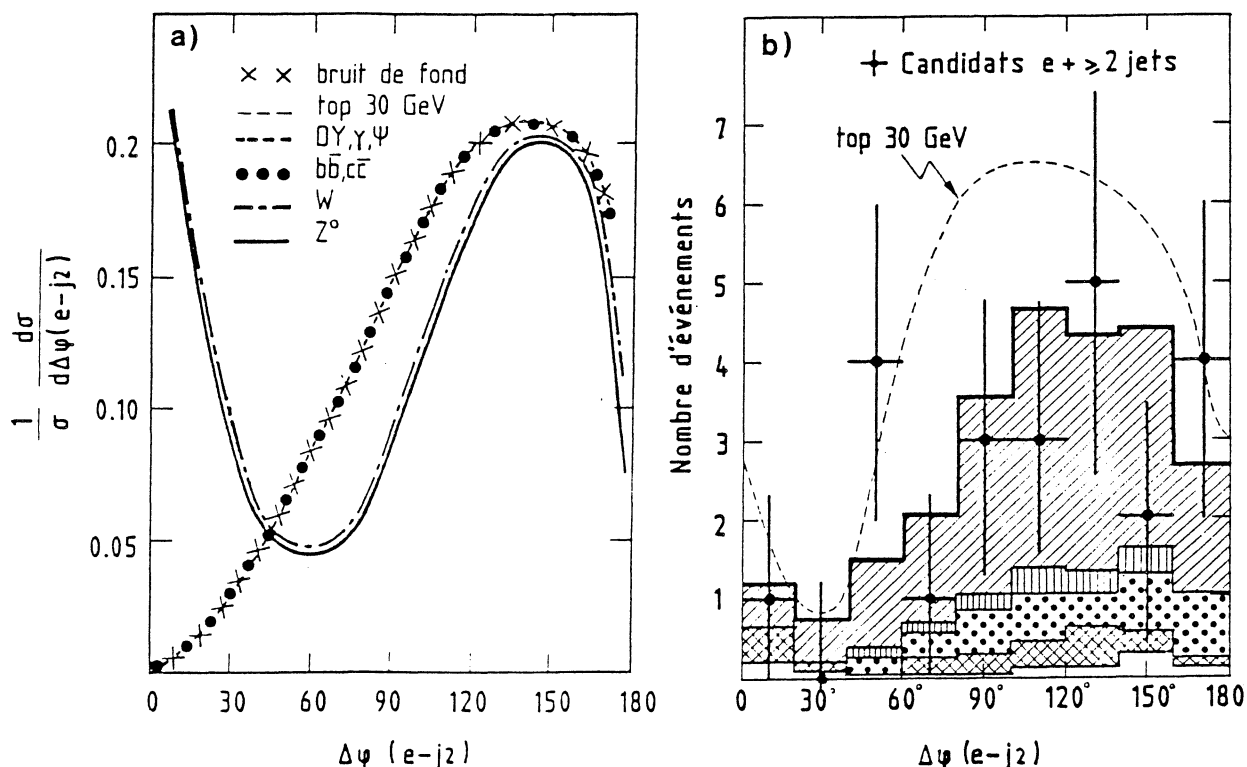


Fig. X.10 - Distribution de l'angle entre le jet 2 et l'électron, en projection dans le plan transverse.

a) distributions attendues des différentes contributions, normalisées à la même aire;

b) données expérimentales, comparées aux prédictions : candidats électron accompagné d'au moins deux jets.

Dans toutes ces distributions, on note un bon accord entre les prédictions sans contribution de quark top et les observations. Ceci indique que nous comprenons bien ces événements à l'aide des processus connus et de notre estimation de bruit de fond. Dans tous les cas, une contribution notable de production de top viendrait nuire à cet accord. On notera cependant l'importante contribution du bruit de fond hadronique et sa ressemblance avec la contribution attendue de quark top ; cette

ressemblance peut, à basse statistique, faire apparaître un faux signal de top.

Puisque l'étude des distributions différentielles n'a donné aucun indice de la production de top, nous allons maintenant utiliser la comparaison entre les nombres attendus et les nombres observés pour tenter de fixer une limite sur la section efficace de production de $t\bar{t}$, et, profitant de la forte décroissance de cette section efficace telle qu'elle est prédite par le modèle standard en fonction de m_{top} , nous pourrions en déduire une limite inférieure sur m_{top} .

5 - Limites sur $\sigma_{t\bar{t}}$ et m_{top} à partir des nombres absolus seuls.

a) Première méthode.

Pour déduire de la limite sur l'excès d'événements déterminée au paragraphe 2 une limite sur la section efficace totale $t\bar{t}$ ou la masse du top, nous devons diviser ces nombres par l'efficacité de détection et de sélection, qui dépend de la masse du quark top (fig. X.11), après avoir soustrait la contribution attendue de $W \rightarrow t\bar{b}$. Rappelons que cette contribution est bien connue, car elle est normalisée sur la mesure de $W \rightarrow e\nu$. Nous obtenons le résultat indiqué sur la figure X.12, qui représente les limites pour les niveaux de confiance 90% et 95% dans le plan $(\sigma_{t\bar{t}}, m_{\text{top}})$. Nous avons aussi indiqué les valeurs de $\sigma_{t\bar{t}}$ en fonction de m_{top} , attendues d'après QCD et estimées à l'aide d'EUROJET ($f=1$), ainsi que ces valeurs divisées par 2 ($f=0.5$) et multipliées par 2 ($f=2.$), afin de donner une idée de l'incertitude associée à ces estimations (voir chap. V). Notons que pour $f=0.5$, toute contrainte sur le top disparaît : la limite obtenue alors n'est pas meilleure que celle de PETRA ($m_{\text{top}} < 23.3$ GeV).

Nous pouvons aussi comparer directement les nombres observés avec les nombres attendus après simulation complète des inefficacités de détection et de sélection. Ces nombres sont indiqués pour les valeurs 25, 30, 40, et 50 GeV de m_{top} , dans le tableau X.3. Ils correspondent à une section efficace totale $t\bar{t}$ σ_{tt}^{ref} indiquée dans le tableau V.1, qui sera notre section efficace de référence. La partie $t\bar{t}$ comporte une incertitude de 15% liée à la luminosité. Cette incertitude n'affecte pas la contribution $W \rightarrow t\bar{b}$, puisque celle-ci a été normalisée sur la section efficace $W \rightarrow e\nu$, mesurée à l'aide des mêmes données.

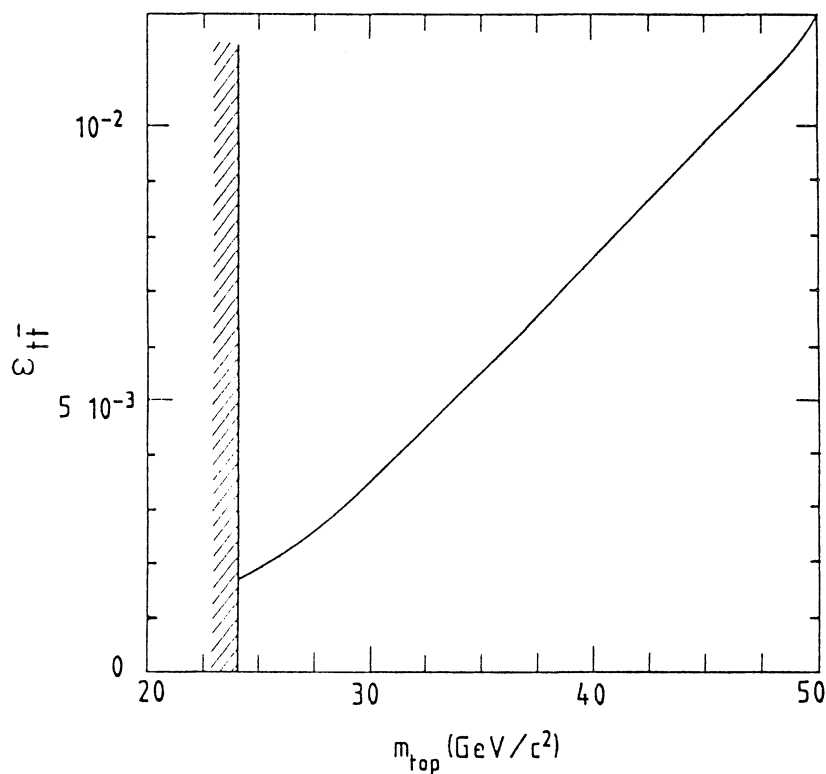


Fig. X.11 - Efficacité de notre sélection d'événements $t\bar{t}$, en fonction de m_{top} , telle qu'elle est évaluée par Monte-Carlo, dans le cadre conventionnel de production, fragmentation et désintégration du top, qui a été présenté au chapitre II, et simulé à l'aide du générateur ISAJET et de la simulation complète de la détection et de notre sélection d'événements "électrons isolés accompagnés de deux jets.

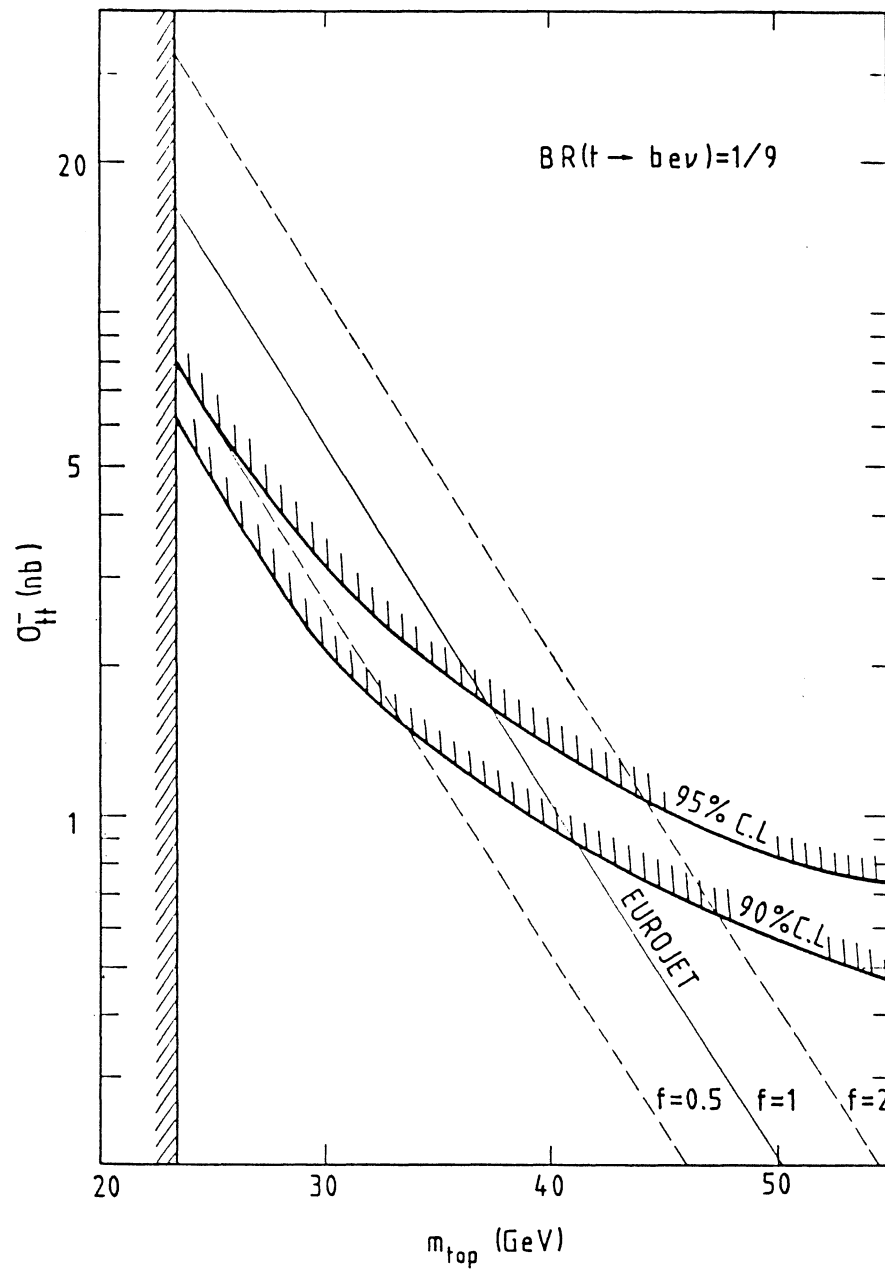


Fig. X.12 - Limites obtenues dans le plan $(\sigma_{t\bar{t}}, m_{top})$, avec la première méthode d'estimation du fond. La prédiction de QCD estimée à l'aide d'EUROJET est indiquée, ainsi que cette prédiction divisée par 2, et celle-ci multipliée par 2, pour illustrer l'incertitude. On voit que si $f < 0.5$, la limite disparaît. Cependant, f est plus probablement supérieur à 1.

Tableau X.3. Répartition des traces des événements Monte-Carlo selon X_1 , le nombre de jets accompagnant l'électron, et l'appartenance ou non à la zone "signal", pour les processus $p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}$ et $W \rightarrow t\bar{b}$, pour différentes masses du quark top.

$m_{\text{top}} = 25 \text{ GeV}$

$X_1 < -1.5$				$X_1 > -1.5$			
	0 jet	1 jet	≥ 2 jets		0 jet	1 jet	≥ 2 jets
F	<0.1	<0.1	0.1	F	0.4	0.8	1.6
S	0.8	0.8	1.9	S	3.6	6.7	16.

$m_{\text{top}} = 30 \text{ GeV}$

$X_1 < -1.5$				$X_1 > -1.5$			
	0 jet	1 jet	≥ 2 jets		0 jet	1 jet	≥ 2 jets
F	0.1	0.1	0.2	F	0.3	0.7	1.4
S	0.3	0.4	1.9	S	2.3	5.7	12.7

$m_{\text{top}} = 40 \text{ GeV}$

$X_1 < -1.5$				$X_1 > -1.5$			
	0 jet	1 jet	≥ 2 jets		0 jet	1 jet	≥ 2 jets
F	<0.1	<0.1	<0.1	F	0.2	0.8	0.7
S	0.3	0.5	1.2	S	1.4	3.3	7.4

$m_{\text{top}} = 50 \text{ GeV}$

$X_1 < -1.5$				$X_1 > -1.5$			
	0 jet	1 jet	≥ 2 jets		0 jet	1 jet	≥ 2 jets
F	<0.1	0.1	0.1	F	0.1	0.1	0.7
S	0.2	0.5	0.9	S	1.7	3.1	4.8

Le nombre d'événements électron ≥ 2 jets attendus dans nos coupures, provenant de la production de quark top, pour cette section efficace

de référence, est indiqué en fonction de la masse du top sur la figure X.13. Nous en déduisons des limites sur la masse du quark top. La première incertitude découle de l'incertitude systématique sur l'excès d'événements, la deuxième provient de l'incertitude sur la luminosité. L'incertitude sur la répartition en topologies (nombre de jets) est beaucoup moindre dans le cas du top que dans le cas de $b\bar{b}$ et $c\bar{c}$, cette répartition étant définie essentiellement par la cinématique (grande masse et donc grande énergie disponible à la désintégration du top).

$$m_{\text{top}} > 42 \pm 2.5 \pm 3.2 \text{ GeV à 90\% de niveau de confiance,}$$

$$> 38 \pm 2.5 \pm 3.2 \text{ GeV à 95\% de niveau de confiance,}$$

pour la section efficace de référence.

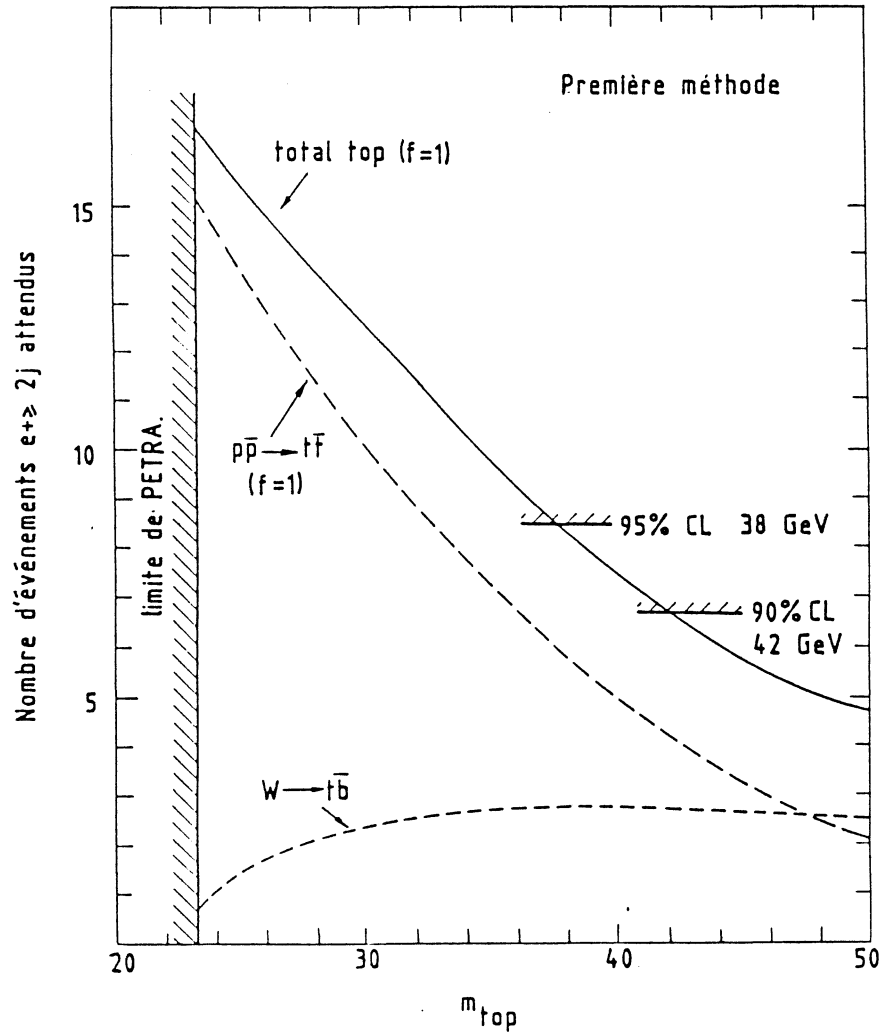


Fig. X.13 - Nombre de candidats "électron accompagné d'au moins deux jets" attendus des sources "top" dans notre sélection (première méthode d'estimation du bruit de fond), en fonction de m_{top} . Les limites à 90% et 95% de niveau de confiance sont indiquées, avec la barre d'erreurs systématiques.

Comment varient ces limites si on suppose d'autres valeurs de la section efficace $t\bar{t}$? Nous notons $f = \sigma_{t\bar{t}} / \sigma_{t\bar{t}}^{\text{ref}}$, et nous considérons dans la suite des valeurs de f de 0.5 à 2. Sur la figure X.14, nous avons représenté le niveau de confiance en fonction de la limite obtenue pour les valeurs de f : 0.5, 0.75, 1., 1.5 et 2. Les erreurs systématiques sur la limite sont toujours de $\pm 2.5 \pm 3.2$ GeV. Enfin, sur la figure VIII.15, nous donnons les limites à 90%, et 95% de niveau de confiance dans le plan (f, m_{top}) . Les valeurs de f pour différents choix des fonctions de structure, de l'échelle Q^2 choisie pour l'évolution d' α_s , et de l'ordre dans la série de perturbation auquel le calcul est poussé (α_s^2 ou α_s^3), ont été données dans le tableau V.2.. Rappelons que la section efficace de référence $\sigma_{t\bar{t}}^{\text{ref}}$ n'est pas la contribution à l'ordre le plus bas, mais qu'elle contient une évaluation de l'ordre α_s^3 , qui correspond à un facteur correctif de 1.4 à 1.5.

Ces limites améliorent nettement celles données par PETRA à 23.3 GeV. La contrainte apportée par ces limites est atténuée avant tout par l'incertitude sur le bruit de fond, donc sur la statistique disponible pour l'évaluer. Un meilleur contrôle du bruit de fond pourrait permettre d'augmenter notre sensibilité jusqu'à des masses de l'ordre de 50 GeV pour $f=1$. A notre niveau de statistique, nous ne sommes pas sensibles à la contribution $W \rightarrow t\bar{b}$ seule, comme le montre à nouveau la figure X.13.

Toutes ces limites étaient données en supposant un rapport d'embranchement de 1/9 du top en $q\nu$. Bien entendu, ces limites disparaissent si le top ne se désintègre pas semi-leptoniquement, ou si le rapport d'embranchement est beaucoup plus faible. Ce serait le cas si, par exemple, il existait un boson de Higgs chargé de masse inférieure à celle du W, car alors le top pourrait se désintégrer préférentiellement en $bH^\pm$, et le $H^\pm$ aurait un rapport d'embranchement très faible en $e\nu$.

Notons aussi que la grande incertitude sur la section efficace $t\bar{t}$, que nous avons discutée au chapitre V, rend impossible la détermination d'une limite sur m_{top} seule. Si la section efficace $t\bar{t}$ est deux fois plus petite que notre section efficace de référence, c'est-à-dire si $f=0.5$, on échappe presque à la limite de PETRA au niveau de confiance de 95%. Cependant, $f=1$ semble être une valeur raisonnable, même plutôt basse, de la section efficace $t\bar{t}$, et les plus récentes mesures de

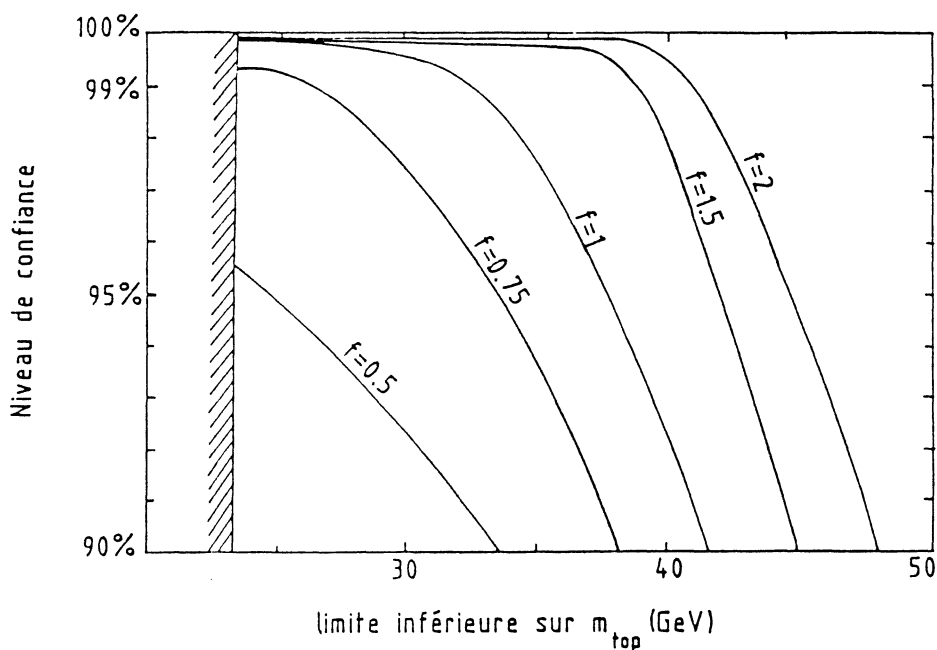


Fig. X.14 - Niveau de confiance en fonction de la limite inférieure sur la masse du top obtenue par la première méthode, pour la section efficace $t\bar{t}$ de référence ($f=1$), et d'autres valeurs de la section efficace $t\bar{t}$.

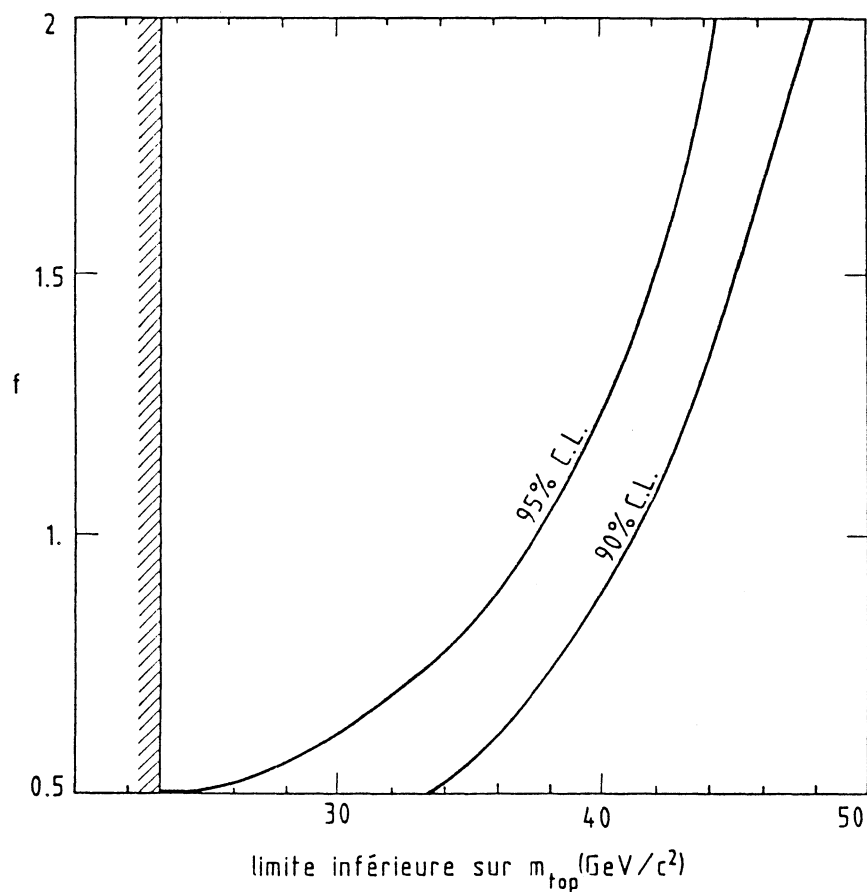


Fig. X.15 - $f = \sigma_{t\bar{t}}^{vraie} / \sigma_{t\bar{t}}^{EUROJET}$ en fonction de la limite inférieure sur m_{top} , pour divers niveaux de confiance. Noter que $\sigma_{t\bar{t}}^{EUROJET}$ contient déjà un facteur "K" de 1.4 à 1.5 pour tenir compte du deuxième ordre de la série de perturbation.

fonctions de structure favorisent plutôt la paramétrisation GHR (voir chap. XII), qui donne des sections efficaces 40% plus hautes (chap. V). Tout récemment, des calculs complets (encore préliminaires, par K. Ellis et T. Nason), conduits à l'ordre α_s^3 , incluant les corrections virtuelles, on confirmé que la contribution de l'ordre α_s^3 devait être importante : le "facteur K" a été estimé à 1.7 pour le choix de l'échelle m_{top}^2 , qui donne déjà des sections efficaces plus grandes que celle que nous avons utilisée ($p_t^{2+m_{\text{top}}^2}$). La valeur d'EUROJET qui donne $K=1.4$ à 1.5 est donc probablement une sous-estimation.

b) Deuxième méthode.

