

**MESURE DE LA SECTION EFFICACE  
INCLUSIVE DE PRODUCTION DU J/ψ  
DANS LES COLLISIONS PROTON-PROTON  
ET ANTIPIRON-PROTON À  
 $\sqrt{S} = 24.3 \text{ GeV}$**

**THESE**

présentée à la Faculté des Sciences  
de l'Université de Lausanne  
pour l'obtention du grade de docteur ès sciences

par

**Christian MOREL**

Ingénieur-physicien EPFL

Lausanne  
mai 1990

*Imprimatur*

*Université de Lausanne*  
*Faculté des Sciences*

*Vu le rapport présenté par le jury d'examen, composé de*  
*MM M. le Prof. Claude Joseph, directeur de thèse, MM. les Dr. Jean-Pierre Perroud,*  
*Minh Tâm Trần, Ernest Malamud, experts, M. le Prof. Pierre Hainard, président.*  
*le Conseil de Faculté autorise l'impression de la thèse de Monsieur*  
*Christian MOREL, Ingénieur-physicien de l'Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne*  
*intitulée MESURE DE LA SECTION EFFICACE INCLUSIVE DE PRODUCTION DU J/ψ*  
*DANS LES COLLISIONS PROTON-PROTON ET ANTIPIRON-PROTON A*  
 *$\sqrt{s} = 24.3 \text{ G E V}$*

*Lausanne, le 6 juillet 1990*

*Le doyen de la Faculté des Sciences*  
*Professeur Pierre Hainard*  
*P. Hainard*

### *Remerciements*

Mes remerciements vont tout d'abord au Professeur Claude Joseph, directeur de l'Institut de Physique Nucléaire de l'Université de Lausanne, qui m'a accueilli dans son groupe de recherche et m'a donné la possibilité de réaliser ce travail de thèse.

Je remercie les Drs Jean-Pierre Perroud et Minh Tâm Trân qui m'ont suivi et m'ont conseillé tout au long de mon travail de recherche. Un grand merci également au Dr Ernest Malamud, physicien au Laboratoire National de Fermi, qui a bien voulu accepter de traverser l'Atlantique pour siéger dans le jury de cette thèse et qui le premier, par son enthousiasme et sa détermination, alors qu'il était Professeur Invité à la Faculté des Sciences de notre Université, a mis en évidence un signal  $J/\psi$  dans les données de l'expérience UA6.

Merci aussi au Dr Jean-Philippe Guillet pour son aide précieuse dans l'interprétation théorique de nos résultats, ainsi qu'au Dr Olivier Schneider pour sa lecture attentive de mon manuscrit de thèse et ses remarques pertinentes.

Merci encore aux Drs Leslie Camilleri et Monique Werlen pour les discussions fructueuses que j'ai eues avec eux au sujet de l'analyse des paires d'électrons, ainsi qu'à tous les physiciens de la collaboration CLMR, au personnel technique et administratif.

Finalement, un grand merci à Emmanuelle Blaser, qui a su partager mes angoisses de chercheur et me soutenir amoureusement au long de ma quête du  $J/\psi$ .

Ce travail a bénéficié d'une aide financière du Fonds National Suisse de la Recherche Scientifique.

## Résumé

Dix ans après la découverte du  $J/\psi$ , l'expérience UA6 enregistrait ses premières données dans le but, notamment, de mesurer la section efficace de production du  $J/\psi$  dans les collisions  $pp$  et  $\bar{p}p$  à  $\sqrt{s} = 24.3$  GeV.

Cette expérience utilise comme cible fixe un jet d'agrégats d'hydrogène moléculaire qui traverse l'anneau du collisionneur SPS du CERN. Le montage expérimental est symétrique par rapport au plan horizontal passant par le tube du faisceau et inclut, entre autres, un calorimètre électromagnétique et un spectromètre magnétique. Le choix des collisions  $pp$  ou  $\bar{p}p$  est réalisé par retournement du montage expérimental.

Les données décrites dans ce mémoire ont été enregistrées en automne 1985 pour les collisions  $\bar{p}p$  et au printemps 1986 pour les collisions  $pp$ . Les données  $\bar{p}p$  et  $pp$  analysées correspondent à des luminosités intégrées d'environ  $540 \text{ nb}^{-1}$  et  $1500 \text{ nb}^{-1}$ . Un pic de masse effective  $e^+e^-$  du  $J/\psi$  est clairement observé avec les données  $pp$  et avec les données  $\bar{p}p$  correspondantes.

Dans la fenêtre de rapidité comprise entre 0 et 1, le produit de la section efficace inclusive de production du  $J/\psi$  par le rapport d'embranchement en une paire d'électrons vaut  $(3.9 \pm 0.5 \pm 0.3) \text{ nb}$  dans les collisions  $pp$  et  $(5.1 \pm 0.7 \pm 0.4) \text{ nb}$  dans les collisions  $\bar{p}p$  à  $\sqrt{s} = 24.3$  GeV. La quantité de mouvement transverse moyenne des  $J/\psi$  vaut  $(1.1 \pm 0.2) \text{ GeV}/c$  pour les collisions  $pp$  et  $(0.9 \pm 0.2) \text{ GeV}/c$  pour les collisions  $\bar{p}p$ .

Les sections efficaces inclusives de production du  $J/\psi$  dans les collisions  $pp$  et  $\bar{p}p$  à  $\sqrt{s} = 24.3$  GeV, extrapolées à tout l'hémisphère avant d'après la paramétrisation de Bourquin-Gaillard, sont compatibles avec d'autres mesures effectuées à des énergies différentes. De même, la section efficace différentielle inclusive de production du  $J/\psi$  dans les collisions  $pp$  à  $\sqrt{s} = 24.3$  GeV, extrapolée à  $y = 0$  d'après la même paramétrisation, est également compatible avec d'autres mesures effectuées à des énergies différentes.

Le rapport de la section efficace inclusive de production du  $J/\psi$  dans les collisions  $pp$  à celle obtenue pour les collisions  $\bar{p}p$  à  $\sqrt{s} = 24.3$  GeV vaut  $0.76 \pm 0.14 \pm 0.06$ . Ce rapport est en bon accord avec les prédictions théoriques calculées d'après le modèle du charme ouvert en utilisant les paramétrisations de Duke-Owens *set 1* et *set 2* des fonctions de distribution des quarks et du gluon dans le proton, mais il ne permet pas de différencier ces deux paramétrisations. Par contre, dans le cadre du modèle du charme ouvert, la contribution du processus de fusion de deux gluons à la production du  $J/\psi$  dans les collisions  $pp$  et  $\bar{p}p$  domine à cette énergie.

## *Abstract*

Ten years after the discovery of the  $J/\psi$ , the UA6 experiment recorded its first data concerning  $J/\psi$  inclusive production in  $pp$  and  $\bar{p}p$  collisions at  $\sqrt{s} = 24.3$  GeV.

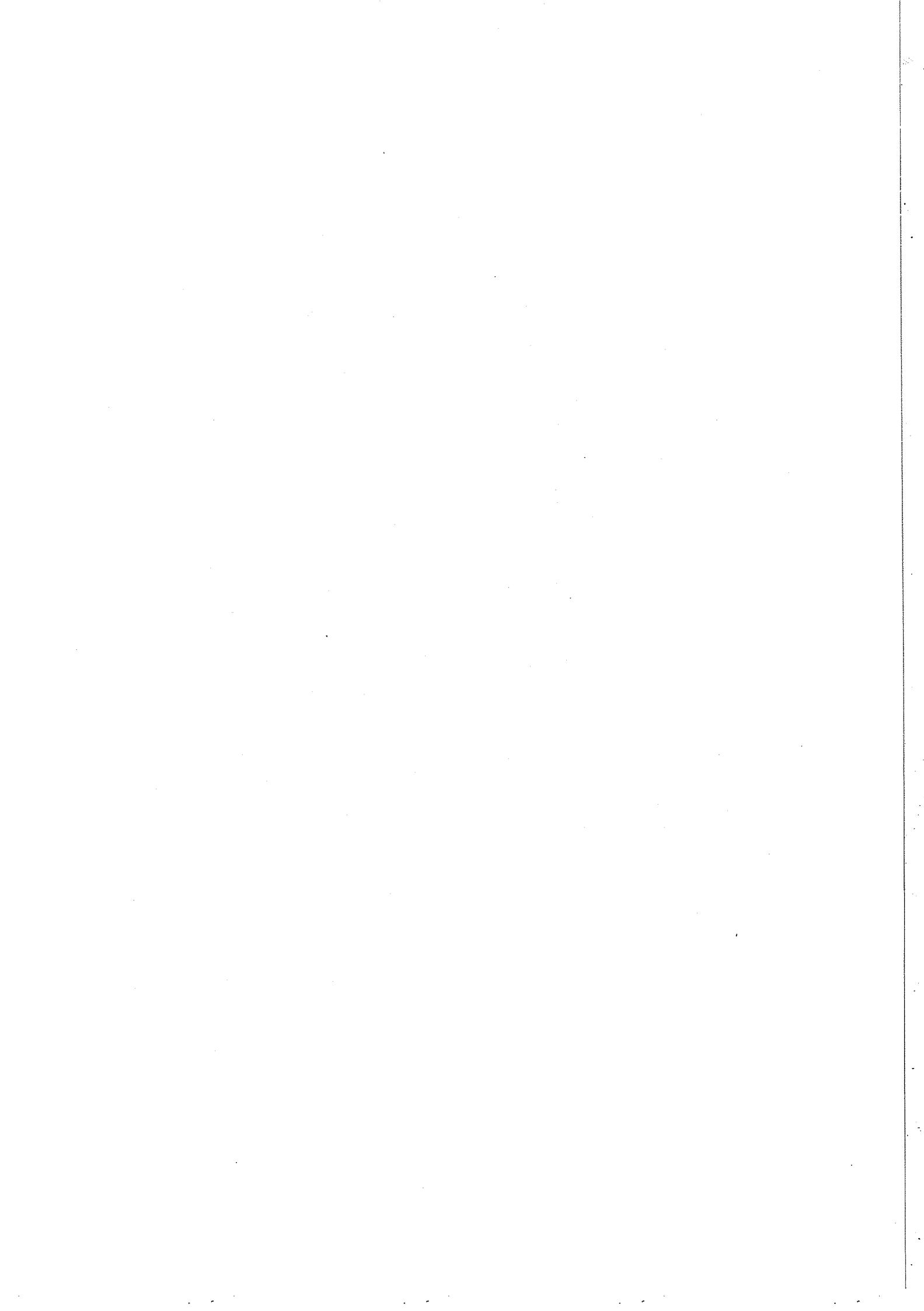
This fixed target experiment uses a hydrogen cluster jet sent through the CERN SPS ring. The experimental set up consists of a double arm spectrometer and calorimeter. Rotating the whole experimental set up allows to select  $pp$  or  $\bar{p}p$  collisions.

The data described in this thesis were recorded in autumn 1985 for the  $\bar{p}p$  collisions and in spring 1986 for the  $pp$  collisions. The analyzed  $pp$  and  $\bar{p}p$  data correspond to integrated luminosities of about  $540 \text{ nb}^{-1}$  and  $1500 \text{ nb}^{-1}$ . A  $J/\psi$  peak is clearly seen in the  $e^+e^-$  effective mass for both reactions.

In the rapidity range from 0 to 1,  $J/\psi$  inclusive cross section times branching ratio into  $e^+e^-$  is  $(3.9 \pm 0.5 \pm 0.3) \text{ nb}$  in  $pp$  collisions and  $(5.1 \pm 0.7 \pm 0.4) \text{ nb}$  in  $\bar{p}p$  collisions. The mean transverse momentum of the  $J/\psi$  is  $(1.1 \pm 0.2) \text{ GeV}/c$  for the  $pp$  collisions and  $(0.9 \pm 0.2) \text{ GeV}/c$  for the  $\bar{p}p$  collisions.

The  $J/\psi$  inclusive cross sections in  $pp$  and  $\bar{p}p$  collisions at  $\sqrt{s} = 24.3$  GeV, extrapolated and integrated in the entire forward hemisphere according to the Bourquin-Gaillard parametrization, are compatible with other results obtained at different energies. Likewise, the  $J/\psi$  inclusive cross section in  $pp$  collisions at  $\sqrt{s} = 24.3$  GeV, extrapolated at  $y = 0$  with the same parametrization, is also compatible with other measurements done at different energies.

The ratio of the  $J/\psi$  inclusive cross section in  $pp$  collisions to the one obtained for  $\bar{p}p$  collisions is  $0.76 \pm 0.14 \pm 0.06$  at  $\sqrt{s} = 24.3$  GeV. This ratio is in excellent agreement with the theoretical predictions of the open charm model using the Duke-Owens set 1 and set 2 of distribution functions of quarks and gluons in the proton ; however, it does not allow to distinguish between these two parametrizations. On the other hand, in the framework of the open charm model, the contribution of the gluon fusion process to the  $J/\psi$  production dominates at our energy.



## *Avertissement au lecteur*

Ce mémoire se veut un **document de travail** structuré comme un **texte à la carte** : il devrait être abordable à différents niveaux selon l'intérêt du lecteur, sans que celui-ci souffre d'en devoir faire une lecture exhaustive. Il est formé de **chapitres** auxquels sont adjoints des **compléments**.

Les **chapitres** sont numérotés en chiffres romains et sont subdivisés en **sous-chapitres** indexés par les lettres de l'alphabet. Ils traitent l'information de manière générale, sans entrer dans des détails inutiles à la compréhension d'une personne qui voudrait seulement se faire une idée rapide de notre travail.

Les **compléments**, plus techniques, sont placés à la fin de chaque chapitre. Ils sont indexés comme les **sous-chapitres** par les lettres de l'alphabet, mais indiqués cette fois par le **numéro**, en chiffre romain, du chapitre auquel ils se réfèrent, et sont identifiables facilement, grâce à la pomme  qui apparaît au sommet de chacune de leurs pages ; chacun est accessible à deux niveaux de complexité. Le premier niveau se limite aux descriptions et formules les plus importantes.

Le second niveau, plus détaillé, est écrit en aparté ; il est décalé du texte principal et sa typographie est réduite.

Tant dans les chapitres que dans les compléments des chapitres<sup>1</sup>, les figures et les tables ainsi que la bibliographie sont référencées entre [crochets] et les appellations de langues étrangères sont en *italiques*.

*Christian Morel*

*Lausanne, mai 1990*

---

<sup>1</sup> Des notes de bas de page soulignent ou complètent les idées traitées dans le texte.



