

97002230



FR9803410

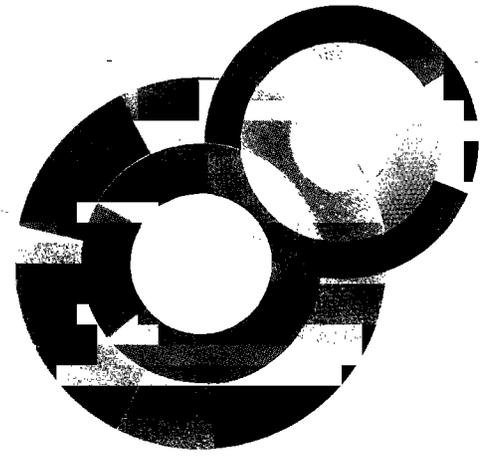
**cea**  
C.E. SACLAY  
DSM

# SERVICE DE PHYSIQUE DES PARTICULES



23/1/58  
N° INT : FR.9803410  
Destination : I.H.D.

**NUMÉRISÉ**



DAPNIA/SPP 97-1005

Thèse soutenue  
le 9 septembre 1997

PRODUCTION DE PROTONS DANS LA  
DESINTEGRATION DE  $Z^0$  MESUREE A L'AIDE  
DU DETECTEUR OPAL AU LEP

# DAPNIA

Adam MALIK

THESE de DOCTORAT de l'UNIVERSITE PARIS 6  
PIERRE et MARIE CURIE

spécialité  
Physique des Particules

présentée  
par  
Adam MALIK

pour obtenir le grade de  
DOCTEUR de l'UNIVERSITE PARIS 6

Sujet

**Production de protons dans la  
désintégration de  $Z^0$  mesurée à l'aide  
du détecteur OPAL au LEP**

Thèse soutenue le 9 septembre 1997, devant le jury composé de :

Pierre	BILLOIR	
Louis	FAYARD	: rapporteur
Jules	GASCON	
Amel	KORICHI	
James	RICH	: rapporteur
Georges	VASSEUR	

*A maman, papa, toute ma famille, et tous mes amis  
partout dans le monde.*

## Remerciements

En premier lieu, je tiens à remercier Georges Vasseur, sans qui ce travail de thèse n'eût certainement pas été possible. Grâce à sa compréhension, ses conseils et sa patience, j'ai pu être initié aux angoisses et aux plaisirs qui marquent les longues heures d'étude des erreurs systématiques affectant les mesures dans une analyse statistique. Je le remercie également de m'avoir introduit dans le groupe Fragmentation/Inclusives d'OPAL dans les meilleures conditions. Je souhaite aussi remercier mes collègues André Gaidot, Bernard Fabbro et Xavier Gentit pour leur aide et leurs commentaires.

Je tiens également à remercier James Rich pour ses conseils et son intérêt pour cette analyse. Aussi, il m'a conseillé de petits points de vie ici à Saclay. Pour tous les bénéfices de sa sagesse, je le remercie.

Monsieur Pierre Billoir a accepté de participer à mon jury de thèse et de s'agir comme son président: qu'il en soit ici vivement remercié.

Comme un rapporteur et un membre du jury, Louis Fayard a sauvé tout le monde de la faim et de la peste, au moins une personne.

Je voudrais exprimer ma reconnaissance à Mr Jules Gascon pour sa gentillesse et l'intérêt constant qu'il a su montrer pour mon travail comme directeur du groupe Fragmentation/Inclusives d'OPAL. D'autres membres de ce groupe, spécialement Stephan Baumann et Beate Stockhausen, m'ont bien expliqué la nature des jets en grand détail. Tous les membres de la Collaboration OPAL ayant apporté des critiques constructives à ce travail sont également remerciés.

Amel Korichi m'a donné toute l'inspiration nécessaire pour continuer mes études en physique et a en plus accepté de partager la joie et la folie de mon jury de thèse. Fazia Hannachi et Ariceli Lopez-Martens l'aide à créer la frénésie dans leur petit coin du monde au CSNSM à Orsay. Je les remercie sans aucune limite.

Rob Veenhof m'a lugubrement ramené dans le sanctuaire interne du CERN en m'enseignant les chemins du sacerdoce. Mon oncle Eugène Plater-Syberg est un vrai prêtre catholique en France et il ressemble à Rob, sauf pour les croix et les tatouages. Pendant ces quatre années en France, ma famille européenne et américaine m'a fourni assez d'appui et assez de vin. En particulier, les Miller-Aichholz en Autriche, les Plater-Zyberk en Belgique, et les gens avec des noms plus longs en Pologne m'ont permis de vrais vacances. L'ironie de vivre me tuera.

Bien qu'il vienne de prendre sa retraite de directeur du DEA Champs Particules Matière, Luc Valentin a donné au monde de nombreux textes et de nombreux physiciens mais à moi, il m'a donné une opportunité de participer à la frivolité de la vie scientifique française. Je le remercie non seulement pour cette opportunité mais également pour ses encouragements et ses conseils. That boy could dance. Je mentionne gratuitement ses successeurs Yves Charon et Pierre Binétruy.

Pendant le DEA, la stupeur perdait toujours sa force et Axel Pieuchot exposait sa sagesse profonde, mais Andrea Valassi cuisinait bien. L'encouragement vient dans toute la forme et toute la taille, et cela inclut Zita Szikszai et PAF.

John Arrington me disait, "Tu as des choix. Peut-être tu les détestes, mais tu les as." Beam me up, Scottie. Brad Filippone et Paul Stoler sont aussi très philosophes.

Je voudrais dire combien j'ai apprécié l'aide de Laurent Vernhes, "the number one Frenchman", et les blagues et le sarcasme envoyés par mes amis sur l'autre côté de l'étang: Eric R. Johnsonputz, Bryan Chaseputz, Heath Blashputz, Paul Nunesputz, Rodrigo Umaliputz, et Gene Gregerputz.

Je souhaite remercier n'importe qui m'a donné quelque chose à manger et l'abri du monde froid et dur pendant mon séjour en LaLaLand ou pendant mes nombreux voyages au supermarché.

*juillet 1997.*

# Introduction

Depuis les années 60, les partons, les composants des hadrons, ont présenté un défi aux physiciens. Des découvertes étonnantes sont venues des expériences de la diffusion profondément inélastique de leptons sur des protons à SLAC. Les protons sont constitués non seulement de fermions chargés, appelés quarks, mais également de bosons neutres, nommés gluons. A cause de l'effet de confinement, aucune expérience ne les a observés à l'état libre hors des hadrons. Quand des partons sont assez énergiques pour s'échapper d'un hadron, ils génèrent des jets de hadrons. Les expériences d'annihilation  $e^+e^- \rightarrow \gamma/Z^0 \rightarrow q\bar{q}$  (hadrons) produisent ces jets dans un environnement sans trop de bruit de fond. Donc, l'analyse des événements à 2 jets ( $q\bar{q}$ ) et à 3 jets ( $q\bar{q}g$ ) permet d'amasser des informations sur les quarks et les gluons.

Les chercheurs au CERN ont fait construire un collisionneur de deux faisceaux: l'un d'électrons et l'autre de positons, appelé LEP (Large Electron-Positron Collider). Sa première phase de fonctionnement pour la physique, nommée LEP1, a commencé une nuit en août 1989. En 1993, le LEP a surpassé la luminosité initialement prévue de  $1.6 \times 10^{31} \text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ , soit plus d'un  $Z^0$  toutes les deux secondes. Le détecteur OPAL (Omni Purpose Apparatus for LEP), une des quatre expériences au LEP, a enregistré avec ses 17 sous-détecteurs plus de 5 millions de désintégrations du  $Z^0$ , dont plus de 4.5 millions sont multihadroniques.

Les collisions  $e^+e^-$  au LEP offrent un environnement très propre pour l'étude des désintégrations de  $Z^0$ . La majeure partie de mon travail a consisté en la mesure des taux de production de protons dans ces désintégration à l'aide du détecteur de temps de vol d'OPAL. Après l'analyse des taux inclusifs, la méthode s'applique aux événements à 3 jets. Cette thèse est organisée en 4 parties ou chapitres:

- Le premier chapitre explique l'histoire théorique et expérimentale des partons et la phénoménologie de leurs jets. Le confinement ne permet pas aux partons d'être observés à l'état libre, mais les expériences les observent indirectement en analysant les propriétés des jets créés par les partons suffisamment énergiques.
- Une présentation de l'appareillage dans le deuxième chapitre inclut l'ensemble des sous-détecteurs et l'informatique d'OPAL. Le sous-détecteur du temps de vol (TOF) situé à un rayon moyen de 2.36 m entourant la bobine de l'aimant est décrit en grand détail parce qu'il constitue une partie majeure de cette thèse.
- Dans le troisième chapitre, l'analyse et les études systématiques réalisées pour la mesure avec le TOF des taux de production de protons et de pions inclusifs sont effectuées avec les données accumulées de 1991 à 1994 par la collaboration OPAL.
- La quatrième et dernière chapitre étudie la production de protons dans les événe-

ments à 3 jets. L'algorithme E0 avec un  $y_{cut}$  de 0.03 est utilisé pour séparer les jets. De plus, la normalisation à la multiplicité chargée diminue la dépendance avec l'énergie des jets des taux de protons dans les jets et permet une comparaison des jets de quarks et de gluons.

# Table des matières

<b>1</b>	<b>Partons et jets</b>	<b>1</b>
1.1	Leur découverte . . . . .	1
1.1.1	Composants des hadrons: partons . . . . .	1
1.1.2	Confirmation expérimentale des jets . . . . .	3
1.2	QCD et les jets . . . . .	4
1.2.1	Variation de la constante de couplage . . . . .	4
1.2.2	Domaine perturbatif . . . . .	4
1.2.3	Fragmentation . . . . .	5
1.2.4	Comparaison avec QED . . . . .	8
1.3	Phénoménologie de la fragmentation . . . . .	10
1.3.1	Fragmentation indépendante . . . . .	10
1.3.2	Modèle de clusters . . . . .	12
1.3.3	Modèle de cordes . . . . .	13
1.4	Observables expérimentales pour les jets . . . . .	18
1.4.1	Topologie d'un événement complet . . . . .	18
1.4.2	Algorithmes pour séparer les jets . . . . .	19
1.5	Jets de quarks et de gluons . . . . .	21
1.5.1	Multiplicité chargée . . . . .	21
1.5.2	Autres observations . . . . .	26
1.5.3	Particules dans les jets de quarks et gluons . . . . .	26
1.6	Conclusion . . . . .	28
<b>2</b>	<b>Le détecteur OPAL</b>	<b>35</b>
2.1	Introduction . . . . .	35
2.2	La description du détecteur OPAL . . . . .	37
2.3	Le système central de reconstruction de traces . . . . .	39
2.3.1	Le détecteur à micro-vertex en silicium: SI . . . . .	39
2.3.2	La chambre à vertex: CV . . . . .	41
2.3.3	La chambre à jets: CJ . . . . .	41

2.3.4	Les chambres à mesure de $z$ : CZ . . . . .	42
2.4	Les mesures d'énergie . . . . .	44
2.4.1	Le calorimètre électromagnétique: ECAL . . . . .	46
2.4.2	Le calorimètre hadronique: HCAL . . . . .	47
2.5	Les détecteurs spécifiques . . . . .	49
2.5.1	La mesure de la luminosité: SW . . . . .	49
2.5.2	Le détecteur à muons . . . . .	49
2.6	OPAL et les autres expériences LEP . . . . .	50
2.7	Détecteur de temps de vol: TOF . . . . .	52
2.7.1	Description du TOF . . . . .	53
2.7.2	L'électronique du TOF . . . . .	53
2.7.3	Vitesse de lumière et la longueur d'atténuation . . . . .	55
2.7.4	Performance pendant la prise de données . . . . .	55
2.7.5	Calcul du temps de vol et de la vitesse . . . . .	59
2.7.6	L'optimisation de la simulation du TOF . . . . .	60
2.8	L'acquisition et le traitement des données . . . . .	64
2.8.1	Le système de déclenchement . . . . .	64
2.8.2	Reconstruction et analyse des événements . . . . .	65
2.9	La simulation . . . . .	66
2.10	Conclusion . . . . .	67
<b>3</b>	<b>L'identification des particules avec le TOF</b>	<b>71</b>
3.1	Introduction . . . . .	71
3.2	Sélection d'événements et de traces . . . . .	72
3.3	Sélection de traces issues de $K^0$ et $\Lambda^0$ . . . . .	73
3.4	Détermination de taux de production avec le TOF . . . . .	74
3.4.1	Paramétrisation des pics de particules . . . . .	74
3.4.2	Paramétrisation du fond . . . . .	75
3.4.3	Ajustement des pics de particules dans les événements multihadroniques . . . . .	76
3.4.4	Efficacités . . . . .	77
3.4.5	Taux de production . . . . .	85
3.4.6	Correction à l'efficacité de sélection . . . . .	85
3.4.7	Efficacité d'isolement . . . . .	87
3.5	Erreurs systématiques . . . . .	89
3.5.1	Valeur centrale et forme des pics . . . . .	89
3.5.2	Différences entre les lots de données . . . . .	92
3.5.3	Efficacités . . . . .	92

3.5.4	Particules isolées . . . . .	93
3.5.5	Erreurs totales . . . . .	95
3.6	Résultats pour les protons . . . . .	96
3.7	Résultats pour les pions . . . . .	107
3.8	Conclusion . . . . .	121
<b>4</b>	<b>Production de protons dans des jets</b>	<b>125</b>
4.1	But . . . . .	125
4.2	Identification des jets . . . . .	125
4.2.1	Algorithme E0 . . . . .	125
4.2.2	Coupages sur les jets . . . . .	126
4.2.3	Niveaux différents du Monte Carlo . . . . .	128
4.2.4	Correction à l'énergie . . . . .	129
4.3	Taux de protons absolus . . . . .	134
4.3.1	Efficacités . . . . .	134
4.3.2	Taux avec erreurs . . . . .	138
4.4	Taux relatifs . . . . .	141
4.4.1	Méthode . . . . .	141
4.4.2	Résultats et erreurs . . . . .	144
4.5	Ajustements sur $R_{p\bar{p}}$ . . . . .	144
4.6	Conclusion . . . . .	144

# Table des figures

1.1	Constante de couplage $\alpha_s$ . . . . .	5
1.2	Hadronisation après $e^+e^- \rightarrow \gamma^*/Z^0 \rightarrow q\bar{q}$ . . . . .	6
1.3	Vertex des quarks et gluons . . . . .	7
1.4	Diagrammes de Feynman pour $e^+e^- \rightarrow$ jets . . . . .	8
1.5	Un événement à 3 jets . . . . .	9
1.6	Fragmentation indépendante . . . . .	11
1.7	Baryons créés dans la fragmentation indépendante . . . . .	12
1.8	Ordonnancement angulaire du rayonnement de gluons . . . . .	13
1.9	Corde . . . . .	14
1.10	Modèle de la fragmentation en cordes . . . . .	15
1.11	Fragmentation dans des diquarks . . . . .	16
1.12	Modèle "popcorn" de production de baryons . . . . .	17
1.13	Algorithme utilisant un cône . . . . .	20
1.14	Taux de jets . . . . .	23
1.15	$\alpha_s(M_{Z^0})$ en fonction de $Q_0$ . . . . .	24
1.16	Multiplicité chargée dans les expériences $e^+e^- \rightarrow$ hadrons . . . . .	26
1.17	Taux relatifs de protons pour des jets de quarks et de gluons . . . . .	28
2.1	Luminosité intégrée obtenue par la collaboration OPAL . . . . .	36
2.2	Vue éclatée du détecteur OPAL . . . . .	37
2.3	Coupe du détecteur OPAL . . . . .	38
2.4	Vue en coupe perpendiculaire à l'axe du faisceau du SI . . . . .	40
2.5	Résolution de la mesure du paramètre d'impact et de la distance de vol . . . . .	41
2.6	Vues de la chambre à vertex . . . . .	42
2.7	Résolution de la mesure $dE/dx$ . . . . .	43
2.8	Vues des trois chambres à dérive . . . . .	45
2.9	$\beta$ en fonction de l'impulsion . . . . .	52
2.10	Signaux des photomultiplicateurs . . . . .	54
2.11	Signaux dans les discriminateurs à fraction constante . . . . .	56
2.12	Dépendance avec l'amplitude du signal . . . . .	56

2.13	Evolution de l'efficacité du TOF . . . . .	57
2.14	Evolution de la longueur d'atténuation . . . . .	58
2.15	Efficacité du TOF . . . . .	62
2.16	Distribution en $\beta$ des muons ( $p > 7$ GeV) . . . . .	63
2.17	Le premier $Z^0$ produit au LEP . . . . .	68
3.1	Coups dans le TOF . . . . .	76
3.2	Ajustement sur les pions de $K^0$ . . . . .	78
3.3	Ajustement sur les protons de $\Lambda^0$ . . . . .	79
3.4	Ajustements linéaires sur $\beta_{\text{shift}}$ . . . . .	80
3.5	Ajustement sur la distribution totale dans un domaine d'impulsion . . . . .	81
3.6	Ajustement sur le spectre de masse $p\pi$ . . . . .	83
3.7	Spectre de masse $\pi^+\pi^-$ dans les événements Monte Carlo . . . . .	84
3.8	Correction appliquée à l'efficacité de sélection de traces . . . . .	86
3.9	Spectres pour diverses impulsions . . . . .	90
3.10	Distributions en $\beta$ des traces isolées et non-isolées . . . . .	93
3.11	Distributions en $\beta$ des traces isolées et non-isolées . . . . .	94
3.12	Efficacités partielles pour les protons . . . . .	100
3.13	Efficacités totales pour les protons . . . . .	101
3.14	Taux de production de protons et d'antiprotons . . . . .	102
3.15	Taux de production de $p\bar{p}$ pour les deux lots de données . . . . .	103
3.16	Taux totaux de production de $p\bar{p}$ . . . . .	104
3.17	Taux totaux de production de $p\bar{p}$ mesurés avec les traces isolées et non-isolées	105
3.18	Taux de $p\bar{p}$ des données et du Monte Carlo . . . . .	106
3.19	Efficacités partielles pour les pions . . . . .	112
3.20	Efficacités totales pour les pions . . . . .	113
3.21	Correction pour les leptons sous le pic de pions . . . . .	114
3.22	Taux de production de $\pi^+$ et $\pi^-$ . . . . .	115
3.23	Taux de production de $\pi^\pm$ pour les deux lots de données . . . . .	116
3.24	Taux totaux de production de $\pi^\pm$ . . . . .	117
3.25	Correction pour l'efficacité de pions isolés . . . . .	118
3.26	Taux totaux de production de $\pi^\pm$ mesurés avec les traces isolées et non-isolées	119
3.27	Taux de $\pi^\pm$ des données et du Monte Carlo . . . . .	120
4.1	Fraction d'événements à 3 jets en fonction de $y_{\text{cut}}$ . . . . .	126
4.2	Etiquetage des jets . . . . .	129
4.3	Correction aux énergies des jets . . . . .	130
4.4	Effet sur les énergies des jets . . . . .	131

4.5	Energies des jets à des niveaux différents . . . . .	132
4.6	Fraction de jets de gluons . . . . .	133
4.7	Efficacités de sélection pour les événements à 3 jets . . . . .	135
4.8	Efficacités du TOF dans les événements à 3 jets . . . . .	135
4.9	Taux de $p\bar{p}$ détectés sur générés ( $5 \leq E_{\text{jet}} \leq 25 \text{ GeV}/c$ ) . . . . .	136
4.10	Taux de $p\bar{p}$ détectés sur générés ( $25 \leq E_{\text{jet}} \leq 45 \text{ GeV}/c$ ) . . . . .	137
4.11	Taux de $p\bar{p}$ absolus dans les événements à 3 jets( $5 \leq E_{\text{jet}} \leq 25 \text{ GeV}/c$ ) . . . . .	139
4.12	Taux de $p\bar{p}$ absolus dans les événements à 3 jets( $25 \leq E_{\text{jet}} \leq 45 \text{ GeV}/c$ ) . . . . .	140
4.13	$p\bar{p}(0.8 < p < 1.8 \text{ GeV}/c)$ par trace chargée(Monte Carlo) . . . . .	142
4.14	$p\bar{p}(0.8 < p < 1.8 \text{ GeV}/c)$ par jet . . . . .	143
4.15	$p\bar{p}(0.8 < p < 1.8 \text{ GeV}/c)$ par trace chargée . . . . .	145
4.16	$p\bar{p}$ par trace chargée . . . . .	146
4.17	Fraction de jets de gluons . . . . .	147
4.18	Taux de $p\bar{p}$ dans les événements à 3 jets(Monte Carlo) . . . . .	148
4.19	Ajustements sur $R_{p\bar{p}}$ . . . . .	149
4.20	Erreurs systématiques sur $R_{p\bar{p}}$ . . . . .	150
4.21	Comparaison de 2 analyses . . . . .	151

# Liste des tableaux

1.1	Les 6 quarks . . . . .	2
1.2	Algorithmes pour séparer les jets . . . . .	22
1.3	Multiplicité chargée dans les jets de quarks et gluons . . . . .	25
1.4	Taux de production de particules . . . . .	27
2.1	Détecteurs utilisés pour la reconstruction de traces . . . . .	44
2.2	Calorimètres électromagnétiques et hadroniques . . . . .	48
2.3	Les 4 détecteurs LEP . . . . .	51
2.4	Paramétrisation du spectre en $\beta$ des muons . . . . .	61
3.1	Coupures appliquées aux événements et aux traces . . . . .	72
3.2	Événements multihadroniques . . . . .	73
3.3	Coupures appliquées aux candidats $K^0$ . . . . .	74
3.4	Coupures appliquées aux candidats $\Lambda^0$ . . . . .	75
3.5	Valeurs obtenues par les ajustements sur $\beta_{\text{shift}}$ . . . . .	77
3.6	Nombre de traces par événement multihadronique . . . . .	87
3.7	Correction à l'efficacité d'isolement des protons . . . . .	88
3.8	Paramètres des ajustements fixés pendant cette analyse . . . . .	89
3.9	Taux de production de $p\bar{p}$ mesurés par le TOF . . . . .	97
3.10	Taux de production de $p\bar{p}$ mesurés avec les traces isolées uniquement. . . . .	98
3.11	Erreurs systématiques relatives dues aux décalages des pics et à leurs formes	98
3.12	Erreurs systématiques relatives pour les taux de protons . . . . .	99
3.13	Taux finaux et erreurs pour les protons . . . . .	99
3.14	Taux de production de $\pi^\pm$ mesurés avec toutes les traces . . . . .	108
3.15	Taux de production de $\pi^\pm$ mesurés avec les traces isolées uniquement. . . . .	109
3.16	Erreurs systématiques relatives dues aux décalages des pics et à leurs formes	110
3.17	Erreurs systématiques relatives pour les taux de pions . . . . .	110
3.18	Taux finaux et erreurs pour les pions . . . . .	111
4.1	Coupures appliquées aux jets . . . . .	127
4.2	Nombre d'événements après les coupures . . . . .	127

4.3	Rapport d'embranchement de particules "stables" . . . . .	128
4.4	Multiplicités des particules "stables" . . . . .	136
4.5	Résultats des données 1991-94 au niveau du détecteur . . . . .	141
4.6	Erreurs systématiques sur $R_{p\bar{p}}^{0.8-1.8}$ . . . . .	143
4.7	$R_{p\bar{p}}^{0.8-1.8}$ . . . . .	145
4.8	$R_{p\bar{p}}$ . . . . .	146
4.9	$R^{\text{gluon}}$ et $R^{\text{quark}}$ . . . . .	149

# Chapitre 1

## Partons et jets

### 1.1 Leur découverte

Depuis les années 60, les physiciens étudient la structure des hadrons. Les résultats obtenus leur ont réservé plusieurs surprises. La diffusion profondément inélastique de leptons sur des protons à SLAC a montré que les protons sont constitués de fermions chargés, appelés quarks, et de bosons neutres, nommés gluons. Ces particules, appelées partons, n'ont jamais été observées à l'état libre hors des hadrons à cause de l'effet de *confinement*. Ils apparaissent expérimentalement comme des jets de hadrons. Les expériences d'annihilation  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ (hadrons) constituent le moyen le plus propre de produire et d'analyser ces jets. L'étude des événements à 2 jets( $q\bar{q}$ ) et des événements à 3 jets ( $q\bar{q}g$ ) fournit des informations sur les quarks et les gluons.

#### 1.1.1 Composants des hadrons: partons

De leur côté, les théoriciens tentaient d'expliquer le grand nombre de hadrons observés en postulant qu'ils sont constitués de particules plus élémentaires: les quarks. En 1964, ils n'ont eu besoin que de 3 quarks pour décrire les hadrons connus. Depuis, le nombre de hadrons a augmenté et 3 autres quarks ont été découverts. Les six quarks sont indiqués dans le tableau 1.1. Selon ce modèle, les quarks ont des charges fractionnelles multiples de  $1/3$  de la charge électrique  $e$  tandis que toutes les particules observées, les hadrons, n'ont que des charges qui sont multiples exacts de  $e$ . Les quarks ne peuvent se combiner que comme un état de 3 quarks( $qqq$ ) pour former un baryon ou comme un état de quark-antiquark( $q\bar{q}$ ) pour un méson. Toutes les autres combinaisons, un seul  $q$  ou  $\bar{q}$  inclus, sont interdites. Ce modèle primitif des quarks a évolué vers la théorie de l'interactions fortes, partie intégrante du modèle standard de la physique de particules.

Originellement 2 hadrons, le  $\Omega^-$  et le  $\Delta^{++}$ , ont paru violer le principe d'exclusion de Pauli, selon lequel 2 fermions ne peuvent jamais partager le même état. Le  $\Delta^{++}$  est un état lié de trois quarks  $u$  avec tous les spins dans le même sens, et le  $\Omega^-$ , un état de trois quarks  $s$  avec tous les spins dans le même sens. Pour remédier à cette violation apparente du principe de Pauli, les physiciens ont postulé que les quarks portent un autre

Famille	Saveur	Symbole	Charge (e)	Masse (GeV/c <sup>2</sup> )	I <sub>z</sub>	C	S	T	B
1	up	u	$+\frac{2}{3}$	$0.005 \pm 0.003$	$+\frac{1}{2}$	0	0	0	0
	down	d	$-\frac{1}{3}$	$0.010 \pm 0.005$	$-\frac{1}{2}$	0	0	0	0
2	charm	c	$+\frac{2}{3}$	$1.3 \pm 0.3$	0	+1	0	0	0
	strange	s	$-\frac{1}{3}$	$0.2 \pm 0.1$	0	0	-1	0	0
3	top	t	$+\frac{2}{3}$	$180 \pm 12$	0	0	0	+1	0
	bottom	b	$-\frac{1}{3}$	$4.3 \pm 0.2$	0	0	0	0	-1

TAB. 1.1 – Les 6 quarks. Les masses des quarks  $u, d, s$  sont les "masses de courant de quarks" tandis que les mesures des masses des mésons  $D$  et  $B$  ont conduit aux estimations pour les masses des quarks  $c$  et  $b$ .

nombre quantique, la couleur. Chaque quark porte une charge de couleur tandis que chaque antiquark porte une charge d'anticouleur. Les charges de couleur sont notées par rouge, bleu et vert et seules les combinaisons sans couleur peuvent être observées. Cette condition permet les états  $q\bar{q}$  et  $qqq$ , mais elle interdit les autres:  $q, \bar{q}, qq\bar{q}$ . Bien que l'état  $qq\bar{q}\bar{q}$  soit permis, on s'attend à ce qu'il ait une grande largeur et soit difficile à observer.

La couleur permet donc d'expliquer le confinement. C'est la raison pour laquelle la force confinante doit être liée à ce nombre quantique. La théorie de l'interaction forte est basée sur ce fait. La force de couleur entre les quarks est transmise par des gluons. Chaque gluon porte une charge de couleur et une charge d'anticouleur.

La charge de couleur n'a rien à voir ni avec la lumière ni avec les photons, mais c'est la nomenclature choisie pour décrire les partons. Le nom est resté et la théorie de l'interaction forte a adopté un nom également plaisant, chromodynamique quantique(QCD).

A cause du confinement, les propriétés des partons doivent être analysées indirectement. Quand ils sont énergiques, ils créent des jets de hadrons. Comme l'énergie du jet augmente, sa signature devient plus distincte. Les jets hadroniques des partons conservent les propriétés des partons originaux. Ce principe est connu comme la dualité locale parton-hadron(Local Parton-Hadron Duality).

### 1.1.2 Confirmation expérimentale des jets

Les expériences à SLAC(Stanford Linear Accelerator) sur la diffusion profondément inélastique de leptons sur des protons ont commencé indépendamment du modèle des quarks mais elles ont fourni la preuve que le proton contient en fait de plus petites particules chargées. Ceci a réfuté le concept du proton comme une particule fondamentale de rayon  $\sim 1$  fm.[1] Les expériences et les analyses supplémentaires ont démontré que les résultats ne dépendent pas du tout de la longueur d'onde de la sonde.[2] Cette découverte veut dire que la diffusion se produit sur des objets qui n'ont aucune échelle fondamentale de longueur. Ces objets ont été nommés partons. D'abord les physiciens se sont demandés si les partons étaient identiques aux quarks que les théoriciens avaient utilisés pour expliquer la composition des hadrons, mais plus tard il est devenu évident qu'ils avaient les mêmes caractéristiques. En fait, c'était le cas.[3]

Avec le progrès des expériences, les analyses ont pu mesurer la fraction de l'impulsion du proton portée par les partons chargés, l'électron incident n'interagissant qu'avec les particules chargées. Les résultats finaux ont clairement démontré que les quarks ne portent que la moitié de l'impulsion du proton. Cette nouvelle pièce à notre énigme a fourni la première preuve que des partons neutres, en fait les gluons, co-existent avec les quarks dans les hadrons.[4]

En 1975 le détecteur magnétique à l'anneau SPEAR à SLAC-LBL a observé la première preuve de la structure en jets dans la production des hadrons par les annihilations  $e^+e^-$ . [5] Lorsque l'énergie du centre de masse,  $E_{cm}$  augmente de 3 à 7.4 GeV, la sphéricité moyenne, mesure de la forme globale des événements hadroniques, diminue. Les distributions angulaires des axes des jets prouvent que les quarks qui les créent ont un spin  $\frac{1}{2}$ . Les expériences sur le collisionneur PETRA ont examiné le domaine d'énergie de 14 à 34 GeV et ont confirmé les fondements du modèle de quarks-gluons fournies par les expériences de diffusion profondément inélastique.[6]

En 1979, les collaborations de PETRA ont fait des scans visuels du flux d'énergie dans les événements multihadroniques et ont complété les analyses statistiques détaillées des formes globales des événements. Avec cette méthode elles ont observé aux énergies autour de 30 GeV un troisième jet qui ne pouvait venir que d'un troisième parton avec une charge électrique nulle et avec un spin 1. Ce troisième jet qui apparait entre les deux autres a confirmé brillamment les prédictions de QCD sur le rayonnement de freinage de gluons.[7]

Enfin en 1989, les collisionneurs LEP et SLC ont commencé à fonctionner. La section efficace de  $e^+e^- \rightarrow Z^0 \rightarrow q\bar{q} \gamma$  est 100 à 400 fois plus grande qu'aux expériences précédentes  $e^+e^- \rightarrow \gamma^* \rightarrow q\bar{q}$  à PETRA, PEP et TRISTAN. De plus, le LEP fournit de plus hautes énergies avec des effets d'hadronisation réduits et des événements hadroniques propres avec un fond relativement petit. Le LEP permet donc d'étudier précisément les caractéristiques des jets.

## 1.2 QCD et les jets

QCD est la théorie de l'interaction forte entre les partons transportée par des gluons, en fait, 8 gluons. Elle est basée sur le groupe SU(3). Le Lagrangien QCD est bien connu depuis longtemps et fournit les équations de mouvement. Dans ce sens, les physiciens ont une théorie complète de QCD. Cependant, il n'y a aucune méthode pour résoudre directement ces équations de mouvement. Par conséquent, les physiciens dépendent de méthodes Monte Carlo pour les simuler.

### 1.2.1 Variation de la constante de couplage

La constante de couplage,  $\alpha_s$ , de QCD dépend de l'échelle d'énergie au carré,  $Q^2$  du processus considéré. Sa variation avec  $Q^2$  peut être exprimée en fonction du seul paramètre,  $\Lambda$ , qui a la dimension d'une énergie. Elle prend la forme ci-dessous au premier ordre:[8]

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{12\pi}{(33 - 2N_f)\ln(Q^2/\Lambda^2)} \quad (1.1)$$

où  $N_f$  est le nombre effectif de saveurs de quarks à l'énergie considérée. A grand  $Q^2$  (à courte distance), la puissance du couplage s'affaiblit, et aux distances inférieures à la taille d'un baryon ou d'un méson, l'interaction est négligeable et les quarks sont asymptotiquement libres. A petit  $Q^2$  (à grande distance), la constante de couplage devient grande et cause le confinement. Les valeurs déterminées pour  $\alpha_s$  sont illustrées dans la figure 1.1. Les applications de QCD sont divisées dans 2 domaines: perturbatif et non-perturbatif. La méthode perturbative fonctionne bien dans le domaine de petite valeur de  $\alpha_s$  et la région non-perturbative couvre les grandes valeurs de  $\alpha_s$ .

### 1.2.2 Domaine perturbatif

La méthode perturbative consiste à effectuer un développement limité en fonction de la constante de couplage pour calculer les amplitudes de transition. Chaque nouveau terme du développement donne une correction (ou perturbation) au résultat. La validité de la méthode de perturbation dépend du fait qu'à chaque itération, la perturbation devient de plus en plus petite de sorte que le calcul converge à une valeur spécifique. Cela implique que la constante de couplage reste petite. Cependant, dans QCD, la constante de couplage  $\alpha_s$  n'est pas constante et n'est petite qu'à très grands  $Q^2$ . Ailleurs, les perturbations d'ordre plus élevé ne convergent pas toujours et peuvent être plus grandes que le résultat à l'ordre le plus bas. Donc, la théorie de perturbation ne peut pas décrire les processus de l'hadronisation.

Par contre, la méthode perturbative permet de calculer le processus dur d'annihilation  $e^+e^-$  en une paire quark-antiquark.

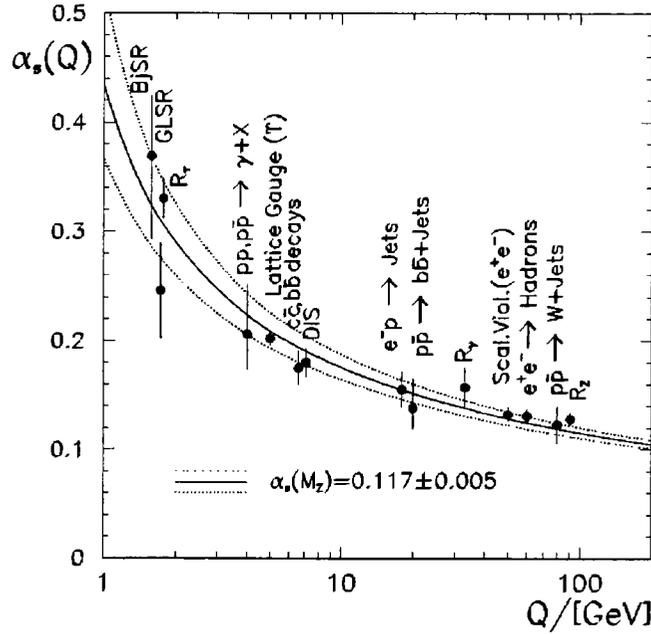


FIG. 1.1 – Variation avec l'énergie de la constante de couplage de l'interaction forte. La ligne continue indique l'ajustement des mesures tandis que les lignes pointillées représente les erreurs d'une déviation standard pour  $\alpha_s(M_Z) = 0.117 \pm 0.005$ . [9]

### 1.2.3 Fragmentation

La transformation d'un état  $q\bar{q}$  en l'état final hadronique observé dans le détecteur est schématisée en plusieurs étapes représentées sur la figure 1.2: cascade partonique, hadronisation et désintégration des hadrons instables. La fragmentation appartient à la région non-perturbative, dans laquelle le lagrangien de QCD et les équations de mouvement sont connus mais insolubles jusqu'à ce point.

La cascade partonique fait intervenir les 3 processus indiqués sur la figure 1.3. Les équations d'évolution d'Altarelli-Parisi en donnent la dépendance en  $Q^2$ . Le rayonnement des gluons est gouverné par les facteurs de couleur:  $C_F = \frac{4}{3}$  pour les quarks et  $C_A = 3$  pour les gluons.

La cascade partonique est régie par la probabilité selon laquelle un parton produit deux partons ayant des fractions respectives  $z$  et  $1-z$  de son impulsion initiale. [10] La probabilité s'exprime comme une fonction de  $Q^2$ :

$$\frac{\alpha_s(Q^2)}{2\pi Q} P(z) dQ^2 \quad (1.2)$$

où  $P(z)$  est donné pour les 3 processus par les formules suivantes:

$$P_{q \rightarrow qg}(z) = \frac{4}{3} \left( \frac{1+z^2}{1-z} \right). \quad (1.3)$$

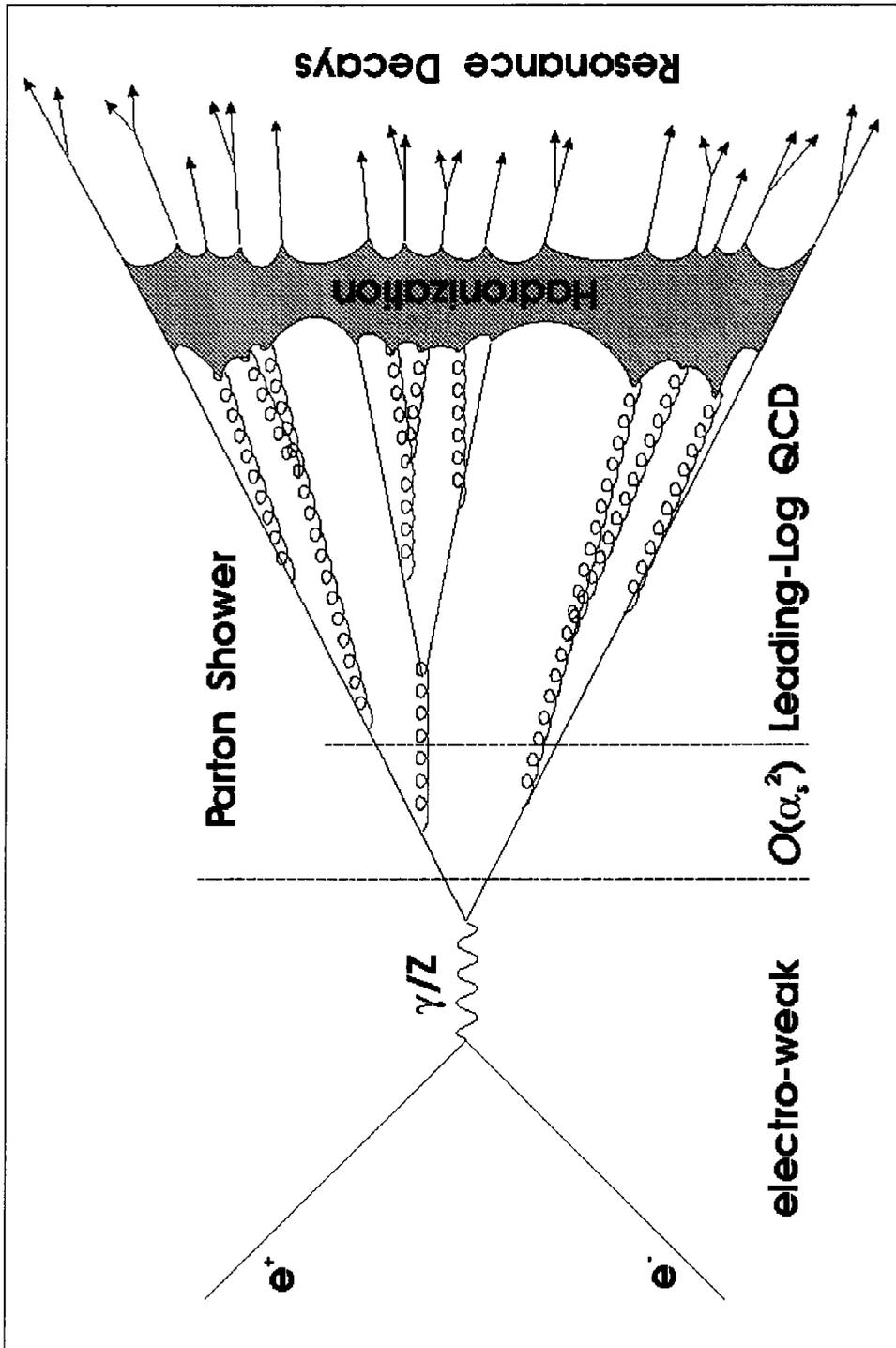
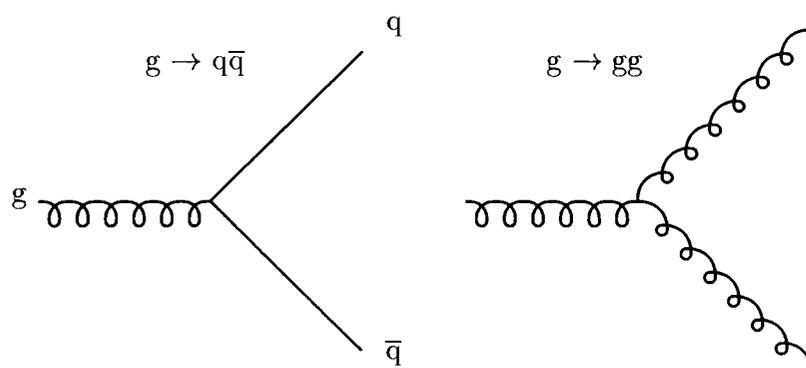
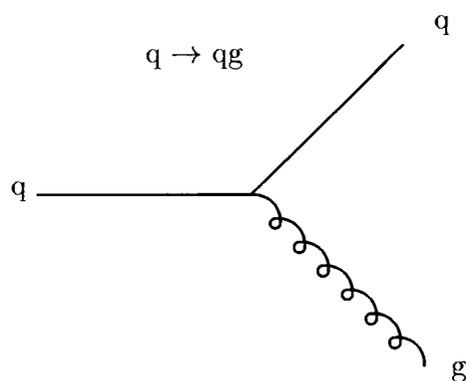


FIG. 1.2 - L'hadronisation dans les événements  $e^+e^- \rightarrow \gamma^*/Z^0 \rightarrow q\bar{q}$  est simulée en plusieurs étapes: la cascade partonique, le regroupement des partons dans des hadrons, et les désintégrations.[9]



(a) Un gluon peut créer une paire quark-antiquark ou il peut rayonner des gluons.



(b) Un quark ne peut rayonner que des gluons.

FIG. 1.3 – *Processus QCD faisant intervenir quarks et gluons.*

$$P_{g \rightarrow gg}(z) = 6\left(\frac{1-z}{z} + \frac{z}{1-z} + z(1-z)\right). \quad (1.4)$$

$$P_{g \rightarrow q\bar{q}}(z) = \frac{1}{2}z^2 + (1-z)^2. \quad (1.5)$$

Après la cascade partonique, les partons se combinent dans des hadrons. Cette hadronisation n'est pas calculable dans QCD.

Cette analyse essaiera de différencier les événements  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$  et  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$ , dans lesquels un gluon emporte assez d'impulsion pour créer son propre jet. (Figure 1.4) Ce gluon peut être considéré "indépendant" de 2 autres partons. Les 3 jets séparés apparaîtront dans le détecteur. (Figure 1.5)

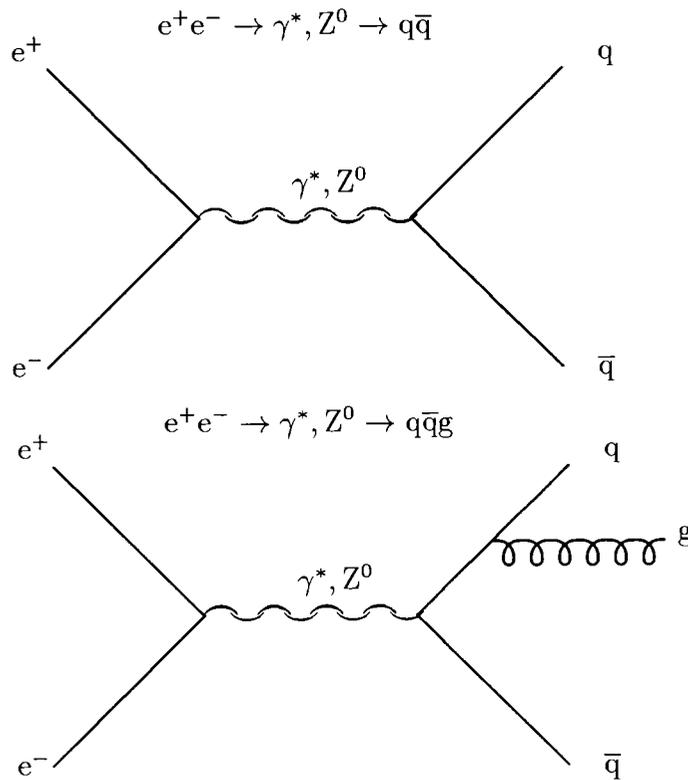


FIG. 1.4 – Les diagrammes de Feynman pour  $e^+e^- \rightarrow$ jets. Dans la figure ci-dessus, le quark et l'antiquark rayonnent des gluons de faible énergie et à petit angle. Cette configuration se présentera comme 2 jets dans le détecteur. Cependant, parfois, un gluon rayonné a une énergie suffisante pour être considéré comme un parton indépendant. Comme les 2 partons originaux, il crée son propre jet. 3 jets apparaîtront dans le détecteur.

#### 1.2.4 Comparaison avec QED

En électrodynamique quantique, QED la gerbe d'un électron (ou positon) ressemble à la gerbe d'un photon parce que le couplage est le même pour les deux. Dans QCD

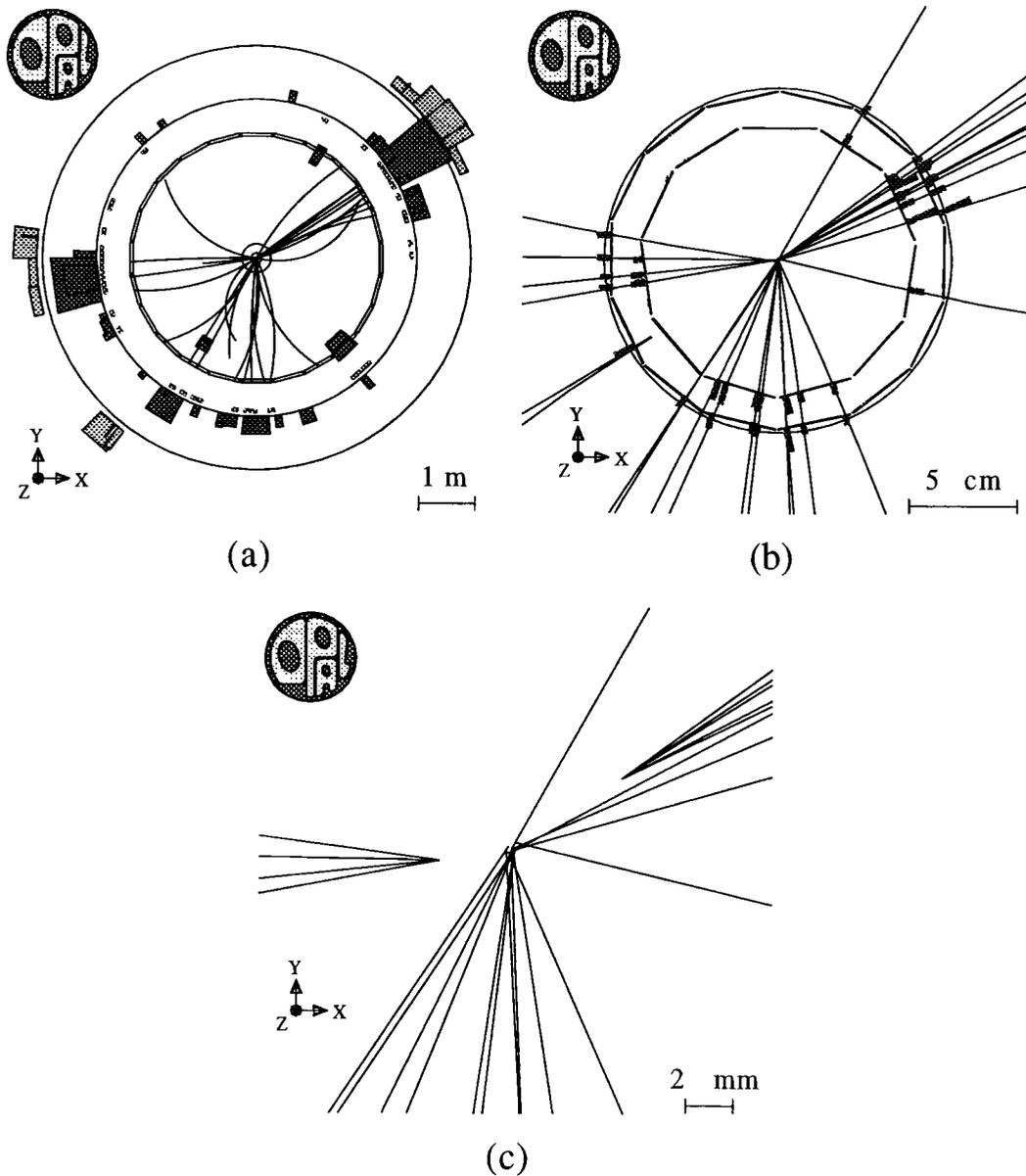


FIG. 1.5 – (a) Événement à 3 jets dans le détecteur.

(b) Vue du même événement plus proche du vertex primaire.

(c) Vue très proche du vertex primaire.

Dans la dernière figure les 2 vertex déplacés du vertex primaire doivent être créés par les quarks  $b$  et le troisième doit être un jet de gluon. Ce "B-tagging" des jets de gluons n'est pas très utile pour cette analyse à cause du manque de statistique, mais cette figure montre que les jets partent de sources (partons) séparés mais pas vraiment indépendantes. Les jets de gluons sont toujours formés par des gluons rayonnés près du vertex primaire.[30]

les jets de quarks ne ressemblent pas à ceux de gluons parce que  $C_F \neq C_A$  et parce que le gluon lui-même peut rayonner des gluons (un vertex à trois gluons est possible). Au contraire, le photon ne peut jamais rayonner des photons. Après plusieurs longueurs de rayonnement, la gerbe d'un photon est indiscernable de la gerbe d'un électron, mais même après plusieurs longueurs de rayonnement, les jets de quarks et de gluons diffèrent à cause des charges de couleur différentes. La comparaison entre les jets de quarks et gluons fournit donc un test de la structure de QCD.

La constante de couplage électrique,  $\alpha$ , n'est pas constante, mais cet effet est mineur comparé au cas de la constante de couplage fort. A basse énergie,  $\alpha$  vaut  $1/137$ , mais aux énergies voisines de la masse du  $Z^0$ , elle n'augmente qu'à  $1/128$ .

### 1.3 Phénoménologie de la fragmentation

Un quark à grande vitesse génère un jet de hadrons, mais comment ces particules sont-elles produites dans les processus QCD?

Pour répondre à cette question, il y a eu plusieurs essais pour simuler la fragmentation des quarks et des gluons. Chacun est une étape dans l'évolution de la simulation de ce phénomène. De même que les données expérimentales deviennent plus nombreuses et plus fiables, les programmes de simulation reproduisent les données de mieux en mieux.

Tous les programmes utilisent l'invariance d'échelle.[11] La densité de probabilité fractionnelle qu'un parton d'énergie  $E_p$  crée un hadron d'énergie  $E_h$  est

$$\frac{1}{N} \frac{dN}{dE_h} = F_p^h(E_h; E_p) \quad (1.6)$$

Si on utilise le rapport des énergies, au lieu des énergies absolues, l'équation devient

$$\frac{1}{N} \frac{dN}{dz} = D_p^h(z) \text{ et } z = \frac{(E + p_{\parallel})_h}{(E + p_{\parallel})_p} \quad (1.7)$$

qui détermine la fraction de hadrons produits avec une certaine fraction de l'énergie du parton initial.

#### 1.3.1 Fragmentation indépendante

R.P. Feynman et R.D. Field ont travaillé sur ce problème dans les années 70 et leur méthode a été raffinée par plusieurs autres physiciens.[12] Ce premier essai pour simuler la formation des jets est la méthode de fragmentation indépendante. Comme un quark  $q_1$  s'éloigne à grande vitesse du point d'interaction, une paire quark-antiquark( $q_2\bar{q}_2$ ) apparaît du vide.  $q_1$  et  $\bar{q}_2$  forment un méson  $M_1$ . La quadri-impulsion du quark originel  $q_1$  est partagée entre  $M_1$  et  $q_2$  selon la distribution de probabilité  $f(z)$  dans laquelle  $z$  est la fraction donnée au méson et  $(1-z)$  est la fraction donnée au deuxième quark. Le processus est répété pour le deuxième quark  $q_2$  et les quarks ultérieurs. La chaîne s'arrête enfin lorsque l'énergie du quark est trop petite pour former un hadron.(Figure 1.6)

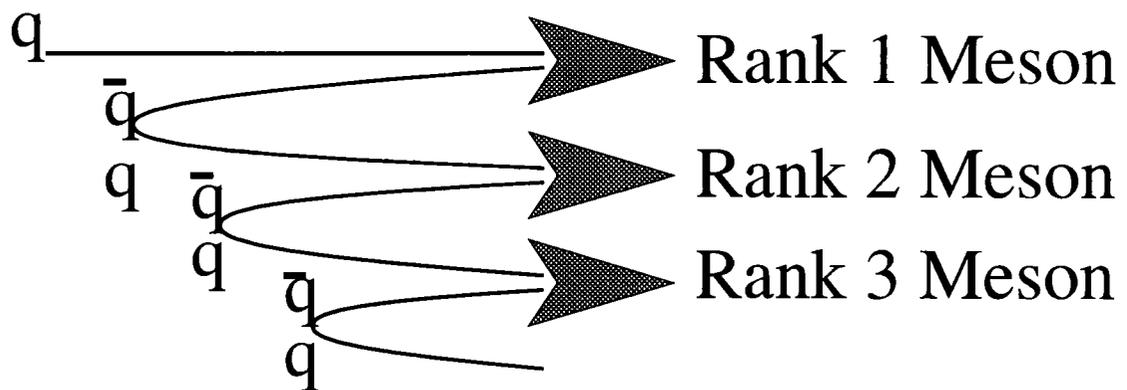


FIG. 1.6 – *Création des mésons dans la fragmentation indépendante. Une paire de quark-antiquark apparaît du vide près d'un quark à grand vitesse qui se combine avec l'anti-quark. Le nouveau quark continue la chaîne.*

L'antiquark de la paire de quark-antiquark constituant le système de couleur originel subit les mêmes processus. Le quark et antiquark qui restent à la fin sont combinés dans un méson.

Cette méthode crée des hadrons colinéaires. Pour leur attribuer une petite impulsion transverse, une distribution gaussienne aléatoire donne aux quarks et antiquarks du vide une impulsion transverse opposée. Le problème principal de cette méthode provient du fait qu'elle ne conserve pas l'énergie et l'impulsion longitudinale. Elle commence avec une masse nulle de partons et s'arrête avec des hadrons massifs avec une masse collective de plusieurs  $\text{GeV}/c^2$ . De petits ajustements à l'énergie doivent être faits quand le processus de cascade est fini.

Il reste en outre à fixer plusieurs paramètres libres. Il faut ainsi choisir le type des quarks produits. Parce que les quarks  $c$  et  $b$  ont de grandes masses, leur production est supprimée. Les quarks  $u$  et  $d$  sont produits à peu près également par suite de l'invariance d'isospin et de leurs masses voisines. Le quark  $s$  est un peu plus massif et est un peu supprimé. Le rapport de production entre les quarks  $u$  et  $d$  et le quark  $s$  est obtenu en comparant la production des pions à celle des kaons. Le rapport de mésons pseudo-scalaires à mésons vecteurs doit être incorporé dans le modèle. Cependant, ces paramètres simples ne donnent pas toujours les bons rapports de production pour toutes les particules.