La première méthode d'estimation du bruit de fond nous a conduits à un signal de $3.6^{+6,1}_{-9,9} \pm 0.3$. Le signal attendu des processus connus était de 6.1 ± 1.1 . L'excès d'électrons était donc de $-2.5^{+6,1}_{-9,9} \pm 0.3 \pm 1.1$. Cet excès étant parfaitement compatible avec zéro, quoique négatif, il était donc tout-à-fait justifié de prendre les limites à 90% et 95% de niveau de confiance.

Quant à la deuxième méthode, elle nous a conduit, dans des coupures légèrement différentes, à un signal d'électrons de 3.5 ± 3.5 événements, alors que le signal attendu était de 9.0 ± 2.0 événements. L'excès d'électrons est donc de $-5.5 \pm 3.5 \pm 2.0$ (la première incertitude est la statistique sur le bruit de fond, la deuxième est la systématique sur l'estimation Monte-Carlo). Notons que l'erreur systématique sur la prédiction Monte-Carlo est dominée par l'incertitude sur la contribution $b\bar{b} + c\bar{c}$. Cette contribution a été extrapolée par un modèle Monte-Carlo fondée sur QCD (Bremsstrahlung) et des considérations phénoménologiques (fonctions de fragmentation). Nous n'avons pas de test de la validité de cette extrapolation, mais le succès de ce modèle pour décrire les données dans d'autres conditions d'isolation ou de coupures sur les jets nous permettent de supposer sa validité, ce que nous ferons dans la suite.

Ici, la détermination d'une limite supérieure sur ce nombre est plus critique que dans le cas précédent. En effet, la probabilité poissonnienne d'observer moins de 4 événements quand on en attend 9 est assez faible: 5%. Ce défaut d'événements est donc assez improbable. On peut l'interpréter de deux manières :

- Les systématiques pourraient être plus grandes que celles que nous avons citées ; quoique cette hypothèse ne puisse être rejetée, nous ne la considérons pas ; remarquons que, dans les incertitudes systématiques citées, l'accord est suffisamment bon pour être reconnu.

- Une fluctuation aléatoire vers le bas d'une probabilité de 5% reste du domaine du possible ; c'est le point de vue que nous adoptons (bien entendu, ces deux effets peuvent conspirer pour mener à un défaut d'événements tel que nous l'observons).

Dans cette optique, peut-on utiliser ces nombres pour déduire des limites?

La communauté des physiciens est partagée sur ce point en deux camps, que l'on peut appeler les "non-bayesiens" et les "bayesiens". Pour les non-bayesiens, la réponse est oui. Leurs arguments : la fluctuation vers le bas observée est facilitée par l'absence d'excès d'électrons, donc l'absence d'une source supplémentaire d'électrons, le top ; il est donc normal que le fait de trouver une valeur négative de l'excès conduise à une limite plus contraignante. Les bayesiens objectent que l'on utilise un résultat non-physique - ici, un nombre d'événements "top" observés négatif - pour tirer des conclusions. Il n'y a pas de consensus sur ce point. La plupart des physiciens, de non-bayesiens, deviennent bayesiens lorsqu'ils observent moins d'événements que ne le prévoit leur étude de bruit de fond.

Ayant adopté le premier point de vue dans le paragraphe précédent, nous adoptons ici le second.

Le problème qui nous est posé est donc le suivant : sachant que l'on observe q événements et que l'on attend un bruit de fond de b événements, quel est le nombre maximal d'événements de signal, n_α , compatibles avec l'observation avec un niveau de confiance de $1-\alpha$? Autrement dit, quelle est la limite supérieure sur le nombre d'événements de signal au niveau de confiance $1-\alpha$?

La méthode habituelle consiste à chercher n_α tel que la probabilité d'observer au plus q événements sachant qu'on en attend $n_\alpha + b$, en moyenne, est inférieure à α :

$$P(\leq q \mid n_{\alpha} + b) < \alpha.$$

Cette méthode présente une difficulté si b est grand, et q petit; par exemple, si l'on attend 10 événements de bruit de fond, et que 2 seulement sont observés. On voit qu'alors, même la probabilité d'avoir $n_{\alpha}=0$ est très petite. Elle est de :

$$e^{-10} (1+10+10^2/2) \approx 2.8 \cdot 10^{-3},$$

et il est donc impossible de demander une limite à 90% de niveau de confiance. Bien entendu, il est très improbable que ce problème ne se pose, puisqu'il est très improbable d'observer 2 événements ou moins si l'on en attend 10. Cependant, lorsque ceci se produit, on souhaiterait pouvoir exprimer que la probabilité d'un signal de 20 événements, par exemple, est très faible. Pour cela, on définit n_{α} tel que :

$$1 - \alpha = \frac{\int_0^{n_{\alpha}} P(q|b+x) dx}{\int_0^{\infty} P(q|b+x) dx} \quad (X.1)$$

Autrement dit, on renormalise la probabilité d'avoir au plus n_{α} événements de signal sachant que l'on en a observés q et que l'on en attendait b , à la probabilité de se trouver dans ces conditions, en faisant l'hypothèse, dans l'ignorance de la vraie valeur du signal x , que toutes les lois de Poisson $P(b|b+x)$, pour chaque valeur de x , sont équiprobables. C'est l'hypothèse de Bayes [X.2]

Afin de comprendre concrètement la signification de la formule (X.1), reportons-nous au tableau X.3. Il représente le "paysage probabiliste" du problème que nous voulons traiter. Nous effectuons une expérience pour chercher à mettre en évidence un signal de x événements, inconnu; nous attendons un bruit de fond b supposé parfaitement connu. Le résultat de l'expérience est q événements. Remarquons que, quoique connaissant parfaitement bien le bruit de fond attendu (par exemple 10 événements), il se peut que le bruit de fond **effectivement présent** parmi les q événements soit supérieur ou inférieur à b , par fluctuation statistique. Si l'on effectue un grand nombre de fois l'expérience, on trouvera en moyenne q très proche de $b+x$, et on pourra déduire $x \approx q-b$ avec une approximation aussi grande que l'on veut. Cependant, nous ne disposons que d'une expérience, et nous voudrions tout de même tirer de la

Tableau X.3

q \ x	x	0	1	2	3	...	x
	q	0	1	2	3	...	x
0		e^{-b}	$e^{-(b+1)}$	$e^{-(b+2)}$	$e^{-(b+3)}$		
1		$e^{-b} b$	$e^{-(b+1)} (b+1)$	$e^{-(b+2)} (b+2)$	$e^{-(b+3)} (b+3)$		
2		$e^{-b} b^2 / 2$	$e^{-(b+1)} \frac{(b+1)^2}{2}$	$e^{-(b+2)} \frac{(b+2)^2}{2}$	$e^{-(b+3)} \frac{(b+3)^2}{2}$		
3		$e^{-b} b^3 / 3!$	$e^{-(b+1)} \frac{(b+1)^3}{3!}$	$e^{-(b+2)} \frac{(b+2)^3}{3!}$	$e^{-(b+3)} \frac{(b+3)^3}{3!}$		
4		$e^{-b} b^4 / 4!$	$e^{-(b+1)} \frac{(b+1)^4}{4!}$	$e^{-(b+2)} \frac{(b+2)^4}{4!}$	$e^{-(b+3)} \frac{(b+3)^4}{4!}$		
.....							
q							$e^{-(b+x)} \frac{(b+x)^q}{q!}$

connaissance de b et q toute l'information possible sur x , en définissant la "probabilité" pour que x soit inférieur à une valeur donnée, ou réciproquement, en trouvant la valeur de x , n_α , telle que la probabilité pour que x excède cette valeur soit α . n_α est la limite supérieure sur x avec le niveau de confiance $1-\alpha$.

Dans le tableau X.3, nous avons inscrit, pour chaque valeur possible de x et de q , la probabilité d'observer q événements sachant que l'on attend b événements de bruit de fond, et x événements de signal, soit au total $b+x$ événements, en supposant que cette distribution suit une loi de Poisson de valeur moyenne $b+x$:

$$P(q|b+x) = e^{-(b+x)} \frac{(b+x)^q}{q!}$$

Supposons que l'expérience ait été effectuée, et ait donné un résultat q bien défini (par exemple $q=2$). Dès lors, seule la ligne $q=2$ du tableau est pertinente. Elle donne les probabilités relatives pour que le nombre observé 2 soit une fluctuation de $10+x$ événements, pour toutes les valeurs de x possibles. Dans l'ignorance de la valeur réelle de x , on les considère, avec Bayes, toutes avec le même poids. Ainsi, la probabilité pour que le signal attendu soit x est de :

$$\frac{e^{-(b+x)} \frac{(b+x)^q}{q!}}{\sum_{x'} e^{-(b+x')} \frac{(b+x')^q}{q!}}$$

et la probabilité pour que x soit inférieur à n_α est la somme de ces probabilités de $x=0$ à n_α . En remplaçant les sommations par des intégrales pour pouvoir considérer x et n_α comme des variables continues, on obtient l'expression (X.1) de $1-\alpha$. Il reste alors à résoudre cette équation pour n_α , par exemple avec $\alpha=5\%$ ou 10% , pour trouver les limites à 95% et 90% de niveau de confiance. Pour cela, nous avons utilisé une tabulation du second membre de la formule X.1, qui donne n_α en fonction de b et de q .

Dans l'exemple précédent ($q=2$, $b=10$), on trouve, par exemple, $n_\alpha < 2.7$ à 90% de niveau de confiance.

Dans le cas où $b=0$, l'intégrale du dénominateur de la relation (X.1) vaut 1 et les résultats des méthodes bayésienne et non-bayésienne coïncident.

Dans notre cas, nous avons observé $q=20$ événements à $X_1 > -1.5$ et $X_h < 0.05$ (voir fig. IX.10), et nous attendions $b=25.5 (\pm 4.0)$ événements (16.5 ± 3.5 de bruit de fond hadronique et 9.0 ± 2.0 des différents processus connus (les erreurs sont systématiques). Si l'on ne tient pas compte des incertitudes systématiques, la limite supérieure sur l'excès attribuable au top est: $n_{\text{top}} < 6.3$ à 90% et $n_{\text{top}} < 7.8$ à 95% C.L.

Pour tenir compte des incertitudes systématiques, nous considérons les deux cas extrêmes où le nombre d'événements observés a été systématiquement sous-estimé, et le nombre d'événements attendus a été sur-estimé et vice-versa. Nous obtenons ainsi :

$$n_{\text{top}} < 6.3^{+1.6}_{-1.1} \quad \text{à 90\% de N.C.}$$

$$n_{\text{top}} < 7.8^{+2.0}_{-1.1} \quad \text{à 95\% de N.C.}$$

En comparant avec le nombre d'événements attendus du top (fig. X.16), on obtient, sans tenir compte des systématiques :

$$m_{\text{top}} > 40.5 \text{ GeV à 90\% de N.C.}$$

$$m_{\text{top}} > 36.5 \text{ GeV à 95\% de N.C.}$$

Si, par prudence, on prend la barre d'erreur supérieure des systématiques, on obtient :

$$m_{\text{top}} > 35.5 \text{ GeV à 90\% de N.C.}$$

$$m_{\text{top}} > 32 \text{ GeV à 95\% de N.C.}$$

toujours pour la section efficace $t\bar{t}$ de référence. Ce dernier résultat inclut l'incertitude de 15% sur la luminosité pour la contribution $t\bar{t}$.

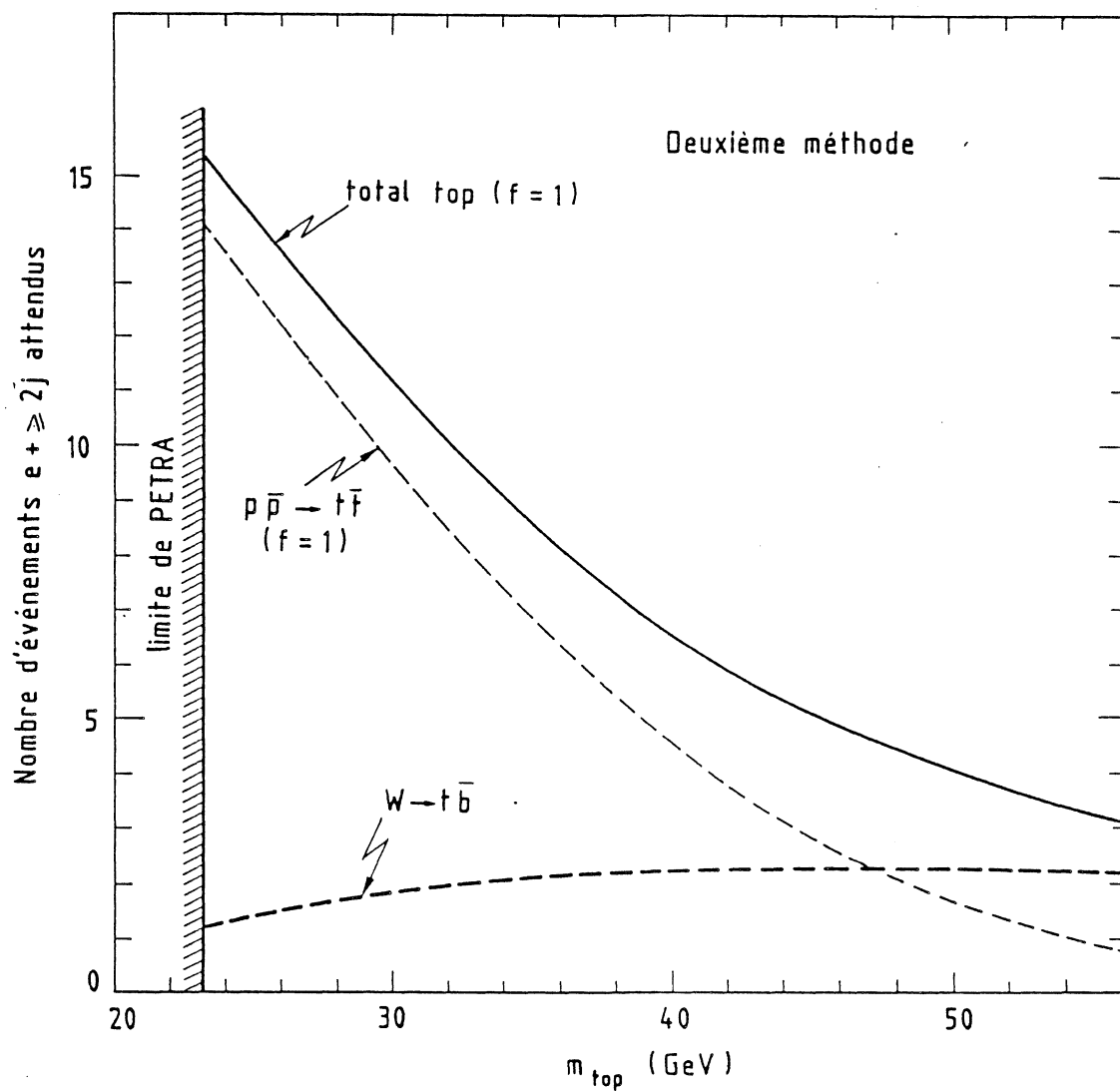


Fig. X.16 - Nombre de candidats "électron accompagné d'au moins deux jets" attendus des sources "top" dans notre sélection (deuxième méthode d'estimation du bruit de fond), en fonction de m_{top} .

6 - Conclusion.

Tous les moyens d'investigation que nous avons utilisés nous ont amenés à nous convaincre qu'il n'y avait pas de place pour une production notable de quark top. Cependant, la détermination précise d'une limite inférieure sur la masse de ce quark est rendue impossible par la grande incertitude qui règne encore actuellement sur la section efficace de production de paires de quarks top par QCD. Le processus QCD de production de paires $t\bar{t}$ est malheureusement encore nécessaire pour obtenir une limite sur la masse du quark top. Le nombre d'événements attendus de $W \rightarrow t\bar{b}$ est encore trop faible pour nous permettre de statuer sur la présence de top dans nos données sur cette seule base. Si l'augmentation de la luminosité autorisée par ACOL se concrétise, on sera alors sensible à $W \rightarrow t\bar{b}$ dans un domaine de m_{top} s'étendant au-delà de 70 GeV, par une analyse semblable à celle présentée ici (nous allons voir au chapitre suivant que cette sensibilité peut même être portée jusqu'à environ 100 GeV).

Toutefois, si l'on admet la section efficace EUROJET de production de paires de top, qui semble raisonnable, les limites inférieures à 95% de niveau de confiance statistique, en prenant en compte les incertitudes systématiques, nous semblent assez fiables :

$$m_{\text{top}} > 34 \text{ GeV (première méthode)}$$

$$m_{\text{top}} > 32 \text{ GeV (deuxième méthode)}.$$

La deuxième méthode donne une limite un peu plus faible, malgré la réduction de l'incertitude statistique sur le bruit de fond hadronique. Ceci vient de l'utilisation de la méthode de Bayes pour la déduction de la limite.

Ces limites s'abaissent à celle de PETRA si la section efficace de production $t\bar{t}$ est en réalité deux fois plus petite que la section efficace de référence supposée pour obtenir le résultat ci-dessus. Cette éven-

tualité paraît fort peu probable à la vue des calculs récents de K. Ellis et P. Nason que nous avons évoqués plus haut.

Toute cette recherche était fondée sur la désintégration semi-leptonique du quark top, tel qu'on l'attend dans le cadre du modèle standard. Si les rapports d'embranchement semi-leptoniques du quark top étaient beaucoup plus petits que la valeur supposée de 11% - par exemple s'il existe un Higgs chargé suffisamment léger devant le W pour que le top se désintègre via ce Higgs - ces résultats deviennent caducs.

Enfin, et c'est la dernière réserve que nous ferons sur nos résultats, les limites obtenues reposent sur deux aspects de la simulation qui concernent l'isolation de l'électron :

- la détermination de l'efficacité de détection et de sélection des événements top, que nous avons effectuée dans le cadre conventionnel de sa production, tel qu'il a été défini aux chapitres II et V,
- l'estimation de la contribution de $b\bar{b}$ et $c\bar{c}$ attendue dans nos données, qui repose sur une extrapolation de la distribution d'isolation et sur un modèle de simulation de la multiplicité des jets.

XI - ET SI m_{top} ETAIT PROCHE DE M_W ?

Chapitre XI.

Et si m_{top} était proche de M_W ?

1 - Introduction.

Nous avons vu au chapitre précédent que nous n'avions pas la moindre indication de la présence de top dans nos données. Ceci nous a permis de donner une limite inférieure sur la masse de ce quark ($m_{\text{top}} > 38 \pm 2.5 \pm 3.2$ GeV à 95% de N.C., pour notre section efficace de référence). D'autres analyses dans UA1 (une analyse indépendante sur les électrons et une analyse similaire sur les muons) confirment ces résultats et donnent même des limites plus hautes (voir chap. XIII). La limite issue de l'observation d'un mélange dans le système $B^0 - \bar{B}^0$ par l'expérience ARGUS, quoiqu'indirecte, est assez convaincante : $m_{\text{top}} > 50$ à 100 GeV. Les seules limites supérieures fermes proviennent de la mesure des paramètres du modèle standard, et elles imposent $m_{\text{top}} < 200$ GeV (voir chapitre introductif).

Dès lors, il n'est pas absurde de se demander ce qui se passerait si cette masse était de l'ordre de celle du W ou davantage. C'est l'objet de ce chapitre.

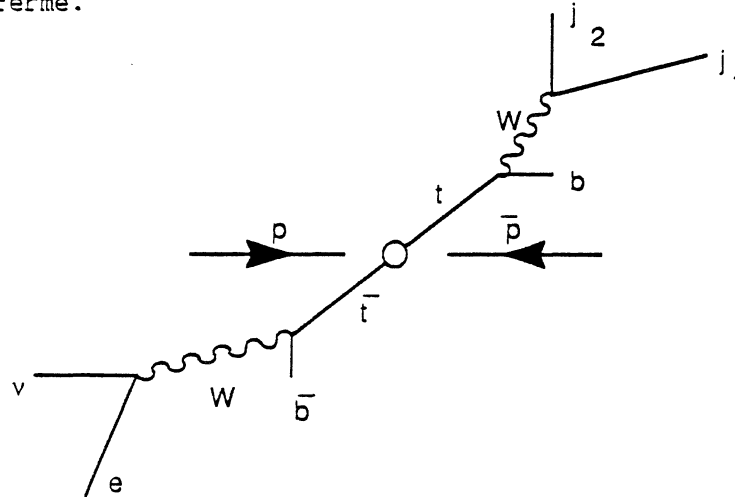
Intrigués par l'observation dans UA1 de deux événements $W \rightarrow \ell \nu$ accompagnés d'un système de deux jets de masse effective proche de celle du W et à grand p_t^W [XI.1], pour lesquels aucune interprétation satisfaisante n'a pu être trouvée pendant longtemps, nous avons eu l'idée, avec M. D. Denegri, que ceci pouvait être dû à la production d'un top particulièrement massif. Nous allons voir que la cinématique très

particulière associée au domaine de valeurs $m_{\text{top}} \approx M_W + m_b$ fournit une signature extrêmement claire de la production de quarks top.

Nous allons voir aussi que certains événements observés dans UA1 et UA2 pourraient bien correspondre à une telle production, d'où l'intérêt particulier de ce régime cinématique que nous étudions en détails dans ce chapitre. De plus, cette région de masse représente l'extrême limite de sensibilité des expériences UA1 et UA2 à la production de top, la section efficace $t\bar{t}$ décroissant rapidement avec la masse du top.

2 - Signature de la production de top lourd.

Si la masse des hadrons top est supérieure à $M_W + m_B$, m_B étant la masse des hadrons B, les hadrons top vont se désintégrer, par interaction faible, en un W réel ("sur sa couche de masse") et un hadron "beau". Le module au carré de l'élément V_{tb} de la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa étant très proche de 1, les autres modes devraient être beaucoup plus rares. Dans la suite, nous assimilerons les masses des hadrons lourds à celle du quark le plus lourd qu'ils contiennent. La production de top se fait alors par le processus QCD $p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}$, le canal $W \rightarrow t\bar{b}$ étant fermé.



Dans cette production, l'élément de matrice comporte un terme $\approx 1/((m_{\text{top}}^2 + (p_t^{\text{top}})^2))^2$, qui dépend peu de p_t^{top} quand celui-ci est suffisamment petit devant m_{top} ; le terme d'espace des phases, pour sa

part, étant proportionnel à p_t^{top} , l'amplitude de production sera maximale pour une valeur $p_t^{\text{top}} \approx m_{\text{top}}/2$. C'est ce que l'on voit sur la figure IX.1, où la distribution de p_t^{top} , calculée à l'aide d'EUROJET, est représentée pour $\sqrt{s}=630$ GeV et $\sqrt{s}=2$ TeV, et pour diverses masses du top.

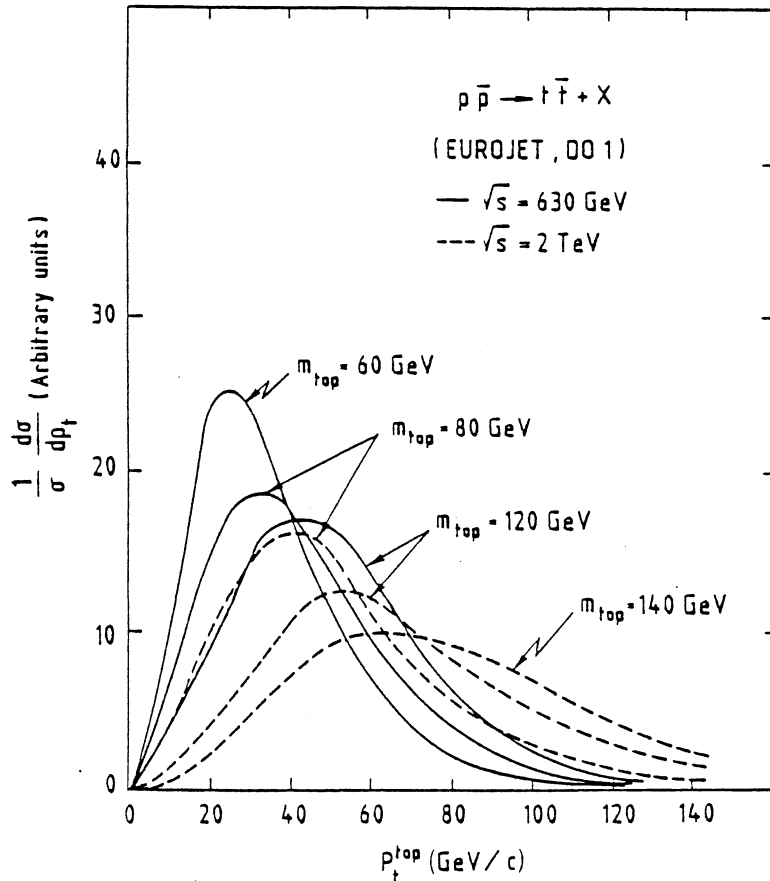


Fig. XI.1 - Distribution de l'impulsion transverse des quarks top produits dans les interactions $p\bar{p}$ à $\sqrt{s}=630$ GeV (lignes continues) et 2 TeV (tirets), pour les grandes valeurs de la masse du top considérées dans ce chapitre.

Le W étant beaucoup plus massif que le b, il va prendre la plus grande partie de l'impulsion du top, si l'énergie disponible à la désintégration est faible, c'est-à-dire si m_{top} est de l'ordre de $M_W + m_b$. Le quark b sera ainsi laissé avec une impulsion transverse très faible (une quinzaine de GeV en moyenne pour $80 \text{ GeV} < m_{\text{top}} < 100 \text{ GeV}$).

Comme on le voit sur la figure XI.2, cet effet est remarquablement important pour m_{top} très proche de $M_W + m_b$. Pour m_{top} petit devant $M_W + m_b$, les trois fermions de désintégration partagent à peu près également l'impulsion du top. Pour m_{top} assez grande devant $M_W + m_b$, on passe à un régime de désintégration à deux corps $t \rightarrow Wb$, et, l'impulsion moyenne du top augmentant, celle du b de désintégration va augmenter aussi. C'est donc pour $m_{\text{top}} \approx M_W + m_b$ que le b prend le moins d'impulsion transverse. Eu égard à leur faible impulsion transverse, les jets de b vont être généralement noyés dans le fond de l'événement et indiscernables des jets de Bremsstrahlung, dont l'énergie transverse est typiquement d'une dizaine de GeV. (les quantités cinématiques caractéristiques du top et du b et du W de désintégration, sont consignées dans le tableau XI.1, pour $m_{\text{top}} = 80, 90, 100$ et 120 GeV). De tels événements auront donc essentiellement une configuration cinématique correspondant à une apparente production de paires WW à grand p_t^W .