*Table des matières*

<b>Introduction</b> .....	1
---------------------------	---

**Chapitre I**

**Aspects théoriques de la production hadronique du  $J/\psi$**

<b>A.</b>	<b>Histoire du charme</b> .....	3
1.	La classification <i>eightfold way</i> .....	3
2.	Emergence du charme.....	4
3.	Découverte du charme .....	4
4.	Le méson vecteur $J/\psi$ .....	7
5.	Le charmonium .....	7
6.	Physique des saveurs lourdes.....	9
<b>B.</b>	<b>Production hadronique du <math>J/\psi</math></b> .....	10
1.	Variation de la section efficace inclusive de production du $J/\psi$ .....	10
2.	Principaux modèles de production hadronique du $J/\psi$ .....	11
3.	Estimation par le modèle du charme ouvert du rapport des sections efficaces inclusives de production du $J/\psi$ dans les collisions proton-proton et antiproton-proton à $\sqrt{s} = 24.3$ GeV.....	13
4.	Critique du modèle du charme ouvert.....	13
5.	Production hadronique des états du charmonium.....	14
6.	En guise de conclusion .....	15

**Compléments du chapitre I**

<b>A I</b>	<b>Désintégration du <math>J/\psi</math></b> .....	16
1.	La règle de Zweig .....	16
2.	Distribution angulaire des produits de désintégration de la voie électromagnétique.....	17

<b>B<sub>I</sub></b>	<b>Etude de la réaction <math>A + B \rightarrow C + X</math> .....</b>	18
1.	Cinématique de la réaction.....	18
2.	Section efficace de la réaction.....	20
3.	Dynamique de la réaction dans le cadre du modèle des partons appliquée au cas particulier de la fusion de deux partons.....	21
<b>C<sub>I</sub></b>	<b>Paramétrisations de Duke-Owens des fonctions de distribution .....</b>	24
<b>D<sub>I</sub></b>	<b>Modèle du charme ouvert.....</b>	26
1.	Section efficace inclusive de production d'une paire $c\bar{c}$ .....	26
2.	Prédictions du modèle du charme ouvert.....	27
<b>E<sub>I</sub></b>	<b>Production hadronique des états du charmonium.....</b>	29
<b>Chapitre II</b>	<b>Description du montage expérimental</b>	
<b>A.</b>	<b>L'expérience UA6.....</b>	33
<b>B.</b>	<b>Le collisionneur SPS .....</b>	35
<b>C.</b>	<b>Le montage expérimental.....</b>	37
1.	Le jet d'agrégats d'hydrogène moléculaire.....	38
2.	Le calorimètre électromagnétique.....	40
3.	Le spectromètre magnétique.....	45
4.	Le détecteur à rayonnement de transition .....	49
5.	Les moniteurs de luminosité .....	50
6.	Les compteurs $\Lambda$ et la coïncidence $\Lambda$ -4 <i>fold</i> .....	50
7.	Les compteurs TØ.....	51
8.	La logique de déclenchement.....	52
9.	Le système d'acquisition de données .....	54

## Compléments du chapitre II

<b>AII</b>	<b>Description technique du calorimètre électromagnétique .....</b>	57
1.	Les modules.....	57
2.	Les tubes proportionnels .....	57
3.	Lecture du calorimètre électromagnétique .....	57
<b>BII</b>	<b>Description technique des chambres proportionnelles multifilaires .....</b>	59
<b>CII</b>	<b>Description technique du détecteur à rayonnement de transition.....</b>	60
1.	Le radiateur.....	60
2.	La chambre proportionnelle multifilaire.....	60

## Chapitre III

### Analyse des données

<b>A.</b>	<b>Réduction des données.....</b>	61
1.	Structure des données.....	61
2.	Analyse des données du calorimètre électromagnétique .....	62
3.	Première réduction des données .....	63
4.	Analyse des données du spectromètre magnétique : le problème du bruit de fond.....	65
5.	Reconstruction des trajectoires des particules chargées derrière l'aimant : le programme Mambo .....	70
6.	Détermination des positions des chambres du spectromètre magnétique .....	73
7.	Seconde réduction des données.....	77
8.	Production des DST.....	79
<b>B.</b>	<b>Détermination de la luminosité intégrée.....</b>	80

<b>C.</b>	<b>Etude de la condition de déclenchement TEST-CAL.....</b>	<b>85</b>
1.	Détermination des positions verticales des compteurs TØ.....	85
2.	Mesure de la longueur d'atténuation des scintillateurs.....	86
3.	Détermination des gains des photomultiplicateurs.....	87
4.	Calibration des seuils des discriminateurs.....	88
5.	Estimation de la taille des zones d'inefficacité des compteurs TØ.....	89
6.	Attestation de la condition de déclenchement TEST-CAL.....	90
<b>D.</b>	<b>Le programme de Monte-Carlo.....</b>	<b>91</b>
1.	Description du programme de Monte-Carlo.....	91
2.	Détermination de l'efficacité des plans de fils d'anode.....	92
3.	Détermination de la résolution du spectromètre magnétique.....	94
4.	Effet de la diffusion multiple sur la résolution du spectromètre magnétique .....	95
5.	Effet du rayonnement de freinage sur la résolution du spectromètre magnétique .....	96
6.	Estimation de la contribution du bruit de fond combinatoire au spectre de masse effective électron-positon.....	98
7.	Détermination de l'acceptance géométrique .....	99
8.	Détermination de l'efficacité de la condition de déclenchement TEST-CAL.....	99
9.	Les matrices d'efficacité-acceptance.....	100
10.	Effet du rayonnement de freinage sur l'estimation de la rapidité et de la quantité de mouvement transverse du J/ψ.....	101
11.	Détermination de l'efficacité de reconstruction du programme Mambo .....	103

<b>E.</b>	<b>Analyse des données DST .....</b>	<b>106</b>
1.	Spectre de masse effective électron-positon.....	106
2.	Première sélection des données DST.....	107
3.	Critères de sélection des électrons.....	109
4.	Définition d'un échantillon de candidats électrons.....	109
5.	Critères de position.....	112
6.	Critère d'énergie.....	113
7.	Critère de répartition longitudinale de l'énergie.....	119
8.	Définition d'un candidat $J/\psi$ .....	120
9.	Choix des critères de sélection des électrons.....	120
10.	Seconde sélection des données DST .....	123
<b>F.</b>	<b>Comparaison des données DST et des données hybrides .....</b>	<b>127</b>
1.	Spectres de masse effective électron-positon.....	127
2.	Multiplicité des fils touchés dans les chambres du spectromètre magnétique pour les événements contenant un candidat $J/\psi$ .....	128
3.	Distribution angulaire des électrons de désintégration du $J/\psi$ .....	129
<b>G.</b>	<b>Détermination de la section efficace inclusive de production du <math>J/\psi</math> .....</b>	<b>132</b>
1.	Luminosités intégrées des données proton-proton et antiproton-proton analysées.....	132
2.	Acceptance géométrique et efficacité de la condition de déclenchement TEST-CAL.....	132
3.	Récapitulation des pertes dues aux coupures effectuées lors de l'analyse $J/\psi$ des données de l'expérience UA6.....	132
4.	Calcul des sections efficaces inclusives de production du $J/\psi$ .....	133
5.	Evaluation d'une limite supérieure des sections efficaces inclusives de production du $\psi(2S)$ .....	134
6.	Evaluation du nombre de $\chi_{c1}$ et de $\chi_{c2}$ des données analysées .....	135

7.	Estimation de la contribution des paires de Drell-Yan aux spectres de masse effective électron-positon des données proton-proton et antiproton-proton.....	136
8.	Discussion des incertitudes systématiques .....	137
9.	Calcul du rapport des sections efficaces inclusives de production du $J/\psi$ dans les collisions proton-proton et antiproton-proton à $\sqrt{s} = 24.3$ GeV.....	140
10.	Comparaison de différentes mesures des sections efficaces inclusives de production du $J/\psi$ dans les collisions proton-proton et antiproton-proton.....	141

## Compléments du chapitre III

<b>A<sub>III</sub></b>	<b>Description du format de l'événement.....</b>	<b>146</b>
<b>B<sub>III</sub></b>	<b>Spectrométrie des particules chargées dans l'expérience UA6.....</b>	<b>148</b>
1.	Trajectoire d'une particule chargée dans un champ magnétique uniforme.....	148
2.	Spectrométrie .....	150
3.	Ajustement du pouvoir de déflection de la zone de champ magnétique .....	152
<b>C<sub>III</sub></b>	<b>Ajustement de moindres carrés des paramètres de la trajectoire d'une particule chargée derrière l'aimant.....</b>	<b>154</b>
<b>D<sub>III</sub></b>	<b>Ajustement relatif des positions horizontales et verticales des chambres du spectromètre magnétique .....</b>	<b>157</b>
<b>E<sub>III</sub></b>	<b>Etablissement de la formule de la luminosité .....</b>	<b>158</b>

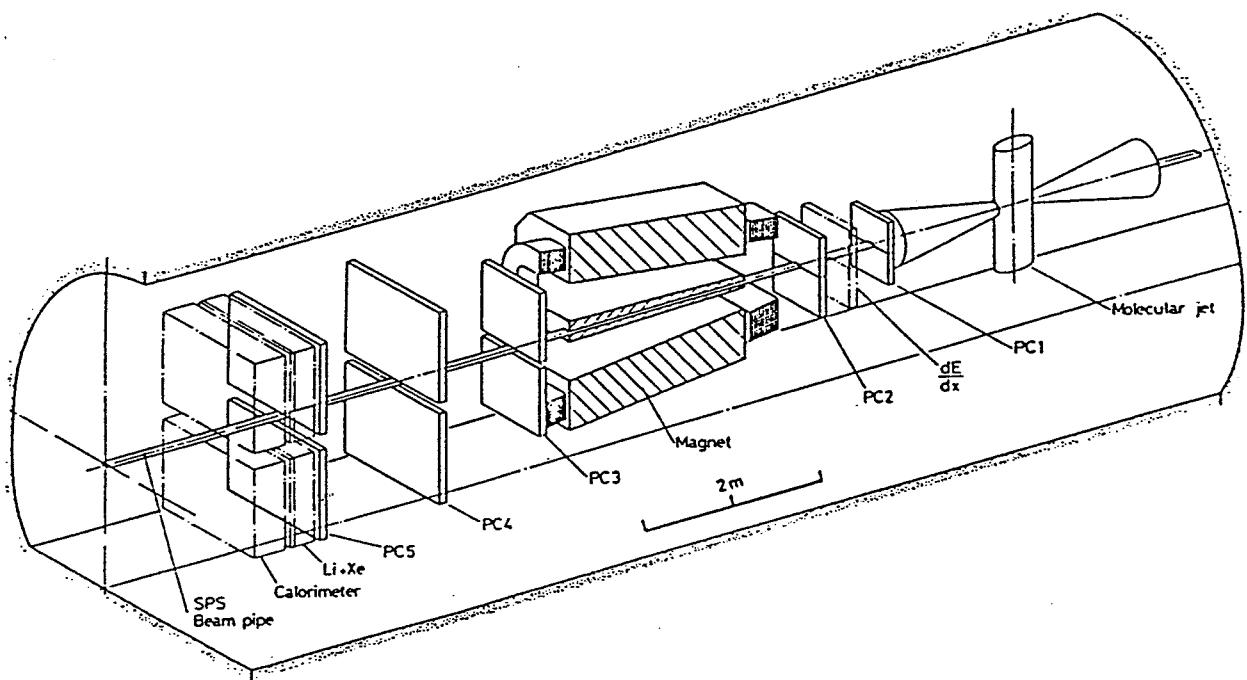
**FIII**

<b>Estimation de l'effet de la diffusion multiple sur la résolution du spectromètre magnétique .....</b>	<b>160</b>
<b>Conclusion .....</b>	<b>162</b>
<b>Bibliographie.....</b>	<b>164</b>
<b>Liste des figures .....</b>	<b>167</b>
<b>Liste des tables.....</b>	<b>176</b>



## Introduction

En automne 1984, dix ans après qu'avait été découvert avec fracas le J/ψ sur la Côte Est et la Côte Ouest des Etats-Unis d'Amérique, l'expérience UA6 enregistrait près de Genève ses premières données au collisionneur SPS du CERN (Centre Européen de Recherche Nucléaire). Parmi les motivations qui ont suscité l'élaboration d'une telle expérience, la mesure de la section efficace inclusive de production du J/ψ dans les collisions proton-proton et antiproton-proton à  $\sqrt{s} = 24.3$  GeV devait contribuer à évaluer la part des gluons et, dans une moindre mesure, celle des quarks dans le processus de formation du J/ψ. Ce document présente une description détaillée de cette mesure.



[Fig. 1] Dessin en perspective du montage expérimental de l'expérience UA6 dans le tunnel du collisionneur SPS du CERN.

L'expérience UA6 utilise comme cible fixe un jet d'agrégats d'hydrogène moléculaire qui traverse l'anneau du collisionneur SPS.

Le montage expérimental [Fig. 1] est symétrique par rapport au plan horizontal passant par le tube du faisceau et inclut, entre autres, un calorimètre électromagnétique pour détecter les photons et les électrons, un spectromètre magnétique pour mesurer la quantité de mouvement des particules chargées et un détecteur à rayonnement de transition pour améliorer la discrimination entre les électrons et les hadrons. Le choix des collisions

proton-proton ou antiproton-proton est réalisé par retournement du montage expérimental. Les collisions proton-proton et antiproton-proton sont donc étudiées avec le même appareillage.

La détection d'une paire de particules chargées, l'une dans la partie supérieure et l'autre dans la partie inférieure du montage expérimental, identifiée comme une paire électron-positon permet d'incrémenter un spectre de masse effective sur lequel est observée une accumulation d'événements autour de  $3.1 \text{ GeV}/c^2$ . Cette accumulation résulte de la désintégration du  $J/\psi$  en une paire d'électrons. La section efficace inclusive de production du  $J/\psi$  dans les collisions proton-proton et antiproton-proton est déduite du nombre d'événements accumulés dans le pic de masse effective du  $J/\psi$ .

Des données ont été enregistrées en automne 1985 pour les collisions antiproton-proton et au printemps 1986 pour les collisions proton-proton. Les données antiproton-proton et proton-proton analysées correspondent à des luminosités intégrées d'environ  $540 \text{ nb}^{-1}$  et  $1500 \text{ nb}^{-1}$ .

# Chapitre I Aspects théoriques de la production hadronique du J/ψ

## A. Histoire du charme

### 1. La classification *eightfold way*

Au début des années 60, M. Gell-Mann et Y. Ne'eman ont proposé une classification par famille de multiplets de SU(3), la classification *eightfold way*, qui permettait de recenser tous les états fondamentaux des hadrons connus. Cette classification prédisait même l'existence d'une particule de spin  $\frac{3}{2}$  et d'étrangeté<sup>1</sup> – 3, l' $\Omega^-$ , qui a été effectivement découverte en 1963, à Brookhaven (USA).

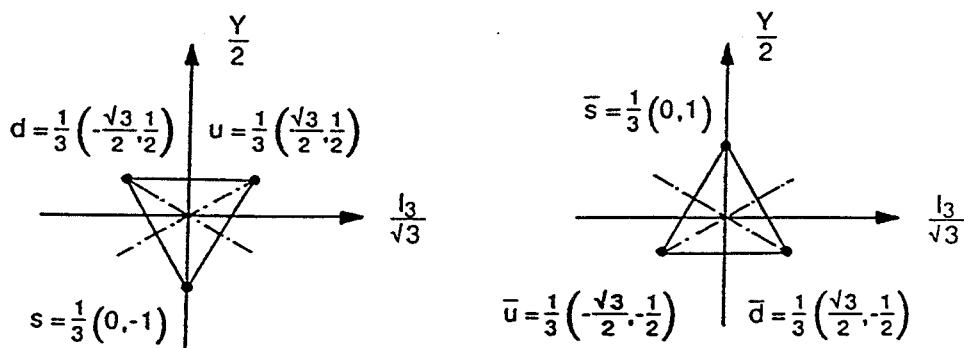
Saveur	Charge électrique	Etrangeté	Isospin		Nombre baryonique	Hypercharge
	$Q = I_3 + \frac{Y}{2}$	S	I	$I_3$	B	$Y = B + S$
u	$\frac{2}{3}$	0	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$
d	$-\frac{1}{3}$	0	$\frac{1}{2}$	$-\frac{1}{2}$	$\frac{1}{3}$	$\frac{1}{3}$
s	$-\frac{1}{3}$	– 1	0	0	$\frac{1}{3}$	$-\frac{2}{3}$

[Table 1] Les quarks u, d, s et leurs nombres quantiques.

En 1964, M. Gell-Mann et G. Zweig ont associé le fait que cette classification découlait naturellement des décompositions en représentations irréductibles de produits tensoriels particuliers des représentations fondamentales de SU(3) avec l'existence dans les hadrons d'entités ponctuelles de charge électrique fractionnaire et de spin  $\frac{1}{2}$  : les **quarks**. Les quarks, qui composent le triplet de la représentation fondamentale de SU(3) [Fig. 2], possèdent des nombres quantiques bien définis [Table 1] et sont notés par leur **saveur** u, d et s pour *up*, *down* et *strange* ou étrange, car cette dernière est porteuse de l'étrangeté. Les antiquarks, issus quant à eux du triplet de la représentation fondamentale

<sup>1</sup> L'étrangeté est un nombre quantique porté par les particules dites étranges, telles les K,  $\Lambda$ ,  $\Sigma$ ,  $\Xi$ , qui est conservé par l'interaction forte. Elle a été introduite en 1953 par M. Gell-Mann pour caractériser ces particules au temps de vie étrangement long qui étaient toujours produites par paires.

conjuguée de  $SU(3)$ , sont notés  $\bar{u}$ ,  $\bar{d}$  et  $\bar{s}$  [Fig. 2]. Les **baryons**, de spin demi-entier, sont formés de trois quarks et les **antibaryons** de trois antiquarks ; les **mésons**, de spin entier, sont formés d'une paire quark-antiquark.



[Fig. 2] Triplets de la représentation fondamentale (à gauche) et de la représentation fondamentale conjuguée (à droite) de  $SU(3)$ .