Plusieurs modifications ont été apportées à la méthode originelle qui a été adaptée pour simuler l'annihilation  $e^+e^-$ . La simulation d'un jet de gluon est incorporée en séparant le gluon en une paire quark-antiquark selon les charges de couleur et d'anticouleur du gluon. Pour simuler la production de baryons, une paire diquark-antidiquark est créée du vide et le quark se combine avec le diquark pour former un baryon. L'antidiquark se combine avec le prochain antiquark produit pour former un antibaryon et le processus de fragmentation se poursuit avec le quark restant. (Figure 1.7)

Field et Feynman n'avaient jamais eu l'intention de considérer ce modèle comme une théorie physique exacte parce le temps pour chaque processus  $y$  est renversé. La dernière étape devrait être la formation du méson rang-1 contenant le quark originel au lieu d'être

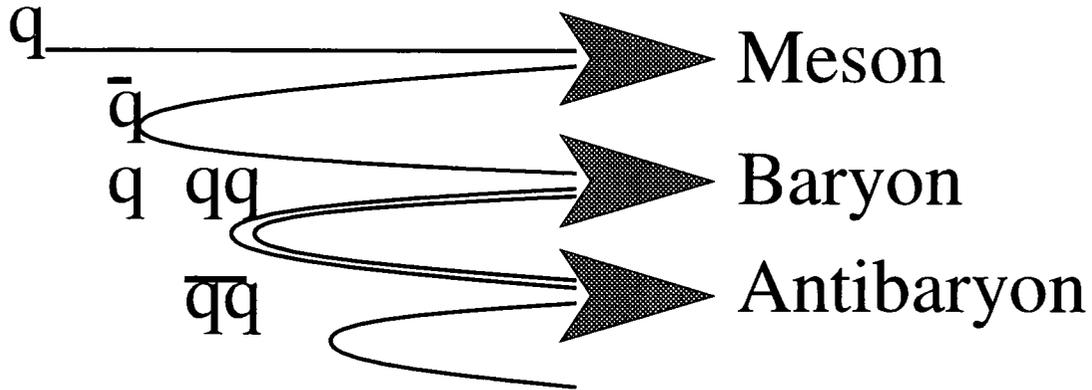


FIG. 1.7 – *Création de baryons dans le modèle de la fragmentation indépendante. Une paire diquark( $qq$ )-antidiquark( $\bar{q}\bar{q}$ ) est créée du vide et un quark se combine avec le diquark et un antiquark avec l'antidiquark.*

la première. Les modèles de fragmentation indépendante ne sont plus appliqués à l'annihilation  $e^+e^-$ . Cependant, à cause de leur grande simplicité, ils continuent à simuler les collisions hadron-hadron dans lesquelles les différences mineures ne sont pas étudiées. Un exemple de Monte Carlo utilisant la fragmentation indépendante est COJETS.

### 1.3.2 Modèle de clusters

Une alternative à la fragmentation indépendante consiste à générer une cascade de partons que l'on regroupe dans des clusters singlets de couleur.[13] L'état initial du parton, un quark par exemple, est une particule virtuelle avec une masse positive et grande en comparaison des masses des quarks. La masse du parton est égale à la masse du jet qu'il va créer.

L'évolution de l'état initial vers de plus basses masses se fait par l'émission d'un gluon. Ces deux partons rayonnent d'autres partons et créent une cascade. Les probabilités d'embranchement viennent des équations d'Altarelli-Parisi qui dépendent de  $\alpha_s(Q^2)$ . La cascade des partons continue tant que  $\alpha_s(Q^2)/\pi$  est relativement petit. Comme le processus progresse, la diminution de  $Q^2$  rend les partons moins virtuels et fait augmenter  $\alpha_s$ . A la fin de la cascade de partons, les quarks et gluons colorés avec des impulsions appropriées forment des hadrons. Pour cela les gluons sont désintégrés en un quark et un antiquark. Les quarks et antiquarks sont ensuite regroupés dans des clusters singlets de couleur, qui se désintègrent dans l'espace de phase. Ce modèle n'a besoin que de 2 paramètres: la valeur de  $\Lambda$  et le cut-off  $Q_0$ .  $\Lambda$  détermine la valeur de  $\alpha_s(Q^2)$  et  $Q_0$  détermine la fin de la cascade QCD et le commencement de la fragmentation dans l'espace de phase, qui est paramétrisée par les données bien établies à basses énergies.

Les améliorations ajoutées au modèle primitif incluent le traitement des quarks b et c, l'addition d'une étape pendant laquelle des petits clusters sont regroupés en un grand, et une meilleure description du rayonnement de gluons mous. Enfin, au lieu de se casser

en une paire quark-antiquark, le gluon se casse dans 2 objets colorés traités comme une corde relativiste.[14]

Le traitement du rayonnement de partons en termes de probabilités au lieu d'amplitudes ne fournit qu'une approximation. Pour reproduire les données expérimentales, il est devenu nécessaire d'améliorer cette approximation en ajoutant les termes d'interférence pour le rayonnement de gluons. Chudakov a le premier décrit cet effet en 1955 pour QED.[15] Après la production d'une paire électron-positon par un photon, le rayonnement de freinage des leptons est supprimé pour les photons de longueurs d'onde inférieures à la séparation entre les leptons à cause de l'interférence destructive entre les rayonnements des 2 leptons. Un phénomène équivalent se produit dans QCD. Cela supprime le rayonnement à grands angles. L'angle d'un rayonnement donné sera plus petit que l'angle du rayonnement précédent. On applique donc l'ordonnement angulaire à n'importe quelle ligne de parton(quark ou gluon) dans la cascade.[16]

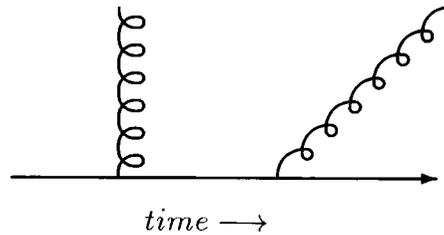


FIG. 1.8 – L'angle du rayonnement de gluons d'un parton (quark ou gluon) est supprimé à grands angles et diminue avec chaque gluon rayonné.

Un programme Monte Carlo appelé HERWIG(hadron emission reactions with interfering gluons) incorpore l'algorithme de la cascade de partons et le modèle de fragmentation en clusters.[17]

### 1.3.3 Modèle de cordes

L'image des cordes provient du confinement. Le flux chromodynamique entre les charges de couleur se représente comme un tube de flux parce qu'il est confiné près des charges. Le tube peut aussi être décrit comme une corde avec une certaine tension,  $\kappa \sim 1\text{GeV}/\text{fm}$ , qui agit comme une force de rappel. Pour séparer les partons, il est nécessaire de pomper de l'énergie dans le système pour étendre la corde. Si l'énergie injectée est suffisante pour étendre la corde de plusieurs fermis, le système produira des gluons avec assez d'énergie pour produire des objets colorés parce que l'énergie de séparation est supérieure à la masse de quarks de basse masse.[18] La figure 1.9 illustre comment la corde se déforme, le quark et l'antiquark sont encore liés via un gluon qui devient un noeud dans la corde.

Dans un processus  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ , une corde est maintenue entre le quark et l'antiquark. La corde originelle se casse dans des cordes plus courtes qui s'étendent et se cassent jusqu'à ce que les morceaux n'ont plus l'énergie suffisante pour se casser encore. Quand une corde

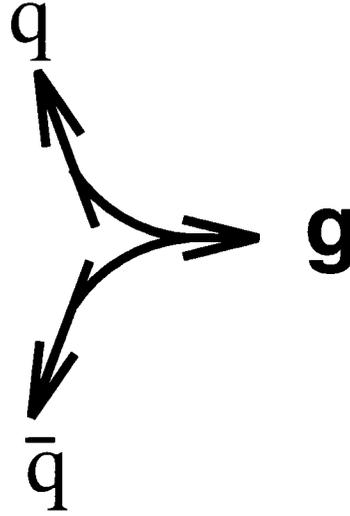


FIG. 1.9 – Une corde lie toujours la paire  $q\bar{q}$  originelle même si des gluons sont créés. Si une paire  $q\bar{q}$  se forment, une nouvelle corde se forme entre eux.

se casse, la puissance du champ permet à une paire  $q\bar{q}$  d'apparaître du vide avec une probabilité définie ci-dessous.

$$\exp \frac{-\pi M_T^2}{\kappa} = \exp \frac{-\pi M^2}{\kappa} \exp \frac{-\pi P_{\perp}^2}{\kappa} \quad \text{et } M_T = \sqrt{M^2 + P_{\perp}^2} \quad (1.8)$$

Cette probabilité dépendant de la masse du quark supprime la production de quarks lourds. Un exemple de ce processus est illustré sur la figure 1.10.

Tout algorithme utilisant cette méthode doit déterminer où casser la corde et doit maintenir une symétrie droite-gauche. En d'autres termes, le calcul devra être indépendant de l'orientation suivie le long de la corde. La rupture de la corde est définie par la fonction symétrique droite-gauche de Lund.

$$f(z) = \frac{(1-z)^a}{z} \exp \frac{-bM_T^2}{z} \quad (1.9)$$

A la fin de la phase de fragmentation, les cordes ne se cassent plus et les quarks de basse énergie à chaque extrémité d'une corde entrent dans les modes d'un oscillateur harmonique simple et forment des hadrons.[19]

La production de baryons pose un autre problème: la coordination de trois charges de couleur dans un système sans couleur, au lieu de deux pour un méson. Deux mécanismes traitent ce problème. La première solution est la création de diquarks qui contiennent deux charges de couleur différentes. Les deux quarks dans le diquark sont créés ensemble et restent ensemble. Ce diquark se combinera avec un autre quark d'une autre corde pour former un objet sans couleur.(Figure 1.11)[20] Le deuxième mécanisme suppose que dans le champ créé par une paire quark-antiquark se forme une autre paire avec des charges de couleur différentes de celles de la première paire. La force de ce champ est 2 fois moins intense. Mais l'objet  $qq\text{-}\bar{q}\bar{q}$  produit une paire  $q\bar{q}$  possédant la troisième couleur

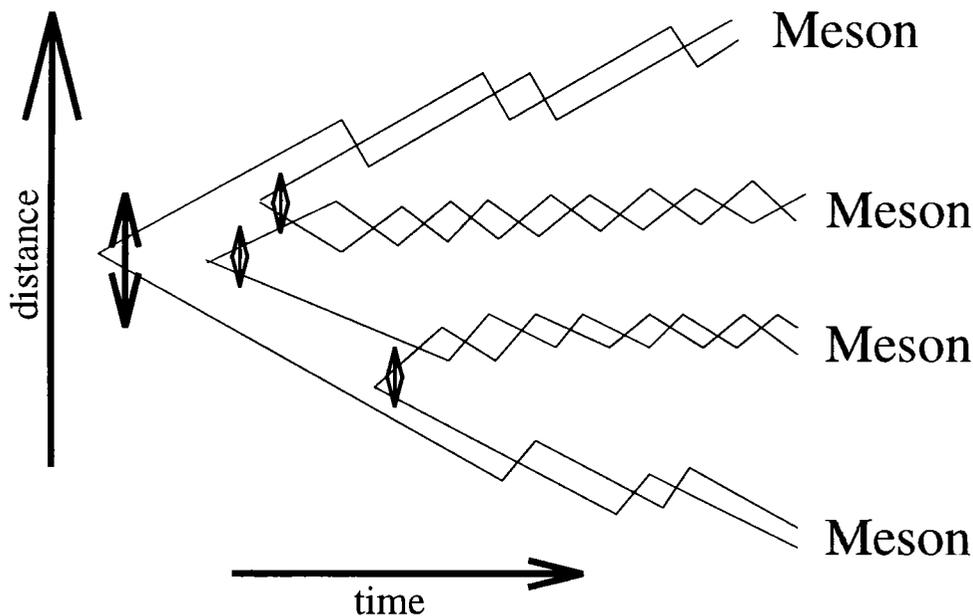


FIG. 1.10 – Fragmentation d’une corde liant une paire  $q\bar{q}$  en plusieurs cordes. Les quarks et les antiquarks forment les mésons quand les cordes n’ont plus l’énergie suffisante pour créer une nouvelle paire.

pour former un baryon et un antibaryon. Ce processus, appelé le mécanisme "popcorn", permet la création d’un méson entre un baryon et un antibaryon.(Figure 1.12)[21]

Dans le processus  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$ , le quark et l’antiquark peuvent être traités comme une seule corde. Dans le processus  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$ , le gluon est traité comme un noeud dans la corde et le processus contient 2 morceaux de cordes à grande vitesse, un entre le quark et le gluon et l’autre entre le gluon et l’antiquark. Ces 2 cordes se cassent selon la fragmentation déjà mentionnée.

Les jets de ces trois partons ne sont pas trois jets simples et indépendants. Les hadrons se forment le long des cordes et apparaissent entre le gluon et le quark et entre le gluon et l’antiquark. La multiplicité prévue pour les jets de gluons a tendance à être 2 fois celle des jets de quarks. De plus, entre le quark et l’antiquark, il y a une suppression de particules. Cet effet de cohérence constitue la plus grande différence entre la fragmentation indépendante et la fragmentation en cordes. En 1981 la collaboration JADE à PETRA a déterminé que le modèle d’hadronisation en cordes fournit une meilleure description du flux hadronique observé dans les événements à 3 jets que le modèle de fragmentation indépendante. Actuellement le modèle de cordes est le plus utilisé.

Comme les données expérimentales se sont améliorées, on a introduit d’autres modifications à ce modèle. Le nombre d’événements à 3 jets ou plus diffère des prédictions données par le calcul des éléments de matrices suivis par la fragmentation. On a donc ajouté avant la fragmentation une étape correspondant à l’évolution d’une cascade partonique selon l’approximation des logarithmes dominant couplée aux fonctions d’évolution d’Altarelli-Parisi.

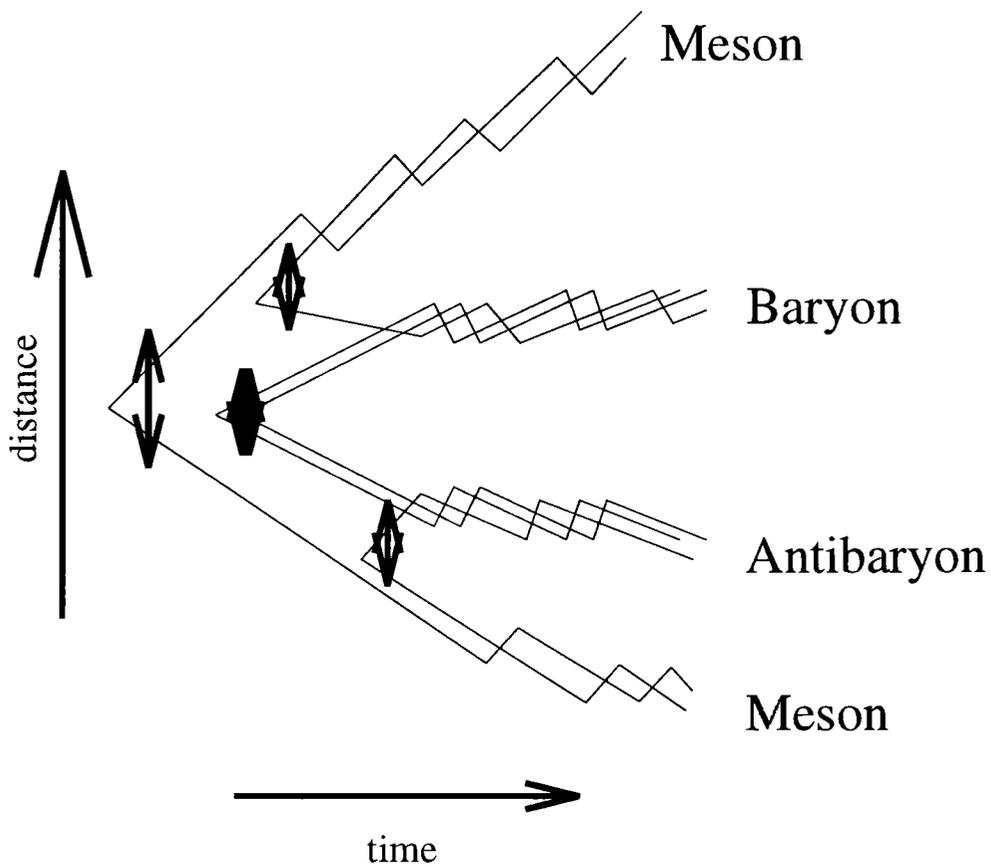


FIG. 1.11 – Production de baryons par la formation de paires diquark-antidiquark. Après qu'une telle paire est créée, le diquark n'a besoin que de se combiner avec un quark pour former un baryon tandis que l'antidiquark se combine avec un antiquark pour former un antibaryon.

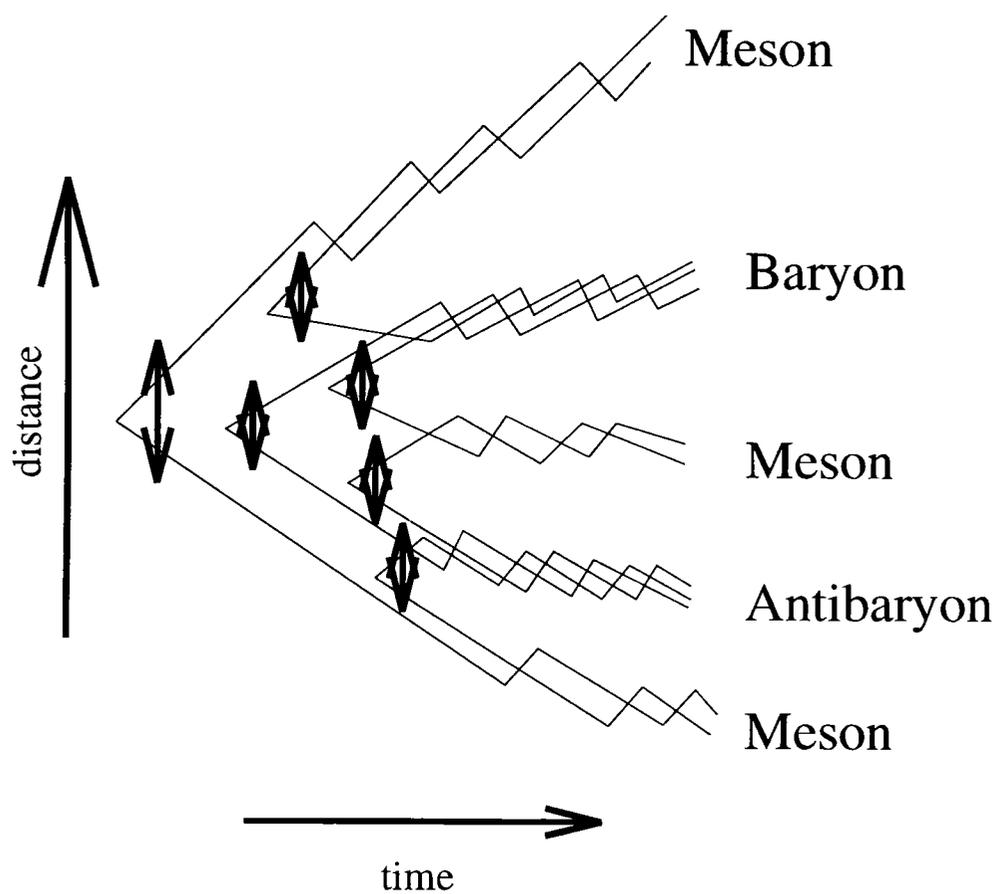


FIG. 1.12 – Méthode "popcorn" de production de baryon.

Le modèle présent, aussi connu comme le modèle de Lund, inclut donc deux étapes. Dans la première étape, les effets perturbatifs décrivent la cascade partonique. Dans la deuxième étape, le mécanisme de cordes, ou de tubes de couleur, permet de regrouper les partons dans des hadrons. Le modèle complet est incorporé dans JETSET, le programme Monte Carlo qui est actuellement le standard pour simuler les annihilations  $e^+e^-$ . Ses caractéristiques remarquables sont la conservation de l'énergie et de l'impulsion, l'invariance relativiste, et la bonne reproduction des données grâce à de nombreux paramètres ajustables.[22] Cependant la détermination de tous ces paramètres nécessite un énorme effort expérimental.

Comme l'analyse des données expérimentales mène à plus de compréhension de la physique, ces modèles de fragmentation deviendront certainement beaucoup plus précis. Les programmes Monte Carlo s'améliorent au fur et à mesure que les expériences permettent une comparaison plus précise entre les prédictions et les mesures.

## 1.4 Observables expérimentales pour les jets

Le détecteur mesure les propriétés des particules, comme l'impulsion, la charge et la perte d'énergie. L'étude de ces propriétés mène à l'identification de particules et aux corrélations entre elles. Quand des jets collimatés sont apparus pour la première fois dans l'anneau SPEAR à SLAC-LBL, les physiciens ont étudié les événements complets en utilisant des variables qui décrivent leur topologie, au lieu des jets individuels, parce qu'ils ne possédaient pas les techniques nécessaires pour séparer les jets. Comme les expériences se sont améliorées et les énergies disponibles ont augmenté, les propriétés des jets ont été mieux comprises, et les techniques existent actuellement pour séparer les jets dans ces événements.

### 1.4.1 Topologie d'un événement complet

La compréhension de la topologie d'un événement aide à la reconstruction des jets. Les jets apparaissent comme des ensembles collimatés de particules venant d'une source. Les événements contenant des jets ne conservent pas la symétrie sphérique. En fait, comme l'énergie du jet augmente, la sphéricité moyenne diminue.

#### Sphéricité et aplanarité

La brisure de la symétrie sphérique est une indication qu'un parton à grande vitesse rayonne d'autres partons pour former des hadrons dans des jets bien collimatés. La sphéricité est une variable pour décrire cette brisure de symétrie dans l'événement.[23] Le tenseur de sphéricité peut être créé en combinant les impulsions de toutes les particules dans une matrice  $3 \times 3$ :

$$S_{ij} = \frac{\sum_{r=1}^N P_i^r P_j^r}{\sum_{r=1}^N |P^r|^2} \quad (1.10)$$

où  $i$  et  $j$  sont les coordonnées  $x, y, z$ . Ensuite les valeurs propres peuvent être utilisées pour décrire la topologie de l'événement. Les trois valeurs propres:  $Q_1, Q_2$ , et  $Q_3$  sont ordonnées telles que  $Q_1 < Q_2 < Q_3$  et sont normalisées telles que  $Q_1 + Q_2 + Q_3 = 1$ . Un événement avec  $Q_1 = Q_2 = Q_3 = \frac{1}{3}$  est complètement sphérique.

La variable de la sphéricité est défini par

$$S = \frac{3}{2}(Q_1 + Q_2) = \frac{3 \text{Min}(\sum_{r=1}^N (P_{\perp}^r)^2)}{\sum_{r=1}^N |P^r|^2} \quad (1.11)$$

dans le domaine de 0(linéaire) à 1(sphérique). De même, l'aplanarité est définie comme  $A = \frac{3}{2}Q_1$ , dans le domaine de 0 (planaire) à  $\frac{1}{2}$ (sphérique). La sphéricité ne peut pas être prédite par QCD. Le processus de rayonnement conserve toujours l'impulsion mais le carré de l'impulsion n'est pas conservé et donc imprédictible.

### Poussée

Une méthode alternative [24] définit l'axe de la poussée

$$T = \frac{\text{Max}(\sum |P_{\parallel}^r|)}{\sum |P^r|}, \quad (1.12)$$

comme celui qui maximise la valeur absolue de l'impulsion parallèle à un axe. Cette valeur, que QCD peut prévoir, ne change pas beaucoup ni à cause des processus mineurs dans la fragmentation des jets ni à cause des désintégrations. Cependant, tout processus de maximisation doit être fait numériquement parce qu'il n'y a pas de méthodes analytiques et nécessite beaucoup de temps de CPU pour les calculs.

### Multiplicité

La multiplicité chargée est relativement facile à mesurer et est juste le nombre de traces chargées détectées par le système de reconstruction après soustraction des particules des interaction secondaires, comme les protons diffusés en arrière. La multiplicité neutre est beaucoup plus difficile à déterminer et dépend de l'association des traces chargées avec les amas d'énergie déposée dans les calorimètres. La multiplicité augmente comme l'énergie augmente.

Il y a plusieurs façons de décrire les événements à plusieurs jets, mais pour cette analyse la multiplicité est extrêmement importante. Il est aussi nécessaire de considérer que la topologie de l'événement influence la multiplicité.

## 1.4.2 Algorithmes pour séparer les jets

Les physiciens ont essayé de trouver des techniques qui permettent une séparation des jets objective et reproductible. L'aspect le plus important de l'algorithme pour séparer les jets est la constance avec la définition d'un jet.

### Algorithmes utilisant un cône

L'algorithme pour séparer les jets utilisant un cône définit un jet comme un ensemble de particules situées à l'intérieur d'un cône avec une énergie totale au-dessus d'un seuil. Le cône lui-même est défini par son demi-angle.

D'habitude dans la collaboration OPAL,  $\epsilon$ , le seuil d'énergie est fixé vers 7 GeV et le demi-angle  $R$  vers 0.7 rad. Un exemple est illustré dans la figure 1.13[25] Cet algorithme a tendance à ne pas associer les traces isolées à un jet. Cela veut dire qu'il y a une perte d'information si les jets sont analysés individuellement. La difficulté de démêler les traces des jets qui se chevauchent tend à diminuer le nombre de jets trouvés. Par définition, il fournit des jets étroits.

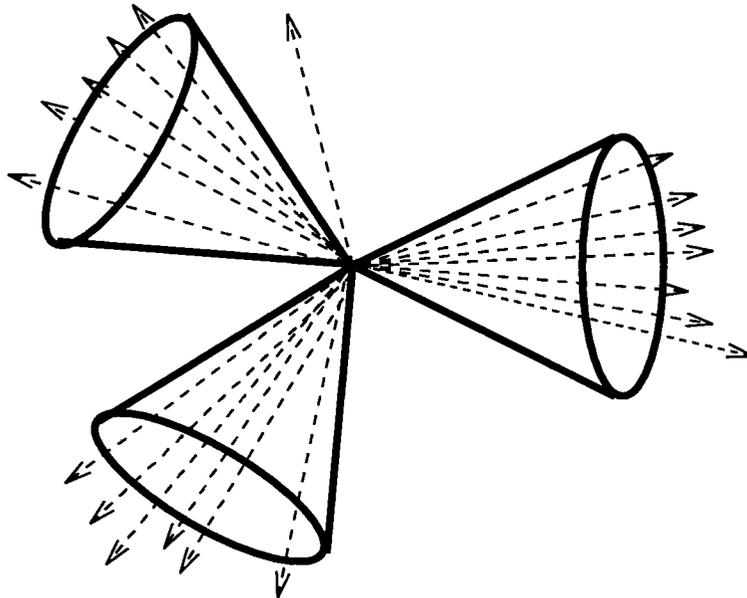


FIG. 1.13 – L'algorithme pour séparer les jet utilisant un cône établit une limite sur la largeur d'un jet et fixe aussi la limite sur l'énergie minimale.

### Algorithmes utilisant les combinaisons

L'algorithme doit commencer avec les  $N$  particules détectées dans un événement et les rassembler dans des jets. D'abord, il détermine une masse invariante normalisée  $y_{ij}$  (comme définie dans le tableau 1.2) entre ces particules et la paire avec la plus petite  $y_{ij}$  est rassemblée dans une pseudo-particule. Le processus est répété jusqu'à toutes les pseudo-particules satisfont la condition suivant:

$$y_{ij} > y_{cut}. \quad (1.13)$$

Les pseudo-particules qui restent sont considérés comme des "jets" et  $y_{cut}$  détermine le nombre de jets dans l'événement. Les nombreux algorithmes utilisant les combinaisons

sont indiqués dans le tableau 1.2 et ont des caractéristiques similaires. Par exemple, E0 avec un  $y_{cut}$  de 0.03 trouvera environ le même nombre de jets que  $k_T$  avec un  $y_{cut}$  de 0.005. Ils sont similaires mais pas nécessairement égaux. Comme  $y_{cut}$  augmente, la moyenne du nombre de jets trouvés diminue. (Figure 1.14) L'algorithme de JADE [26] est devenu le standard dans la dernière décennie, mais actuellement l'algorithme Durham est fréquemment utilisé en particulier par la collaboration OPAL.[27]

Avec un schéma de recombinaison, la théorie de perturbation de QCD peut être utilisée pour calculer les taux de production relatifs  $R_n$  dans les événements à  $n$  jets en fonction de  $\alpha_s(\mu)$ .

$$R_2 \equiv \frac{\sigma_2}{\sigma_{tot}} = 1 + C_{2,1}(y_{cut})\alpha_s(\mu) + C_{2,2}(y_{cut}, f)\alpha_s^2(\mu), \quad (1.14)$$

$$R_3 \equiv \frac{\sigma_3}{\sigma_{tot}} = C_{3,1}(y_{cut})\alpha_s(\mu) + C_{3,2}(y_{cut}, f)\alpha_s^2(\mu), \quad (1.15)$$

$$R_4 \equiv \frac{\sigma_4}{\sigma_{tot}} = C_{4,2}(y_{cut}, f)\alpha_s^2(\mu). \quad (1.16)$$

La section efficace hadronique totale est exprimée comme  $\sigma_{tot}$  tandis que  $\sigma_n$  représente la section efficace des événements à  $n$  partons. Les coefficients  $C_{n,k}$  dépendent fortement du facteur d'échelle de renormalisation  $f(= \mu^2/E_{cm}^2)$ . [28] Avec cette information,  $\alpha_s$  est calculé et le résultat est illustré dans la figure 1.15.

## 1.5 Jets de quarks et de gluons

Les collisionneurs  $e^+e^-$  fournissent l'opportunité d'observer les partons indirectement dans les jets produits après une annihilation. Plusieurs résultats sont présentés ci-dessous.

### 1.5.1 Multiplicité chargée

Le rapport des multiplicités dans les jets de gluons et de quarks est prédit théoriquement en comparant la puissance de couplage à chaque vertex. Le facteur de couleur sont  $C_A = 3$  pour les gluons et  $C_F = \frac{4}{3}$  pour les quarks.

$$\frac{n_g}{n_q} = \frac{C_A}{C_F} = \frac{9}{4} \quad (1.17)$$

La correction de l'ordre sous-dominant réduit ce résultat de 10%. Les mesures expérimentales ne sont pas d'accord avec cette prédiction.

La multiplicité de traces chargées dans les collisions  $e^+e^- \rightarrow$  hadrons a été étudiée par de nombreuses expériences de MARK I aux 4 expériences du LEP. Dans ces expériences, l'énergie du centre de masse couvre le domaine de 1 GeV à la masse du  $Z^0$ , 90 GeV. Ce domaine d'énergie s'étend sur deux ordres de magnitude et la multiplicité augmente de 2.5 à basse énergie à environ 20 aux expériences du LEP. Cette variation prend la forme

$$\langle n_{ch} \rangle = a + b \ln s + c \ln^2 s. \quad (1.18)$$

Algorithme	Résolution $y_{ij}$	Combinaison	Notes
E	$\frac{(p_i+p_j)^2}{E_{vis}^2}$	$p_k = p_i + p_j$	Invariant de Lorentz
p	$\frac{(p_i+p_j)^2}{E_{vis}^2}$	$\vec{p}_k = \vec{p}_i + \vec{p}_j$ $E_k =  \vec{p}_k $	m=0 (jets de masse nulle) conserve $\sum \vec{p}$ , mais viole $\sum E$
p0	$\frac{(p_i+p_j)^2}{E_{vis}^2}$	$\vec{p}_k = \vec{p}_i + \vec{p}_j$ $E_k =  \vec{p}_k $ $E_{vis} = \sum E_k$	m=0 (jets de masse nulle) conserve $\sum \vec{p}$ viole $\sum E$
E0	$\frac{(p_i+p_j)^2}{E_{vis}^2}$	$\vec{p}_k = \frac{E_k}{ \vec{p}_i + \vec{p}_j } (\vec{p}_i + \vec{p}_j)$ $E_k = E_i + E_j$	m=0 (jets de masse nulle) conserve $\sum E$ , mais viole $\sum \vec{p}$
JADE	$\frac{2E_i E_j (1 - \cos\theta_{ij})}{E_{vis}^2}$	$p_k = p_i + p_j$	conserve $\sum E, \sum \vec{p}$
Durham( $k_T$ )	$\frac{2\min(E_i^2, E_j^2)(1 - \cos\theta_{ij})}{E_{vis}^2}$	$p_k = p_i + p_j$	conserve $\sum E, \sum \vec{p}$

TAB. 1.2 – Algorithmes de séparation des jets dans la physique à haute énergie. Cette analyse utilise E0 pour séparer les jets.[27]

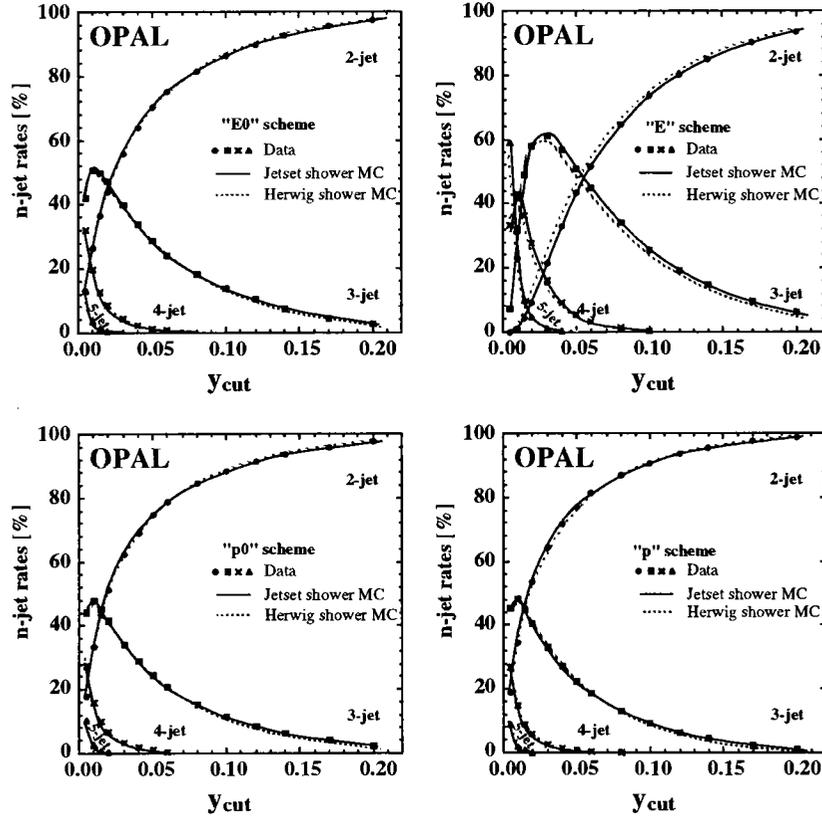


FIG. 1.14 – Taux de jets en fonction de  $y_{cut}$  (trouvés avec différents algorithmes). Il est évident que comme  $y_{cut}$  augmente la moyenne du nombre de jets trouvés diminue. [27]

Cela indique que la multiplicité chargée dans les jets dépend fortement de l'énergie comme illustré dans la figure 1.16. [29]

La multiplicité chargée totale est facile à observer dans ces expériences. Il suffit de compter toutes les traces chargées. Pour les événements à 3 jets, la multiplicité chargée pour chaque jet dépend de la topologie de l'événement et de la méthode de séparation des jets. Une des topologies favorites choisies est celle de l'événement symétrique, nommé l'événement Y, dans lequel un angle entre deux jets est  $60^\circ$  et les deux autres angles sont  $150^\circ$ . Cela permet d'étudier des jets de quarks et de gluons de même énergie, environ 24 GeV. En fait, 3 expériences du LEP ont déjà des résultats pour cette analyse. Ils les expriment comme les multiplicités relatives,  $r = n_g^{ch}/n_q^{ch}$ , plutôt que comme des multiplicités absolues. Les valeurs sont indiquées dans le tableau 1.3. Pour ces événements, le rapport  $r = n_g^{ch}/n_q^{ch}$  a une valeur proche de 1.2 qui est considérablement plus basse que la valeur prévue. DELPHI a analysé des événements Mercedes dans lesquels les 3 jets sont séparés par  $120^\circ$  et ont une énergie à peu près égale. Il a obtenu une valeur de 1.1. Ce rapport dépend de la topologie de l'événement.

Les collaborations du LEP ont la possibilité de distinguer les types de quarks. Pour les quarks légers (uds), la valeur de  $r$  est plus élevée que pour les quarks b. Ce fait indique qu'à ces échelles d'énergie, la multiplicité additionnelle de particules venant des

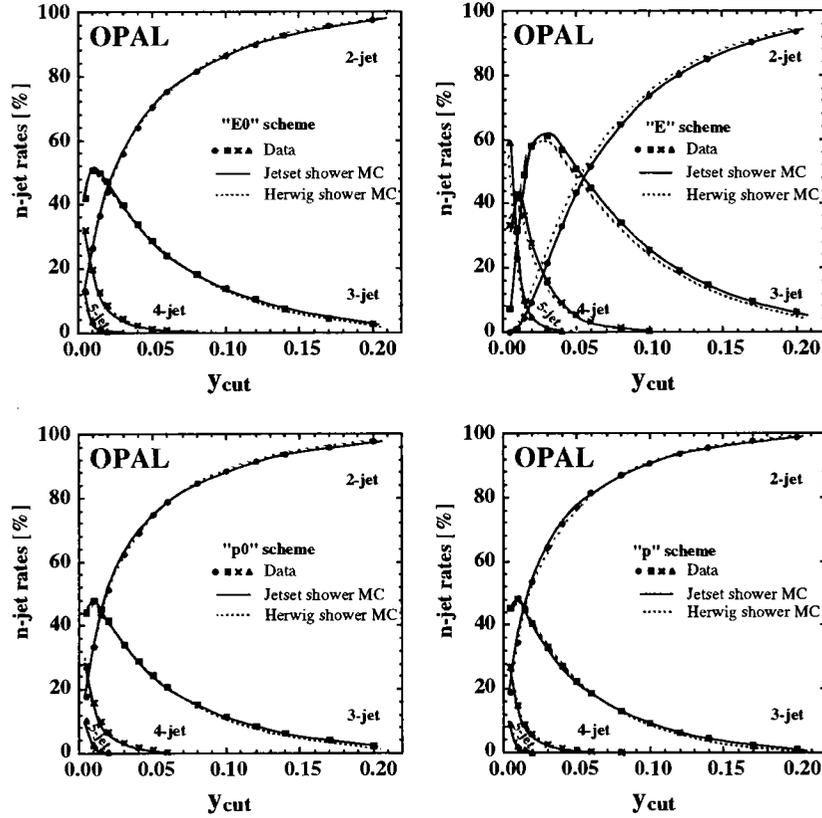


FIG. 1.14 – Taux de jets en fonction de  $y_{cut}$  (trouvés avec différents algorithmes). Il est évident que comme  $y_{cut}$  augmente la moyenne du nombre de jets trouvés diminue. [27]

Cela indique que la multiplicité chargée dans les jets dépend fortement de l'énergie comme illustré dans la figure 1.16. [29]

La multiplicité chargée totale est facile à observer dans ces expériences. Il suffit de compter toutes les traces chargées. Pour les événements à 3 jets, la multiplicité chargée pour chaque jet dépend de la topologie de l'événement et de la méthode de séparation des jets. Une des topologies favorites choisies est celle de l'événement symétrique, nommé l'événement Y, dans lequel un angle entre deux jets est  $60^\circ$  et les deux autres angles sont  $150^\circ$ . Cela permet d'étudier des jets de quarks et de gluons de même énergie, environ 24 GeV. En fait, 3 expériences du LEP ont déjà des résultats pour cette analyse. Ils les expriment comme les multiplicités relatives,  $r = n_g^{ch}/n_q^{ch}$ , plutôt que comme des multiplicités absolues. Les valeurs sont indiquées dans le tableau 1.3. Pour ces événements, le rapport  $r = n_g^{ch}/n_q^{ch}$  a une valeur proche de 1.2 qui est considérablement plus basse que la valeur prévue. DELPHI a analysé des événements Mercedes dans lesquels les 3 jets sont séparés par  $120^\circ$  et ont une énergie à peu près égale. Il a obtenu une valeur de 1.1. Ce rapport dépend de la topologie de l'événement.

Les collaborations du LEP ont la possibilité de distinguer les types de quarks. Pour les quarks légers (uds), la valeur de  $r$  est plus élevée que pour les quarks b. Ce fait indique qu'à ces échelles d'énergie, la multiplicité additionnelle de particules venant des

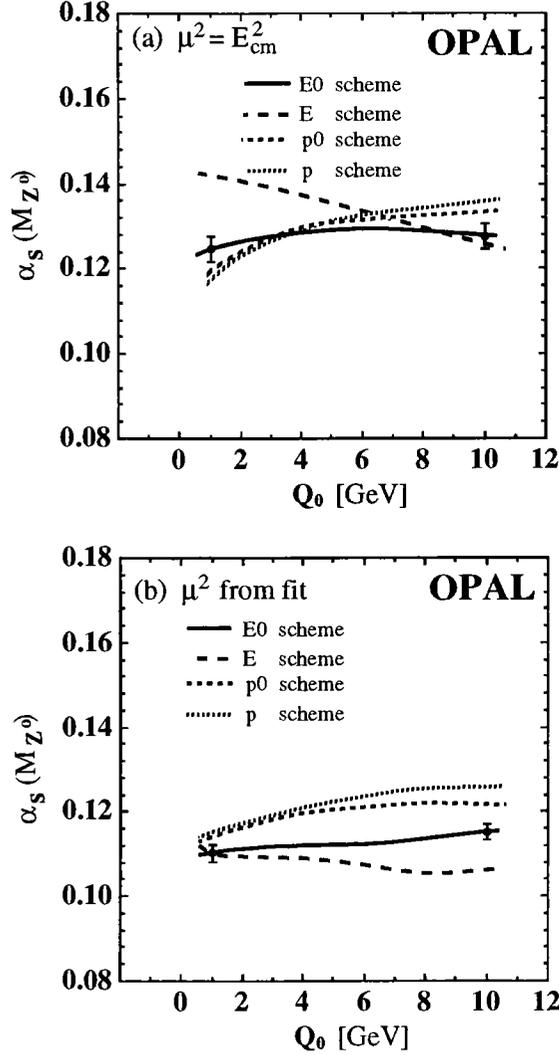


FIG. 1.15 – Valeurs de  $\alpha_s(M_{Z^0})$  calculées des résultats ajustés de  $\Lambda_{\overline{MS}}$ , pour  $\mu^2 = E_{cm}^2$  (a) et pour  $\mu^2$  comme un paramètre libre (b), comme une fonction de  $Q_0$ , le cut-off de la cascade partonique, qui détermine les constantes correctives.[28]

désintégration des hadrons B cache complètement la différence entre le quark b et le jet de gluon. Ce fait est aussi observé dans JETSET où  $n_g^{ch}/n_b^{ch} = 1.077$ . Les résultats sont illustrés dans le tableau 1.3.

Les analyses ci-dessus sont faites sur des jets d'énergie entre 20 et 25 GeV, mais OPAL a analysé des jets plus énergiques. Les jets de gluons d'environ 39 GeV sont identifiés en étiquetant 2 jets dans le même hémisphère d'un événement comme les jets de quarks. Alors, le jet de gluon contient toutes les particules dans l'hémisphère opposé. La multiplicité de ces jets de gluon est comparée à celle de jets de quarks uds d'énergie similaire.[35]

$$\frac{n_g^{ch}}{n_q^{ch}} = 1.552 \pm 0.041(\text{stat}) \pm 0.060(\text{sys}). \quad (1.19)$$

Cette valeur est considérablement plus élevée que la valeur à basse énergie.

Technique	Expérience	Algorithme	Paramètres	$\langle n^{\text{ch}} \rangle_g / \langle n^{\text{ch}} \rangle_q$
événements	OPAL[30]	Cone	$R=30^\circ, \epsilon=10 \text{ GeV}$	$1.10 \pm 0.02 \pm 0.02$
symétriques $150^\circ$	OPAL[30]	$k_\perp$	$y_{\text{cut}}=0.02$	$1.25 \pm 0.02 \pm 0.03$
(Y-events)	DELPHI[32]	$k_\perp$	$y_{\text{cut}}=0.01$	$1.235 \pm 0.021 \pm 0.022$
	ALEPH[33]	$k_\perp$	$y_{\text{cut}}=0.01$	$1.194 \pm 0.027 \pm 0.019$
q=uds	OPAL[31]	$k_\perp$	$y_{\text{cut}}=0.02$	$1.390 \pm 0.038 \pm 0.032$
q=uds	ALEPH[33]	$k_\perp$	$y_{\text{cut}}=0.01$	$1.249 \pm 0.084 \pm 0.022$
q=c	ALEPH[33]	$k_\perp$	$y_{\text{cut}}=0.01$	$1.183 \pm 0.221 \pm 0.021$
q=b	OPAL[31]	$k_\perp$	$y_{\text{cut}}=0.02$	$1.089 \pm 0.024 \pm 0.024$
q=b	ALEPH[33]	$k_\perp$	$y_{\text{cut}}=0.01$	$1.060 \pm 0.041 \pm 0.020$
analyse de sous-jets	ALEPH[34]	$k_\perp$	$y_{\text{cut}}=0.1$	$1.29 \pm 0.03 \pm 0.01$
événements symétriques $120^\circ$ (Mercedes)	DELPHI[32]	$k_\perp$	$y_{\text{cut}}=0.01$	$1.276 \pm 0.055 \pm 0.022$
q $\bar{q}$ g vs. q $\bar{q}$ $\gamma$	DELPHI[32]	$k_\perp$	$y_{\text{cut}}=0.01$	$1.232 \pm 0.022 \pm 0.018$
moyenne	DELPHI[32]	$k_\perp$	$y_{\text{cut}}=0.01$	$1.241 \pm 0.015 \pm 0.025$
moyenne(q=uds)	DELPHI[32]	$k_\perp$	$y_{\text{cut}}=0.01$	$1.305 \pm 0.016 \pm 0.032$

TAB. 1.3 – Rapport de la multiplicité chargée de jets de gluons sur celle des jets de quarks.

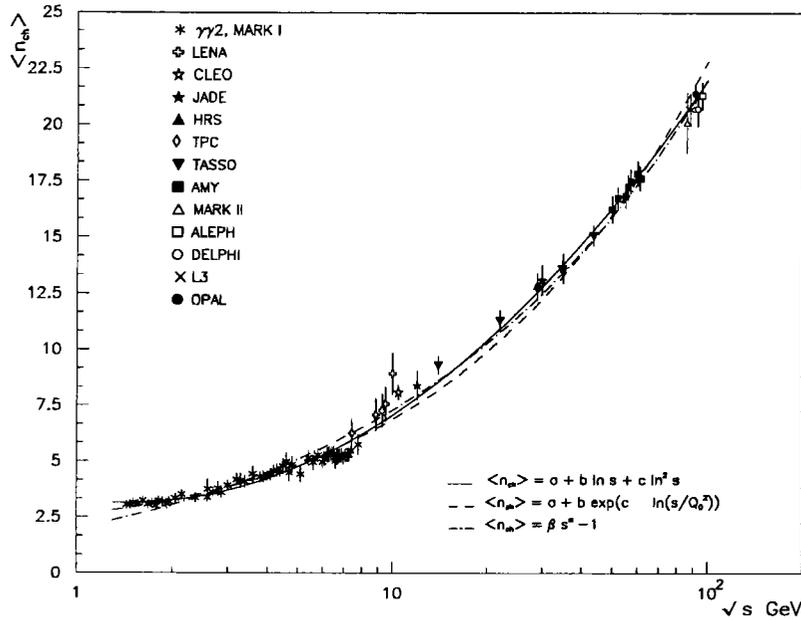


FIG. 1.16 – Multiplicité chargée dans les expériences  $e^+e^- \rightarrow$  hadrons en fonction de l'énergie  $\sqrt{s}$ .

### 1.5.2 Autres observations

D'autres comparaisons entre jets de quarks et de gluons ont été effectuées. On observe ainsi que les jets de gluons sont plus larges que ceux de quarks parce que les gluons possèdent une puissance de couplage plus forte à chaque vertex. De même, les jets de gluons sont caractérisés par une fragmentation longitudinale plus douce. L'énergie par particule est donc moins élevée que celle dans les jets de quarks.

La révélation la plus surprenante dans l'analyse des événements à 3 jets est la suppression de particules entre les 2 jets de quarks. La région entre le jet du gluon et celui du quark contient plus de particules que celle entre le jet du quark et le jet de l'antiquark. L'asymétrie rend difficile la caractérisation des jets dans ces événements à cause de la chevauchement des jets du quark et du gluon. La nécessité de consistance dans la définition d'un jet provient directement de la séparation de ces jets.

### 1.5.3 Particules dans les jets de quarks et gluons

Les expériences sur l' $\Upsilon$  telles que CLEO et ARGUS ont la possibilité d'étudier le continuum où  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}$  et aussi la résonance  $\Upsilon$  où  $e^+e^- \rightarrow \Upsilon(1s) \rightarrow ggg$ . Ces expériences ont comparé les taux de production dans les 2 lots, ce qui permet une comparaison directe entre quarks(antiquarks inclus) et gluons. La collaboration CLEO a trouvé une production de baryons augmentée dans la résonance  $\Upsilon(1s)$  de 9.46 GeV comparée au continuum et ARGUS l'a confirmé avec plus de statistique. CLEO a mesuré  $0.40 \pm 0.06p(\bar{p})$  et  $0.066 \pm$

Particule	Expérience	Multiplicité/événement
traces chargées	ALEPH[36]	$20.85 \pm 0.02 \pm 0.24$
	DELPHI[37]	$20.71 \pm 0.77$
	L3[38]	$20.70 \pm 0.70$
	OPAL[39]	$21.40 \pm 0.02 \pm 0.43$
$\pi^\pm$	OPAL[40]	$17.05 \pm 0.43$
$K^\pm$	DELPHI[41]	$2.26 \pm 0.01 \pm 0.16 \pm 0.09$
	OPAL[40]	$2.42 \pm 0.13$
$p\bar{p}$	DELPHI[41]	$1.07 \pm 0.01 \pm 0.05 \pm 0.13$
	OPAL[40]	$0.92 \pm 0.11$

TAB. 1.4 – Taux de production de particules normalisés au nombre d'événements multihadroniques. La valeur trouvée par OPAL pour les protons est trop petite et la valeur révisée sera bientôt publiée.

$0.010\Lambda^0(\bar{\Lambda}^0)$  par événement dans le continuum et donne  $0.60 \pm 0.09 p(\bar{p})$  et  $0.19 \pm 0.02 \Lambda^0(\bar{\Lambda}^0)$  par événement sur la résonance  $\Upsilon$ . [42] ARGUS a étudié la même résonance pour analyser les corrélations  $\Lambda\bar{\Lambda}$  et a mesuré un taux de  $\Lambda\bar{\Lambda}$  de  $(3.74 \pm 0.28 \pm 0.42) \times 10^{-2}$  dans la résonance  $\Upsilon$  et de  $(1.41 \pm 0.21 \pm 0.26) \times 10^{-2}$  dans le continuum. [43] Ces expériences donnent la preuve que la production de baryons (protons inclus) est augmentée dans les jets de gluons. Au contraire, la production de mésons est à peu près équivalente dans les deux lots de données.

Le tableau 1.4 montre les taux de production pour les particules stables (pions, kaons, protons) pour les expériences au LEP. Les nombres représentent la moyenne des désintégrations hadroniques de  $Z^0$ , quelque soit le nombre de jets par événement. L'étude de taux de particules dans les jets est limitée par la statistique disponible. La multiplicité chargée est simple à obtenir parce que les traces chargées sont directement visibles dans le détecteur. Distinguer les types de particules nécessite plus d'information sur les traces et est souvent basé sur l'analyse statistique. L'analyse d'événements symétriques permet l'étude des jets à énergie similaire mais limite le domaine d'énergie et surtout réduit considérablement la statistique. Cette méthode, appliquée pour la mesure de la multiplicité chargée, n'est pas utilisable pour obtenir les taux de particules dans jets de quarks et de gluons. Une autre méthode consiste à retenir tous les événements à 3 jets et à ordonner les jets par énergie. Les techniques pour les taux inclusifs peuvent être appliqués à ces événements à 3 jets, dans lesquels le jet de plus petite énergie vient le plus souvent d'un gluon. Les jets de quarks et de gluons étudiés n'ont donc pas la même énergie moyenne. Or, le taux de production de particules augmente avec l'énergie du jet.

S. Meuser, B. Nellen, et B. Stockhausen ont analysé des événements de Monte Carlo (JETSET et HERWIG) pour comparer les taux de production dans les jets de quarks et de gluons

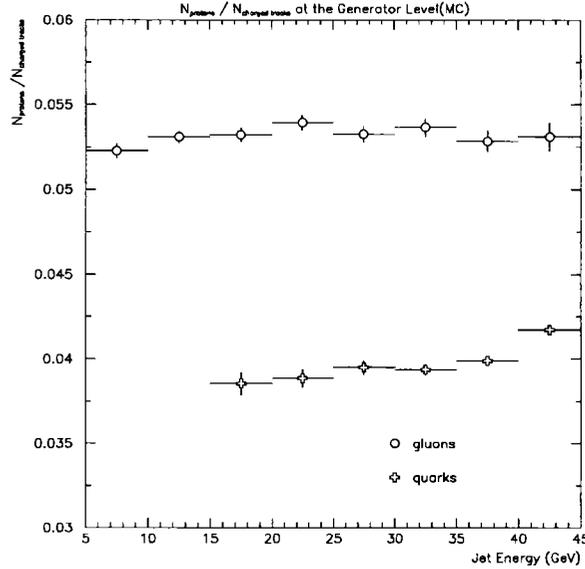


FIG. 1.17 – Taux relatifs de protons pour des jets de quarks et de gluons calculés par le Monte Carlo. Ceux de gluons sont relativement constants avec l'énergie, mais ceux de quarks montent un peu à haute énergie.

séparément.[44] Ils ont montré que si les taux pour les particules individuelles sont divisés par la multiplicité chargée du jet, le rapport est stable et constant avec l'énergie du jet aussi bien pour les jets de quarks que pour les jets de gluons. Si ceci est vrai, la normalisation à la multiplicité chargée efface la dépendance avec l'énergie.(Figure 1.17) Au lieu de mesurer le taux absolu, on peut mesurer le taux relatif,  $R = n_{\text{part}}/N_{\text{ch}}$ .

## 1.6 Conclusion

Depuis leur découverte, les partons ont fourni un défi scientifique pour les physiciens. L'effet du confinement de partons cache beaucoup de leurs secrets dans les hadrons et empêche l'étude directe de l'interaction forte entre des partons. Les annihilations  $e^+e^- \rightarrow$  hadrons offrent une opportunité d'étudier les partons.

Parce qu'il n'y a pas de prédictions théoriques de QCD, seules les simulations Monte Carlo phénoménologiques décrivent la fragmentation avec plusieurs étapes: la cascade partonique, le regroupement des partons dans des hadrons(l'hadronisation) et les désintégrations. Cependant, ces simulations fournissent souvent une description incomplète à cause des nombreux paramètres libres que les expériences doivent mesurer.

Un détecteur ne peut observer que les particules finales qui le traversent, et les analyses utilisent ce que le détecteur voit. Un algorithme est appliqué pour regrouper ces particules dans les jets pour obtenir des informations sur les partons originaux et étudier les conséquences de QCD.

Bien que les expériences ont les outils pour analyser les jets de quarks et gluons, la quantité des résultats sur le contenu en particules de ces jets reste petite. L'obstacle majeur est l'accumulation d'assez de statistique pour une analyse précise. La mesure des taux de production de protons dans les jets de quarks et de gluons aidera à déterminer les mécanismes inclus dans l'hadronisation. Cette analyse commence en mesurant les taux inclusifs de protons dans la désintégration de  $Z^0$  à l'aide du TOF dans le détecteur OPAL au LEP. Elle tente ensuite d'appliquer cette méthode aux jets de quarks et gluons.

# Bibliographie

- [1] J.D. Bjorken, Proc. 3<sup>rd</sup> Int. Electron-Photon Symp. (Stanford 1967) (IUPAP:Conf-670923) p 109.
- [2] J.D. Bjorken and E. A. Paschos, *Phys. Rev.* **185** (1969) 1975.
- [3] J.D. Bjorken, *Phys. Rev.* **163** (1969) 1767.
- [4] C.H. Llewellyn Smith, *Phys. Rep. C* **3** (1974) 361.
- [5] G. Hanson *et al.*, *Phys. Rev. Lett.* **35** (1975) 1609.
- [6] TASSO Collaboration, *Z. Phys.* **C22** (1984) 307.
- [7] TASSO Collaboration, *Z. Phys.* **C22** (1984) 307;  
MARK J Collaboration, *Phys. Rev. Lett.* **43** (1979) 830;  
PLUTO Collaboration, *Phys. Lett.* **B86** (1979) 418;  
JADE Collaboration, *Phys. Lett.* **B91** (1980) 142.
- [8] JADE Collaboration, *Phys. Lett.* **B213** (1988) 235.
- [9] M. Schmelling, *Phys. Scripta* **51** (1995) 683.
- [10] G. Altarelli et G. Parisi, *Nucl. Phys.* **B123** (1977) 298.
- [11] R.P. Feynman, *Phys. Rev. Lett.* **23** 1415 (1969).
- [12] R.P. Feynman et R.D. Field, *Nucl. Phys.* **B136** (1978) 1.
- [13] R.D. Field et S. Wolfram, *Nucl. Phys.* **B213** (1983) 65.
- [14] T.D. Gottschalk and D.A. Morris, *Nucl. Phys.* **B 288** (1987) 729.
- [15] A.E. Chudakov, *Isv. Akad. Nauk. SSSR Fiz.* **19** (1955) 650.  
Y. Dokshitzer *et al.*, *Rev. Mod. Phys.* **60** (1988) 373.
- [16] B.R. Webber, *Proc. 16th int. Symp. on Multiparticle Dynamics (Jerusalem)* ed J Grunhaus (Singapore: World Scientific) (1986) 41.