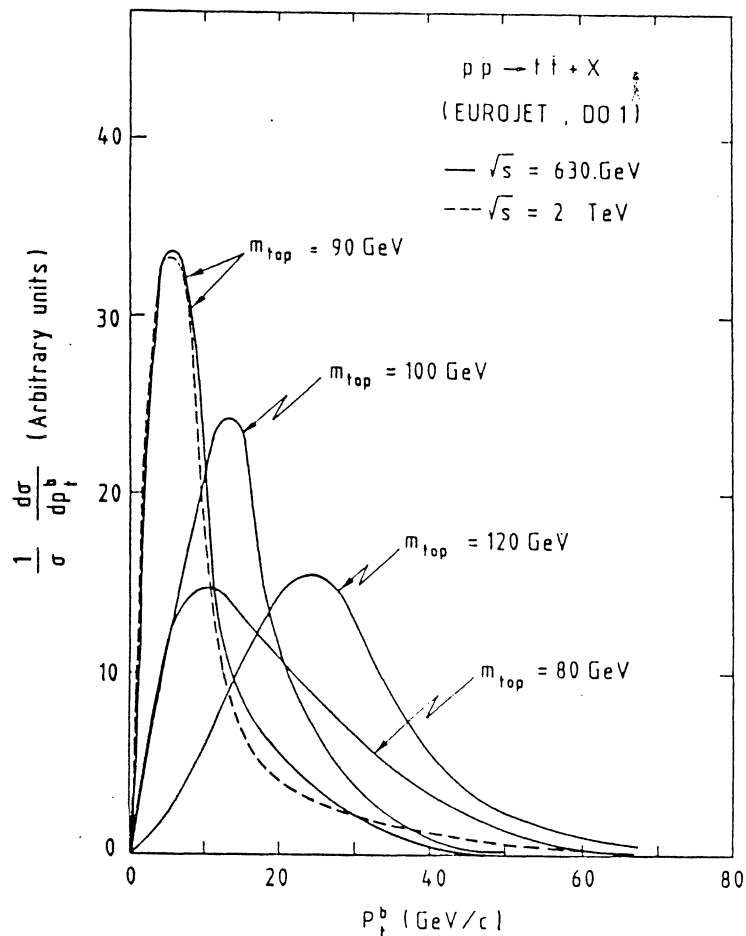


Fig. XI.2 - Distribution de l'impulsion transverse du quark b de désintégration du top produit dans les interactions $p\bar{p}$ à $\sqrt{s}=630$ GeV et 2 TeV. On voit que quand m_{top} augmente de 80 à 120 GeV, le p_t^b moyen diminue jusqu'à $m_{\text{top}} \approx M_W + m_b$, puis augmente à nouveau.

Tableau XI.1. Caractéristiques cinématiques de $\bar{p}p \rightarrow t\bar{t} \rightarrow W\bar{W}b\bar{b}$, à $\sqrt{s}=630$ GeV et 2 TeV. On voit que la fraction d'événements à bas p_t^b est maximale pour $m_{\text{top}} \sim M_W + m_b$.

m_{top} (GeV)	$\langle p_t^{\text{top}} \rangle$ (GeV/c)		$\langle p_t^b \rangle$ (GeV/c)		Fraction of events with		$\langle p_t^W \rangle$ (GeV/c)	
	630 GeV	2 TeV	630 GeV	2 TeV	$p_t^b < 10$, 630 GeV	$p_t^b < 20$, 2 TeV	630 GeV	2 TeV
80	43	54	20	23	0.25	0.55	33	40
90	45	57	12	12	0.67	0.84	35	46
100	47	63	16	17	0.20	0.64	37	49
120	53	74	28	29	0.06	0.22	40	53

De plus, la condition $m_{\text{top}} \sim M_W + m_b$ aura des conséquences sur la fragmentation des jets de b et du top : il y a très peu d'espace des phases pour créer des hadrons supplémentaires lors de cette fragmentation. La "dureté" de la fragmentation du top, comme nous l'avons expliqué au paragraphe II.2, fera aussi que le quark top ne sera généralement pas accompagné de hadrons légers, comme c'est le cas pour des partons moins massifs : il n'y aura pratiquement pas de jet de top, mais seulement un quark ou un méson top.

Une autre propriété particulière d'un top de grande masse concerne sa durée de vie, comme nous l'avons vu au chapitre II. Si la masse du top est assez faible devant celle du W pour que l'on puisse négliger le pôle du W dans l'élément de matrice de désintégration, la largeur partielle $t \rightarrow b\nu$ vaut $G_F^2 m_{\text{top}}^5 / 192\pi^3$. Pour de grandes masses du top, la présence du pôle ne peut être négligée, et son effet est de diminuer considérablement la durée de vie du top, comme on le voit sur la figure II.5, tirée de la référence [II.3] (voir chapitre II, paragraphe 2c). Par exemple, pour $m_{\text{top}}=100$ GeV, sa largeur totale atteint 80 MeV. Ainsi, la durée de vie du top sera inférieure à 10^{-23} secondes pour $m_{\text{top}} \sim 130$ GeV. Cette désintégration par interaction faible mènera donc à une durée de vie caractéristique des interactions fortes! Quoique cela ne semble pas avoir de signification profonde a priori, cela peut avoir une conséquence sur l'hadronisation du top. Il va se désintégrer généralement avant d'avoir eu le temps de s'apparier à un quark issu du vide: le phénomène de fragmentation n'a plus lieu lors de la production d'un tel quark lourd. On va donc observer la désintégration d'un quark libre, et le lepton de désintégration sera particulièrement bien isolé.

Nous avons étudié la transition du régime de désintégration à trois corps $t \rightarrow b e \nu$ au régime à deux corps $t \rightarrow b W$. Pour effectuer correctement la simulation, nous avons dû modifier le calcul de la désintégration du top dans EUROJET de façon à prendre en compte la pénétration de la Breit-et-Wigner du W dans l'espace des phases. La figure XI.3 montre la masse effective $e \nu$ dans la désintégration $t \rightarrow b e \nu$. C'est aussi approximativement la masse effective $q \bar{q}'$ dans la désintégration $t \rightarrow b q \bar{q}'$.

Cette distribution est le produit de l'espace des phases (une demi-ellipse pour la masse effective de deux corps parmi trois) par la Breit et Wigner du W. On voit la pénétration progressive, pour des masses du top croissantes, de l'aile inférieure de la Breit-et-Wigner dans l'espace des phases du W, jusqu'à ce que le pic de la Breit-et-Wigner, caractéristique de la création d'un W réel, pénètre dans l'espace des phases de la désintégration.

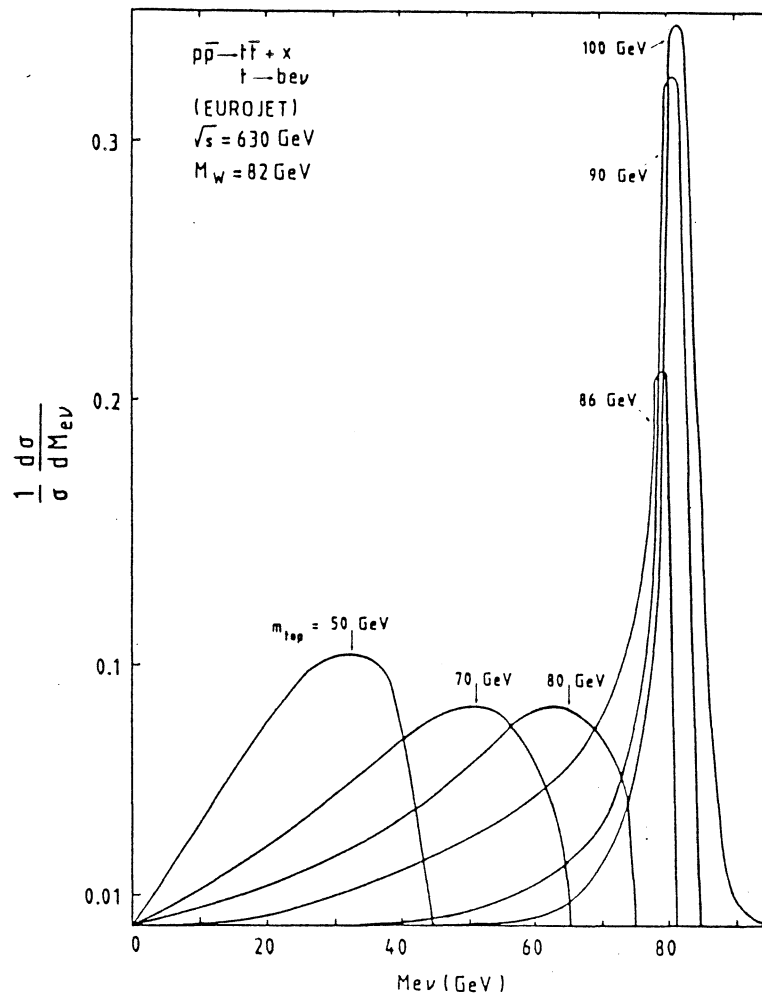


Fig. XI.3 - Masse effective de l'électron et du neutrino issus de la désintégration d'un quark top, pour différentes valeurs de m_{top} . On voit clairement l'entrée progressive de l'aile inférieure de la Breit et Wigner du W dans l'espace des phases de désintégration.

La production de $t\bar{t}$, avec $m_{\text{top}} \sim M_W$, peut donc simuler une production de paires de W auprès d'un collisionneur $p\bar{p}$, avec une section efficace d'interaction forte, comme nous l'avons fait remarquer dans la référence [XI.2]. Nous estimons cette section efficace et la comparons à celle des processus concurrents dans la section suivante.

3 - Sections efficaces et nombres attendus.

Comme nous l'avons fait au chapitre V pour le domaine de masses 25-50 GeV, nous avons évalué la section efficace de $p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}$ dans le domaine de masses 70-110 GeV, avec le même programme EUROJET. Dans ce domaine de masses aussi, l'incertitude provenant du choix des fonctions de structure

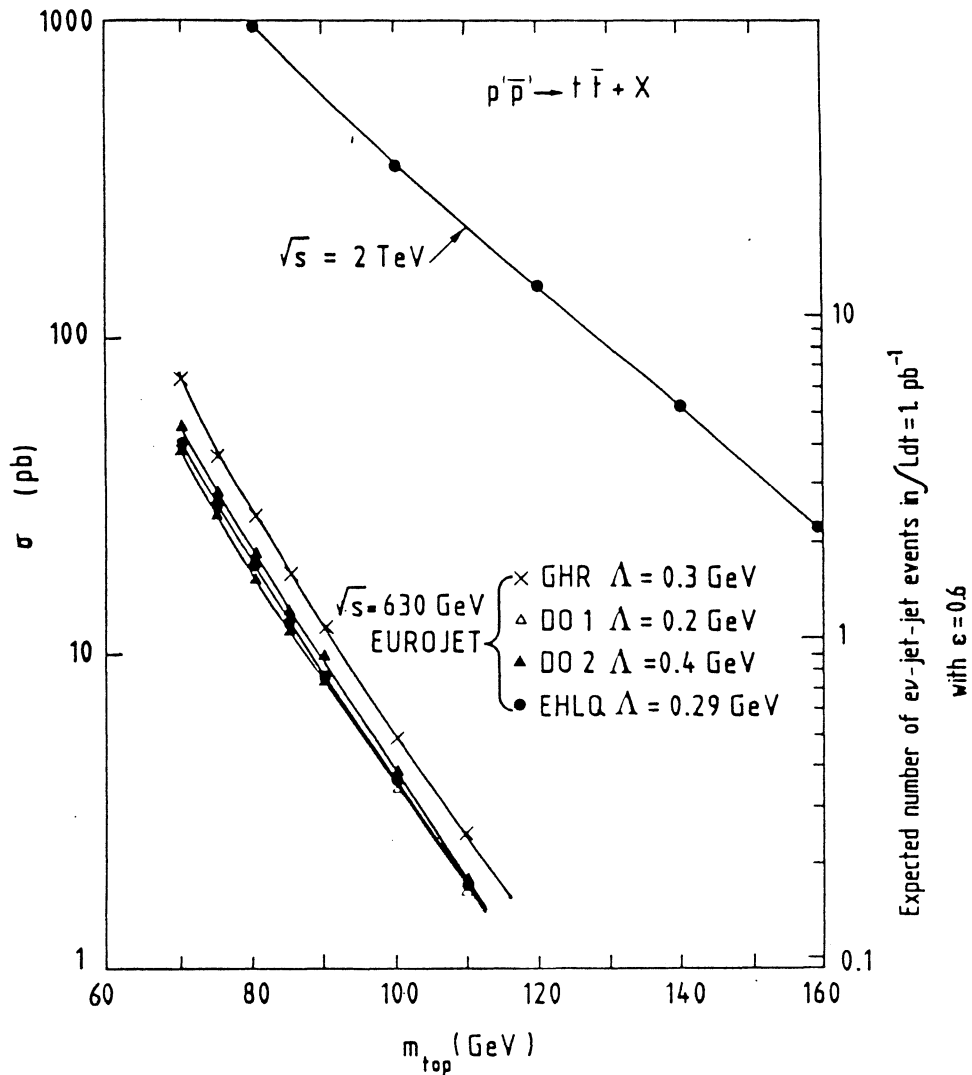


Fig. XI.4 - Section efficace QCD de production de paires $t\bar{t}$, pour $\sqrt{s}=630$ GeV, pour différentes paramétrisations des fonctions de structure. La section efficace pour $\sqrt{s}=2$ TeV (avec paramétrisation de EHLQ) est aussi indiquée.

s'élève à 40%, et l'incertitude sur le choix de l'échelle à un facteur proche de 2. L'échelle utilisée pour l'évolution de α_s dans cette figure est $(p_t^{\text{top}})^2 + m_{\text{top}}^2$. Un choix extrême, tel que $Q^2 = (p_t^{\text{top}}/4)^2$, donne même un facteur 4 ! La contribution d'ordre α_s^3 est ici d'environ 30 à 35% de l'ordre le plus bas (pour $\sqrt{s}=630$ GeV). Cette contribution des ordres supérieurs est donc moins importante, et, partant, les sections efficaces moins incertaines, que dans le cas de quarks de masse moins élevée (par exemple, pour la production de $b\bar{b}$, la contribution en α_s^3 est du même ordre que la contribution à l'ordre le plus bas.

La figure XI.4 montre que la section efficace $t\bar{t}$ est d'environ 10 pb pour $m_{\text{top}}=90$ GeV et 20 pb pour $m_{\text{top}}=80$ GeV. Les événements WW les plus faciles à mettre en évidence sont ceux où l'un des W se désintègre leptoniquement et l'autre en deux jets. En effet, si les deux W se désintègrent leptoniquement, les deux neutrinos ne peuvent être séparés et le taux attendu est faible, et si les deux W se désintègrent hadroniquement, le signal sera noyé sous le fond de la production de 4 partons par QCD. Dans ce cas, et dans les conditions expérimentales d'UA1 (luminosité intégrée 0.7 pb^{-1} , efficacité de sélection $\epsilon \approx 0.4$ pour un $W \rightarrow e\nu$ de $p_t^W \approx 35$ GeV comme c'est le cas en moyenne dans ce processus), on attend donc, pour $m_{\text{top}} \approx 90$ GeV :

$$N = \sigma_{t\bar{t}} \times \int L dt \times \epsilon \times \text{BR}(t \rightarrow Wb) \times 2 \times \text{BR}(W \rightarrow e\nu) \times \text{BR}(W \rightarrow jj)$$

$$\approx 10^{+10}_{-5} \text{ pb} \times 0.7 \text{ pb}^{-1} \times 0.4 \times 1 \times 2 \times 1/9 \times 2/3$$

$$\approx 0.4^{+0,4}_{-0,2} \text{ événements } e\nu jj(b\bar{b}) \text{ dans le cas des électrons.}$$

Dans le cas des muons, une simulation complète de l'acceptance dans nos conditions cinématiques serait nécessaire : à bas p_t^W , l'efficacité est 4 à 5 fois plus faible, mais à grand p_t^W , ces événements peuvent être captés par le déclenchement jet et le déclenchement énergie transverse manquante. Le rapport d'embranchement leptonique du W prend ici sa valeur maximum de $\approx 1/9$, le canal $W \rightarrow t\bar{b}$ étant fermé (voir chapitre XII, figure XII.4).

On pourrait donc bien observer un événement ou deux, avec un peu de chance, dans UA1.

Remarquons qu'alors que la section efficace chute rapidement, l'efficacité de sélection et la clarté du signal sont bien plus grandes, dans ce cas où la masse du top est élevée, que dans le cas d'une valeur de cette masse autour de 40 GeV, considéré dans les 9 précédents chapitres de cette thèse. Ceci tient à l'énergie plus grande des leptons et à leur isolation aussi bonne que possible, puisqu'ils sont issus de la désintégration d'un W réel, ou très peu virtuel. Il y a donc une fenêtre d'observabilité, entre environ 75 et 100 GeV, dans laquelle le bruit de fond hadronique, qui nous a particulièrement gênés dans la recherche d'un top léger, est négligeable.

En pratique, il n'est pas nécessaire que la masse du top soit très proche de $M_W + m_b$ pour que la signature "WW" apparaisse. En effet, d'une part, la composante longitudinale de l'impulsion du neutrino n'étant pas observable, on n'a accès qu'à la masse transverse $e\nu$, qui peut être grande même si m_{top} n'est que de 70 GeV (voir fig. XI.5) ; d'autre part, l'incertitude de l'ordre de 20% sur la masse effective jet-jet interdira, à faible statistique, de distinguer un W virtuel de 70 ou 80 GeV d'un W réel (voir fig. XI.3). Afin d'illustrer cette montée de l'efficacité d'observation avec la masse du top, considérons tout d'abord le cas de la sélection de W d'UA2. Elle demande essentiellement une paire $e\nu$ telle que $m_{\text{t}}^{e\nu} > 50$ GeV. La fraction d'événements avec $m_{\text{t}}^{e\nu} > 50$ GeV et son produit par la section efficace $t\bar{t}$ sont indiqués dans le tableau XI.2. On constate que le nombre d'événements attendus, proportionnel à $\sigma_{\text{t}\bar{\text{t}}}$, varie peu entre $m_{\text{top}} = 70$ GeV et $m_{\text{top}} = 100$ GeV. Dans le cas d'UA1, une simulation complète de l'appareillage et des coupures a été effectuée [XI.3], montrant le même phénomène (fig. XI.6). Dans les deux cas, le taux maximal est obtenu pour un top d'environ 90 GeV, c'est-à-dire pour $m_{\text{top}} \approx M_W + m_b$.

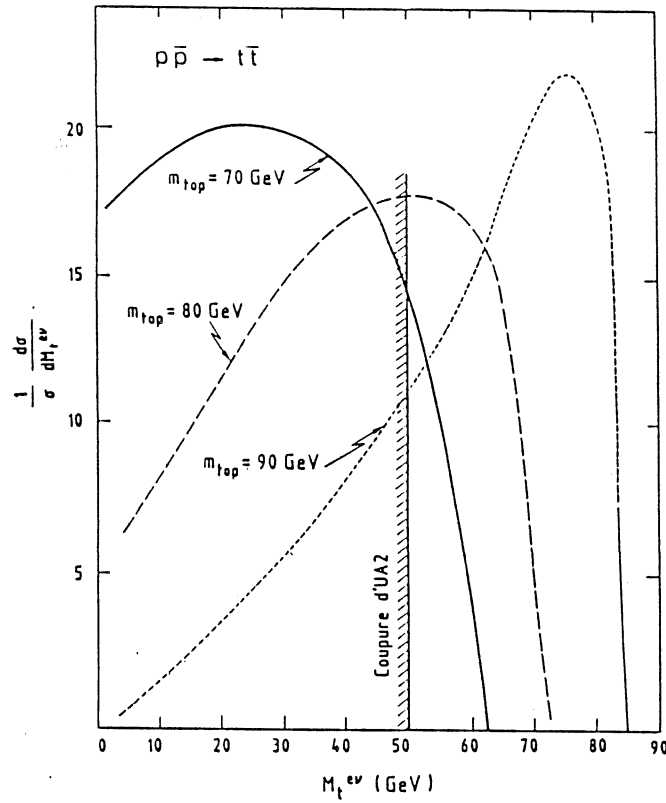


Fig. XI.5 - Distribution de la masse transverse de l'électron et du neutrino issu de la désintégration d'un quark top, pour $m_{top} = 70$ GeV, 80 GeV, et 90 GeV. La coupure essentielle imposée par la sélection d'UA2 est indiquée. On constate que l'efficacité de sélection relative à cette coupure croît avec m_{top} . Cet effet compense la chute de la section efficace dans ce domaine de m_{top} .

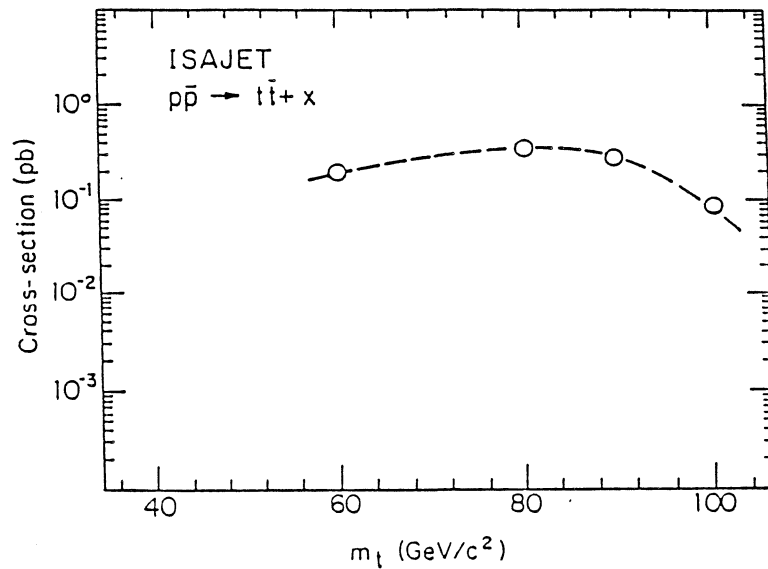


Fig. XI.6 - Section efficace de production QCD de paires $t\bar{t}$, après simulation complète des effets d'appareillage et de la sélection de $W \rightarrow e\nu + 2jets$ d'UA1 (ISAJET, QCD à l'ordre le plus bas). On constate que cette section efficace après coupures varie peu entre $m_{top} = 70$ GeV et $m_{top} = 100$ GeV, et qu'elle présente un maximum pour $m_{top} \approx M_W + m_b$.

Tableau XI.2. Produit de l'efficacité de la coupure $M_t^{e\nu} > 50$ GeV par la section efficace $t\bar{t}$. Ce produit varie peu entre 70 et 100 GeV de masse du top, et est maximal vers $m_{\text{top}} = 90$ GeV.

m_{top}	70 GeV	80 GeV	90 GeV	100 GeV
$\sigma(p\bar{p} \rightarrow t\bar{t})$ (pb)	45	20	10	5
ϵ =fraction d'événements $M_t^{e\nu} > 50$ GeV	10 %	28 %	62 %	72 %
$\sigma \times \epsilon$ (pb)	4.5	5.6	6.2	3.6

Les taux des processus concurrents (pouvant présenter la signature "WW") sont faibles pour la plupart. Les bruits de fond qui ont rendu difficile l'analyse des électrons + 2 jets en vue de la recherche d'un top d'une masse de moins de 50 GeV peuvent ici être facilement réduits sans nuire notablement au signal. Exiger la présence d'un neutrino énergétique (>12 GeV par exemple) ou une masse transverse $e\nu$ élevée (>40 GeV) réduirait à une quantité négligeable le bruit de fond de non-électrons (voir fig. VIII.9 ou fig. X.1), sans diminuer notablement le signal. Par contre, le bruit de fond (QCD) de production d'un seul W accompagné de deux jets de Bremsstrahlung n'est pas négligeable. Il est du même ordre que le signal, mais peut être réduit en imposant une coupure sur la masse effective jet-jet et sur l'énergie transverse de ces jets. En effet, les deux jets de Bremsstrahlung, tout en pouvant donner de grandes masses jet-jet (s'ils sont éloignés en rapidité), sont néanmoins émis à faible énergie transverse (spectre de Bremsstrahlung), tandis que les deux jets de désintégration d'un W sont plus durs : leur énergie transverse suit une distribution de jacobien, étalée par l'impulsion transverse du W. De la précision avec laquelle peuvent être mesurés ces jets et leur masse effective, dépend donc la réjection de ce bruit de fond. A ACOL, avec dix fois la luminosité intégrée actuelle, et un calorimètre amélioré qui permettra une meilleure mesure des jets, on devrait pouvoir statuer sur la valeur de la masse du top jusqu'à environ 100 GeV. L'amélioration du calorimètre permettra non seulement une meilleure réjection du principal bruit de fond, mais aussi une meilleure efficacité en relâchant les coupures sur l'énergie manquante et sur l'énergie transverse des jets.

La distribution inclusive en p_t^W est montrée sur la figure XI.7.

- pour le processus $p\bar{p} \rightarrow W+X$, production d'un seul W, avec ses corrections radiatives [XII.14],
- pour le processus $p\bar{p} \rightarrow t\bar{t} \rightarrow W^+W^-b\bar{b}+X$ (pour $m_{\text{top}}=80$ GeV, en tirets, les W sont légèrement virtuels).

On constate qu'à grand p_t^W , le top concurrence sérieusement le W. La présence d'un deuxième W (en jet-jet) dans l'événement permettrait donc de distinguer les deux processus, grâce à cette signature particulière. Avec une grande statistique, on pourra contrôler la forme de la distribution d'impulsion transverse du W et des jets produits en association, en s'aidant de l'observation de la distribution correspondante pour les événements $Z^0 \rightarrow e\bar{e}$, pour lesquels la mesure de l'impulsion transverse est plus précise.

Quant à la section efficace de production électrofaible de paires de W, elle est de 0.4 ± 0.2 pb à $\sqrt{s}=630$ GeV [XI.4], et donc négligeable devant la contribution éventuelle d'un top lourd. Si le top a effectivement une masse de l'ordre de celle du W, il sera donc très difficile de mettre en évidence la production électrofaible de WW dans les interactions $p\bar{p}$, et, a fortiori, d'y rechercher un Higgs se désintégrant en WW. La seule issue, pour étudier ces types de processus, sera la recherche de paires WZ et ZZ, avec un Z en e^+e^- , car de tels événements ne peuvent être simulés par le mécanisme décrit dans ce chapitre.

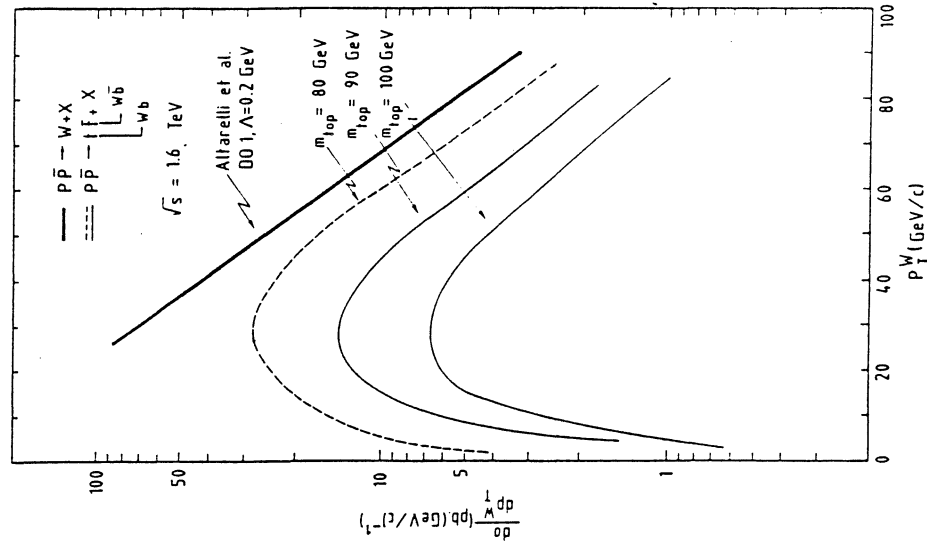


Fig. XI.7 - Distribution inclusive de l'impulsion transverse des W de désintégration du top (traits fins) et des W produits par fusion de quarks (trait gras), à $\sqrt{s}=630$ GeV. Pour $m_{\text{top}}=80$ GeV, le W est légèrement virtuel.