## 2. Emergence du charme

En 1970, notant l'impossibilité de formuler une théorie de jauge de l'interaction faible en se limitant aux doublets d'isospin faible de la théorie de Cabibbo [Table 2], S.L. Glashow, J. Iliopoulos et L. Maiani ont postulé l'existence d'un quatrième quark  $c$  de charge électrique  $\frac{2}{3}$  portant un nouveau nombre quantique : le **charme**<sup>1</sup> [Réf. 1]. Sa masse devait être plus importante que celles des quarks  $u$ ,  $d$  et  $s$ , ce qui expliquait qu'à l'époque, aucune particule charmée n'avait encore été observée.

$$\begin{pmatrix} v_e \\ e^- \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} v_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix}_L \quad \begin{pmatrix} u \\ d_c \end{pmatrix}_L$$

[Table 2] Doublets d'isospin faible de la théorie de Cabibbo ;  $d_c = \cos\theta_c d + \sin\theta_c s$ , où  $\theta_c$  est l'angle de Cabibbo.

## 3. Découverte du charme

C'est en novembre 1974 que ce quatrième quark a été mis en évidence pour la première fois dans deux laboratoires américains. Cet automne-là, Samuel C.C. Ting et ses

<sup>1</sup> L'hypercharge est redéfinie en fonction de ce nouveau nombre quantique  $C$  par  $Y = B + S - C$  et la charge électrique devient  $Q = I_3 + \frac{Y}{2} + C$ .

collaborateurs étudiaient à Brookhaven la production de paires électron-positon par un faisceau de protons de 30 GeV/c arrivant sur une cible de beryllium. Ils ont observé sur

---

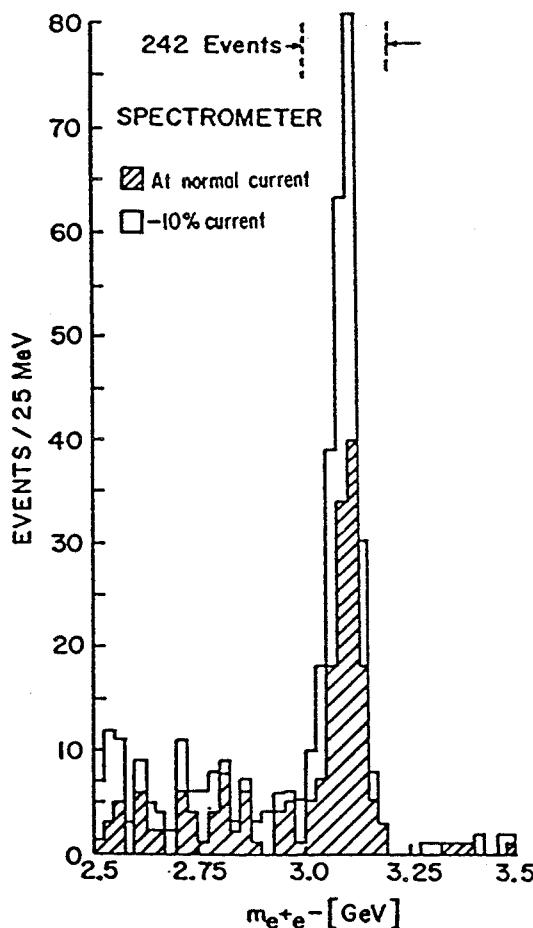
### Experimental Observation of a Heavy Particle $J^\dagger$

J. J. Aubert, U. Becker, P. J. Biggs, J. Burger, M. Chen, G. Everhart, P. Goldhagen, J. Leong, T. McCorriston, T. G. Rhoades, M. Rohde, Samuel C. C. Ting, and Sau Lan Wu  
*Laboratory for Nuclear Science and Department of Physics, Massachusetts Institute of Technology,  
Cambridge, Massachusetts 02139*

and

Y. Y. Lee  
*Brookhaven National Laboratory, Upton, New York 11973*  
(Received 12 November 1974)

We report the observation of a heavy particle  $J$ , with mass  $m = 3.1$  GeV and width approximately zero. The observation was made from the reaction  $p + Be \rightarrow e^+ + e^- + x$  by measuring the  $e^+e^-$  mass spectrum with a precise pair spectrometer at the Brookhaven National Laboratory's 30-GeV alternating-gradient synchrotron.



[Fig. 3] *Abstract de la découverte du  $J$  [Réf. 2]. La figure montre le pic de masse effective électron-positon du  $J$ . Les données à courant réduit ont été prises deux mois après la prise de données normale.*

---

Discovery of a Narrow Resonance in  $e^+ e^-$  Annihilation\*

J.-E. Augustin,† A. M. Boyarski, M. Breidenbach, F. Bulos, J. T. Dakin, G. J. Feldman,  
 G. E. Fischer, D. Fryberger, G. Hanson, B. Jean-Marie,† R. R. Larsen, V. Lüth,  
 H. L. Lynch, D. Lyon, C. C. Morehouse, J. M. Paterson, M. L. Perl,  
 B. Richter, P. Rapidis, R. F. Schwitters, W. M. Tanenbaum,  
 and F. Vannucci‡

Stanford Linear Accelerator Center, Stanford University, Stanford, California 94305

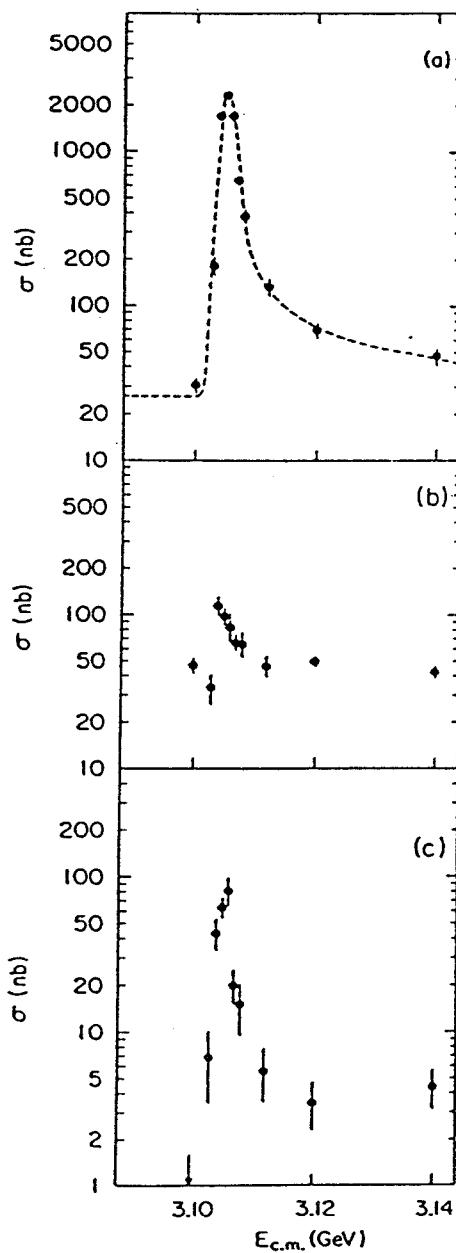
and

G. S. Abrams, D. Briggs, W. Chinowsky, C. E. Friedberg, G. Goldhaber, R. J. Hollebeek,  
 J. A. Kadyk, B. Lulu, F. Pierre,§ G. H. Trilling, J. S. Whitaker,  
 J. Wiss, and J. E. Zipse

Lawrence Berkeley Laboratory and Department of Physics, University of California, Berkeley, California 94720

(Received 13 November 1974)

We have observed a very sharp peak in the cross section for  $e^+ e^-$  — hadrons,  $e^+ e^-$ , and possibly  $\mu^+ \mu^-$  at a center-of-mass energy of  $3.105 \pm 0.003$  GeV. The upper limit to the full width at half-maximum is 1.3 MeV.



[Fig. 4] *Abstract* de la découverte du  $\psi$  [Réf. 3]. La figure montre les sections efficaces d'annihilation électron-positon en fonction de l'énergie du centre de masse pour les états finals (a) hadroniques, (b)  $e^+e^-$  et (c)  $\mu^+\mu^-, \pi^+\pi^-$  et  $K^+K^-$ .

le spectre de masse effective électron-positon une accumulation de 242 événements autour de  $3.1 \text{ GeV}/c^2$  compatible avec la résolution de leur appareillage [Fig. 3]. A la même époque, sur la Côte Ouest des Etats-Unis, B. Richter et ses collaborateurs étudiaient quant à eux les collisions électron-positon dans un anneau de stockage du SLAC (*Stanford Linear Accelerator*). Pratiquement en même temps que leurs collègues de la Côte Est, ils ont observé une brusque augmentation de la section efficace d'annihilation à une énergie de  $3.1 \text{ GeV}$  [Fig. 4]. Moins d'une semaine plus tard, les physiciens de l'anneau ADONE (Italie) ont confirmé l'existence de cette résonance [Réf. 4] appelée  $J$  sur la Côte Est et  $\psi$  sur la Côte Ouest.

#### 4. Le méson vecteur $J/\psi$

La durée de vie de cette nouvelle résonance était étonnamment longue<sup>1</sup> pour une particule qui aurait dû se désintégrer par la voie forte. En réalité, les modes de désintégration hadronique du  $J/\psi$  sont fortement supprimés par la règle de Zweig<sup>2</sup>, ce qui rehausse d'autant les rapports d'embranchements électromagnétiques. De plus, l'important couplage électromagnétique observé pour sa production en faisait un candidat méson vecteur<sup>3</sup> particulièrement approprié. Cependant, tous les mésons vecteurs formés par les paires quark-antiquark de saveurs alors connues étaient déjà répertoriés, que ce soit le  $\rho$  qui est donné par la combinaison de quarks  $\frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} - d\bar{d})$ , l' $\omega$  par  $\frac{1}{\sqrt{2}}(u\bar{u} + d\bar{d})$  ou le  $\phi$  par  $s\bar{s}$ . Cette nouvelle résonance ne pouvait, de par sa durée de vie, être simplement un état excité de ces mésons vecteurs. La communauté des chercheurs a bientôt été convaincue qu'il s'agissait là d'un premier indice – bien que celui-ci soit indirect<sup>4</sup> – de l'existence du quark charmé prédicta par S.L. Glashow, J. Iliopoulos et L. Maiani en 1970 : cette résonance était constituée de la paire quark-antiquark  $c\bar{c}$  et allait désormais porter l'appellation composée de  $J/\psi$ .

#### 5. Le charmonium

La situation est devenue plus claire dès 1975. Le  $J/\psi$  est l'état<sup>5</sup>  $1^3S_1$  ( $J^{PC} = 1^{--}$ ) d'une résonance formée de la paire quark-antiquark  $c\bar{c}$  qui peut exister dans différents états

<sup>1</sup>  $\Gamma = (68 \pm 10) \text{ keV}$  [Réf. 6].

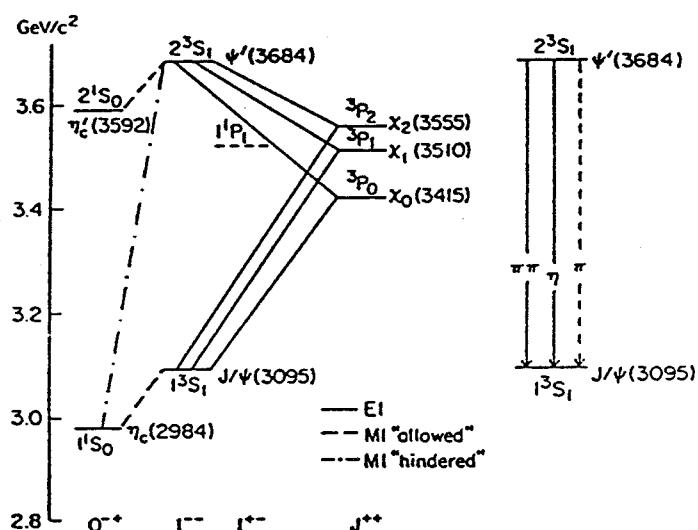
<sup>2</sup> Voir complément A<sub>I</sub>.

<sup>3</sup> Méson de spin 1.

<sup>4</sup> Ce nouveau méson vecteur cache son charme puisqu'il est formé d'une paire quark-antiquark. Il faut attendre jusqu'en 1976 pour que les premières particules charmées comme le  $D^0$  soient observées.

<sup>5</sup> La notation spectroscopique  $n^{2s+1}L_J$  est utilisée.

d'excitations spectroscopiques : le **charmonium** [Réf. 5]. Sa masse vaut  $3.097 \text{ GeV}/c^2$  [Réf. 6]. D'autres états que le  $J/\psi(3097)$  ont été observés et ont permis d'établir la spectroscopie du charmonium [Fig. 5] avec le  $\chi_{c0}(3415)$  pour l'état  $^3P_0$  ( $JPC = 0^{++}$ ), le  $\chi_{c1}(3511)$  pour l'état  $^3P_1$  ( $JPC = 1^{++}$ ) et le  $\chi_{c2}(3556)$  pour l'état  $^3P_2$  ( $JPC = 2^{++}$ ). Le premier état excité  $2^3S_1$  du  $J/\psi$  est le  $\psi'(3686)$  ou  $\psi(2S)$ . Quant aux états  $1^1S_0$  et  $2^1S_0$  ( $JPC = 0^{-+}$ ), ils sont donnés<sup>1</sup> par les particules  $\eta_c(2980)$  et  $\eta_c'$ .



[Fig. 5] Etats d'excitations spectroscopiques du charmonium [Réf. 7].

Les états excités du charmonium peuvent se désintégrer en un  $J/\psi$ . Les rapports d'embranchement  $B$  [Réf. 6] de ces modes de désintégration valent respectivement  $(0.7 \pm 0.2) \%$ ,  $(27.3 \pm 1.6) \%$  et  $(13.5 \pm 1.1) \%$  pour la désintégration radiative des  $\chi_{c0}$ ,  $\chi_{c1}$  et  $\chi_{c2}$  en un  $J/\psi$  et un photon.  $(52.8 \pm 4.0) \%$  des  $\psi(2S)$  se désintègrent en un  $J/\psi$  et des hadrons<sup>2</sup>. Un certain nombre de  $J/\psi$  proviennent donc naturellement des états  $^3P_0(1)(2)$  et  $2^3S_1$  du charmonium. Déterminer la proportion de ces  $J/\psi$  de seconde main n'est pas chose aisée car il est nécessaire de mesurer précisément l'énergie de toutes les particules de désintégration associées au  $J/\psi$ . Des mesures expérimentales évaluent à  $(17.7 \pm 3.5) \%$  la proportion des  $J/\psi$  provenant du  $\chi_{c1}$  et à  $(12.8 \pm 2.3) \%$  celle des  $J/\psi$  provenant du  $\chi_{c2}$  dans les collisions de pions négatifs de  $185 \text{ GeV}/c$  sur une cible de beryllium [Réf. 8]. Pour la voie de désintégration muonique, une estimation du rapport des sections efficaces inclusives de production du  $\psi(2S)$  et du  $J/\psi$  dans les collisions de protons de  $225 \text{ GeV}/c$  sur une cible de carbone donne  $(0.7 \pm 0.4) \%$  [Réf. 9] ; il s'ensuit qu'environ 3 % des  $J/\psi$  proviennent à cette énergie de la désintégration du  $\psi(2S)$ .

<sup>1</sup> L'existence de la particule  $\eta_c'$  n'a pas encore été clairement démontrée.

<sup>2</sup>  $B(\psi' \rightarrow J/\psi\pi\pi) = (50 \pm 4) \%$ ,  $B(\psi' \rightarrow J/\psi\eta) = (2.7 \pm 0.4) \%$  et  $B(\psi' \rightarrow J/\psi\pi^0) = 0.1 \%$ .

## 6. Physique des saveurs lourdes

En 1977, un nouveau méson vecteur a encore été découvert : l' $\Upsilon$  [Réf. 10]. Ce dernier a dévoilé l'existence d'une cinquième saveur de quark,  $b$  pour *bottom* ou *beauty*, portant un nouveau nombre quantique : la **beauté**<sup>1</sup>. Cette observation a été le pendant de la découverte en 1975 du lepton  $\tau^-$  [Réf. 11] qui formait, avec son neutrino associé<sup>2</sup>, une troisième famille de leptons. Les physiciens ont alors imaginé qu'il se pourrait bien qu'une sixième saveur de quark,  $t$  pour *top* ou *truth*, soit associée au quark  $b$ , complétant ainsi la troisième famille de quarks qui manquait au tableau des saveurs afin d'obtenir une parfaite analogie entre les familles de quarks et de leptons [Table 3].

$$\begin{array}{ccc} \begin{pmatrix} v_e \\ e^- \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} v_\mu \\ \mu^- \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} v_\tau \\ \tau^- \end{pmatrix} \\ \begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} c \\ s \end{pmatrix} & \begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix} \end{array}$$

[Table 3] Familles de quarks et de leptons<sup>3</sup>.