- [17] G. Marchesini and B.R. Webber, *Nucl. Phys.* **B238** (1984) 1.  
G. Marchesini and B.R. Webber, *Nucl. Phys.* **B310** (1988) 461.
- [18] X. Artru et G. Mennessier, *Nucl. Phys.* **B70** (1974) 93.  
X. Artru, *Phys. Rep.* **97** (1983) 147.
- [19] B. Andersson et al., *Z. Phys.* **6** (1980) 235.  
B. Andersson et al., *Z. Phys.* **20** (1983) 317.
- [20] T. Meyer, *Z. Phys.* **12** (1982) 77.  
B. Andersson, *Nucl. Phys.* **B197** (1982) 45.
- [21] Bowler et al., *Phys. Lett.* **221 B** (1989) 415.
- [22] B. Andersson, *et al.*, *Phys. Rep.* **97** (1983) 31.  
M. Bengtsson et T. Sjöstrand, *Phys. Lett.* **185B** (1987) 435.  
T. Sjöstrand et M. Bengtsson, *Comput. Phys. Commun.* **43** (1987) 367.  
T. Sjöstrand, *Comput. Phys. Commun.* **39** (1986) 347.
- [23] J.D. Bjorken and S.J. Brodsky, *Phys. Rev.* **D 1** (1970) 1461.
- [24] S. Brandt *et al.*, *Phys. Lett.* **12** (1964) 57.  
E. Farhi, *Phys. Rev. Lett.* **39** (1977) 1587.
- [25] L.A. del Pozo, note interne OPAL-TN 170
- [26] JADE Collaboration, *Z. Phys.* **C33** (1986) 23.
- [27] S. Bethke *et al.*, *Nuclear Physics B* **B370** (1992) 310.
- [28] OPAL Collaboration, *Z. Phys.* **49** (1991) 375.
- [29] OPAL Collaboration, *Z. Phys.* **C53** (1992) 539.
- [30] OPAL Collaboration, *Z. Phys.* **C68** (1995) 179.
- [31] OPAL Collaboration, *Z. Phys.* **C69** (1996) 543.
- [32] DELPHI Collaboration, *Z. Phys.* **C70** (1996) 179.
- [33] ALEPH Collaboration, *Phys. Lett.* **B384** (1996) 353.
- [34] ALEPH Collaboration, CERN-PPE/94-208.
- [35] OPAL Collaboration, *Phys. Lett.* **B388** (1996) 659.
- [36] ALEPH Collaboration, *Phys. Lett.* **B273** (1991) 181.
- [37] DELPHI Collaboration, *Z. Phys.* **C50** (1991) 185.

- [38] L3 Collaboration, *Phys. Lett.* **B259** (1991) 199.
- [39] OPAL Collaboration, *Z. Phys.* **C53** (1992) 539.
- [40] OPAL Collaboration, *Z. Phys.* **C63** (1994) 181.
- [41] DELPHI Collaboration, *Nucl. Phys.* **B444** (1995) 3.
- [42] CLEO Collaboration, *Phys. Rev. Lett.* **D31** (1985) 2161.
- [43] ARGUS Collaboration *Z. Phys.* **C43** (1989) 45.
- [44] S. Meuser *et al.*, note interne OPAL-TN 374.

## Chapitre 2

# Le détecteur OPAL

### 2.1 Introduction

Dans les années 80 les chercheurs du CERN ont conçu un collisionneur de faisceaux, l'un d'électrons et l'autre de positons, conventionnellement appelé LEP (Large Electron-Positron Collider), dont le tunnel circulaire d'une circonférence de 27 km est construit entre 50 et 150 m sous les montagnes du Jura sur la frontière franco-suisse. Depuis son démarrage en été 1989 jusqu'à l'automne 1995, le LEP a fourni un faisceau d'électrons et un autre de positons circulant dans des sens opposés, chacun maintenu à une énergie d'environ 45.6 GeV. Aux quatre croisements des faisceaux du LEP, les quatre collaborations indépendantes: OPAL, ALEPH, DELPHI et L3, ont construit des détecteurs immenses pour la poursuite de la gloire de la physique de particules.[1] La collaboration internationale OPAL, comme les trois autres, a dédié ses ressources pour étudier les désintégrations du boson  $Z^0$  dont la masse est égale à la somme des énergies des faisceaux.

En effet, l'intérêt majeur du LEP provient du fait que les électrons et les positons des faisceaux s'annihilent avec une impulsion totale quasiment nulle et une énergie totale voisine de la masse du  $Z^0$ . Donc, les annihilations  $e^+e^-$  créent des bosons  $Z^0$  presque au repos. Le LEP est en fait une grosse usine de  $Z^0$ . Les quatre détecteurs construits au LEP ont étudié les désintégrations des  $Z^0$  avec une précision étonnante.

En six ans d'opération de 1990 à 1995, OPAL a enregistré plus de 4.5 millions de désintégrations multihadroniques de  $Z^0$ . Ce nombre correspond à une luminosité intégrée d'environ  $170 \text{ pb}^{-1}$ . Grâce aux progrès des technologies et aux améliorations constantes des performances, le LEP a augmenté sa luminosité pendant toutes les périodes d'opération et d'année à année jusqu'au milieu de 1995 quand l'énergie combinée des faisceaux a été augmentée à 130-140 GeV en préparation pour LEP II (la deuxième phase du LEP dont l'énergie combinée doit être graduellement augmentée de 160 à 190 GeV à partir de 1996). La figure 2.1 montre ces gains en luminosité. En 1993 le LEP a dépassé la valeur prévue de  $1.6 \times 10^{31} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ , ou en d'autres termes, a produit plus d'un  $Z^0$  toutes les deux secondes.

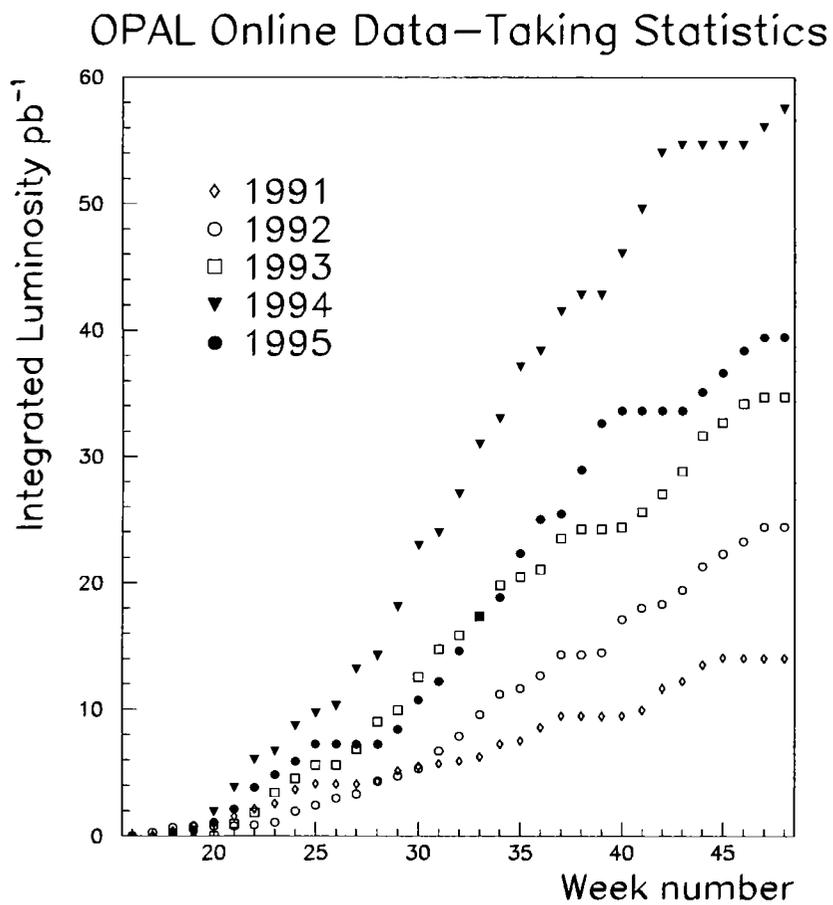


FIG. 2.1 – Luminosité intégrée obtenue par la collaboration OPAL pendant le fonctionnement de 1991 à 1995.

## 2.2 La description du détecteur OPAL

Le détecteur OPAL(Omni Purpose Apparatus for LEP)[2] est de conception traditionnelle. Il ne se spécialise ni dans la détection d'une particule spécifique ni dans la détermination d'un processus particulier. OPAL, avec ses 17 sous-détecteurs, a permis à plus de 300 physiciens dans la collaboration d'explorer un large domaine de la physique des particules élémentaires.

La vue éclatée de la figure 2.2 et en coupes transversale et longitudinale de la figure 2.3 révèlent les couches cylindriques caractéristiques des divers sous-détecteurs qui occupent l'espace entre 6 cm et 5 m autour de l'axe de faisceau. Chaque sous-détecteur remplit une fonction principale qui peut être classée parmi trois catégories.

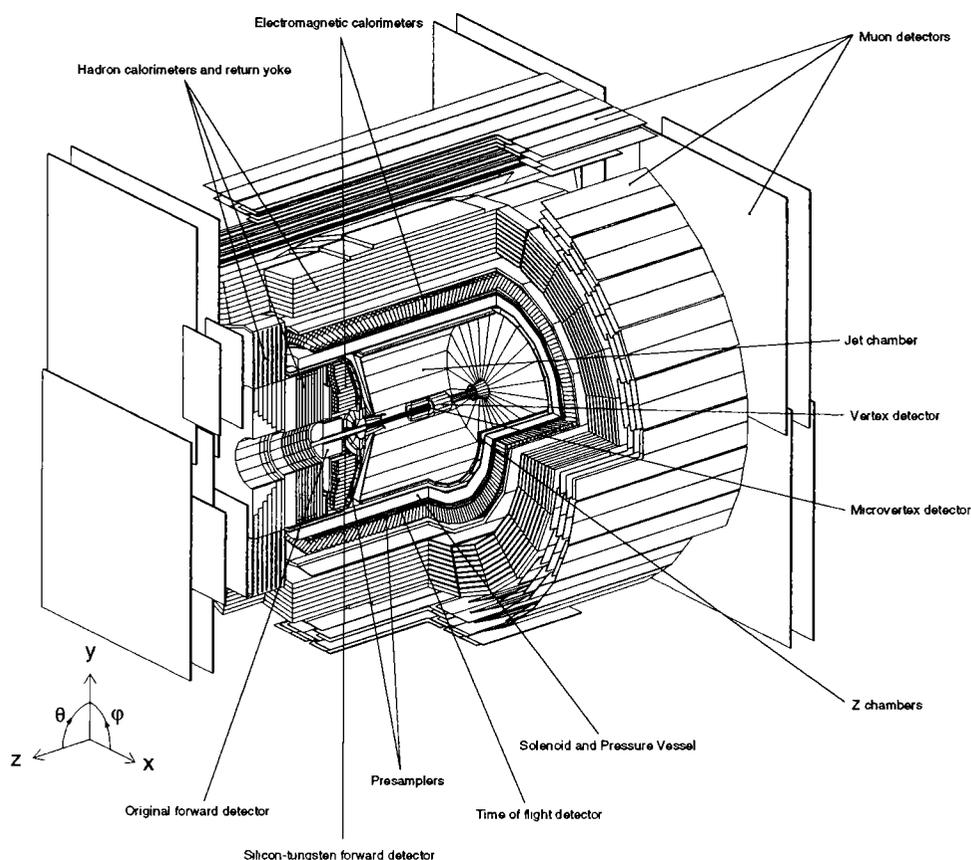


FIG. 2.2 - Vue éclatée du détecteur.

- Le système central de détection du passage des particules chargées a pour rôle la reconstruction de leur trajectoire et de leur impulsion.
- Les calorimètres situés derrière l'aimant mesurent l'énergie déposée par les particules chargées ou neutres.
- Plusieurs sous-détecteurs aident à l'identification de certains types de particules ou sont dédiés à la mesure d'un processus particulier. Le détecteur de temps de vol(TOF), sur lequel est basée cette analyse, appartient à ce groupe.

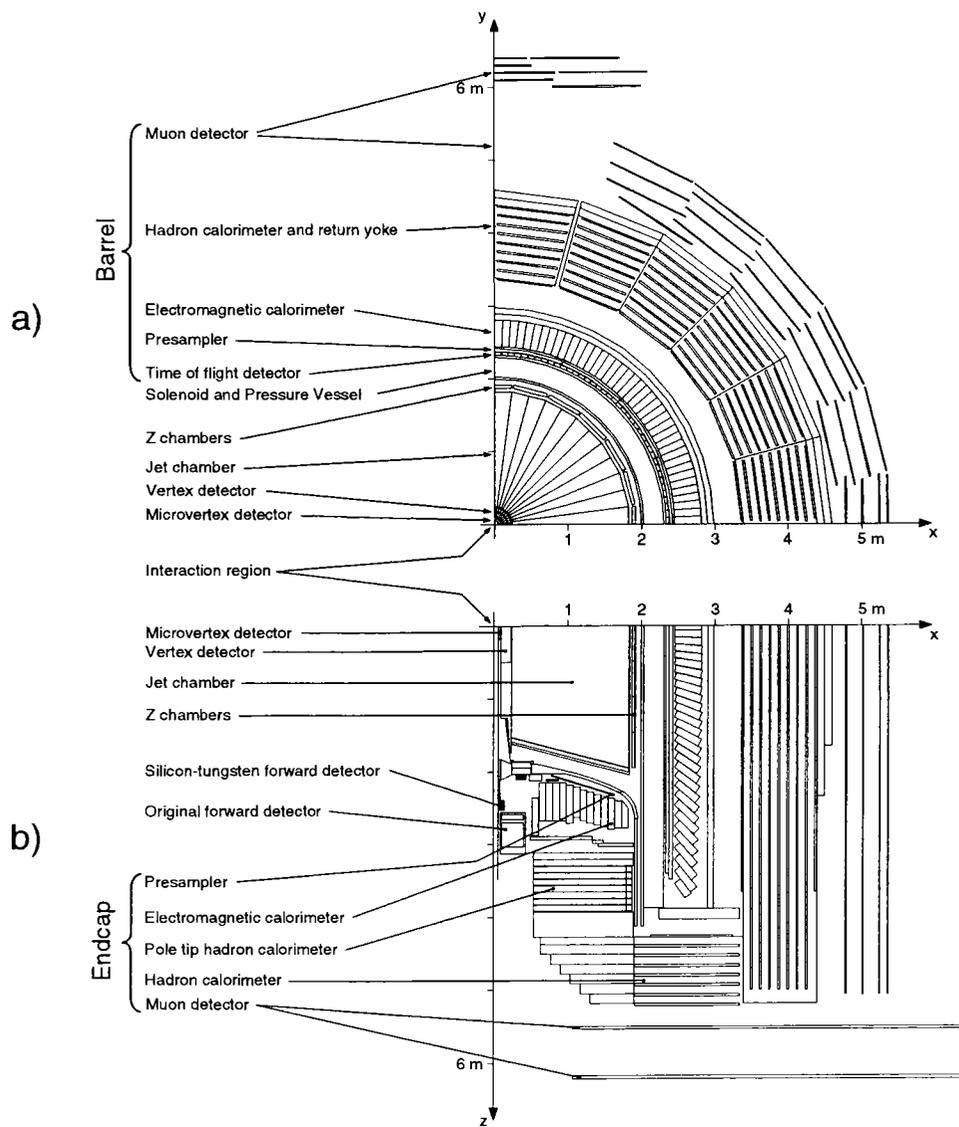


FIG. 2.3 – Vue en coupe transverse  $xy$  (a) et longitudinale  $xz$  (b) du détecteur OPAL. L'axe  $z$  est orienté suivant la direction du faisceau d'électrons et l'axe  $x$  suivant l'horizontale, pointant vers le centre du LEP.

Le système de coordonnées est défini comme suit. L'axe  $z$  est l'axe du cylindre dans le sens du faisceau d'électrons, l'axe  $y$  est orienté vers le haut, et l'axe  $x$  horizontal pointe vers le centre de l'anneau du LEP. Cependant, le meilleur système de coordonnées adapté à la configuration du détecteur est un système cylindrique  $(z, r, \phi)$ , centré autour du point d'interaction, avec l'axe  $z$  orienté comme décrit ci-dessus, l'angle azimutal  $\phi$ , et l'angle polaire  $\theta$ , défini par  $\tan(\theta)=r/z$ .

## 2.3 Le système central de reconstruction de traces

Le "détecteur central", composé de quatre sous-détecteurs situés à un rayon entre 6 cm et 1.9 m du point d'interaction, assure la reconstruction des trajectoires des particules chargées. Ce système de repérage contient

- un détecteur à micro-vertex en silicium
- une chambre à vertex
- une chambre à jets de grand volume,
- des chambres Z qui fournissent bien sûr la mesure de la coordonnée  $z$  des traces sortant de la chambre à jets.

Le solénoïde magnétique conventionnel de rayon 2.2 m et de longueur 6.3 m fournit un champ magnétique dirigé suivant  $z$ . Constitué par une épaisseur totale de 10 cm de fils d'aluminium qui soutiennent un courant continu de 7000 ampères, ce solénoïde fournit un champ magnétique d'intensité 0.435 Tesla uniforme à 0.5% dans un volume total d'environ 100 m<sup>3</sup>.

Ce détecteur central permet la reconstruction de traces et donc la mesure du signe et de l'impulsion des particules chargées qui traversent ensuite la bobine. Il permet d'étiqueter les traces provenant de vertex déplacés, telles que celles issues des kaons et lambdas neutres. Avec les calorimètres électromagnétiques, il permet de mettre des conditions d'isolement sur toutes les traces. Ces informations du détecteur central aide le TOF pour l'identification des particules et sont fortement utilisées dans cette analyse.

### 2.3.1 Le détecteur à micro-vertex en silicium: SI

De 1990 à 1991, OPAL a construit un détecteur à micro-vertex en silicium[3] qui est devenu opérationnel en juin 1991. Ce détecteur est formé de deux couches cylindriques placées à  $r=6.1$  cm et  $r=7.5$  cm entre deux tubes à vide d'un rayon de 5.3 et 8.0 cm respectivement. Comme indiqué sur la figure 2.4(a), ces couches sont divisées suivant l'angle  $\phi$  en 11 et 14 secteurs respectivement, qui assurent une couverture angulaire azimutale proche de 90%.

Dans une première phase, chaque secteur, représenté sur la figure 2.4(b), était lui-même divisé suivant sa longueur(181 mm) en trois plaquettes de silicium d'épaisseur 300  $\mu\text{m}$  connectées en série. Chaque plaquette est munie sur l'une de ses faces de 629 micro-bandes alignées suivant  $z$ , distantes de 50  $\mu\text{m}$  et dont la lecture à chaque extrémité permet

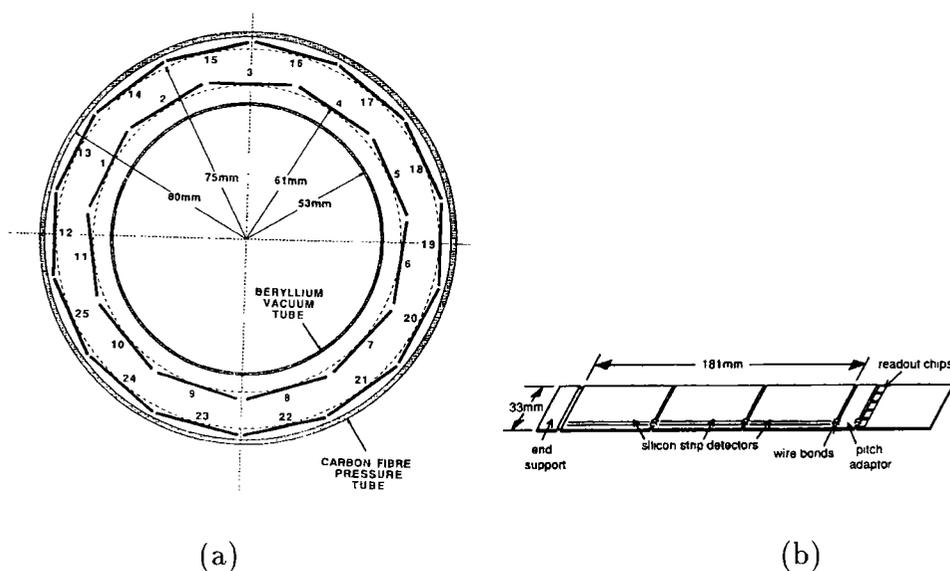


FIG. 2.4 – (a) Vue en coupe perpendiculaire à l'axe du faisceau du détecteur à micro-vertex en silicium. Les secteurs sont numérotés de 1 à 11 dans la première couche et de 12 à 25 dans la deuxième. (b) Vue d'un secteur dans le détecteur à micro-vertex. Les trois plaquettes reliées en série et lues à chaque extrémité abritent les micro-bandes.

d'obtenir une résolution intrinsèque de  $5 \mu\text{m}$  en  $r - \phi$  sur la position du point d'impact d'une particule.

Dans une deuxième phase à partir de mars 1993, chaque secteur a été équipé sur sa face libre de détecteurs à micro-bandes identiques mais orientés perpendiculairement aux premiers, afin de fournir également une mesure de la coordonnée  $z$ , avec une résolution intrinsèque en incidence normale estimée à  $13 \mu\text{m}$  en tests avec des faisceaux.[4] In situ et dans des conditions normales d'opération, la résolution est limitée par l'incertitude sur la position relative du SI par rapport aux autres détecteurs. Ces problèmes d'alignement dégradent les résolutions spatiales intrinsèques de plus d'un facteur 2. La figure 2.5 illustre le gain en résolution obtenu grâce à ce détecteur dans la mesure du paramètre d'impact  $d_0$  des traces (c'est-à-dire de la distance d'approche minimale au vertex primaire dans le plan  $r - \phi$ ) et de la distance de vol (distance entre le vertex primaire et un vertex secondaire).

Il faut noter qu'aucune analyse publiée par OPAL n'a jusqu'à ce jour fait usage de la coordonnée  $z$  fournie par SI. Cette information n'est encore maintenant pas utilisée par défaut lors de la reconstruction des traces. Par ailleurs, suite à un problème de refroidissement, SI a été endommagé à la fin de la période de prise de données en 94 et a dû être retiré du détecteur. Près de 20% des événements enregistrés au cours de cette année ne contiennent donc pas d'information du détecteur de micro-vertex. Au début de l'année 95, SI a été réinstallé avec un nombre accru de secteurs par couche (respectivement 12 et 15) de façon à assurer une couverture angulaire en  $\phi$  proche de 100%, l'acceptance en  $\theta$  restant inchangée.

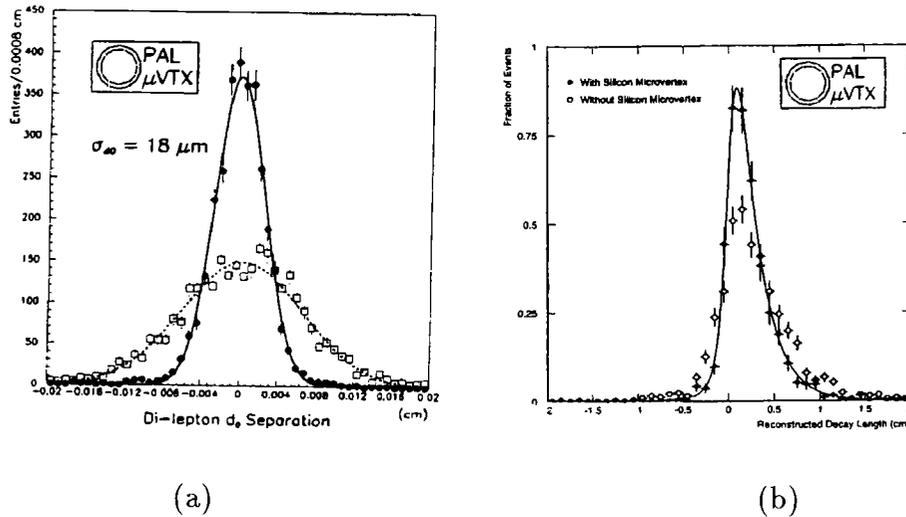


FIG. 2.5 – (a) Résolution de la mesure du paramètre d'impact et (b) de la distance de vol avec ou sans le détecteur à micro-vertex (les points sombres sont obtenus avec SI).

### 2.3.2 La chambre à vertex: CV

La chambre à vertex contient des chambres à dérive opérant sous un mélange de gaz constitué à majorité d'argon (88.2%) et de méthane (9.8%) et conservé sous 4 bars dans une enceinte préssurisée.

La chambre à vertex, d'une longueur de 1 m, comprend deux couches successives, chacune étant divisée en 36 secteurs suivant  $\phi$  (figure 2.6(b)). Au centre de chaque secteur de la première couche, une rangée de fils d'anodes parallèles à l'axe du faisceau et distants de 5.3 mm permet de mesurer jusqu'à 12 points d'une trajectoire, à une distance comprise entre 10.3 et 16.2 cm du point d'interaction, avec une résolution proche de  $50 \mu\text{m}$  en  $r - \phi$  (pour une distance de dérive maximale de 1.5 cm).

Pour chaque point, le laps de temps séparant l'arrivée du signal à chacune des extrémités des fils fournit également une mesure approximative de la coordonnée  $z$  ( $\sigma \approx 4 \text{ cm}$ ) utilisée pour une reconstruction rapide des traces au niveau du déclenchement. Dans la deuxième couche, chaque secteur contient 6 fils d'anode, inclinés d'un angle de  $4^\circ$  par rapport à ceux de la première couche (figure 2.6(a)). Cette inclinaison permet, par comparaison des temps de dérive mesurés dans chaque couche, une mesure de  $z$  avec une précision moyenne de  $800 \mu\text{m}$ .

### 2.3.3 La chambre à jets: CJ

La chambre à jets d'OPAL, dont la construction s'inspire de celle utilisée par l'expérience JADE à PETRA [5], est la plus grande de ce type en fonctionnement. D'une longueur de 4 m, pour un rayon extérieur de 1.85 m, elle est divisée suivant  $\phi$  en 24 secteurs identiques, contenant chacun 159 fils espacés radialement de 10 mm. Elle permet d'obtenir un minimum de 8 points de mesure pour chaque trace dans 98% de l'angle so-

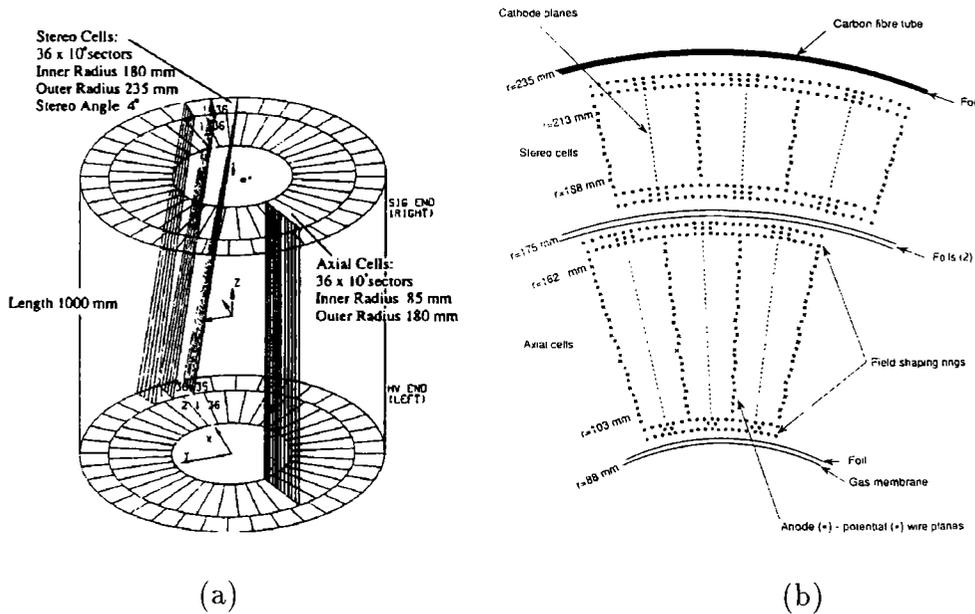


FIG. 2.6 – (a) Vue en perspective et (b) en coupe transverse de la chambre à vertex.

lide. La distance de dérive maximale varie de 3 à 25 cm au fur et à mesure qu'on s'éloigne de l'axe des faisceaux.

Comme le détecteur à vertex, la chambre à jets est une chambre à dérive conventionnelle opérant sous un mélange de gaz contenant 88.2% d'argon et 9.8% de méthane et conservée sous 4 bars dans l'enceinte pressurisée.

La position dans le plan  $r-\phi$  obtenue à partir du temps de dérive est mesurée avec une résolution de  $135 \mu\text{m}$  (ce qui correspond à une distance de dérive moyenne de 7 cm). Le rapport et la somme des charges collectées aux deux extrémités de chaque fil fournissent respectivement une mesure de la coordonnée  $z$  ( $\sigma = 6 \text{ cm}$ ) et de la perte d'énergie par ionisation par unité de longueur,  $dE/dx$ . La pression (4 bars), le champ de dérive (890 V/cm) et le gain d'environ  $10^4$ , ont été choisis de façon à optimiser la résolution sur la mesure de  $dE/dx$  (favorisée par un gain faible), sans dégrader excessivement la mesure de la coordonnée  $z$  par la méthode de division de charge (qui requiert un gain élevé).

Grâce au progrès de l'étalonnage et à la prise en compte d'un nombre croissant de termes collectifs, la résolution sur la mesure du  $dE/dx$  n'a cessé de s'améliorer au cours des années et se stabilise autour de 3.2% en 1994 (pour 159 points de mesure)(figure 2.7(a)). L'identification de particules à OPAL dépend bien sûr des mesures du  $dE/dx$  qui joue un rôle majeur dans la discrimination entre hadrons et électrons et entre les différents types de hadrons( $\pi$ , K, p) dans divers domaines d'impulsion(figure 2.7(b)).[7]

### 2.3.4 Les chambres à mesure de $z$ : CZ

A la périphérie de la chambre à jets, une dernière couche de chambre à dérive permet une détermination précise de la coordonnée  $z$  du dernier point de toute trajectoire contenue dans la partie centrale du détecteur,  $|\cos\theta| < 0.72$  (le  $z$  du premier point de chaque

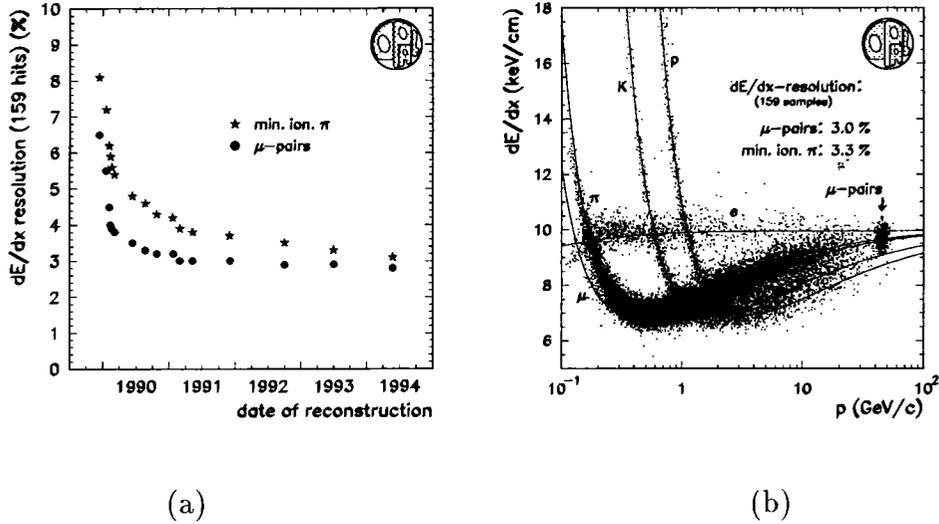


FIG. 2.7 – (a) Evolution de la résolution de la mesure de  $dE/dx$  au fil des années. (b) Diagramme illustrant la dépendance du  $dE/dx$  avec l'impulsion pour différents types de particules. La séparation hadrons/protons est particulièrement nette dans le domaine d'impulsion inférieure à 1 GeV/c.

trajectoire étant par ailleurs mesuré avec une précision de l'ordre de 100  $\mu\text{m}$ , soit directement par SI, soit par l'intermédiaire de la position du vertex primaire de l'événement).

La figure 2.8 montre les chambres à mesure de  $z$  avec toutes les autres chambres à dérive. 24 secteurs, de 4 m de long et 50 cm de large, sont divisés dans leur longueur en 8 cellules munies de 6 fils d'anode orientés perpendiculairement à l'axe du faisceau et espacés radialement de 0.4 cm. La distance de dérive maximale suivant  $z$  est d'environ 25 cm. Le gaz utilisé est le même que celui alimentant CV et CJ, et la pression est identique. Du fait de l'existence de zones mortes entre les secteurs, ce détecteur ne couvre que 94% de l'angle azimutal  $\phi$ . La résolution intrinsèque obtenue sur la mesure de  $z$  est de l'ordre de 200  $\mu\text{m}$ , mais l'alignement avec les autres détecteurs n'est pas connu à mieux que 1 mm. L'information de CZ reste malgré tout extrêmement utile puisqu'elle permet de diminuer l'incertitude moyenne sur la mesure de l'angle polaire  $\theta$  des traces chargées de  $\sim 30$  à 3 mrad dans la partie centrale du détecteur.

Pour les traces émises vers l'avant ou vers l'arrière, c'est-à-dire hors de l'acceptance de CZ ( $|\cos(\theta)| > 0.72$ ), la résolution angulaire  $\sigma_\theta$  est nettement moins bonne puisque dominée par l'incertitude sur la mesure de  $z$  fournie par CJ ( $\approx 6$  cm). Dans ce domaine angulaire la mesure de  $z$  peut cependant être considérablement améliorée par la technique dite du "dernier point". En effet, connaissant la position de l'extrémité du dernier fil touché (qui est une fonction linéaire du rayon compte tenu de la forme conique de la chambre, voir figure 2.8), l'incertitude sur  $z$  s'exprime approximativement sous la forme:

$$\sigma_z \approx \frac{\delta_{\text{fil}}}{\tan\theta}, \quad (2.1)$$

$\delta_{\text{fil}}$  étant la distance entre 2 fils consécutifs de CJ (10 mm).  $A\theta = 25^\circ$  ( $\cos\theta=0.90$ ),

Sous-Détecteur	Extension radiale	Couverture Angulaire	Nombre maximum de points	Résolution $\sigma_{r-\phi}$	Résolution $\sigma_z$
SI	r= 6.1 et 7.5 cm	$ \cos\theta  < 0.77$	2	5 $\mu\text{m}^{(*)}$	13 $\mu\text{m}^{(*)}$
CV	r= 8.8 à 23.5 cm	$ \cos\theta  < 0.92$	18	55 $\mu\text{m}$	800 $\mu\text{m}$
CJ	r= 25.5 à 185.0 cm	$ \cos\theta  < 0.73$	159	135 $\mu\text{m}$	6 cm
CZ	r=1.85 m	$ \cos\theta  < 0.72$	6	1.5 cm	200 $\mu\text{m}^{(*)}$

TAB. 2.1 – Principales caractéristiques et performances des 4 sous-détecteurs utilisés pour la reconstruction des traces à OPAL. La couverture angulaire correspond au cas où tous les points sont mesurés. Les résolutions repérées par une astérisque sont les résolutions intrinsèques, mesurées en tests de faisceaux.

l'erreur sur  $z$  est donc typiquement de 2 cm, soit 3 fois moins qu'en exploitant le rapport des charges collectées à chaque extrémité. En moyenne, hors de l'acceptance de CZ, la résolution angulaire en  $\theta$  est comprise entre 10 et 15 mrad.

Le tableau 2.1 résume les caractéristiques principales des quatre détecteurs de traces présentés ainsi que leurs performances individuelles. En combinant l'ensemble des informations fournies, l'impulsion  $p$  et le paramètre d'impact  $d_0$  sont mesurés avec des muons de 45 GeV dans la partie centrale du détecteur ( $|\cos(\theta)| < 0.72$ ) avec une résolution de :

$$\frac{\sigma_p}{p^2} = 1.28 \times 10^{-3} \text{GeV}^{-1} \text{ and } \sigma_{d_0} \approx 20 \mu\text{m} \quad (2.2)$$

En résumé, le système de reconstruction des traces à OPAL se caractérise par une parfaite complémentarité des sous-détecteurs qui le composent et qui, bien que faisant appel à des technologies qui ont fait leur preuve, possèdent d'excellentes résolutions intrinsèques. Les difficultés liées à l'incertitude sur l'alignement relatif des différents sous-détecteurs dégradent malgré toutes ces performances, et ne sont pas à négliger.

## 2.4 Les mesures d'énergie

Placés après l'aimant, deux calorimètres à absorption totale permettent de mesurer l'énergie et la position des particules chargées ou neutres quittant les détecteurs de traces :

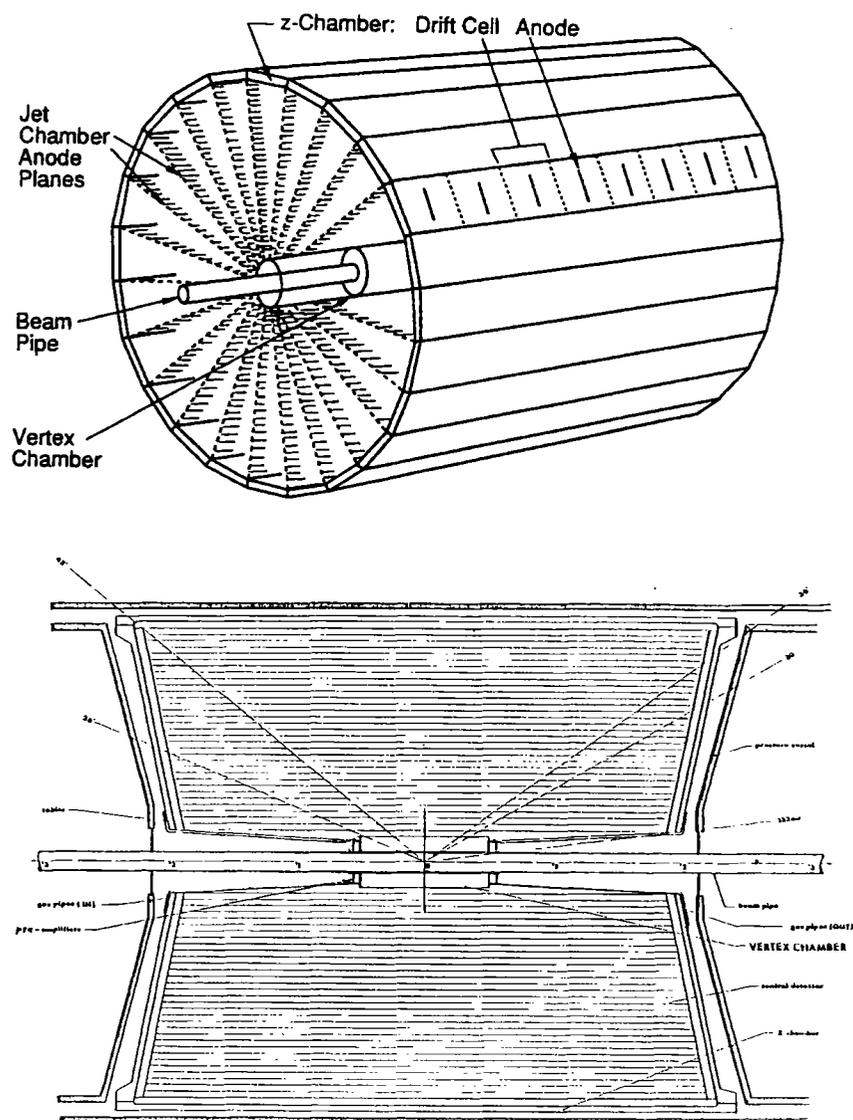


FIG. 2.8 – Vue en perspective et en coupe longitudinale des trois chambres à dérive utilisées pour la reconstruction des traces dans la partie centrale du détecteur: la chambre à vertex (CV), la chambre à jets (CJ) et les chambres à mesure de z (CZ).

le calorimètre électromagnétique ECAL où les photons, les  $\pi^0$  et les électrons sont absorbés en développant une gerbe caractéristique, et le calorimètre hadronique HCAL, qui piège par interactions nucléaires les hadrons n'ayant pas encore interagi.

### 2.4.1 Le calorimètre électromagnétique: ECAL

Le calorimètre électromagnétique est constitué d'une partie centrale appelé "baril" (EB) située à un rayon interne de 2.46 m et couvrant le domaine angulaire  $|\cos\theta| < 0.81$ , fermée à chaque extrémité par deux "bouchons" (en anglais "endcaps") (EE) s'étendant jusqu'à  $|\cos\theta| = 0.98$ . Cette configuration confère au détecteur une excellente herméticité et rend possible la détection des photons et des électrons sur 98% de tout l'angle solide.

La volume actif du calorimètre est constitué de blocs de verre au plomb (du verre contenant 55 à 75% de PbO en masse) de section carrée de côté  $\sim 10$  cm et de longueur comprise entre 37 cm dans la partie centrale et 52 cm dans les bouchons, ce qui représente une épaisseur de plus de 20 longueurs de radiation  $X_0$ . Les 9440 blocs du baril (59 en  $z \times 160$  en  $\phi$ ) pointent approximativement vers la zone d'interaction de sorte qu'une particule ne traverse en général qu'un seul bloc, alors que les 1132 blocs de chaque bouchon sont orientés parallèlement à l'axe du faisceau. Cette disposition est clairement mise en évidence sur les coupes de la figure 2.3.

La lumière Cerenkov émise au passage d'une particule chargée dans le verre au plomb est collectée par des photo-tubes placés à l'extrémité de chaque bloc. Bien que la résolution intrinsèque du verre au plomb soit excellente:

$$\frac{\sigma_E}{E} \approx \frac{6\%}{\sqrt{E}} \quad (E \text{ en GeV}), \quad (2.3)$$

la présence de plus de 2  $X_0$  devant le calorimètre (provenant surtout de l'aimant dans la partie centrale et de l'enceinte sous pression entourant CV et CJ dans les bouchons) fait que la plupart des électrons ou photons perdent une fraction importante de leur énergie avant de pénétrer dans le volume actif du détecteur, de sorte que la mesure de leur énergie s'en trouve considérablement dégradée.

Dans des conditions normales d'opération, la résolution en énergie du calorimètre est donnée par

$$\frac{\sigma_E}{E} = 1.1\% + \frac{18.8\%}{\sqrt{E}} \quad (E \text{ en GeV}), \quad (2.4)$$

la résolution spatiale sur la position des gerbes électromagnétiques étant quant à elle de l'ordre de 5 mm.

La dégradation de la mesure d'énergie peut malgré tout être atténuée en estimant la quantité d'énergie perdue avant le calorimètre grâce à l'information provenant d'un détecteur "pied-de-gerbe" (appelé "presampler" en anglais). Situé juste avant le calorimètre et couvrant approximativement le même angle solide, ce détecteur est constitué de chambres à dérive fonctionnant en mode saturé, d'une épaisseur totale inférieure à 3 cm. Il fournit une mesure de la multiplicité des gerbes électromagnétiques initiées dans l'aimant

ou dans la paroi de l'enceinte pressurisée entourant les détecteurs de traces, multiplicité qui est directement proportionnelle à l'énergie perdue avant le calorimètre. Grâce à sa fine granularité, il donne également une mesure précise de la position de la gerbe dans le plan perpendiculaire à la direction de la particule, avec une résolution variant de 6 mm dans la partie centrale à 15 mm dans les bouchons.

### 2.4.2 Le calorimètre hadronique: HCAL

Du point de collision à la sortie du calorimètre électromagnétique, les hadrons doivent traverser au minimum l'équivalent de 2.2 longueurs d'interaction  $\lambda_I$ ; bon nombre d'entre eux seront donc absorbés ou auront du moins perdu une partie de leur énergie. Les rares survivants seront quant à eux définitivement piégés par le calorimètre hadronique.

Ce dernier est constitué de couches d'absorbeur en Fer de 10 cm d'épaisseur, servant également de retour de champ pour l'aimant, entre lesquelles sont disposées des chambres à dérive fonctionnant en mode saturé sous un mélange isobutane (75%) et argon (25%). Dans la partie centrale du détecteur ( $|\cos\theta| < 0.81$ ) 9 couches de chambres (alternant avec 8 couches de fer) fournissent 9 mesures successives de la multiplicité de la gerbe hadronique. Chaque chambre contient 7 à 8 fils parallèles à l'axe du faisceau, isolés les uns des autres par des parois en PVC et espacés en  $\phi$  de 1 cm. Deux chambres bout à bout permettent de couvrir toute la longueur du détecteur (environ 10 m). Dans les bouchons ( $0.81 < |\cos\theta| < 0.91$ ) les 8 couches successives de chambres (séparées par 7 couches de fer) sont disposées perpendiculairement au faisceau (figure 2.3).

Une troisième partie du détecteur permet d'étendre l'acceptance angulaire dans le domaine de  $0.91 < |\cos\theta| < 0.99$ . Pour améliorer la résolution en énergie et compenser ainsi la dégradation de la résolution en impulsion dans ce domaine angulaire, le nombre de couches de chambres est légèrement supérieur (10) et les couches de fer moins épaisses (8 cm).

Les trois modules du calorimètre couvrent 94% de l'angle solide et représentent plus de 4 longueurs d'interaction  $\lambda_I$ . La mesure de l'énergie d'une gerbe hadronique est obtenue en combinant l'information des deux calorimètres:

$$E_{\text{had}} = E_{\text{HCAL}} + rE_{\text{ECAL}}, \quad (2.5)$$

le coefficient  $r$  ( $\sim 3$ ) désignant le rapport de la réponse du calorimètre électromagnétique à un électron et à un pion de même énergie. La résolution moyenne en énergie ainsi obtenue reste malgré tout assez médiocre:

$$\frac{\sigma_E}{E} \approx \frac{120\%}{\sqrt{E}} \quad (E \text{ en GeV}). \quad (2.6)$$

Le tableau 2.2 présente une synthèse des principales caractéristiques des deux calorimètres. D'une façon générale, malgré des performances intrinsèques parfois excellentes (spécialement pour le ECAL), les résolutions sur les mesures d'énergie sont considérablement dégradées par la quantité de matière présente devant les calorimètres, provenant

Caractéristiques	Calorimètre électromagnétique(ECAL)	Calorimètre hadronique(HCAL)
Matière devant le calorimètre	$2.1 X_0$	$2.2 \lambda_I$
Epaisseur	$> 22 X_0$	$> 4 \lambda_I$
Couverture angulaire	$ \cos\theta  < 0.98$ (98% of $4\pi$ )	$ \cos\theta  < 0.99$ (94% of $4\pi$ )
Résolution en énergie $\frac{\sigma_E}{E}$	$\frac{20\%}{\sqrt{E}}$	$\frac{120\%}{\sqrt{E}}$
Granularité ( $\perp$ trace)	$2.3^\circ \times 2.3^\circ$	$7^\circ \times 7^\circ$

TAB. 2.2 – Principales caractéristiques des calorimètres électromagnétiques et hadroniques.  $X_0$  est la longueur de radiation et  $\lambda_I$  est la longueur d'interaction.

essentiellement de la bobine. Ainsi le rôle du calorimètre hadronique consiste essentiellement à empêcher les hadrons d'atteindre les chambres à muons et la mesure d'énergie qu'il fournit est trop imprécise pour être de grande utilité en pratique. En revanche, ces calorimètres présentent une très bonne herméticité et assurent une couverture de l'angle solide proche de 100%.

## 2.5 Les détecteurs spécifiques

En plus des détecteurs de traces et des calorimètres, OPAL est équipé de 3 détecteurs dédiés à des tâches bien particulières: la mesure de la luminosité, l'identification des particules de faible impulsion par la mesure de leur temps de vol, ou encore la détection et l'identification des muons. Cette thèse repose en grande partie sur le détecteur temps-de-vol. Celui-ci sera présenté dans la section 2.7.

### 2.5.1 La mesure de la luminosité: SW

La mesure la plus précise de la luminosité instantanée est fournie par la détection et le comptage des électrons issus de la diffusion Bhabha  $e^+e^- \rightarrow e^+e^-$  dont la section efficace est bien connue en fonction de l'énergie des faisceaux (460 nb au pic du  $Z^0$  intégrée sur tout l'angle solide, à comparer aux 30 nb de la section efficace hadronique). Comme les électrons diffusés sont peu déviés ( la section efficace varie en  $1/\theta^3$ ), le détecteur doit être placé le plus près possible de l'axe du faisceau. Il doit également posséder une bonne résolution spatiale (de façon à pouvoir définir précisément son acceptation) ainsi qu'une résolution en énergie permettant de distinguer les électrons provenant de la diffusion de ceux qui s'échappent naturellement du faisceau.

Avant 1993 un détecteur moins performant (FD) composé d'un calorimètre en plomb et scintillateur et d'une chambre à dérive, d'acceptance comprise entre 47 et 120 mrad était utilisé. Après 1993 ces contraintes sont satisfaites par deux calorimètres à échantillonnage en silicium tungstène(SW)[6] situés à  $z = \pm 238.9$  cm de part et d'autre du point d'interaction et couvrant le domaine angulaire compris entre 25 mrad et 59 mrad, ce qui correspond à une section efficace de 80 nb. Chaque calorimètre est formé de 19 couches de détecteurs en silicium alternant avec des couches d'absorbeur en tungstène de 4 à 8 mm d'épaisseur (soit 1 à 2  $X_0$ ), disposées perpendiculairement aux faisceaux.

### 2.5.2 Le détecteur à muons

Entourant l'ensemble du détecteur à une distance d'environ 5 m du point d'interaction, une série de chambres à dérive planes disposées en couches (1 à 4) permet de détecter le passage des particules chargées n'ayant pas été absorbées par le calorimètre hadronique. Dans la partie centrale ( $|\cos\theta| < 0.7$ ) chaque chambre d'une longueur comprise entre 6 et 10 m et de section 120 cm  $\times$  9 cm fournit un point de mesure avec une résolution de 1.5 mm suivant  $\phi$  et 2 mm suivant  $z$ . Aux extrémités ( $0.67 < |\cos\theta| < 0.98$ ), les chambres

sont disposées en panneaux rectangulaires ( $13 \times 12$  m) perpendiculairement au faisceau, et mesurent le point de passage d'une particule avec une précision de 1 mm.

93% de tout l'angle solide est couvert par au moins une couche de chambres, les trous dans l'acceptance étant dûs aux ouvertures pratiquées pour laisser passer les supports mécaniques à chaque extrémité ( $2 \times 2.2\%$ ), aux câbles ( $2 \times 0.6\%$ ) et au tube à vide ( $2 \times 0.8\%$ ).

Avant d'atteindre les chambres à muons, les particules doivent traverser l'équivalent de 1.3 m de fer ( $> 7 \lambda_I$ ). Moins d'un pion sur 1000 est susceptible de ne pas interagir pendant cette traversée, alors que presque tous les muons suffisamment énergiques ( $p > 2$  GeV/c) atteindront les chambres à muons. L'association du segment de trajectoire reconstruit dans ces chambres (formé d'un maximum de 4 points) à une trajectoire entièrement reconstruite dans le détecteur central constitue de ce fait un moyen efficace et sûr d'identifier les muons énergiques.

## 2.6 OPAL et les autres expériences LEP

Le tableau 2.3 permet de comparer quelques-unes des principales caractéristiques d'OPAL et des trois autres expériences LEP. Certaines ont des spécificités très marquées, telle L3 pour la détection des muons et la mesure de l'énergie des gerbes électromagnétiques. Mais dans l'ensemble les détecteurs utilisés ainsi que leur disposition présentent des caractéristiques assez similaires.

L'une des différences les plus importantes, car ayant un impact considérable, vient de la position de la bobine par rapport aux différents sous-détecteurs et de l'intensité du champ magnétique délivré. Ainsi OPAL est la seule des 4 expériences où la bobine est placée devant le calorimètre électromagnétique, ce qui dégrade considérablement l'excellente résolution intrinsèque en énergie du détecteur. Le cas inverse est celui de L3 où l'aimant entoure la totalité des sous-détecteurs, y compris le calorimètre hadronique et les chambres à muons.

Le champ magnétique ( $B \approx 0.4$ T) relativement faible à OPAL limite la résolution en impulsion (variant en  $1/B$ ), qui se trouve être 2 fois moins bonne que celle obtenue à ALEPH et DELPHI. En revanche la chambre à fils centrale (CJ) opérant sous une pression de 4 atmosphères fournit une mesure de  $dE/dx$  nettement plus précise que celle accessible avec les TPC de DELPHI et ALEPH, et constitue assurément l'un des points forts du détecteur qui s'avère particulièrement utile dans l'identification des pions, kaons et protons. DELPHI utilise aussi le détecteur RICH (Ring Imaging Cherenkov) pour mesurer les taux de kaons et protons en les séparant par l'angle d'émission de lumière Cherenkov.

	OPAL	ALEPH	DELPHI	L3
Champ magnétique B	0.435 T (classique)	1.5 T (supra)	1.2 T (supra)	<sup>*</sup> 0.5 T (classique)
Rayon de la bobine, r	2.2 m	2.5 m	2.6 m	5.9 m
Detector SI	$ \cos\theta  < 0.77$ (2 couches)	$ \cos\theta  < 0.65$ (2 couches)	$ \cos\theta  < 0.73$ (3 couches)	$ \cos\theta  < 0.88$ (2 couches)
Résolutions $r - \phi$	18 $\mu\text{m}$	15 $\mu\text{m}$	20 $\mu\text{m}$	
$z$	85 $\mu\text{m}$	29 $\mu\text{m}$		
Résolution $\sigma_p/p^2$ (p en GeV/c)	$1.3 \cdot 10^{-3}$	$0.6 \cdot 10^{-3}$	$0.7 \cdot 10^{-3}$	
Résolution dE/dx	3.2% (159 points)	4.6% (338 points)	5.5% (192 points)	
Résolution $\sigma_E/E$ ECAL	$\frac{19\%}{\sqrt{E}} + 1\%$	$\frac{17\%}{\sqrt{E}} + 1\%$	$\frac{26\%}{\sqrt{E}} + 4\%$	$\frac{2\%}{\sqrt{E}} + 1\%$
Granularité ECAL (r, $\phi$ , z)	$1 \times 2.3^\circ \times 2.3^\circ$	$3 \times 1.0^\circ \times 1.0^\circ$	$9 \times 1.0^\circ \times 0.1^\circ$	$1 \times 2.3^\circ \times 2.3^\circ$
Résolution $\sigma_E/E$ HCAL	$\frac{120\%}{\sqrt{E}}$	$\frac{85\%}{\sqrt{E}}$	$\frac{110\%}{\sqrt{E}}$	$\frac{55\%}{\sqrt{E}}$

TAB. 2.3 – Comparaison des principales caractéristiques des 4 détecteurs LEP. Les chiffres cités concernant les résolutions sont approximatifs, et ne concernant que la partie centrale du détecteur.

## 2.7 Détecteur de temps de vol: TOF

Le détecteur de temps de vol (ou time of flight(TOF)) est un ensemble de scintillateurs détectant le passage d'une particule chargée. La mesure précise du laps du temps entre le croisement des faisceaux et un signal dans un des scintillateurs fournit un temps de vol qui est inversement proportionnel à la vitesse  $\beta$  de la particule. Une mesure de  $\beta$  permet une mesure de masse:

$$m = \frac{p \sqrt{1 - \beta^2}}{c \beta}, \quad (2.7)$$

dont la précision varie comme  $\sim pE/m$  et qui n'est utilisable que pour les particules relativement lourdes, spécifiquement protons, kaons et pions, à basse impulsion ( $p < 2 \text{ GeV}/c$ ). (Figure 2.9)

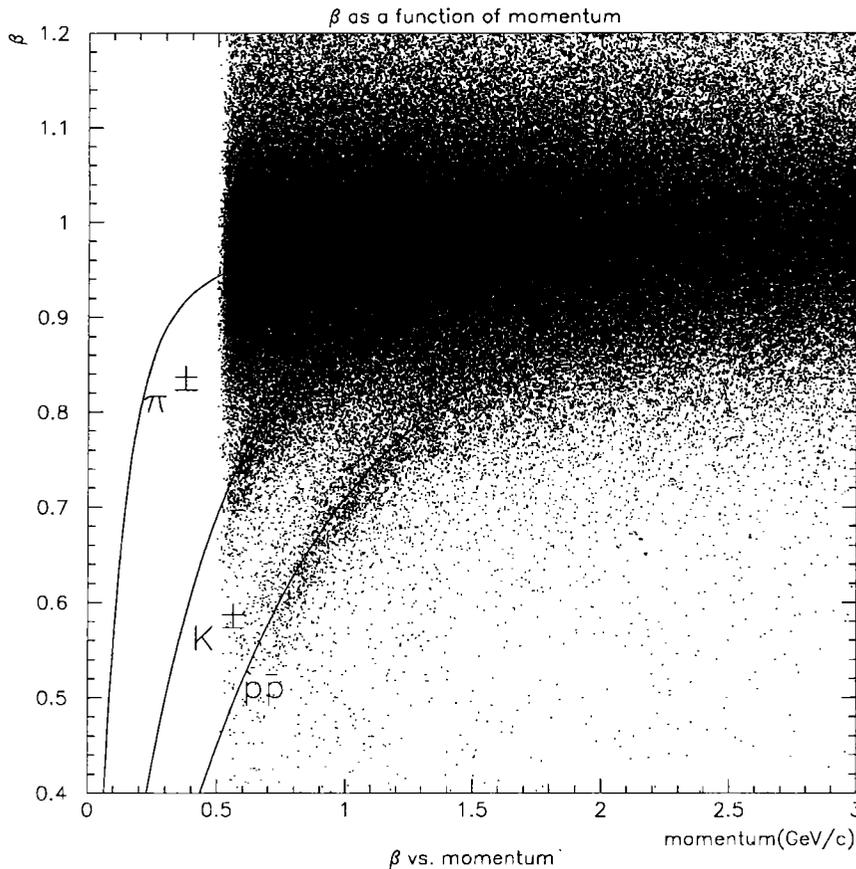


FIG. 2.9 –  $\beta$  en fonction d'impulsion. Pour  $p < 2 \text{ GeV}/c$ , les pions, les kaons et les protons sont séparables.