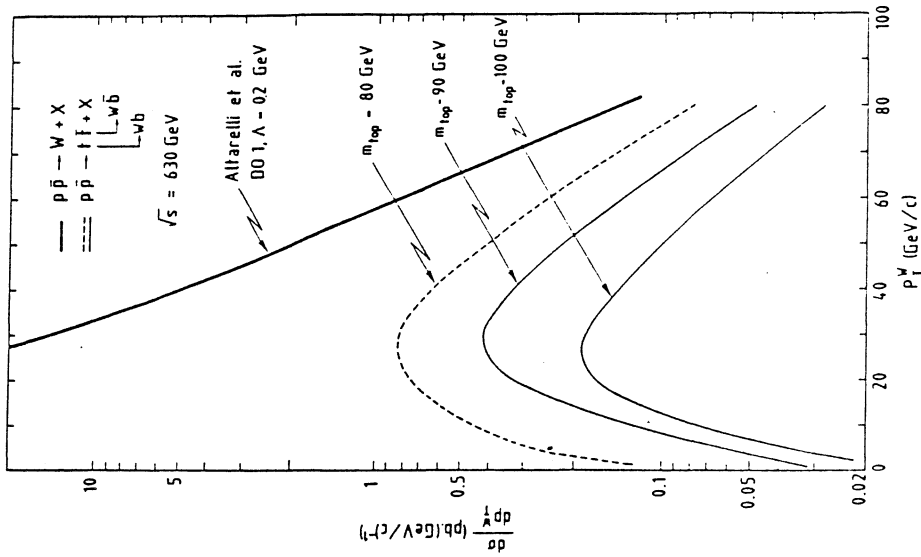


Fig. XI.9 - Distribution inclusive de l'impulsion transverse des W de désintégration du top (traits fins) et des W produits par fusion de quarks (trait gras), à $\sqrt{s}=1.6$ TeV ; ceci correspond au tévatron. Pour $m_{\text{top}}=80$ GeV (tirets), le W est légèrement virtuel.

A plus haute énergie (Tevatron, LHC ou SSC), la production de paires de quarks top lourds sera encore plus dominante par rapport à la production électrofaible de paires de W. La section efficace de production dépassera d'un à deux ordres de grandeur la section efficace électrofaible de WW, même pour des masses du top plus élevées que celles considérées dans ce chapitre (voir fig. XI.8). Dans ces conditions, un accélérateur e^+e^- (LEP 200, CLIC,...) sera nécessaire pour séparer WW de $t\bar{t}$, afin de pouvoir mettre en évidence l'existence des deux petits jets de b. La distribution inclusive de p_t^W attendue à 1.6 TeV [XII.14] est montrée sur la figure XI.9, pour la production de W habituelle et pour la production WW par $t\bar{t}$. Ici encore, on voit que le fond de W+2jets sera important.

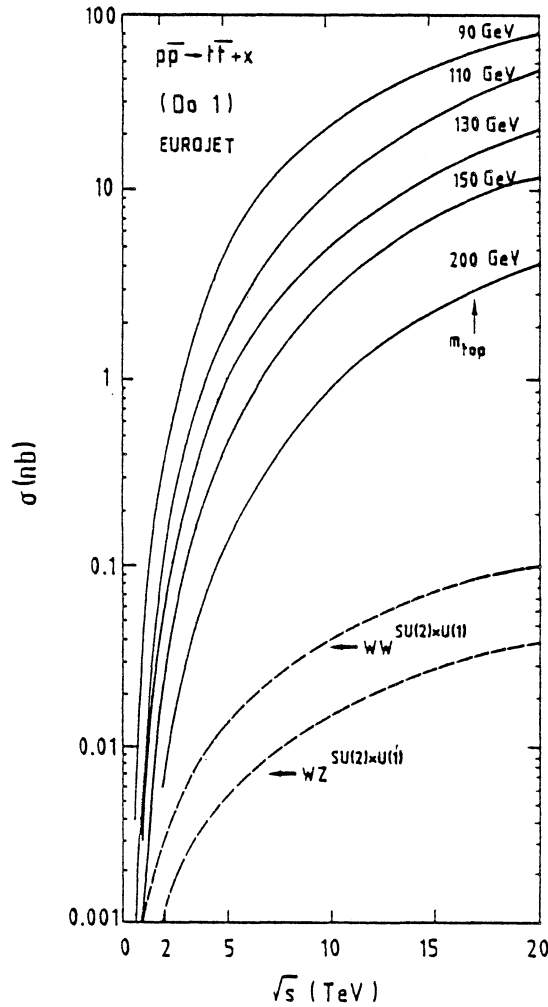


Fig. XI.8 - Section efficace de production QCD de paires $t\bar{t}$ en fonction de $\sqrt{s}$, pour différentes valeurs de m_{top} (trait continu), comparées à la section efficace de production électrofaible de paires WW et WZ.

4 - Les événements W à grand p_t d'UA1.

Nous n'avons pas conduit d'analyse spécialement adaptée à la recherche d'un top lourd. Cependant, dans l'analyse officielle d'UA1 des W, deux événements se singularisent par la très haute impulsion transverse du W [XI.1]. Le premier, appelé l'événement B, est un candidat $W \rightarrow e\nu$ à $p_t^W = 105 \pm 14$ GeV. Le second, l'événement A, est un $W \rightarrow \mu\nu$ à $p_t^W = 82 \pm 12$ GeV. Il n'y a pas d'autre événement entre 50 et 80 GeV de p_t^W .

Ces deux événements, représentés sur la figure XI.10, présentent une caractéristique frappante : dans les deux cas, le W recule contre un système de deux jets, de masse effective respectivement 97 ± 12 GeV et 82 ± 10 GeV, compatible avec une masse de boson intermédiaire. Corrélé à ce haut p_t^W et cette grande masse jet-jet, la masse totale du système W-jet-jet est élevée : 279 ± 28 GeV dans l'événement A et 299 ± 28 GeV dans l'événement B. Ces événements ont été décrits en détails dans la référence [XI.1].

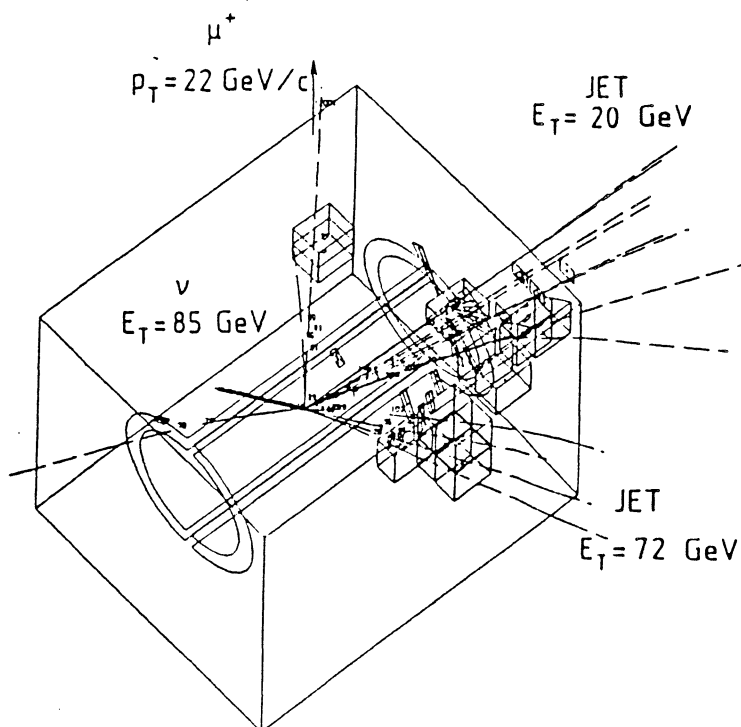
Sont-ils de véritables W? Compte tenu de la grande énergie transverse manquante (90 ou 100 GeV) et de la topologie particulière de ces événements, le bruit de fond de leptons mal identifiés est très faible: inférieur à 10^{-4} événements pour l'événement A et inférieur à 10^{-3} pour l'événement B. Les quantités cinématiques citées ci-dessus sont corrigées d'effets systématiques sur la mesure de l'énergie des jets. Ces corrections sont appliquées de manière statistique, en fonction de l'énergie mesurée et de la direction du jet. Elles atteignent un facteur 1.2 pour $E_t^{\text{jet}} = 20$ GeV, et sont estimées à l'aide du Monte-Carlo ISAJET. Il n'est pas exclu que dans les cas des événements A et B, où les énergies transverses des jets ne sont plus de l'ordre de 20 GeV, mais de 80 GeV, cette correction conduise à surestimer l'énergie des jets, et donc le p_t du W. Cependant, ces jets présentent des rapports énergie électromagnétique/énergie hadronique et énergie totale/énergie chargée moyens, ce qui constitue un élément en faveur de la validité de cette correction, ajustée sur des jets de composition moyenne. Il reste une

$$W^+ \rightarrow \mu^+ \nu_\mu$$

Evénement A

$$P_T^W = 82 \pm 12 \text{ GeV}$$

$$M_{jj} = 82 \pm 10 \text{ GeV}$$



$$W^+ \rightarrow e^+ \nu$$

Evénement B

$$P_T^W = 105 \pm 14 \text{ GeV}$$

$$M_{jj} = 97 \pm 12 \text{ GeV}$$

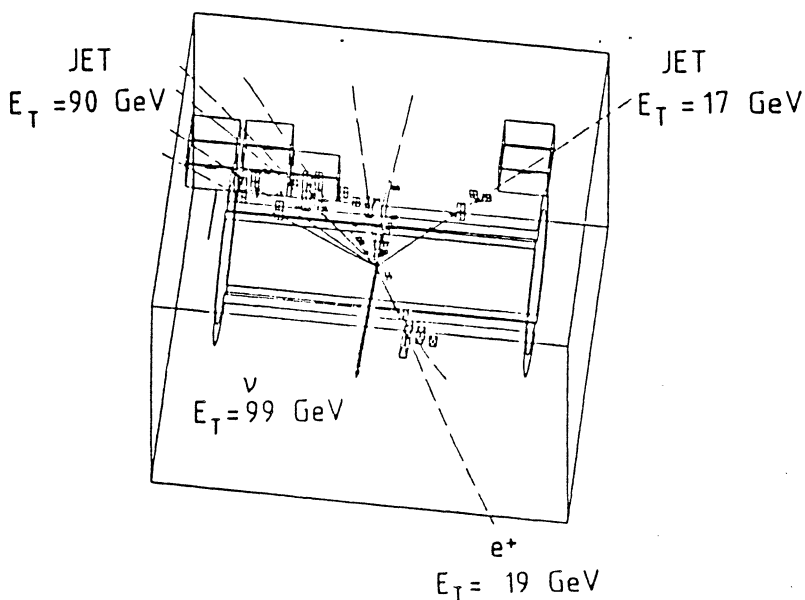


Fig. XI.10 - Vues en perspective des événements A et B. Dans l'événement A, le muon est signé par un dépôt calorimétrique correspondant à une particule au minimum d'ionisation, et une trace dans le détecteur central qui correspond à un coup dans les chambres à muons. Dans l'événement B, la signature de l'électron est fondée sur la forme de la gerbe. Ce dernier a été sélectionné à l'aide de coupures moins restrictives que celles de notre analyse. Ils ne satisfont pas à notre critère d'isolation.

incertitude de 9% sur l'échelle d'énergie hadronique. La mesure de la masse du W en $\tau\nu$ ($89 \pm 6 \pm 3$ GeV, la première incertitude, dominante, provenant de la méconnaissance de l'échelle d'énergie hadronique) [XI.5] semble indiquer, quoique ce n'est pas significatif, que les énergies des jets de τ de 30 à 35 GeV (ceux auxquels la détermination de M_W est sensible) sont globalement surestimées plutôt que sous-estimées. Dans la suite, nous admettrons, avec ces réserves, que la correction de l'énergie des jets est effectuée à propos. Cependant, de grandes fluctuations non-gaussiennes de la réponse du calorimètre à des jets de grande énergie ne sont pas exclues : on ne dispose pas de statistique suffisante pour des jets d'une telle énergie pour tester cette hypothèse.

Le mécanisme de production d'un W accompagné de jets de Bremsstrahlung a été étudié à l'aide de deux programmes Monte-Carlo : ISAJET, d'une part, et le programme de Kleiss et Stirling (calcul QCD à l'ordre α_s^2) d'autre part [XI.6]. Dans les événements W accompagnés de deux jets de $p_t > 7$ GeV, on attend 0.07 ± 0.03 (ISAJET) ou 0.05 ± 0.03 (Kleiss et Stirling) événements à $p_t^W > 80$ GeV et $M_{Wjj} > 250$ GeV. En comparaison, on attend $0.02^{+0.02}_{-0.01}$ événements $t\bar{t}$ dans cette région. On constate donc qu'en regard au grand p_t du W dans ces événements, ils semblent difficiles à expliquer, que ce soit par la production habituelle de W ou par la production $t\bar{t}$. Si l'on oublie cependant le grand p_t du W dans ces événements et que l'on se focalise sur la compatibilité de la masse jet-jet avec celle d'un W, l'explication en termes de top lourd est favorisée. De même, si l'on prend en compte la relativement haute énergie transverse du deuxième jet (20 GeV dans l'événement A et 17 GeV dans l'événement B), en imposant $E_t > 15$ GeV au lieu de 7 GeV pour ce jet, on constate que la prédiction pour le nombre de W+2jets est diminuée d'un facteur supérieur à 2, alors que le nombre d'événements $t\bar{t}$ attendu est pratiquement inchangé. Il faudra naturellement davantage de statistique pour trancher.

L'expérience UA2 a aussi observé un ou deux événements avec un électron, un neutrino et un système de deux jets de grande masse transverse. Ce sont les événements C et D de la référence [XI.7]. L'événement C a une configuration de W reculant contre un système de deux jets de masse effective $M_{jj} \sim 65$ GeV, et l'interprétation en tant qu'événement $t\bar{t}$ est donc possible. La valeur de p_t^W , de l'ordre de 40

GeV, se situe au maximum de probabilité (voir fig. XI.7). Quant à l'événement D, dans lequel la masse effective jet-jet est de l'ordre de 80 GeV, et l'impulsion transverse de ce système de l'ordre de 45 GeV, son interprétation en tant que $W \rightarrow e \nu$ est plus difficile, eu égard à la plus faible masse transverse $e \nu$: 2 GeV. Cependant, on voit que dans le cas d'un W légèrement virtuel (cas de $m_{\text{top}} \approx 70$ à 80 GeV, voir fig. XI.5 page 250), une si faible masse transverse n'est pas du tout exclue. De plus, pour une masse du top dans ce domaine, le processus $q\bar{q}' \rightarrow W \rightarrow t\bar{b} \rightarrow W^* b\bar{b}$, où W^* est un W quasi-réel, a une section efficace comparable à $p\bar{p} \rightarrow t\bar{t}$, et la configuration de l'événement D est aussi compatible avec ce processus.

Dans une re-sélection récente des événements W par UA2 [XI.8], la coupure $M_t^{e\nu} > 50$ GeV a été appliquée, qui élimine donc l'événement D. Seul l'événement C subsiste, et il est interprété par la collaboration UA2 comme parfaitement compatible avec les corrections QCD à l'ordre α_s^2 à la production d'un W. Notons que c'est le **seul** événement W+2jets qui subsiste dans la sélection d'UA2.

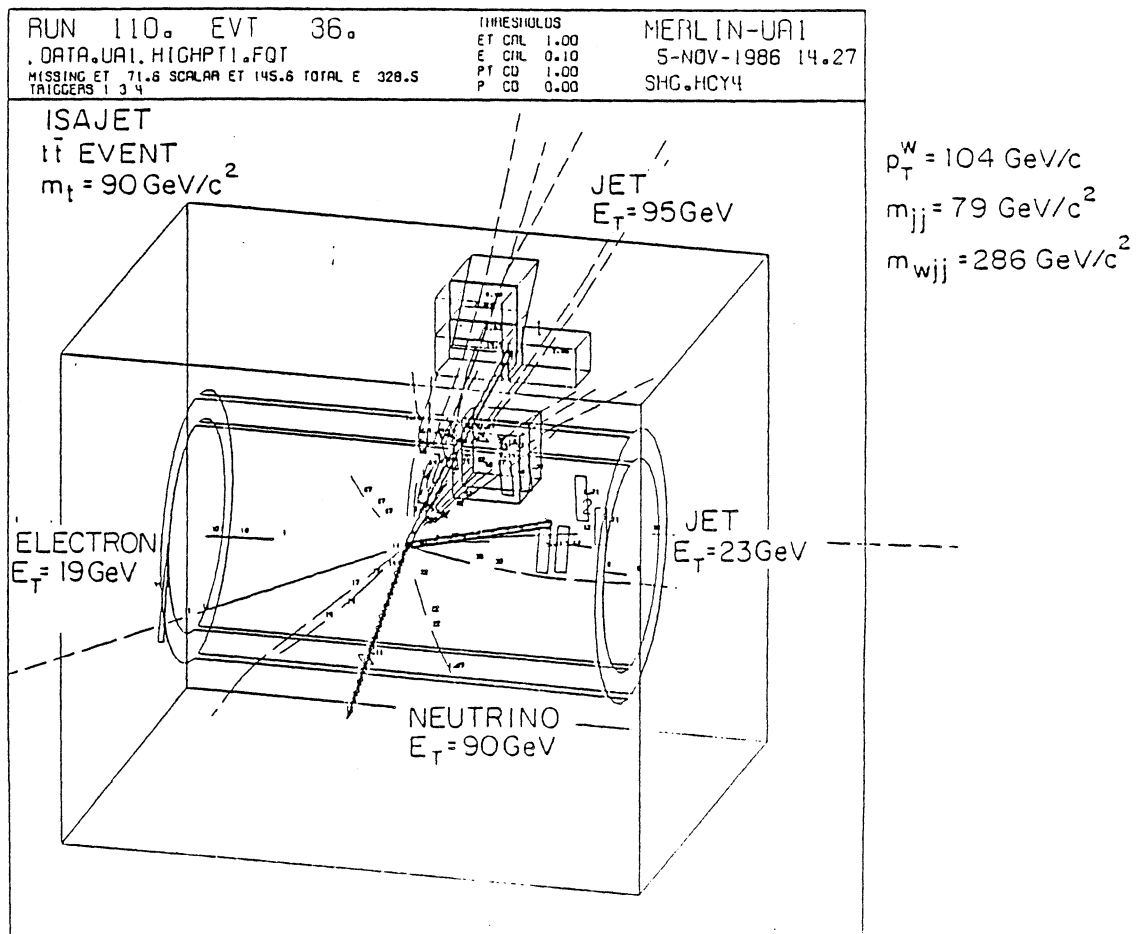


Fig. XI.11 - Événement Monte-Carlo engendré d'après le processus étudié dans ce chapitre, avec $m_{\text{top}} = 90$ GeV. On remarque la ressemblance frappante avec les événements A et B.

Il est intéressant de noter que des événements Monte-Carlo ont été engendrés [XI.3] pour le mécanisme de production étudié dans ce chapitre, et que certains de ces événements montrent des caractéristiques tout-à-fait comparables à celles des événements A et B. La figure XI.11 (événement simulé) ressemble d'une manière frappante à la figure XI.10 (événement réel).

En raison du faible taux attendu pour de tels événements dans le cadre de QCD, il a été suggéré [XI.9] d'y voir l'apparition d'un jacobien dans la distribution de p_t^W , indice de la production d'une nouvelle particule lourde d'une masse d'environ 300 GeV, se désintégrant en WW ou WZ. Cependant, il faudrait des couplages de l'ordre de 10 fois ceux du modèle standard pour obtenir des taux compatibles avec l'observation de nos deux événements.

En conclusion, les deux événements UA1 A et B ont bien les caractéristiques d'événements $t\bar{t}$, mais le taux attendu à si haut p_t^W est faible, quelque soit le processus considéré. Les deux événements UA2 C et D pourraient aussi admettre cette interprétation, quoique la plus faible impulsion transverse du W dans le cas de l'événement C le rend aussi explicable par le processus QCD de production de W associé à deux jets de Bremsstrahlung. La présence de tels événements "quasi-WW" est de toutes façons, quelque soit leur interprétation, l'indice d'une contamination importante du processus WW électrofaible par un bruit de fond soit instrumental, soit physique, ou d'une section efficace anormalement grande de ce processus. A plus haute statistique (ACOL), un excès d'événements de ce type autour de $p_t^W=40$ GeV et $m_{jj}\approx 80$ GeV serait l'indice indubitable de la production d'un top lourd, d'une masse de 70 à 100 GeV. Il ne fait aucun doute que cette possibilité sera examinée au Tevatron et au SPS dans les années à venir.

Ce qui a été dit ici concernant le top peut aussi s'appliquer à un quark lourd de quatrième génération, s'il se désintègre en un quark léger et un W (voir à ce sujet la référence [XI.10]).

**XII - LIMITE POSSIBLE SUR m_{top}
A PARTIR DE $R=\sigma(W\rightarrow\ell\nu)/\sigma(Z\rightarrow\ell\ell)$**

Chapitre XII

Limite supérieure possible sur la masse du top dans le cadre
du modèle standard à 3 générations à partir de la mesure de
 $R = \sigma(W \rightarrow \ell \nu) / \sigma(Z \rightarrow \ell \ell)$.

1 - Introduction.

Les nombres de désintégrations $W \rightarrow \ell \nu$ et $Z^0 \rightarrow \ell \ell$ observées sont sensibles aux autres canaux ouverts, en particulier $W \rightarrow t \bar{b}$ et $Z^0 \rightarrow t \bar{t}$, et d'éventuels $Z^0 \rightarrow \nu_i \bar{\nu}_i$ les ν_i étant d'éventuels neutrinos supplémentaires, en plus des 3 espèces connues. Malheureusement, les prédictions concernant ces nombres sont très imprécises, en raison d'une incertitude de $\pm 30\%$ sur les sections efficaces totales et d'une incertitude de 15% sur la luminosité. Cependant, dans le rapport :

$$R = \frac{N(W \rightarrow \ell \nu)}{N(Z \rightarrow \ell \ell)} = \frac{\sigma(W \rightarrow \ell \nu)}{\sigma(Z \rightarrow \ell \ell)},$$

la plus grande partie de ces incertitudes disparaissent. Elles sont compensées entre le numérateur et le dénominateur, comme il a été remarqué pour la première fois, à notre connaissance, par Nicola Cabibbo à Rome en janvier 1983 [XII.1]. Cette idée a été reprise dans la référence [XII.2]. Nous allons montrer que ce rapport dépend de m_{top} de manière significative si $45 \text{ GeV} < m_{\text{top}} < 75 \text{ GeV}$, et que sa mesure peut donc, en principe, être utilisée pour déterminer cette masse si elle se trouve dans ce domaine. Cette dépendance a été soulignée pour la première fois à la conférence d'Aix-la-Chapelle en juillet 1986, par D. Denegri [XII.3], puis nous avons détaillé l'étude [XII.4], qui a finalement fait l'objet d'un article soumis à la revue Physics Letters

B [XII.5]. Entretiens, F. Halzen [XII.6], puis de nombreux autres auteurs, ont aussi étudié le sujet traité dans ce chapitre.

2 - Mesure expérimentale de R.

L'estimateur de R utilisé est :

$$R = \frac{(N_W - N_{WB})}{(N_Z - N_{ZB})} \frac{\epsilon_Z}{\epsilon_W},$$

où N_W , N_{WB} , et ϵ_W sont respectivement le nombre de candidats W, le nombre estimé d'événements de bruit de fond dans ce lot, et l'efficacité de détection et de sélection estimée à l'aide du Monte-Carlo, et de même pour le Z^0 . La luminosité n'intervient pas dans cette relation, dans la mesure où la même luminosité est utilisée pour les deux sélections.

La combinaison des mesures et de leurs incertitudes dans les différents canaux (e et μ) et aux différentes énergies dans le centre de masse ($\sqrt{s}=540$ GeV et $\sqrt{s}=630$ GeV) a été effectuée par la méthode du maximum de vraisemblance [XII.5]. Pour cela, on a simulé des expériences identiques à UA1, en faisant fluctuer le nombre d'événements observés selon une loi de Poisson, et en faisant fluctuer les efficacités et le bruit de fond autour des valeurs évaluées, selon une distribution gaussienne. La moyenne d'UA1 est ainsi (fig.XII.1) :

$$R = 9.1^{+1.7}_{-1.2} \quad \begin{array}{l} < 11.5 \text{ à } 90\% \text{ de N.C.} \\ < 12.2 \text{ à } 95\% \text{ de N.C.} \end{array}$$

UA2 a publié [XII.7] :

$$R = 7.2^{+1.7}_{-1.2} \quad \begin{array}{l} < 9.5 \text{ à } 90\% \text{ de N.C.} \\ < 10.4 \text{ à } 95\% \text{ de N.C.} \end{array}$$

La combinaison de ces deux résultats, effectuée en ajoutant les fonctions de vraisemblance, donne [XII.5] :

$$R = 8.4^{+1.2}_{-0.9} \quad \begin{array}{l} < 10.1 \text{ à } 90\% \text{ de N.C.} \\ < 10.5 \text{ à } 95\% \text{ de N.C.} \end{array}$$

Notons que nous avons effectué cette combinaison plus simplement par la méthode de la somme pondérée. Cette méthode donne essentiellement le même résultat : $R = 8.2^{+1,2}_{-0,9}$.

Tirant parti de la dépendance de R en fonction de m_{top} , nous allons tenter de déduire une limite sur m_{top} en comparant ces valeurs de R à celle attendue dans le cadre du modèle standard.

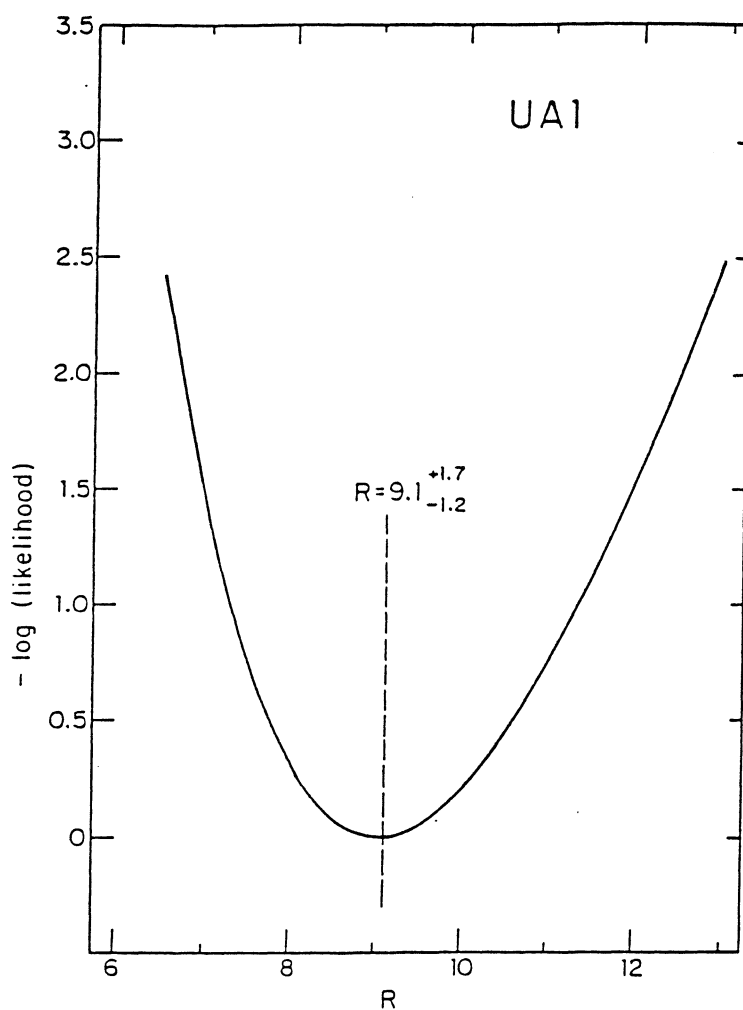


Fig. XII.1 - Fonction de vraisemblance utilisée pour combiner les différentes mesures de R d'UA1 (canaux électron, muon, tau)

3 - Prédiction du modèle standard pour R.

a) Généralités.