<sup>1</sup> La paire quark-antiquark  $b\bar{b}$  forme, tout comme le charmonium, une résonance qui peut exister dans différents états d'excitations spectroscopiques : le bottomium. De manière générale, une paire quark-antiquark formée de quarks lourds forme un résonance appelée quarkonium.

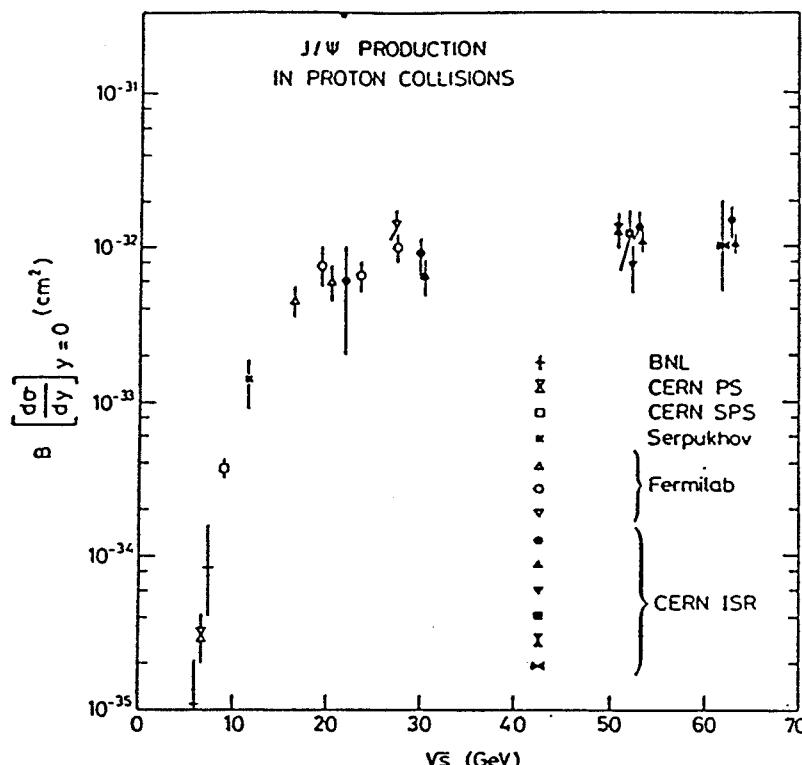
<sup>2</sup> Le  $v_\tau$  n'a pas encore été observé.

<sup>3</sup> En réalité, les états propres de l'interaction faible ne sont pas les doublets  $(u,d)$ ,  $(c,s)$  et  $(t,b)$ , mais les doublets formés des saveurs  $u$ ,  $c$  et  $t$  et des combinaisons des saveurs  $d$ ,  $s$  et  $b$  données par la matrice de mélange de Kobayashi-Maskawa.

## B. Production hadronique du $J/\psi$

Dans cette partie, l'intérêt sera plus particulièrement porté sur la production du  $J/\psi$  dans les collisions proton-proton et antiproton-proton. La dépendance de la section efficace inclusive<sup>1</sup> de production du  $J/\psi$  en fonction du numéro atomique de la cible ne sera notamment pas abordée<sup>2</sup> dans ce sous-chapitre.

### 1. Variation de la section efficace inclusive de production du $J/\psi$



[Fig. 6] Comparaison expérimentale des sections efficaces inclusives différentielles de production du  $J/\psi$  à  $y = 0$  dans les collisions proton-proton en fonction de  $\sqrt{s}$ .

D'une manière générale, l'expérience montre que, dès le seuil de production<sup>3</sup>, la section efficace<sup>4</sup> inclusive de production du  $J/\psi$  augmente rapidement avec l'énergie jusqu'à

<sup>1</sup> La section efficace inclusive de production du  $J/\psi$  est définie quels que soient les produits de réaction autres que le  $J/\psi$ .

<sup>2</sup> Cette dépendance est généralement paramétrisée par  $A^\alpha$ , où  $A$  est le nombre de masse de l'élément constituant la cible et  $\alpha \approx 0.9$  [Réf. 23].

<sup>3</sup> Le seuil de production du  $J/\psi$  est donné par  $\sqrt{s} = 2m_c$ , avec  $m_c \approx 1.5 \text{ GeV}/c^2$ .

<sup>4</sup> Voir complément B<sub>I</sub>.

$\sqrt{s} \approx 20$  GeV, puis sa croissance diminue [Fig. 6].

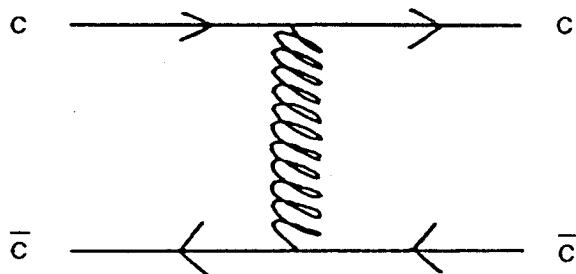
La section efficace inclusive de production du  $J/\psi$  est grossièrement une fonction exponentielle de la variable sans dimension  $\sqrt{\tau}$ .

$$\sqrt{\tau} = \frac{M_{J/\psi}}{\sqrt{s}}$$

## 2. Principaux modèles de production hadronique du $J/\psi$

Mis à part quelques modèles marginaux auxquels il sera fait allusion plus loin, la production hadronique du  $J/\psi$  a surtout été interprétée en termes de processus de fusion des constituants hadroniques.

Les théoriciens ont d'abord essayé d'expliquer la production hadronique du  $J/\psi$  par le processus de diffusion du quark  $c$  avec son antiquark  $\bar{c}$  [Fig. 7], extraits tous deux de la mer partonique des hadrons [Réf. 12], ou par le mélange des processus de diffusion du quark  $c$  avec son antiquark  $\bar{c}$  et d'annihilation des quarks légers  $u, d, s$  avec leurs antiquarks [Réf. 13].



[Fig. 7] Processus de diffusion du quark  $c$  avec son antiquark  $\bar{c}$ .

Comme les quarks de la mer partonique des hadrons ne portent que de petites fractions de la quantité de mouvement des hadrons incidents, ces modèles doivent jouer passablement avec la constante de couplage forte pour tenter d'adapter leurs résultats aux mesures expérimentales. Ils doivent en outre surestimer dans la plupart des cas la contribution des fonctions de distribution des quarks de la mer partonique des hadrons incidents pour obtenir un effet significatif dans le calcul de la section efficace inclusive de production du  $J/\psi$ . De plus, si la paire  $cc$  était réellement extraite de la mer partonique, sa production devrait être accompagnée par des hadrons charmés ; or il semble expérimentalement que ce ne soit pas le cas.

Un autre modèle, proposant comme mécanisme de production du J/ $\psi$  un processus unique d'annihilation des quarks légers avec leurs antiquarks [Réf. 14], prédit un rapport des sections efficaces inclusives de production du J/ $\psi$  dans les collisions antiproton-proton et proton-proton environ 5 fois plus grand que sa mesure par l'expérience WA39 [Réf. 15] avec un faisceau de 40 GeV/c.

Les modèles qui n'utilisent que les processus d'annihilation des quarks avec leurs antiquarks étant incapables de reproduire raisonnablement les sections efficaces inclusives de production du J/ $\psi$ . Le modèle du **charme ouvert**, qui s'inscrit dans le cadre de la chromodynamique quantique ou QCD (*Quantum Chromodynamics*), propose d'adjoindre au processus d'annihilation des quarks légers u, d, et s avec leurs antiquarks ( $q\bar{q} \rightarrow c\bar{c}$ ), un processus de fusion de deux gluons ( $gg \rightarrow c\bar{c}$ ) [Réf. 16, 17, 18]. Ce modèle dépend entre autres de la masse du quark charmé [Réf. 19], mais il s'avère que le rapport des sections efficaces élémentaires des processus d'annihilation des quarks légers avec leurs antiquarks ( $\sigma_{q\bar{q} \rightarrow c\bar{c}}$ ) et de fusion de deux gluons ( $\sigma_{gg \rightarrow c\bar{c}}$ ) est peu affecté par la variation de ce paramètre.

Il existe encore d'autres modèles, plus marginaux, qui proposent d'ajouter leurs contributions à celles du modèle du charme ouvert. Pour ne citer qu'eux, le modèle **multipériphérique** [Réf. 20] considère que la résonance  $c\bar{c}$  est une fluctuation quantique de deux quarks charmés provenant d'un même hadron, le rôle de l'autre hadron se limitant à donner une sorte de "coup de pouce" nécessaire à l'apparition de cette fluctuation quantique. Ce modèle requiert des fonctions de distribution plutôt dures pour le quark charmé de la mer partonique, afin d'obtenir une contribution significative dans le processus de formation du J/ $\psi$ . Le modèle du **charme intrinsèque** [Réf. 21], lui, considère que la résonance  $c\bar{c}$  est le résultat d'un processus diffractif faisant ressortir la composante charmée intrinsèque<sup>1</sup> de la fonction d'onde du proton. Bien que les expériences de diffusion inélastique profonde ne confirment pas que la fonction de distribution du quark charmé dans les hadrons non charmés ait une composante significative, l'expérience NA3 semble effectivement observer qu'environ 30 % des J/ $\psi$  sont produits diffractivement à grand  $x_F$  et petite quantité de mouvement transverse pour un faisceau de protons de 200 GeV/c [Réf. 22, 23].

<sup>1</sup> Par opposition à la composante charmée extrinsèque de la mer partonique, qui n'existe que de manière virtuelle à grande quantité de mouvement transverse, la composante charmée intrinsèque existe tout à fait indépendamment du temps.

3. Estimation par le modèle du charme ouvert du rapport des sections efficaces inclusives de production du  $J/\psi$  dans les collisions proton-proton et antiproton-proton à  $\sqrt{s} = 24.3$  GeV

Le rapport des sections efficaces inclusives de production du  $J/\psi$  dans les collisions proton-proton et antiproton-proton à  $\sqrt{s} = 24.3$  GeV est calculé dans le cadre du modèle du charme ouvert<sup>1</sup> [Réf. 16] en utilisant les paramétrisations de Duke-Owens *set 1* et *set 2* des fonctions de distribution<sup>2</sup> [Réf. 24] des quarks et du gluon dans le proton et l'antiproton. Ce rapport est quasiment identique pour les deux paramétrisations *set 1* et *set 2* et vaut environ 0.75 [Table 4] : il ne permet donc pas de différencier ces deux paramétrisations.

Paramétrisation	$\frac{\sigma_{q\bar{q} \rightarrow c\bar{c}(pp)}}{\sigma_{gg \rightarrow c\bar{c}}}$	$\frac{\sigma_{q\bar{q} \rightarrow c\bar{c}(\bar{p}\bar{p})}}{\sigma_{gg \rightarrow c\bar{c}}}$	$\frac{\sigma_{q\bar{q} \rightarrow c\bar{c}(pp)} + \sigma_{gg \rightarrow c\bar{c}}}{\sigma_{q\bar{q} \rightarrow c\bar{c}(\bar{p}\bar{p})} + \sigma_{gg \rightarrow c\bar{c}}}$
	$\sigma_{q\bar{q} \rightarrow c\bar{c}(pp)}$	$\sigma_{q\bar{q} \rightarrow c\bar{c}(\bar{p}\bar{p})}$	$\sigma_{q\bar{q} \rightarrow c\bar{c}(pp)} + \sigma_{gg \rightarrow c\bar{c}}$
<i>set 1</i>	0.19	0.58	0.75
<i>set 2</i>	0.24	0.67	0.74

[Table 4] Calcul du rapport des sections efficaces inclusives de production du  $J/\psi$  dans les collisions proton-proton et antiproton-proton à  $\sqrt{s} = 24.3$  GeV en utilisant les paramétrisations de Duke-Owens *set 1* et *set 2* des fonctions de distribution des quarks et du gluon dans le proton et l'antiproton. La section efficace élémentaire  $\sigma_{gg \rightarrow c\bar{c}}$  est la même dans les collisions proton-proton et antiproton-proton.

Par contre, à cette énergie et dans le cadre du modèle du charme ouvert, la contribution du processus de fusion de deux gluons aux sections efficaces inclusives de production du  $J/\psi$  dans les collisions proton-proton et antiproton-proton ne peut certainement pas être négligée.

#### 4. Critique du modèle du charme ouvert

Le modèle du charme ouvert concerne la production hadronique de la paire quark-antiquark  $c\bar{c}$  plutôt que la formation d'un  $J/\psi$  en tant qu'état  $1^3S_1$  ( $J^P = 1^{--}$ ) du charmonium. Or les sections efficaces inclusives de production hadronique des états du

<sup>1</sup> Voir complément D<sub>I</sub>.

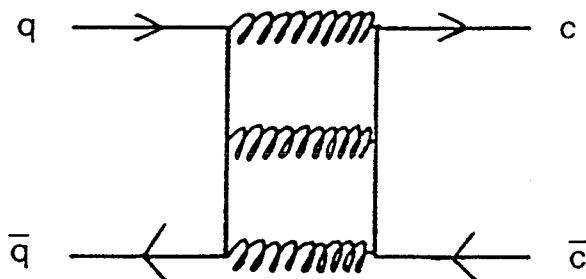
<sup>2</sup> Voir complément C<sub>I</sub>.

charmonium ne sont expérimentalement pas égales et le modèle du charme ouvert n'est pas en mesure d'expliquer cela, sans parler du fait que la paire  $cc$  est produite avec une quantité de mouvement transverse nulle.

De plus, les hadrons sont expérimentalement des états singulets de couleur et le modèle du charme ouvert, qui ne considère que les termes de Born des processus d'annihilation des quarks légers avec leurs antiquarks et de fusion de deux gluons, ne tient pas compte de cela. Une possibilité d'évacuer le problème de la couleur peut être envisagée en considérant l'émission de gluons de faible énergie. La probabilité de transition d'un état octet de couleur à un état singulet de couleur disparaissant lorsque l'énergie du gluon émis est faible [Réf. 18], il faudrait alors imaginer qu'une infinité de gluons de très faible énergie soient émis, car l'émission d'un gluon transmet artificiellement de la quantité de mouvement transverse à la paire  $cc$ .

## 5. Production hadronique des états du charmonium

Pour qu'un processus rende compte explicitement de la formation d'un hadron  $J/\psi$  en tant qu'état  $1^3S_1$  ( $JPC = 1^-$ ) du charmonium, il est nécessaire qu'il comprenne l'échange d'au moins deux gluons afin d'obtenir un état singulet de couleur. Or la conjugaison de charge de deux gluons est paire<sup>1</sup>. Un minimum de trois gluons doivent donc être échangés dans un processus de fusion ou d'annihilation afin d'obtenir un état singulet de



[Fig. 8] Formation d'un  $J/\psi$  par un processus d'annihilation d'un quark avec son antiquark comprenant l'échange de trois gluons.

couleur de conjugaison de charge impaire [Fig. 8]. La section efficace inclusive de

<sup>1</sup> Certains diagrammes associés au processus de fusion de deux gluons peuvent tout au plus rendre compte de la formation d'un état du charmonium de conjugaison de charge paire.

production du J/ $\psi$  devrait par conséquent être évaluée à l'ordre  $\alpha_s^6$ , ce qui est impensable au vu des moyens informatiques actuellement à disposition<sup>1</sup>.

Un essai plus cohérent avec les conjectures de la QCD consiste à expliciter le couplage de la paire  $cc$  aux états du charmonium par un potentiel. Avec ce type de modèle, les états du charmonium sont formés par les processus de fusion de deux gluons et d'un gluon avec un quark<sup>2</sup> [Réf. 18, 25, 26] et donnent une contribution à la section efficace inclusive de production du J/ $\psi$  par leur désintégration en un J/ $\psi$ . Il se trouve cependant qu'une divergence infrarouge intervient dans le seul processus de fusion qui fait appel aux fonctions de distribution des quarks dans le proton et l'antiproton. Il s'ensuit que ce modèle n'est pas applicable pour de petites quantités de mouvement transverses.