La mesure du temps de vol(time-of-flight ou TOF) permet donc l'identification de

ces particules à l'aide des spectres en vitesse et constitue la base de cette thèse. Le détecteur joue aussi un rôle important dans le déclenchement du système d'acquisition de l'expérience.

### 2.7.1 Description du TOF

Entourant la bobine de l'aimant à un rayon moyen de 2.36 m, le détecteur de temps de vol est un système de 160 lattes de scintillateur avec des tubes photomultiplicateurs (PM) à leurs extrémités qui collectent la lumière générée par le passage d'une particule dans le scintillateur. Chaque latte du TOF, constituée de scintillateur NE110 de Nuclear Enterprises, est divisée en 3 sections sur sa longueur. Les trois sections, mis bout à bout et collées ensemble, donne une longueur de 6840 mm pour chaque barre. Dans son épaisseur une barre présente une section trapézoïde avec une petite base (plus proche du centre du détecteur) de 89 mm et une grande base (plus loin) de 91 mm et avec une profondeur constante de 45 mm. Toutes les lattes ensemble forment un cylindre de rayon interne 2.3375 m et de rayon externe 2.3829 m. Ce cylindre est coaxial avec l'aimant. L'espace mort maximum entre les lattes adjacentes est 2.6 mm.

Aux deux extrémités de chaque latte la lumière est dirigée via des guides de lumière coniques et cylindrique en plexiglas aux photomultiplicateurs qui ont une section circulaire de diamètre 44 mm. Les guides coniques avec une section circulaire de 39 mm sont collés sur les lattes tandis que les guides cylindriques de diamètre 39 mm sont collés sur les PM. Des pastilles de silicone de diamètre 39 mm, bien sûr, assurent la connection optique entre les guides coniques et les guides cylindriques. Les guides cylindriques ont une longueur comprise entre 150 mm et 160 mm.

Les photomultiplicateurs ont un gain de  $3 \times 10^7$  à 1870 V, mais pendant la prise de données de plus grandes tensions (2000 à 2400 V) sont appliquées. Une combinaison de  $\mu$ -métal, de fer doux et de bobines compensatrices protègent les phototubes des champs de fuite magnétiques. Les PM Phillips, modèle XP2262B, sont utilisés sur toutes les lattes sauf deux, qui ont besoin des PM R2490-01 de Hamamatsu. Ces deux barres sont plus courtes de 200 mm à cause du passage de tuyaux de refroidissement de la bobine et leurs PM doivent supporter beaucoup plus de champ magnétique que les autres. [2]

L'axe  $z$  est l'axe du cylindre formé par toutes les barres du TOF. La première barre est au-dessus du plan  $0xz$ , avec une arête de sa grande base contenue dans ce plan. Les suivantes entourent l'axe  $z$  dans le sens trigonométrique.

### 2.7.2 L'électronique du TOF

Les signaux des photomultiplicateurs sont envoyés dans des ADC (Amplitude to Digital Converter) et TDC (Time to Digital Converter), où sont codés respectivement leur amplitude et leur temps d'arrivée par rapport au croisement des faisceaux (Beam Crossing ou BX) du LEP qui donne le signal du déclenchement pour les TDC. Chacun des 320 signaux analogiques des PM passent un diviseur qui envoie un tiers de l'amplitude à un ADC LeCroy 2280 qui intègre la charge sur 12 bits et deux tiers à un discriminateur à fraction constante (Constant Fraction Discriminator ou CFD) avec trois sorties. Après

avoir traversé le CFD, le signal est envoyé à MT (Mean Timer), à une échelle pour le monitoring local (Monitor), et à un TDC LeCroy 2228A contenant 11 bits ou 2048 canaux avec une plage de 50 ps par canal. Les mean timers génèrent les signaux pour le déclenchement de l'expérience si les deux voies gauche et droite d'une même latte sont en coïncidence dans une plage de 50 ns. [8]

### THE PATHS OF THE SIGNALS FROM THE PM TUBES

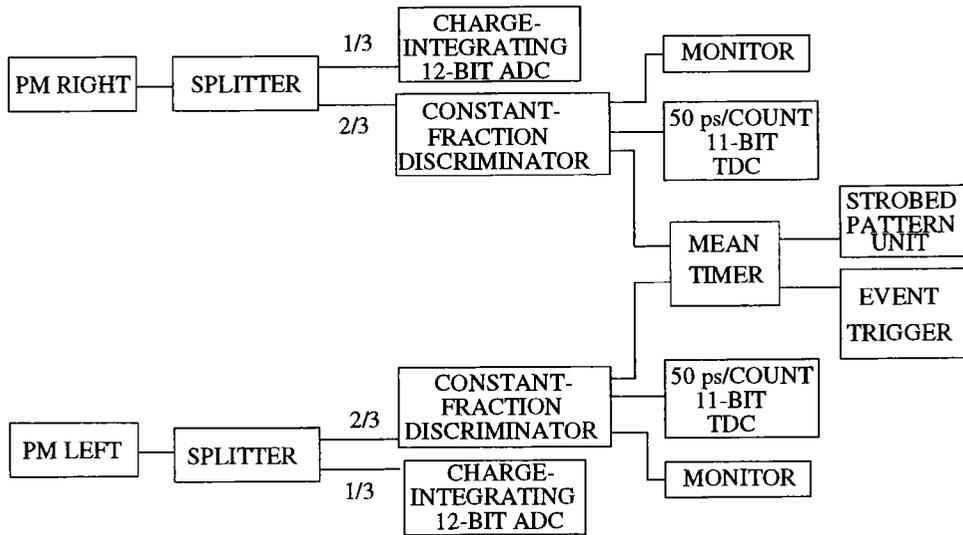


FIG. 2.10 – Chemins suivis par les signaux des photomultiplicateurs aux extrémités d'une barre du TOF.

Le CFD fonctionne d'abord comme un discriminateur ordinaire et donne un signal quand l'impulsion d'entrée passe un certain seuil. Mais si ce signal est utilisé pour déclencher l'arrêt des TDC, le temps mesuré dépendra de l'amplitude de l'impulsion. Le CFD permet de réduire cette dépendance. Pour cela le signal d'entrée  $f(t)$ , qui est négatif, est traité dans deux façons. Premièrement le signal est atténué par un facteur  $a$  ( $a > 0$ ) et son signe est changé et devient  $-a*f(t)$ . Deuxièmement, il est retardé d'un temps  $r$  et devient  $f(t-r)$ . Si on ajoute les deux signaux, (figure 2.11) le temps auquel la fonction résultante s'annule donné par l'équation ci-dessous,

$$-a * f(t) + f(t - r) = 0 \quad (2.8)$$

est indépendant de l'amplitude de l'impulsion. Si au lieu de  $f(t)$ , le signal d'entrée  $g(t) = B*f(t)$  où  $B$  est arbitraire est inséré dans la fonction, on voit que

$$-a * g(t) + g(t - r) = -a * B * f(t) + B * f(t - r) = B * [-a * f(t) + f(t - r)] = 0. \quad (2.9)$$

En fait, le CFD ne fournit pas le temps où la fonction s'annule, mais celui où elle

passé un seuil. Il diminue la dépendance en fonction de l'amplitude mais ne l'élimine pas complètement.(Figure 2.12)[9]

### 2.7.3 Vitesse de lumière et la longueur d'atténuation

Avant l'installation du TOF, des tests ont été effectués sur les scintillateurs et le système d'électronique du détecteur. Pendant ces tests avec un faisceau de  $\pi$  de 5 GeV/c auprès du PS au CERN, la vitesse et l'atténuation de la lumière se propageant dans les barres vers la gauche ou la droite ont été mesurées. Les moyennes suivantes pour la vitesse de la lumière sur les 160 scintillateurs du TOF ont été obtenues.

$$\beta_{\text{gauche}} = 0.5816c \quad (2.10)$$

$$\beta_{\text{droit}} = 0.5824c \quad (2.11)$$

La fonction d'atténuation est ajustée par la formule ci-dessous:

$$A = \exp(a_0 + a_1 * L + a_2 * L^2 + a_3 * L^3) \quad (2.12)$$

Les coefficients( $a_0, a_1, a_2, a_3$ ) pour la propagation à gauche et à droite ont été obtenus en ajustant les mesures de chaque barre. Les moyennes globales de ces coefficients pour le TOF sont indiquées ci-dessous.[9]

$$a_0^{\text{gauche}} = 4.680 \text{ et } a_0^{\text{droit}} = 4.651 \quad (2.13)$$

$$a_1^{\text{gauche}} = -0.4234 \text{ et } a_1^{\text{droit}} = 0.4330 \quad (2.14)$$

$$a_2^{\text{gauche}} = 0.02429 \text{ et } a_2^{\text{droit}} = 0.02343 \quad (2.15)$$

$$a_3^{\text{gauche}} = -0.003036 \text{ et } a_3^{\text{droit}} = 0.002258 \quad (2.16)$$

Le coefficient  $a_0$  est arbitraire et l'inverse du coefficient  $a_1$  est par définition la longueur d'atténuation.

$$L_{\text{att}}^{\text{gauche}} = 2.36 \text{ m and } L_{\text{att}}^{\text{droit}} = 2.31 \text{ m} \quad (2.17)$$

Les coefficients  $a_2$  et  $a_3$  représentent les déviations par rapport à la loi de simple décroissance exponentielle.

### 2.7.4 Performance pendant la prise de données

L'efficacité du TOF et la longueur d'atténuation ont été aussi mesurées pendant la prise de données. Mis à part la mesure de l'efficacité effectuée en 1990, les mesures de 1991 à 1996 montre une certaine dégradation du détecteur au cours de temps. Cette dégradation est particulièrement visible sur les mesures de la longueur d'atténuation qui a chuté de 2.16 m en 1990 à 1.90 m en 1995.(Voir figures 2.13 et 2.14).

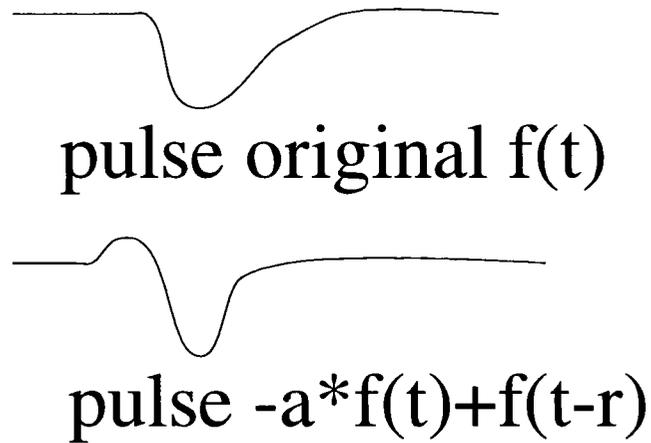
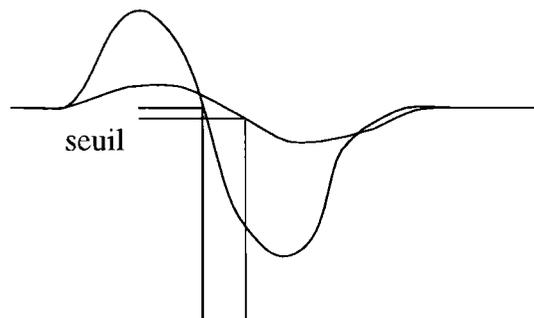


FIG. 2.11 – *Changement effectué sur les signaux dans le CFD. Le temps où la fonction  $-a*f(t)+f(t-r)=0$  croise zéro est presque indépendant de l'amplitude du pulse.*



dépendance sur amplitude  
due au seuil du comparateur

FIG. 2.12 – *Dépendance de l'amplitude du signal due au seuil du comparateur.*

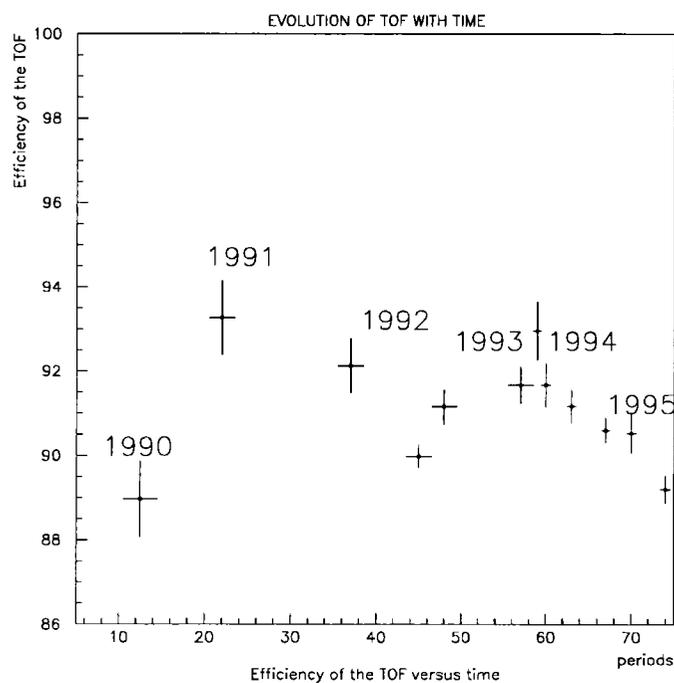


FIG. 2.13 – Efficacité du TOF en fonction de temps (périodes de la prise de données). L'efficacité du TOF dans cette figure est la moyenne des valeurs pour tous les 160 scintillateurs.

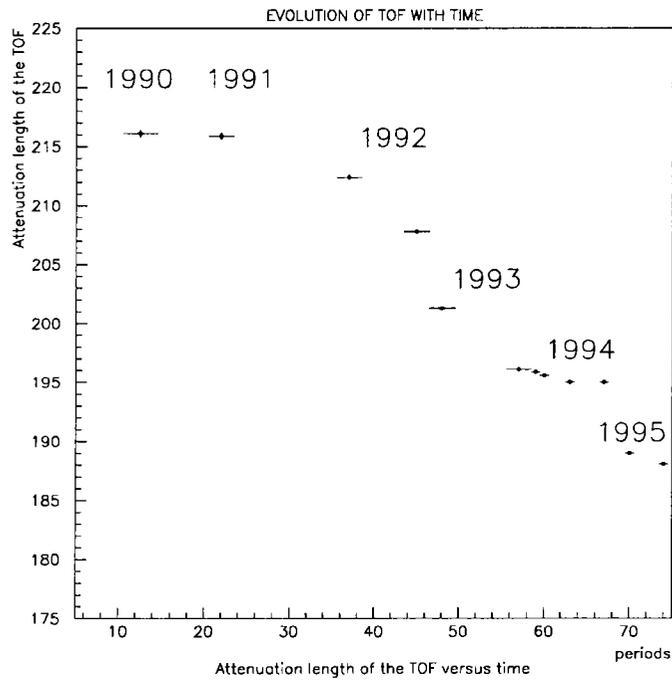


FIG. 2.14 – *Longueur d'atténuation en fonction de temps (périodes de la prise de données). La longueur d'atténuation dans cette figure est la moyenne des valeurs pour tous les 160 scintillateurs.*

### 2.7.5 Calcul du temps de vol et de la vitesse

Le temps de vol  $\tau$  que met une particule issue du vertex primaire pour atteindre le TOF est calculé à partir des temps  $t_g$  et  $t_d$  lus par les TDC gauches et droits. Ceux-ci s'expriment comme

$$t_g = \tau + l_g + T_g - S \quad (2.18)$$

et

$$t_d = \tau + l_d + T_d - S \quad (2.19)$$

où  $l_g$  et  $l_d$  sont les temps mis par la lumière pour aller du point d'impact dans la barre jusqu'aux PM gauche et droit,  $T_g$  et  $T_d$  sont les temps mis par le signal des PM pour parvenir jusqu'au TDC et  $S$  est le retard du signal de déclenchement des TDC par rapport au croisement des faisceaux. En résolvant cette équation,  $\tau$  est obtenu:

$$\tau = (t_g + t_d - l_g - l_d - T_g - T_d)/2 + S \quad (2.20)$$

Comme  $L = l_g + l_d$  est une constante dépendant seulement de la longueur de la barre du TOF, l'équation est indépendante du point d'impact dans la barre.

$$\tau = (t_g + t_d)/2 + \Delta \quad (2.21)$$

où  $\Delta$  est la constante de calibration à déterminer. Après la calibration du TOF, le temps de vol  $\tau$  est mesuré. Une correction est déterminée en fonction de l'amplitude dans les ADC et de la coordonnée  $z$  de la barre touchée. Enfin  $\tau$  est converti en une vitesse,  $\beta$ :

$$\beta = \frac{d}{c\tau} \quad (2.22)$$

où  $d$  est la distance traversée dans le détecteur central par la particule.

Sans aucune aide des autres détecteurs, le TOF fournit deux mesures,  $t_d$  et  $t_g$ , et peut déterminer deux quantités importantes: le temps de vol, qui est proportionnel à la somme de ces deux temps mesurés,  $t_g + t_d$ , et la coordonnée  $z$  suivant la barre, qui est proportionnelle à la différence entre ces deux temps,  $t_g - t_d$ . La coordonnée  $z$  trouvée par EB fournit une méthode pour améliorer les mesures du TOF. Il faut considérer trois cas.

- Dans le premier cas, EB confirme le coup dans une barre TOF et fournit une valeur pour la coordonnée  $z$  qui est compatible avec celle obtenue par le TOF. Le temps de vol est calculé comme une moyenne pondérée entre les temps droits et gauches.

- Dans le second cas, EB ne confirme pas le coup dans la barre du TOF, mais la barre du TOF touchée enregistre les deux temps. Le temps de vol peut être calculé dans la même manière que ci-dessus, mais le TOF doit calculer la coordonnée  $z$ .

- Dans le troisième cas, un seul temps est disponible, mais EB confirme le coup dans le TOF et fournit une coordonnée  $z$ . Le temps de vol peut être calculé à partir de ces deux valeurs.

- Dans tous les autres cas où une seule des trois mesures est obtenue, il est impossible de déterminer le temps de vol.

Pour assurer la meilleure mesure possible du temps de vol, les coups dans le TOF doivent satisfaire les conditions du premier cas pour être utilisés dans la suite. Pour ce cas, l'erreur sur la mesure du temps d'un TDC est inversement proportionnelle à la racine carrée du nombre de photoélectrons détecté par le PM et par conséquent, inversement proportionnelle à la racine carrée de l'amplitude lue par l'ADC. L'erreur sur le temps de vol devient

$$\sigma_{\tau}^2 = \sigma_S^2 + (\sigma_d^2 + \sigma_g^2)/4. \quad (2.23)$$

où  $\sigma_S$  est l'erreur sur le retard du signal de déclenchement des TDC tandis que  $\sigma_g$  et  $\sigma_d$  sont les erreurs sur les temps gauches et droits lus par les PM. Avec la coordonnée  $z$  fourni par EB, le TOF obtient une résolution de 332 ps. L'expérience NA44[10] au CERN a obtenu une résolution en temps d'environ 100 ps. Ses lattes ont les dimensions  $265 \times 28 \times 1 \text{ mm}^3$ ,  $200 \times 6 \times 6 \text{ mm}^3$  et  $220 \times 13 \times 10 \text{ mm}^3$ , beaucoup plus courtes que celles d'OPAL. Le TOF est sérieusement handicapé par la taille des lattes.

Ensemble le TOF et EB fournit une résolution très précise en  $z$  de 0.5 cm. La résolution en  $\beta$ ,  $\sigma_{\beta}$ , est trouvée par la formule ci-dessous:

$$\left(\frac{\sigma_{\beta}}{\beta}\right)^2 = \left(\frac{\sigma_{\tau}}{\tau}\right)^2 + \left(\frac{\sigma_d}{d}\right)^2 \quad (2.24)$$

où  $d$  est la distance de vol. L'erreur sur le temps domine sur l'erreur sur la distance qui ne dépend que de l'erreur sur  $z$ .

### 2.7.6 L'optimisation de la simulation du TOF

Le but est de reproduire les données le mieux possible par la simulation du TOF. La longueur d'atténuation est fixée à 200 cm, moyenne des résultats présentés dans la figure 2.14. L'inverse de la vitesse de la lumière dans le scintillateur est fixé à 0.06 ns/cm.

Les paramètres à ajuster sont le nombre de photons créés par MeV d'énergie déposée par le passage d'une particule dans la latte, le seuil des CFD exprimé en photoélectrons, l'indice de réflexion,  $n_r$ , qui représente le pourcentage de photons qui arrive au guide à l'extrémité de la barre, mais qui sont réfléchis sans atteindre le PM. Pour déterminer les paramètres à injecter dans le MC, l'efficacité du TOF en fonction de  $z$  mesurée dans les données est comparée à la même efficacité déterminée par le MC. Les valeurs suivantes assurent le meilleur accord:

$$n_r = 0.40,$$

$$N_{pe}/\text{MeV} = 15.0 \text{ photoelectrons par MeV}, \quad (2.25)$$

$$S = 8.5 \text{ photoelectrons}.$$

En fait, comme l'indique la figure 2.15, l'efficacité mesurée du TOF est asymétrique autour du centre ( $z=0$ ). Elle est plus faible pour  $z < 0$ . Le programme de simulation respecte la symétrie par rapport au centre.

Il s'agit maintenant de reproduire sur le Monte Carlo, les résolutions en temps ou en  $\beta$  mesurées sur les données. Un smearing simple du temps de vol est ajouté sous la forme ci-dessous en fonction du nombre de photoélectrons détectés ( $N_{pe}$ ):

$$\sigma_{pe} = \frac{a_s}{\sqrt{N_{pe}}} + b_s \quad (2.26)$$

où  $a_s$  et  $b_s$  sont des constantes à déterminer. Mais il ne permet pas de bien reproduire la forme des données  $\mu^+\mu^-$ . Il est donc multiplié par une variable aléatoire calculée en forme d'une double gaussienne. Une comparaison entre  $\sigma_1$ ,  $\sigma_2/\sigma_1$  et le largeur à mi-hauteur des double gaussiennes ajustées aux spectres en  $\beta$  des muons pour les données et ceux pour le MC a déterminé les valeurs du meilleur ajustement. Ces paramètres deviennent

$$\begin{aligned} a_s &= 2.15 \\ b_s &= 0.0 \\ \sigma_2/\sigma_1 &= 2.3 \\ f &= 0.32 \end{aligned} \quad (2.27)$$

La comparaison complète des double gaussiennes est illustrée dans le tableau 2.4 et les distributions sont illustrées sur la figure 2.16.

	MONTE CARLO	$\mu^+\mu^-$ 94	$\mu^+\mu^-$ 91-93
moyenne	1.002	0.9877	1.013
RMS	0.0516	0.0479	0.0486
$\sigma_1$	0.0313	0.0316	0.0352
$\sigma_2/\sigma_1$	1.884	1.919	1.789
f	0.489	0.520	0.640

TAB. 2.4 – Caractéristiques des double gaussiennes trouvées sur les muons des événements  $\mu^+\mu^-$  avec une coupure sur  $\beta < 1.07$ .

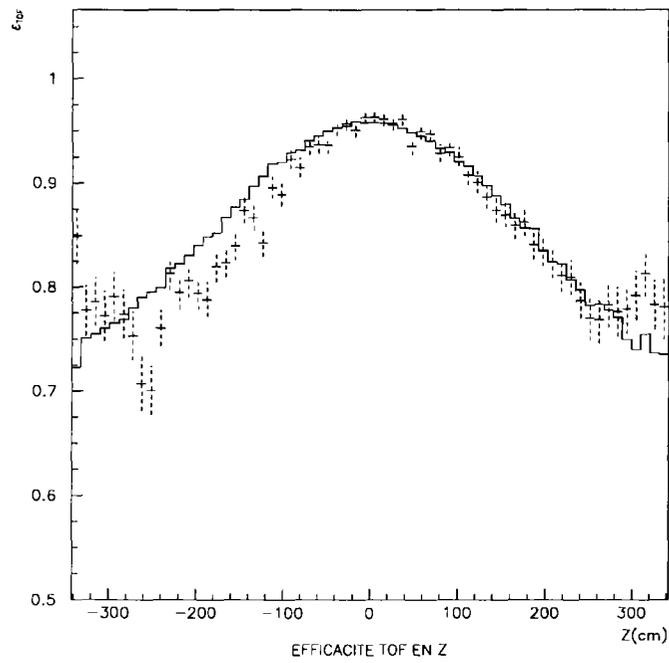


FIG. 2.15 – *Efficacité du TOF. La courbe pleine représente les résultats finaux pour le Monte Carlo et la courbe pointillée ceux des données.*

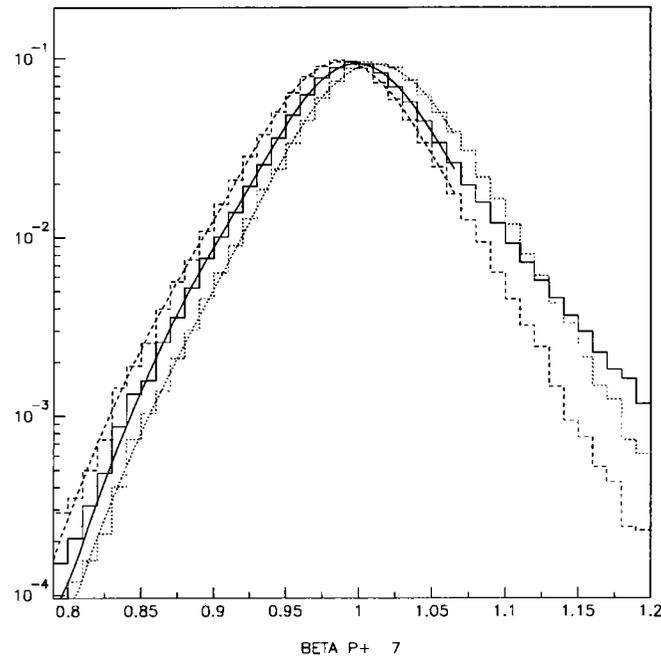


FIG. 2.16 – Distribution de  $\mu^+\mu^-$  en  $\beta$  ( $p > 7$  GeV). Les événements Monte Carlo sont représentés par la courbe pleine, ceux des données 1994 par les tirets et ceux de 1991-93 par les pointillés. Le Monte Carlo ne reproduit pas bien le fond dû aux coups multiples pour  $\beta > 1.07$  bien qu'il reproduise bien les données sous cette valeur sous laquelle les ajustements sont coupés.

## 2.8 L'acquisition et le traitement des données

### 2.8.1 Le système de déclenchement

L'acquisition "en-ligne" des données qui permettront une reconstruction "hors-ligne" des événements, est un processus relativement lent: chaque détecteur doit lire et digitaliser quelques centaines à quelques dizaines de milliers de canaux, opérer un pré-traitement minimal (suppression des zéros, soustraction des pieds, compression, mise en forme...) puis transmettre ses données à un processeur qui se chargera de reconstituer l'événement dans son ensemble à partir de l'information fournie par chaque détecteur, et de le stocker sur disque avec toutes les constantes d'étalonnage nécessaires. Cette opération prend typiquement 3 à 4 ms, ce qui est nettement trop long par rapport au temps séparant deux croisements de faisceau qui est d'environ 20  $\mu$ s.

Il est donc crucial de ne déclencher l'acquisition que lorsque la rencontre des faisceaux électrons-positons a engendré un événement intéressant. Pour ce faire, il faut disposer de critères de déclenchement suffisamment simples pour pouvoir être obtenus rapidement (moins de 10  $\mu$ s) et suffisamment précis pour que la probabilité de déclencher sur un événement sans aucun intérêt, résultant par exemple de l'interaction de l'un des faisceaux avec le tube à vide ou avec des particules de gaz résiduel, soit la plus petite possible (sachant qu'à priori on ne veut perdre aucune collision conduisant à la production d'un  $Z^0$ ).

Le premier type de critères utilisés repose sur la présence ou non de coups dans une partie d'un sous-détecteur et sur l'établissement de correspondances spatiales entre les différentes parties touchées. Ainsi, l'angle solide de  $4\pi$  est divisée en 144 domaines angulaires (24 en  $\phi$  par 6 en  $\theta$ ) auxquels sont associés des signaux analogiques proportionnels au nombre de coups ou à l'énergie déposée dans chacun de ces domaines.

Ces signaux sont envoyés à une carte spéciale, appelée matrice  $\theta - \phi$ , qui détecte et comptabilise le nombre de signaux dépassant un seuil minimal, et recherche des corrélations spatiales entre les secteurs touchés de deux sous-détecteurs distincts, ou appartenant au même sous-détecteur. Cette matrice fournit alors une soixantaine de signaux logiques, identifiés par des noms tels que TPTOMU (qui vaut 1 lorsqu'un secteur du TOF et un secteur des chambres à muons appartenant au même domaine angulaire  $\theta - \phi$  ont été touchés simultanément) ou TPTOCL (qui correspond à deux secteurs coplanaires opposés du TOF touchés).

Un deuxième type de signaux logiques est fourni par les sous-détecteurs eux-mêmes. Ces signaux individuels, au nombre d'un soixantaine, apportent une information concernant l'énergie déposée ou la multiplicité vue dans l'ensemble du sous-détecteur. Ainsi, EBTOTHI sera mis à 1 si l'énergie totale mesurée dans le calorimètre électromagnétique est supérieure à 7 GeV, alors que VXH vérifie la présence d'au moins 8 coups dans la chambre à vertex, etc...

Pour décider de déclencher ou non l'acquisition, on dispose donc d'environ 120 signaux logiques, en provenance de la presque quasi-totalité des sous-détecteurs (en effet, seuls le détecteur "pied-de-gerbe", les chambres Z et le détecteur à micro-vertex en silicium ne participent pas au déclenchement). Ces signaux, hautement redondants et complémen-

taires, présentent des taux individuels de déclenchement extrêmement variables: 0.4 Hz par exemple pour EBTOTHI, contre 1600 Hz pour VXH. Cette diversité permet une très grande souplesse d'utilisation, puisqu'elle offre jusqu'à  $2^{120}$  critères de décision correspondants à toutes les combinaisons logiques possibles (AND ou OR) des 120 signaux disponibles.

En pratique, une vingtaine de signaux individuels ainsi que presque autant de signaux  $\theta - \phi$  de coïncidence, combinés en un OR logique, suffisent pour être sûr de ne manquer aucune réaction physique intéressante, tout en limitant le taux de déclenchements intempestifs (dû au bruit des sous-détecteurs, aux instabilités du faisceau ou encore aux rayons cosmiques); les performances du système de déclenchement d'OPAL parlent d'elles-mêmes: une efficacité pour les événements multi-hadroniques supérieure à 99.9% dans 98% de l'angle solide, pour des taux de déclenchement typiquement inférieurs à 5 Hz. [11]

## 2.8.2 Reconstruction et analyse des événements

L'événement précieusement enregistré, une fois stocké sur disque, ne ressemble pas à grand chose: une interminable série de 0 et de 1 où seuls de rares initiés seraient en mesure de reconnaître ici la charge collectée par l'extrémité droite du 126<sup>e</sup> fil du 14<sup>e</sup> secteur de CJ, ou le nombre de photo-électrons reçus sur la cathode du photo-multiplicateur du 3256<sup>e</sup> bloc en partant de la droite du calorimètre électromagnétique.

Quand bien même cette information serait accessible à tous, elle reste bien trop détaillée pour être directement utilisable par de simples physiciens qui, pour leur analyse, ne se préoccupent que de connaître l'impulsion de telle trace ou l'énergie de tel amas.

La tâche difficile qui consiste à reconstituer des traces ou des amas dans chacun des sous-détecteurs puis à associer ces traces et ces amas les uns avec les autres, est assurée par un énorme programme de reconstruction. ROPE[12], dont le nom est Reconstruction of OPAL Events, est constitué de sous-programmes indépendants associés à chaque sous-détecteur ainsi que de programmes plus généraux combinant à un niveau plus élevé l'information provenant de différentes parties du détecteur. Près de 200000 lignes de fortran 77 (environ autant que de canaux à analyser) s'avèrent nécessaires pour transformer un inintelligible ensemble de bits en un événement digne de ce nom.

Bien que cette opération demande une puissance de calcul considérable, les événements enregistrés peuvent être reconstruits dans la seconde qui suit. En pratique, ils ne sont cependant traités et analysés par ROPE qu'une heure environ après la prise de données, lorsque toutes les constantes d'étalonnage sont disponibles. Ceci permet un contrôle quasi-immédiat de la qualité de l'étalonnage ainsi que la mise en évidence d'éventuels défauts de fonctionnement dans la chaîne d'acquisition.

Une fois reconstruits, les événements sont stockés dans des fichiers DST (Data Summary Tape) dans un format épuré et très simplifié, une copie de l'événement original (brut) étant conservée sur bande magnétique pour permettre une reconstruction ultérieure, souvent utile compte tenu que les constantes d'étalonnage définitives ne peuvent en général être connues au moment même de la prise de données. Un deuxième programme, OD (Opal Dst)[13], permet à travers ces fichiers un accès rapide à toute l'information utile:

les caractéristiques de chacune des traces laissées par les particules chargées (impulsion,  $dE/dx$ , ...), l'énergie et la position des amas engendrés par les gerbes électromagnétiques ou hadroniques, etc. Ces routines OD déballent les données dans les banques ROPE et stockent un ensemble sélectionné de quantités dans les banques DST. Par exemple, l'information générale du temps-de-vol est stockée dans la banque générale tandis que celle des coups du TOF est stockée séparément. La référence [13] mentionne qu'il y a plus de données stockées pour le TOF que n'importe quel autre sous-détecteur, mais ce n'est qu'une blague de l'auteur.

Les bibliothèques de routines déjà conçues et développées par des membres de cette vaste collaboration sont régulièrement mises à jour et elles facilitent n'importe quelle analyse effectuée avec les données OPAL. Les bibliothèques les plus importantes pour cette analyse sont les routines ID, qui fournissent tous les algorithmes pour identifier les particules, et les routines PX, qui fournissent les algorithmes pour séparer les jets.[14]

## 2.9 La simulation

Compte tenu de la complexité des phénomènes étudiés, il est souvent essentiel pour la plupart des analyses de disposer d'échantillons de données simulées reproduisant au mieux les caractéristiques des événements réels. Ces échantillons simulés ou Monte Carlo s'avèrent en effet nécessaires pour :

- mettre au point, tester et optimiser les algorithmes de sélection ou de reconstruction. Il arrive fréquemment que seule la simulation permette d'estimer l'efficacité et la contamination des procédures de sélection utilisées, et donc de choisir les coupures optimales.
- extraire une information spécifique sur un processus physique à partir de la distribution de quantités mesurées. Ces dernières sont en effet les résultats d'un grand nombre de processus complexes, dont certains ne peuvent être décrits que par des méthodes numériques: ainsi le spectre en énergie des leptons produits dans les désintégrations semi-leptoniques des quarks lourds dépend de l'énergie emportée par le hadron primaire au cours du processus de fragmentation, de l'énergie libérée au cours de la désintégration proprement dite du hadron, puis du processus de mesure de l'impulsion de la trace chargée avec une résolution finie. Il serait extrêmement difficile de prédire la forme de cette distribution sur la base de calculs analytiques et en pratique seul le Monte Carlo permet de tenir compte de façon satisfaisante des différents effets mis en jeu.

La simulation de la désintégration d'un  $Z^0$  dans le détecteur se fait en deux étapes: la génération de l'événement, c'est-à-dire des partons primaires jusqu'aux particules visibles au terme de la fragmentation, et l'interaction des particules créées avec les différentes composantes du détecteur.

Le programme JETSET 7.4 [18] est utilisé pour générer les événements multihadroniques qui serviront dans cette analyse. La génération comprend plusieurs étapes:

- le choix de la configuration initiale des partons primaires (le quark et l'anti-quark) créés dans l'annihilation  $e^+e^-$ , conformément aux prédictions de la théorie électrofaible (tenant compte en particulier des corrections de rayonnement de freinage QED).

- la prise en compte des effets QCD dans une approche perturbative: les quarks initiaux rayonnent des gluons qui peuvent à leur tour rayonner ou se matérialiser en paires  $q\bar{q}$ , donnant ainsi naissance à une cascade partonique. Les trois types de branchements possibles ( $q \rightarrow qg$ ,  $g \rightarrow gg$ , et  $g \rightarrow q\bar{q}$ ) sont régis par les équations d'Altarelli-Parisi.[19] Le développement de la cascade partonique est gouverné par plusieurs paramètres phénoménologiques dont le paramètre d'échelle,  $\Lambda_{\text{QCD}} \sim 0.25 \text{ GeV}$ , qui détermine la valeur de  $\alpha_s$  et influence donc le nombre de branchements susceptibles d'intervenir et le seuil d'énergie  $Q_0 \sim 1.9 \text{ GeV}$  au-dessous duquel un parton est considéré comme stable.

- la fragmentation, c'est-à-dire le regroupement des quarks produits en hadrons. Ce processus, trop complexe pour être calculable par QCD, est décrit par un modèle de cordes purement phénoménologique comme déjà expliqué dans la section 1.3.3.[17] L'impulsion transverse des hadrons par rapport à l'axe de la corde de couleur obéit à une loi de probabilité gaussienne centrée en 0 et d'écart type  $\sigma_q \sim 0.40 \text{ GeV}$ . La composante longitudinale de l'impulsion est quant à elle générée suivant une fonction de fragmentation différente pour les quarks légers et pour les quarks lourds: la fonction de Lund de paramètre  $a$  et  $b$  est utilisée pour les quarks  $u$ ,  $d$  et  $s$  et la fonction de Peterson de paramètre  $\epsilon_c$  et  $\epsilon_b$  pour les quarks  $c$  et  $b$ .

- la désintégration des particules instables de courte durée de vie: mésons  $B$  ou  $D$ , mais aussi  $\pi^0$ , kaons neutres, etc. Cette étape utilise des tables de données expérimentales contenant les mesures des durée de vie et des rapports d'embranchement des différents modes de désintégration d'un grand nombre de particules.

L'étape de génération (cascade partonique et fragmentation) repose sur un grand nombre de paramètres phénoménologiques dont la plupart ont été ajusté pour reproduire au mieux les propriétés topologiques des événements multihadroniques ainsi que les multiplicités des différents types de particules mesurées par OPAL.[18] Le choix des paramètres influençant le plus les caractéristiques des jets, ainsi que le choix des modèles de désintégration, ont été discutés à la section 1.3.

Une fois générées, les particules peuvent interagir avec le détecteur grâce à un programme de simulation, GOPAL, [15] basé sur la librairie GEANT[16] développée au CERN. Cette librairie fournit un ensemble de routine permettant de définir la géométrie des différents sous-détecteurs et la nature des matériaux qui les composent, et de simuler les différentes interactions qui peuvent avoir lieu: perte d'énergie par ionisation dans le gaz, désintégration en vol, interaction nucléaire, création de gerbes électromagnétiques dans la bobine ou le calorimètre, etc... GOPAL produit des données brutes dont le format est parfaitement identique aux données réelles. Les événements simulés et les événements enregistrés peuvent donc être reconstruits et analysés par les mêmes programmes.

## 2.10 Conclusion

Depuis le premier  $Z^0$  détecté au LEP dans le détecteur OPAL (figure 2.17) une nuit d'août 1989, cette collaboration dispose d'un instrument complet et précieux de détection, d'acquisition et d'analyse de données tout en créant un esprit de succès. Tous les composants ont leurs faiblesses et leurs puissances mais l'ensemble de sous-détecteurs fournit

une accumulation d'information utile en profitant de leur grande complémentarité. En utilisant des technologies plus traditionnelles, même avec un aimant à champ relativement faible, il s'avère un outil performant et compétitif avec 6 longues mais bonnes années de fonctionnement dans la première phase du LEP, dont les données continuent à être analysées.

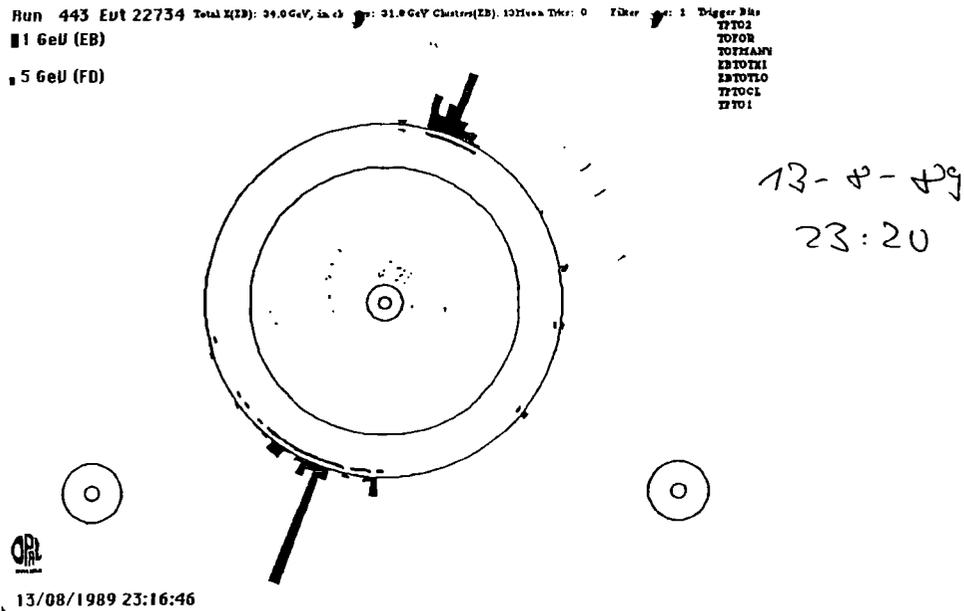


FIG. 2.17 – Le premier  $Z^0$  produit au LEP a été vu par le détecteur OPAL.

# Bibliographie

- [1] Les références suivantes contiennent de l'information sur le projet LEP au CERN et ses expériences.  
LEP design report, CERN-LEP/84-01 (1984).  
OPAL Collaboration, *Nucl. Instrum. Methods* **A305**(1991) 275.  
ALEPH Collaboration, *Nucl. Instrum. Methods* **A294**(1990) 121;  
DELPHI Collaboration, *Nucl. Instrum. Methods* **A303**(1991) 233;  
L3 Collaboration, *Nucl. Instrum. Methods* **A289**(1990) 35.
- [2] The OPAL Collaboration, *The OPAL Detector at LEP*, *Nucl. Instrum. Methods* **A305**(1991) 275.
- [3] P.P. Allport *et al.*, *The OPAL Silicon Microvertex Detector*, *Nucl. Instrum. Methods* **A324**(1993) 34.
- [4] P.P. Allport *et al.*, *The OPAL Silicon Strip Microvertex Detector with Two Coordinate Readout*, *Nucl. Instrum. Methods* **A346**(1994) 476.
- [5] H. Drumm *et al.*, *Nucl. Instrum. Methods* **176**(1980) 333.
- [6] B.E. Andreson *et al.*, *The OPAL Silicon-Tungsten Calorimeter Front End Electronics*, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **41** (1994) 845.
- [7] The OPAL Collaboration, *Z. Phys.* **C63** (1994) 181.
- [8] X. Gentit, note interne OPAL-TN 194.
- [9] X. Gentit, Pilotage du TOF/le Bible du TOF, 1994.
- [10] NA44 Collaboration, *Phys. Letters* **B373** (1996) 339.
- [11] M. Arignon *et al.*, *The Trigger System of the OPAL Experiment at LEP*, *Nucl. Inst. Meth.* **A313** (1992) 103.
- [12] S. Weisz *et al.*, *ROPE Users's Guide*, OPAL offline note 16/OFFL-0487.
- [13] A. Buijs, *The OPAL DST (OD) Processor in ROPE*, OPAL offline note 16/OFFL-0318.

- [14] J.F. Kral, et al, *ID User's Guide*, OPAL offline note.  
J.W. Gary, *An OPAL Physics Utility Library: PX Library*, 1993.
- [15] J. Allison et al., *The Detector Simulation Program for the OPAL Experiment at LEP*, *Nucl. Inst. Meth.* **A317** (1992) 47.
- [16] R. Brun et al., *GEANT3 User's Guide*, CERN DD/EE/84-1, 1984.
- [17] T. Sjöstrand, JETSET 7.3: Physics and Manual, CERN-TH/92-6488;  
*The Lund Monte Carlo for Jet Fragmentation and  $e^+e^-$  Physics*, *Comp. Phys. Comm.* **39** (1986) 347;  
T. Sjöstrand, Status of Fragmentation Models, *Int. Jour. Mod. Phys.* **A3** (1988) 751.
- [18] OPAL Collaboration, *A Measurement of Global Event Shape Distributions in the Hadronic Decays of the  $Z^0$* , *Z. Phys.* **C47** (1990) 505;  
R.J. Hemingway, *An OPAL Tune of JETSET 7.4 using  $Z^0$  Data*, note interne OPAL-TN 279.
- [19] G. Altarelli et G. Parisi, *Asymptotic Freedom in Parton Language*, *Nucl. Phys.* **B126** (1977) 298.

## Chapitre 3

# L'identification des particules avec le TOF

### 3.1 Introduction

Les taux de production de particules chargées ont déjà été mesurés en utilisant les mesures de  $dE/dx$  dans la chambre à jets du détecteur OPAL [1]. Cependant, ces mesures ne permettent d'identifier les pions et les kaons que jusqu'à environ 0.9 GeV/c et les protons jusqu'à environ 1.4 GeV/c. En effet, à ces impulsions, les courbes de  $dE/dx$  se croisent. (Figure 2.7) L'identification des particules avec cette méthode recommence au dessus de 4 GeV/c. Il est possible d'étendre le premier domaine d'identification de protons jusqu'à environ 2.0 GeV/c en utilisant les mesures du détecteur temps-de-vol ("TOF").

Les impulsions pour lesquelles le TOF peut suffisamment séparer les trois espèces de particules: les pions, les kaons et les protons, couvrent le domaine de 0.5 à 2.0 GeV/c. Les vitesses mesurées par le TOF sont fortement corrélées à l'impulsion des particules. L'analyse doit donc être effectuée dans un domaine d'impulsion aussi réduit que possible. Un compromis entre la statistique et la taille du domaine d'impulsion a conduit à choisir une largeur de 0.1 GeV/c pour chaque domaine. A partir des spectres en vitesse pour chaque domaine d'impulsion, les nombres de pions, de kaons et de protons produits sont déterminés en ajustant les pics de particules représentés par des double gaussiennes. Puisque le taux de production de kaons est affecté par de grandes erreurs systématiques partout dans cette analyse, cette méthode se concentre sur les nombres de protons et pions détectés, qui sont ensuite convertis en des taux de production.[3]

La plupart des protons à basse impulsion n'atteignent pas le TOF et les résultats pour les protons dans les trois premiers domaines d'impulsion sont inutilisables. A haute impulsion, il devient de plus en plus difficile de séparer les pics de particules et les résultats dans les deux derniers domaines sont affectés de grandes erreurs systématiques. Pour les autres domaines d'impulsion cette méthode offre un moyen raisonnable de calculer les taux de production de protons et de pions. Les meilleurs ajustements et par conséquent les taux les plus fiables sont obtenus pour le domaine entre 0.8 et 1.8 GeV/c. (Figure 3.9) Comme l'objectif principal de cette thèse est l'obtention des taux de protons, ce même domaine est utilisé pour les taux de pions qui offrent une vérification de la méthode globale.

Coupures appliquées aux événements
$p_{\max} < 60 \text{ GeV}/c$
$\cos(\theta_{\text{thrust}}) < 0.9$
$n_{\text{good tracks}} > 5$
Coupures appliquées aux traces
$p_T > 0.15 \text{ GeV}/c$
$z_0 < 25 \text{ cm}$
$d_0 < 5 \text{ cm}$
$N_{\text{points}} \geq 40$
Coupure plus stricte pour l'analyse avec le TOF
$d_0 < 0.5 \text{ cm}$

TAB. 3.1 – Coupures appliquées aux événements et aux traces (la sélection Tokyo).

### 3.2 Sélection d'événements et de traces

Pour toutes les données les mêmes coupures pour la sélection d'événements et traces sont utilisées. Le tableau 3.2 montre le nombre d'événements après la sélection standard utilisée par OPAL, appelée la sélection Tokyo [4], pour les divers lots de données.

La chambre à jets et les calorimètres électromagnétiques doivent fonctionner lorsque l'événement a été enregistré. L'événement lui-même doit avoir assez de traces bien mesurées pour être utile. Son axe principal, défini comme l'axe du thrust, ne doit pas être aligné avec l'axe du faisceau (la région que le détecteur ne couvre pas). De plus, il ne doit pas comporter de traces d'impulsion supérieure à 60 GeV/c, bien au-delà de la limite cinématique.

Les événements de 1990 ne sont pas utilisés parce que le TOF n'était alors pas bien calibré. Les événements de données prises de 1991 à 1993 sont regroupés ensemble parce que la méthode de calibration du TOF était la même pour ces trois années. Le TOF était calibré avec les coups du TOF et les gerbes associées dans le calorimètre électromagnétique parce qu'il n'y avait pas assez de traces isolées pour une calibration fiable. La méthode de calibration en 1994 a changé. Elle utilise les traces isolées dans la chambre à jets possédant une gerbe associée dans le calorimètre électromagnétique. A cause de cette différence les données de 1994 doivent être analysées séparément. Finalement, la moyenne des résultats pour les deux lots de données est obtenue. Les effets liés à cette différence de calibration sont décrits dans la section 3.5.2 sur les erreurs systématiques. Les données de 1995 ne sont pas incluses dans cette analyse car au cours de l'acquisition de ces données les TDC ont été réglés à 500 ps par canal au lieu de 50 ps par canal pour être compatibles avec le nouveau mode multi-paquet du LEP.

Une bonne trace doit avoir les caractéristiques suivantes: une impulsion transverse  $p_T$  par rapport à l'axe du faisceau supérieure à 0.15 GeV, une distance d'approche au point d'interaction inférieure à 5 cm dans le plan  $r - \phi$  ( $d_0$ ) et 25 cm suivant  $z$  ( $z_0$ ), et un minimum de 40 coups dans la chambre à jets.

$d_0$  représente le paramètre d'impact, c'est-à-dire la plus petite distance d'approche de

	Données 91-93	Données 94	Monte Carlo
Événements	1,797,453	1,682,059	3,922,703
Sélectionnés	1,513,983	1,450,000	3,499,337
Efficacité	$84.23 \pm 0.03\%$	$86.20 \pm 0.03\%$	$89.21 \pm 0.02\%$

TAB. 3.2 – Nombre d'événements multihadroniques après la sélection Tokyo utilisés pendant cette analyse est indiqué pour chaque lot d'événements. Le nombre d'événements sélectionnés pour cette analyse est indiqué au-dessous et sert à normaliser les taux de production à la section efficace multihadronique. L'efficacité de sélection d'événements est indiquée au-dessous.

la trace au vertex primaire de l'événement. Enfin ne sont considérées dans l'analyse en vitesse que les bonnes traces issues du vertex primaire ( $d_0 < 0.5$  cm), sauf dans le cas des traces issues de  $K^0$  et  $\Lambda^0$ , confirmées par un dépôt dans le calorimètre électromagnétique et dont l'extrapolation passe dans la partie sensible du TOF. Les deux TDC de la latte touchée doivent avoir répondu de manière à fournir une valeur de  $\beta$  pour la trace.

### 3.3 Sélection de traces issues de $K^0$ et $\Lambda^0$

Les traces issues des processus  $K^0 \rightarrow \pi\pi$  et  $\Lambda^0 \rightarrow p\pi$  seront utilisées dans la suite. Les  $K^0$  et  $\Lambda^0$  ont un temps de vie relativement long ( $c\tau=2.7$  et  $7.9$  cm respectivement) et ne se désintègrent donc pas au vertex primaire de l'événement. Pour sélectionner les particules créées par les désintégrations de  $K^0$  et  $\Lambda^0$ , il faut considérer toutes les paires de traces de charge opposée et rechercher les vertex déplacés. Le traitement de deux particules premièrement comme deux pions donne la masse invariante  $\pi\pi$ ,  $M_{\pi\pi}$ , et deuxièmement, comme un proton, pour la trace plus énergétique, et un pion donne la masse invariante  $p\pi$ ,  $M_{p\pi}$ . Pour les  $\Lambda^0$  étudiés, c'est toujours le proton qui est la trace plus énergétique. Enfin les  $K^0$  et  $\Lambda^0$  sont sélectionnées par des coupures sur  $M_{\pi\pi}$  et  $M_{p\pi}$ . Il est nécessaire de rejeter les paires satisfaisant les deux conditions d'être retenues à la fois en tant que  $K^0$  et  $\Lambda^0$  afin de purifier les lots de  $K^0$  et  $\Lambda^0$ . Un  $K^0$  sélectionné a une valeur de  $M_{\pi\pi}$  entre  $0.475$  GeV/ $c^2$  et  $0.520$  GeV/ $c^2$ , mais il n'a pas une masse  $M_{p\pi}$  entre  $1.09$  GeV/ $c^2$  et  $1.14$  GeV/ $c^2$ . Les coupures opposées sont appliquées pour un  $\Lambda^0$ . La coupure sur la masse invariante  $M_{ee}$  rejette les conversions de photons. Les coupures sont tabulées dans les tableaux 3.3 et 3.4.

Une coupure additionnelle est appliquée aux traces sur le  $\chi^2_{xy}$  de l'ajustement de la trace dans le plan transverse. Puis on impose des coupures sur la distance  $r$  entre les vertex originels et secondaires, sur l'angle  $\alpha$  entre la direction de l'impulsion du candidat  $K^0$  et la direction du vertex originel au secondaire, sur la distance  $d_z$  le long de l'axe du faisceau entre les deux traces au vertex secondaire.

Coupures appliquées aux traces
$p_T > 0.15 \text{ GeV}/c$ $N_{\text{points}} \geq 40$ $\chi_{xy}^2 < 50$ $d_0 > 0.3 \text{ cm}$
Coupures appliquées aux candidats $K^0$
$1 \text{ cm} < r < 50 \text{ cm}$ $\alpha < 2^\circ$ $d_z < 80 \text{ cm}$ $M_{ee}^{K^0} > 0.1 \text{ GeV}/c^2$ $M_{\pi\pi}^{K^0} \in [0.475 \text{ GeV}/c^2, 0.520 \text{ GeV}/c^2]$ $M_{p\pi}^{K^0} \notin [1.09 \text{ GeV}/c^2, 1.14 \text{ GeV}/c^2]$

TAB. 3.3 – Coupures appliquées aux candidats  $K^0$ .

## 3.4 Détermination de taux de production avec le TOF

### 3.4.1 Paramétrisation des pics de particules

Dans chaque domaine d'impulsion, les pics de pions, kaons et protons dans le spectre en vélocité sont paramétrisés par des double gaussiennes. En bon français, la double gaussienne est vraiment la somme de deux gaussiennes. La forme de la double gaussienne se trouve ci-dessous.

$$G_p(\beta; a_1, \sigma_1, \sigma_2, \beta_{\text{exp}}, f) = a_1 \left[ \frac{f}{\sqrt{2\pi}\sigma_1} \exp\left(-\frac{(\beta - \beta_{\text{exp}})^2}{2\sigma_1^2}\right) + \frac{1-f}{\sqrt{2\pi}\sigma_2} \exp\left(-\frac{(\beta - \beta_{\text{exp}})^2}{2\sigma_2^2}\right) \right] \quad (3.1)$$

$a_1$  est le coefficient de normalisation,  $f$  est la fraction des composantes exponentielles, et les  $\sigma_i$  sont les largeurs des gaussiennes. Les deux gaussiennes sont centrées à la même valeur moyenne  $\beta_{\text{exp}}$ , mais la déviation, ou  $\beta_{\text{shift}}$ , par rapport à la valeur théorique doit être mesurée.

$$\beta_{\text{exp}} = \beta_{\text{theor}} - \beta_{\text{shift}} \text{ avec } \beta_{\text{theor}} = \frac{p}{\sqrt{p^2 + m^2}} \quad (3.2)$$

où  $p$  est le centre du domaine d'impulsion. Pour chaque double gaussienne il y a 5 paramètres à ajuster:  $a_1$ ,  $\sigma_1$ ,  $\sigma_2/\sigma_1$ ,  $f$  et  $\beta_{\text{shift}}$  avec  $\sigma_2 > \sigma_1$ .

Bien que le pic de protons puisse être ajusté par une seule gaussienne sans beaucoup modifier les résultats, la double gaussienne est nécessaire pour le pic de pions car la deuxième gaussienne permet de mieux ajuster ce pic de particules. La double gaussienne est nécessaire pour ajuster le pic des  $\mu$  de 45 GeV.

### 3.4. DÉTERMINATION DE TAUX DE PRODUCTION AVEC LE TOF 75

Coupures appliquées aux traces
$p_T > 0.15 \text{ GeV}/c$ $\cos(\theta) < 0.96$ $N_{\text{points}} \geq 40$ $\chi_{xy}^2 < 50$ $d_0^p > 0.1 \text{ cm}$ $d_0^\pi > 0.3 \text{ cm}$
Coupures appliquées aux candidats $\Lambda^0$
$1 \text{ cm} < r < 50 \text{ cm}$ $\alpha < 2^\circ$ $d_z < 80 \text{ cm}$ $M_{ee}^{\Lambda^0} > 0.04 \text{ GeV}/c^2$ $M_{\pi\pi}^{\Lambda^0} \notin [0.475 \text{ GeV}/c^2, 0.520 \text{ GeV}/c^2]$ $M_{p\pi}^{\Lambda^0} \in [1.09 \text{ GeV}/c^2, 1.14 \text{ GeV}/c^2]$

TAB. 3.4 – Coupures appliquées aux candidats  $\Lambda^0$ .