Par définition, $R = \sigma(p\bar{p} \rightarrow W \rightarrow \ell\nu) / \sigma(p\bar{p} \rightarrow Z^0 \rightarrow \ell\ell)$. Nous devons donc calculer les sections efficaces partielles de production de paires de leptons par l'intermédiaire de W et de Z. Pour cela, nous utilisons la forme générale pour la section efficace de production d'une résonnance à s fixé, telle qu'elle est donnée par Pilkuhn [XII.8] ; par exemple, pour $u\bar{d} \rightarrow W \rightarrow \ell\nu$:

$$\sigma(\hat{s}) = 4\pi \frac{M_W^2}{\hat{s}} \frac{\Gamma_i \Gamma_f}{[(M_W^2 - \hat{s})^2 + M_W^2 \Gamma_W^{\text{tot} 2}]} \quad (\text{XII.1})$$

Γ_i et Γ_f sont les largeurs partielles de désintégration du W respectivement dans l'état initial ($u\bar{d}$) et final ($\ell\nu$). Γ_W^{tot} est la largeur totale du W, somme de toutes les largeurs partielles. Elle dépend de m_{top} , puisque la largeur partielle en $t\bar{b}$ en dépend. Ce sont Γ_W^{tot} et Γ_Z^{tot} qui introduisent la dépendance des sections efficaces partielles en m_{top} et ΔN_ν .

Ceci serait la section efficace de production de W si l'on disposait de faisceaux monoénergétiques de quarks u et $\bar{d}$, à une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{\hat{s}}$. En réalité, les quarks u et $\bar{d}$ sont contenus dans des protons et des antiprotons, qui entrent en collision à une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = 630$ GeV. On doit donc pondérer $\sigma(\hat{s})$ par $dN/d\hat{s}$, la densité de probabilité de $\hat{s}$. :

$$\sigma(p\bar{p} \rightarrow W \rightarrow \ell\nu) = \int \sigma(\hat{s}) \frac{dN}{d\hat{s}} d\hat{s}. \quad (\text{XII.2})$$

Soit un quark u d'impulsion $x\sqrt{s}/2$ et un quark $\bar{d}$ d'impulsion $-x'\sqrt{s}/2$; l'énergie au carré dans leur centre de masse est $\hat{s} = xx's$. $dN/d\hat{s}$ est donc déterminée par les densités partoniques $u(x)$ et $\bar{d}(x)$. Remplaçons

l'égalité (XII.1) dans la relation (XII.2), en posant $\hat{\tau} = \hat{s}/M_W^2$ et $\gamma = \Gamma_W^{\text{tot}}/M_W$ pour avoir des quantités sans dimension :

$$\sigma(p\bar{p} \rightarrow W \rightarrow \ell \nu) = 4 \pi \frac{\Gamma_i \Gamma_f}{M_W^4} \int \frac{1}{\hat{\tau}} \frac{\frac{dN}{d\hat{\tau}}(\hat{\tau})}{(1-\hat{\tau})^2 + \gamma^2} d\hat{\tau} \quad (\text{XII.3})$$

En utilisant l'approximation :

$$\int d\tau \frac{f(\tau)}{(1-\tau)^2 + \gamma^2} \approx \frac{\pi}{\gamma} f(1),$$

ce qui revient à remplacer la Breit-et-Wigner du W par une distribution δ de même aire, on obtient :

$$\sigma(p\bar{p} \rightarrow W \rightarrow \ell \nu) = 4 \pi^2 \frac{\Gamma_i \Gamma_f}{\Gamma_W^{\text{tot}}} \frac{1}{M_W^3} f_{u\bar{d}}(M_W/\sqrt{s}), \quad (\text{XII.4})$$

où l'on a posé :

$$f_{u\bar{d}}(M_W/\sqrt{s}) = \frac{dN}{d\hat{\tau}}(\hat{\tau}=1). \quad (\text{XII.5})$$

Avec, par définition :

$$\Gamma_W^f / \Gamma_W^{\text{tot}} = \Gamma_W^{\ell \nu} / \Gamma_W^{\text{tot}} = \text{BR}(W \rightarrow \ell \nu), \quad (\text{XII.6})$$

on obtient :

$$\sigma(p\bar{p} \rightarrow W \rightarrow \ell \nu) = 4 \pi^2 \frac{\Gamma_W^{\text{ud}}}{M_W^3} f_{u\bar{d}}(M_W/\sqrt{s}) \cdot \text{BR}(W \rightarrow \ell \nu) = \sigma_W \cdot \text{BR}(W \rightarrow \ell \nu)$$

$f_{u\bar{d}}(M_W/\sqrt{s})$ mesure la probabilité d'avoir un système $u\bar{d}$ dont la masse effective soit celle d'un W lors de collisions $p\bar{p}$ à une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s}$. Cette probabilité est définie par les fonctions de structure du proton. On retrouve bien pour la section efficace de production de W l'expression (2.26) de la référence [XII.9], p. 80, en remplaçant Γ_W^{ud} par son expression donnée dans la section suivante, et avec:

$$f_{u\bar{d}} = \tau \frac{dL_{u\bar{d}}}{d\tau} \quad (\tau = M_W^2/s)$$

Dans cette référence, $f_{u\bar{d}}$ est appelé luminosité partonique différentielle.

On obtient un résultat analogue pour le cas du Z^0 , mais ici l'état initial est un mélange statistique de $u\bar{u}$ et $d\bar{d}$ (on néglige ici la contribution de la mer étrange et charmée pour simplifier l'écriture):

$$\begin{aligned}\sigma(p\bar{p} \rightarrow Z^0 \rightarrow \ell\ell) &= \frac{4\pi^2}{M_Z^3} (\Gamma_Z^{u\bar{u}} \cdot f_{u\bar{u}}(M_Z/\sqrt{s}) + \Gamma_Z^{d\bar{d}} \cdot f_{d\bar{d}}(M_Z/\sqrt{s})) \cdot \text{BR}(Z^0 \rightarrow \ell\ell) \\ &= \sigma_Z \cdot \text{BR}(W \rightarrow \ell\ell),\end{aligned}$$

d'où :

$$\begin{aligned}R &= \frac{\sigma_W \text{BR}(W \rightarrow \ell\nu)}{\sigma_Z \text{BR}(Z^0 \rightarrow \ell\ell)} = \left[\frac{M_Z^3 \Gamma_W^{u\bar{d}} \cdot f_{u\bar{d}}(M_W/\sqrt{s})}{M_W^3 \Gamma_Z^{u\bar{u}} f_{u\bar{u}}(M_Z/\sqrt{s}) + \Gamma_Z^{d\bar{d}} f_{d\bar{d}}(M_Z/\sqrt{s})} \right] \left[\frac{\Gamma_W^{\ell\nu} \Gamma_Z^{\text{tot}}}{\Gamma_W^{\text{tot}} \Gamma_Z^{\ell\ell}} \right] \\ &= R_\sigma \cdot R_\Gamma(m_{\text{top}}, \Delta N_\nu) \quad (\text{XII.7})\end{aligned}$$

Toute la dépendance de R en fonction de m_{top} est contenue dans R_Γ , la deuxième parenthèse. R_σ dépend des fonctions de structure et de $\sin^2 \theta_W$. Toute dépendance explicite en la masse des bosons intermédiaires est éliminée, en raison de la relation du modèle standard minimal (définition de θ_W renormalisé) : $M_W/M_Z = \cos \theta_W$. Nous allons évaluer les quantités R_Γ et R_σ , et les incertitudes qui les entachent, dans les sections 3c et 3d. Auparavant, nous allons donner l'expression des largeurs partielles dont nous aurons besoin dans la suite.

b) Largeurs partielles des bosons vecteurs intermédiaires.

Toutes les largeurs partielles peuvent s'exprimer à partir de :

$$\Gamma_W^{e\nu} = \frac{G_F}{6\pi\sqrt{2}} M_W^3 \quad \text{et} \quad \Gamma_Z^{\nu\bar{\nu}} = \frac{G_F}{12\pi\sqrt{2}} M_Z^3.$$

En négligeant les masses des fermions autre que le top, on a les relations suivantes :

$$\begin{aligned}\Gamma_W^{\mu\nu} &= \Gamma_W^{\tau\nu} = \Gamma_W^{e\nu} & \Gamma_Z^{ee} &= \Gamma_Z^{\mu\mu} = \Gamma_Z^{\tau\tau} = C_\ell \Gamma_Z^{\nu\bar{\nu}} \\ \Gamma_W^{u\bar{d}} &= \Gamma_W^{c\bar{s}} = 3 \cos^2 \theta_C \cdot (RC) \cdot \Gamma_W^{e\nu} & \Gamma_Z^{d\bar{d}} &= \Gamma_Z^{s\bar{s}} = \Gamma_Z^{b\bar{b}} = 3 C_d \cdot (RC) \cdot \Gamma_Z^{\nu\bar{\nu}} \\ \Gamma_W^{u\bar{s}} &= \Gamma_W^{c\bar{d}} = 3 \sin^2 \theta_C \cdot (RC) \cdot \Gamma_W^{e\nu} & \Gamma_Z^{u\bar{u}} &= \Gamma_Z^{c\bar{c}} = 3 C_u \cdot (RC) \cdot \Gamma_Z^{\nu\bar{\nu}}\end{aligned}$$

$$\Gamma_W^{t\bar{b}} = 3(RC_W(m_{\text{top}}))(PS_W(m_{\text{top}})) \cdot \Gamma_W^{e\nu} \quad \Gamma_Z^{t\bar{t}} = 3C_u(RC_Z(m_{\text{top}}))(PS_Z(m_{\text{top}})) \cdot \Gamma_Z^{\nu\bar{\nu}}.$$

où :

- $RC = 1 + \alpha_s/\pi$, avec $\alpha_s = 0.15$, est le terme de corrections radiatives QCD pour la désintégration en une paire de quarks légers (i.e. de masse négligeable devant M_W et M_Z) ;
- $RC_W(m_{\text{top}})$ et $RC_Z(m_{\text{top}})$ sont les corrections radiatives QCD aux désintégrations $W \rightarrow t\bar{b}$ et $Z^0 \rightarrow t\bar{t}$, telles qu'elles sont données dans la référence [XII.10]. Elles dépendent fortement de m_{top} : RC_W atteint 100% pour m_{top} proche de M_W et RC_Z atteint 50% pour m_{top} proche de $M_Z/2$.
- Les termes d'espace des phases $PS_W(m_{\text{top}})$ et $PS_Z(m_{\text{top}})$ sont donnés dans la référence [XII.11]. De manière générale, pour un boson B de masse M_B couplé à deux fermions 1 et 2 de masses m_1 et m_2 par un courant de la forme $\bar{\Psi}(c_V + c_A \gamma_5) \gamma^\mu \Psi$, le terme d'espace des phases, incluant l'effet du mélange vecteur - vecteur axial, est :

$$PS_B(m_1, m_2) = \left[\left(1 - \frac{m_1^2}{M_B^2} - \frac{m_2^2}{M_B^2}\right)^2 - 4 \frac{m_1^2 m_2^2}{M_B^4} \right]^{1/2} \left[1 - \frac{m_1^2 + m_2^2}{2M_B^2} - \frac{(m_1^2 - m_2^2)^2}{2M_B^4} + 3 \frac{m_1 m_2}{M_B^2} c \right]$$

avec : $c = \frac{(c_V/c_A)^2 - 1}{(c_V/c_A)^2 + 1}.$ (XII.8)

- Les expressions de C_l , C_u et C_d (qui, par définition, sont égaux à $2(c_A^2 + c_V^2)$ respectivement dans le cas d'un lepton, dans le cas d'un quark d'isospin faible +1/2, et dans le cas d'un quark d'isospin faible -1/2), sont données dans le tableau XII.1, en fonction de $\sin^2 \theta_W$. Les valeurs numériques pour trois valeurs possibles de $\sin^2 \theta_W$ sont aussi indiquées ; on constate que ces valeurs varient de moins de 2% lorsqu'on fait varier $\sin^2 \theta_W$ de ± 2 écarts standard.

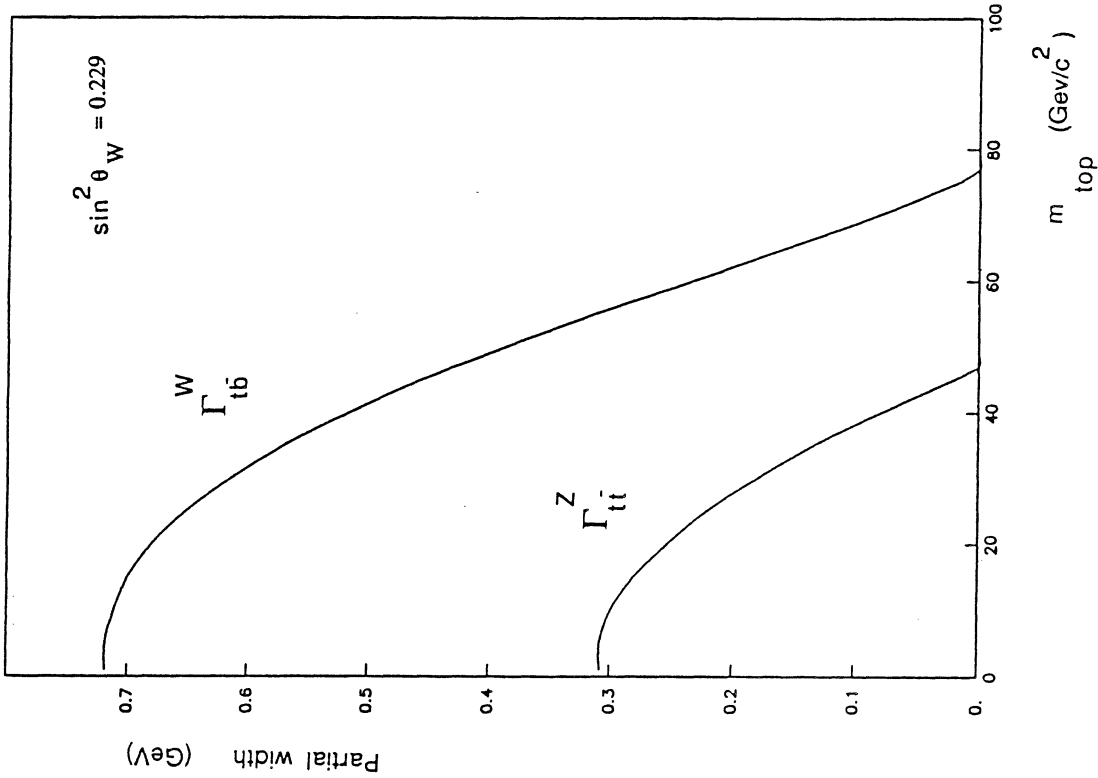


Fig. XII.2 - Largeurs partielles de désintégration du W en $t\bar{t}$ et du Z en $t\bar{t}$, en fonction de m_{top} , pour $\sin^2\theta_W=0.229$.

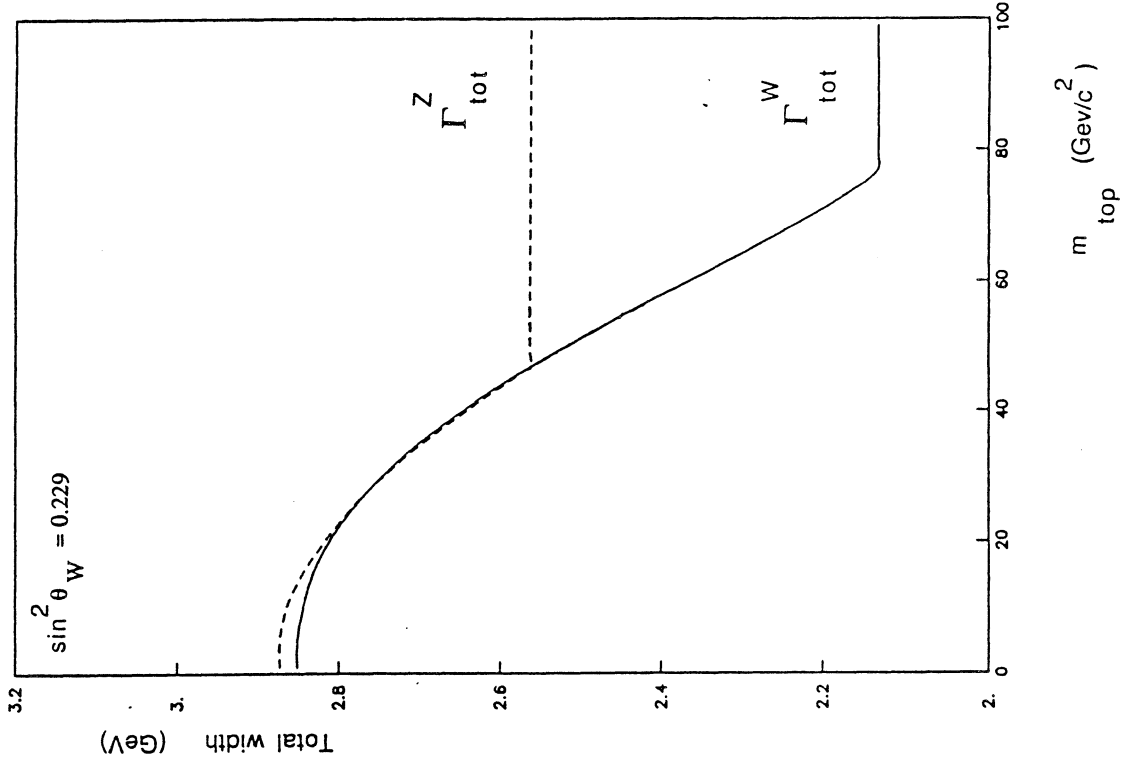


Fig. XII.3 - Largeurs totales de désintégration du W et du Z , en fonction de m_{top} , pour $\sin^2\theta_W=0.229$, dans le cadre du modèle standard à trois générations. Chaque neutrino supplémentaire apporterait 0.170 GeV à Γ_{tot}^Z . Un lepton de quatrième génération de 41 GeV (limite actuelle donnée par UAl), apporterait aussi environ 170 MeV à la largeur totale du W .

- Dans tous les calculs, nous avons utilisé les prédictions du modèle standard pour les masses des bosons intermédiaires :

$$M_W = 38.6 \text{ GeV} / \sin \theta_W, \quad M_Z = M_W / \cos \theta_W.$$

Les corrections radiatives électrofaibles sont incluses, supposant que la masse du top est de 40 GeV ; la dépendance de ces corrections en fonction de m_{top} étant très faible pour $m_{\text{top}} < M_W$ (voir fig. 0.2 page 25), nous la négligerons. Pour $\sin^2 \theta_W = 0.229 \pm 0.007$, la valeur moyenne mondiale actuelle [XII.12], nous obtenons :

$$M_W = 80.7 \pm 1.2 \text{ GeV}, \quad M_Z = 91.9 \pm 1.0 \text{ GeV}.$$

- θ_C est l'angle de Cabibbo.

Tableau XII.1. Valeurs numériques des coefficients C_ℓ , C_u , C_d , pour 3 valeurs possibles de l'angle de mélange de Weinberg (la moyenne mondiale actuelle, et celle-ci plus et moins deux écarts standard).

$x = \sin^2 \theta_W$	0.2150	0.2290	0.2430
$C_\ell = 1 - 4x + 8x^2$	0.5098	0.5035	0.5004
$C_u = 1 - \frac{8}{3}x + \frac{32}{9}x^2$	0.5910	0.5758	0.5620
$C_d = 1 - \frac{4}{3}x + \frac{8}{9}x^2$	0.7544	0.7413	0.7285

Les valeurs numériques des largeurs partielles pour les désintégrations en paires de leptons ou de quarks légers sont données dans le tableau XII.2, pour $\sin^2 \theta_W = 0.229$. Les largeurs partielles du W en $t\bar{b}$ et du Z^0 en $t\bar{t}$ sont représentées en fonction de m_{top} sur la figure XII.2. Elles tombent à zéro respectivement pour $m_{\text{top}} = M_W - m_b$ et $m_{\text{top}} = M_Z/2$: il n'y a alors plus d'espace des phases disponible pour la désintégration.

Tableau XII.2. Valeurs numériques des largeurs partielles du W et du Z, pour $\sin^2 \theta_W = 0.229$.

$\Gamma_{e \nu}^W = 0.230 \text{ GeV}$	$\Gamma_{\nu \bar{\nu}}^Z = 0.170 \text{ GeV}$
$\Gamma_{u \bar{d}}^W = 0.686 \text{ GeV}$	$\Gamma_{e e}^Z = 0.086 \text{ GeV}$
$\Gamma_{u \bar{s}}^W = 0.036 \text{ GeV}$	$\Gamma_{u \bar{u}}^Z = 0.307 \text{ GeV}$
	$\Gamma_{d \bar{d}}^Z = 0.395 \text{ GeV}$
$\Gamma_{t \bar{b}}^W = f(m_{\text{top}}) \text{ voir fig. 2}$	$\Gamma_{t \bar{t}}^Z = f(m_{\text{top}}) \text{ voir fig. 2}$
$\Gamma_{\text{tot}}^W(m_{\text{top}} = 23 \text{ GeV}) = 2.796 \text{ GeV}$	$\Gamma_{\text{tot}}^Z(m_{\text{top}} = 23 \text{ GeV}) = 2.800 \text{ GeV}$
$\Gamma_{\text{tot}}^W(m_{\text{top}} > M_W - m_b) = 2.148 \text{ GeV}$	$\Gamma_{\text{tot}}^Z(m_{\text{top}} > M_Z/2) = 2.564 \text{ GeV}$

Les largeurs totales Γ_W^{tot} et Γ_Z^{tot} sont représentées sur la figure XII.3, en fonction de m_{top} , pour trois générations de fermions. La quasi-égalité de Γ_W^{tot} et Γ_Z^{tot} pour $m_{\text{top}} < M_Z/2$ est accidentelle ; elle est due à la valeur de $\sin^2 \theta_W$ proche de 0.23. Pour $m_{\text{top}} = M_Z/2$ ($\approx 46 \text{ GeV}$), le canal $Z^0 \rightarrow t\bar{t}$ se ferme, et la largeur totale du Z prend sa valeur minimale, mais la largeur totale du W continue de décroître.

c) Calcul de R_Γ et incertitudes.

Les rapports d'embranchement leptoniques $BR(W \rightarrow e\nu) = \Gamma_W^{e\nu} / \Gamma_W^{\text{tot}}$ et $BR(Z \rightarrow ee) = \Gamma_Z^{ee} / \Gamma_Z^{\text{tot}}$ sont indiqués sur la figure XII.4 en fonction de m_{top} . On constate que $BR(W \rightarrow e\nu)$ augmente de 30% quand m_{top} varie entre la limite de PETRA, 23.3 GeV et $M_W - m_b$, et $BR(Z \rightarrow ee)$ augmente de 9% entre 23.3 et $M_Z/2$. Les rapports d'embranchement sont indépendants des masses des bosons intermédiaires (M_B), dès lors qu'on les exprime en fonction de m_{top}/M_B . $BR(Z \rightarrow ee)$ conserve une très faible variation en fonction de $\sin^2 \theta_W$. Il varie de moins de 0.5% dans tout le domaine de $\sin^2 \theta_W$ ($\pm 2\sigma = \pm 0.014$ autour de la valeur moyenne 0.229).

Le rapport R_Γ est représenté en fonction de m_{top} sur la figure XII.5. Pour le modèle à trois générations, il est à peu près constant à 2.7 tant que m_{top} est inférieure à 46 GeV, puisque les largeurs totales sont à peu près égales dans tout ce domaine. A partir de 46 GeV, le canal $Z^0 \rightarrow t\bar{t}$ est fermé, tandis que l'espace des phases de $W \rightarrow t\bar{b}$ continue de se restreindre. R_Γ croît donc jusqu'à la valeur de ~ 3.2 , atteinte pour $m_{\text{top}} = M_W - m_b \approx 77$ GeV, masse du top pour laquelle le canal $W \rightarrow t\bar{b}$ se ferme aussi, et toute sensibilité de R_Γ à m_{top} est alors perdue. Pour ΔN_ν différent de zéro, les valeurs de R_Γ sont les mêmes, augmentées d'environ $0.2 \times \Delta N_\nu$ unités.

L'expression de R_Γ , toutes simplifications effectuées, en fonction de m_{top} et de ΔN_ν , est :

$$R_\Gamma = \frac{3 + \Delta N_\nu + 3C_\ell + 9C_d \cdot (RC) + 6C_u \cdot (RC) + 3C_u \cdot (RC_Z(m_{\text{top}})) \cdot PS_Z(m_{\text{top}})}{(3 + 6(RC) + 3(RC_W(m_{\text{top}})) \cdot PS_W(m_{\text{top}})) \cdot C_\ell}$$

(XII.9)

Les valeurs extrêmes de R_Γ sont indiquées dans le tableau XII.3, pour trois valeurs de $\sin^2 \theta_W$. On constate qu'elles sont très stables vis-à-vis d'importantes variations de $\sin^2 \theta_W$. R_Γ est indépendant des masses du W et du Z, dès lors qu'on les exprime en fonction de m_{top}/M_W .