## 6. En guise de conclusion

En guise de conclusion, il apparaît qu'il n'existe actuellement pas de modèle globalement cohérent qui soit capable d'expliquer la production du J/ $\psi$  dans les collisions proton-proton et antiproton-proton et la question serait certainement d'actualité si les théoriciens n'avaient, semble-t-il, délaissé ce sujet pour d'autres horizons.

<sup>1</sup> L'ordre le plus élevé calculé en QCD est actuellement  $\alpha_s^3$ .

<sup>2</sup> Voir complément E<sub>I</sub>.

# Compléments du chapitre I

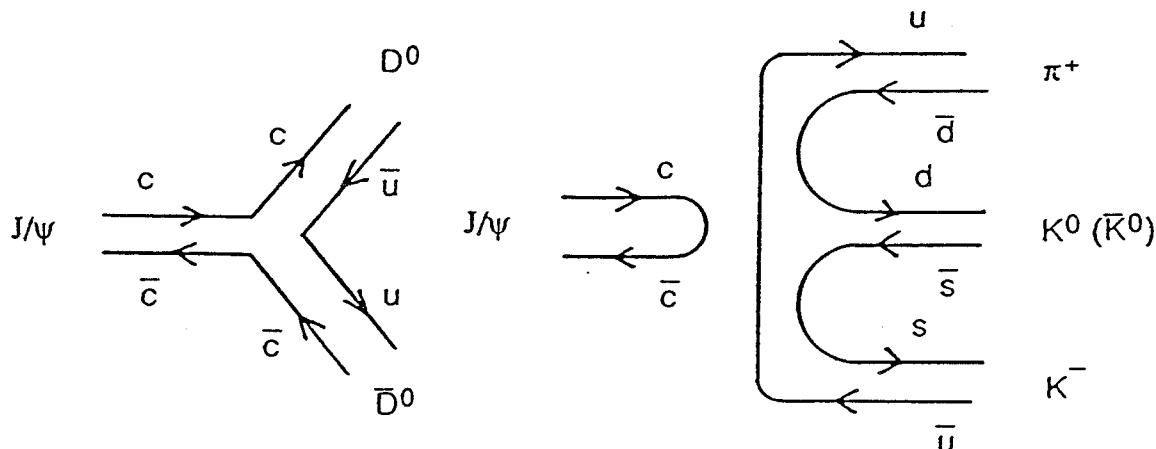
## A I Désintégration du $J/\psi$

### 1. La règle de Zweig

Une règle communément appelée **règle de Zweig** postule que les contributions des diagrammes dont les lignes de quarks sont interrompues sont négligeables relativement à celles des diagrammes dont les lignes de quark sont continues.

En réalité, la règle de Zweig a été formulée indépendamment par S. Okubo en 1963, G. Zweig en 1964 et J. Izuka en 1966 d'afin expliquer que la désintégration  $\phi \rightarrow \pi^+ \pi^0 \pi^-$  était inexisteante relativement à la désintégration  $\phi \rightarrow K^+ K^-$ . En effet, les pions sont formés des combinaisons des quarks u et d avec leurs antiquarks, alors que les kaons sont formés des combinaisons des quarks u et s avec leurs antiquarks, et que le  $\phi$  est un méson vecteur formé de la paire quark-antiquark  $s\bar{s}$ .

Appliquée à la désintégration du  $J/\psi$ , la règle de Zweig n'autorise donc que la voie charmée  $J/\psi \rightarrow D^0 \bar{D}^0$  [Fig. 9] qui n'est pas accessible énergétiquement puisque



[Fig. 9] Application de la règle de Zweig au cas de la désintégration hadronique du  $J/\psi$  :  $J/\psi \rightarrow D^0 \bar{D}^0$  est autorisée (à gauche) tandis que  $J/\psi \rightarrow \pi^+ K^0 (\bar{K}^0) K^-$  est considérablement réduite (à droite).

$2M_{D^0} > M_{J/\psi}$ . Voilà qui explique la durée de vie exceptionnellement longue<sup>1</sup> du  $J/\psi$  puisqu'il ne peut qu'emprunter des voies de désintégration supprimées par la règle de

<sup>1</sup>  $\Gamma = (68 \pm 10) \text{ keV}$  [Réf. 6].

Zweig.

La règle de Zweig explique aussi que les facteurs d'embranchement de la voie de désintégration électromagnétique soient si importants, à savoir  $(6.9 \pm 0.9) \%$  [Réf. 6] pour la désintégration du J/ψ en une paire d'électrons ou de muons<sup>1</sup>.

## 2. Distribution angulaire des produits de désintégration de la voie électromagnétique

Contrastant avec la distribution angulaire en  $1 + \cos^2\theta$  du continuum, les électrons ou les muons de désintégration du J/ψ ont plutôt une distribution angulaire isotrope [Réf. 27].

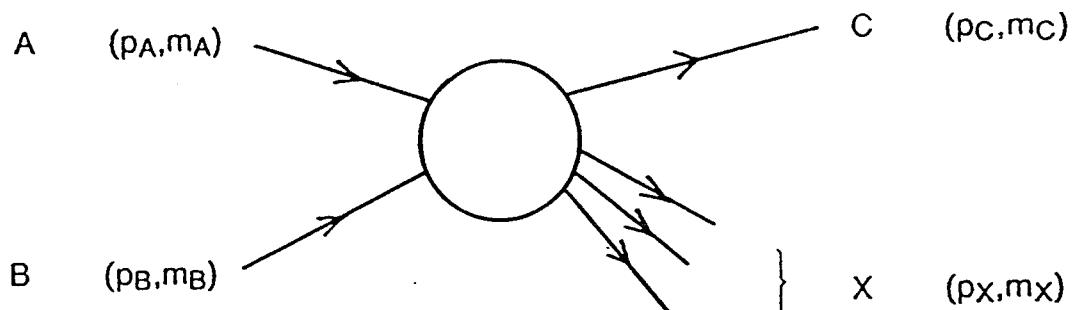
---

<sup>1</sup> Le mode de désintégration  $J/\psi \rightarrow \tau^+\tau^-$  n'est pas accessible énergétiquement puisque  $2M_\tau > MJ/\psi$ .



## B<sub>I</sub> Etude de la réaction A + B → C + X

Ce paragraphe a pour but de définir quelques notions de cinématique et de dynamique adaptées à la réaction A + B → C + X [Fig. 10].



[Fig. 10] Diagramme de la réaction A + B → C + X.

### 1. Cinématique de la réaction

L'énergie et la quantité de mouvement sont toutes deux conservées par la réaction, mais ces grandeurs ne sont pas invariantes sous les transformations de Lorentz.

$$\boxed{\begin{aligned} E_A + E_B &= E_C + E_X \\ p_A + p_B &= p_C + p_X \end{aligned}}$$

Par contre, l'énergie disponible au centre de masse, le transfert d'énergie-quantité de mouvement entre les particules A et C, et le transfert d'énergie-quantité de mouvement entre les particules A et X donnés par les variables de Mandelstam s, t et u, respectivement, sont tous invariants sous les transformations de Lorentz.

$$\boxed{\begin{aligned} s &\equiv (p_A + p_B)^2 \\ t &\equiv (p_A - p_C)^2 \\ u &\equiv (p_A - p_X)^2 \end{aligned}}$$

Si la vitesse  $v$  d'une particule de masse  $m$  est proche de  $c$ , où  $c$  est la vitesse de la lumière, alors sa quantité de mouvement s'exprime comme  $p = \beta \gamma m$  et son énergie comme  $E = \gamma m$ .

$$\beta \equiv \frac{v}{c}, \quad \gamma \equiv \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}$$

L'entité  $p \equiv (E, p)$  forme le quadrivecteur énergie-quantité de mouvement d'une particule de masse  $m$  dont la norme est invariante sous les transformations de Lorentz :  $p^2 = p^\mu p_\mu = g_{\mu\nu} p^\mu p^\nu = E^2 - p^2 = m^2$ , où  $g_{\mu\nu}$  est le tenseur métrique<sup>1</sup>.

<sup>1</sup>  $\hbar = c = 1$ .

$$g_{\mu\nu} = g^{\mu\nu} \equiv \begin{pmatrix} 1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & -1 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & -1 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & -1 \end{pmatrix}$$

$$p^2 = E^2 - p^2 = \gamma^2 m^2 - \beta^2 \gamma^2 m^2 = m^2$$

La variable  $\sqrt{s}$  correspond à l'énergie disponible au centre de masse de la collision.

$$s \equiv (p_A + p_B)^2 = (E_A + E_B)^2 - (p_A + p_B)^2 = (E_{CM}, 0)^2 = E_{CM}^2 = M_{CM}^2$$

Pour une particule de masse  $m$  et d'énergie  $E$  arrivant sur une cible au repos de masse  $M$ , l'énergie disponible au centre de masse est donnée par  $\sqrt{s} = E_{CM} = \sqrt{(m^2 + M^2 + 2EM)}$ .

Dans le cas d'un proton ou d'un antiproton de 315 GeV/c arrivant sur une cible d'hydrogène au repos, l'énergie disponible au centre de masse n'est que de  $\sqrt{s} = 24.3$  GeV.

La masse transverse est donnée par  $m_T^2 \equiv m^2 + p_T^2$ , où  $p_T$  est la quantité de mouvement transverse qui est orthogonale à la quantité de mouvement longitudinale  $p_L$  définie par la projection de la quantité de mouvement  $p$  sur la direction de  $p_A$  dans le référentiel du centre de masse.

$$p^2 \equiv p_L^2 + p_T^2$$

Dans le cas d'un proton ou d'un antiproton arrivant sur une cible au repos,  $p_L$  est parallèle à la direction du faisceau.

La rapidité  $y$  paramétrise l'équation d'une hyperbole dans l'espace de l'énergie  $E$  et de la quantité de mouvement longitudinale  $p_L$  dont la distance entre les sommets vaut  $2m_T$  [Fig. 11].

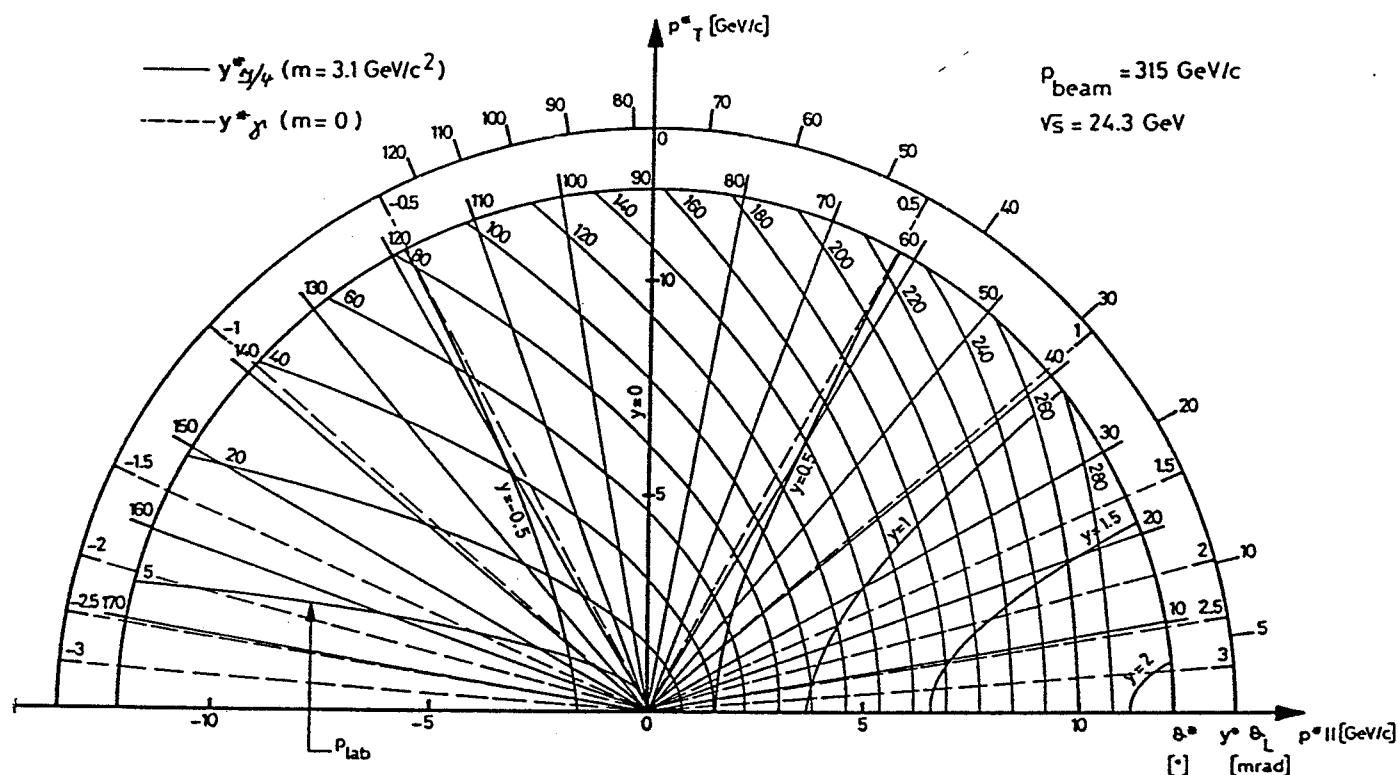
$$y \equiv \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E + p_L}{E - p_L} \right)$$

$$\left\{ \begin{array}{l} E = m_T \cchy \\ p_L = m_T \shy \end{array} \right. \Rightarrow \frac{\shy}{\cchy} = \frac{p_L}{E} \Leftrightarrow y = \operatorname{Arg} \operatorname{th} \left( \frac{p_L}{E} \right) = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E + p_L}{E - p_L} \right)$$

La rapidité maximum d'un  $J/\psi$  produit dans les collisions proton-proton ou antiproton-antiproton à  $\sqrt{s} = 24.3$  GeV est donnée dans le référentiel du centre de masse pour  $p_{L\max} \equiv \frac{\sqrt{s}}{2}$  et vaut environ 2.08.

La distribution de la rapidité est invariante sous les transformations de Lorentz.

Si une transformation de Lorentz est donnée par  $\beta$ , alors la rapidité  $y$  se transforme comme  $y \rightarrow y' = y + \operatorname{Arg} \operatorname{th} \beta$ .



[Fig. 11] Diagramme de Peyrou. Il donne graphiquement, dans le référentiel du centre de masse, les relations cinétiques entre la rapidité  $y^*$  d'un  $J/\psi$  (trait continu) ou d'un photon (trait interrompu), les quantités de mouvement longitudinale  $p_{\text{L}}^*$  et transverse  $p_{\text{T}}^*$  et l'angle de production  $\theta^*$ .  $\theta_L$  est l'angle de production dans le référentiel du laboratoire.

La variable  $x_F$  de Feynman est définie par le rapport entre la quantité de mouvement longitudinale et la quantité de mouvement longitudinale maximum ; elle varie entre  $-1$  et  $+1$ .

$$x_F \equiv \frac{p_{\text{L}}}{p_{\text{Lmax}}}$$

## 2. Section efficace de la réaction

La probabilité  $\mathcal{P}$  de production de la particule C par unité de temps est proportionnelle aux flux<sup>1</sup>  $\Phi$  des particules incidentes A et B.

$$\mathcal{P} \equiv \sigma \Phi$$

<sup>1</sup> Le flux est exprimé par unités de surface et de temps.

Le facteur de proportionnalité  $\sigma$  est la **section efficace inclusive**<sup>1</sup> de production de la particule C dans les collisions entre les particules A et B. Elle a la dimension d'une surface qui est en général exprimée en **barns**<sup>2</sup>.

Afin d'appréhender le concept de la section efficace, il suffit d'imaginer que la particule B possède pour la réaction de collision considérée à l'énergie  $\sqrt{s}$  considérée un bouclier d'aire  $\sigma$  vu par la particule A. Si la production d'une particule C correspond à la rencontre de la particule A avec le bouclier de B, alors le nombre de particules C produites dans les collisions entre les particules A et B est égal au flux des particules A multiplié par la densité des particules B que multiplie l'aire  $\sigma$  de leurs boucliers.