#### 3.4.2 Paramétrisation du fond

Le fond dans les spectres en vélocité est formé de deux composants: un fond constant visible à petite vélocité et un fond de coups multiples dans une latte du TOF. Le fond constant est petit en général, et le problème principal provient du fond dû aux coups multiples. Quand une particule traverse une barre du TOF, la lumière de scintillation atteint les PM situés aux bouts de la barre. Le temps de vol mesuré est la moyenne entre les temps enregistrés dans les deux TDC pour une seule barre TOF plus une constante à déterminer pendant la calibration. Quand deux particules traversent la même barre presque simultanément, la lumière de scintillation arrivera à un des PM plus rapidement. Le TOF enregistrera donc un temps de vol plus court et la vélocité mesurée, liée à l'inverse de ce temps, sera plus élevée que la véritable vélocité. (Figure 3.1)

Les pions étant beaucoup plus nombreux que les protons et kaons, il est très probable qu'au moins une des particules à l'origine d'un coup multiple soit un pion. Le fond dû aux coups multiples est donc fortement corrélé au pic de pions ainsi que dans une moindre mesure aux autres pics. Pour ces raisons, le fond double-hits est paramétrisé sous la forme d'une convolution des pics de particules.

$$\text{fond}(\beta) = \int_0^\infty g(\beta - \beta') \text{pic}(\beta') d\beta' \quad (3.3)$$

où  $g(\beta - \beta')$  est une fonction de convolution inconnue dépendant de la distribution en temps du coup parasite.  $g$  est approximée par une constante et les limites de l'intégrale sont changées de  $[0, \infty]$  à  $[p1, p2]$ . Le premier paramètre,  $p1$ , est fixé à 0.1 et le deuxième,  $p2$ , est d'abord ajusté, puis fixé.

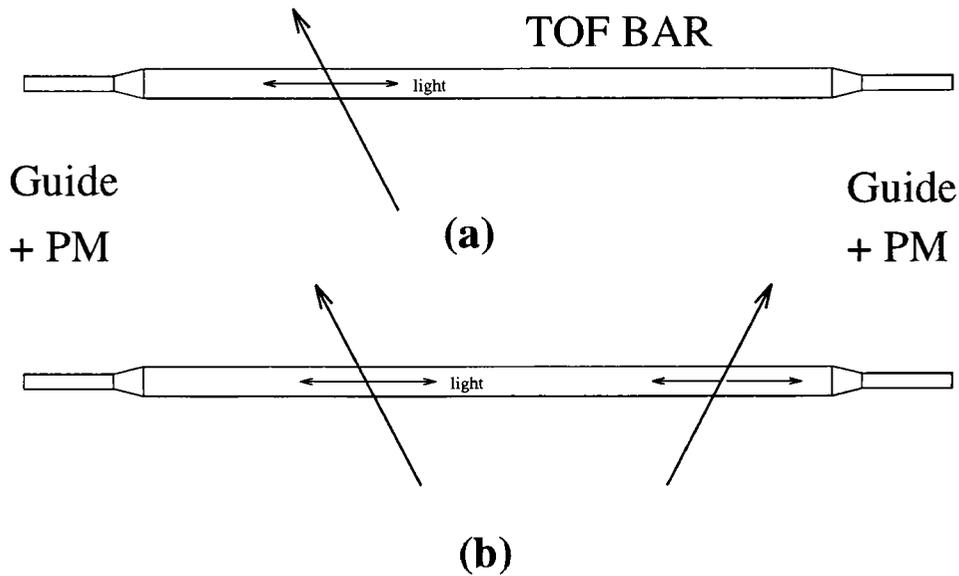


FIG. 3.1 – Coups dans une barre du TOF.

(a) Une seule particule chargée traversant une latte du TOF sans l'interférence d'une autre. La lumière dans la latte est envoyée aux deux extrémités et une mesure propre peut être faite pour le temps de vol.

(b) Deux particules arrivant dans la même barre simultanément. Le TOF peut enregistrer un seul temps qui sera diminué parce que de la lumière est produite plus proche du deuxième PM. Donc, la vitesse calculée sera plus élevée.

### 3.4.3 Ajustement des pics de particules dans les événements multihadroniques

Il y a 3 pics de particules à ajuster plus les paramètres du fond, soit donc 18 variables qui peuvent difficilement être toutes ajustées en même temps. Il vaut mieux ajuster un pic à chaque étape en utilisant les ensembles relativement purs de pions et protons. Cette méthode permet d'inspecter chaque pic séparément et de changer facilement les paramètres des double gaussiennes.

Dans la première étape les spectres de vitesse des pions de  $K^0$  sont ajustés et le résultat est utilisé pour paramétrer le pic de pions dans les étapes suivantes. Le fond dû aux coups multiples est ajusté par une convolution de ce pic. La valeur  $p_2$  est aussi fixée pendant cette étape. Les traces positives et négatives sont ajustées en même temps parce qu'aucune différence n'existe entre les  $\pi^+$  et  $\pi^-$  qui viennent de  $K^0$ . Dans toutes les étapes suivantes les traces positives sont analysées séparément des négatives. Cependant, dans ce texte, les particules mentionnées réfèrent aux particules et à leurs anti-particules à moins que ce ne soit spécifié autrement.

Pendant la deuxième étape les protons de  $\Lambda^0$  sont ajustés suivant la même procédure que pour les pions. Dans cette étape, il y a une contamination importante de pions dans l'échantillon de  $\Lambda^0$  et ce fond de pions est ajusté par la double gaussienne de la première

### 3.4. DÉTERMINATION DE TAUX DE PRODUCTION AVEC LE TOF 77

étape. Le fond de coups multiples est ajusté par une convolution des deux pics. Des exemples des deux premières étapes sont illustrés dans les figures 3.2 et 3.3 dans le domaine d'impulsion  $0.9 < p < 1.0$  GeV/c.

La troisième étape est la partie la plus arbitraire de l'analyse parce que nous ne disposons pas de lot de kaons. Les valeurs de  $\sigma_2/\sigma_1$  et  $f$  trouvées pour les pions et la moyenne des valeurs de  $\sigma_1$  trouvées pour les pions et protons permettent de créer la forme de la double gaussienne pour les kaons. Les études utilisant le lot d'événements Monte Carlo montre que cette option donne des résultats raisonnables pour les protons. Elle permet pourtant au pic de kaons de chevaucher peut-être trop le pic de protons, diminuant de cette façon le nombre de protons détectés. Il y a donc une incertitude inhérente parce qu'il n'y a aucune façon de mesurer le pic de kaons.

Un ajustement linéaire de la déviation  $\beta_{\text{shift}}$  pour les pions et protons en fonction de  $\beta$  (montré sur la figure 3.4) permet d'extrapoler les valeurs de  $\beta_{\text{shift}}$  pour les kaons. Les valeurs obtenues sont indiquées dans le tableau 3.5.

	$a_0$	$a_1$
Données 1994		
traces positives	$.0729 \pm .0026$	$-.0622 \pm .0027$
traces négatives	$.0632 \pm .0034$	$-.0525 \pm .0035$
Données 1991-93		
traces positives	$.0965 \pm .0026$	$-.1043 \pm .0027$
traces négatives	$.0816 \pm .0037$	$-.0893 \pm .0038$

TAB. 3.5 – Valeurs obtenues par les ajustements linéaires sur les déviations en  $\beta$  en fonction de  $\beta$ .  $\beta_{\text{shift}} = a_0 + a_1 * \beta$ .

La quatrième et dernière étape ajuste le nombre de particules:  $\pi$ , K, et p, et aussi le fond. Un exemple se trouve sur la figure 3.5. Le nombre de protons et celui de pions sont ensuite convertis en des taux de production. Les problèmes associés avec chaque étape sont expliqués dans la section 3.5 sur les erreurs systématiques.

#### 3.4.4 Efficacités

Les coupures pour la sélection de bonnes traces sélectionnent à peu près 90% des protons et 85% des antiprotons. Après la coupure stricte sur le vertex primaire 75% des bonnes traces restent. 89% d'entre elles atteignent le calorimètre électromagnétique et sont dans l'acceptance géométrique du TOF. Les efficacités pour ces coupures doivent être déterminées avec la simulation Monte Carlo et sont multipliées pour obtenir l'efficacité de sélection de traces montrée dans la figure 3.12(a). Dans cette analyse, la moyenne entre les protons et les antiprotons est utilisée.

Au contraire, l'efficacité du TOF est déterminée avec les lots de données à partir des protons de  $\Lambda^0$ . De l'ajustement dans la deuxième étape vient le nombre de protons de  $\Lambda^0$  identifiés par le TOF. Le spectre de masse  $p\pi$  par intervalle d'impulsion du proton

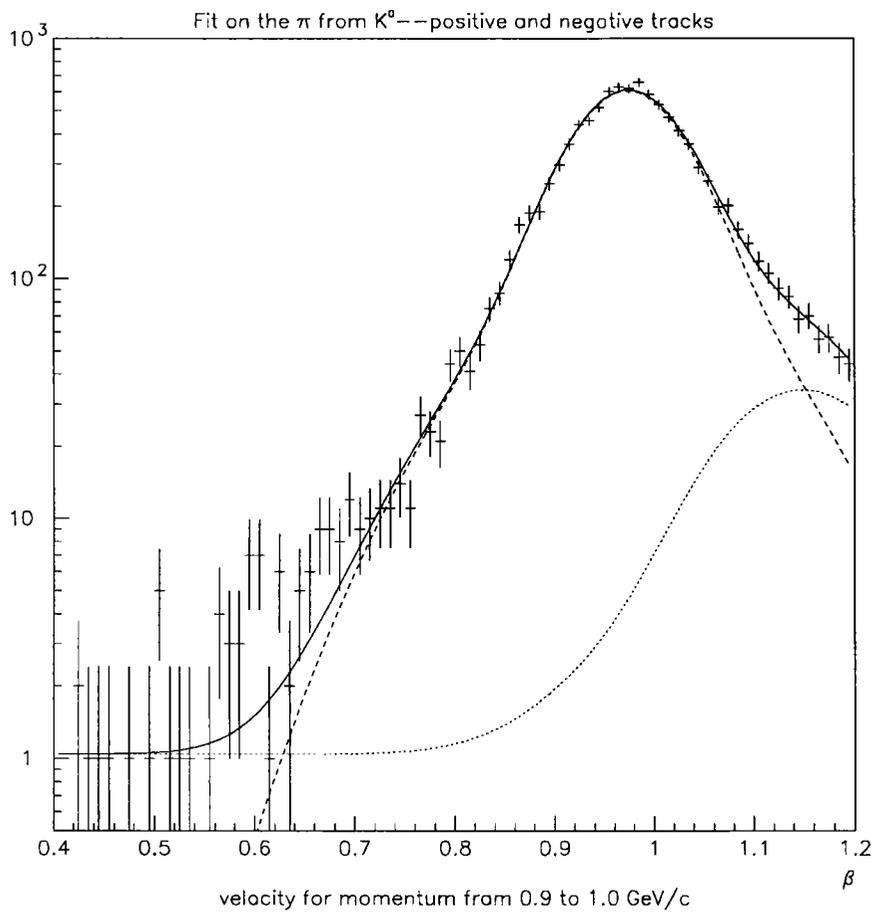


FIG. 3.2 – Ajustement de la distribution en vélocité des  $\pi$  issus de  $K^0$ . La courbe continue représente l'ajustement du spectre total, constitué des traces  $K^0 \rightarrow \pi^+\pi^-$  et du fond, la double gaussienne en tirets la contribution de  $\pi$  de  $K^0$  uniquement, et celle en pointillés celle du fond uniquement. Pour cette étape, les traces négatives et positives sont considérées en même temps.

### 3.4. DÉTERMINATION DE TAUX DE PRODUCTION AVEC LE TOF 79

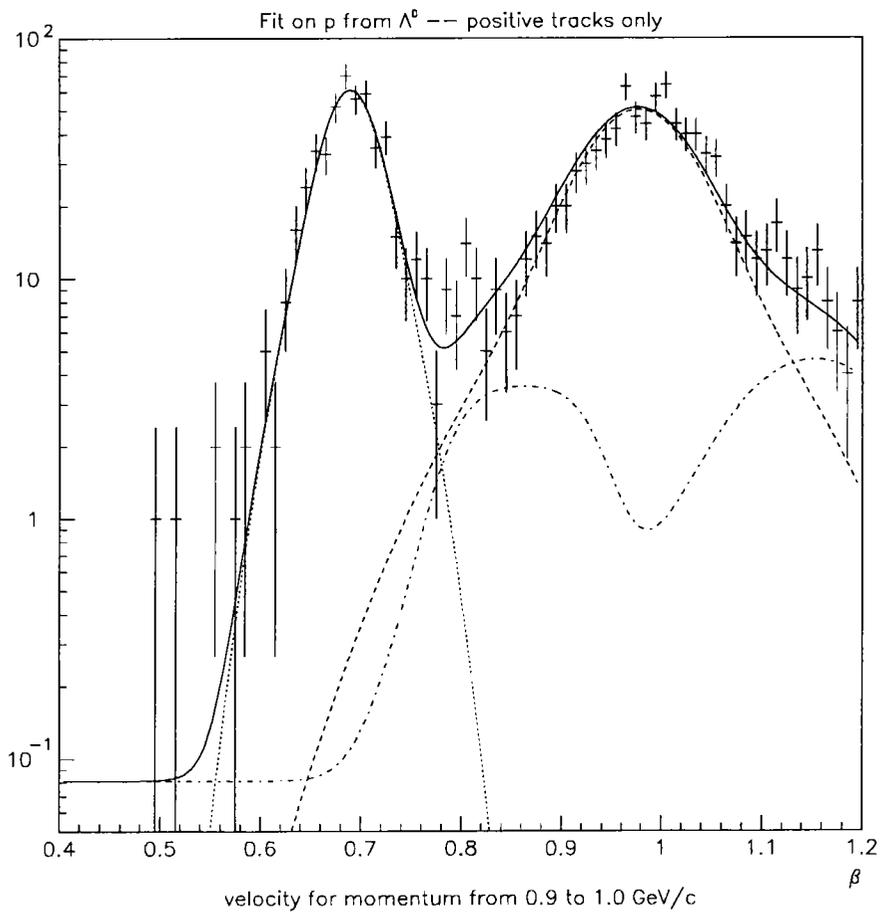


FIG. 3.3 – Ajustement de la distribution en vitesse des protons issus de  $\Lambda^0$  par une double gaussienne. La courbe continue représente l'ajustement du spectre total, constitué des traces  $\Lambda^0 \rightarrow p\pi$  et du fond. La courbe en tirets représente la contribution de  $\pi$  uniquement, celle en pointillés celle de protons de  $\Lambda^0$ , la ligne en pointillés et en tirets celle du fond. Pour cette étape, les traces positives et négatives sont ajustées séparément.

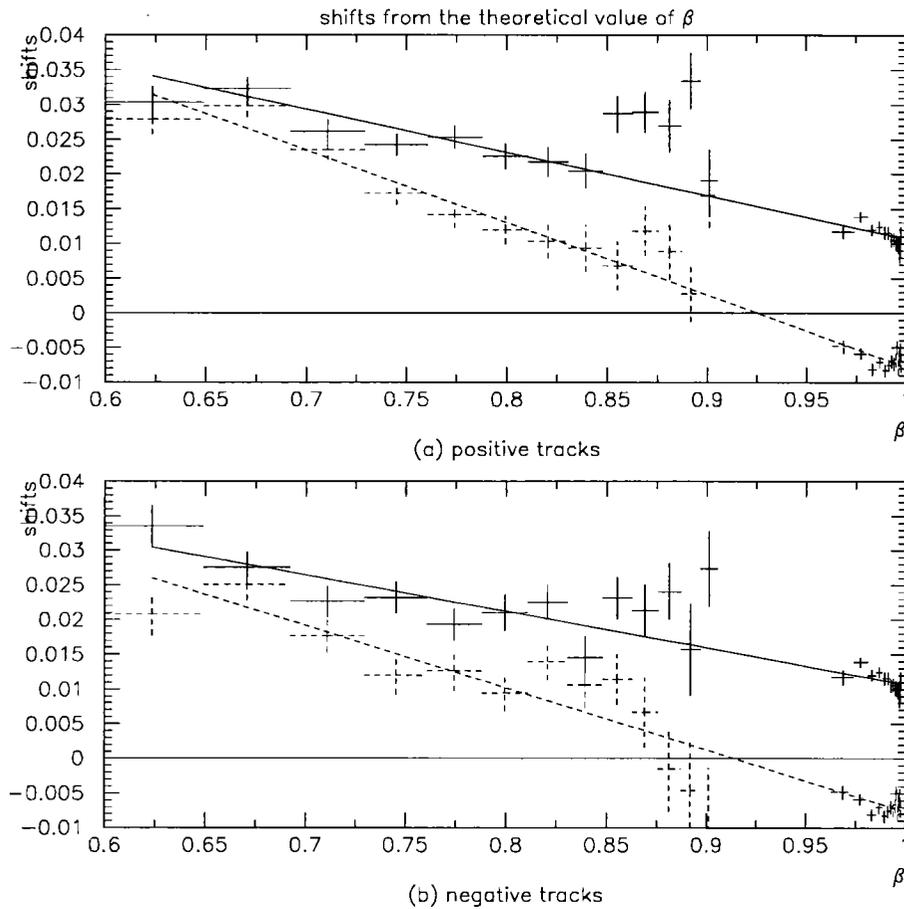


FIG. 3.4 – Déviations des centres des pics de protons et pions présentés en fonction de la valeur théorique  $\beta_{\text{theor}}$ . La figure (a) montre les valeurs pour les traces positives tandis que la figure (b) les montre pour les traces négatives. La valeur théorique de  $\beta$  pour les protons est inférieure à 0.9 pour le domaine d'impulsion de cette analyse tandis que  $\beta$  pour les pions est supérieure à 0.95. La courbe continue (au-dessus) est l'ajustement sur les données prises en 1994 et la courbe en tirets (au-dessous) est celui pour les données prises de 1991 à 1993. Ces ajustements permettent d'extrapoler les déviations pour les kaons.

### 3.4. DÉTERMINATION DE TAUX DE PRODUCTION AVEC LE TOF 81

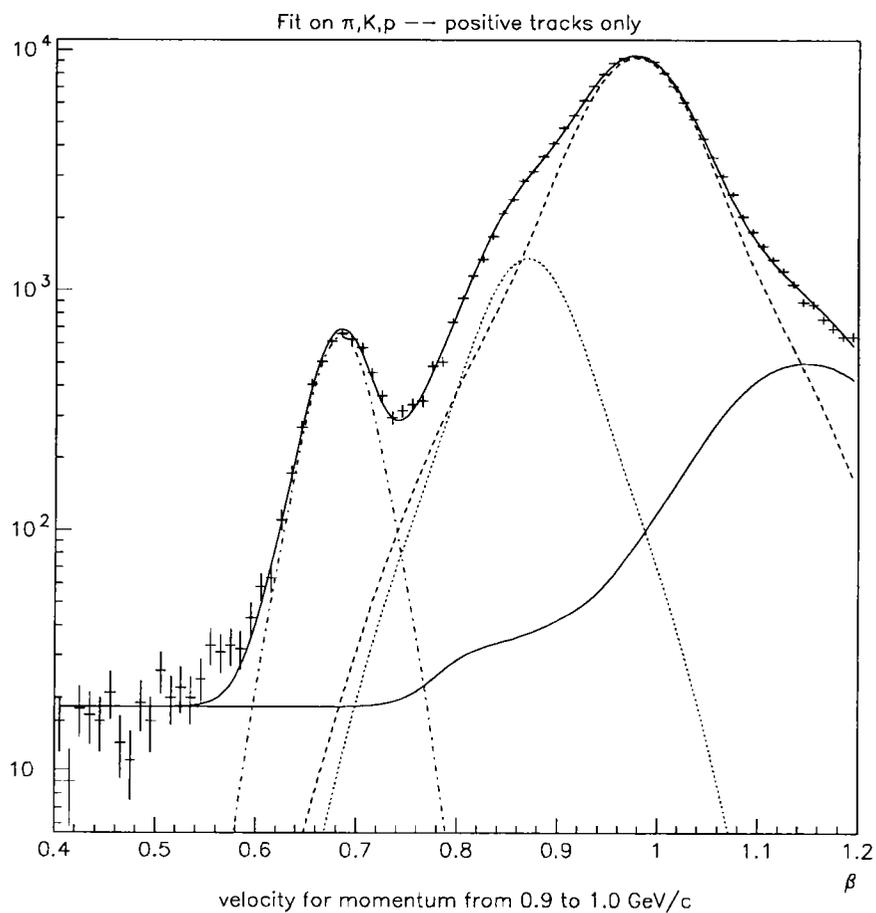


FIG. 3.5 – Ajustement d'un spectre total de vélocité, comprenant les composants dues aux  $\pi$ ,  $K$ , et  $p$  et au fond. La courbe continue représente l'ajustement du spectre total, la courbe en tirets la contribution des pions uniquement, celle en pointillés celle des kaons uniquement, et celle en tirets et en tirets celle des protons uniquement. La deuxième courbe continue représente celle du fond. Pour cette étape, les traces positives et négatives sont ajustées séparément.

donne le nombre de  $\Lambda^0$  ayant un proton avec une certaine impulsion qui atteint le TOF. L'efficacité du TOF est le nombre de protons de  $\Lambda^0$  détectés dans le spectre de vélocité divisé par le nombre de protons de  $\Lambda^0$  détectés dans le spectre de masse  $p\pi$ . Ces efficacités sont représentées sur les figures 3.12(b) and (c). L'efficacité du TOF multipliée par les efficacités de sélection de traces donne l'efficacité totale utilisée pour calculer les taux de production. Les efficacités totales de l'ordre de 20% sont indiquées sur la figure 3.13.

Plusieurs ajustements sur le spectre de masse  $p\pi$  donnent des résultats extrêmement différents. Une distribution de Breit-Wigner n'ajuste pas bien la largeur du pic. Par conséquent, elle surestime considérablement le nombre de  $\Lambda^0$  à basse impulsion et le sous-estime à haute impulsion. La paramétrisation par une double gaussienne ajuste bien le spectre de masse des vrais lambdas du Monte Carlo. Pourtant, quand on ajuste le spectre de masse avec le fond, on trouve une deuxième gaussienne trop large qui surestime le nombre de  $\Lambda^0$ . Le Monte Carlo reproduit bien les spectres de masse des données signal plus fond. La méthode finale utilise donc les formes des double gaussienne trouvées avec les vrais lambdas sans aucun fond de Monte Carlo pour les ajustements sur les spectres avec le fond pour les données et le Monte Carlo. Un exemple est montré sur la figure 3.6. Les données offrent des résultats similaires au Monte Carlo.

$$\varepsilon_{\text{TOF}}^p = \frac{N_{p(\Lambda^0)}(\text{détectés dans le spectre de } \beta)}{N_{p(\Lambda^0)}(\text{détectés dans le spectre de masse } p\pi)} \quad (3.4)$$

$$\varepsilon_{\text{tot}}^p = \varepsilon_{\text{TOF}}^p \varepsilon_{\text{traces}}^p \quad (3.5)$$

Pour les mesures de  $dE/dx$  à basse impulsion (moins de 1.4 GeV/c), le taux inclusif était estimé avec les traces négatives uniquement et puis doublé pour obtenir le taux total. Le programme de simulation du détecteur décrit bien les traces négatives mais pas les traces positives à basse impulsion à cause de la simulation imprécise d'interactions nucléaires. Cette analyse de l'efficacité du TOF trouvée avec le Monte Carlo démontre l'opposé et sous-estime le nombre d'antiprotons mais donne de bons résultats pour les protons.

Les efficacités sur les pions sont représentées sur les figures 3.19 et 3.20. Les pions de  $K^0$  sont regroupés dans les spectres en vélocité comme décrit précédemment pour la première étape. De la même manière que pour les protons de  $\Lambda^0$ , le spectre de masse  $\pi^+\pi^-$  par intervalle d'impulsion des pions détermine le nombre de  $\pi(K^0)$  qui atteignent le TOF avec une certaine impulsion. Chaque pion de la désintégration d'un  $K^0$  doit être traité séparément et il est possible d'utiliser la même masse  $\pi^+\pi^-$  dans deux domaines d'impulsion. L'efficacité du TOF pour les pions est le nombre de pions de  $K^0$  détectés dans le spectre en vélocité divisé par le nombre de  $\pi$  de  $K^0$  détectés dans le spectre de masse  $\pi^+\pi^-$ .

Pour les pions de  $K^0$ , le fond est petit en comparaison du signal, représentant 5% à 10% du nombre total de candidats, comme indiqué dans les événements Monte Carlo sur la figure 3.7. Le pic est difficile à ajuster avec des double gaussiennes à cause des queues de distributions, et une Breit-Wigner ne reproduit pas bien la forme. Le nombre total de candidats dans le spectre de masse  $\pi^+\pi^-$  sans aucune correction est utilisé pour le nombre de  $K^0$  dont un pion atteint le TOF avec une certaine impulsion et le nombre total

### 3.4. DÉTERMINATION DE TAUX DE PRODUCTION AVEC LE TOF 83

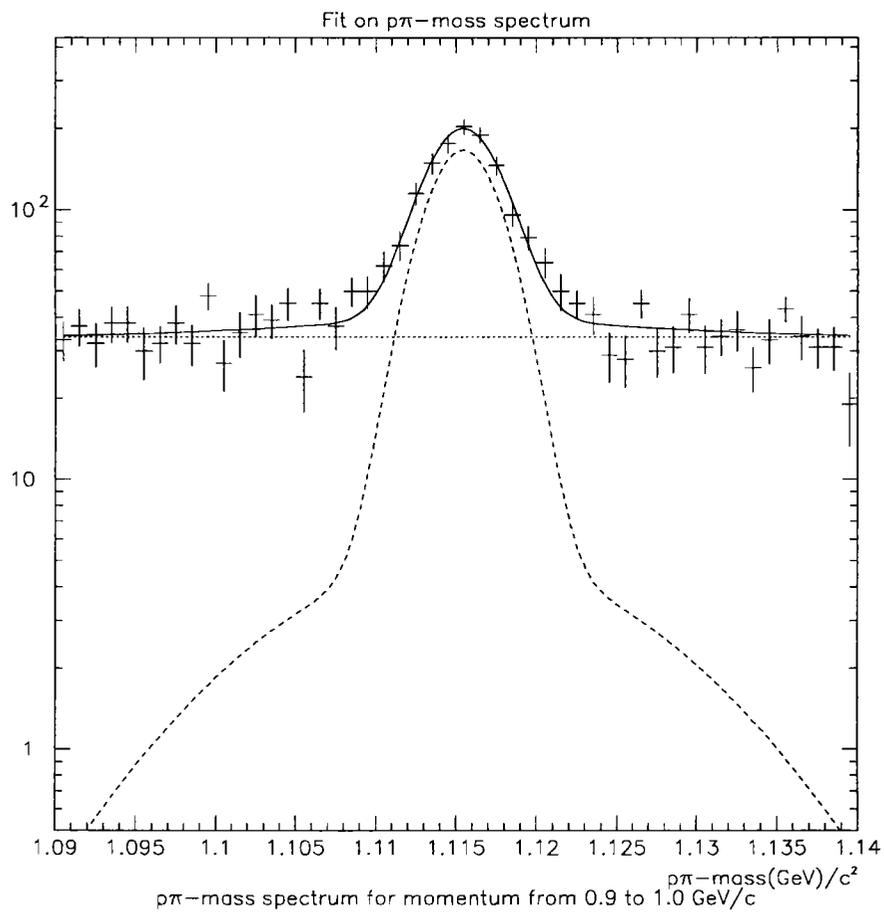


FIG. 3.6 – Ajustement sur la masse de lambdas dont le proton a une impulsion entre 0.9 à 1.0 GeV/c. La courbe continue représente l'ajustement total. La courbe en tirets représente la contribution uniquement des lambdas et celle en pointillée la contribution uniquement du fond.

de  $\pi^\pm$  de  $K^0$  détectés par le TOF est utilisé sans aucune correction pour la contamination. Cela suppose que l'efficacité du TOF est à peu près la même pour les traces des faux  $K^0$  que pour celles des vrais. Pour la détermination de l'efficacité, les  $\pi^+$  et  $\pi^-$  sont traités ensemble.

$$\varepsilon_{TOF}^\pi = \frac{N_{\pi(K^0)}(\text{détectés dans le spectre de } \beta)}{N_{\pi(K^0)}(\text{détectés dans le spectre de masse } \pi^+\pi^-)} \quad (3.6)$$

$$\varepsilon_{tot}^\pi = \varepsilon_{TOF}^\pi \varepsilon_{traces}^\pi \quad (3.7)$$

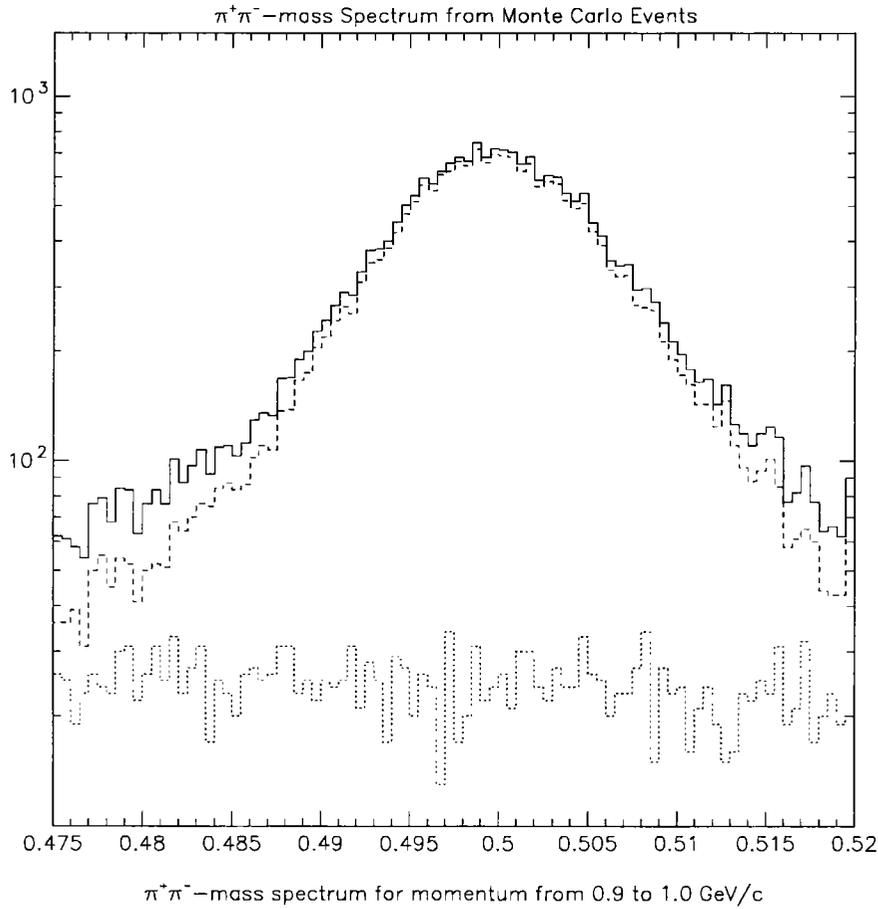


FIG. 3.7 – Spectre en masse de  $K^0$  dont l'un des pions a une impulsion entre 0.9 à 1.0 GeV/c. La courbe continue incorpore le signal (les vrais  $K^0$ ) plus le fond. La courbe en tirets représente la contribution de vrais  $K^0$  uniquement et celle en pointillés la contribution du fond uniquement. Le fond est petit en comparaison avec le signal et de ce fait est difficilement séparable.

### 3.4.5 Taux de production

Le nombre de protons produits,  $N_p^{\text{produits}}$  est le nombre de protons détectés,  $N_p^{\text{détectés}}$  sur l'efficacité totale,  $\varepsilon_{\text{total}}^p$ , qui elle-même est un produit de toutes les efficacités. Le taux normalisé,  $\frac{1}{\sigma_{\text{had}}} \frac{d\sigma^p}{dp}$ , est le nombre de protons produits divisé par le nombre d'événements multihadroniques sélectionnés dans ce lot particulier de données,  $N_{\text{MH}}$ , indiqué dans le tableau 3.2.

$$N_p^{\text{produits}} = \frac{N_p^{\text{détectés}}}{\varepsilon_{\text{total}}} \text{ et } \frac{1}{\sigma_{\text{had}}} \frac{d\sigma^p}{dp} = \frac{N_p^{\text{produits}}}{N_{\text{MH}}} \quad (3.8)$$

Un facteur,  $g_\pi$ , montrée sur la figure 3.21, corrige de la contamination de leptons sous le pic de pions. Il est trouvé avec le Monte Carlo. Le nombre de pions produits,  $N_\pi^{\text{produits}}$  est le nombre corrigé de pions détectés,  $g_\pi N_\pi^{\text{détectés}}$  sur l'efficacité totale,  $\varepsilon_{\text{total}}^\pi$ . Le taux normalisé,  $\frac{1}{\sigma_{\text{had}}} \frac{d\sigma^\pi}{dp}$ , est le nombre de pions produits divisé par le nombre d'événements multihadroniques dans ce lot de données,  $N_{\text{MH}}$ .

$$g_\pi = \frac{N_{\pi^\pm}}{N_{\pi^\pm} + N_{e^\pm} + N_{\mu^\pm}} \quad (3.9)$$

$$N_\pi^{\text{produits}} = \frac{g_\pi N_\pi^{\text{détectés}}}{\varepsilon_{\text{total}}^\pi} \text{ et } \frac{1}{\sigma_{\text{had}}} \frac{d\sigma^\pi}{dp} = \frac{N_\pi^{\text{produits}}}{N_{\text{MH}}} \quad (3.10)$$

### 3.4.6 Correction à l'efficacité de sélection

Dans le domaine d'impulsion  $0.5 < |p| < 2.0$  GeV/c, l'efficacité de sélection de traces (tous types confondus) pour chaque lot de données dévie du Monte Carlo. Comme le Monte Carlo fournit l'efficacité de sélection de pions et de protons, un autre facteur est nécessaire pour corriger la différence. D'abord, tous les traces dans ce domaine sont comptées pour chaque lot. Ces coupures sont définies dans la section 3.2. Le nombre de traces atteignant le TOF est divisé par le nombre de bonnes traces détectées dans la chambre à jets pour obtenir l'efficacité de sélection de traces sur chaque lot. Le facteur correctif,  $F_c$ , est cette efficacité trouvée avec un lot de données divisée par celle trouvée avec le Monte Carlo. Le facteur correctif pour chaque domaine d'impulsion est calculé de la même manière. Les résultats sur l'ensemble du domaine d'impulsion sont montrés dans le tableau 3.6 tandis que les facteurs pour les domaines individuels sont montrés sur la figure 3.8.

Comme il est illustré dans la tableau 3.6, l'efficacité de sélection de traces,  $\varepsilon$ , est manifestement plus grande pour les données 94 que pour celles 91-93. En fait,

$$\frac{\varepsilon_{91-93}}{\varepsilon_{94}} = 0.905 \quad (3.11)$$

Ce facteur affecte fortement les efficacités trouvées pour les données 91-93 et donc affecte fortement les taux de production. Mais, ce facteur ne peut pas être appliqué globalement sur le domaine d'impulsion. D'après la figure 3.8, le facteur entre les données 91-93 et 94 est à peu près constant pour une impulsion de plus de 1.0 GeV/c, mais il diminue en-dessous. Les améliorations au détecteur central explique l'efficacité élevée en 1994,

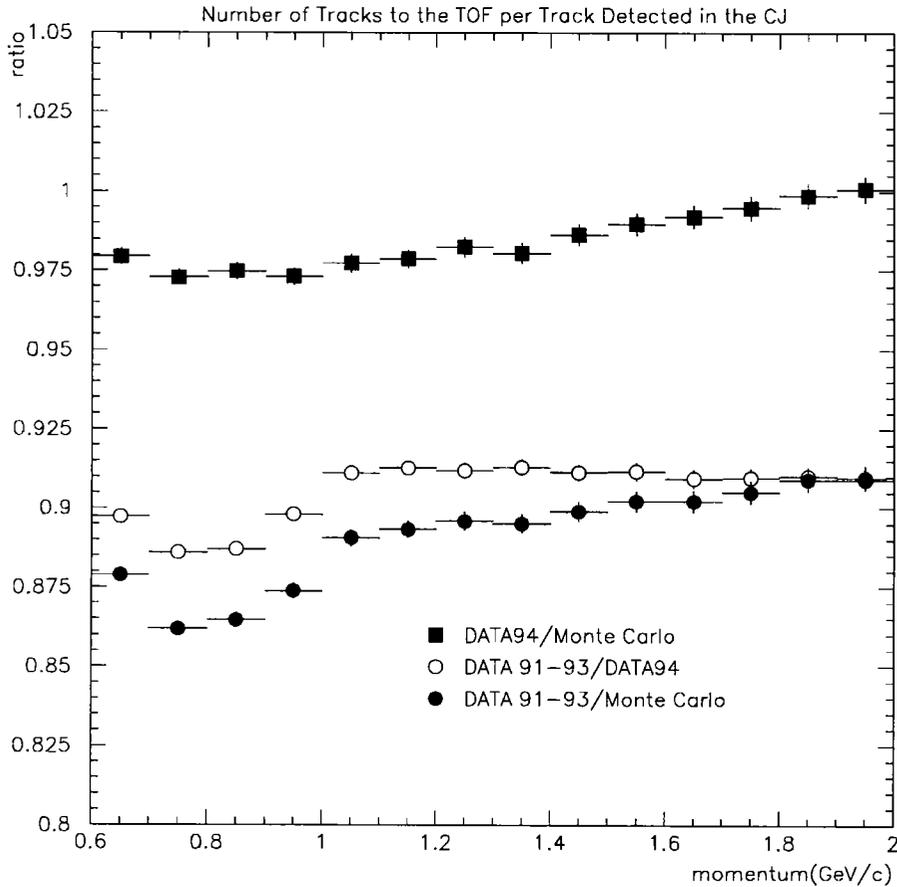


FIG. 3.8 – *Efficacité de sélection de traces est le nombre de traces qui atteignent le TOF divisé par le nombre de bonnes traces détectées dans la chambre à jets. Les ronds blancs montrent le rapport de l'efficacité des données 91-93 sur celle des données 94 et ce rapport est relativement constant après 1 GeV/c. Les ronds noirs représentent le rapport entre les données 91-93 et le Monte Carlo et les carrés noirs celui entre les données 94 et le Monte Carlo. Les rapports avec le Monte Carlo est  $F_c$ , le facteur correctif à l'efficacité de sélection de traces.*

### 3.4. DÉTERMINATION DE TAUX DE PRODUCTION AVEC LE TOF 87

	Monte Carlo	DATA 94	DATA 91-93
Traces détectées dans CJ par événement	8.68	8.44	8.36
Traces atteignant le TOF par événement	5.17	4.96	4.45
Efficacité de sélection: traces au TOF par trace détectée dans CJ	0.596	0.589	0.533
Facteur correctif, $F_c$	1.00	0.988	0.894

TAB. 3.6 – Nombre de traces par événement multihadronique après chaque coupure dans le domaine d'impulsion de 0.5 à 2.0 GeV/c. Les résultats pour les domaines individuels ont montrés sur la figure 3.8.

mais il n'y a pas encore une explication pour le comportement au-dessous de 1.0 GeV/c. D'ailleurs, pour appliquer convenablement cette correction, la comparaison avec le Monte Carlo doit être utilisée. Le facteur entre les données 94 et le Monte Carlo est environ 1.0 tandis que celui entre les données 91-93 et les Monte Carlo est environ 0.9. La correction est appliquée de la manière suivante aux efficacités et aux sections efficaces pour les pions et les protons.

$$\varepsilon_{\text{traces}} \rightarrow \varepsilon'_{\text{traces}} = F_c \varepsilon_{\text{traces}} \quad (3.12)$$

$$\varepsilon_{\text{total}} = \varepsilon_{\text{traces}} \varepsilon_{\text{TOF}} \rightarrow \varepsilon'_{\text{total}} = F_c \varepsilon_{\text{traces}} \varepsilon_{\text{TOF}} = F_c \varepsilon_{\text{total}} \quad (3.13)$$

$$\frac{1}{\sigma_{\text{had}}} \frac{d\sigma}{dp} = \frac{N^{\text{detectes}}}{N_{\text{MH}} \varepsilon_{\text{total}}} \rightarrow \left( \frac{1}{\sigma_{\text{had}}} \frac{d\sigma}{dp} \right)' = \frac{N^{\text{detectes}}}{N_{\text{MH}} F_c \varepsilon_{\text{total}}} = \frac{1}{F_c} \frac{1}{\sigma_{\text{had}}} \frac{d\sigma}{dp} \quad (3.14)$$

#### 3.4.7 Efficacité d'isolement

Des traces isolées sont utilisées dans la section 3.5.4. La condition d'isolement est la présence d'une seule trace dans une barre du TOF et d'un seul amas associé à cette trace dans le calorimètre électromagnétique dans l'acceptance de la barre du TOF touchée et des deux barres voisines. Il faut donc déterminer l'efficacité d'isolement. Au lieu de calculer l'efficacité du TOF et celle d'isolement séparément, l'analyse mesure les deux simultanément. L'efficacité combinée du TOF et d'isolement pour les protons est le nombre

de protons isolés de  $\Lambda^0$  détectés dans le spectre en vélocité divisé par le nombre de tous les protons de  $\Lambda^0$  détectés dans le spectre de masse  $p\pi$ . L'efficacité combinée pour les pions est le nombre de pions isolés de  $K^0$  détectés dans le spectre en vélocité divisé par le nombre de tous les  $\pi(K^0)$  détectés dans le spectre de masse  $\pi^+\pi^-$ . Le nombre de particules du spectre de masse est le même que celui utilisé pour les traces sans aucune condition d'isolement.

Cette méthode ne prend pas en compte la différence de l'efficacité d'isolement entre les protons de lambdas et tous les protons en général. Un facteur supplémentaire doit corriger cette différence. Le facteur,  $f_{IS}$ , est paramétrisé comme  $f_{IS} = a_0 + a_1 * p$  où  $p$  est l'impulsion. Le Monte Carlo fournit ces valeurs de  $a_0$  and  $a_1$ , indiquées dans le tableau 3.7 pour les protons.

	$a_0$	$a_1$
$p(\Lambda)$ sur tous les protons	1.035	-0.06652
$\bar{p}(\bar{\Lambda})$ sur tous les antiprotons	0.9984	-0.04121

TAB. 3.7 – Efficacité d'isolement des protons de  $\Lambda^0$  divisé par celle de tous les protons.  $f_{IS}(= a_0 + a_1 * p)$  est le facteur correctif pour les protons.

Pour les protons isolés, ce changement n'affecte guère les efficacités totales et les taux totaux. Il entre dans les équations comme indiqué ci-dessous.

$$\varepsilon_{total}^{IS} \rightarrow \varepsilon_{total}^{IS'} = (F_c \varepsilon_{traces}) \left( \frac{\varepsilon_{p(\Lambda^0)}^{isolement}}{f_{IS}} \right) \varepsilon_{TOF} \quad (3.15)$$

$$\frac{1}{\sigma_{had}} \frac{d\sigma}{dp} \rightarrow \left( \frac{1}{\sigma_{had}} \frac{d\sigma}{dp} \right)' = \frac{f_{IS} N_p^{detectees}}{N_{MH} F_c \varepsilon_{total}} = \frac{f_{IS}}{F_c} \frac{1}{\sigma_{had}} \frac{d\sigma}{dp} \quad (3.16)$$

Avec ou sans la condition d'isolement, l'hypothèse que les protons et  $p(\Lambda^0)$  ont la même efficacité est proche de la vérité du Monte Carlo et une petite correction est appliquée à cause de la condition d'isolement. Pour les pions issus ou non de  $K^0$  cette hypothèse n'est vérifié qu'en absence de critère d'isolement. Si l'on demande ce dernier critère, l'hypothèse n'est plus valide comme le montre la figure 3.25, où l'on observe une grande différence entre les efficacités combinées d'isolement et du TOF pour les pions isolés et les  $\pi$  de  $K^0$  isolés. Le facteur correctif,  $f_{IS}^\pi$ , dans le deuxième graphe de la figure 3.25 diminue les taux de production pour les pions isolés.

## 3.5 Erreurs systématiques

Les erreurs systématiques viennent des ajustements, plus spécifiquement des formes et des valeurs centrales de tous les pics. Deux autres sources d'erreurs viennent des différences de calibration des données pour les lots de 1994 et de 1991 à 1993 et la méthode de détermination des efficacités. La paramétrisation du fond dû aux coups multiples est vérifiée en analysant les particules isolées. Les sources d'erreurs sont décrites dans les sections suivantes et toutes les erreurs systématiques relatives des taux de production  $p\bar{p}$  sont données dans les tableaux 3.11 à 3.13 de la section 3.6 avec les résultats sur les protons. Les résultats correspondant sur les pions sont données dans les tableaux 3.16 à 3.18 de la section 3.7.

### 3.5.1 Valeur centrale et forme des pics

	Année	1994	1991-93
$\pi(K^0)$	$\sigma_2/\sigma_1$	2.1	2.1
	p2	0.25	0.25
$p(\Lambda^0)$	$\sigma_2/\sigma_1$	1.7	1.8
	f	0.5	0.5
	$\Delta\beta_\pi$	-0.004	-0.004
	$\Delta\beta_p$	+0.004	+0.004

TAB. 3.8 – Paramètres fixés pour assurer les meilleurs ajustements.

L'incertitude dans le placement des pics et la forme de la double gaussienne cause des problèmes sérieux dans les ajustements spécialement à haute impulsion. (Figure 3.9) Un proton d'impulsion inférieure à 0.8 GeV/c perd la plupart de son énergie dans la bobine sans jamais atteindre le TOF. A basse impulsion ( $0.8 < p < 0.9$ ), les protons ont un  $\beta$  très différent de ceux des pions et des kaons. Dans ce domaine d'impulsion il est très facile de séparer les particules et le nombre de protons a de petites erreurs systématiques. Comme l'impulsion du proton augmente, son  $\beta$  augmente jusqu'au point où les pics des  $\pi^\pm$ ,  $K^\pm$ , et  $p\bar{p}$  dans les spectres en vitesse se chevauchent. Un proton d'impulsion supérieure à 1.8 GeV/c a un  $\beta$  très similaire à ceux des pions et kaons. Dans les spectres de vitesse pour un domaine d'impulsion supérieure à 1.8 GeV/c, il est impossible de séparer les pics proprement. Les erreurs systématiques augmentent comme l'impulsion. C'est vrai pour les traces positives et négatives et pour n'importe quel lot de données.

Pour les erreurs systématiques dues à  $\beta_{\text{shift}}$  et à la forme du pic respectivement, deux limites raisonnables et deux formes légitimes sont choisies pour chaque pic. Dans chaque cas les erreurs systématiques sont calculées comme la moitié de la différence entre les résultats obtenus.

Parce que les pics des pions sont trouvés en utilisant les pions de  $K^0$ , des ajustements à ce pic deviennent nécessaires pour corriger les différences. A cause du temps moyen de

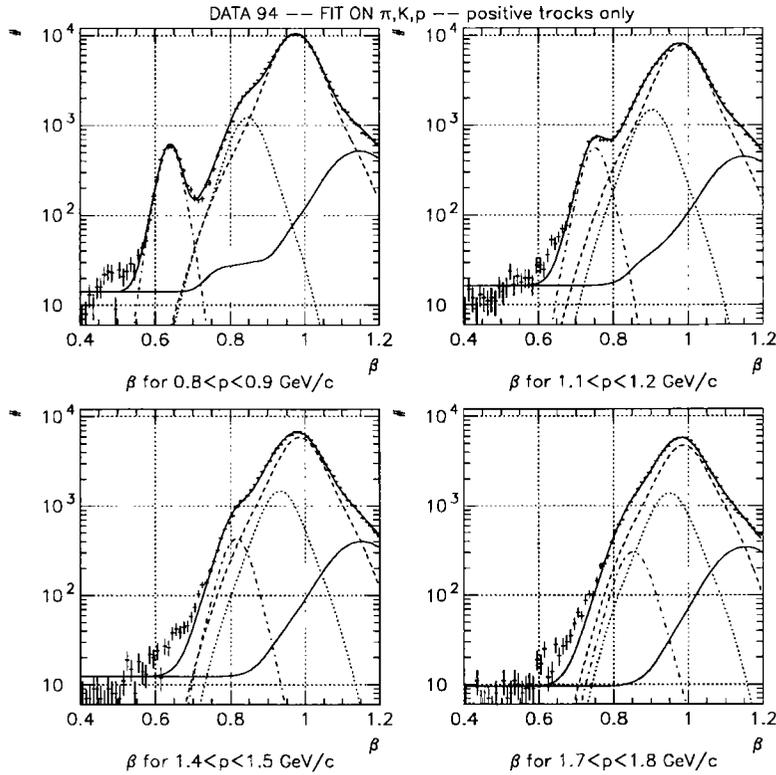


FIG. 3.9 – Ajustements des spectres de vitesse comprenant les composantes dues aux  $\pi$ ,  $K$ , et  $p$  et au fond pour plusieurs domaines d'impulsion. Dans chaque graphe, la courbe continue représente l'ajustement du spectre total, la courbe en tirets la contribution des pions uniquement, celle en pointillés celle des kaons uniquement, et celle en tirets et en tirets celle des protons uniquement. La deuxième courbe continue (au-dessous des pics) représente celle du fond. Pour cette étape, les traces positives et négatives sont ajustées séparément.

désintégration des  $K^0$ , il faut déplacer le pic de pions à droite (vitesse augmentée) par 0.004 par rapport au  $\beta_{\text{shift}}$  trouvé pour les pions de kaons neutres. Ce décalage artificiel est varié de 0.0 à 0.008 pour vérifier la sensibilité des résultats à cette source d'erreur systématique. Cette erreur sur les taux de production de  $p\bar{p}$  est de moins de 1% à basse impulsion et de 2% à haute impulsion. Les taux de production de pions sont plus sensibles à ce décalage et l'erreur systématique augmente de moins de 1% à basse impulsion jusqu'à 11% à haute impulsion.

De même, la largeur trouvée avec les  $\pi$  de  $K^0$  est trop grande pour le pic contenant tous les pions et elle doit être réduite ou le pic des pions éliminera les deux autres pics. La justification physique provient du fait que le du fond dû aux coups multiples est différent pour les pions et les pions de  $K^0$  parce que ce problème n'apparaît pas pour les pions de  $K^0$  isolés où le fond est très diminué.

Dans le premier essai avec chaque lot de données, le rapport  $(\sigma_2/\sigma_1)_\pi$  est mis à 2.1, et  $f_\pi$  laissé libre mais pour observer l'effet de la forme du pic de pions sur les résultats, le facteur  $f_\pi$  est mis à 0.5 dans un essai suivant. Par conséquence,  $\sigma_1$  est ajusté pour compenser la différence et garder la même largeur à mi-hauteur. Cet ajustement apporte une erreur d'environ 2% pour les taux de protons dans tous les domaines d'impulsion, et l'erreur est négligeable (moins de 1%) pour les pions.

Les changements dans la forme du pic de protons n'affecte guère le nombre de protons et de pions détectés avec moins de 1% comme erreur pour tous les domaines d'impulsion. Pour les données prises en 1994, le rapport  $(\sigma_2/\sigma_1)_p$  est mis à 1.7 et le facteur  $f_p$  à 0.5 pendant le premier essai. Quand ils sont fixés à 2.3 et à 0.9 respectivement, les taux finaux ne changent guère. Les données 1991-93 montre un effet similaire quand on change les paramètres  $(\sigma_2/\sigma_1)_p$  de 1.8 à 2.1 et  $f_p$  de 0.5 à 0.9. Tant que la largeur du pic est raisonnable, l'ajustement produit des résultats raisonnables.

Cependant, le pic de protons doit encore être déplacé à gauche (vélocité diminuée) de 0.004 par rapport au  $\beta_{\text{shift}}$  déjà trouvé pour les protons de  $\Lambda^0$ . Le placement de ce pic devient crucial à haute impulsion quand les trois pics se chevauchent complètement. Le déplacement artificiel est varié de 0.0 à 0.008 et l'erreur systématique due à ce décalage augmente de 2% à basse impulsion à 6% à haute impulsion. Ce changement du pic de protons n'affecte guère le pic de pions.

A cause de la grande incertitude dans la forme du pic de kaons et sa position dans les spectres, beaucoup d'hypothèses sur ce pic doivent être tentées. Le premier essai suppose que les paramètres du pic de kaons sont la moyenne de ceux des deux autres pics. Mais le Monte Carlo montre que les valeurs pour le rapport des 2 largeurs et la fraction de la première gaussienne correspondent mieux à celles du pic de pions qu'aux moyennes entre les pions et les protons, tandis que la valeur pour la largeur de la première gaussienne des pions est trop grande pour les kaons. En fait la valeur de  $\sigma_1$  pour les kaons se trouve entre celles des pions et des protons. Dans ce cas une moyenne pour ce paramètre est raisonnable. Une comparaison des résultats de ces 2 méthodes pour fixer le pic de kaons donne une erreur dans les taux de protons de 1% à basse impulsion mais de 10% à haute impulsion. Pour les pions, l'erreur est moins de 1% à basse impulsion et augmente à 4% à haute impulsion.

L'extrapolation des déplacements du pic de kaons des ajustements sur les déviations des pics de pions et de protons assure un placement raisonnable du pic de kaons dans les spectres de vélocités. Des limites pour les déviations du pic de kaons de ces ajustements sont choisies pour calculer les erreurs systématiques. Les limites 0.02 et 0.03 sont choisies pour les données 1994 et 0.0 et 0.01 pour les données 91-93. L'erreur dans les taux de protons est moins de 1% à basse impulsion et augmente à 6% à haute impulsion. L'erreur dans les taux de pions ne dépasse guère 1% à haute impulsion.

Comme les résultats des deux lots de données sont obtenus séparément et puis moyennés, les erreurs des formes et des décalages des pics sont traitées de façon identique. D'abord, les erreurs sont calculées pour les trois pics dans chaque lot. La moyenne statistique entre les deux lots pour chaque pic est ensuite calculée. Puis les trois résultats sont ajoutés en quadrature pour obtenir l'erreur systématique totale pour les décalages et les formes des pics. Les résultats sont montrés dans les tableaux 3.11 pour les protons

et 3.16 pour les pions, et les erreurs combinées sont tabulées avec les autres sources dans les tableaux 3.12 et 3.17.

Les erreurs systématiques des formes et des décalages augmentent comme l'impulsion comme ces tableaux le montrent. L'incertitude sur le pic de kaons donne la contribution majeure aux taux de protons à haute impulsion tandis que les taux de pions dépend fortement du placement du pic de pions mais peu de sa forme.

### 3.5.2 Différences entre les lots de données

Les méthodes différentes de calibration du TOF mènent à des différences entre les lots de données. Comme la figure 3.4 le montre, à bas  $\beta$ , les déviations en  $\beta$  des deux lots de données convergent tandis qu'à haut  $\beta$ , ils divergent. Les sections 3.4.4 et 3.4.6 expliquent les différences entre leurs efficacités. Pour ces raisons les résultats de chaque lot sont obtenus séparément et puis moyennés pour le résultat final. Malgré tout, les deux lots montrent de fortes similarités dans les formes trouvées par les ajustements.

L'erreur due à cette source est calculée après l'application de la correction aux efficacités décrites dans la section 3.4.6 et est simplement la moitié de la différence entre les taux finaux des deux lots. Parce que la moyenne statistique des résultats des deux lots est calculée comme le taux final, l'erreur systématique due aux différences dans les lots est corrélée à l'erreur statistique qui est assez petite. L'erreur systématique atteint une valeur de 10% pour les taux de protons et de 2% pour les taux de pions à haute impulsion.

### 3.5.3 Efficacités

L'efficacité totale contient deux composantes: l'efficacité de sélection de traces (trouvée avec le MC et puis adaptée à chaque lot de données) et l'efficacité du TOF (trouvée avec les données). L'erreur systématique due à l'efficacité de sélection est calculée comme la moitié de la différence entre celle pour les protons et celle pour les antiprotons à cause de la distinction déjà mentionnée dans la section 3.4.4. L'erreur,  $\sigma_\varepsilon$ , est commune aux deux ensembles et est convertie en erreur dans le taux,  $\sigma_\tau$  par l'équation ci-dessous.

$$\sigma_\tau = \frac{\sigma_\varepsilon}{\varepsilon} \tau \quad (3.17)$$

L'erreur systématique sur la mesure de l'efficacité du TOF est obtenu dans une analyse avec le Monte Carlo. L'efficacité du TOF est calculée avec la même procédure appliquée dans l'analyse des données: le nombre de  $p(\Lambda^0)$  détectés dans le spectre en vitesse en rapport avec le nombre de  $p(\Lambda^0)$  mesuré dans le spectre de masse  $p\pi$ . L'efficacité du TOF du Monte Carlo est à peu près égale à celle des données et peut être directement comparée à l'efficacité du TOF des vrais protons du Monte Carlo. L'erreur sur l'efficacité du TOF est la moitié de la différence entre elles. L'erreur sur les taux est calculée de la même manière que l'efficacité de sélection en utilisant l'équation 3.17.

Pour obtenir l'erreur systématique totale due à l'efficacité les deux erreurs précédentes sont ajoutées en quadrature. Les efficacités créent une erreur comprise entre 2% et 5% dans les taux de protons et entre 1% et 3% dans ceux de pions.