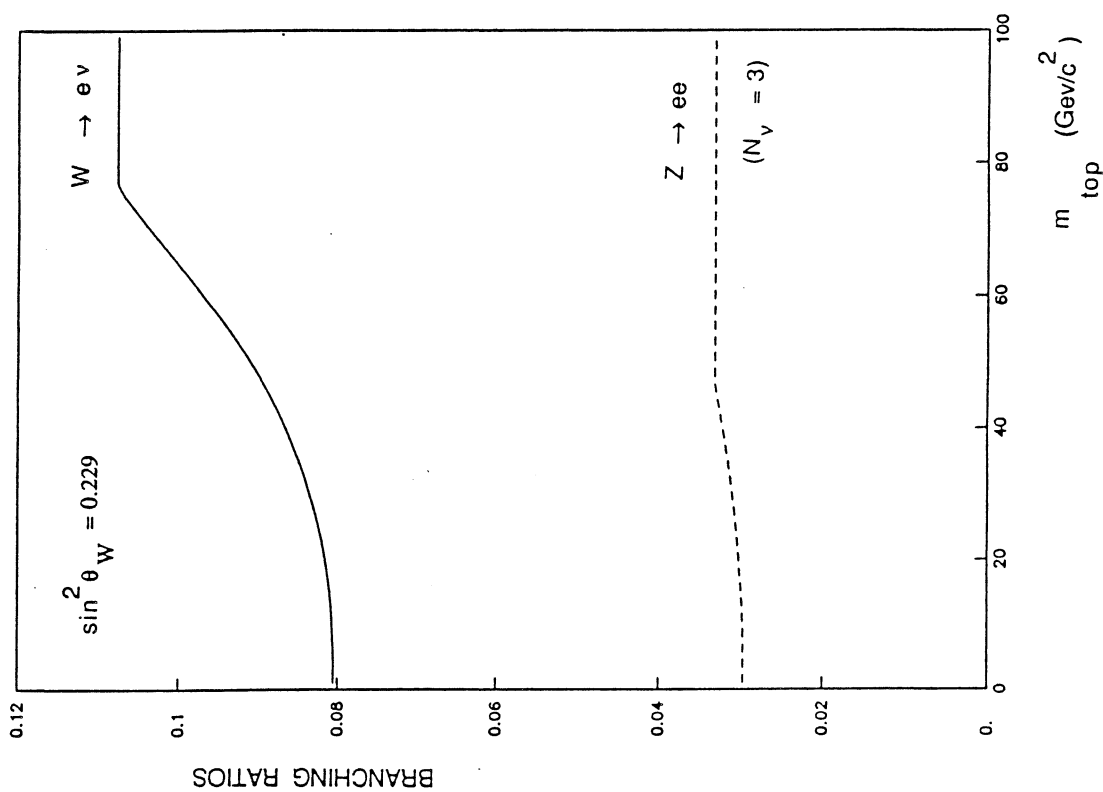


Fig. XII.4 - Rapports d'embranchement leptoniques du W et du Z en fonction de m_{top} , pour $\sin^2 \theta_W = 0.229$, dans le cadre du modèle standard à trois générations.

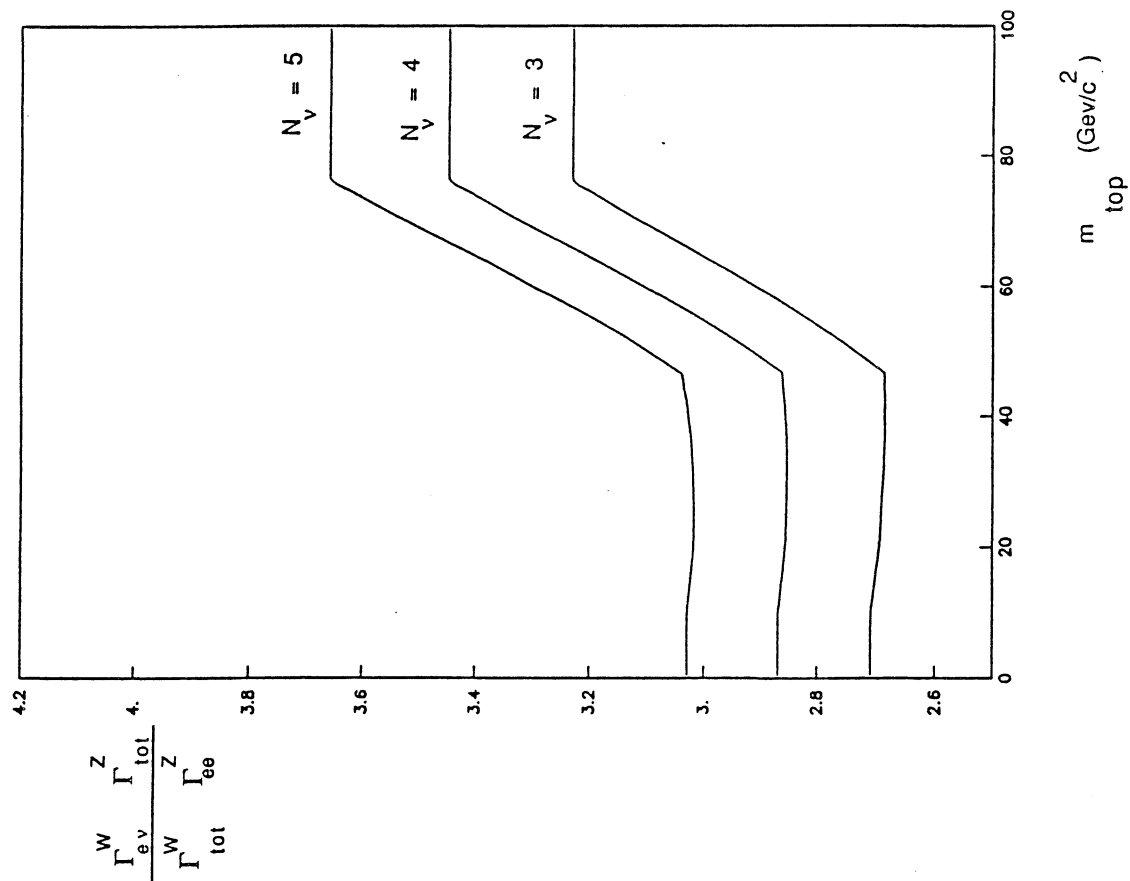


Fig. XII.5 - Rapport R_Γ défini dans le texte, en fonction de m_{top} , pour $\sin^2 \theta_W = 0.229$, dans le cadre du modèle standard à 3, 4 et 5 générations.

Tableau XII.3. Valeurs extrêmes de R_Γ , pour les trois valeurs de l'angle de Weinberg introduites précédemment.

$\sin^2 \theta_W$	0.215	0.229	0.243
$R_\Gamma(m_{\text{top}} = 45 \text{ GeV})$	2.689	2.685	2.680
$R_\Gamma(m_{\text{top}} > M_W - m_b)$	3.244	3.234	3.225

d) Calcul de R_σ et incertitudes.

D'après la relation (XII.7), en remplaçant les largeurs partielles dans l'état initial Γ_W^{ud} , Γ_Z^{uu} et Γ_Z^{dd} par leur expression donnée au paragraphe précédent, on obtient après simplification :

$$R_\sigma = \frac{\sigma_W \approx 4 f_{ud}(M_W/\sqrt{s}) \cos^2 \theta_C}{\sigma_Z [C_u f_{uu}(M_Z/\sqrt{s}) + C_d f_{dd}(M_Z/\sqrt{s})]}. \quad (\text{XII.10})$$

où $f_{qq'}(M_B/\sqrt{s})$ désigne la probabilité relative d'avoir une collision de deux quarks q et q' à une énergie dans le centre de masse de $\sqrt{s} = M_B$. Pour estimer grossièrement dans un premier temps la valeur de R , on peut écrire $f_{ud}(M_W/\sqrt{s}) \approx u(M_W/\sqrt{s})d(M_W/\sqrt{s})$ et de même pour f_{uu} et f_{dd} . Avec $x_B = M_B/\sqrt{s}$, on a alors :

$$R_\sigma \approx \frac{4 u(x_W) d(x_W) \cos^2 \theta_C}{C_u (u(x_Z))^2 + C_d (d(x_Z))^2}. \quad (\text{XII.11})$$

R_σ dépend donc, comme nous l'avions annoncé, des densités partoniques $u(x)$ et $d(x)$ dans la région de $x_W \approx 0.13$ et $x_Z \approx 0.15$. En négligeant la différence entre x_W et x_Z , ce qui constitue une approximation de l'ordre de 15%, on a obtient :

$$R_\sigma \approx \frac{4 (d/u) \cos^2 \theta_C}{C_u + C_d (d/u)^2}. \quad (\text{XII.12})$$

Une estimation grossière de d/u peut être obtenue à partir de la mesure du rapport des fonctions de structure électromagnétiques du neutron et du proton :

$$\frac{F_2^n}{F_2^p} \approx \frac{\frac{4}{9}d + \frac{1}{9}u}{\frac{4}{9}u + \frac{1}{9}d} \approx \frac{d}{u} + \frac{1}{4} . \quad (\text{XII.13})$$

F_2^n/F_2^p est de l'ordre de 0.75 pour $x \approx 0.15$ (voir figure XII.7), et u est à peu près deux fois plus grand que d , et de plus il est affecté d'un coefficient 4 fois plus petit au dénominateur, ce qui justifie qu'on le néglige pour obtenir la deuxième approximation. On en déduit que $d/u \approx 0.5$ dans la région de x qui concerne la production des W et Z , et donc, avec $\cos^2 \theta_C = 0.95$, on obtient $R_\sigma \approx 2.6$. Les approximations faites conduisent à une sous-estimation de d'ordre de 20 à 30%. R_σ est donc de l'ordre de 3. Nous retiendrons de ce qui précède que R_σ est déterminé essentiellement par le rapport d/u , et que celui-ci est relié à peu près linéairement à F_2^n/F_2^p .

Pour calculer plus précisément R_σ , nous avons eu recours à nouveau au programme d'intégration Monte-Carlo EUROJET. Ceci nous a permis de tenir compte des contributions de la mer aux sections efficaces, de la cinématique exacte (variations des densités partoniques entre x_W et x_Z), et d'étudier la sensibilité aux fonctions de structure. Dans le rapport des sections efficaces σ_W/σ_Z , les corrections radiatives s'annulent à mieux que 10^{-2} près [XII.13]. Nous avons répété le calcul avec différentes valeurs de $\sin^2 \theta_W$ autour de la valeur moyenne mondiale actuelle de 0.229, et pour différentes paramétrisations des fonctions de structure. Le résultat est représenté sur la figure XII.6. Elle montre l'incertitude sur R_σ provenant d'une part du choix des fonctions de structure et d'autre part de $\sin^2 \theta_W$. La valeur d'Altarelli et al. [XII.14], calculée pour $\sin^2 \theta_W = 0.217$, est aussi indiquée : 3.25 ± 0.2 . Pour $\sin^2 \theta_W = 0.229$, les paramétrisations Duke et Owens 2 et 1, GHR et EHLQ($\Lambda = 0.29$ GeV) et EHLQ($\Lambda = 0.2$) donnent respectivement : $R_\sigma = 3.50, 3.41, 3.16, 3.10$, et 3.03 . L'ensemble de ces paramétrisations représentent l'incertitude qui existe actuellement sur ces fonctions de structure. Afin de réduire ces incertitudes, nous avons utilisé les données les plus récentes de l'expérience BCDMS sur F_2^n/F_2^p (muons sur deutérium et sur hydrogène), de la manière décrite dans la suite.

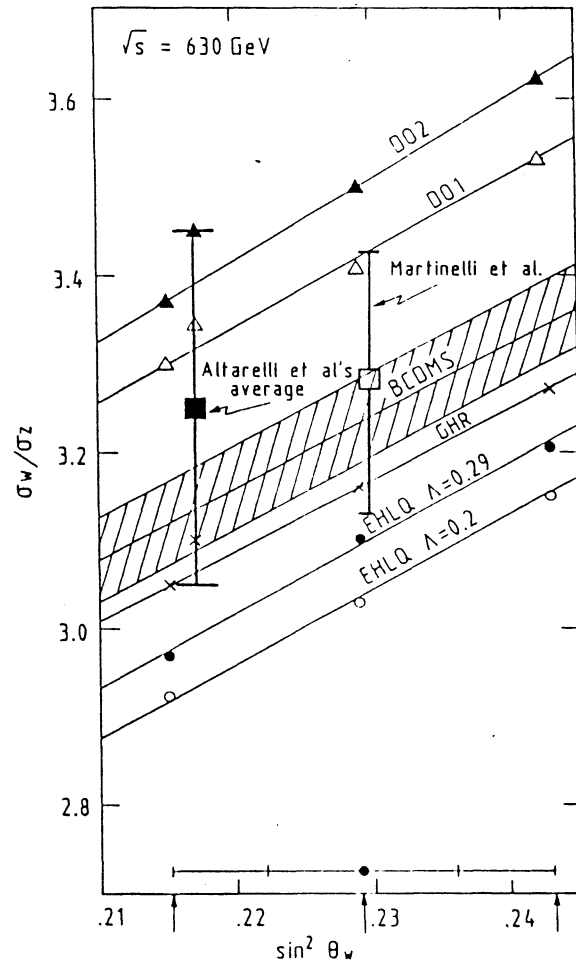


Fig. XII.6 - Illustration de la dépendance de R_σ en fonction de $\sin^2 \theta_W$ et du choix de la paramétrisation des fonctions de structures. La courbe notée BCDMS est obtenue à partir des données de cette expérience par la méthode d'interpolation expliquée dans le texte. Les valeurs de R_σ calculées par Altarelli et al. et Martinelli et al. sont aussi indiquées, avec leurs barres d'erreur.

L'utilisation de ces données présente plusieurs avantages : elles sont conduites à plus haute statistique (incertitudes de l'ordre de 1.5%), avec un meilleur contrôle des effets systématiques (4 à 5 %) que dans les expériences précédentes, et le transfert Q^2 moyen dans cette expérience est de l'ordre de 30 GeV^2 dans le domaine de x qui nous intéresse. Ceci représente la moitié du chemin (en $\log(Q^2)$) entre les données antérieures à $Q^2 \approx 5$ à 10 GeV^2 et la valeur à laquelle on extrapole les données pour estimer les sections efficaces σ_W et σ_Z . De plus, on évite la possibilité d'effets QCD non-perturbatifs qui pourraient être non-négligeables à bas Q^2 .

Ces données [XII.15] sont représentées sur la figure XII.7. On voit qu'elles sont bien encadrées par notre calcul de F_2^n/F_2^p à l'aide des paramétrisations actuellement disponibles. L'échelle Q^2 de l'interaction pour l'évolution a été prise comme dépendant de x , pour tenir compte de la dépendance en x de l'acceptance en Q^2 [XII.16]. Pour chaque valeur de x , le Q^2 moyen dans l'expérience BCDMS est approximativement de $(120x+8) \text{ GeV}^2$. La variation de F_2^n/F_2^p en Q^2 est très faible (inférieure à 2% entre 25 GeV^2 et M_W^2) ; elle est tout de même prise en compte.

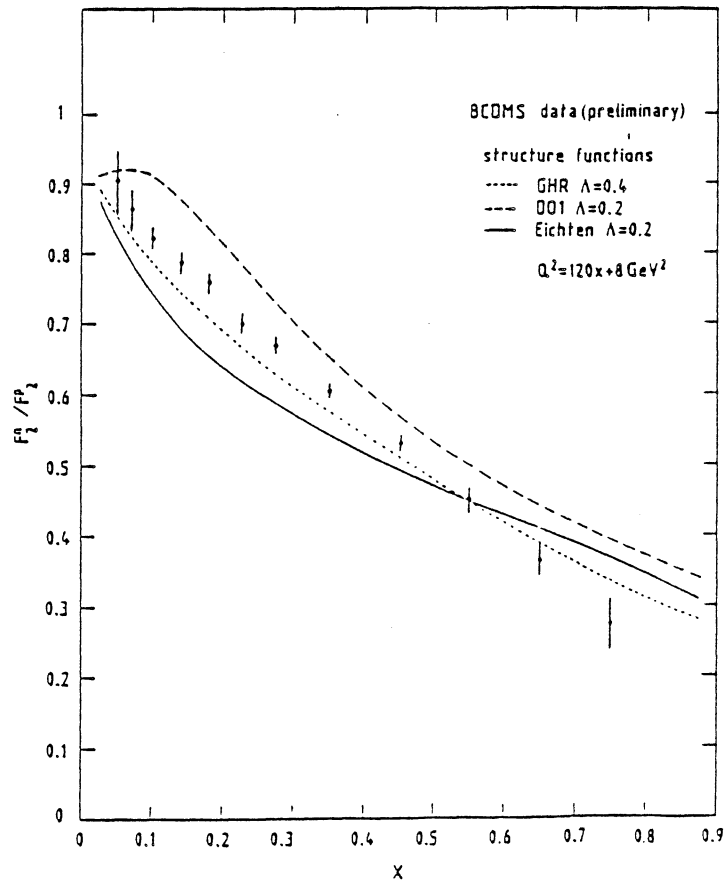


Fig. XII.7 - Rapport de la fonction de structure électromagnétique F_2 du neutron à celle du proton. Les points expérimentaux sont les données préliminaires de l'expérience BCDMS (erreurs statistiques seulement). Les courbes représentent les paramétrisations DO1, GHR et EHLQ ($\Lambda=0.2$). On constate qu'elles sont dans le même ordre que les courbes R_σ de la figure précédente.

En comparant avec la figure précédente, on constate que dans la région de x sollicitée dans la production des bosons intermédiaires ($x \approx 0.15$), l'ordre des courbes F_2^n/F_2^p est bien le même que l'ordre des courbes σ_W/σ_Z . C'est ce que l'on pouvait inférer de la discussion précédente sur la proportionnalité approximative de R à d/u , et donc à

F_2^n/F_2^p (relations XII.12 et XII.13). On peut donc simplement tenter d'interpoler les valeurs de σ_W/σ_Z à partir des valeurs de F_2^n/F_2^p , pour obtenir la valeur de σ_W/σ_Z correspondant aux fonctions de structure de BCDMS, et les erreurs statistiques et systématiques de cette mesure se reflètent dans l'erreur finale sur σ_W/σ_Z .

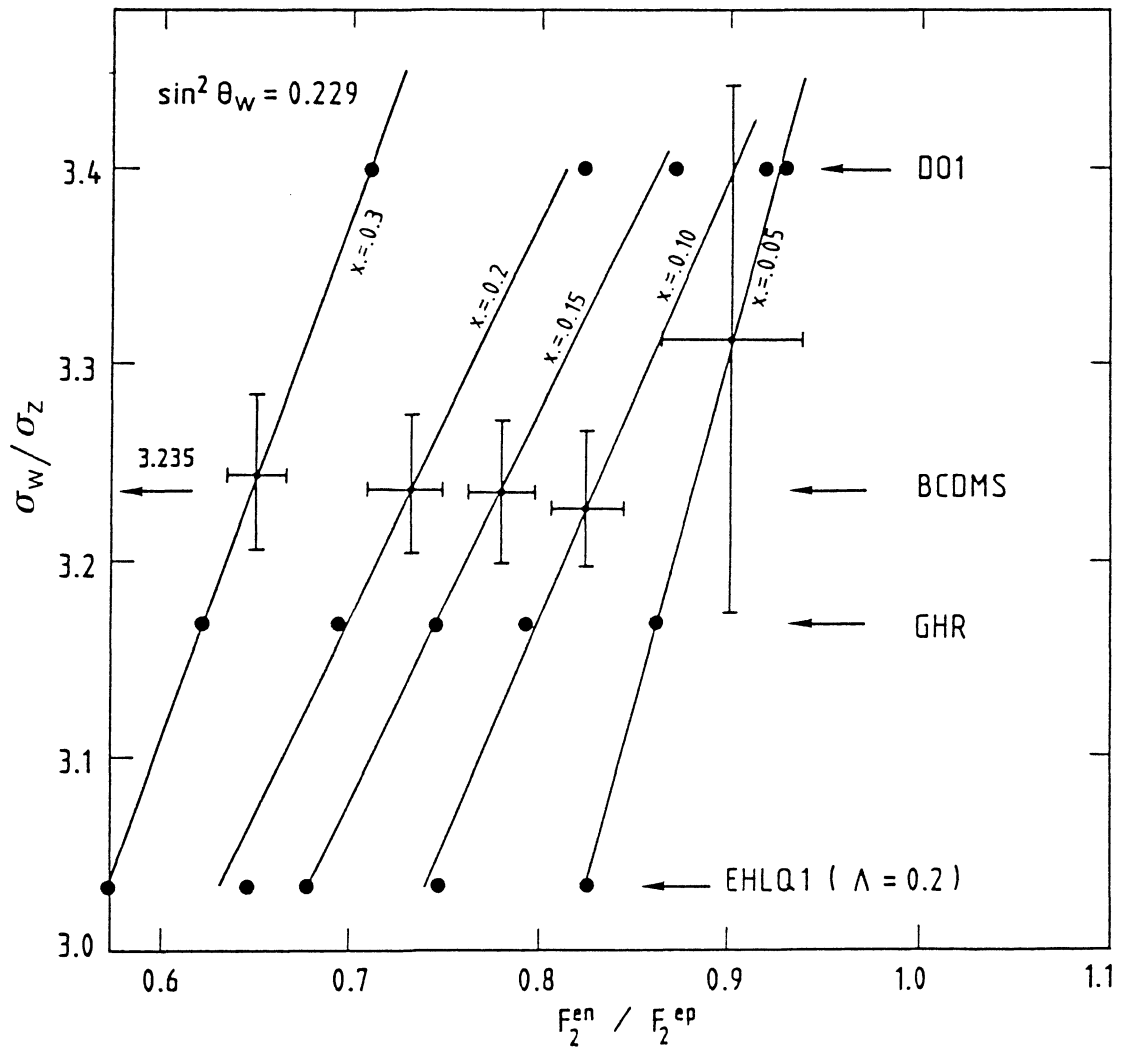


Fig. XII.8 - Procédure d'interpolation utilisée pour déterminer le rapport R_σ correspondant aux fonctions de structure de l'expérience BCDMS.

Cette interpolation est illustrée sur la figure XII.8. Pour chacune des trois fonctions de structure DO1, GHR et EHLQ1, et pour différentes valeurs de x , on a porté en ordonnée la valeur de σ_W/σ_Z calculée par EUROJET (pour $\sin^2 \theta = 0.229$), et en abscisse la valeur de F_2^n/F_2^p pour

la même fonction de structure, à cette valeur de x donnée. En joignant les points au même x , on obtient approximativement des droites. En reportant la valeur de $F_2^{\text{en}}/F_2^{\text{ep}}$ de BCDMS sur l'échelle horizontale, on lit sur l'échelle verticale la valeur de σ_W/σ_Z correspondant à BCDMS, avec sa barre d'erreur. La valeur intéressante, pour $x \approx 0.15$, est 3.235 ± 0.030 . On constate que les estimations calculées de cette manière pour d'autres valeurs de x sont parfaitement compatibles avec celle-ci. L'incertitude dominante dans ces données préliminaires de BCDMS est l'incertitude systématique de 4 à 5%. Nous prendrons donc comme valeur optimale de R_σ déduite de l'expérience BCDMS :

$$R_\sigma = 3.23 \pm 0.15,$$

ce qui améliore légèrement la valeur d'Altarelli et al. de 3.25 ± 0.20 . Notons aussi la valeur obtenue récemment par Martinelli [XII.17], $R_\sigma = 3.28 \pm 0.15$, obtenue par un ajustement des fonctions de structure sur les données de diffusion profondément inélastique de neutrinos. Elle est parfaitement compatible avec la nôtre.

Cette discussion détaillée de l'incertitude sur l'estimation théorique de R était rendue nécessaire par le caractère crucial de cette quantité pour statuer sur l'existence ou non d'une limite sur la masse du top à partir de la mesure de $\sigma(W \rightarrow l\nu)/\sigma(Z \rightarrow ll)$, enjeu de la prochaine section.

4 - Comparaison entre les valeurs de R attendue et observée ; tentative de déduction d'une limite sur m_{top}

Nous sommes maintenant en mesure de comparer la valeur observée de R (section 2) avec la valeur attendue, en fonction de m_{top} et de ΔN_ν dans le cadre du modèle standard (section 3). La valeur de R prédite à partir de la valeur préférée de $R_\sigma = 3.23$ est donnée en fonction de m_{top} sur la figure XII.9 pour $N_\nu = 3, 4, 5$. Elle est comparée aux limites supérieures à 90% et 95% de niveau de confiance (N.C.) obtenues par UA1.

Pour $N_\nu = 3$ ou 4, aucune limite sur la masse du top n'apparaît. Si $N_\nu = 5$, on obtient la limite $m_{\text{top}} < 79$ GeV à 90% de N.C.. Comme le nombre de saveurs de neutrinos est actuellement fortement contraint par les

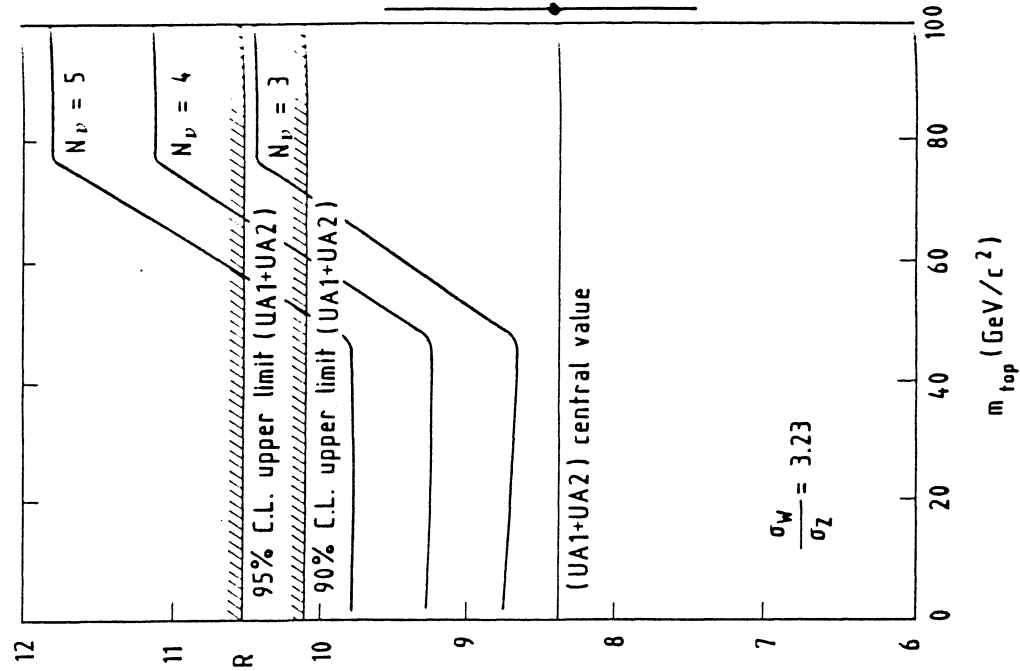


Fig. XII.9 - Les courbes sont les prédictions théoriques pour le rapport R en fonction de m_{top} pour la valeur "BCDMS" $R_G=3.23$. La ligne horizontale représente la valeur de R mesurée par UA1, et les lignes hachurées correspondent aux limites supérieures à 90% et 95% sur cette valeur.