Le nombre de particules C produites par unité de temps dans les collisions entre les particules A et B pour une expérience donnée est proportionnel à la section efficace.

$$\mathcal{N} \equiv \mathcal{L}\sigma$$

Le facteur de proportionnalité  $\mathcal{L}$  est la **luminosité** de l'expérience pour les collisions entre les particules A et B. La luminosité est liée, entre autres, à la densité de la cible et à l'intensité du faisceau utilisés par l'expérience. Elle s'exprime par unités de surface et de temps. Pour obtenir le nombre total  $N = \int dt \mathcal{N}$  de particules C produites pendant toute l'expérience, il est plus commode d'utiliser la **luminosité intégrée**  $L = \int dt \mathcal{L}$ .

$$N \equiv L\sigma$$

Comme la distribution de la rapidité est invariante sous les transformations de Lorentz, la **section efficace différentielle** en fonction de la rapidité  $y$  et de la quantité de mouvement transverse  $p_T$  est aussi invariante sous les transformations de Lorentz<sup>3</sup>.

$$E \frac{d^3\sigma}{(dp)^3} = \frac{d^3\sigma}{dy (dp_T)^2} = \frac{1}{\pi} \frac{d^2\sigma}{dy d(p_T^2)} = \frac{1}{2\pi p_T} \frac{d^2\sigma}{dy dp_T}$$

Les variables cinématiques  $y$  et  $p_T$  sont par conséquent particulièrement appropriées pour décrire la section efficace inclusive de production de la particule C dans les collisions entre les particules A et B.

### 3. Dynamique de la réaction dans le cadre du modèle des partons appliqué au cas particulier de la fusion de deux partons

Lorsque les particules A, B et C sont des hadrons, le **modèle des partons** appliqué au cas particulier de la fusion de deux partons suppose que la particule C est formée par les

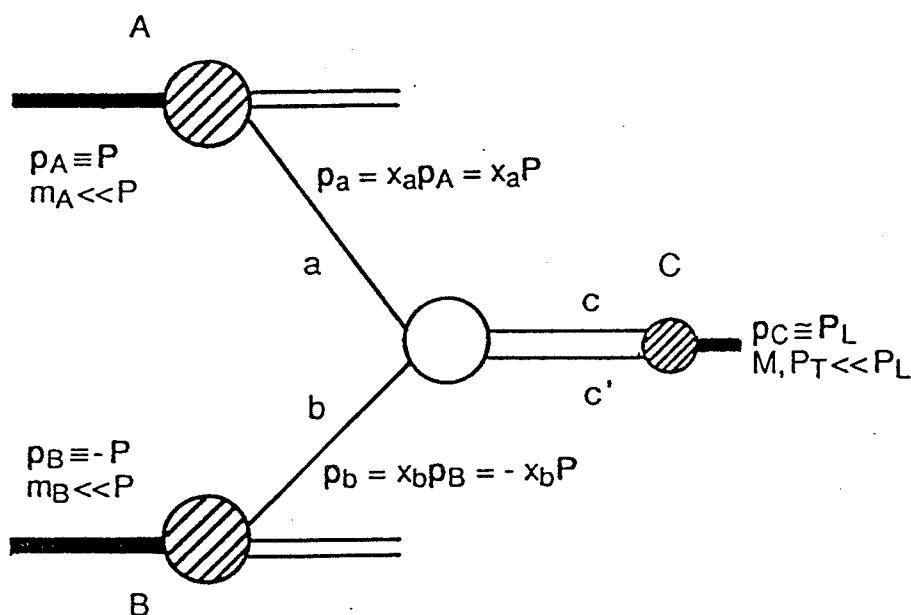
<sup>1</sup> La section efficace est dite **inclusive** lorsque les particules qui accompagnent C ne sont pas considérées.

<sup>2</sup> 1 barn  $\equiv 10^{-28} \text{ m}^2$ , 1 nb  $\equiv 10^{-33} \text{ cm}^2$ .

<sup>3</sup> Par définition, la transformation de Lorentz ne touche que la composante longitudinale de la quantité de mouvement.

produits  $c$  et  $c'$  de la fusion de deux partons  $a$  et  $b$  issus des particules incidentes  $A$  et  $B$ . Les quantités de mouvement  $p_a$  et  $p_b$  des partons  $a$  et  $b$  sont exprimées comme des fractions des quantités de mouvement  $p_A$  et  $p_B$  des hadrons incidents  $A$  et  $B$  [Fig. 12] dans le **référentiel de Breit** ou **référentiel de moment infini** défini comme un référentiel où les masses des hadrons peuvent être négligées vis à vis de leurs quantités de mouvement.

Dans le cas d'une expérience à cible fixe, le référentiel de Breit correspond au référentiel du centre de masse des hadrons incidents avec l'axe du faisceau comme direction longitudinale.



[Fig. 12] Diagramme de la fusion des partons  $a$  et  $b$  provenant des hadrons  $A$  et  $B$ .

Dans ce référentiel, les quantités de mouvement des hadrons  $A$  et  $B$  sont de normes égales et de sens opposés.

$$\boxed{\begin{aligned} p_A &\equiv P & p_a &\equiv x_a p_A = x_a P \\ p_B &\equiv -P & p_b &\equiv x_b p_B = -x_b P \end{aligned}}$$

Dans l'hypothèse où la masse transverse est négligeable vis à vis de la quantité de mouvement longitudinal  $P_L$  de la particule  $C$ ,  $P_L \equiv p_a + p_b = (x_a - x_b)P \equiv \frac{\sqrt{s}}{2} (x_a - x_b)$  et  $\tau \equiv x_a x_b$ , où  $\tau \equiv \frac{M^2}{s}$ .

$$s \equiv (p_A + p_B)^2 = (E_A + E_B)^2 - (p_A + p_B)^2 \equiv 2|p_A||p_B| - 2p_A p_B = 4P^2$$

$$\tau s \equiv M^2 = (p_a + p_b)^2 = (E_a + E_b)^2 - (p_a + p_b)^2 \equiv 2|p_a||p_b| - 2p_a p_b = 4x_a x_b P^2$$



Dans le référentiel de Breit,  $x_F \equiv \frac{2P_L}{\sqrt{s}} \equiv x_a - x_b$  est proportionnelle au sinus hyperbolique de la rapidité.

$$y \equiv \operatorname{Arg} \operatorname{sh} \left( \frac{x_F}{2\sqrt{\tau}} \right)$$

$$\begin{cases} x_a \equiv \frac{1}{2} (\sqrt{x_F^2 + 4\tau} + x_F) \\ x_b \equiv \frac{1}{2} (\sqrt{x_F^2 + 4\tau} - x_F) \end{cases}$$

$$E^2 \equiv P_L^2 + M^2 \equiv \frac{s}{4} (x_a - x_b)^2 + x_a x_b s = \frac{s}{4} (x_a + x_b)^2$$

$$y = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E + P_L}{E - P_L} \right) \equiv \frac{1}{2} \ln \left( \frac{x_a}{x_b} \right) \equiv \ln \left( \frac{x_F}{2\sqrt{\tau}} + \sqrt{\frac{x_F^2}{4\tau} + 1} \right) = \operatorname{Arg} \operatorname{sh} \left( \frac{x_F}{2\sqrt{\tau}} \right)$$

La section efficace inclusive  $\sigma(A+B \rightarrow C+X)$  de production de la particule C dans les collisions entre les hadrons A et B est donnée par l'intégrale sur  $x_a$  et  $x_b$  de la somme des produits des sections efficaces partoniques  $\hat{\sigma}_{ab \rightarrow cc'}$  par les flux respectifs  $[q^a(x_a) \bar{q}^b(x_b) + \bar{q}^a(x_a) q^b(x_b)]$  des partons provenant des hadrons incidents A et B, où  $q^a$  et  $q^b$  sont les fonctions de distribution des partons a et b dans les hadrons incidents A et B.

$$\sigma(A+B \rightarrow C+X) = \int dx_a dx_b \sum_{\text{partons}} \hat{\sigma}_{ab \rightarrow cc'} [q^a(x_a) \bar{q}^b(x_b) + \bar{q}^a(x_a) q^b(x_b)]$$

$$\frac{d^2\sigma}{dx_a dx_b} = \sum_{\text{partons}} \hat{\sigma}_{ab \rightarrow cc'} [q^a(x_a) \bar{q}^b(x_b) + \bar{q}^a(x_a) q^b(x_b)]$$

$$\frac{\partial(x_F, Q^2)}{\partial(x_a, x_b)} = \begin{vmatrix} \frac{\partial x_F}{\partial x_a} & \frac{\partial x_F}{\partial x_b} \\ \frac{\partial Q^2}{\partial x_a} & \frac{\partial Q^2}{\partial x_b} \end{vmatrix} \equiv \begin{vmatrix} 1 & -1 \\ x_b s & x_a s \end{vmatrix} = s (x_a + x_b), Q^2 = M^2$$

$$\frac{d^2\sigma}{dQ^2 dx_F} \equiv \sum_{\text{partons}} \hat{\sigma}_{ab \rightarrow cc'} \frac{1}{s} \frac{[q^a(x_a) \bar{q}^b(x_b) + \bar{q}^a(x_a) q^b(x_b)]}{x_a + x_b} \equiv$$

$$\equiv \sum_{\text{partons}} \hat{\sigma}_{ab \rightarrow cc'} \frac{1}{s} \frac{x_a x_b}{x_a + x_b} [q^a(x_a) \bar{q}^b(x_b) + \bar{q}^a(x_a) q^b(x_b)] =$$

$$= \sum_{\text{partons}} \hat{\sigma}_{ab \rightarrow cc'} \frac{1}{Q^2} \frac{x_a x_b}{x_a + x_b} [q^a(x_a) \bar{q}^b(x_b) + \bar{q}^a(x_a) q^b(x_b)]$$

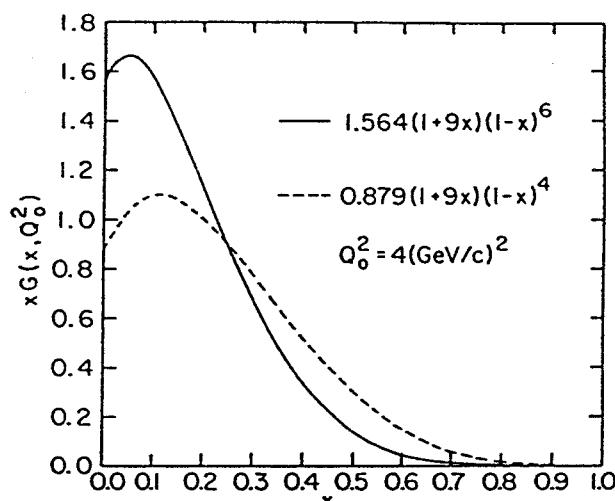


## C<sub>I</sub> Paramétrisations de Duke-Owens des fonctions de distribution

D.W. Duke et J.F. Owens donnent une paramétrisation en fonction de  $Q^2$  et  $x$  [Réf. 24] des fonctions de distribution du gluon et des quarks dans les nucléons.

L'évolution des fonctions de distribution en fonction de  $Q^2$  s'obtient en intégrant numériquement les équations d'Altarelli-Parisi. La paramétrisation est assurée par des polynômes dont les coefficients dépendent eux-mêmes de  $Q^2$  comme  $\ln(Q^2/\Lambda^2)$ .

Les paramétrisations de Duke-Owens *set 1* et *set 2* des fonctions de distribution diffèrent principalement par l'ampleur de la fonction de distribution du gluon  $G(x, Q^2)$  : la paramétrisation *set 1* de la fonction de distribution du gluon est plus molle que la paramétrisation *set 2* [Fig. 13]. La constante  $\Lambda$ , estimée à l'ordre des logarithmes dominants, vaut 200 MeV/c pour la paramétrisation *set 1* et 400 MeV/c pour la paramétrisation *set 2*.



[Fig. 13] Paramétrisations de Duke-Owens de la fonction de distribution du gluon pour  $\Lambda = 200$  MeV/c (trait continu) et  $\Lambda = 400$  MeV/c (trait interrompu) à  $Q_0^2 = 4$  (GeV/c)<sup>2</sup>.

Le fait que la paramétrisation *set 1* de la fonction de distribution du gluon est plus molle que la paramétrisation *set 2* semble raisonnable car la constante de couplage forte  $\alpha_s$  varie comme l'inverse du logarithme de  $Q^2/\Lambda^2$ . En fait, les fonctions de distribution ne dépendraient pas de  $\Lambda$  s'il était possible de calculer les processus à tous les ordres perturbatifs de la QCD. Cela n'est matériellement pas encore possible et il faut s'attendre, lorsque les approximations se limitent aux ordres les plus bas, à une dépendance en  $\Lambda$  des fonctions de distribution. Il reste néanmoins que la paramétrisation de la fonction de

distribution du gluon sur la base de mesures de la diffusion profondément inélastique est particulièrement sensible à la constante de couplage courante, car il est nécessaire de calculer les corrections perturbatives à l'ordre  $\alpha_s^2$  pour étudier la contribution des gluons. Une paramétrisation effectuée sur la base de mesures de la production de photons directs permet une estimation plus précise de la fonction de distribution du gluon [Réf. 28].



## DI Modèle du charme ouvert

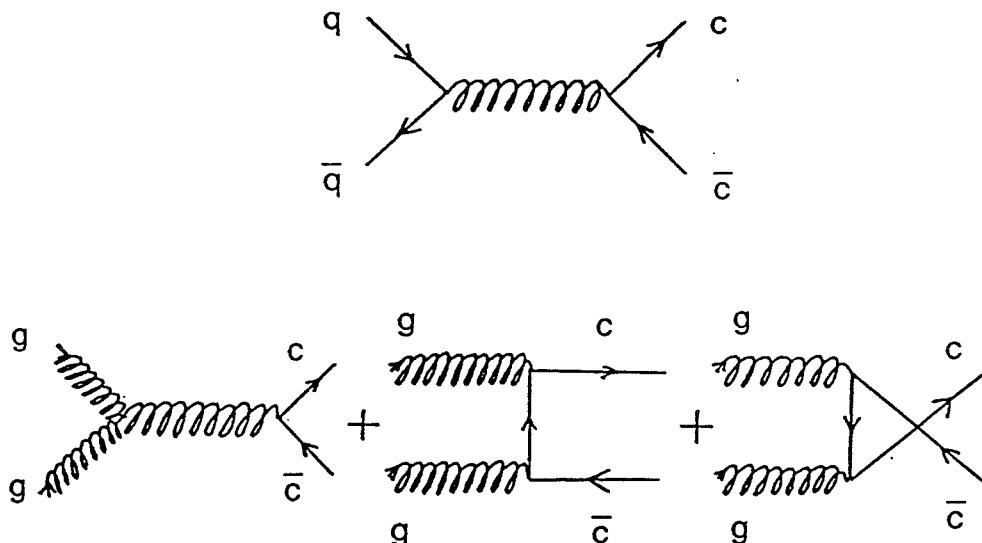
### 1. Section efficace inclusive de production d'une paire $c\bar{c}$

Le modèle du charme ouvert [Réf. 16] considère que la section efficace inclusive de production d'une paire  $c\bar{c}$  est donnée par la somme des processus élémentaires d'annihilation des quarks u, d et s avec leurs antiquarks et de fusion de deux gluons.

$$\frac{d^2\sigma(A+B\rightarrow c\bar{c}+X)}{dQ^2dx_F} = \frac{d^2\sigma_{q\bar{q}\rightarrow c\bar{c}}(AB)}{dQ^2dx_F} + \frac{d^2\sigma_{gg\rightarrow c\bar{c}}(AB)}{dQ^2dx_F}$$

Le modèle du charme ouvert ne calcule que la section efficace de production d'une paire  $c\bar{c}$  et ne fait aucune hypothèse quant à la formation de l'état  $1^3S_1$  ( $J^P C = 1^{--}$ ) du charmonium correspondant au  $J/\psi$ . La paire  $c\bar{c}$  est notamment produite avec une quantité de mouvement transverse nulle.

La contribution de chacun des processus élémentaires est calculée au terme de Born dans le contexte de la QCD [Fig. 14].



[Fig. 14] Diagrammes de Born des processus d'annihilation des quarks u, d et s avec leurs antiquarks (en haut) et de fusion de deux gluons (en bas). Le processus de fusion de deux gluons comprend trois diagrammes afin d'obtenir un résultat invariant de jauge.