### 3.5.4 Particules isolées

L'analyse sur les particules isolées vérifie la paramétrisation du fond. La condition d'isolement est la présence d'une seule trace dans une barre du TOF et d'un seul amas associé à cette trace dans le calorimètre électromagnétique dans l'acceptance de la barre du TOF, qui est touchée, et des deux barres voisines. L'avantage d'ajuster les traces isolées est de réduire le fond dû aux coups multiples. Le prix à payer est une statistique moindre.

Cette condition coupe plus de 50% du nombre total de traces détectés par le TOF, mais juste 30% à 40% de traces de protons. À basse vitesse où la plupart de protons se trouvent, très peu de traces sont coupées, mais à haute vitesse où la plupart du fond dû aux coups multiples apparaît, le nombre de traces est coupé par un facteur dix. La figure 3.10 illustre un bon exemple de ce comportement. Les distributions totales pour plusieurs domaines d'impulsions montrées sur les figures 3.11 (a) et (c) ont un grand fond dû aux coups multiples. Si la condition d'isolement est appliquée, ce fond disparaît comme montré sur les figures 3.11 (b) et (d).

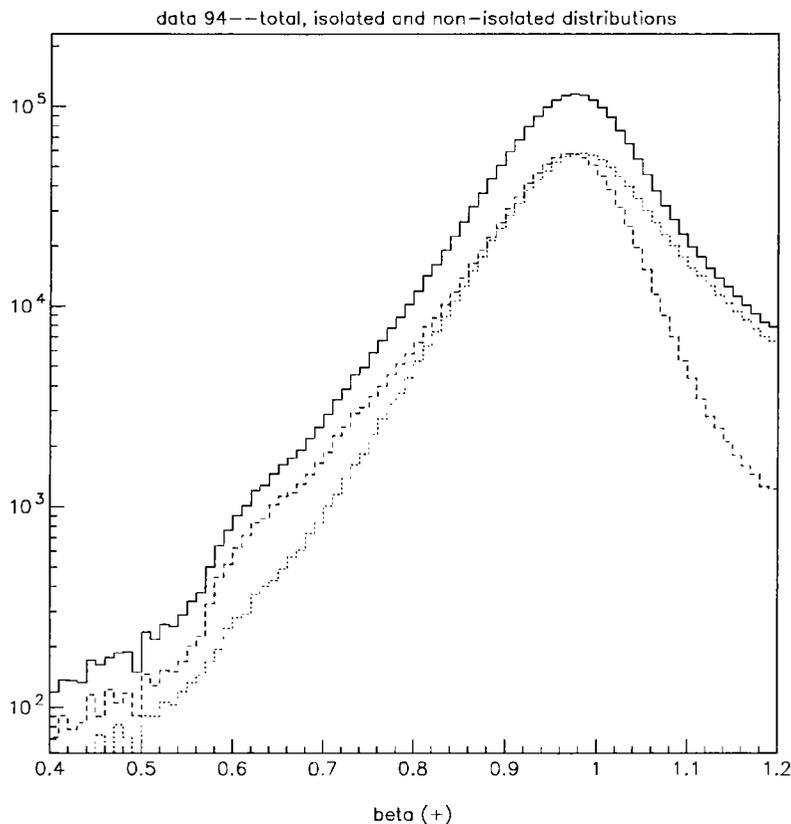


FIG. 3.10 – Distribution totale de vitesse pour les traces positives (courbe continue), pour les traces positives isolées (tirets) et pour les traces non-isolées positives (pointillées) dans les données prises en 1994.

Un facteur additionnel était nécessaire pour diminuer la largeur du pic de pions par rapport à celles des pions de  $K^0$  dans les distributions totales (celles avec toutes les traces) à cause des différences du fond entre ces deux lots. Pour les traces isolées avec un fond réduit, ce facteur n'est plus nécessaire.

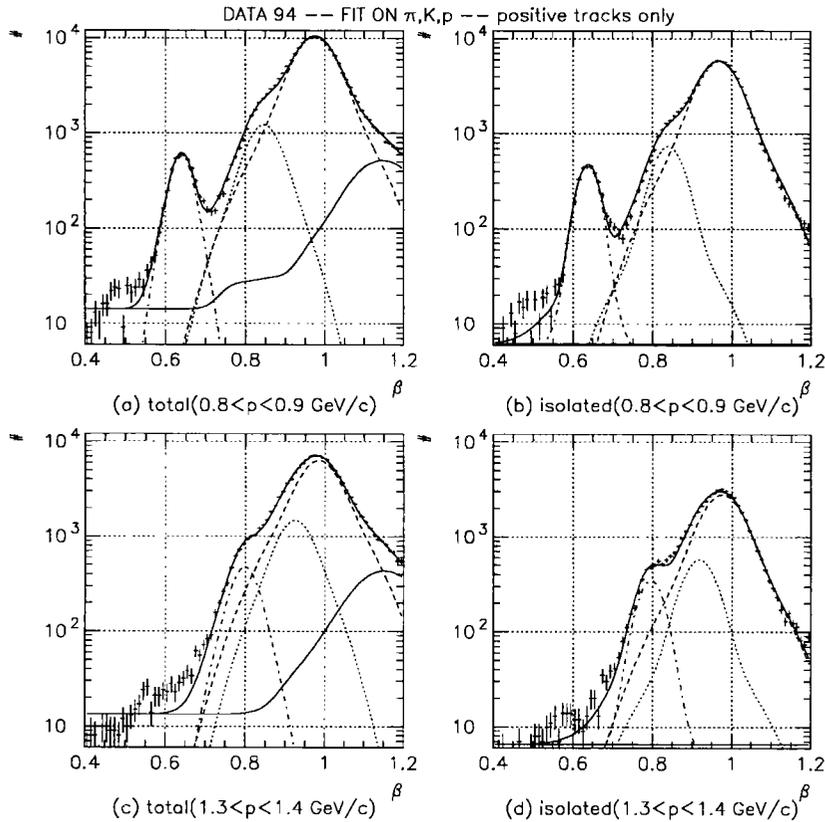


FIG. 3.11 – Ajustements des spectres totaux de vélocité, comprenant les composants dues aux  $\pi$ ,  $K$ , et  $p$  et au fond. Les figures (a) et (c) représentent des distributions totales et (b) et (d) les distributions de traces isolées. Dans chaque graphe, la courbe continue représente l'ajustement du spectre total, la courbe en tirets la contribution des pions uniquement, celle en pointillés celle des kaons uniquement, et celle en tirets et en tirets celle des protons uniquement. La deuxième courbe continue représente celle du fond. Pour cette étape, les traces positives et négatives sont ajustées séparément.

Avant la comparaison de taux de pions isolées à ceux de pions sans aucune condition d'isolement, un facteur supplémentaire doit être incorporé à l'efficacité combinée d'isolement et du TOF des pions pour corriger la différence entre  $\pi$  de  $K^0$  isolés et tous les pions isolés. Cette procédure est décrite sur la section 3.4.7 et le facteur est illustré sur la figure 3.25.

Les résultats pour les traces isolées sont indiqués dans les tableaux 3.10 et 3.15 et sont illustrés dans les figure 3.17 et 3.26. L'erreur systématique pour cette partie est définie

comme la différence entre les résultats pour les traces isolées uniquement et ceux pour toutes les traces ensemble. Les erreurs varient de 2% à 8% pour les protons et de 1% à 13% pour les pions.

### 3.5.5 Erreurs totales

Pour chaque domaine d'impulsion, les cinq erreurs systématiques sont ajoutées en quadrature pour obtenir l'erreur systématique totale. L'erreur totale est ajoutée en quadrature avec l'erreur statistique. Les résultats sont tabulés avec les taux de production calculés sur toutes les traces (isolées ou non) dans les tableaux 3.13 et 3.18.

Pour obtenir l'erreur systématique pour le taux total dans le domaine d'impulsion entre 0.8 et 1.8 GeV/c, les erreurs systématiques individuelles sont ajoutées linéairement et les résultats sont ajoutés en quadrature. L'erreur systématique totale dans ce domaine est 8.5% du taux total de production de protons et 7.0% du taux de pions.

### 3.6 Résultats pour les protons

La figure 3.14 montre les taux mesurés pour les traces positives et négatives séparément et aussi pour les deux ensembles de données séparément. Pour les données de 1994 les taux de production de protons sont en bon accord avec celui d'anti-protons avec des petites fluctuations. Pour les données de 1991-93 ils sont en bon accord mais commencent à diverger à haute impulsion. Le problème des fluctuations dans les taux finaux provient du manque de protons de  $\Lambda^0$  détectés dans le TOF. Ce manque de statistique mène à des fluctuations dans les efficacités. Pour chaque lot de données les taux de protons et d'anti-protons sont ajoutés ensemble pour déterminer les taux de production totaux, et leurs erreurs statistiques s'ajoutent en quadrature.

La figure 3.15 montre les taux de production pour les protons et les antiprotons ensemble mais pour les deux lots de données séparément. Les données de 1994 donnent des taux similaires à ceux trouvés avec les données de 1991-93, mais leurs taux commencent à diverger à haute impulsion ( $p \geq 1.7$  GeV/c) où les erreurs systématiques sont les plus grandes. Les deux lots de données donnent des résultats en bon accord avec les mesures utilisant le dE/dx dans CJ.[1] Les taux totaux de  $p\bar{p}$  et leurs erreurs statistiques pour chaque domaine d'impulsion sont indiqués dans le tableau 3.9. Les deux dernières colonnes contiennent les moyennes statistiques des deux lots. La figure 3.16 montre les résultats combinés des deux avec les erreurs statistiques et systématiques ajoutées en quadrature et aussi les résultats des autres analyses. Les résultats finaux pour les domaines individuels d'impulsion sont en accord avec les résultats des mesures de dE/dx dans la chambre à jets.[1] OPAL (cette analyse incluse) obtient des taux de protons un peu plus faibles que ceux de l'analyse d'ALEPH utilisant le dE/dx.[5] A haute impulsion les taux de cette analyse sont en accord avec ceux de l'analyse de DELPHI utilisant le détecteur RICH (Ring Imaging Cherenkov detector).[6]

Les taux individuels sont ajoutés ensemble et bien sûr multipliés par la taille de domaine (0.1 GeV/c) pour obtenir les taux de production pour le domaine d'impulsion entre 0.8 et 1.8 GeV/c. Les erreurs statistiques sont ajoutées en quadrature. Les erreurs systématiques sont ajoutées linéairement sur ce domaine et les sommes sont ajoutées en quadrature.

La mesure avec le TOF fournit le taux total de protons entre 0.8 et 1.8 GeV/c de  $0.227 \pm 0.002(stat) \pm 0.019(sys)$  en analysant toutes les traces et  $0.233 \pm 0.002(stat) \pm 0.019(sys)$  en n'analysant que les traces isolées. Les deux résultats ont une erreur systématique total de 8.5%, relativement élevée, car à haute impulsion les erreurs sont énormes.

La mesure avec le TOF recoupe la mesure avec le dE/dx de 0.8 à 1.4 GeV/c et les résultats dans ce domaine sont calculés de la façon mentionnée ci-dessus. La mesure avec toutes les traces qui visent le TOF donne un taux de  $0.150 \pm 0.001(stat) \pm 0.009(sys)$  protons par événement multihadronique tandis que la mesure avec les traces isolées qui visent le TOF donne un taux de  $0.153 \pm 0.0012(stat) \pm 0.009(sys)$  protons par événement multihadronique. La mesure de dE/dx donne un taux de  $0.152 \pm 0.001(stat) \pm 0.010(sys)$  protons par événement multihadronique. Le bon accord entre les trois taux conforte la mesure avec le TOF des taux de production de protons en fonction de l'impulsion dans le

domaine entre 0.8 et 1.4 GeV/c. Avec le TOF ce domaine est étendu jusqu'à 1.8 GeV/c.

Illustré sur la figure 3.18, le Monte Carlo produit un spectre de protons plus doux que les données. Pour le Monte Carlo les taux sont moindres que pour les données dans ce domaine.

impulsion GeV/c	$1/\sigma_{had} d\sigma/dp$ 1994 (GeV/c) <sup>-1</sup>	erreur statistique (GeV/c) <sup>-1</sup>	$1/\sigma_{had} d\sigma/dp$ 1991-93 (GeV/c) <sup>-1</sup>	erreur statistique (GeV/c) <sup>-1</sup>	$1/\sigma_{had} d\sigma/dp$ 1991-94 (GeV/c) <sup>-1</sup>	erreur statistique (GeV/c) <sup>-1</sup>
.75	.229	.011	.207	.010	.217	.008
.85	.258	.008	.259	.008	.258	.006
.95	.266	.008	.273	.008	.269	.006
1.05	.264	.008	.261	.007	.262	.005
1.15	.237	.006	.258	.008	.246	.005
1.25	.229	.007	.225	.006	.227	.005
1.35	.235	.007	.235	.007	.235	.005
1.45	.183	.006	.200	.007	.190	.004
1.55	.205	.007	.204	.007	.204	.005
1.65	.199	.008	.206	.008	.203	.006
1.75	.163	.007	.202	.009	.177	.006
1.85	.151	.008	.230	.013	.172	.007

TAB. 3.9 – Taux de production de  $p\bar{p}$  mesurés par le TOF. Les deuxième et troisième colonnes concernent les données prises en 1994, les quatrième et cinquième ceux prises de 1991 à 1993. Les résultats combinés (de 1991 à 1994) sont indiqués dans les sixième et septième colonnes. Dans ce tableau (et ceux qui suivent), l'impulsion notée est celle du centre du domaine étudié de largeur totale 0.1 GeV/c.

impulsion GeV/c	$1/\sigma_{had} d\sigma/dp$ 1994 (GeV/c) <sup>-1</sup>	erreur statistique (GeV/c) <sup>-1</sup>	$1/\sigma_{had} d\sigma/dp$ 1991-93 (GeV/c) <sup>-1</sup>	erreur statistique (GeV/c) <sup>-1</sup>	$1/\sigma_{had} d\sigma/dp$ 1991-94 (GeV/c) <sup>-1</sup>	erreur statistique (GeV/c) <sup>-1</sup>
.75	.253	.015	.179	.011	.205	.009
.85	.271	.011	.258	.010	.264	.008
.95	.273	.011	.275	.011	.274	.008
1.05	.255	.010	.250	.009	.253	.007
1.15	.243	.009	.260	.011	.250	.008
1.25	.236	.009	.235	.010	.235	.007
1.35	.250	.011	.256	.012	.253	.008
1.45	.204	.009	.204	.010	.204	.006
1.55	.210	.010	.204	.010	.207	.007
1.65	.202	.010	.203	.012	.203	.007
1.75	.194	.010	.181	.011	.189	.008
1.85	.180	.010	.155	.011	.169	.007

TAB. 3.10 – Taux de production de  $p\bar{p}$  mesurés par le TOF avec les traces isolées. Les deuxième et troisième colonnes contiennent les résultats des données prises en 1994, les quatrième et cinquième ceux des données prises de 1991 à 1993. Les résultats combinés (de 1991 à 1994) sont indiqués dans les sixième et septième.

impulsion (GeV/c)	Erreurs systématiques relatives[%] des décalages des pics				Erreurs systématiques relatives[%] des formes des pics			
	pions	kaons	protons	total	pions	kaons	protons	total
.75	0.1	0.1	8.4	8.4	0.6	0.4	1.1	1.4
.85	0.0	0.4	1.3	1.3	1.1	0.4	0.2	1.1
.95	0.1	0.7	1.4	1.6	1.7	0.6	0.4	1.8
1.05	0.2	1.1	1.8	2.2	2.1	1.1	0.3	2.4
1.15	0.3	1.7	2.1	2.8	2.0	1.7	0.3	2.7
1.25	0.5	2.4	3.1	4.0	1.8	2.5	0.6	3.1
1.35	0.6	3.1	3.7	4.8	1.2	3.4	0.4	3.7
1.45	1.0	4.2	4.7	6.4	1.1	5.2	0.3	5.3
1.55	1.4	5.1	5.3	7.5	1.3	6.8	0.2	6.9
1.65	1.7	6.0	6.0	8.6	1.5	9.0	0.9	9.2
1.75	2.2	7.1	7.2	10.3	4.2	12.2	1.3	13.0

TAB. 3.11 – Erreurs systématiques relatives en pourcentage dues aux effets sur les taux de protons des décalages et des formes des pics de particules.

impulsion (GeV/c)	Erreurs systématiques relatives[%]						Erreur totale
	décalages	formes	Différence entre les lots de données	Particules Isolées	Efficacité		
.75	8.4	1.4	4.9	5.6	9.7	15.0	
.85	1.3	1.1	0.3	2.1	4.3	5.1	
.95	1.6	1.8	1.3	1.9	2.3	4.1	
1.05	2.2	2.4	0.7	3.6	3.0	5.7	
1.15	2.8	2.7	4.4	1.8	1.9	6.4	
1.25	4.0	3.4	0.8	3.5	3.5	7.1	
1.35	4.8	3.7	0.1	7.8	2.7	10.2	
1.45	6.4	5.3	4.4	7.3	1.9	12.1	
1.55	7.5	6.9	0.2	1.4	5.4	11.6	
1.65	8.6	9.2	1.7	0.1	5.3	13.8	
1.75	10.3	13.0	11.0	6.3	9.2	22.8	
1.85	12.1	19.0	23.2	1.9	5.0	32.8	

TAB. 3.12 – Erreurs systématiques relatives en pourcentage considérées dans cette analyse pour les taux de protons.

impulsion (GeV/c)	$1/\sigma_{had} d\sigma/dp$ 1991-94 (GeV/c) <sup>-1</sup>	Erreurs[(GeV/c) <sup>-1</sup> ]					
		Erreur Statistique	%	Erreur Systématique	%	Erreur Totale	%
.75	.217	.008	3.5	.032	15.0	.033	15.4
.85	.258	.006	2.2	.013	5.1	.014	5.6
.95	.269	.006	2.1	.011	4.1	.012	4.6
1.05	.262	.005	2.0	.015	5.7	.016	6.0
1.15	.246	.005	2.0	.016	6.4	.016	6.7
1.25	.227	.005	2.0	.016	7.1	.017	7.4
1.35	.235	.005	2.2	.024	10.2	.025	10.5
1.45	.190	.004	2.2	.023	12.1	.023	12.3
1.55	.204	.005	2.5	.024	11.6	.024	11.9
1.65	.203	.006	2.8	.028	13.8	.028	14.0
1.75	.177	.006	3.2	.041	22.8	.041	23.0
1.85	.172	.007	3.9	.056	32.8	.057	33.0
0.8-1.4	.150	.001	0.9	.009	5.9	.009	6.0
0.8-1.8	.227	.002	0.7	.019	8.5	.019	8.5

TAB. 3.13 – Taux de production de protons et leurs erreurs statistiques et systématiques indiquées séparément, puis ajoutées en quadrature.

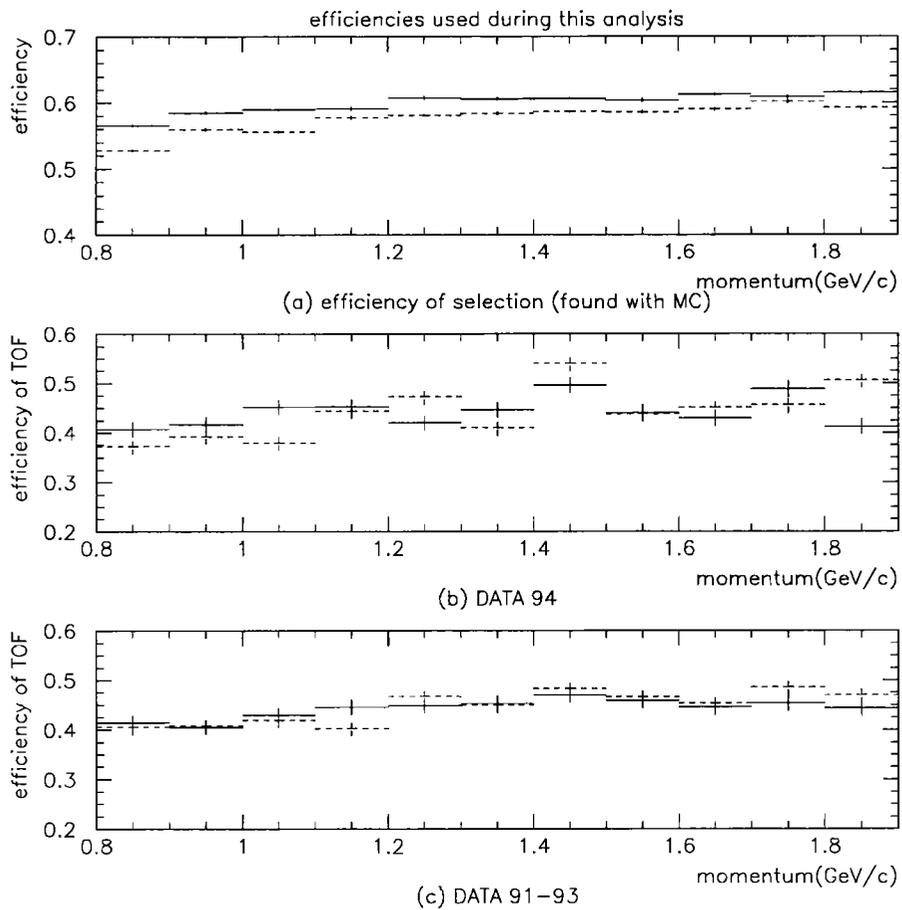


FIG. 3.12 – Efficacités partielles de détection des protons (croix solides) et des antiprotons (tirets).

(a) Efficacité de sélection (calculée par Monte Carlo),

(b) et (c) Efficacités du TOF pour les données 1994 et 1991-1993 respectivement.

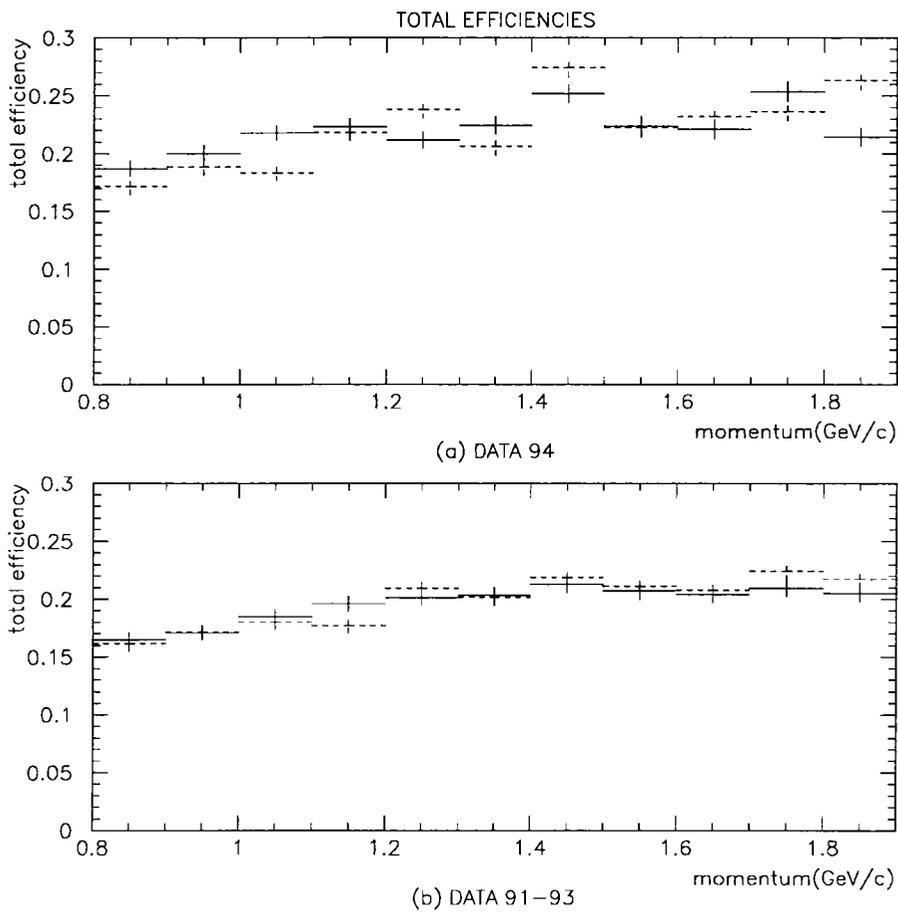


FIG. 3.13 – Efficacités totales de détection des protons (croix solides) et des antiprotons (tirets) pour les données (a) 1994 et (b) 1991-1993.

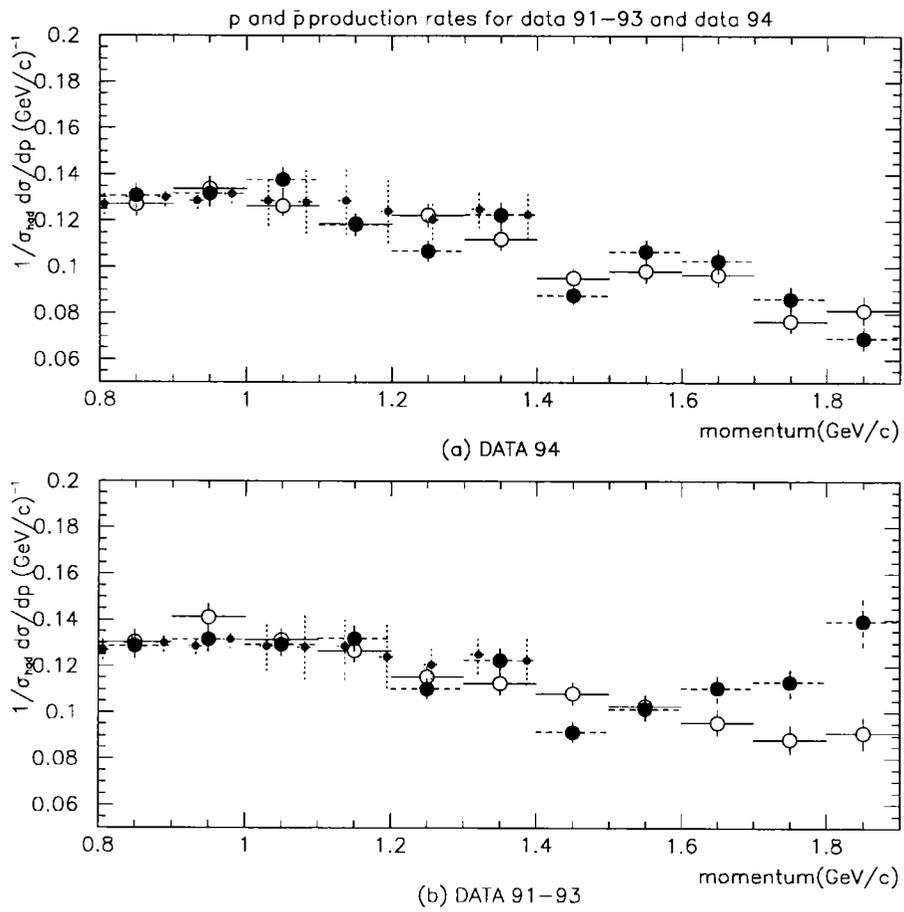


FIG. 3.14 – Taux de production de protons (grands ronds blancs) et d'antiprotons (grands ronds noirs) pour les données (a) 1994 et (b) 1991-1993. Les petits ronds noirs correspondent aux résultats de l'analyse avec la mesure de  $dE/dx$ .

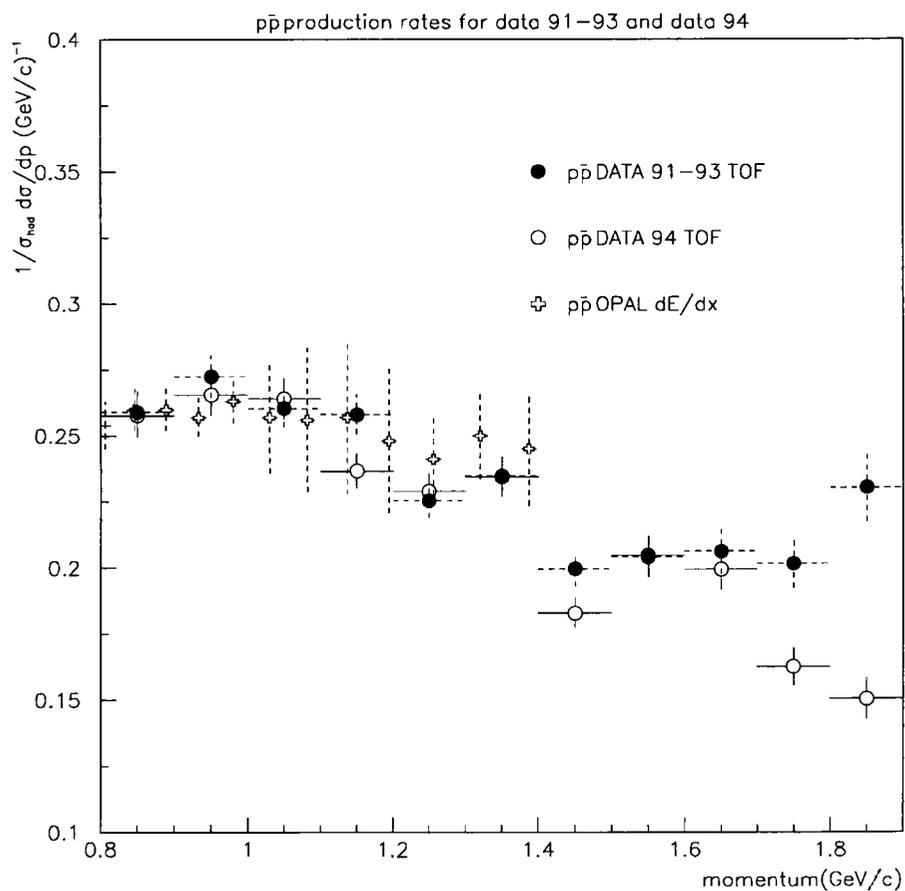


FIG. 3.15 – Taux de production de p $\bar{p}$  mesurés par le TOF pour les données de 1994 (ronds blancs) et ceux de 1991 à 1993 (ronds noirs), et par l'analyse de dE/dx d'OPAL (croix blanches).

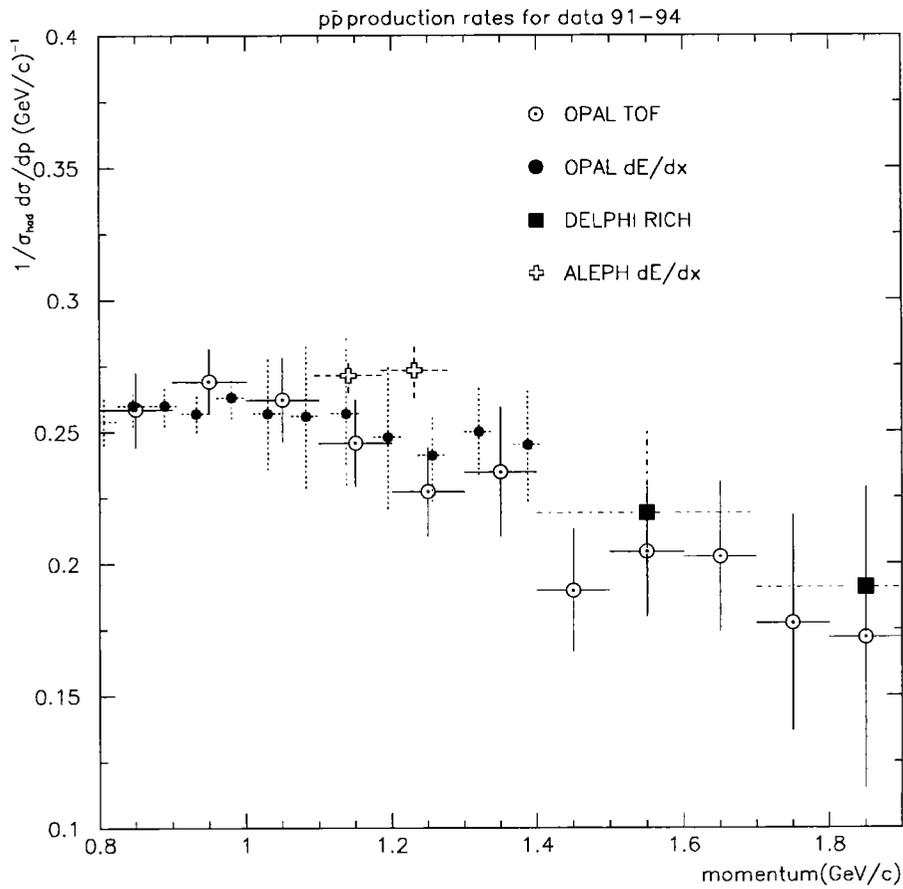


FIG. 3.16 – Taux totaux de production de p $\bar{p}$  avec les erreurs statistiques et systématiques ajoutées en quadrature mesurés par le TOF d'OPAL (ronds blancs), par l'analyse de dE/dx d'OPAL [1] (ronds noirs), par le détecteur RICH de DELPHI [6] (carrés noirs) et par l'analyse de dE/dx d'ALEPH [5] (croix blanches).

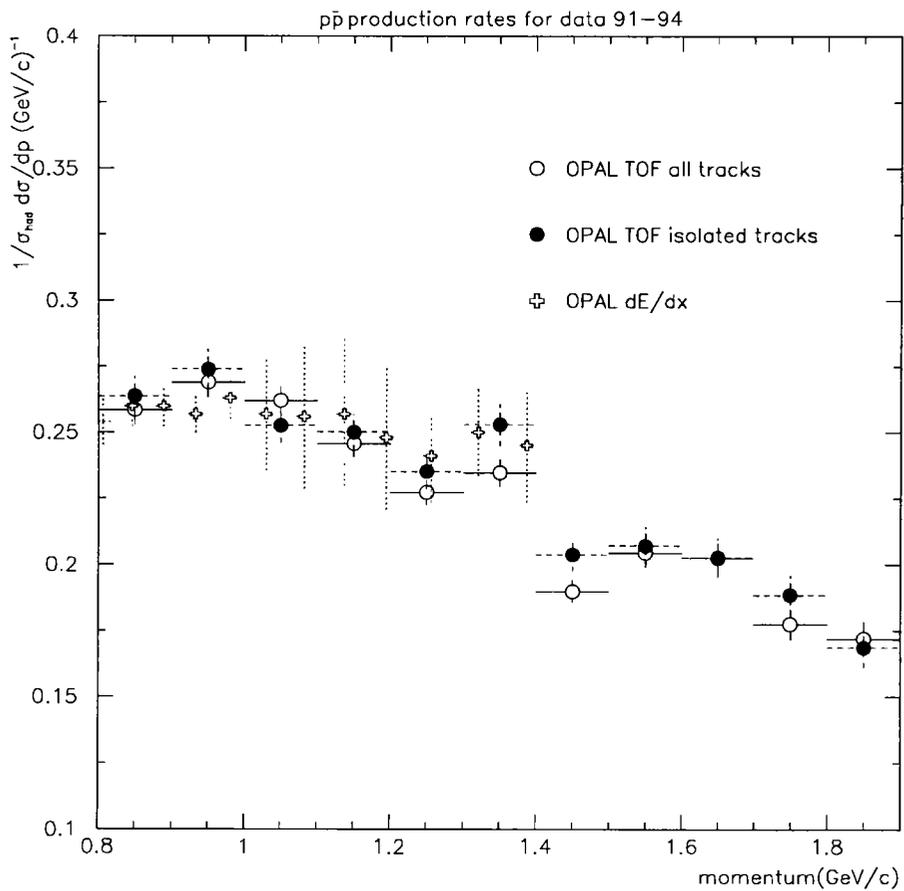


FIG. 3.17 – Taux de production de  $p\bar{p}$  mesurés par le TOF avec toutes les traces (ronds blancs) et avec les traces isolées (ronds noirs) et par l'analyse de  $dE/dx$  (croix blanches).

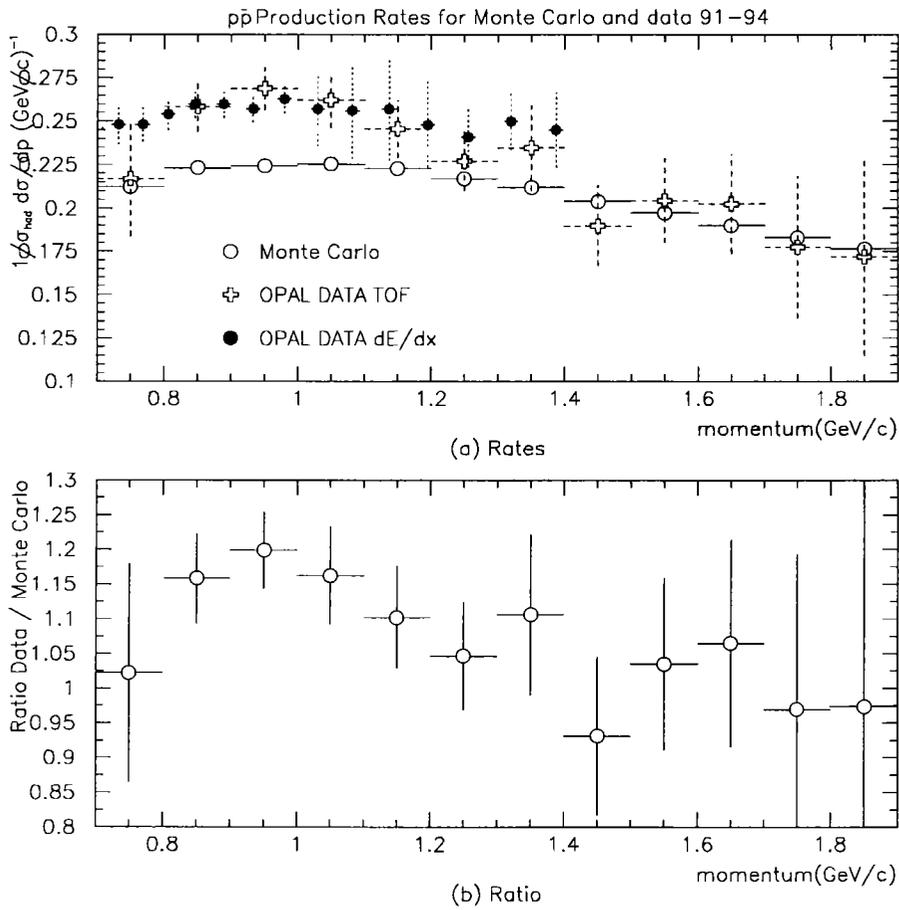


FIG. 3.18 – (a) Taux de production de  $p\bar{p}$  mesurés des données par le TOF (croix blanches) et par l'analyse de  $dE/dx$  (ronds noirs) et calculés des vrais protons du Monte Carlo (ronds blancs).

(b) Rapport des mesures aux prédictions Monte Carlo. Le Monte Carlo sous-estime les taux de protons dans le domaine d'impulsion  $\leq 1.4$  GeV/c.

### 3.7 Résultats pour les pions

La figure 3.22 montre les taux mesurés séparément pour la production de  $\pi^+$  et  $\pi^-$  dans chacun des lots de données. Pour des deux lots, 1991-93 et 1994, les taux mesurés par le TOF sont en parfait accord. Pour chaque lot les taux de  $\pi^+$  et  $\pi^-$  sont ajoutés pour obtenir un taux total de production, et leurs erreurs statistiques sont ajoutées en quadrature. La figure 3.23 montre le taux total de production de  $\pi^\pm$  et les mesures utilisant le  $dE/dx$  dans la chambre à jets.[1] Leurs erreurs statistiques dans chaque domaine d'impulsion sont donnés dans le tableau 3.14. La figure 3.24 montre les résultats combinés des deux lots avec les erreurs statistiques et systématiques ajoutées en quadrature et les résultats d'autres analyses. Parce que les pions sont très nombreux, ces résultats ont des petites erreurs et les analyses sont en bon accord.

Entre 0.5 et 0.6 GeV/c on trouve un taux un peu élevé en comparaison avec les mesures de  $dE/dx$ , dû à un mauvais ajustement sur les vitesses. Par conséquent, nous excluons ce domaine pour ce qui suit. La mesure avec le TOF recoupe celle avec le  $dE/dx$  pour les impulsions venant de 0.6 à 0.864 GeV/c. Pour toutes les traces qui visent le TOF, on mesure un taux de  $1.948 \pm 0.005(stat) \pm 0.062(sys)$  pions par événement multihadronique tandis qu'avec les traces isolées on obtient un taux de  $1.988 \pm 0.009(stat) \pm 0.062(sys)$  pions par événement multihadronique. La mesure de  $dE/dx$  donne un taux de  $1.982 \pm 0.004(stat) \pm 0.063(sys)$  pions par événement multihadronique.

La mesure avec le TOF fournit le taux total de pions entre 0.8 et 1.8 GeV/c, de  $4.087 \pm 0.006(stat) \pm 0.285(sys)$  pions par événement multihadronique en analysant toutes les traces et  $4.307 \pm 0.015(stat) \pm 0.285(sys)$  pions par événement multihadronique en analysant les traces isolées uniquement. Les deux mesures ont une erreur systématique de 7.0%, relativement élevée à cause des grandes erreurs mesurés à haute impulsion dues au décalages du pic de pions. Les bons résultats avec les pions dans le domaine  $0.8 \leq p \leq 1.8$  rendent les résultats pour les protons dans ce domaine plus fiables.

Illustré sur la figure 3.27, le Monte Carlo produit un spectre un peu plus élevé que celui des données.

En général, les pions isolés posent un problème sérieux car l'efficacité des  $\pi^\pm(K^0)$  isolés diffère de 10 à 30% de celle obtenue avec tous les pions isolés. L'erreur systématique de la différence entre les taux de pions mesurés avec toutes les traces et ceux avec les traces isolées contribue pour une grande part à l'erreur totale, spécialement à haute impulsion. Malgré cet inconvénient, l'accord entre cette analyse et les mesures de  $dE/dx$  pour les protons mais aussi pour les pions confirme l'aptitude du TOF à identifier ces particules.

impulsion GeV/c	$1/\sigma_{had} d\sigma/dp$ 1994 (GeV/c) <sup>-1</sup>	erreur statistique (GeV/c) <sup>-1</sup>	$1/\sigma_{had} d\sigma/dp$ 1991-93 (GeV/c) <sup>-1</sup>	erreur statistique (GeV/c) <sup>-1</sup>	$1/\sigma_{had} d\sigma/dp$ 1991-94 (GeV/c) <sup>-1</sup>	erreur statistique (GeV/c) <sup>-1</sup>
.55	9.94	.08	9.82	.08	9.88	.05
.65	8.25	.05	8.13	.05	8.19	.03
.75	7.38	.04	7.15	.04	7.26	.03
.85	6.28	.04	6.33	.04	6.31	.03
.95	5.72	.03	5.57	.03	5.65	.03
1.05	4.93	.03	5.00	.03	4.97	.02
1.15	4.49	.03	4.45	.03	4.47	.02
1.25	4.01	.03	4.08	.03	4.04	.02
1.35	3.68	.03	3.71	.03	3.69	.02
1.45	3.33	.03	3.37	.03	3.35	.02
1.55	3.07	.03	3.10	.03	3.08	.02
1.65	2.75	.03	2.78	.03	2.76	.02
1.75	2.57	.03	2.55	.03	2.56	.02
1.85	2.38	.03	2.47	.03	2.42	.02
1.95	2.19	.03	2.12	.04	2.16	.02

TAB. 3.14 – Taux de production de  $\pi^\pm$  mesurés par le TOF. Les deuxième et troisième colonnes concernent les données prises en 1994, les quatrième et cinquième celles prises de 1991 à 1993. Les résultats combinés (de 1991 à 1994) sont indiqués dans les sixième et septième colonnes. Dans ce tableau (et ceux qui suivent), l'impulsion notée est celle du centre du domaine étudié de largeur totale 0.1 GeV/c.

impulsion GeV/c	$1/\sigma_{had} d\sigma/dp$ 1994 (GeV/c) <sup>-1</sup>	erreur statistique (GeV/c) <sup>-1</sup>	$1/\sigma_{had} d\sigma/dp$ 1991-93 (GeV/c) <sup>-1</sup>	erreur statistique (GeV/c) <sup>-1</sup>	$1/\sigma_{had} d\sigma/dp$ 1991-94 (GeV/c) <sup>-1</sup>	erreur statistique (GeV/c) <sup>-1</sup>
.55	10.29	.14	10.32	.14	10.31	.10
.65	8.32	.08	8.26	.08	8.29	.06
.75	7.33	.08	7.55	.08	7.43	.06
.85	6.47	.07	6.52	.08	6.49	.05
.95	5.86	.07	5.86	.07	5.86	.05
1.05	5.25	.07	5.25	.07	5.25	.05
1.15	4.57	.07	4.55	.07	4.56	.05
1.25	4.15	.06	4.11	.07	4.13	.05
1.35	4.12	.07	3.87	.07	3.99	.05
1.45	3.60	.07	3.45	.06	3.52	.05
1.55	3.38	.07	3.36	.07	3.37	.05
1.65	3.09	.07	2.95	.07	3.02	.05
1.75	3.00	.07	2.79	.07	2.89	.05
1.85	2.52	.06	2.31	.06	2.41	.04
1.95	2.57	.07	2.25	.07	2.40	.05

TAB. 3.15 – Taux de production de  $\pi^\pm$  mesurés par le TOF avec toutes les traces isolées. Les deuxième et troisième colonnes concernent les données prises en 1994, les quatrième et cinquième celles prises de 1991 à 1993. Les résultats combinés (de 1991 à 1994) sont indiqués dans les sixième et septième colonnes.

impulsion (GeV/c)	Erreurs systématiques relatives[%] des décalages des pics				Erreurs systématiques relatives[%] des formes des pics			
	pions	kaons	protons	total	pions	kaons	protons	total
.55	0.4	0.1	0.0	0.4	0.6	0.0	0.0	0.6
.65	0.3	0.2	0.0	0.3	0.4	0.0	0.0	0.4
.75	0.1	0.4	0.0	0.4	0.2	0.0	0.0	0.2
.85	0.3	0.5	0.0	0.6	0.1	0.0	0.1	0.1
.95	0.8	0.7	0.0	1.1	0.3	0.0	0.1	0.3
1.05	1.6	0.8	0.0	1.8	0.5	0.0	0.1	0.5
1.15	2.6	1.0	0.0	2.7	0.7	0.1	0.1	0.7
1.25	3.5	1.1	0.1	3.7	0.8	0.2	0.1	0.8
1.35	4.6	1.2	0.1	4.8	0.8	0.3	0.1	0.8
1.45	5.8	1.4	0.2	6.0	0.8	0.5	0.0	0.9
1.55	6.9	1.5	0.3	7.1	0.5	0.7	0.1	0.8
1.65	8.2	1.6	0.5	8.4	0.3	1.0	0.1	1.1
1.75	9.6	1.6	0.7	9.8	0.1	1.4	0.3	1.5
1.85	10.7	1.5	0.8	10.8	0.3	2.0	0.6	2.1
1.95	11.0	1.4	0.4	11.1	0.5	4.1	0.5	4.2

TAB. 3.16 – Erreurs systématiques relatives en pourcentage dues aux effets sur les taux de pions des shifts et des formes des pics de particules.

impulsion (GeV/c)	Erreurs systématiques relatives[%]						Erreur totale
	décalages	formes	Différence entre les lots de données	Particules Isolées	Efficacité		
.55	0.4	0.6	0.6	4.3	1.6	4.7	
.65	0.3	0.4	0.7	1.3	1.6	2.2	
.75	0.4	0.2	1.6	2.4	2.5	3.8	
.85	0.6	0.1	0.4	3.0	2.9	4.2	
.95	1.1	0.3	1.4	3.8	2.3	4.8	
1.05	1.8	0.5	0.7	5.6	2.8	6.6	
1.15	2.7	0.7	0.5	2.0	2.2	4.1	
1.25	3.7	0.8	0.9	2.2	2.0	4.9	
1.35	4.8	0.8	0.4	7.9	2.0	9.5	
1.45	6.0	0.9	0.5	5.3	2.0	8.3	
1.55	7.1	0.8	0.5	9.3	1.8	11.9	
1.65	8.4	1.1	0.5	9.4	0.7	12.7	
1.75	9.8	1.5	0.3	12.9	0.8	16.3	
1.85	10.8	2.1	2.0	0.2	0.2	11.2	
1.95	11.1	4.2	1.6	10.9	0.8	16.3	

TAB. 3.17 – Erreurs systématiques relatives en pourcentage considérées dans cette analyse pour les taux de pions.

impulsion (GeV/c)	$1/\sigma_{had} d\sigma/dp$ 1991-94 (GeV/c) <sup>-1</sup>	Erreurs[(GeV/c) <sup>-1</sup> ]					
		Erreur Statistique	%	Erreur Systématique	%	Erreur Totale	%
.55	9.88	.05	0.6	.46	4.7	.47	4.7
.65	8.19	.03	0.4	.18	2.2	.19	2.2
.75	7.26	.03	0.4	.28	3.8	.28	3.8
.85	6.31	.03	0.4	.27	4.2	.27	4.3
.95	5.65	.02	0.4	.27	4.8	.27	4.8
1.05	4.97	.02	0.4	.33	6.6	.33	6.6
1.15	4.47	.02	0.5	.19	4.1	.19	4.2
1.25	4.04	.02	0.5	.20	4.9	.20	4.9
1.35	3.69	.02	0.5	.35	9.5	.35	9.6
1.45	3.35	.02	0.5	.28	8.3	.28	8.3
1.55	3.08	.02	0.6	.37	11.9	.37	11.9
1.65	2.76	.02	0.7	.35	12.7	.35	12.7
1.75	2.56	.02	0.7	.42	16.3	.42	16.3
1.85	2.42	.02	0.9	.27	11.2	.27	11.3
1.95	2.16	.02	1.1	.35	16.3	.35	16.3
0.6-0.864	1.95	.01	0.2	.06	3.2	.06	3.2
0.8-1.8	4.09	.01	0.2	.29	7.0	.29	7.0

TAB. 3.18 – Taux de production de pions avec leurs erreurs statistiques et systématiques indiquées séparément, puis ajoutées en quadrature.

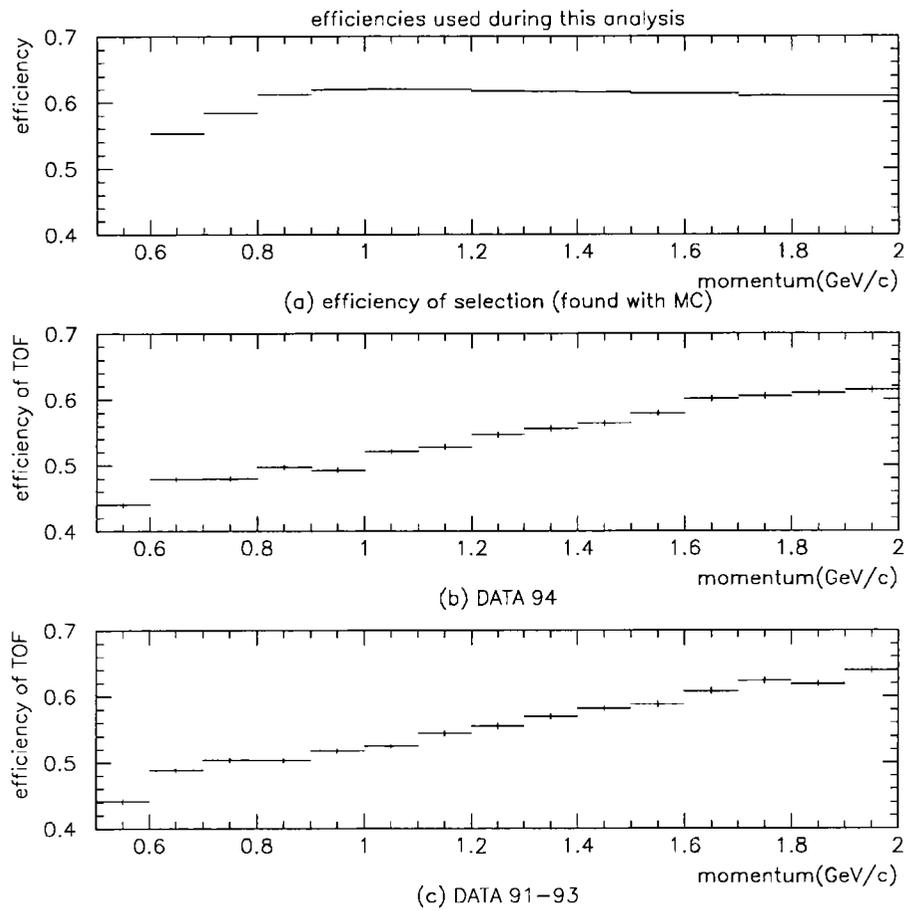


FIG. 3.19 – Efficacités partielles de détection des  $\pi^+$  et  $\pi^-$  traités ensemble.  
 (a) Efficacité de sélection (calculée par le Monte Carlo).  
 (b) et (c) Efficacités du TOF pour les données 1994 et 1991-93, respectivement.

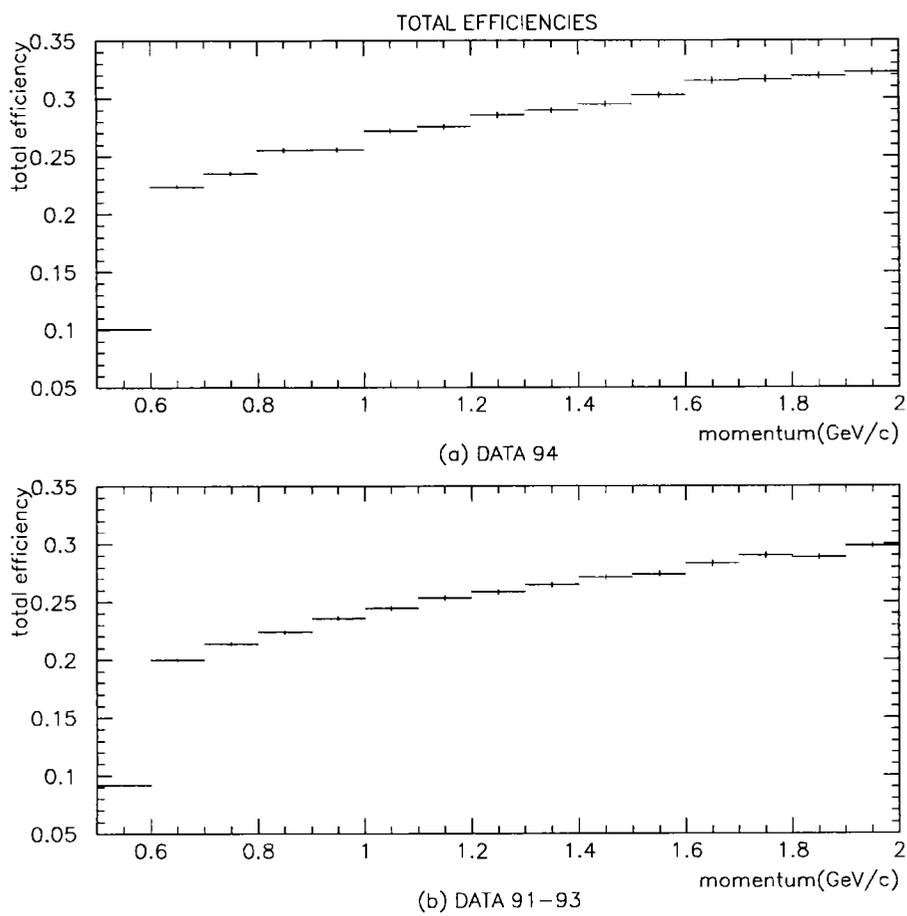


FIG. 3.20 – Efficacités totales de détection des  $\pi^\pm$  pour les données (a) 1994 et (b) 1991-1993.

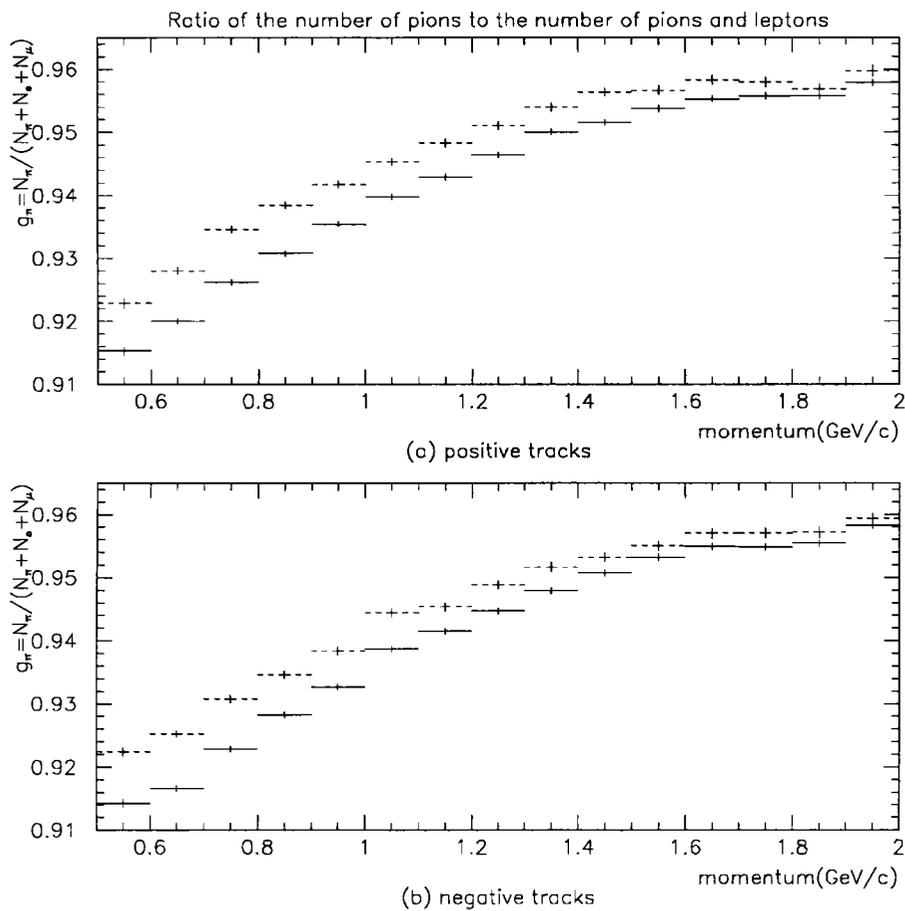


FIG. 3.21 –  $g_\pi$ , rapport entre le nombre de pions détectés au nombre de pions et leptons détectés pour les traces (a) positives et (b) négatives pour toutes les traces (croix solides) et pour les traces isolées (tirets).