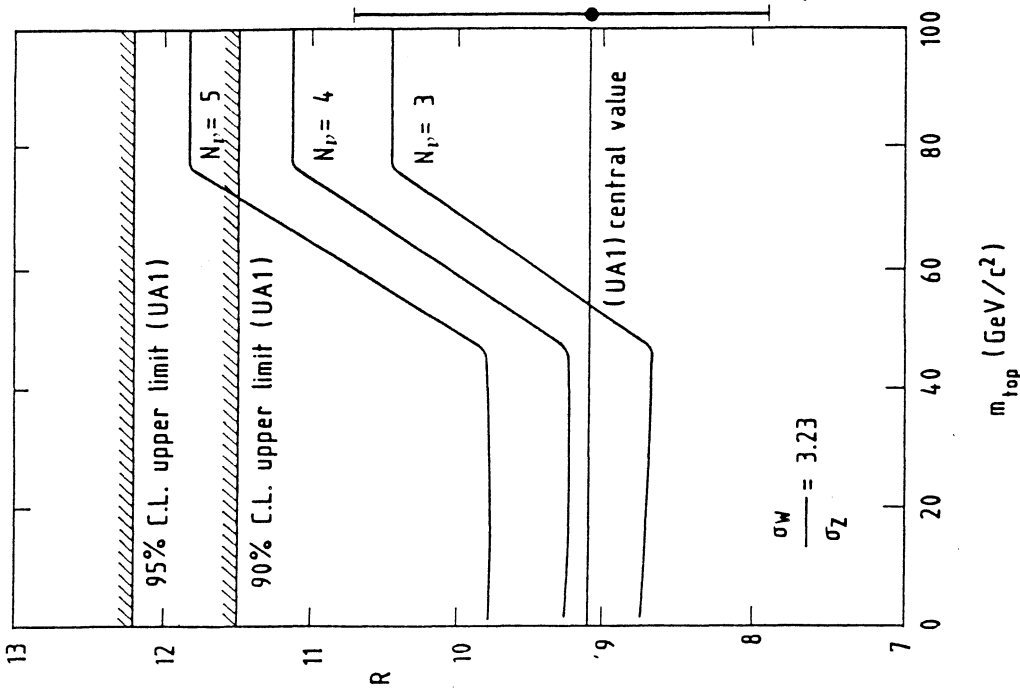


Fig. XII.10 - Les courbes sont les prédictions théoriques pour le rapport R en fonction de m_{top} pour la valeur "BCDMS" $R_G=3.23$. La ligne horizontale représente la valeur de R résultant de la combinaison des mesures d'UA1 et UA2, et les lignes hachurées correspondent aux limites supérieures à 90% et 95% sur cette valeur.

expériences e^+e^- , $N_\nu \leq 4$ [XII.18], on conclut qu'UA1 seul ne peut pas donner une limite sur m_{top} de cette façon.

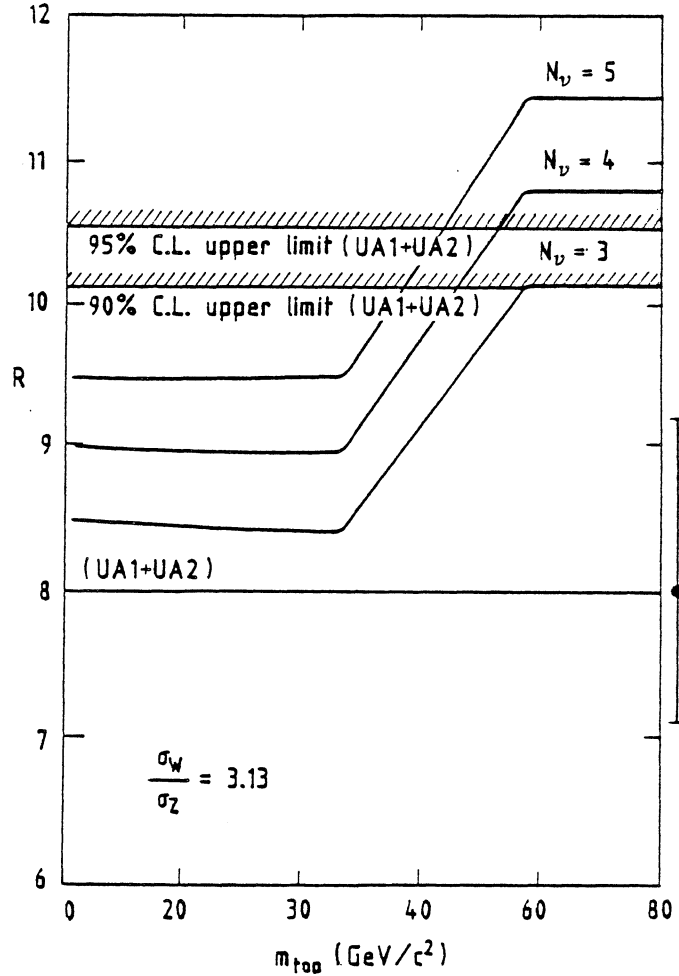


Fig. XII.11 - Les courbes sont les prédictions théoriques pour le rapport R en fonction de m_{top} , pour une limite inférieure raisonnable $R_0 = 3.13$. La ligne horizontale représente la valeur de R résultant de la combinaison des mesures d'UA1 et UA2, et les lignes hachurées correspondent aux limites supérieures à 90% et 95% sur cette valeur.

En utilisant les limites supérieures d'UA1 et UA2 sur R combinées, on obtient $m_{\text{top}} < 67$ GeV à 90% de N.C. pour $N_\nu = 3$, mais cette limite disparaît si l'on exige un niveau de confiance de 95% (fig. XII.10). Si l'on prend par prudence une valeur plus basse de R_0 , par exemple 3.13 (valeur de Martinelli et al. moins une barre d'erreur), même les données combinées d'UA1 et UA2 n'imposent plus aucune limite, même au niveau de confiance de 90% (fig. XII.11). Il est à noter néanmoins que, d'après notre analyse, si m_{top} est supérieur ou de l'ordre de 75 GeV, possibilité évoquée au chapitre précédent, $N_\nu = 3$ est la seule hypothèse compatible avec les données, dans le cadre du modèle standard.

En conclusion, l'incertitude sur les fonctions de structure, donc sur R_σ , nous empêche de donner une limite supérieure ferme sur m_{top} par cette méthode. Il n'est donc pas exclu que le top soit plus massif que $M_W - m_b$, contrairement à ce que d'autres analyses, fondées sur un choix moins judicieux des fonctions de structure ou négligeant les effets systématiques sur les mesures de F_2^n/F_2^p servant à contraindre R_σ , ne le laissent supposer [XII.19]. Il est clair néanmoins qu'une nouvelle détermination expérimentale de R à ACOL ou au Tevatron permettra de réduire l'incertitude, actuellement dominée par la faiblesse de la statistique en Z^0 .

XIII - CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

Chapitre XIII

Conclusions et perspectives.

1 - Les autres analyses d'UA1.

Parallèlement à l'analyse présentée dans cette thèse, deux autres analyses ont été menées en vue de rechercher le quark top par ses désintégrations semi-leptoniques :

- l'une, largement indépendante, portant aussi sur les électrons accompagnés de jets,
- l'autre, sur les muons accompagnés de jets.

Nous allons les décrire sommairement et comparer leurs résultats aux nôtres. Ces deux travaux font l'objet d'articles qui devraient prochainement paraître dans la revue "Zeitschrift fur Physik" [XIII.1].

a) L'analyse UA1 des électrons accompagnés de jets.

Cette étude a été menée au CERN et principalement par des membres du laboratoire d'Annecy. Elle a fait l'objet d'une thèse à laquelle on se reportera pour plus de détails [XIII.2] Elle utilise les même générateurs Monte-Carlo que la nôtre, fruits d'une étroite collaboration de l'ensemble des physiciens d'UA1 qui se sont consacrés à l'analyse dans les divers domaines, et principalement ceux du groupe "saveurs lourdes". Elle part aussi des événements de ce que nous avons appelé la "sélection initiale" (6431 événements, 572 nb^{-1}), auxquels s'ajoute la statistique correspondante de 1983 (118 nb^{-1}).

Ensuite viennent quelques différences :

- La coupure en rapidité du candidat électron est fixée à 2 au lieu de 1.5. Rappelons que notre choix de coupure à 1.5 avait été guidé par notre volonté de limiter notre étude à la région des gondoles. Ceci présentait pour nous l'avantage de n'avoir pas à étudier de systématiques différentes et de limiter l'importance du bruit de fond de conversions, nombreuses et difficiles à identifier dans la région des bouchons, sans nuire au signal recherché : 95% des candidats top sont attendus dans la région des gondoles.

- L'étude du bruit de fond hadronique repose sur les variables E_{had} (énergie déposée dans le calorimètre hadronique, dans le prolongement de la gerbe du candidat électron), et χ^2_R , une fonction de l'énergie déposée dans les différents segments du calorimètre électromagnétique, qui est minimale pour un électron typique. Pour cette estimation, des données de tests en faisceaux de pions chargés ont été utilisées. On a ajouté au dépôt d'énergie de ces pions celui de π^0 , par Monte-Carlo, puis on a fait subir les coupures de la sélection électron aux superpositions de $\pi^\pm$ et de π^0 ainsi obtenues [XIII.3]

Cette analyse donne des résultats compatibles avec les nôtres, à savoir l'absence de signal de top. Cependant, le bruit de fond hadronique cité est inférieur au nôtre, en raison de coupures plus restrictives ; En particulier, le critère d'isolation du candidat électron est renforcé : il demande, outre la coupure $\Sigma E_t < 2 \text{ GeV}$ (resp. p_t) dans un cône $\Delta R < 0.7$, que ΣE_t (resp. p_t) dans un cône $\Delta_{R < 0} < 4$ soit inférieur à 1 GeV. Les nombres d'événements attendus dans les différents canaux sont : 2.6 ± 0.6 dans le bruit de fond hadronique, 0.8 ± 0.2 pour les W et Z^0 , 1.1 ± 0.5 pour Drell-Yan, ψ , T , 2.2 ± 0.5 pour $b\bar{b}$ et $c\bar{c}$, soit au total 6.7 ± 0.9 , à comparer aux 7 événements trouvés. On note donc ici aussi un excellent accord avec les prédictions sans top et les données. Le nombre d'événements top présents dans les données est estimé par un ajustement global de la forme des distributions attendues sur la distribution observée, pour un ensemble de variables cinématiques indépendantes (isolation, énergie transverse manquante, énergie transverse du jet le plus dur, $\cos\theta^*$ du deuxième jet. Dans la procédure utilisée pour déterminer ces limites, les erreurs systématiques ont été incluses, en simulant des expériences dans lesquelles on a fait fluctuer les nombres attendus selon des lois de Poisson, et les incertitudes systématiques selon des lois gaussiennes. Les distributions de nombres d'événements top ainsi ajustés ont été

tronquées de façon à ne considérer que des valeurs positives du signal. Ceci a pour effet de mener à des limites très prudentes. On peut comparer ces limites à celles que nous avons obtenues en nous plaçant dans la situation où les systématiques favorisent le plus grand signal : $m_{\text{top}} > 34$ GeV (première méthode) et $m_{\text{top}} > 32$ GeV (deuxième méthode), à 95% de niveau de confiance. L'équipe CERN obtient la limite $m_{\text{top}} > 47$ GeV dans ces conditions, en supposant correcte la section efficace évaluée à l'aide d'EUROJET.

b) L'analyse UA1 des muons accompagnés de jets.

Cette analyse utilise les mêmes coupures sur les jets, mais tout ce qui touche à l'identification du lepton est, naturellement, différent. Les mêmes générateurs Monte-Carlo ont été utilisés, en remplaçant la sélection "électron" par la sélection "muon". La limite obtenue, dans les conditions citées ci-dessus, est : $m_{\text{top}} > 43$ GeV.

Les résultats des deux canaux combinés (électron et muon), en ajustant simultanément le signal sur les candidats électron et muon, conduisent à la limite $m_{\text{top}} > 56$ GeV, toujours avec la section efficace de référence.

Ces limites sont très sensibles à la valeur de la section efficace $t\bar{t}$ utilisée pour les déduire. En se limitant à la contribution à l'ordre le plus bas, et en prenant le choix des fonctions de structure et le choix de l'échelle les plus pessimistes (D_01 et $Q^2 = s^2$), on obtient encore une limite assez forte : $m_{\text{top}} > 44$ GeV. Ces limites sont résumées dans la figure XIII.1 de la façon suivante : le résultat est exprimé en terme d'une limite sur le rapport K de la section efficace $t\bar{t}$ observée à la section efficace à l'ordre le plus bas, estimée avec la paramétrisation EHLQ $\Lambda = 0.2$ GeV des fonctions de structure et le choix de l'échelle $Q^2 = p_t^2 + m_{\text{top}}^2$. Les prédictions de différents autres choix des fonctions de structure et de l'échelle sont aussi indiquées. Notre $f=1$ défini au chapitre V correspond à la courbe annotée "EUROJET", en trait gras. Notons que la valeur $K=0$ n'est exclue pour aucune masse du quark top, ce qui signifie que même cette combinaison des résultats des électrons et des muons avec toute la statistique disponible n'est pas sensible à la contribution $W \rightarrow t\bar{b}$ seule.

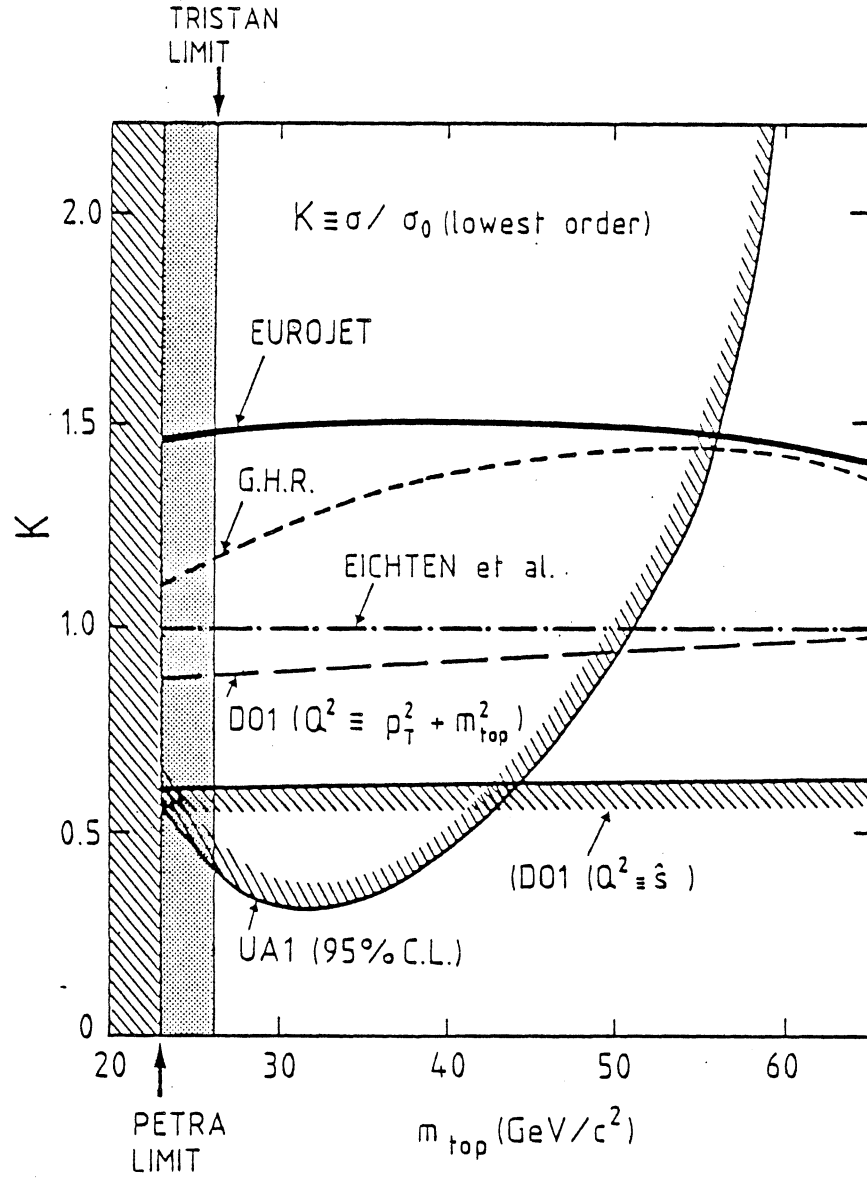


Fig. XIII.1 - Limite combinée (électrons et muons) d'UA1 dans le plan (m_{top}, K) où $K = \sigma_{t\bar{t}} / \sigma_0$, où σ_0 est la section efficace de production QCD de paires $t\bar{t}$ prédite à l'ordre le plus bas. Les évaluations théoriques pour d'autres choix de fonctions de structure et de l'échelle Q^2 de l'interaction sont indiquées.

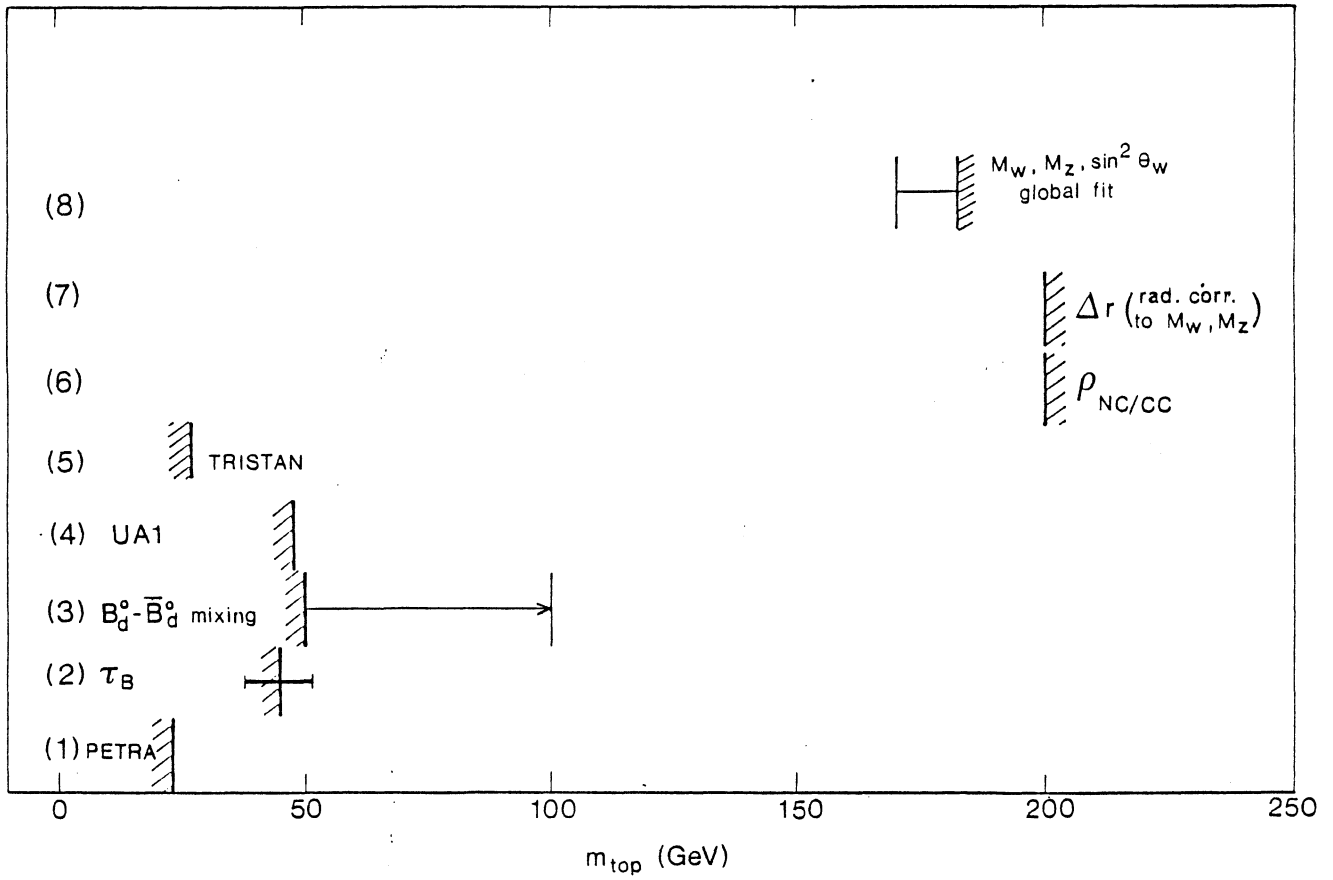


Fig. XIII.2 - Tableau récapitulatif de la situation actuelle des connaissances sur la masse du quark top.

- (1) Voir ref [0.3]
- (2) Voir ref [0.4]
- (3) Voir ref [0.6, 7]
- (4) Voir ref [XIII.1]
- (5) Voir ref [XIII.4]
- (6) Voir ref [0.9]
- (7) Voir ref [0.8]
- (8) Voir ref [0.11, 12]

2 - Les perspectives de découverte.

a) Les collisionneurs électron-positron.

Alors que nous achevions la rédaction de cette thèse, les premiers résultats du nouveau collisionneur e^+e^- japonais TRISTAN ont été rendus publics [XIII.4]. Nous les attendions avec quelque anxiété, car la région de basse masse du top, autour de 25 GeV, était plus difficile à étudier, étant donné la plus grande difficulté dans ce domaine à distinguer le signal de top des autres saveurs lourdes [XIII.5]. A une énergie dans le centre de masse de 52 GeV, pour une luminosité de 10 pb^{-1} , le rapport R de la section efficace hadronique à la section efficace $\mu^+\mu^-$ a été mesuré. Il a été trouvé $R=4.5\pm 0.2$, parfaitement compatible avec la valeur attendue pour 5 quarks (4.43), et incompatible avec la production du top (5.83). Des études fondées sur des variables topologiques (sphéricité, aplanarité), ont aussi donné un résultat négatif. Le domaine de masse s'étendant jusqu'à environ 26 GeV est donc exclu par TRISTAN.

L'énergie de TRISTAN va être portée à 66 GeV d'ici deux ans, ce qui permettra d'amener sa sensibilité à des masses du top de 33 GeV.

LEP, dans sa phase I, permettra d'explorer dès 1990 le domaine de masses s'étendant jusqu'à environ 50 GeV. Les chances de trouver le quark top dans ce domaine sont déjà très réduites, mais une confirmation des résultats d'UA1 auprès d'un collisionneur e^+e^- est nécessaire, ce type d'expérience n'étant pas sujet aux incertitudes sur les sections efficaces inhérentes aux collisionneurs hadroniques, ni aux détails de la fragmentation du top, ni aux hypothèses sur sa désintégration semi-leptoniques, trois points sur lesquels reposent actuellement nos limites.

Dans sa phase II, le LEP pourra atteindre des énergies jusqu'à 200 GeV, portant ainsi sa sensibilité au quark top jusqu'à des masses de 100 GeV. Si sa masse est de l'ordre de $M_W + m_D$, il sera la source d'un bruit de fond qui compliquera l'étude de la production électrofaible

de WW, selon les arguments développés au chapitre XI ; le rapport signal/bruit sera ici de l'ordre de 1, alors qu'il est d'un à deux ordres de grandeur au collisionneur.

b) Les collisionneurs hadroniques.

L'amélioration du SPS (ACOL) ainsi que l'amélioration du détecteur UA1 devraient permettre de statuer sur l'existence du top d'ici à 1990, si sa masse est inférieure à 70 GeV, à partir de la contribution $W \rightarrow t\bar{b}$ seule [XIII.6]. Le nombre d'événements attendus ne sera alors plus soumis aux grandes incertitudes qui existent actuellement, car il pourra se déduire de la mesure de $W \rightarrow e\nu$.

L'amélioration de la granularité du détecteur et la réduction, d'un facteur 1.8 [XIII.7], de l'incertitude sur l'énergie manquante, permettront de mieux lutter contre les différents bruits de fond. Toutefois, pour que ce projet porte ses fruits, il est essentiel qu'il soit complet et notamment que le détecteur de position et la couverture avant-arrière du calorimètre soient effectivement réalisés.

L'expérience UA2, avec son nouveau détecteur à rayonnement de transition (TRD) et sa couverture angulaire améliorée pour la mesure de l'énergie manquante, devrait rivaliser efficacement avec UA1 pour la recherche du top. Le TRD permettra de mieux identifier les électrons et probablement de lutter contre le bruit de fond hadronique pour des électrons de 10 à 20 GeV environ, essentiel dans la recherche d'un quark top de masse jusqu'à 50 GeV. Pour des masses plus grandes, et en particulier si m_{top} est de l'ordre de $M_W + m_b$, le spectre d'énergie des électrons devient assez dur pour ne pas être contaminé par le bruit de fond hadronique. L'avantage du TRD s'estomperait alors, et tout ne serait alors plus qu'une question de statistique (luminosité et efficacité), et de ce point de vue UA1 présente l'avantage d'être sensible aux muons, tandis que UA2 a pour lui d'avoir entrepris et mené à bien l'amélioration nécessaire pour cette recherche suffisamment tôt pour profiter dès 1987 de la luminosité d'ACOL.

Au Tevatron, au laboratoire Fermi, la recherche du quark top sera probablement une des activités principales. L'étude des paires de W

pourrait apporter la signature d'un quark top à peu près en même temps que les UA, si sa masse est comprise entre 70 et 110 GeV, d'après le mécanisme décrit au chapitre XI. On attend donc avec une certaine impatience les premiers candidats WW de l'expérience CDF.

La mesure du rapport $R = \sigma(W \rightarrow e\nu) / \sigma(Z^0 \rightarrow ee)$ peut aussi permettre de **déterminer** la masse du quark top si celle-ci est comprise entre 46 et 75 GeV. Pour déterminer m_{top} à 5 GeV près, il faut mesurer R à 0.3 unités près. soit environ 3%. La mesure actuelle est actuellement limitée en précision avant tout par la faiblesse de la statistique en Z^0 . Pour obtenir une telle précision, il faudrait environ 1500 Z^0 , au lieu de la centaine disponible actuellement, et les W des mêmes expériences (environ 15000). Mais alors, les différentes systématiques devront être réduites à un plus faible niveau (disons environ 2%). Les efficacités devront être connues à environ 1% près, et le bruit de fond devra être connu à environ 1% près du nombre d'événements W ; par exemple, si le bruit de fond est de l'ordre de 10%, il devra être connu à 10% près.

Dans le même temps, la prédiction théorique devra être plus précise que les données (disons 1%). Ceci nécessitera la connaissance du rapport des fonctions de structure proton / neutron à ce niveau de précision, et une valeur de $\sin^2 \theta_W$ à 0.004 près.

L'avantage de cette dernière méthode est de ne pas dépendre de la façon dont se désintègre ou s'hadronise le top.