Chaque processus élémentaire est exprimé en termes des sections efficaces partoniques  $\hat{\sigma}_{q\bar{q}\rightarrow c\bar{c}}$  et  $\hat{\sigma}_{gg\rightarrow c\bar{c}}$ , dont l'expression analytique est obtenue à partir des diagrammes ci-dessus, que multiplient les flux respectifs des partons et des gluons incidents<sup>1</sup>.

<sup>1</sup> Voir complément BI.

$$\frac{d^2\sigma_{q\bar{q} \rightarrow c\bar{c}}(AB)}{dQ^2 dx_F} = \sum_{q=u,d,s} \hat{\sigma}_{q\bar{q} \rightarrow c\bar{c}} \frac{1}{Q^2} \frac{x_a x_b}{x_a + x_b} [q^a(x_a, Q^2) \bar{q}^b(x_b, Q^2) + \bar{q}^a(x_a, Q^2) q^b(x_b, Q^2)]$$

$$\hat{\sigma}_{q\bar{q} \rightarrow c\bar{c}} = \frac{2}{9} \frac{4\pi\alpha_s^2}{3Q^2} \left(1 + \frac{1}{2}\gamma\right) \sqrt{1-\gamma}$$

$$\frac{d^2\sigma_{gg \rightarrow c\bar{c}}(AB)}{dQ^2 dx_F} = \hat{\sigma}_{gg \rightarrow c\bar{c}} \frac{1}{Q^2} \frac{x_a x_b}{x_a + x_b} G^a(x_a, Q^2) G^b(x_b, Q^2)$$

$$\hat{\sigma}_{gg \rightarrow c\bar{c}} = \frac{\pi\alpha_s^2}{3Q^2} \left[ \left(1 + \gamma + \frac{1}{16}\gamma^2\right) \ln\left(\frac{1 + \sqrt{1-\gamma}}{1 - \sqrt{1-\gamma}}\right) - \left(\frac{7}{4} + \frac{3}{16}\gamma\right) \sqrt{1-\gamma} \right]$$

La constante de couplage forte  $\alpha_s$  dépend de la constante  $\Lambda$  qui est fixée par le type de paramétrisation<sup>1</sup> utilisé pour les fonctions de distribution du gluon  $G^a$  et  $G^b$  et des quarks  $q^a$  et  $q^b$ ;  $\gamma = 4m_c^2/Q^2$ .

$$\alpha_s = \frac{12\pi}{25 \ln\left(\frac{Q^2}{\Lambda^2}\right)}$$

La section efficace inclusive de production d'une paire  $c\bar{c}$  dans l'hémisphère avant<sup>2</sup> est obtenue en intégrant  $x_F$  entre 0 et 1 et  $Q^2$  entre les seuils de production des masses  $m_c = 1.5 \text{ GeV}/c^2$  et  $m' = 1.85 \text{ GeV}/c^2$ , où  $m_c$  est une estimation de la masse du quark charmé et  $m'$  assure que la paire  $c\bar{c}$  ne participe pas à la production de particules charmées<sup>3</sup>.

$$\sigma(A+B \rightarrow c\bar{c}+X) \Big|_{x_F > 0} = \int_0^{1-\tau} dx_F \int_{4m_c^2}^{4m'^2} dQ^2 \frac{d^2\sigma(A+B \rightarrow c\bar{c}+X)}{dQ^2 dx_F}$$

## 2. Prédictions du modèle du charme ouvert

Le processus de fusion de deux gluons l'emporte à haute énergie [Fig. 15] sur les processus d'annihilation des quarks u, d et s avec leurs antiquarks, ce qui est raisonnable puisque la fraction de quantité de mouvement du hadron incident emportée par un parton est en moyenne plus petite à haute énergie qu'à faible énergie et que la contribution de la fonction de distribution du gluon est plus importante que celle des quarks à petit x. Les sections efficaces inclusives de production d'une paire  $c\bar{c}$  sont donc sensiblement égales à haute énergie dans les collisions proton-proton et antiproton-proton.

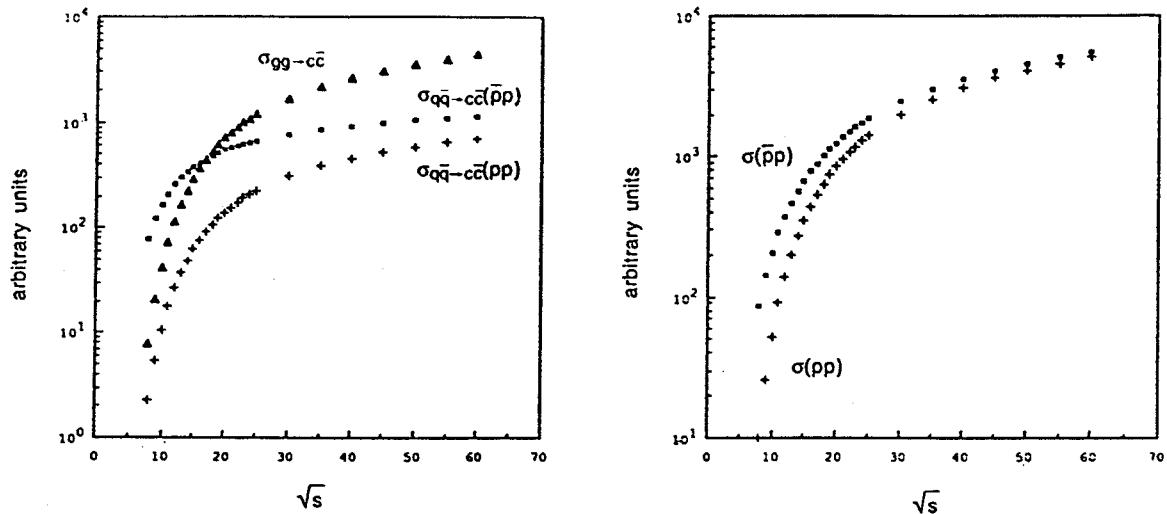
<sup>1</sup> Voir complément C<sub>I</sub>.

<sup>2</sup> La production d'une particule dans l'hémisphère avant correspond à  $x_F > 0$  et la production d'une particule dans l'hémisphère arrière à  $x_F < 0$ .

<sup>3</sup>  $m_D \approx 1.86 \text{ GeV}/c^2$ .



Lorsque  $x_F \equiv 0$ ,  $x_a \equiv x_b \equiv \sqrt{\tau} = \frac{M_{c\bar{c}}}{\sqrt{s}}$  et donc lorsque  $\sqrt{s}$  augmente,  $\sqrt{\tau}$  diminue et vice versa.



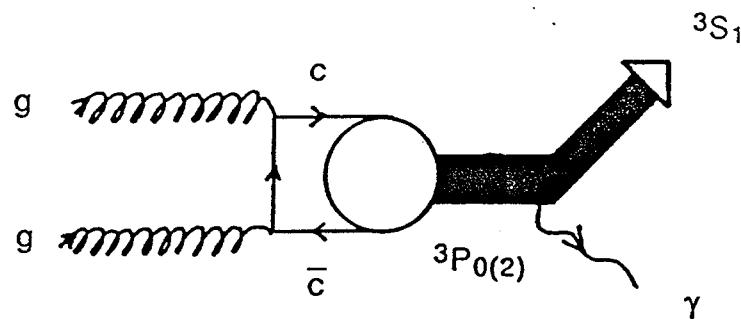
[Fig. 15] Sections efficaces inclusives de production d'une paire  $c\bar{c}$  correspondant aux processus élémentaires  $q\bar{q} \rightarrow c\bar{c}$  et  $gg \rightarrow c\bar{c}$  dans les collisions proton-proton et antiproton-proton (à gauche) ainsi qu'à la somme de ces processus élémentaires (à droite). Le processus élémentaire  $gg \rightarrow c\bar{c}$  donne la même contribution dans les collisions proton-proton et antiproton-proton.

De même, à faible énergie, les quarks et les antiquarks de valence sont susceptibles d'emporter de plus larges fractions des quantités de mouvement des hadrons incidents et le processus d'annihilation des quarks u, d et s avec leurs antiquarks domine sur le processus de fusion de deux gluons dans les collisions antiproton-nucléon. A faible énergie, les sections efficaces inclusives de production d'une paire  $c\bar{c}$  sont donc plus importantes dans les collisions antiproton-proton que dans les collisions proton-proton.

## EI Production hadronique des états du charmonium

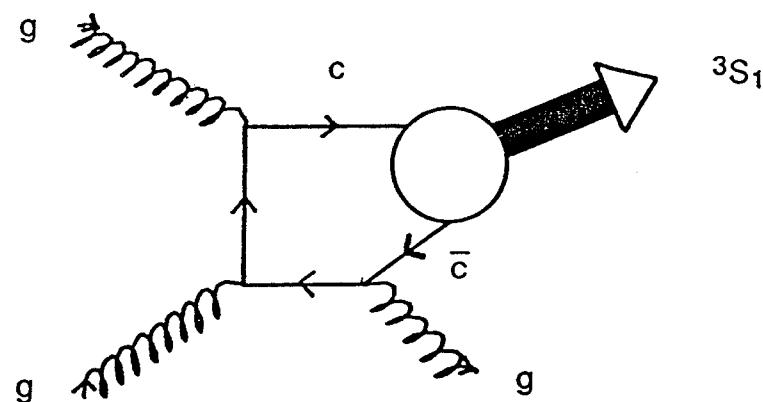
Les états du charmonium peuvent être formés par des processus de fusion de deux gluons ou d'un gluon et d'un quark [Réf. 18, 25, 26, 29]. Certains états du charmonium, comme les  $\chi_c$ , se désintègrent en un  $J/\psi$  et contribuent ainsi à la section efficace inclusive de production du  $J/\psi$ . La dynamique de la paire  $c\bar{c}$  est donnée par un potentiel non relativiste de la forme  $V(r) = \frac{\beta}{r} + \lambda r$ .

Le processus de fusion de deux gluons peut former un état  $^3P_0$  ou  $^3P_2$  du charmonium [Fig. 16].



[Fig. 16] Schéma du processus  $gg \rightarrow ^3P_0(2) \rightarrow ^3S_1\gamma$ .

L'état du charmonium  $^3P_1$  est inaccessible par le processus de fusion de deux gluons, car sa fonction d'onde est antisymétrique, alors que celle des gluons, qui sont des bosons, doit être symétrique en vertu du principe d'indiscernabilité des bosons.



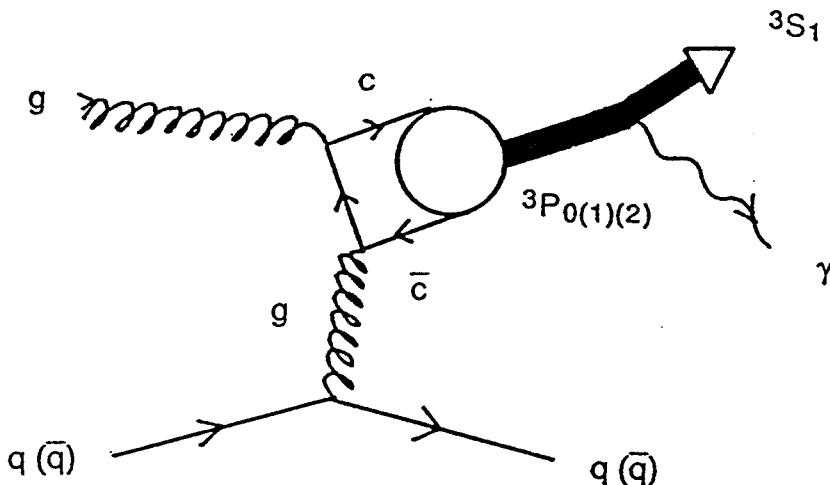
[Fig. 17] Schéma du processus  $gg \rightarrow ^3S_1g$ .

Le processus de fusion de deux gluons peut aussi former directement un  $J/\psi$ , accompagné



d'un troisième gluon qui assure la conservation de la conjugaison de charge de l'état  $^3S_1$  [Fig. 17].

Le processus de fusion d'un gluon et d'un quark ou d'un antiquark, ne peut quant à lui former que des  $\chi_c$  accompagnés d'un quark ou d'un antiquark [Fig. 18].

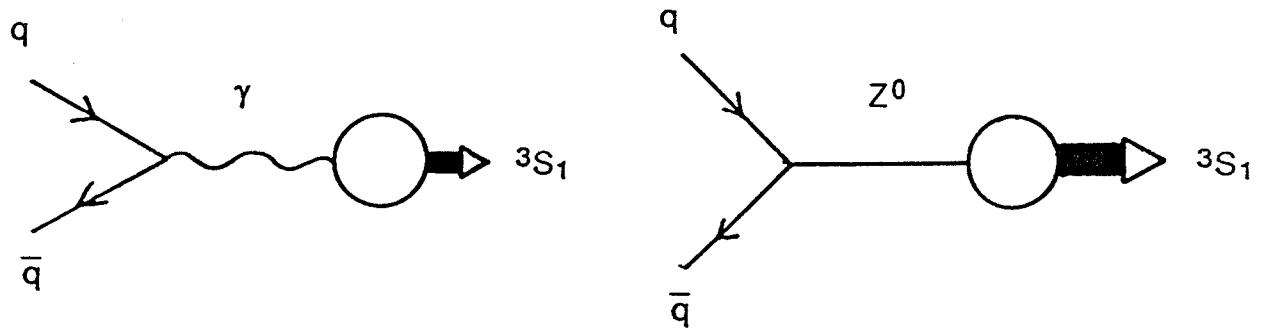


[Fig. 18] Schéma du processus  $gq(\bar{q}) \rightarrow ^3P_{0(1)(2)}q(\bar{q}) \rightarrow ^3S_1\gamma q(\bar{q})$ .

Il faut remarquer que ce dernier processus recèle une divergence infrarouge générée par le gluon émis depuis le quark  $q$ , respectivement l'antiquark  $\bar{q}$ , qui se couple à l'ordre  $\alpha_s^3$  aux états du  $^3P$  charmonium, tout comme le processus  $gg \rightarrow ^3S_1g$  contribue à l'ordre  $\alpha_s^3$  à la formation du  $J/\psi$ . Ce processus devrait cependant avoir une contribution de second ordre par rapport au processus  $gg \rightarrow \chi_{c0(2)}$ , qui contribue à l'ordre  $\alpha_s^2$  à la formation des états  $^3P$  du charmonium, mais peut toutefois intervenir de manière plus prépondérante à grande quantité de mouvement transverse.