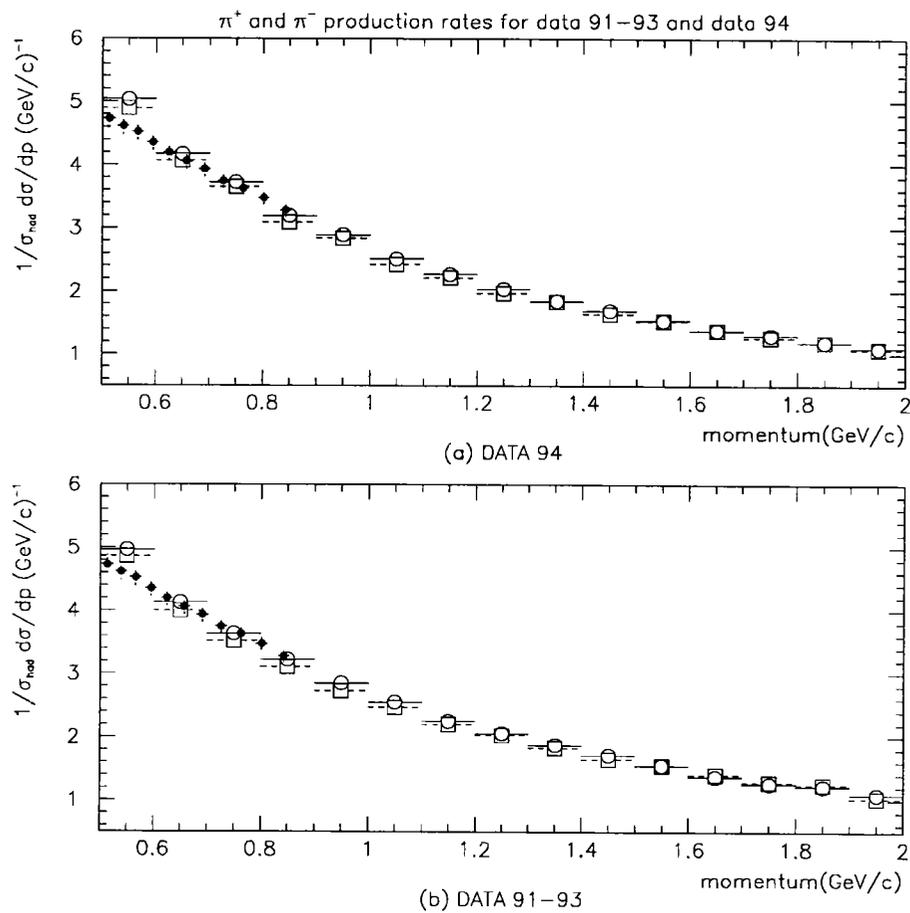


FIG. 3.22 – Taux de production de  $\pi^+$  (ronds blancs) et ceux de  $\pi^-$  (carrés blancs) pour les données (a) 1994 et (b) 1991-93. Les petits ronds noirs correspondent aux résultats de l'analyse avec la mesure de  $dE/dx$ .

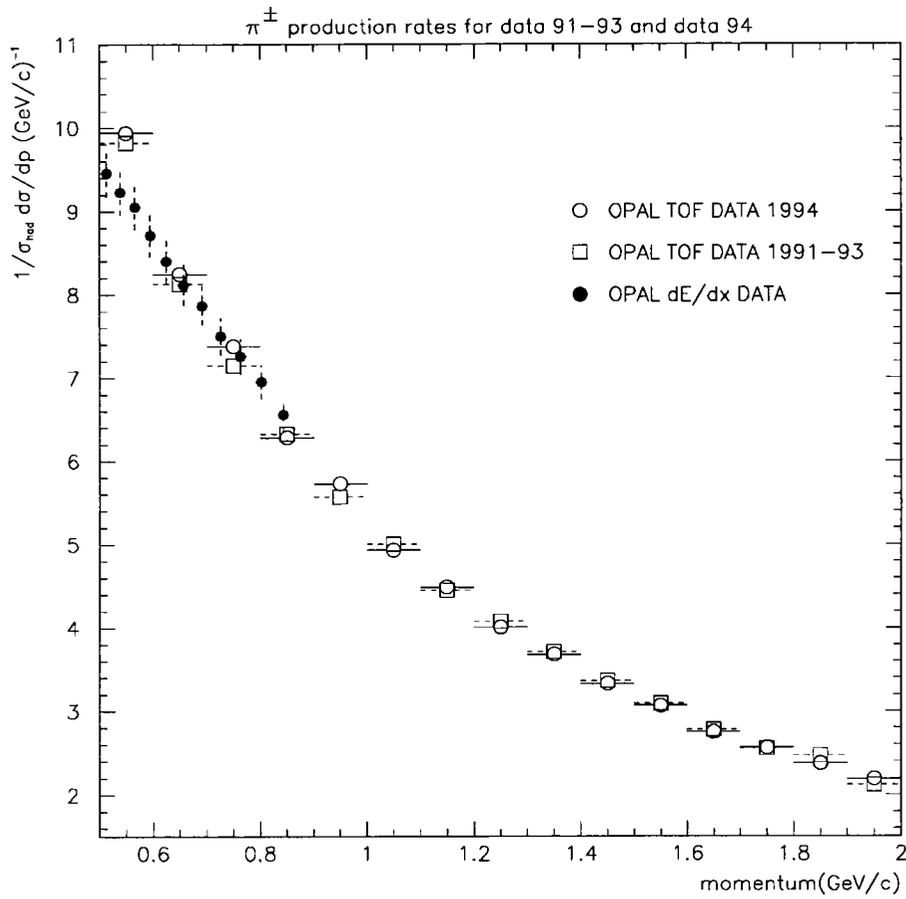


FIG. 3.23 – Taux de production de  $\pi^\pm$  mesurés par le TOF pour les données de 1994 (ronds blancs) et ceux de 1991 à 1993 (carrés blancs), et par l'analyse de  $dE/dx$  d'OPAL (ronds noirs).

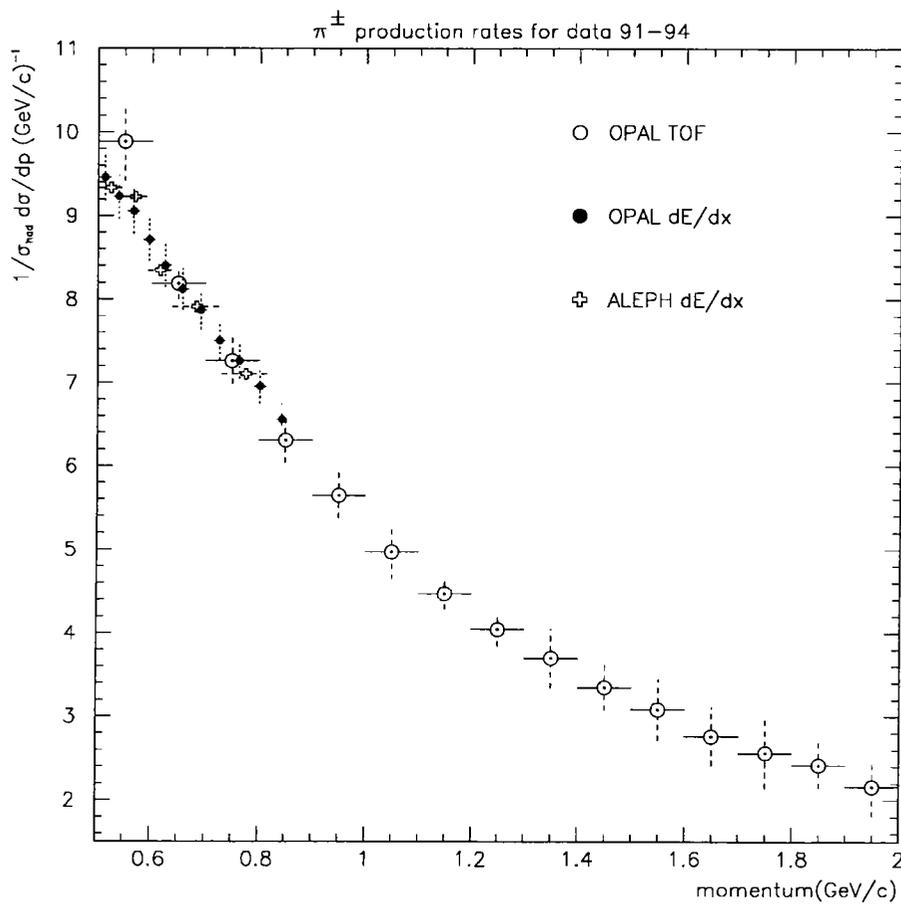


FIG. 3.24 – Taux totaux de production de  $\pi^\pm$  mesurés par le TOF d'OPAL (ronds blancs), par l'analyse de  $dE/dx$  d'OPAL (ronds noirs), et par l'analyse de  $dE/dx$  d'ALEPH[5] (croix blanches), tous avec les erreurs statistiques et systématiques ajoutées en quadrature.

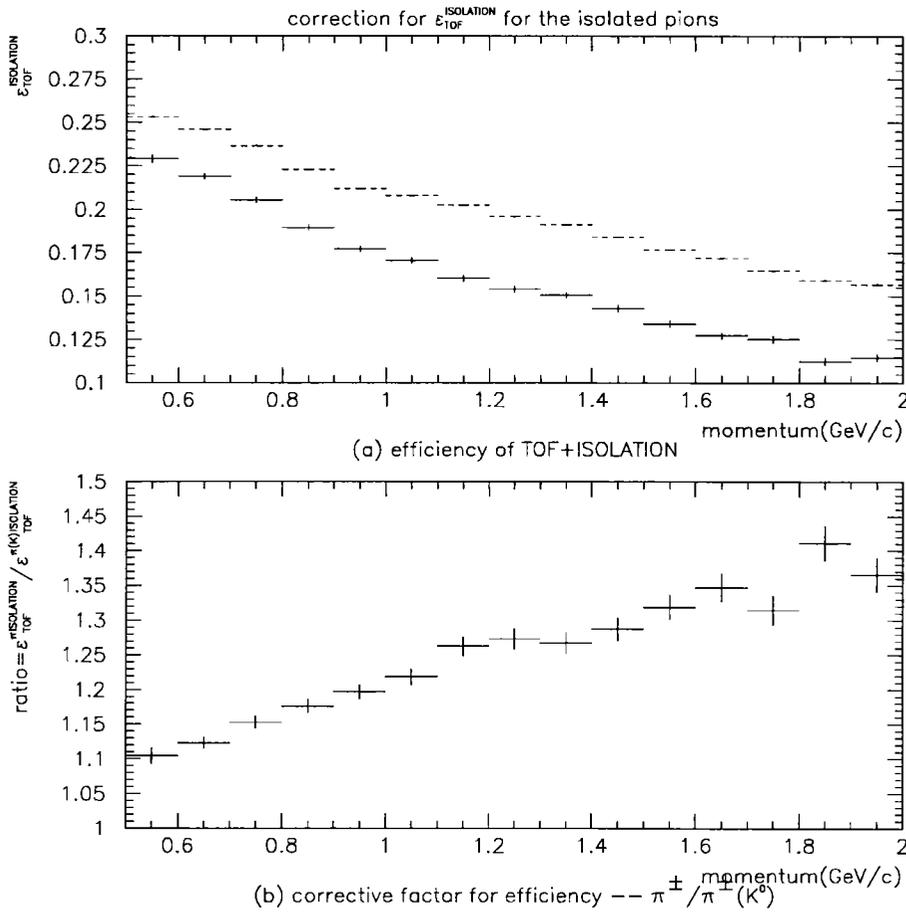


FIG. 3.25 – (a) Efficacités du TOF et d'ISOLEMENT obtenues pour les vrais pions isolés de  $K^0$  (croix solides) et pour tous les pions isolés (tirets).  
 (b) Facteur correctif,  $f_{IS}^\pi$ , qui est multiplié par l'efficacité des  $\pi^\pm(K^0)$  isolés pour obtenir une efficacité similaire à celle pour tous les pions. Cette correction n'est pas nécessaire pour les pions sans la condition d'isolement.

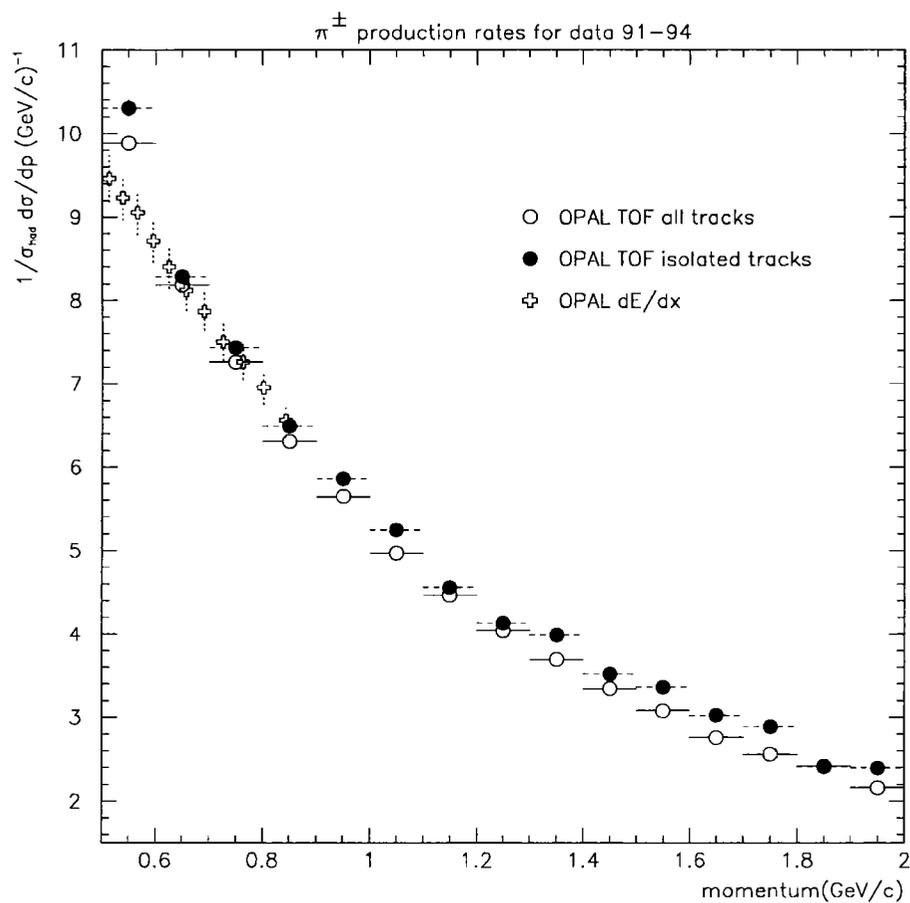


FIG. 3.26 – Taux de production de  $\pi^\pm$  mesurés par le TOF avec toutes les traces (ronds blancs) et avec les traces isolées (ronds noirs) et par l'analyse de  $dE/dx$  (croix blanches).

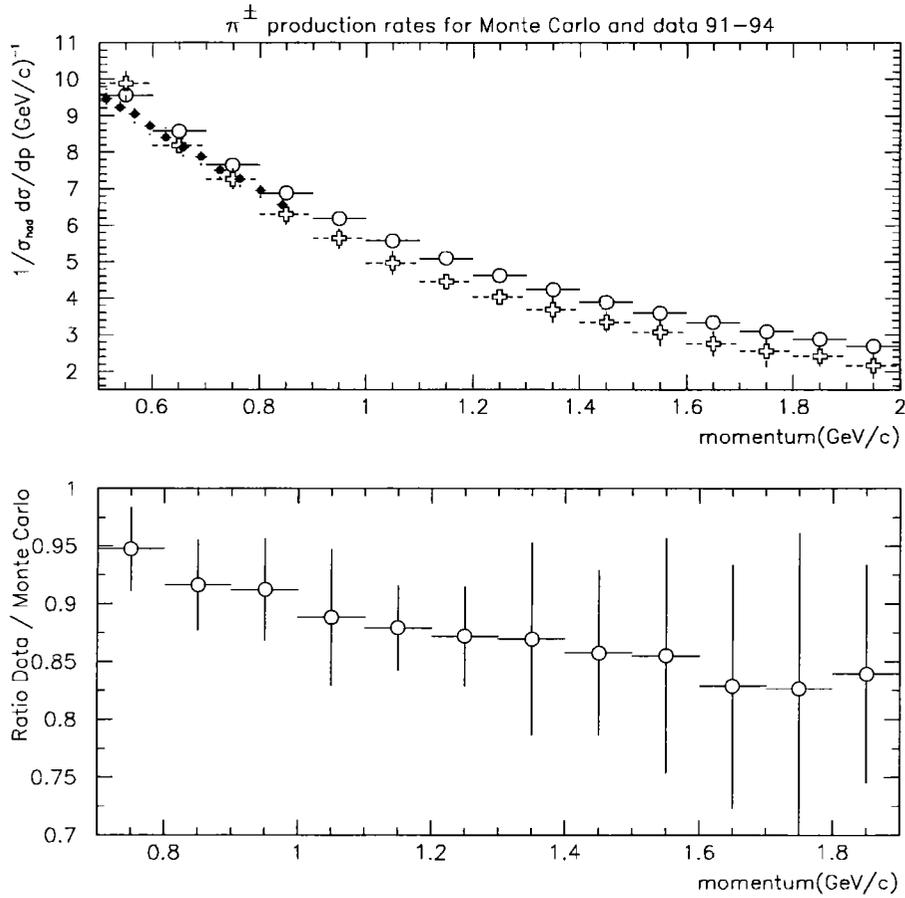


FIG. 3.27 – (a) Taux de production de  $\pi^\pm$  mesurés des données par le TOF (croix blanches) et par l'analyse de  $dE/dx$  (ronds noirs) et calculés des vrais protons du Monte Carlo (ronds blancs).

(b) Rapport des mesures aux prédictions Monte Carlo. Le Monte Carlo sur-estime les taux de pions dans le domaine d'impulsion  $\geq 0.8$  GeV/c.

## 3.8 Conclusion

Le détecteur de temps de vol d'OPAL ne constitue pas un outil idéal pour l'identification des particules. Sa résolution en temps de 330 ps est médiocre. Par conséquent, les pics de particules dans les spectres en vitesse sont assez larges. A haute impulsion, les pics de pions, kaons et protons se chevauchent de plus en plus, et leur séparation devient de plus en plus difficile. Le pic de kaons est ainsi complètement caché sous le pic de pions qui est 8 fois plus grand. Pour les particules d'impulsion supérieure à 1.8 GeV/c, les résultats comportent donc de grandes erreurs systématiques, dépassant 20%. Au contraire, à basse impulsion, les pics sont bien séparés, mais la plupart de protons d'impulsion inférieure à 0.8 GeV/c n'atteignent pas le TOF et ne contribuent pas à cette analyse.

L'efficacité du TOF pour les kaons pourrait être calculée avec le Monte Carlo, mais pas avec les lots de données. Comme le nombre de kaons détectés est fourni par la dernière étape des ajustements des spectres de vitesse, le taux de kaons pourrait être calculé en principe, mais il est entaché de grandes erreurs systématiques. Pour cette raison, le taux de kaons n'est pas inclus dans cette analyse.

Une autre difficulté de l'analyse provient du bruit de fond dû aux coups multiples. Celui-ci affecte les pions plus que les protons parce que le fond se trouve à haute vitesse.

Néanmoins, une méthode a été développée pour mesurer les taux de production de pions et de protons avec le TOF. Celle-ci utilise les lots de pions de  $K^0$  et protons de  $\Lambda^0$  pour déterminer la forme des pics dans les spectres en vitesse ainsi que l'efficacité du TOF pour les pions et des protons respectivement. L'effet du bruit de fond dû aux coups multiples est contrôlé en étudiant les traces isolées.

Cette méthode de mesure de taux de production de  $p\bar{p}$  et  $\pi^\pm$  offre les meilleurs résultats dans le domaine d'impulsion comprise entre 0.8 et 1.8 GeV/c. Ce domaine donne des taux de  $4.09 \pm .01 \pm .28$  pions et de  $.227 \pm .002 \pm .019$  protons par événement. Les erreurs statistiques sont négligeables devant les erreurs systématiques, qui restent raisonnables, s'élevant à 7.0% du taux total de pions et 8.5% du taux total de protons. Les taux individuels sont en bon accord avec ceux obtenus par d'autres analyses comme illustrés dans les figures 3.16 et 3.24.

# Bibliographie

- [1] OPAL Collaboration, *Z. Phys.* **C63** (1994) 181.
- [2] OPAL Collaboration, *Nucl. Instrum. Methods* **A305** (1991) 275.
- [3] X. Gentit, note interne OPAL-TN 194.  
X. Gentit, Pilotage du TOF/le Bible du TOF, 1994.
- [4] S.L. Lloyd, *The OPAL Primer*, pp.119-120.
- [5] ALEPH Collaboration, *Z. Phys.* **C66** (1995) 355.
- [6] DELPHI Collaboration, *Nucl. Phys.* **B444** (1995) 3.

# Chapitre 4

## Production de protons dans des jets

### 4.1 But

Après avoir mesuré les taux de protons inclusifs, il est intéressant d'étudier d'où viennent ces protons. Sont-ils plutôt produits dans des jets de quarks ou dans des jets de gluons?

Il faut d'abord reconstruire les jets pour sélectionner les événements à 3 jets correspondant au processus  $e^+e^- \rightarrow q\bar{q}g$ . Ensuite, la méthode pour mesurer les taux de protons à l'aide du TOF développée du chapitre précédent est utilisée, mais plusieurs modifications sont appliquées pour la rendre utilisable pour les événements à 3 jets. Les taux de protons sont mesurés en fonction de l'énergie des jets. La normalisation à la multiplicité chargée diminue la dépendance avec l'énergie des taux de protons dans les jets et permet une comparaison des jets de quarks et gluons.

### 4.2 Identification des jets

Les nombreux algorithmes pour séparer les jets sont déjà décrits dans la section 1.4.2. Cette analyse utilise l'algorithme E0.

#### 4.2.1 Algorithme E0

L'algorithme E0 a la tâche de regrouper toutes les traces et tous les clusters en jets. Il calcule la masse invariante de toutes les paires de particules:

$$y_{ij} = \frac{(p_i + p_j)^2}{E_{vis}^2} \quad (4.1)$$

où  $p_i$  et  $p_j$  sont les quadri-impulsions des particules  $i$  et  $j$  et  $E_{vis}$  est l'énergie visible dans l'événement. La combinaison avec la plus petite valeur de  $y_{ij}$  est considérée comme une nouvelle pseudo-particule. La quadri-impulsion de cette pseudo-particule est obtenue

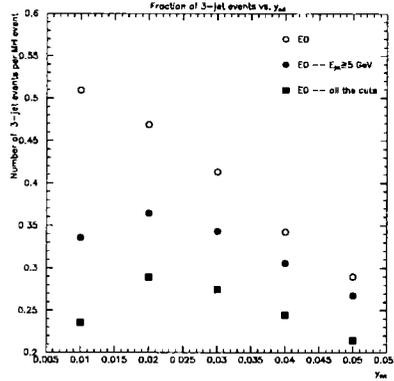


FIG. 4.1 – Fraction d'événements à 3 jets en fonction de  $y_{cut}$ . Les ronds blancs représentent la fraction fournie par l'algorithme E0 sans coupures additionnelles. Les ronds noirs représentent la fraction après la première coupure ( $E_{jet} \geq 5$  GeV). Les carrés noirs représentent la fraction après toutes les coupures. A ce point, E0 avec un  $y_{cut}$  de 0.03 se trouve dans la région de stabilité en gardant 27% des événements.

comme suit:

$$\vec{p}_k = \frac{E_k}{|\vec{p}_i + \vec{p}_j|} (\vec{p}_i + \vec{p}_j); \quad \text{et} \quad E_k = E_i + E_j. \quad (4.2)$$

L'algorithme répète le processus de combinaison jusqu'à ce que toutes les paires de pseudo-particules soient au-dessus d'un certain seuil,  $y_{cut}$ . Les pseudo-particules qui restent après la fin de ce processus sont considérées comme des jets.

Il reste à fixer le seul paramètre libre de l'algorithme,  $y_{cut}$ , qui détermine le nombre de jets dans un événement. Si  $y_{cut}$  est trop grand ( $y_{cut} \geq 0.05$ ), le lot sera dominé par les événements à 2 jets, et si  $y_{cut}$  est trop petit ( $y_{cut} \leq 0.01$ ), le nombre d'événements à 2 jets sera beaucoup diminué, mais de nombreux événements à 3 jets seront considérés comme des événements à 4 jets. Ainsi, non seulement le nombre d'événements à 3 jets changera comme illustré sur la figure 4.1, mais aussi leur topologie moyenne se modifiera. Pour assurer un lot raisonnable d'événements à 3 jets ne dépendant pas trop de la valeur précise de  $y_{cut}$  retenue, une coupure  $y_{cut}$  égale à 0.03 est choisie. Sur la figure 4.1, après l'application des coupures, E0 avec un  $y_{cut}$  de 0.03 se trouve dans la région de stabilité en gardant 27% des événements. Ces coupures sont décrites dans la section suivante. Comme vérification systématique, l'algorithme est appliqué d'abord aux traces chargées dans la chambre à jets et aux gerbes dans les calorimètres électromagnétiques et puis uniquement aux traces chargées.

#### 4.2.2 Coupures sur les jets

Les coupures sur les jets sont appliquées pour sélectionner de vrais événements à 3 jets. Si l'un des trois jets ne satisfait pas une condition, puis l'événement entier sera rejeté.

coupures sur jets	DATA 94	DATA 91-93	Monte Carlo
$E_{\text{jet}} \geq 5 \text{ GeV}$	17.0%	17.2%	15.4%
$\Sigma \alpha_{ij} \geq 358^\circ$	7.5%	7.9%	6.9%
$\alpha_{ij} \geq 30^\circ$	0.2%	0.2%	0.2%
$ \cos \theta_{\text{jet}}  \leq 0.9$	11.2%	11.0%	11.2%
$n_{\text{ch}} \geq 2$	6.8%	6.9%	6.8%
toutes coupures	33.9%	34.1%	32.0%

TAB. 4.1 – Coupures appliquées directement aux jets. Si un jet ne satisfait pas une des conditions, l'événement entier est rejeté.

coupures	Nombre d'événements		
	DATA 94	DATA 91-93	Monte Carlo
3 jets	594.614	619.667	509.711
$E_{\text{jet}} \geq 5 \text{ GeV}$	493.464	513.333	431.134
toutes coupures	393.377	408.652	346.487

TAB. 4.2 – Nombre d'événements après coupures utilisés dans cette analyse.

- La première coupure,  $E_{\text{jet}} \geq 5 \text{ GeV}$ , assure que tous les jets ont assez d'énergie pour être un vrai jet en coupant le fond dû au rayonnement des gluons mous et les mauvaises reconstructions de l'algorithme de jets. Cette coupure est utilisée comme base d'une erreur systématique.

- La deuxième coupure assure que les 3 jets d'un événement sont dans le même plan en exigeant que la somme des angles entre eux est supérieure à  $358^\circ$ . Si elle est plus petite, l'événement contient probablement 4 jets au lieu de 3 jets.

- La troisième coupure demande que les jets soient bien séparés. Les angles entre les jets doivent être supérieurs à  $30^\circ$  ( $\alpha_{ij} \geq 30^\circ$ ).

- La quatrième coupure,  $|\cos \theta_{\text{jet}}| \leq 0.9$ , assure que le jet est dans le détecteur, et non en partie dans le tube à vide.

- La dernière coupure,  $n_{\text{ch}} \geq 2$ , élimine les faux jets en exigeant qu'il soient constitué d'au moins deux particules. Au niveau du générateur, cette coupure demande au moins 2 hadrons dans le jet au lieu de 2 traces chargées.

L'efficacité de chaque coupure dépend du choix de  $y_{\text{cut}}$  comme le montre la figure 4.1. Plusieurs coupures éliminent le même événement. Leur efficacité globale est indiquée dans la tableau 4.1 et le nombre d'événements à 3 jets utilisés dans cette analyse est indiqué dans le tableau 4.2.

Mode	BR(%)	$n_{\text{ch}}$	$n_{\pi^\pm}$	$n_{\text{K}^\pm}$	$n_{\text{p}\bar{\text{p}}}$
$\text{K}_s \rightarrow \pi^+\pi^-$	68.6	2	2	0	0
$\text{K}_s \rightarrow \pi^0\pi^0$	31.4	0.048	0	0	0
$\Lambda^0 \rightarrow \text{p}\pi^-$	64.1	2	1	0	1
$\Lambda^0 \rightarrow \text{n}\pi^0$	35.7	0.024	0	0	0
$\Lambda^0 \rightarrow \text{n}\gamma$	0.1	0	0	0	0
$\Lambda^0 \rightarrow \text{p}e^-\bar{\nu}_e$	0.1	2	0	0	1
$\Sigma^- \rightarrow \text{n}\pi^-$	99.9	1	1	0	0
$\Sigma^- \rightarrow \text{n}e^-\bar{\nu}_e$	0.1	1	0	0	0
$\Sigma^+ \rightarrow \text{p}\pi^0$	51.6	1.024	0	0	1
$\Sigma^+ \rightarrow \text{n}\pi^+$	48.3	1	1	0	0
$\Sigma^+ \rightarrow \text{p}\gamma$	0.1	1	0	0	1
$\Xi^- \rightarrow \Lambda^0\pi^-$	100.0	$1+\Lambda^0$	$1+\Lambda^0$	0	$\Lambda^0$
$\Xi^0 \rightarrow \Lambda^0\pi^0$	99.5	$0.024+\Lambda^0$	$\Lambda^0$	0	$\Lambda^0$
$\Xi^0 \rightarrow \Lambda^0\gamma$	0.5	$\Lambda^0$	$\Lambda^0$	0	$\Lambda^0$
$\Omega^- \rightarrow \Lambda^0\text{K}^-$	67.6	$1+\Lambda^0$	$\Lambda^0$	1	$\Lambda^0$
$\Omega^- \rightarrow \Xi^0\pi^-$	23.4	$1+\Xi^0$	$1+\Lambda^0$	0	$\Lambda^0$
$\Omega^- \rightarrow \Xi^0\pi^0$	8.5	$0.024 + \Xi^0$	$\Lambda^0$	0	$\Lambda^0$
$\Omega^- \rightarrow \Xi^0e^-\bar{\nu}_e$	0.5	$1+\Xi^0$	$\Lambda^0$	0	$\Lambda^0$

TAB. 4.3 – Rapport d'embranchement, multiplicité chargée, et multiplicité en  $\pi^\pm$ ,  $\text{K}^\pm$  et  $\text{p}\bar{\text{p}}$  des désintégrations des particules "stables" au niveau du générateur. La multiplicité chargée de 0.024 pour le  $\pi^0$  prend en compte la désintégration  $\pi^0 \rightarrow \gamma e^+e^-$ .

### 4.2.3 Niveaux différents du Monte Carlo

Le Monte Carlo fournit l'opportunité d'étudier les jets à trois niveaux différents. Comme c'est expliqué dans la section 1.2.3, la formation de hadrons après la désintégration du  $Z^0$  comprend plusieurs étapes. Après la cascade partonique, seuls les partons, quarks et gluons, existent, et à ce premier niveau, appelé partonique, l'algorithme pour séparer les jets n'utilise que les partons.

La fragmentation continue avec le regroupement des partons dans des hadrons. A ce point, les particules instables se désintègrent. Cependant, plusieurs particules, indiquées sur le tableau 4.3, ont des temps de vie relativement longs à l'échelle du détecteur. Elles se désintègrent dans le détecteur, et non tout près du point d'interaction original. Au second niveau, que nous appellerons niveau hadronique du générateur, l'algorithme utilise tous les hadrons quasi-stables, chargés et neutres, pour séparer les jets. Après la séparation, les nombres de pions, kaons et protons sont calculés d'après les tableaux 4.3 et 4.4. Pour la majeure partie de cette analyse, cela suffit, mais pour répartir les protons dans des domaines d'impulsion, il faut suivre les désintégrations jusqu'à leur conclusion pour récupérer l'impulsion des protons.

Enfin les hadrons traversent le détecteur, avec lequel leurs interactions sont simulées. Les chargés laissent des traces dans le détecteur central et déposent leur énergie dans les

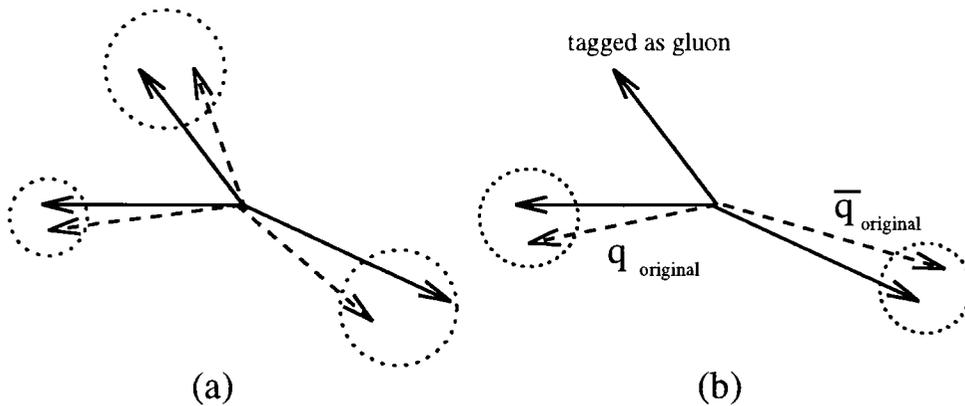


FIG. 4.2 – Deux façons d'étiqueter les jets.

(a) Association entre les impulsions des jets à deux niveaux différents.

(b) Association entre les impulsions des jets à niveau donné (flèches solides) et les impulsions de la paire du quark et de l'antiquark originelle (tirets). Le troisième jet est associé au gluon.

calorimètres. Les neutres déposent leur énergie dans les calorimètres. Au troisième niveau correspondant au détecteur, l'algorithme pour séparer les jets utilise les traces chargées et les clusters.

Comme montré sur la figure 4.2(a), l'association des jets de niveaux différents consiste à regrouper les jets dont les impulsions sont les plus proches. Elle permet une comparaison directe des jets à des niveaux différents. Les événements où les différents niveaux n'ont pas le même nombre de jets sont rejetés.

Il y a deux façons pour étiqueter les jets comme venant de quarks ou de gluons. Les jets au niveau partonique gardent l'information sur les partons, qui les composent et sont étiquetés directement. Ils sont ensuite associés aux jets des autres niveaux. Dans l'autre façon, les impulsions de la paire de quark et d'antiquark originelle sont gardées et sont associées directement à celles des jets à n'importe quel niveau. Le troisième jet doit venir d'un gluon.

Les axes des jets à haute énergie sont mieux mesurés qu'à basse énergie. Les gluons d'une désintégration d'un  $Z^0$  forment d'habitude le jet de plus basse énergie.

#### 4.2.4 Correction à l'énergie

Dans le Monte Carlo, aux niveaux du générateur partonique ou hadronique, les énergies des particules sont exactement connues. Cependant, le détecteur ne mesure pas parfaitement l'énergie des particules et ne détecte pas toutes les particules. Les énergies des jets obtenues après la simulation du détecteur diffèrent sensiblement des énergies générées des jets de partons. Cependant, les directions des impulsions des jets sont mieux mesurées que leurs énergies. Il est donc possible de corriger les énergies des jets. Si la conservation de l'énergie-impulsion est appliquée en négligeant les masses des jets, les énergies sont

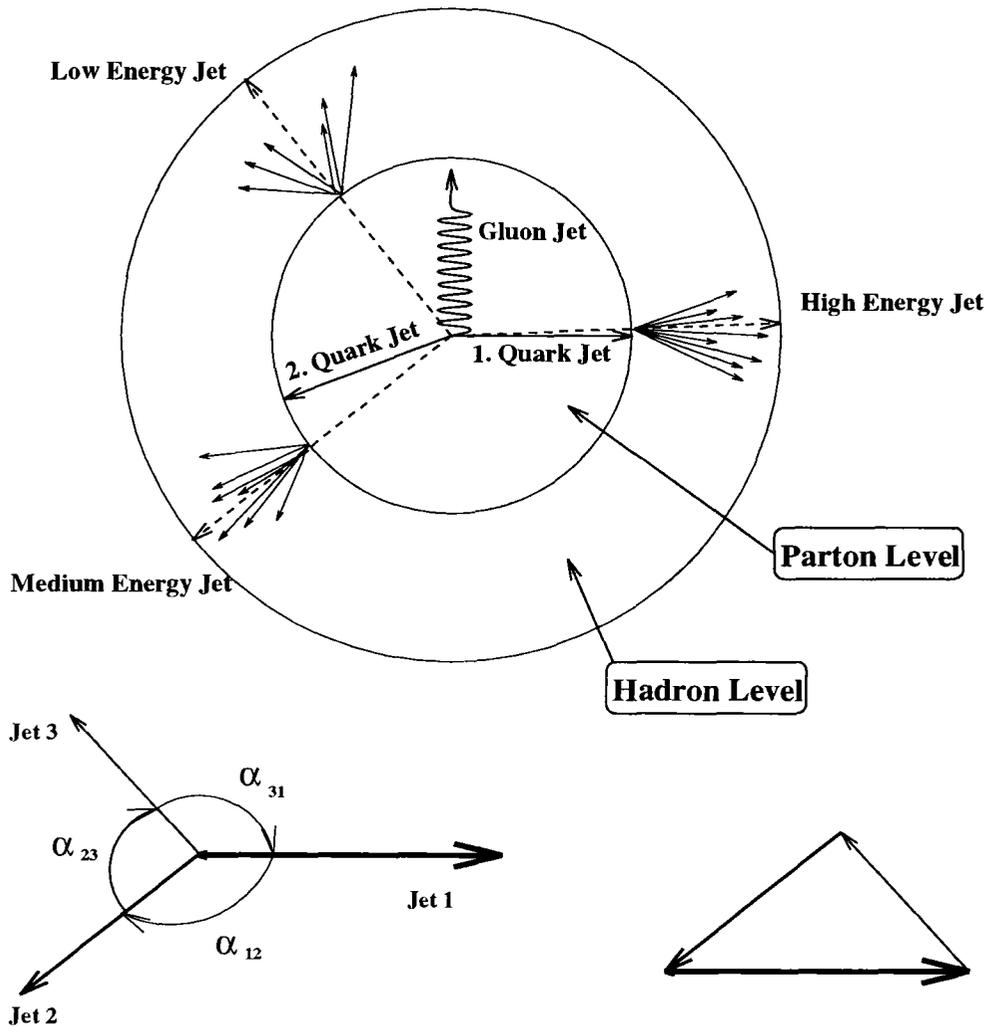


FIG. 4.3 – Correction aux énergies des jets. Le dessin naïf au-dessus montre des partons donnant des jets. Au niveau du détecteur, les angles entre les axes des jets peuvent facilement être déterminés des impulsions des jets et des lois de la conservation de l'énergie-impulsion, l'énergie peut être calculée. Cela permet une mesure plus fiable de l'énergie parce que les impulsions sont mieux mesurées que les énergies.

récalculées par la formule:

$$E_i = E_{\text{cm}} \frac{\sin(\alpha_{jk})}{\sin(\alpha_{ij}) + \sin(\alpha_{jk}) + \sin(\alpha_{ki})} \quad (4.3)$$

où  $\alpha_{jk}$  est l'angle entre les jets  $j$  et  $k$ , opposé au jet  $i$ , comme indiqué sur la figure 4.3. Parce que le  $Z^0$  est au repos, l'impulsion totale après sa désintégration est nulle.

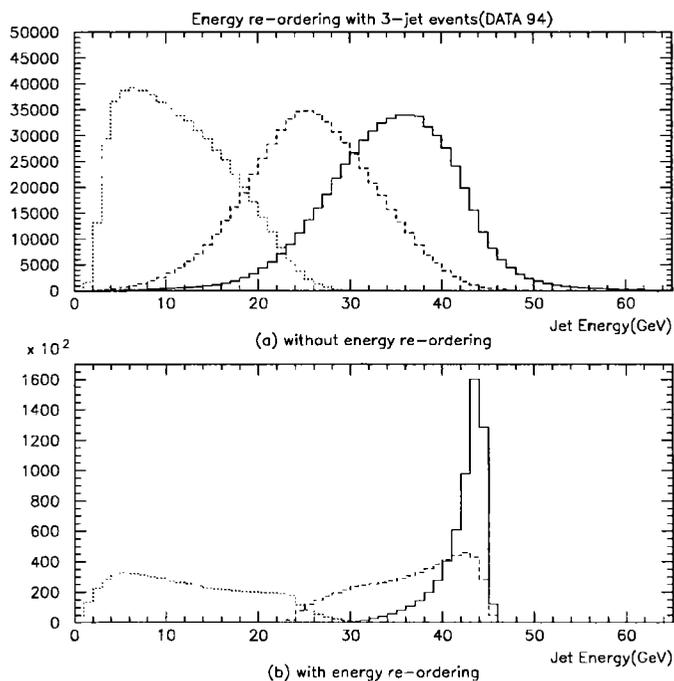


FIG. 4.4 – Correction à l'énergie au niveau du détecteur: le premier jet(continue), le deuxième(tirets) et le troisième(pointillés).

(a) Sans correction à l'énergie. L'énergie est mal mesurée.

(b) Avec la correction à l'énergie. L'énergie est mieux calculée.

Comme illustré sur la figure 4.4, les énergies des jets sans correction sont étalées. Avec la correction à l'énergie au niveau du détecteur, l'énergie des jets présente une limite cinématique à 45.6 GeV, l'énergie du faisceau. De plus, celle du troisième jet a une limite à 30.4 GeV, un tiers de l'énergie du système, 91.2 GeV. Cette condition est réalisée pour les événements symétriques de  $120^\circ$ . Comme illustré sur la figure 4.5, les distributions en énergie au niveau du détecteur après la correction sont en bon accord avec celles au niveau hadronique du générateur.

Même après la correction à l'énergies des jets, les jets des quarks ont tendance à avoir plus d'énergie détectée que ceux au niveau du générateur tandis que les jets des gluons ont moins d'énergie détectée que ceux au niveau du générateur. Le troisième jet, probablement un jet de gluon, a perdu en moyenne 2 GeV du niveau du générateur au

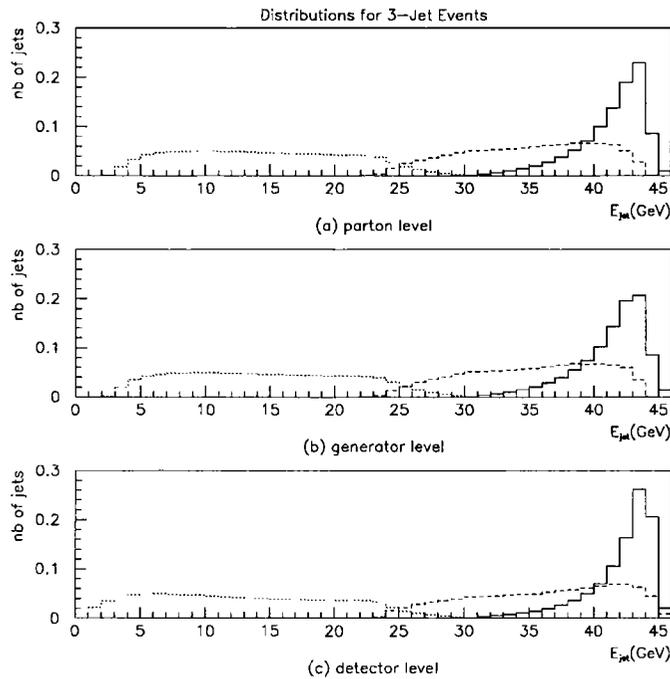


FIG. 4.5 – *Energies des jets à des niveaux différents: le premier jet(continue), le deuxième(tirets) et le troisième(pointillés). Il n'y a pas de grandes différences entre les énergies au niveau partonique(a) et celles au niveau hadronique du générateur(b). Avec la correction à l'énergie, les énergies des jets au niveau du détecteur sont plus en accord avec celles des autres niveaux. Cependant, les jets à basse énergie perdent en moyenne 2 GeV en passant du niveau du générateur au niveau du détecteur tandis que ceux à haute énergie gagnent 1 GeV.*

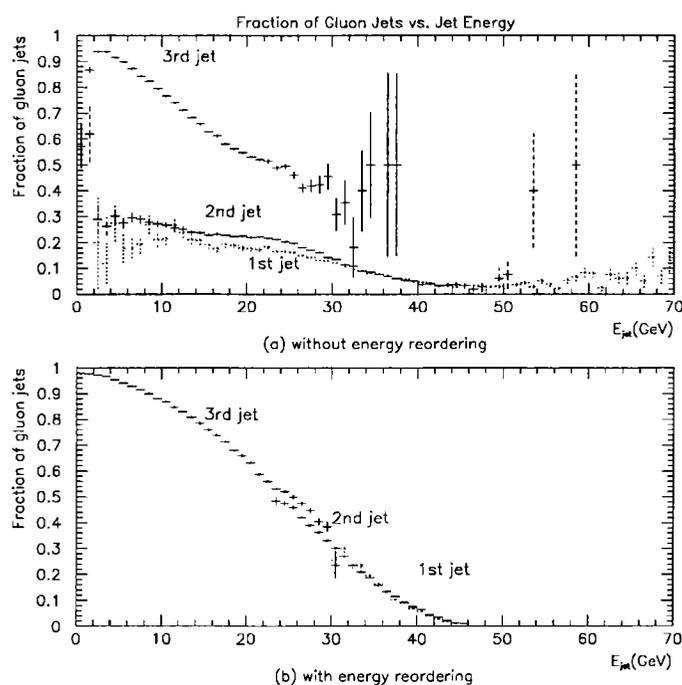


FIG. 4.6 – Fraction de jets de gluons exprimée en fonction de l'énergie des jets au niveau du détecteur.

(a) Sans correction à l'énergie. La fraction de jets de gluons est difficile à définir en fonction de l'énergie des jets et cette fraction dépend bien de l'ordre du jet.

(b) Avec la correction à l'énergie. La fraction de jets de gluons est plus lisse en fonction de l'énergie des jets et à peu près indépendante de l'ordre.

niveau du détecteur tandis que les deux autres ont gagné de l'énergie. L'algorithme E0 a tendance à associer les traces isolées aux jets de plus haute énergie. Par conséquent, il favorise ces derniers par rapport des jets de basse énergies.

Le grand avantage de la correction est illustré sur la figure 4.6. Sans correction, la fraction des jets de gluons est difficile à définir en fonction de l'énergie et dépend de l'ordre du jet. Après la correction à l'énergie, cette fraction est plus lisse en fonction de l'énergie du jet et ne dépend plus de l'ordre. On peut grouper les jets selon l'énergie du jet sans s'inquiéter de leur ordre dans l'événement.

### 4.3 Taux de protons absolus

Les traces dans les événements à 3 jets sont identifiées par le TOF selon la dernière étape de la méthode introduite au chapitre précédent. Les mêmes paramétrisations des pics de pions, kaons, et protons et aussi du fond sont utilisées. Comme la fraction de jets de gluons peut être exprimée en fonction de l'énergie des jets, les jets ne sont groupés que selon leur énergie et pas par leur ordre dans l'événement. Une taille du domaine de 5 GeV donne 8 domaines entre 5 et 45 GeV avec assez de statistique dans chaque domaine.

#### 4.3.1 Efficacités

L'efficacité totale est similaire à celle obtenue pour les taux inclusifs dans la section 3.4.4, mais il faut déterminer en outre sa dépendance en fonction de l'énergie des jets.

L'efficacité de sélection diminue comme l'énergie du jet augmente. Parce que la multiplicité augmente avec l'énergie du jet, les jets à haute énergie ont plus de traces mêlées. Cela fait diminuer l'efficacité de sélection de traces à cause de la densité élevée de traces dans la chambre à jets. Par conséquent, les efficacités à basse énergie sont entre 5% et 8% plus élevées que celles à haute énergie. Ce phénomène se produit dans tous les domaines d'impulsion.  $F_c$ , le facteur correctif décrit dans la section 3.4.6 ne change pas beaucoup avec l'énergie et celui des taux inclusifs est appliqué aux résultats des événements à 3 jets.

A cause du manque de statistique pour les protons de  $\Lambda^0$ , il est impossible de déterminer la dépendance avec l'énergie du jet de l'efficacité du TOF avec la méthode décrite dans la section 3.4.4. Bien sûr, le Monte Carlo peut déterminer cette efficacité en fonction de l'énergie du jet. La simulation montre que pour les énergies de plus de 15 GeV, l'efficacité du TOF est relativement stable et similaire à celle des taux inclusifs. Au contraire, les 2 premiers domaines ( $5 \leq E_{\text{jet}} \leq 15$  GeV), ont des efficacités plus élevées parce que les jets à basse énergie contiennent moins de particules et donc ont moins de coups multiples. (Figure 4.8) Pour cette analyse, l'efficacité du TOF obtenue pour les taux inclusifs est appliquée dans tous les domaines d'énergie sauf dans les 2 premiers qui utilisent celles calculées par le Monte Carlo.

Une correction finale doit être appliquée pour passer du niveau du détecteur au niveau du générateur. Pour les taux inclusifs, c'est une simple efficacité: le nombre de protons détectés sur celui de protons générés, et elle est incluse dans l'efficacité de sélection. Pour les événements à 3 jets, elle contient non seulement l'efficacité des traces perdues dans le

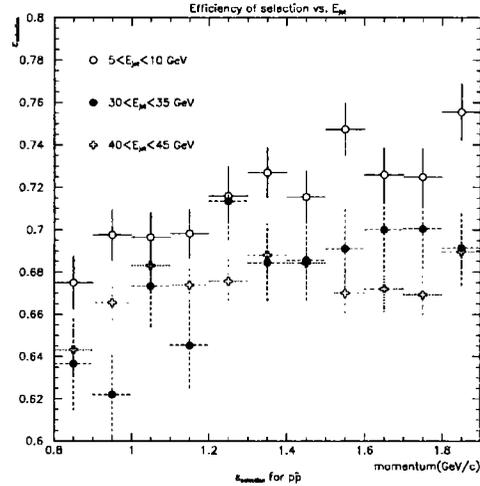


FIG. 4.7 – Efficacités de sélection de protons pour les événements à 3 jets. Les ronds blancs représentent l'efficacité du domaine de basse énergie ( $5 \leq E_{\text{jet}} \leq 10$  GeV), les ronds noirs le domaine d'énergie moyenne ( $30 \leq E_{\text{jet}} \leq 35$  GeV) et les croix blanches de haute énergie ( $40 \leq E_{\text{jet}} \leq 45$  GeV). L'efficacité du premier domaine est plus élevée que celle des autres.

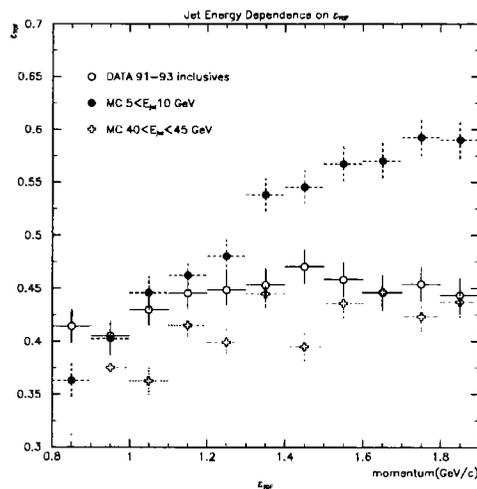


FIG. 4.8 – Efficacités du TOF pour les taux inclusifs des données 1991-93 (ronds blancs), pour les événements à 3 jets du Monte Carlo dans les domaines entre 5 et 10 GeV (ronds noirs) et 40 et 45 GeV (croix blanches). Les efficacités des 2 premiers domaines sont plus élevées que celles des autres domaines qui sont proches de celles des taux inclusifs.

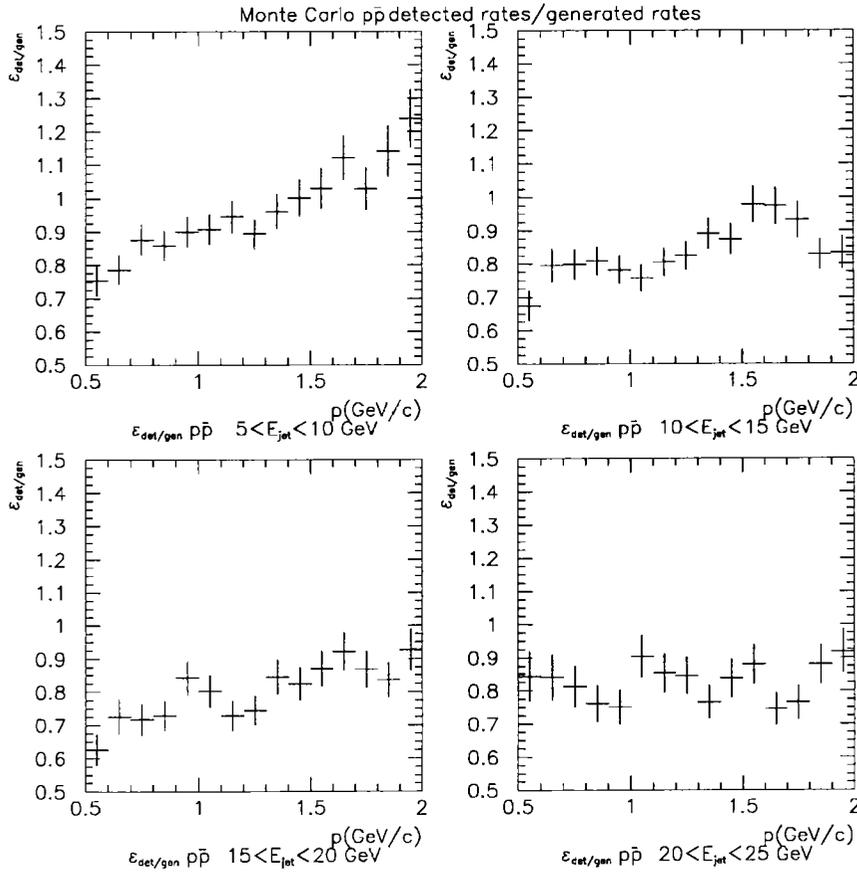


FIG. 4.9 – Rapport des taux de  $p\bar{p}$  détectés sur ceux générés calculés par le Monte Carlo pour les énergies de jets entre 5 et 25 GeV.

particule	$n_{ch}$	$n_{\pi^\pm}$	$n_{K^\pm}$	$n_{p\bar{p}}$
$K_s$	1.387	1.372	0.000	0.000
$\Lambda^0$	1.2926	0.641	0.000	0.642
$\Sigma^-$	1.000	0.999	0.000	0.000
$\Sigma^+$	1.0124	0.483	0.000	0.517
$\Xi^-$	2.2926	1.641	0.000	0.642
$\Xi^0$	1.3165	0.641	0.000	0.642
$\Omega^-$	2.30035	0.9600	0.676	0.642

TAB. 4.4 – Multiplicités moyennes correspondant aux désintégrations des particules "stables".