Si le quark top n'était toujours pas découvert dans les trois ou quatre ans à venir, force nous serait d'admettre que sa masse est supérieure à 100 ou 110 GeV. Cependant, d'autres moyens d'investigation seront encore possibles, sans attendre l'avènement du SSC ou du LHC. La mesure précise des corrections radiatives aux masses des bosons intermédiaires, qui permet actuellement de donner une limite supérieure sur la masse du top ($m_{\text{top}} < 200$ GeV), permettra d'atteindre un domaine s'étendant vers le bas jusqu'à environ 130 GeV. Le rapport d'embranchement du B en $K^* \gamma$ dépend aussi fortement de m_{top} . De 10^{-5} pour $m_{\text{top}} = 40$ GeV, les prédictions passent à $2 \cdot 10^{-4}$ si $m_{\text{top}} = 160$ GeV [XIII.6]. Ceci devrait être mesurable auprès d'une "usine à B" telles que celle qui est en projet à SIN [XIII.9]. Les mesures du mélange $B^0 - \bar{B}^0$ sont aussi à

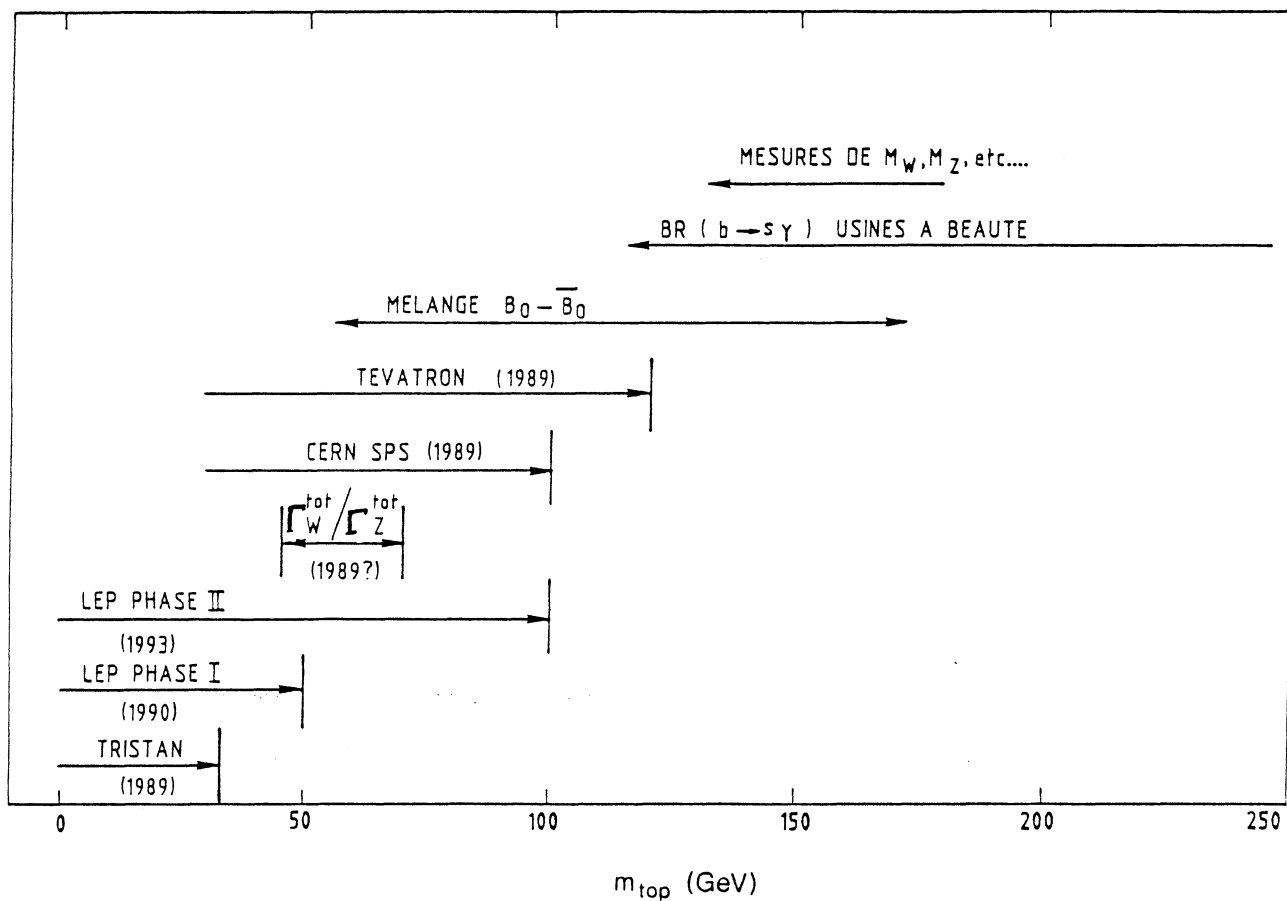


Fig. XIII.3 - Perspectives de découverte du quark top (voir texte).

améliorer, ainsi que les calculs théoriques, afin de pouvoir s'en servir pour déterminer m_{top} .

Toutes ces perspectives sont résumées dans la figure XIII.2, où l'on constate que toutes les valeurs possibles dans le cadre du modèle minimal à trois générations sont à portée d'accélérateur. Toute surprise dans ce domaine devrait donc obliger à revoir ce modèle.

3 - Conclusion.

Les différents résultats expérimentaux obtenus depuis moins d'un an tendent maintenant vers une masse du top élevée : une masse du top inférieure à 40 ou 50 GeV semble maintenant bien difficile à réconcilier avec les observations. Nous disposons d'ores et déjà, ou nous disposerons bientôt, de moyens d'investigation adaptés à la découverte du quark top et à la détermination de sa masse dans tout le domaine actuellement autorisé dans le cadre du modèle standard. Si le quark top s'avère avoir une masse de 70 à 100 GeV, on pourra considérer, a posteriori, les W à grande impulsion transverse d'UA1 et UA2 comme la première indication de sa production.

Divers théoriciens ont tenté de réconcilier une faible masse du top avec les données actuelles, mais au prix de l'introduction d'un Higgs chargé [XIII.10] ou d'une quatrième génération [XIII.11].

Quoiqu'il en soit, cette thèse montre que le quark top est maintenant à notre portée. Il sera probablement découvert dans les prochaines années, complétant ainsi le paysage des fermions fondamentaux.

Références bibliographiques.

- [0.1] Particle Data Group, Rev. of Part. Prop., Phys. Lett. **170B** (1986), p. 76.
- [0.2] C. Itzykson et J.-B. Zuber, "Quantum Field Theory", ed. Mac Graw Hill, p. 628-629.
F. Halzen and A.D. Martin, "Quarks and Leptons", ed. Wiley, p. 285.
C. Quigg, "Gauge Theories of the Strong, Weak, and Electromagnetic Interactions", ed. Benjamin-Cummings, p. 137-139.
- [0.3] H.J. Behrend et al., CELLO Coll., Phys. Lett. **144B** (1984), 297.
B. Adeva et al., MARK J Coll., Phys. Lett. **152B** (1985), 439.
Althoffer et al., TASSO Coll., Z. Phys. **C22**. (1984), 307.
- [0.4] P.H. Ginsparg, S.L. Glashow, M.B. Wise, Phys. Rev. Lett. **50** (1983), 1415.
- [0.5] J. Prentice, in Proc. of Rencontres de Moriond, 15-21 Mars 1987, Les Arcs, France, à paraître.
H. Albrecht et al., ARGUS Coll., Phys. Lett. **B192** (1987) 245.
- [0.6] J. Ellis, J.S. Hagelin, S. Rudaz, Phys. Lett. **B192** (1987) 201.
- [0.7] G. Altarelli and P. Franzini, " $B^0-\bar{B}^0$ Mixing Within and Beyond the Standard Model", CERN TH-4745/87 (May 1987) ;
V.A. Khoze and N.G. Uraltsev, Leningrad Nucl. Phys. Inst. preprint 1290 (june 1987) : " $B^0-\bar{B}^0$ mixing" ;
sous presse dans Yadernaya Fizika ;
Dongsheng Du and Zhiyong Zhao, Phys. Rev. Lett. **59** (1987) 1072.
V. Barger, T. Han and D.V. Nanopoulos, Phys. Lett. **B194** (1987) 201;
I. Bigi and A.I. Sanda, Phys. Lett. **B194** (1987) 307 ;
F. J. Gilman, SLAC preprint SLAC-PUB 4315 (1987) ;
H. Harrari and Y. Nir, Phys. Lett. **B195** (1987) 586.
- [0.8] W.J. Marciano and A. Sirlin, Phys. Rev. **D29** (1984), 945.
W.J. Marciano, Proc. of the XXIIIrd Int. Conf. on High Energy Physics held at Berkeley (1986)
- [0.9] C. Guyot, in Proc. of the IXth Warsaw symposium on Elementary Particle Physics (1986). DPhPE 86/19. Voir aussi [0.11,12].
- [0.10] M. Veltman, Nucl. Phys. **B123** (1977) 89.
L. Maiani, Proc of the XXIst Int. Conf. on High Energy Physics held at Paris (1982), J. de Physique, Colloque C3, p. 650.

- [0.11] G.Costa, J. Ellis, G.L. Fogli, D.V. Nanopoulos and F. Zwirner,
"Neutral Currents within and beyond Standard Model", CERN TH-4675/87,
MAD TH-87/07, LBL 23271 (1987), to be published in Nucl. Phys..
- [0.12] U. Amaldi et al., Phys. Rev. **D36** (1987) 1385.
- [I.1] C. Rubbia, P. Mac Intyre, D. Cline, Aachen Int. Neutrino
Conf. (1977) p. 683.
- [I.2] G. Budker, Atomnaya Energiya **22**.(1967) 346.
- [I.3] S. Van der Meer, "Stochastic Cooling in the CERN Proton-Antiproton
Accumulator", IEEE Trans. in Nucl. Sci., Vol. NS-28, n° 3 (1981).
- [I.4] G. Altarelli and G. Parisi, Nucl. Phys. **B126** (1977) 298.
- [I.5] D.W. Dukes and J.F. Owens, Phys. Rev. **D27** (1984) 508.
- [I.6] M. Gluck, E. Hoffmann and E. Reya, Z. Phys. **C13** (1982) 119.
- [I.7] E. Eichten, I. Hinchliffe, K. Lane, and C. Quigg,
Rev. Mod. Phys. **56** (1984) 579.
- [I.8] R. Ansari et al., UA2 coll., Phys. Lett. **186B** (1987) 422.
- [I.9] G. Arnison et al., UA1 coll., Phys. Lett. **122B** (1983) 103;
Phys. Lett. **126B** (1983) 398 ; Phys. Lett. **129B** (1983) 273 ;
Phys. Lett. **134B** (1983) 469 ;
M. Banner et al., UA2 coll., Phys. Lett. **122B** (1983) 476 ;
P. Bagnaia et al., UA2 coll., Phys. Lett. **129B** (1983) 130.
- [I.10] R. Ansari et al., UA2 coll., Phys. Lett. **186B** (1987) 440.
R. Ansari et al., UA2 coll., Phys. Lett. **194B** (1987) 158.
G. Arnison et al., UA1 coll., Europhys. Lett. **1** (1986) 327.
C. Albajar et al., UA1 coll., Phys. Lett. **198B** (1987) 271.
- [I.11] E. Locci, thèse d'état : "Production de bosons vecteurs intermédiaires W et Z dans les collisions proton-antiproton à 540 GeV dans le centre de masse", Université Paris-Sud, n° 2839 (1984).
C. Stubenrauch, thèse d'état, : "Etude de la production de W et Z dans l'expérience UA1", Université Paris Sud, CEA-N-2532 (1987).
- [I.12] C. Albajar et al., "High Transverse Momentum J/ψ Production at the CERN Proton-Antiproton Collider", CERN EP 87-175 (1987), soumis à Phys. Lett. B.
- [I.13] B.L. Combridge, J. Kripfganz and J. Ranft, Phys. Lett **70B**
(1977) 234.
R. Horgan and M. Jacob, Nucl. Phys. **B179** (1981) 441.
- [I.14] I. Wingerter, thèse de l'Université Paris VI "Estimation du bruit de fond aux électrons de $E_T > 15$ GeV produits par interaction pp à $\sqrt{s}=540$ GeV dans le détecteur UA1 du CERN (1985)".

- [I.15] E. Etim, G. Pancheri and B. Touschek, Nuovo Cim. 51B (1967) 276.
J. Haissinski, "An Introduction to QED Radiative Corrections for Experimentalists", LAL 87-19 (1987).
- [I.16] G. Parisi, R. Petronzio, Nucl. Phys. **B154** (1979) 427.
- [I.17] R.D. Field and R.P. Feynman, Nucl. Phys. **B136** (1978) 1.
- [I.18] Voir par exemple :
B. Andersson, G. Gustafson, C. Peterson, Z. Phys. C1 (1979) 105.
- [II.1] R. K. Ellis and J. C. Sexton, Fermilab PUB-86/111-T (Aug. 1986).
- [II.2] a) Eichten et al., Rev. of Mod. Phys. **56** (1984) pp 643,644.
b) E. L. Berger, "Dynamics of Bottom Quark Production in Hadron Collisions", ANL-HEP-PR-87-90 (Aug. 1987) Argonne, IL ; soumis à Nucl. Phys.
- [II.3] I. Bigi et al., Phys. Lett. **181B**. (1986) 157 ;
(voir aussi [II.12] pour rectification de fautes d'impression).
- [II.4] E. L. Berger, D. Dibitonto, M. Jacob and W. J. Stirling,
Phys. Lett. **144B** (1984) 259.
- [II.5] M. Basile et al., Lett. al Nuovo Cim. **31** (1981) 97.
- [II.6] J. H. Kuhn, Nucl. Phys. **B237** (1984) 77.
- [II.7] J. D. Bjorken, Phys. Rev. D17 (1978) 171.
- [II.8] C. Peterson et al., Phys. Rev. D27 (1983) 105.
- [II.9] S. Bethke, "Experimental Studies of the Heavy Quark Fragmentation Functions", DESY 85-067 (July 1985).
J. Chrin, "Upon the Determination of Heavy Quark Fragmentation Functions in e^+e^- Annihilation", DESY 87-040 (May 1987).
- [II.10] W. J. Marciano, A. Sirlin, "Charged Current Unitarity and Extra Neutral Gauge Bosons", BNL 39658 (March 1987).
- [II.11] V. Barger et al, Phys. Rev. D30 (1984) 947.
- [II.12] A. Martin, "Comments on Beautiful Baryons and on Quarkonium", CERN TH-4836/87 (Aug. 1987).
- [III.1] M. Calvetti et al., "The UA1 Central Detector", Proc. Int. Conf on Instrumentation for Colliding Beam Physics, SLAC-250 (1982) p. 16.
- [III.2] J. Timmer, "The UA1 Central Detector", Rencontres de Moriond (1983) vol. 2, 593.
- [III.3] C. Cochet et al., Nucl. Instr. and Meth. **A243** (1986) 45
- [III.4] B. Aubert et al., LAPP.EXP.85.10 (juillet 1985).
- [III.5] A. Givernaud, "Improving the Gondola Calibration Using the Cosmic Ray Muons", UA1 TN 85/48 (juillet 1985).

- [III.6] J.-J. Malosse, thèse de Docteur-ingénieur : "La calibration du calorimètre électromagnétique central de l'expérience proton-antiproton UA1 du CERN." Université Paris-Sud (1985).
- [III.7] F. Bernasconi et al., "Status Report of the 1984 Express-Line, UA1 TN 85/06 ;
E. Locci et al., "Status Report of the 1985 Express-Line"; UA1 TN 86/31.
- [III.8] HYDRA Reference Manual, CERN program library.
- [III.9] H.J. Klein and J. Zoll, PATCHY reference manual, CERN program library (1983).
- [III.10] Fichier IBM CERN vz.pub.doc.bank (non publié).
- [III.11] A. Norton, transparencies of Academic Training, CERN (1984).
- [III.12] E. Locci, "Shower Reconstruction in the Gondolas", UA1 TN 85/47 (July 1987);
E. Locci, "Energy Corrections", UA1 TN 85/49 (July 1985).
- [III.13] J.P. Vialle, "The UA1 Graphics Analysis System", Proc. of the Conf. on Computing in H.E.P. held at Asimolar State Beach, Monterey, California, in February 1987.
- [IV.1] V. Barger et al., Phys. Rev. **D23** (1984) 887.
V. Barger et al., Phys. Rev. **D29** (1984) 1923.
- [IV.2] R.J.N. Phillips, "Top and Bottom Expectations at the CERN $p\bar{p}$ collider", in Proc. of the "New Particles 1985" symposium, p. 3. ed. by V. Barger, D. Cline and F. Halzen, World Scientific (1986).
- [IV.3] F. Ceradini, UA1 Coll., "Jet Physics and QCD Test in the UA1 Experiment at the CERN Proton-Antiproton Collider", Proc. of the 23rd Int. Conf. on H. E. P., Berkeley, 16-23 July 1986, et CERN EP/86-142.
- [IV.4] G. Arnison et al., UA1 Coll., Nucl. Phys. **B276** (1986) 253.
- [V.1] B. Van Eijk, "EUROJET : A QCD Based Monte Carlo Program including Perturbatively Calculated Higher Order Processes in pp Interactions, Proc. of the "New Particles '85" conference, Madison, Wisconsin (1985).
- [V.2] F. Paige et S.D. Protopopescu, BNL report 38034 (1986)
- [V.3] R. Odorico, Comp. Phys. Comm. **32** (1984) 139.
- [V.4] C. Albajar et al., UA1 Coll., Z. Phys. **C36** (1987) 33.
- [V.5] C. Peterson et al., Phys. Rev. **D27** (1983) 105.
- [V.6] G.C. Fox and S. Wolfram, Nucl. Phys. **B168** (1980) 285.

- [V.7] T. Sjostrand, "A Model for Initial State Parton Showers",
FERMILAB PUB 85/23-T (Feb. 1985).
- [V.8] D. Charlton et al., UA1 TN-86/97.
P. Erhard and I. Wingerter, UA1 TN-87/45.
- [V.9] L. Schmitt, L.M. Sehgal, H. Toll, P.M. Zerwas, Phys. Lett.
139B (1984) 99.
R.J.N Phillips, Proc. of the New Particles '85 conf. held at Madison
Wisconsin (1985) p. 1. World Scientific.
- [V.10] M. Della Negra, CERN EP-87/07 and "Heavy Flavour Production
at the CERN Proton-Antiproton Collider", Proc. of the 6th Topical
Workshop on pp Physics held at Aachen, July 1986.
- [V.11] D. Charlton, in "Minutes of the UA1 Physics held at CERN
on December 12th, 1986".
C. Albajar et al., UA1 coll., "Study of Heavy Flavour Production in
Events with a Muon Accompanied by Jet(s) at the CERN Proton-Antipro-
ton Collider", CERN EP/87-189.
- [V.12] voir [XII.10].
- [V.13] A. Bodek et al., Phys. Rev. **D20** (1979) 1471.
- [VI.1,2] M. Della-Negra, Transparencies of the CERN Academic Training,
March 21-22, 1984.
- [VI.3] R. Sobie, "A remake of the jet correction table with the
new ISAJET", UA1 TN-86/77 (1986).
- [VI.4] J. Richman, G. Goldhaber, M. Corden, "Jet Properties and
Topology in Heavy Flavor Events", Minutes of the UA1 Collaboration
Meeting Held at CERN on december 12th, 1986.
- [VI.5] Y. Lavagne, "Influence des modèles de fragmentation sur
la détermination de α_s dans les annihilations e^+e^- ,
thèse de troisième cycle, Université Paris VII (1982).
- [VI.6] J.A. Appel et al., UA2 Coll., Phys. Lett. **165B** (1985) 441.
- [VIII.1] A. Givernaud, communication privée.
- [VIII.2] E. Longo and I. Sestili, Nucl. Instr. and Meth. **128**
(1975) 283.
J. Sass, M. Spiro, UA1 TN 78-32 (1978)
- [IX.1] W. Heitler, "The Quantum Theory of Radiation", Oxford
University Press, 3rd ed., p. 264.
- [IX.2] N.M. Kroll and W. Wada, Phys. Rev. **98** (1955) 1355.
- [IX.3] J. Bellinger, "MEGATEK User's Guide", UA1 TN 86- .
- [IX.4] G. Cohen-Tannoudji et al., Phys. Rev. **D19** (1979) 3397.

- [IX.5] G. Goldhaber et al., Phys. Rev. **120** (1960) 300.
- [IX.6] D. Ritson, Technics in High Energy Physics.
- [IX.7] J. Timmer, "The UA1 Central Detector", Rencontres de Moriond, (1983) vol. 2, 593.
- [X.1] J.-P. Lees, Thèse de doctorat d'état, "Recherche du quark top dans l'expérience UA1, par l'étude des événements contenant un électron isolé de grande impulsion transverse, accompagné de jets", Université de Savoie, 1987.
- [X.2] C. Albajar et al., UA1 Coll., "Search for a New Heavy Quark at the CERN Proton-Antiproton Collider", CERN EP 87/190 (oct. 1987), soumis à Zeit. Phys. C.
- [X.3] D. Charlton, in "Minutes of the UA1 Physics Meeting held at CERN on December 12th, 1986" (non-publié)
- [X.4] M. G. Kendall and A. Stuart, "The Advanced Theory of Statistics", Vol. 1, ed. C. Griffin and Co, London (1958), pp 198-199,
- [XI.1] D. Denegri, "What is Going on in our Highest p_t W's?", UA1 TN 86/49 (1986).
C. Albajar et al., UA1 Coll., Phys. Lett. **193B** (1987) 389.
P. Colas, "Observation of High p_t W's in UA1", talk given at the XXIIIrd Rencontres de Moriond, Les Arcs, March 1987.
- [XI.2] P. Colas and D. Denegri, "Could $t\bar{t}$ Production Manifest Itself as an Apparent WW?", UA1 TN 86-89 (Sept. 1986).
P. Colas and D. Denegri, Phys. Lett. **195B** (1987) 295, and DPhPE 86/24 (Nov. 1986).
- [XI.3] G. Bauer, S. Geer, S. Tether and Wu Xin, "Heavy Flavour Backgrounds to High Transverse Momentum W Production", UA1 TN 87-09 (1987).
- [XI.4] E. Eichten et al., Rev. of Mod. Phys. 56 (1984) 579.
- [XI.5] C. Albajar et al., UA1 Coll., Phys. Lett. **185B** (1987) 233.

- [XI.6] S.D. Ellis, R. Kleiss, and W.J. Stirling, Phys. Lett. **154B** (1985) 435.
- [XI.7] P. Bagnaia et al., UA2 Coll., Phys. Lett. **139B** (1984) 105.
- [XI.8] R. Ansari et al., UA2 Coll., Phys. Lett. **194B** (1987) 158.
- [XI.9] R. Kleiss and W.J. Stirling, Phys. Lett. **180B** (1986) 171.
P. Chiapetta and S. Narison, "On the Anomalous W and Z Pair Productions at the SppS Collider", CERN TH-4814/87 (1987).
- [XI.10] V. Barger et al., Phys. Rev. **D30** (1984) 947.
- [XII.1] N. Cabibbo, "What Next?", Proc. of the 3rd Topical Workshop on Proton-Antiproton Collisions held at Rome, 12-14 Jan. 1983, CERN 83-04 (may 1983) p. 567.
- [XII.2] F. Halzen and K. Mursula, Phys. Rev. Lett. **51** (1983) 857.
D. Cline and J. Rolf, UA1 TN 83/4 (1983) (non publié).
- [XII.3] D. Denegri, "Results on W and Z Physics from UA1", Talk given at Aachen Conference, July 1986 ; DPhPE 86-26.
- [XII.4] P. Colas, D. Denegri et C. Stubenrauch, "Combined Limits on the Number of Light Neutrinos and the Top Mass from the Measurement of R", UA1 TN 87-18 (1987).
- [XII.5] C. Albajar et al., UA1 Coll., "Intermediate Vector Boson Cross-Sections at the CERN SPS Collider and the Number of Neutrino Types", CERN EP 87-149 (august 1987), soumis à Phys. Lett. B.
- [XII.6] F. Halzen, Phys. Lett. **182B** (1986) 388.
- [XII.7] R. Ansari et al., UA2 Coll., Phys. Lett. **194B** (1987) 158.
- [XII.8] H. Pilkuhn, "The Interactions of Hadrons", North Holland, (1967) Amsterdam.
- [XII.9] R. Horgan and M. Jacob, "Physics at Collider Energy", Ecole d'été du CERN à Malente (1981) CERN 81-04.
- [XII.10] J.-P. Revol, UA1 TN 86/61 (non publié),
H.D. Tholl, Diploma thesis, Aachen University (1986).
T.H. Chang et al., NIKHEF M-81/34.
J.H. Kuhn, A. Reiter and P.M. Zerwas, SLAC-PUB 3746 (1985).
- [XII.11] D. Albert et al., Nucl. Phys. **B166** (1980) 460.
- [XII.12] C. Guyot, in Proc. of the IXth Warsaw symposium on Elementary Particle Physics (May 1986), DPhPE 86/19.

- [XII.13] D. A. Dicus and S. S.D. Willenbrock, Phys. Rev. D34, (1986) 148.
- [XII.14] G. Altarelli et al., Nucl. Phys. **B246** (1984) 12.
- [XII.15] R. Voss, BCDMS Coll.
- [XII.16] C. Stubenrauch, "Etude de la production de W et Z dans l'expérience UA1", CEA N-2532, Thèse de doctorat d'état (juin 1987).
- [XII.17] G. Martinelli, M. Diemoz, F. Ferroni et E. Longo, "Parton Densities from Deep Inelastic Scattering to Hadronic Processes at Supercollider Energies", CERN TH-4751/87.
- [XII.18] M. Davier, in Proc. of the XIIIRD Conf on High Energy Physics, held at Berkeley, 16-23 July 1986, and T. Lavine, MAC note 748 (1986).
- [XII.19] F. Halzen, Phys. Lett. **182B** (1986) 388.
F. Halzen, C.S. Kim, and S. Willenbrock, "Number of Neutrinos from W,Z Hadroproduction : Last Count", MAD/PH/342 (May 1987).
A.D. Martin, R.G. Roberts and W.J. Stirling, Phys. Lett. **B189** (1987) 220.
- [XIII.1] C. Albajar et al., UA1 Coll., "Study of Heavy Flavour Production with a Muon Accompanied by Jet(s) at the CERN $p\bar{p}$ Collider", CERN EP/87-189 (Oct. 1987), soumis à Zeit. Phys. C).
C. Albajar et al., UA1 Coll., "Search for a New Heavy Quark at the CERN $p\bar{p}$ Collider", CERN EP/87-190 (Oct. 1987), soumis à Zeit. Phys. C.
- [XIII.2] J.-P. Lees, Thèse de doctorat d'état, "Recherche du quark top dans l'expérience UA1, par l'étude des événements contenant un électron isolé de grande impulsion transverse, accompagné de jets", Université de Savoie, 1987.
- [XIII.3] I. Wingerter, thèse de l'Université Paris VI "Estimation du bruit de fond aux électrons de $E_T > 15$ GeV produits par interaction $p\bar{p}$ à $\sqrt{s}=540$ GeV dans le détecteur UA1 du CERN (1985)".
- [XIII.4] TRISTAN, Talk given at the International Symposium of Electron and Photon Interaction, 26th-31st July 1987, Hamburg.
- [XIII.5] J.R.Cudell, F. Halzen, X.-G. He, S. Pakvasa, Phys. Lett. **B196** (1987) 227.
- [XIII.6] M. Della Negra et al., "Upgraded Top Analysis", UA1 TN/87-75.
- [XIII.7] A. Ferrando et al., "Expected Total and Missing Energy Measurements with the Upgraded UA1 Detector", UA1 TN/87-70.
- [XIII.8] P. J. O'Donnell, "Rare Decays of the B Meson and QCD Effects" UTPT/87-06 (Toronto), talk given at the International Workshop on Quarks, Gluons and Hadronic Matter, Cape Town, Feb. 16-20, 1987.
- [XIII.9] R. Eichler et al., "Motivation and Design Study of a B-Meson

Factory with High Luminosity", SIN PR-86-13 (Nov. 1986).

U. Amaldi and G. Coignet, "Conceptual Design of a Multipurpose Beauty Factory bases on Superconducting Cavities", CERN EP 86-211, sous presse dans Nucl. Instr. and Methods.

J.-L. Faure and G. Smadja, "A short Survey of a B Factory Proposal in the Linear Collider Scheme", DPhPE 87-16 (Oct. 1987).

[XIII.10]S. L. Glashow and E. E. Jenkins, Phys. Lett. **B196** (1987), 233.

[XIII.11]W.-S. Hou and A. Soni, Phys. Lett. **B196** (1987) 92.

Manuscrit reçu le 15 juin 1988