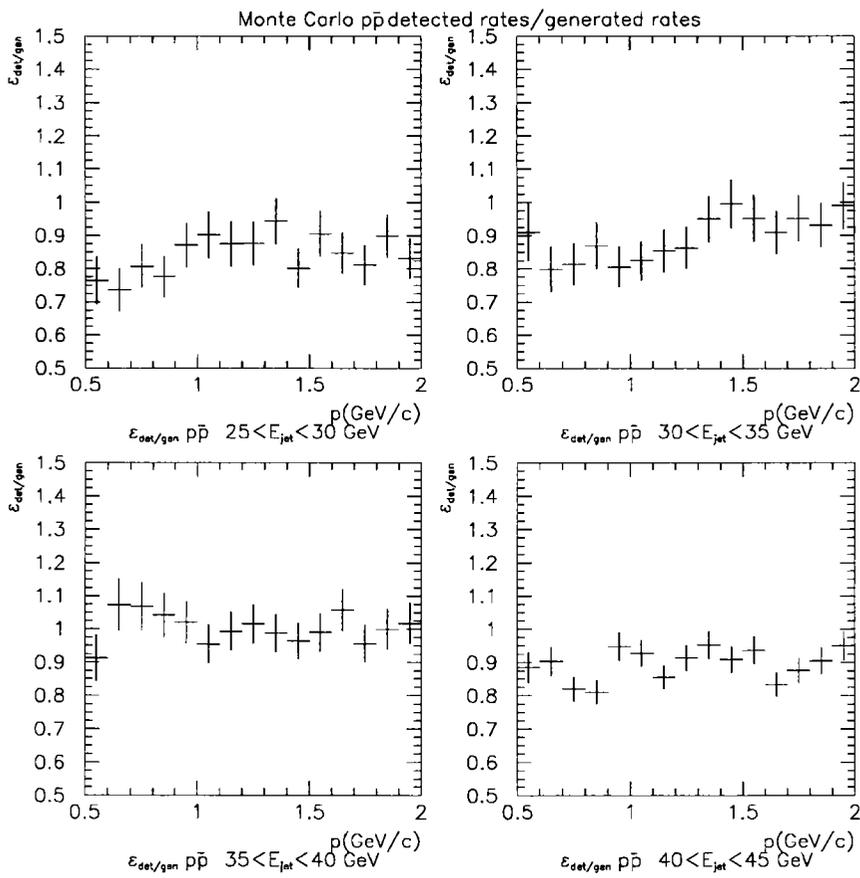


FIG. 4.10 – Rapport des taux de  $p\bar{p}$  détectés sur ceux générés calculés par le Monte Carlo pour les énergies de jets entre 25 et 45 GeV.

détecteur et corrige en plus de tous les effets de l'algorithme pour séparer les jets. On a vu en particulier que les jets à haute énergie ont tendance à gagner des traces au dépend des jets à basse énergie. Pour calculer les nombres de protons par jet au niveau du générateur, on utilise les multiplicités moyennes des désintégrations des particules considérées comme stables au niveau du générateur, indiquées dans le tableau 4.4. Dans le Monte Carlo, il faut suivre la chaîne des désintégrations jusqu'à la création d'un proton pour obtenir son impulsion.

Les rapports des taux détectés sur ceux générés,  $\varepsilon_{\text{det/gen}}$  sont illustrés dans les figures 4.9 et 4.10. La moyenne des inclusifs est 0.9 pour cette efficacité. Dans le premier domaine ( $5 \leq E_{\text{jet}} \leq 10$  GeV), le rapport augmente fortement avec l'impulsion, mais dans les autres domaines, le spectre est relativement plat. Il est plus élevé dans le domaine  $35 \leq E_{\text{jet}} \leq 40$  GeV. Au contraire, les domaines  $15 \leq E_{\text{jet}} \leq 25$  GeV présentent un rapport diminué. L'algorithme E0 a tendance à associer les traces isolées aux jets à haute énergie. Une majorité de protons sont isolés, et la proportion de protons associés aux jets de haute énergie est significative.

L'efficacité totale est

$$\varepsilon_{\text{tot}}^{\text{P}}(p, E_{\text{jet}}) = \varepsilon_{\text{det/gen}}^{\text{P}}(p, E_{\text{jet}}) \varepsilon_{\text{TOF}}^{\text{P}}(p, E_{\text{jet}}) \varepsilon_{\text{selection}}^{\text{P}}(p, E_{\text{jet}}) \quad (4.4)$$

où toutes les efficacités sont fonction de l'impulsion des traces et de l'énergie des jets.

### 4.3.2 Taux avec erreurs

Les taux absolus de protons sont obtenus de la même façon que les taux inclusifs, mais ils sont normalisés au nombre de jets par énergie de façon à calculer les taux de protons par jet.

$$\left(\frac{d\sigma_{\text{jets}}}{dE_{\text{jet}}}\right)^{-1} \frac{d^2\sigma_{\text{p}}}{dp dE_{\text{jet}}} = \frac{N_{\text{p}}(p, E_{\text{jet}})}{N_{\text{jets}}(E_{\text{jets}}) F_{\text{c}}(p) \varepsilon_{\text{tot}}^{\text{P}}(p, E_{\text{jets}})} \quad (4.5)$$

où les taux sont en fonction de l'impulsion des traces et de l'énergie des jets.

L'erreur systématique comprend trois parties: l'erreur venant de l'algorithme pour séparer les jets, l'erreur due aux coupures et l'erreur de la méthode des ajustements. La première erreur systématique est mesurée en comparant les taux obtenus avec l'algorithme E0  $y_{\text{cut}}=0.03$  utilisant les traces chargées dans la chambre à jets et les gerbes dans les calorimètres avec ceux obtenus avec le même algorithme n'utilisant que les traces chargées. Cela indique les effets de l'algorithme sur les résultats. De plus, une erreur systématique est mesurée en comparant les taux obtenus après une seule coupure ( $E_{\text{jet}} \geq 5$  GeV) à ceux obtenus après toutes les coupures sur les jets. Cela indique les effets des coupures sur les résultats. Les erreurs systématiques des taux inclusifs représentent les erreurs de la méthode des ajustements et sont incluses dans les erreurs finales. Les trois erreurs systématiques sont ajoutées ensemble en quadrature et ajoutées à la fin en quadrature avec les erreurs statistiques.

Les figures 4.11 et 4.12 montrent les taux finaux avec leurs erreurs totales et ceux calculés par le Monte Carlo. A basse énergie du jet, le Monte Carlo présente des taux de

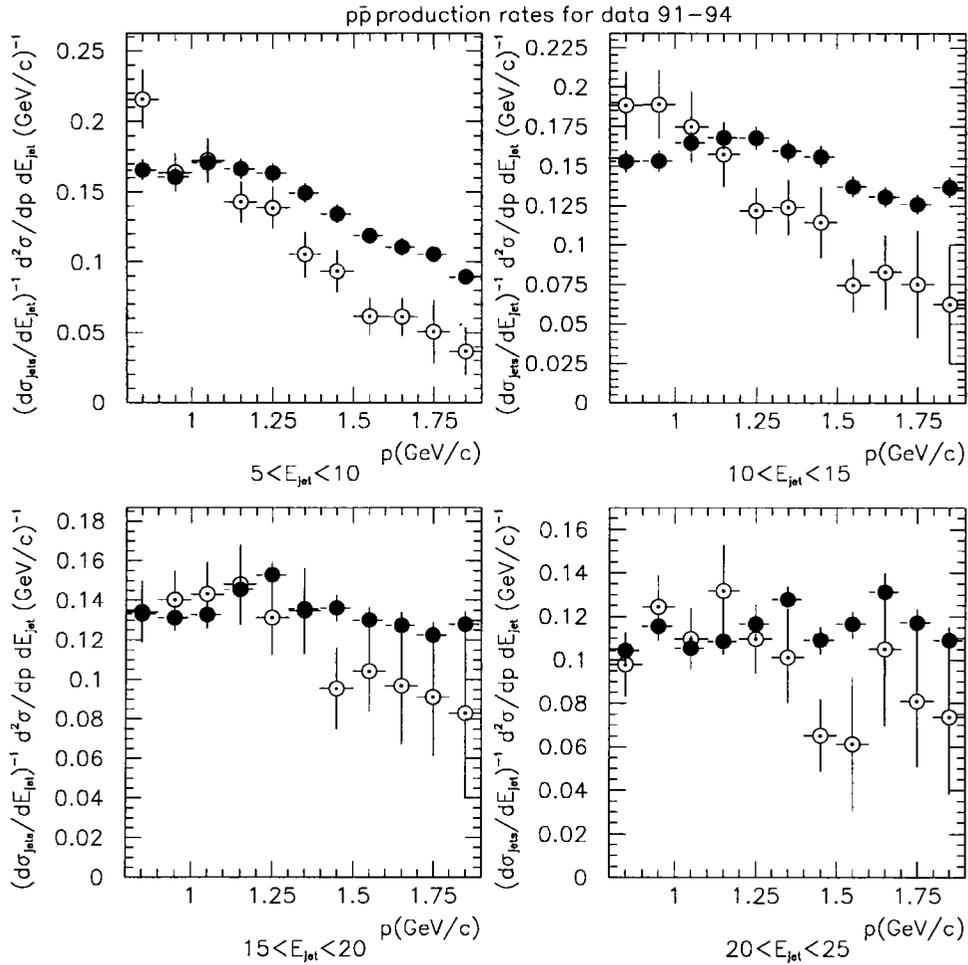


FIG. 4.11 – Taux de production de  $p\bar{p}$  dans les événements à 3 jets pour des énergies de jets entre 5 et 25 GeV. Les figures montrent les taux mesurés par le TOF pour les données 1991-94 (rond blancs) et ceux calculés par le Monte Carlo (ronds noirs). Les barres d'erreurs représentent les erreurs systématiques et statistiques ajoutées en quadrature pour les données et les erreurs statistiques pour le Monte Carlo.

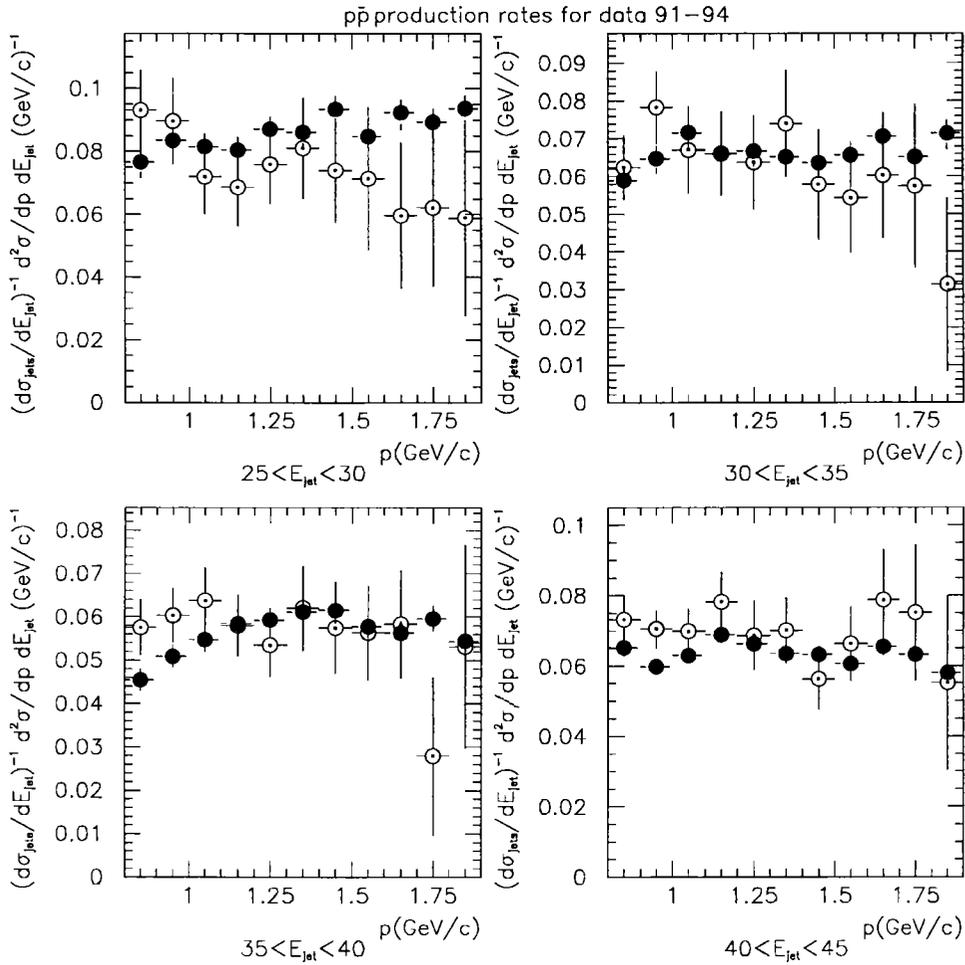


FIG. 4.12 – Taux de production de  $p\bar{p}$  dans les événements à 3 jets pour des énergies de jets entre 25 et 45 GeV. Les figures montrent les taux mesurés par le TOF pour les données 1991-94 (rond blancs) et ceux calculés par le Monte Carlo (ronds noirs). Les barres d'erreurs représentent les erreurs systématiques et statistiques ajoutées en quadrature.

énergie des jets	$N_{p\bar{p}}^{0.8-1.8}/N_{\text{jets}}$	$N_{\text{ch}}/N_{\text{jets}}$	$N_{p\bar{p}}^{0.8-1.8}/N_{\text{ch}}$
5-10	$.113 \pm .002$	$5.51 \pm .01$	$.02050 \pm .00012$
10-15	$.110 \pm .003$	$6.67 \pm .02$	$.01652 \pm .00011$
15-20	$.099 \pm .003$	$7.43 \pm .02$	$.01338 \pm .00010$
20-25	$.081 \pm .003$	$7.84 \pm .02$	$.01033 \pm .00009$
25-30	$.065 \pm .006$	$7.96 \pm .02$	$.00816 \pm .00008$
30-35	$.058 \pm .002$	$7.90 \pm .02$	$.00729 \pm .00006$
35-40	$.056 \pm .002$	$7.89 \pm .01$	$.00705 \pm .00005$
40-45	$.063 \pm .001$	$8.07 \pm .01$	$.00784 \pm .00003$

TAB. 4.5 – Résultats des données 1991-94 au niveau du détecteur avec les erreurs statistiques.

protons par jet plus élevés à haute impulsion que les données. Les centres des spectres en impulsion du Monte Carlo sont décalés par rapport à ceux des données. A haute énergie, les formes des deux sont similaires, mais les taux des données sont un peu plus élevés. Ces résultats suggèrent que dans ce domaine d'impulsion, le Monte Carlo reproduit mieux le jet d'un quark que celui d'un gluon. Cependant, le domaine d'impulsion est très limité, et le spectre n'est pas connu à haute et basse impulsion.

## 4.4 Taux relatifs

Pour éliminer les effets d'une variation de l'énergie du jet, on normalise le nombre de protons détectés d'impulsion entre 0.8 et 1.8 GeV/c en le divisant par la multiplicité chargée, qui est simplement la somme des traces chargées détectées dans les chambres centrales.

### 4.4.1 Méthode

Cette méthode utilise les mêmes efficacités introduites dans la Section 4.3.1 sauf pour la correction  $\varepsilon_{\text{det/gen}}$ .

$$\varepsilon_{\text{tot}}^p = \varepsilon_{\text{TOF}}^p \varepsilon_{\text{selection}}^p \quad (4.6)$$

Le nombre de protons détectés devient

$$N_{p\bar{p}}(p, E_{\text{jet}}) = \frac{N_{p\bar{p}}^{\text{detected}}(p, E_{\text{jet}})}{F_c(p) \varepsilon_{\text{tot}}(p, E_{\text{jet}})} \quad (4.7)$$

$$R_{p\bar{p}}^{0.8-1.8}(E_{\text{jet}}) = \frac{\int_{0.8}^{1.8} N_{p\bar{p}}(p, E_{\text{jet}}) dp}{N_{\text{ch}}(E_{\text{jet}})} \quad (4.8)$$

Les résultats au niveau du détecteur sont présentés dans le tableau 4.5 et diminuent rapidement avec l'énergie du jet sauf dans le domaine à haute énergie.

A ce point, une correction est appliquée à  $R_{p\bar{p}}^{0.8-1.8}$  pour corriger les effets du détecteur. Cette correction est calculée sur le Monte Carlo en comparant  $R_{p\bar{p}}^{0.8-1.8}$  au niveau du détecteur avec sa valeur au niveau du générateur pour obtenir le rapport  $\varepsilon_{\text{det/gen}} = R_{p\bar{p}}^{0.8-1.8})_{\text{det}}/R_{p\bar{p}}^{0.8-1.8})_{\text{gen}}$ , illustré sur la figure 4.13. Le facteur correctif pour le domaine  $35 \leq E_{\text{jet}} \leq 40$  GeV est plus élevé que les autres et il est diminué dans les domaines  $10 \leq E_{\text{jet}} \leq 25$  GeV. L'algorithme E0 a tendance à associer les traces isolées au jet le plus énergétique. Les protons sont plus isolés que les autres traces chargées. Cependant, cela n'affecte pas le domaine de la plus haute énergie. Donc, le problème n'est pas véritablement compris.

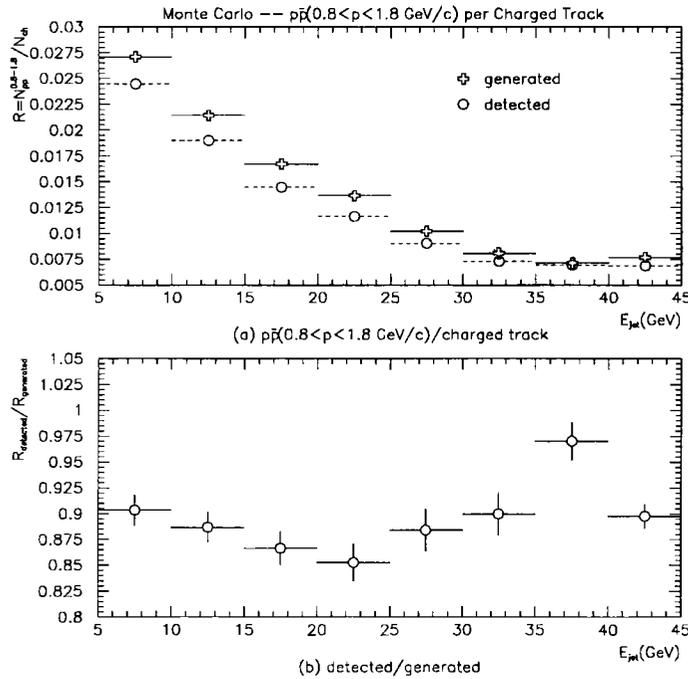


FIG. 4.13 –  $R_{p\bar{p}}^{0.8-1.8}$ : taux de protons d'impulsion entre 0.8 et 1.8 GeV/c par trace chargée en fonction de l'énergie des jets.

(a)  $R_{p\bar{p}}^{0.8-1.8}$  au niveau hadronique du générateur (croix blanches) et au niveau du détecteur (ronds blancs).

(b) Rapport de détectés sur générés.

L'étape suivante consiste à passer de cette valeur  $R_{p\bar{p}}^{0.8-1.8}$  à la valeur  $R_{p\bar{p}}$  pour les protons de toute impulsion. Dans cette analyse, le nombre de protons d'impulsion entre 0.8 et 1.8 GeV/c est converti dans un nombre total de protons avec l'aide du Monte Carlo. Le facteur de conversion diminue rapidement avec l'énergie des jets comme montré dans la figure 4.14.

énergie des jets	$N_{p\bar{p}}^{0.8-1.8}/N_{jets}$	$N_{ch}/N_{jets}$	$N_{p\bar{p}}^{0.8-1.8}/N_{ch}$
5-10	$.113 \pm .002$	$5.51 \pm .01$	$.02050 \pm .00012$
10-15	$.110 \pm .003$	$6.67 \pm .02$	$.01652 \pm .00011$
15-20	$.099 \pm .003$	$7.43 \pm .02$	$.01338 \pm .00010$
20-25	$.081 \pm .003$	$7.84 \pm .02$	$.01033 \pm .00009$
25-30	$.065 \pm .006$	$7.96 \pm .02$	$.00816 \pm .00008$
30-35	$.058 \pm .002$	$7.90 \pm .02$	$.00729 \pm .00006$
35-40	$.056 \pm .002$	$7.89 \pm .01$	$.00705 \pm .00005$
40-45	$.063 \pm .001$	$8.07 \pm .01$	$.00784 \pm .00003$

TAB. 4.5 – Résultats des données 1991-94 au niveau du détecteur avec les erreurs statistiques.

protons par jet plus élevés à haute impulsion que les données. Les centres des spectres en impulsion du Monte Carlo sont décalés par rapport à ceux des données. A haute énergie, les formes des deux sont similaires, mais les taux des données sont un peu plus élevés. Ces résultats suggèrent que dans ce domaine d'impulsion, le Monte Carlo reproduit mieux le jet d'un quark que celui d'un gluon. Cependant, le domaine d'impulsion est très limité, et le spectre n'est pas connu à haute et basse impulsion.

## 4.4 Taux relatifs

Pour éliminer les effets d'une variation de l'énergie du jet, on normalise le nombre de protons détectés d'impulsion entre 0.8 et 1.8 GeV/c en le divisant par la multiplicité chargée, qui est simplement la somme des traces chargées détectées dans les chambres centrales.

### 4.4.1 Méthode

Cette méthode utilise les mêmes efficacités introduites dans la Section 4.3.1 sauf pour la correction  $\varepsilon_{det/gen}$ .

$$\varepsilon_{tot}^P = \varepsilon_{TOF}^P \varepsilon_{selection}^P \quad (4.6)$$

Le nombre de protons détectés devient

$$N_{p\bar{p}}(p, E_{jet}) = \frac{N_{p\bar{p}}^{detected}(p, E_{jet})}{F_c(p) \varepsilon_{tot}(p, E_{jet})} \quad (4.7)$$

$$R_{p\bar{p}}^{0.8-1.8}(E_{jet}) = \frac{\int_{0.8}^{1.8} N_{p\bar{p}}(p, E_{jet}) dp}{N_{ch}(E_{jet})} \quad (4.8)$$

Les résultats au niveau du détecteur sont présentés dans le tableau 4.5 et diminuent rapidement avec l'énergie du jet sauf dans le domaine à haute énergie.

A ce point, une correction est appliquée à  $R_{pp}^{0.8-1.8}$  pour corriger les effets du détecteur. Cette correction est calculée sur le Monte Carlo en comparant  $R_{pp}^{0.8-1.8}$  au niveau du détecteur avec sa valeur au niveau du générateur pour obtenir le rapport  $\varepsilon_{\text{det/gen}} = R_{pp}^{0.8-1.8})_{\text{det}}/R_{pp}^{0.8-1.8})_{\text{gen}}$ , illustré sur la figure 4.13. Le facteur correctif pour le domaine  $35 \leq E_{\text{jet}} \leq 40$  GeV est plus élevé que les autres et il est diminué dans les domaines  $10 \leq E_{\text{jet}} \leq 25$  GeV. L'algorithme E0 a tendance à associer les traces isolées au jet le plus énergétique. Les protons sont plus isolés que les autres traces chargées. Cependant, cela n'affecte pas le domaine de la plus haute énergie. Donc, le problème n'est pas véritablement compris.

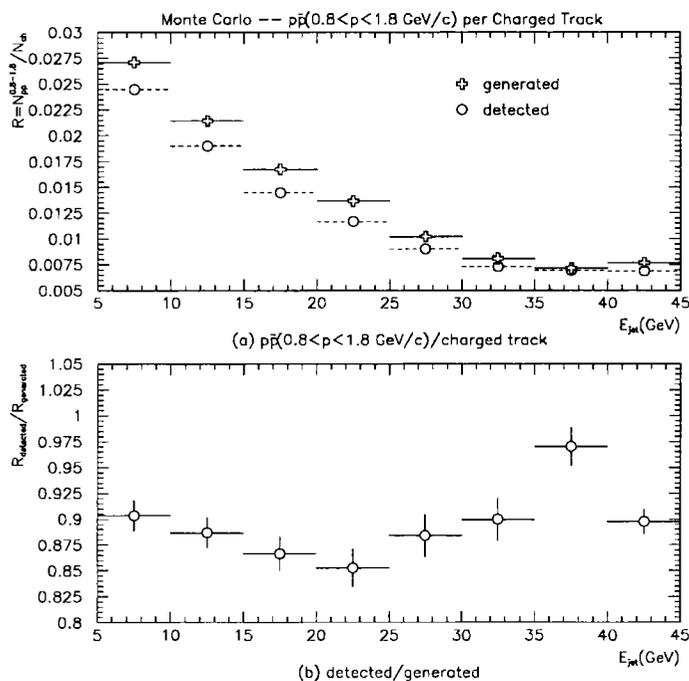


FIG. 4.13 –  $R_{pp}^{0.8-1.8}$ : taux de protons d'impulsion entre 0.8 et 1.8 GeV/c par trace chargée en fonction de l'énergie des jets.

(a)  $R_{pp}^{0.8-1.8}$  au niveau hadronique du générateur (croix blanches) et au niveau du détecteur (ronds blancs).

(b) Rapport de détectés sur générés.

L'étape suivante consiste à passer de cette valeur  $R_{pp}^{0.8-1.8}$  à la valeur  $R_{pp}$  pour les protons de toute impulsion. Dans cette analyse, le nombre de protons d'impulsion entre 0.8 et 1.8 GeV/c est converti dans un nombre total de protons avec l'aide du Monte Carlo. Le facteur de conversion diminue rapidement avec l'énergie des jets comme montré dans la figure 4.14.

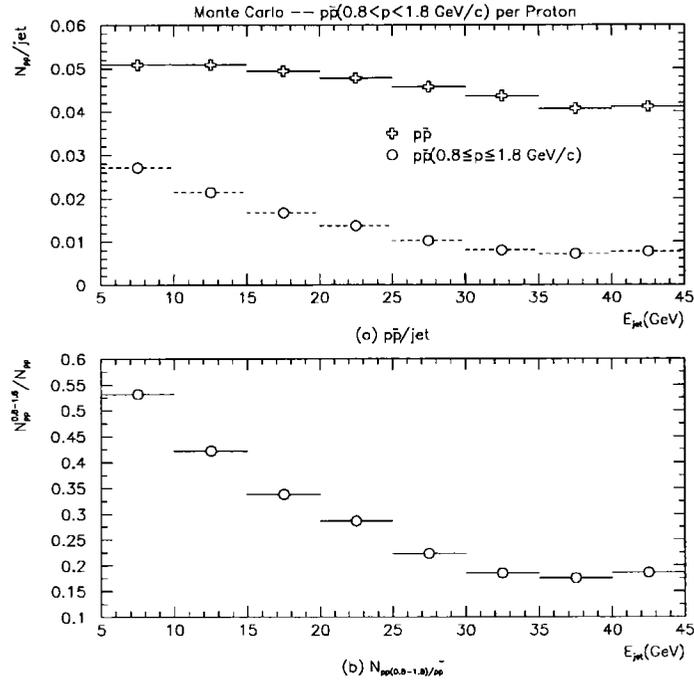


FIG. 4.14 – Nombre de protons par jet calculé par le Monte Carlo.  
 (a)  $N_{p\bar{p}}^{0.8-1.8}/N_{jet}$  (ronds blancs) et  $N_{p\bar{p}}/N_{jet}$  (croix blanches).  
 (b) Rapport de  $N_{p\bar{p}}^{0.8-1.8}/N_{p\bar{p}}$ .

énergie de jets	Erreurs systématiques			
	coupures	algorithme	méthode	total
5-10	1.4	4.9	8.5	9.9
10-15	1.5	5.4	8.5	10.2
15-20	0.7	2.3	8.5	8.8
20-25	1.4	5.5	8.5	10.2
25-30	2.3	1.3	8.5	8.9
30-35	0.9	3.1	8.5	9.1
35-40	1.2	2.3	8.5	8.9
40-45	1.7	1.6	8.5	8.8

TAB. 4.6 – Erreurs systématiques sur  $R_{p\bar{p}}^{0.8-1.8}$  et  $R_{p\bar{p}}$  exprimées en pourcentage.

### 4.4.2 Résultats et erreurs

Les erreurs systématiques sont calculées de même façon que les taux absolus dans la section 4.3.2: 1) erreurs des coupures, 2) erreurs de l'algorithme et 3) erreurs des inclusives. Elles sont déterminées après l'application de la correction  $\varepsilon_{\text{det/gen}}$ . Les pourcentages des erreurs systématiques sur  $R_{p\bar{p}}^{0.8-1.8}$  sont exactement égaux à ceux sur  $R_{p\bar{p}}$  et sont illustrés dans le tableau 4.6. Les résultats pour  $R_{p\bar{p}}^{0.8-1.8}$  sont présentés dans le tableau 4.7 et sur la figure 4.15, et ceux pour  $R_{p\bar{p}}$  sont présentés dans le tableau 4.8 et sur la figure 4.16.  $R_{p\bar{p}}^{0.8-1.8}$  diminue rapidement avec l'énergie. Au contraire,  $R_{p\bar{p}}$  reste constant avec l'énergie. Sur ces figures, le Monte Carlo donne des taux plus élevés à basse énergie que les données. L'effet opposé se produit à haute énergie.

## 4.5 Ajustements sur $R_{p\bar{p}}$

De la distribution de  $R_{p\bar{p}}$ , on peut extraire les taux de protons par trace chargée dans les jets de quarks  $R_{p\bar{p}}^{\text{quark}}$  et de gluons  $R_{p\bar{p}}^{\text{gluon}}$ .  $R_{p\bar{p}}^{\text{quark}}$  et  $R_{p\bar{p}}^{\text{gluon}}$  sont considérés comme des constantes. On ajuste le spectre de  $R_{p\bar{p}}$  par la fonction suivante:

$$R_{p\bar{p}}(E_{\text{jet}}) = p_g(E_{\text{jet}})R_{p\bar{p}}^{\text{gluon}} + (1 - p_g(E_{\text{jet}}))R_{p\bar{p}}^{\text{quark}} \quad (4.9)$$

où  $p_g$  est la fraction de jets de gluons et  $1-p_g$  est la fraction de jets de quarks. Les valeurs pour  $p_g$  pour cette analyse se trouvent dans la figure 4.17. Ces valeurs sont déterminées au niveau du générateur.

Comme le taux relatif dans le domaine de plus haute énergie est nettement plus élevé que les autres, l'ajustement est répété deux fois: avec et sans le dernier domaine. Les résultats sont présentés dans le tableau 4.9 pour les données et pour le Monte Carlo. La différence entre les résultats des ajustements avec et sans le dernier domaine est faible pour le Monte Carlo mais s'élève à environ 8% du résultat pour les données.

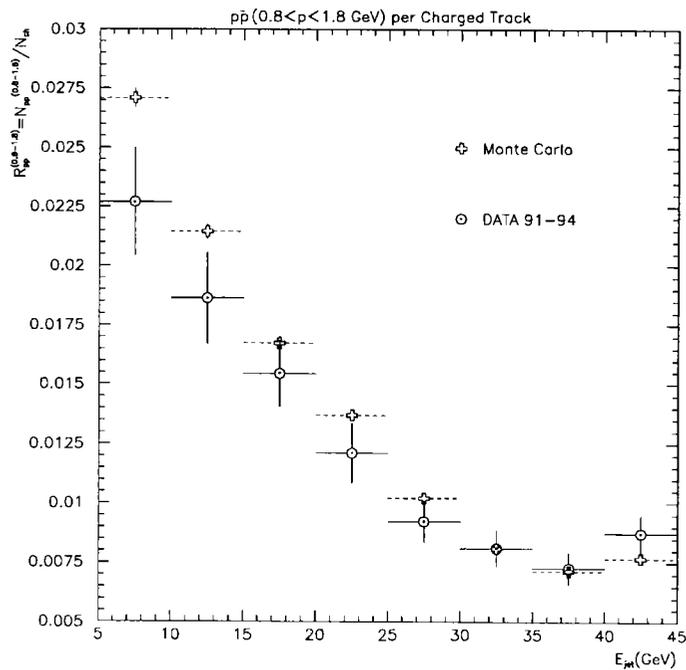
Les erreurs systématiques sont déterminées en utilisant les erreurs systématiques de  $R_{p\bar{p}}$ . Les valeurs des ajustements sans corrections sont déjà calculées et fournissent les résultats de cette analyse. Les taux relatifs sont variés linéairement pour faire plusieurs ajustements. A basse énergie la moitié de l'erreur systématique  $y$  est ajouté tandis que la moitié de l'erreur est soustrait à haute énergie et vice versa. Les ajustements sur les nouvelles valeurs donnent les limites pour  $R_{p\bar{p}}^{\text{gluon}}$  et de  $R_{p\bar{p}}^{\text{quark}}$  comme illustrées dans le tableau 4.9. Avec ces limites, les erreurs sur leur rapport sont calculées.

Le Monte Carlo donne un rapport  $R_{p\bar{p}}^{\text{gluon}}/R_{p\bar{p}}^{\text{quark}}$  de  $1.295 \pm 0.009$  tandis que pour les données, il n'est que de  $0.971 \pm 0.019$ . La différence est de l'ordre de 30%. Le Monte Carlo ne reproduit donc pas bien la production de protons dans les jets de quarks et de gluons.

## 4.6 Conclusion

Cette analyse souffre à cause du manque de statistique. En divisant les jets par énergie, la statistique est assez diminuée. La correction à l'énergie aide à garder raisonnable la

énergie de jets	$R_{pp}^{0.8-1.8}$	erreur statistique	%	erreur systématique	%	erreur totale	%
5-10	.02269	.00040	1.7	.00225	9.9	.00229	10.1
10-15	.01863	.00033	1.8	.00190	10.2	.00193	10.3
15-20	.01544	.00031	2.0	.00136	8.8	.00140	9.1
20-25	.01211	.00028	2.3	.00124	10.2	.00127	10.2
25-30	.00923	.00023	2.5	.00082	8.9	.00085	9.3
30-35	.00811	.00020	2.5	.00074	9.1	.00076	9.4
35-40	.00727	.00014	2.0	.00065	8.9	.00066	9.1
40-45	.00874	.00012	1.4	.00077	8.8	.00078	8.9

TAB. 4.7 –  $R_{pp}^{0.8-1.8}$  avec erreurs.FIG. 4.15 – Taux relatifs de  $p\bar{p}$  d'impulsion entre 0.8 et 1.8 GeV/c par trace chargée mesurés pour les données 1991-94 (ronds blancs) et calculés par le Monte Carlo (croix blanches). Les taux relatifs dans ce domaine d'impulsion diminuent rapidement avec l'énergie des jets.

énergie de jets	$R_{p\bar{p}}$	erreur statistique	%	erreur systématique	%	erreur totale	%
5-10	.04268	.00085	2.0	.00424	9.9	.00432	10.1
10-15	.04417	.00092	2.1	.00450	10.2	.00459	10.4
15-20	.04563	.00109	2.4	.00403	8.8	.00417	9.1
20-25	.04227	.00115	2.7	.00433	10.2	.00448	10.6
25-30	.04132	.00126	3.1	.00368	8.9	.00389	9.4
30-35	.04373	.00132	3.0	.00397	9.1	.00418	9.6
35-40	.04144	.00100	2.4	.00368	8.9	.00382	9.2
40-45	.04687	.00083	1.7	.00413	8.8	.00421	9.0

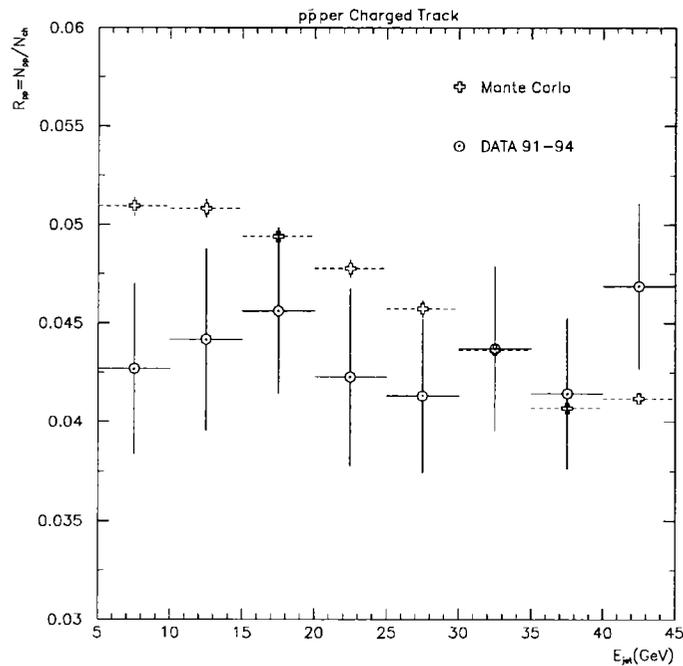
TAB. 4.8 –  $R_{p\bar{p}}$  avec erreurs.

FIG. 4.16 – Taux relatifs de  $p\bar{p}$  par trace chargée mesurés pour les données 1991-94 (ronds blancs) et calculés par le Monte Carlo (croix blanches). Les résultats des données sont relativement constants avec l'énergie des jets et ne sont pas en accord avec le Monte Carlo.

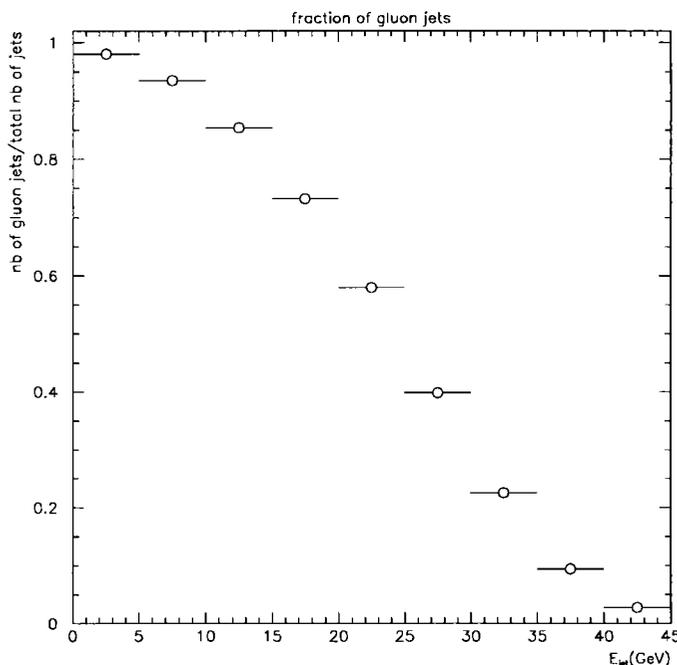


FIG. 4.17 – Fraction de jets de gluons calculée par le Monte Carlo pour l’algorithme  $E0$   $y_{cut}=0.03$ .

taille des lots en permettant d’ignorer l’ordre du jet. En plus, les ajustements sur les pics de pions et de kaons donnent des résultats inutilisables. Malgré tout, les ajustements sur les pics de protons fournissent de meilleurs résultats qui permettent une analyse de production de proton dans les événements à 3 jets.

De plus, cette analyse dépend trop du Monte Carlo pour les efficacités. Même pour les taux inclusifs, l’efficacité de sélection est calculée par le Monte Carlo. Mais ici en outre, à cause du manque de statistique, cette analyse n’a pas la possibilité de mesurer l’efficacité du TOF dans les événements à 3 jets avec les données et doit dépendre du Monte Carlo.

Le Monte Carlo calcule les taux absolus de protons plus élevés à basse énergie des jets que les données. Cette observation est l’opposé à haute énergie. Cet effet continue même après la normalisation à la multiplicité chargée. Au contraire, les taux inclusifs de protons du chapitre précédent sont plus élevés pour les données que le Monte Carlo.

Les taux de protons normalisés à la multiplicité chargée de cette analyse sont 1.2 fois moins de ceux de l’analyse de la mesure de  $dE/dx$  faite par Stephan Baumann à OPAL. Les résultats des deux analyses sont montrés ensemble sur la figure 4.21. Cela suggère que le facteur allant du domaine  $0.8 \leq p \leq 1.8$  GeV/c au domaine total est mauvais.

Comme le Monte Carlo fournit la plupart des efficacités pour cette analyse, il est difficile de dire d’où vient le problème. Le facteur pour passer du domaine d’impulsion mesuré au domaine complet est probablement mauvais de 20%, mais le facteur correctif pour les effets du détecteur peut donner une mauvaise efficacité dans le dernier domaine

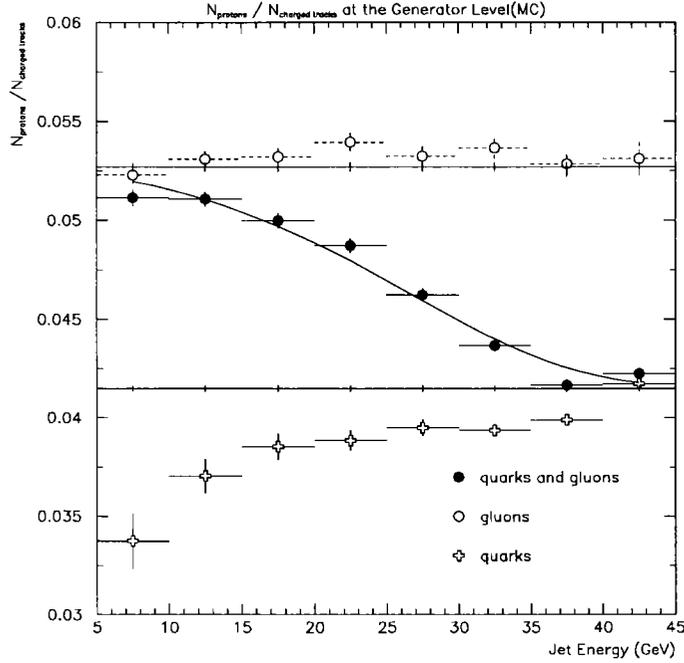


FIG. 4.18 – Taux de  $p\bar{p}$  dans les événements à 3 jets calculés par le Monte Carlo au niveau du générateur:  $R_{p\bar{p}}$  (ronds noirs),  $R_{p\bar{p}}^{\text{gluon}}$  pour un lot pur de gluons (ronds blancs),  $R_{p\bar{p}}^{\text{quark}}$  pour un lot pur de quarks (croix blanches). Les lignes représentent les résultats des ajustements pour les gluons au-dessus et les quarks au-dessous.

d'énergie. Un mélange des deux effets peut exister.

Le rapport de  $R_{p\bar{p}}^{\text{gluon}}$  sur  $R_{p\bar{p}}^{\text{quark}}$  pour cette analyse est calculé comme  $0.971 \pm 0.019(\text{stat})_{-0.090}^{+0.099}(\text{sys})$  pour les énergies entre 5 et 45 GeV et comme  $1.054 \pm 0.027(\text{stat})_{-0.094}^{+0.102}(\text{sys})$  pour les énergies entre 5 et 40 GeV. Avec le  $dE/dx$ , Stephan Baumann l'a mesuré comme  $1.100 \pm 0.024 \pm 0.023$ [1] tandis que la collaboration DELPHI a obtenu  $1.12 \pm 0.11 \pm 0.04$ . [2] La valeur de  $R_{p\bar{p}}$  dans le dernier domaine d'énergie est particulièrement élevée et diminue le rapport  $R_{p\bar{p}}^{\text{gluon}}/R_{p\bar{p}}^{\text{quark}}$ . Au contraire, les valeurs obtenues par l'ajustement sur le spectre en énergie sans le dernier domaine donnent un rapport en accord avec les autres analyses.

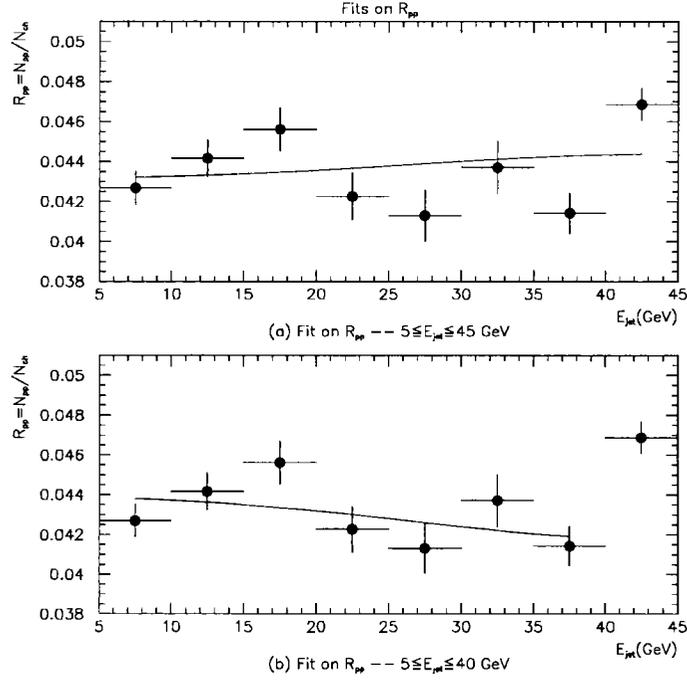


FIG. 4.19 – Ajustements sur  $R_{pp}(E_{jet}) = p_g(E_{jet})R_{pp}^{gluon} + (1 - p_g(E_{jet}))R_{pp}^{quark}$  avec  $R_{pp}^{gluon}$  et  $R_{pp}^{quark}$  constants.

(a) Ajustement sur  $R_{pp}$  entre 5 GeV et 45 GeV.

(b) Ajustement sur  $R_{pp}$  entre 5 GeV et 40 GeV.

énergie du jet	$R^{gluon}$	$R^{quark}$	$R^{gluon}/R^{quark}$
DATA 91-94			
5-45	$.04313 \pm .00062$	$.04441 \pm .00061$	$0.971 \pm 0.019(stat)^{+0.099}_{-0.090}(sys)$
5-40	$.04395 \pm .00065$	$.04171 \pm .00087$	$1.054 \pm 0.027(stat)^{+0.102}_{-0.094}(sys)$
Monte Carlo			
5-45	$.05247 \pm .00030$	$.04052 \pm .00016$	$1.295 \pm 0.009(stat)$
5-40	$.05272 \pm .00031$	$.04005 \pm .00025$	$1.316 \pm 0.011(stat)$

TAB. 4.9 – Résultats pour  $R^{gluon}$  et  $R^{quark}$ .

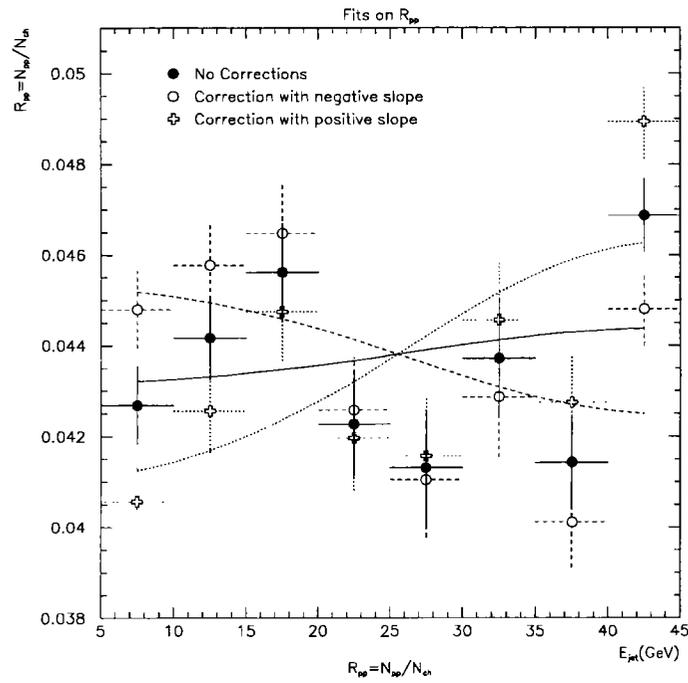


FIG. 4.20 – Détermination des erreurs systématiques sur l'ajustement de  $R_{pp}$  entre 5 GeV et 45 GeV. Les erreurs systématiques sont déterminées en variant les erreurs systématiques dans les domaines d'énergie individuels.

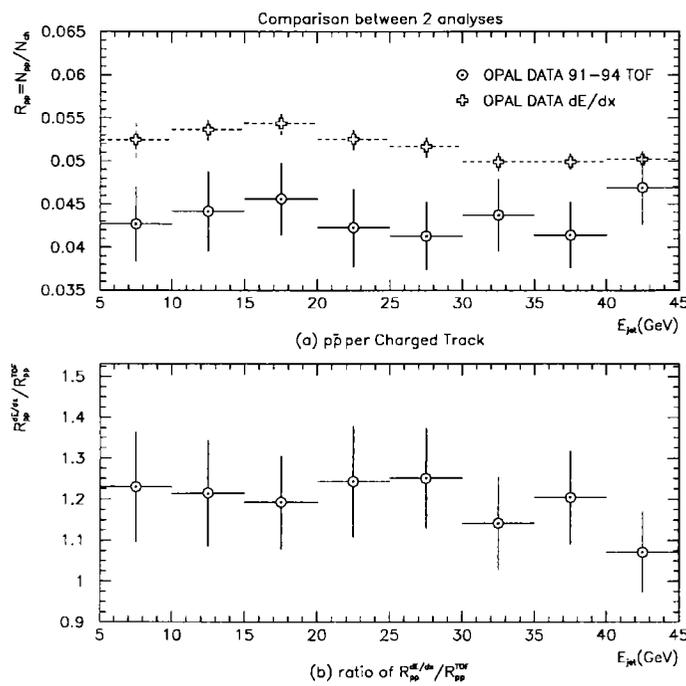


FIG. 4.21 – *Comparison de 2 analyses.*

(a) *Taux relatifs de  $p\bar{p}$  par trace chargée mesurés par le TOF (ronds blancs) et mesurés par le  $dE/dx$  (croix blanches). Les résultats des 2 analyses sont relativement constants avec l'énergie des jets. Il est évident que les mesures du  $dE/dx$  sont bien plus élevés que celles du TOF.*

(b) *Rapport de  $R_{p\bar{p}}^{dE/dx}$  sur  $R_{p\bar{p}}^{TOF}$ . Le rapport est à peu près 1.2.*

## Bibliographie

- [1] S. Baumann, presented at OPAL Plenary June 1997.
- [2] DELPHI Collaboration, CERN PPE/96-193.(submitted to *Phys. Lett. B*).

# Conclusion

A partir de l'ensemble des données accumulées entre 1991 et 1994 par OPAL au cours de la première phase de fonctionnement du LEP, appelée LEP1, les taux de production de protons après la désintégration d'un  $Z^0$  sont mesurés à l'aide du détecteur de temps de vol (TOF) d'OPAL. Avec une résolution en temps modeste de 330 ps, il ne constitue pas un outil idéal pour l'identification des particules. Les pics de pions, kaons, et protons dans les spectres en vitesse se chevauchent à haute impulsion et leur séparation devient de plus en plus difficile. Pour les particules d'impulsion supérieure à 1.8 GeV/c, les résultats comportent donc de grandes erreurs systématiques, dépassant 20%. Au contraire, à basse impulsion, les pics sont séparés, mais la plupart de protons d'impulsion inférieure à 0.8 GeV/c n'atteignent pas le TOF et ne contribuent pas à cette analyse.

Néanmoins, une méthode a été développée pour mesurer les taux de production de pions et de protons avec le TOF. Celle-ci utilise les lots de pions de  $K^0$  et protons de  $\Lambda^0$  pour déterminer la forme des pics dans les spectres en vitesse ainsi que l'efficacité du TOF pour les pions et des protons respectivement. Cette méthode de mesure de taux de production de  $p\bar{p}$  et  $\pi^\pm$  offre les meilleurs résultats dans le domaine d'impulsion comprise entre 0.8 et 1.8 GeV/c, qui donne des taux inclusifs de  $4.09 \pm 0.01 \pm 0.28$  pions et de  $0.227 \pm 0.002 \pm 0.019$  protons par événement. Les erreurs statistiques sont négligeables devant les erreurs systématiques, qui restent raisonnables, s'élevant à 7.0% du taux total de pions et 8.5% du taux total de protons. Les taux individuels sont en bon accord avec ceux obtenus par d'autres analyses.

Cette méthode est adaptée aux événements à 3 jets en utilisant l'algorithme E0 avec un  $y_{cut}$  de 0.03 pour séparer les jets. Les jets sont regroupés selon leur énergie. Puis les taux de protons par jet sont calculés en fonction de l'impulsion des traces et de l'énergie des jets.

La normalisation de ces taux à la multiplicité chargée élimine les effets d'une variation de l'énergie,

$$R_{p\bar{p}}^{0.8-1.8}(E_{jet}) = \frac{\int_{0.8}^{1.8} N_{p\bar{p}}(p, E_{jet}) dp}{N_{ch}(E_{jet})}$$

Le Monte Carlo est utilisé pour passer de cette valeur pour le domaine d'impulsion entre 0.8 et 1.8 GeV/c à la valeur  $R_{p\bar{p}}(E_{jet})$  pour les protons de toute impulsion. Cependant, les taux relatifs de protons de cette analyse sont 1.2 fois plus petits que ceux de l'analyse utilisant la mesure de  $dE/dx$ . Cela suggère que le facteur allant du domaine  $0.8 \leq p \leq 1.8$  au domaine total est mauvais.

De la distribution de  $R_{p\bar{p}}$ , on peut extraire les taux de protons par trace chargée dans les jets de quarks  $R_{p\bar{p}}^{\text{quark}}$  et de gluons  $R_{p\bar{p}}^{\text{gluon}}$ .  $R_{p\bar{p}}^{\text{quark}}$  et  $R_{p\bar{p}}^{\text{gluon}}$  sont considérés comme des constantes. On ajuste le spectre de  $R_{p\bar{p}}$  par la fonction suivante:

$$R_{p\bar{p}}(E_{\text{jet}}) = p_g(E_{\text{jet}})R_{p\bar{p}}^{\text{gluon}} + (1 - p_g(E_{\text{jet}}))R_{p\bar{p}}^{\text{quark}}$$

où  $p_g$  est la fraction de jets de gluons et  $1-p_g$  est la fraction de jets de quarks. Comme le taux relatif dans le domaine de plus haute énergie est nettement plus élevé que les autres, l'ajustement est répété deux fois: avec et sans le dernier domaine. Les résultats sont

$$\frac{R_{p\bar{p}}^{\text{gluon}}}{R_{p\bar{p}}^{\text{quark}}} = 0.971 \pm 0.019(\text{stat})_{-0.090}^{+0.099}(\text{sys}) \quad \text{entre 5 et 45 GeV}$$

$$\frac{R_{p\bar{p}}^{\text{gluon}}}{R_{p\bar{p}}^{\text{quark}}} = 1.054 \pm 0.027(\text{stat})_{-0.094}^{+0.102}(\text{sys}) \quad \text{entre 5 et 40 GeV}$$

La valeur de  $R_{p\bar{p}}$  particulièrement élevée dans le dernier domaine d'énergie diminue le rapport  $R_{p\bar{p}}^{\text{gluon}}/R_{p\bar{p}}^{\text{quark}}$ . Les valeurs obtenues par l'ajustement sans le dernier domaine donnent un rapport en accord avec d'autres analyses.

## Résumé

A partir de l'ensemble des données accumulées entre 1991 et 1994 par OPAL au cours de la première phase de fonctionnement du LEP, les taux de production de protons après la désintégration d'un  $Z^0$  sont mesurés à l'aide du détecteur de temps de vol (TOF) d'OPAL. Une méthode est développée pour mesurer les taux de production de pions et de protons à partir des spectres en vitesse calculée de la mesure du temps de vol. Cette méthode offre les meilleurs résultats dans le domaine d'impulsion comprise entre 0.8 et 1.8 GeV/c, qui donne des taux inclusifs de  $4.09 \pm 0.01 \pm 0.28$  pions et de  $0.227 \pm 0.002 \pm 0.019$  protons par événement.

Cette méthode est adaptée aux événements à 3 jets en utilisant l'algorithme E0 avec un  $y_{cut}$  de 0.03 pour séparer les jets. Après le regroupement des jets selon leur énergie, les taux de protons par jet sont calculés en fonction de l'impulsion des traces et de l'énergie des jets. Une normalisation à la multiplicité chargée des jets est appliquée pour éliminer les effets d'une variation des taux avec l'énergie. Le Monte Carlo est utilisé pour passer du domaine d'impulsion mesuré au domaine total. Après un ajustement sur les taux de protons dans les jets de gluons et de quarks,  $R_{pp}^{gluon}$  et  $R_{pp}^{quark}$ , leur rapport,  $R_{pp}^{gluon}/R_{pp}^{quark}$ , est  $0.971 \pm 0.019(stat)_{-0.090}^{+0.099}(sys)$  pour l'ajustement entre 5 et 45 GeV et  $1.054 \pm 0.027(stat)_{-0.094}^{+0.102}(sys)$  pour celui entre 5 et 40 GeV. La valeur particulièrement élevée du taux de protons dans le dernier domaine d'énergie diminue le rapport  $R_{pp}^{gluon}/R_{pp}^{quark}$ . Les valeurs obtenues par l'ajustement sans le dernier domaine donnent un rapport en accord avec d'autres analyses.

## Abstract

From the data samples accumulated from 1991 to 1994 by the OPAL detector during the first phase of operation at LEP, the proton production rates are measured with the help of the time-of-flight (TOF) detector. A method is developed for the measurement of the pion and proton production rates with the velocity spectra. The velocity is calculated from the time-of-flight measurement. This method offers the best results in the momentum range from 0.8 to 1.8 GeV/c. This range gives inclusive rates of  $4.09 \pm 0.01 \pm 0.28$  pions and  $0.227 \pm 0.002 \pm 0.019$  protons per event.

This method is then adapted to 3-jet events by using the E0 jetfinder with a  $y_{cut}$  of 0.03 to separate the jets. After regrouping the jets by their energy, the proton rates are calculated as a function of track momentum and jet energy. Dividing the rates by the jet charged multiplicity leads to relative rates that have less of an energy dependence than absolute rates. The relative rates in the measured momentum range are converted to  $R_{pp}$ , the rates for the total momentum range, by a factor calculated with the Monte Carlo. After fitting  $R_{pp}^{gluon}$  and  $R_{pp}^{quark}$ , their ratio,  $R_{pp}^{gluon}/R_{pp}^{quark}$ , is  $0.971 \pm 0.019(stat)_{-0.090}^{+0.099}(sys)$  for the fit between 5 and 45 GeV and  $1.054 \pm 0.027(stat)_{-0.094}^{+0.102}(sys)$  for the fit between 5 and 40 GeV. The relatively high value of  $R_{pp}$  in the last energy bin decreases the ratio  $R_{pp}^{gluon}/R_{pp}^{quark}$ . On the other hand, the ratio obtained by the values from the fit without the last bin is in agreement with the results from other analyses.

Mots clés : LEP – OPAL – Temps de vol – Taux de protons – Jets de quarks et de gluons.  
Key words : LEP – OPAL – Time of flight (TOF) – Proton rates – Quark and gluon jets.