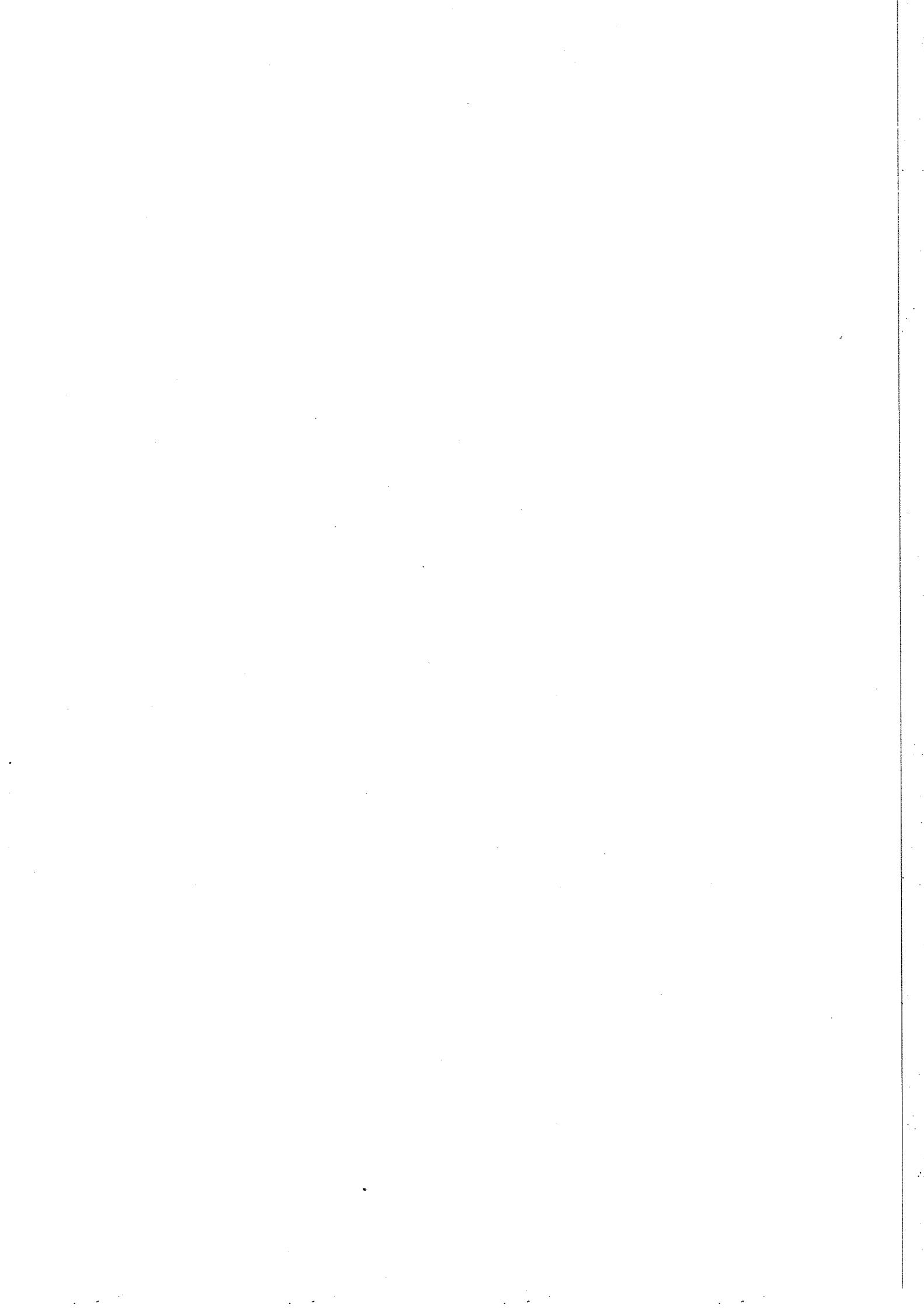
Il est nécessaire [Réf. 26] de poser une coupure en-dessous de  $1 \text{ GeV}/c$  en quantité de mouvement transverse de la paire  $c\bar{c}$  pour éviter les violations d'échelle qu'entraînerait cette divergence infrarouge. Cependant, lorsque la quantité de mouvement transverse de la paire  $c\bar{c}$  est petite, il est possible de considérer que le gluon fasse partie intégrante du hadron incident d'où provenait le quark, respectivement l'antiquark, ce processus étant dès lors déjà considéré dans le processus  $gg \rightarrow ^3S_1g$  décrit plus haut.

L'état  $^3S_1$  du charmonium peut aussi être produit par un processus d'annihilation électrofaible d'une paire quark-antiquark [Fig. 19], mais ce dernier processus n'a qu'une contribution négligeable par rapport aux processus de production hadronique des états du charmonium calculés par QCD [Réf. 29].



[Fig. 19] Schémas de la production de l'état  $^3S_1$  du charmonium par les processus d'annihilation électromagnétique (à gauche) et faible (à droite) d'une paire quark-antiquark.

Par contre, du fait de la masse élevée attendue pour le quark *top*, le processus d'annihilation électrofaible d'une paire quark-antiquark devrait avoir une contribution significative vis à vis des processus de production hadronique des états du toponium calculés par QCD.



# Chapitre II Description du montage expérimental

## A. L'expérience UA6

En août 1980, la collaboration CLMR, qui réunit des physiciens du CERN et des Universités de Lausanne (Suisse), de Michigan (USA) et de Rockefeller (USA), a déposé auprès du comité SPSC (*Super Proton Synchrotron Committee*) du CERN une **proposition d'expérience** [Réf. 30] dans le but d'installer, dans le tunnel du collisionneur SPS, une expérience qui utiliserait comme cible fixe un jet d'agrégats d'hydrogène moléculaire. Cette expérience devait étudier, avec le même appareillage, les collisions proton-proton et antiproton-proton avec des faisceaux de protons et d'antiprotons de 270 GeV/c. Plus particulièrement, elle devait mesurer :

- la production des paires de Drell-Yan<sup>1</sup> entre 2 et 8 GeV/c<sup>2</sup>.
- la production du  $J/\psi$  pour la voie de désintégration  $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ .
- la production des  $\pi^0$ ,  $\eta$  [Réf. 31, 32] et  $\gamma$  directs [Réf. 31, 33] à grande quantité de mouvement transverse ( $2 < p_T < 8$ ) GeV/c.
- la polarisation du  $\Lambda$  et du  $\bar{\Lambda}$  avec les désintégrations  $\Lambda \rightarrow p\pi^-$  et  $\bar{\Lambda} \rightarrow \bar{p}\pi^+$ .
- la section efficace de collision proton-proton et antiproton-proton à petit transfert d'énergie-quantité de mouvement ( $0.001 < |t| < 0.1$ ) GeV<sup>2</sup>/c<sup>2</sup> avec un angle de recul compris entre 80° et 110° dans le référentiel du laboratoire [Réf. 34].

Cette proposition d'expérience a été acceptée en avril 1981. L'expérience UA6 a obtenu ses quartiers dans la section droite UA6 (*Underground Area 6*) du tunnel du collisionneur SPS<sup>2</sup>. Elle a pris part dès l'automne 1984 aux campagnes d'acquisition de données du collisionneur SPS du CERN<sup>3</sup>.

<sup>1</sup> Une paire de Drell-Yan est une paire électron-positon issue de l'annihilation d'une paire quark-antiquark via un photon massif.

<sup>2</sup> Par la suite, le collisionneur SPS a été modifié pour accélérer des protons et des antiprotons avec une quantité de mouvement de 315 GeV/c, c'est-à-dire une énergie au centre de masse de la collision de  $\sqrt{s} = 24.3$  GeV.

<sup>3</sup> L'expérience UA6 comptait une trentaine de physiciens pendant les campagnes d'acquisition de données de 1985 et 1986 qui sont par ordre alphabétique : A. Bernasconi <sup>2)</sup>, R.E. Breedon <sup>4)</sup>, L. Camilleri <sup>1)</sup>, R.L. Cool <sup>4)</sup>†, P.T. Cox <sup>4)</sup>, P. Cushman <sup>4)</sup>, L. Dick <sup>1)</sup>, E.C. Dukes <sup>3)</sup>, F. Gaille <sup>2)</sup>, P. Giacomelli <sup>4)</sup>, C. Joseph <sup>2)</sup>, W. Kubischa <sup>1)</sup>, J.F. Loude <sup>2)</sup>, E. Malamud <sup>2)</sup>, C. Morel <sup>2)</sup>, O.E. Overseth <sup>3)</sup>, J.L. Pagès <sup>2)</sup>, J.P. Perroud <sup>2)</sup>, D. Rüegger <sup>2)</sup>, R.W. Rusack <sup>4)</sup>,

G.R. Snow 3), G. Sozzi 2), M.T. Trân 2), A. Vacchi 4) et G. Valenti 3).

1) CERN, CH-1211 Genève 23, Suisse

2) Institut de Physique Nucléaire, Université de Lausanne, CH-1015 Lausanne, Suisse

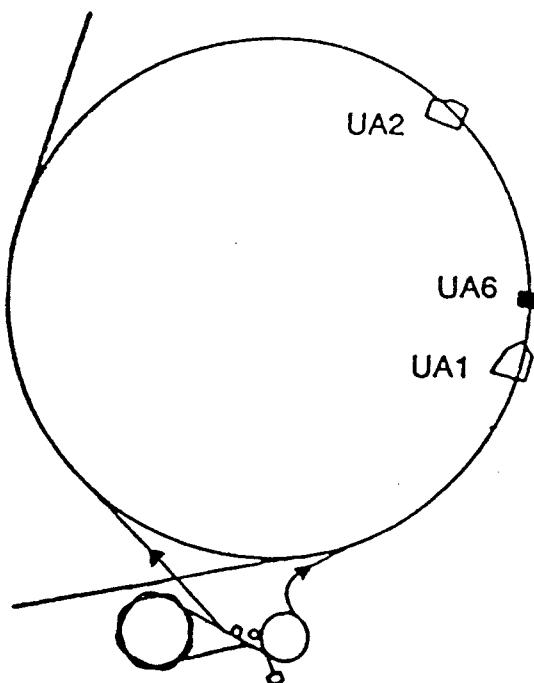
3) Physics Department, University of Michigan, Ann Arbor, MI 48109, USA

4) The Rockefeller University, New York, NY 10021, USA

## B. Le collisionneur SPS

En 1976, année de la mise en service du **super synchrotron à proton SPS (Super Proton Synchrotron)** du CERN, D. Cline, P. McIntire et C. Rubbia ont proposé de transformer le SPS en un **collisionneur** dans lequel circuleraient en sens inverse des protons et des antiprotons à 270 GeV/c. Les premiers faisceaux de protons et d'antiprotons du collisionneur SPS ont été injectés dès 1983. Par la suite, la machine a été modifiée pour accélérer les protons et les antiprotons jusqu'à 315 GeV/c et a été utilisée en 1985 et en 1986 par l'expérience UA6 pour enregistrer des données antiproton-proton et proton-proton à  $\sqrt{s} = 24.3$  GeV.

Le tunnel du SPS mesure 2.2 km de diamètre. En 1985 et en 1986, chaque faisceau du collisionneur comptait trois paquets de particules (*bunches*) circulant chacun avec une fréquence de révolution de 43.4 kHz. Ces paquets contenaient respectivement  $10^{11}$  protons et  $10^{10}$  antiprotons environ ; ils avaient chacun une durée d'environ 4 ns et étaient séparés les uns des autres par un angle de  $120^\circ$ , de telle sorte qu'ils se croisaient en six régions de collision. Deux d'entre elles sont aménagées et abritent encore les



[Fig. 20] Plan des aires des expériences UA1, UA2 et UA6. Les expériences UA3, UA4 et UA5 ne sont pas représentées.

expériences<sup>1</sup> UA1 et UA2 qui ont été à l'origine de la découverte des bosons

<sup>1</sup> UA signifie *Undergroud Area*.

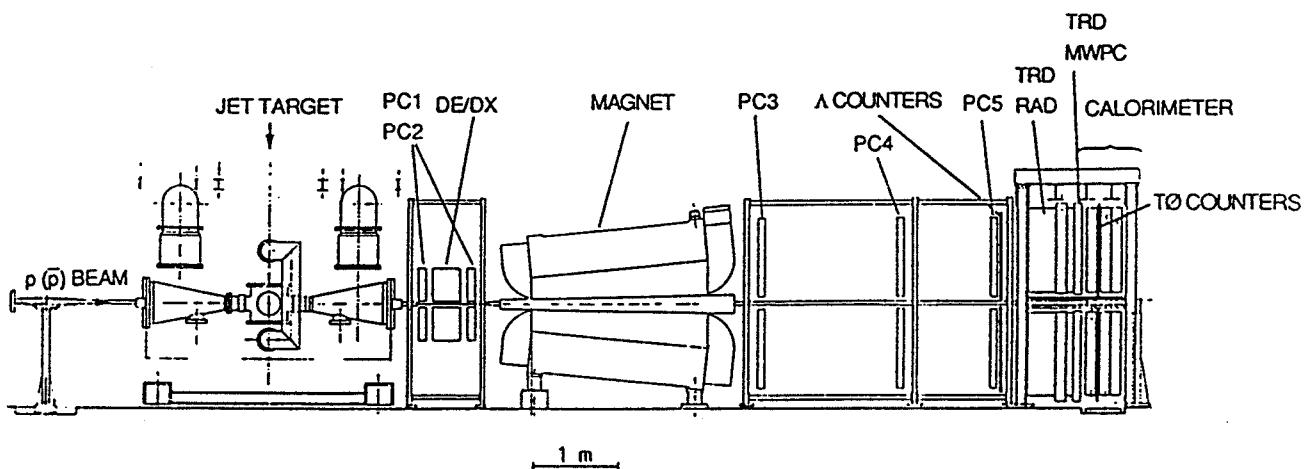
intermédiaires  $W^\pm$  et  $Z^0$ . L'aménagement d'une région de collision nécessite de creuser une grotte pour y abriter les détecteurs d'une expérience ; les faisceaux doivent être tout spécialement focalisés sur le point d'interaction et le vide doit y être plus poussé que dans le reste du tube du faisceau.

L'expérience UA6 se trouve à environ 150 m en amont de l'expérience UA1 pour les protons [Fig. 20], en aval pour les antiprotons, dans une section droite du tunnel du collisionneur SPS où les paquets de protons et d'antiprotons ne croisent pas simultanément. La proximité des expériences UA1 et UA6 a nécessité, après une période d'essai, la mise en place d'un blindage de fer entre les deux expériences afin que le fonctionnement de l'expérience UA1 ne soit pas perturbé par le bruit de fond résultant des collisions entre le faisceau du collisionneur SPS et les protons du jet d'agrégats d'hydrogène moléculaire de l'expérience UA6, ou des atomes du gaz résiduel remplissant le tube évacué de la machine. Il s'est avéré par la suite que ce blindage a permis de réduire de façon significative le bruit de fond sur UA1 provenant des interactions du faisceau avec des atomes du gaz résiduel.

## C. Le montage expérimental

L'expérience UA6 utilise comme cible fixe un jet d'agrégats d'hydrogène moléculaire (*jet target*) qui traverse l'anneau du collisionneur SPS.

Le montage expérimental de l'expérience UA6 est symétrique par rapport au plan horizontal passant par le tube du faisceau du collisionneur SPS. Il définit ainsi deux bras superposés, *top* et *bottom*, situés en-dessus et en-dessous du tube du faisceau [Fig. 21].



[Fig. 21] Schéma du montage expérimental de l'expérience UA6.

Chacun des bras *top* et *bottom* inclut :

- un **calorimètre électromagnétique** (*calorimeter*) pour détecter les photons et les électrons.
- un **spectromètre magnétique** pour mesurer la quantité de mouvement des particules chargées ; il est composé d'un aimant (*magnet*), qui incurve les trajectoires des particules chargées dans un champ magnétique vertical, et de cinq **chambres proportionnelles multifilaires** ou MWPC (*Multiwire Proportional Chamber*) PC1 à PC5, qui permettent de reconstruire les trajectoires des particules chargées devant et derrière l'aimant.
- un **détecteur à rayonnement de transition** ou TRD (*Transition Radiation Detector*) sensible aux électrons.
- un **détecteur dE/dx** susceptible d'améliorer l'identification des paires de conversion

dans les fenêtres des détecteurs ainsi que des paires de Dalitz<sup>1</sup>.

La luminosité de l'expérience est mesurée par des détecteurs au silicium à barrière de surface, les moniteurs de luminosité, en établissant le spectre d'énergie des protons de recul de la collision élastique proton-proton ou antiproton-proton à un angle de 90° par rapport à la direction du faisceau dans le référentiel du laboratoire.

Un hodoscope de scintillateurs, les compteurs TØ, est inséré dans le calorimètre électromagnétique. Il est utilisé par la logique de déclenchement qui commande la lecture d'un événement<sup>2</sup> au système d'acquisition de données.

L'étude des collisions proton-proton ou antiproton-proton est réalisée avec le même appareillage par retournement du montage expérimental. Le retournement complet du montage expérimental prend quelques semaines.

### 1. Le jet d'agrégats d'hydrogène moléculaire

L'expérience UA6 utilise comme cible fixe un jet d'agrégats d'hydrogène moléculaire dont la densité est de  $4 \times 10^{14}$  protons/cm<sup>3</sup> [Réf. 35]. Par rapport aux cibles fixes conventionnelles, un jet présente certains avantages :

- la zone d'interaction est très petite, ce qui facilite la reconstruction des trajectoires ; elle mesure environ 4 mm perpendiculairement à l'axe du faisceau [Fig. 22] et environ 8 mm le long de l'axe du faisceau [Fig. 23].

$$\mathcal{L} = \rho_{\text{Jet}} f_{\text{Jet}} N_p v$$

- la luminosité est importante et vaut  $\mathcal{L} = 5.5 \times 10^{29} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1} = 0.55 \mu\text{b}^{-1}\text{s}^{-1}$  pour un faisceau de  $N_p = 4 \times 10^{10}$  particules scindé en trois paquets<sup>3</sup>.
- la densité de la cible est assez faible pour permettre de négliger l'absorption et la diffusion multiple ; autrement dit, le proton de recul de la collision élastique peut

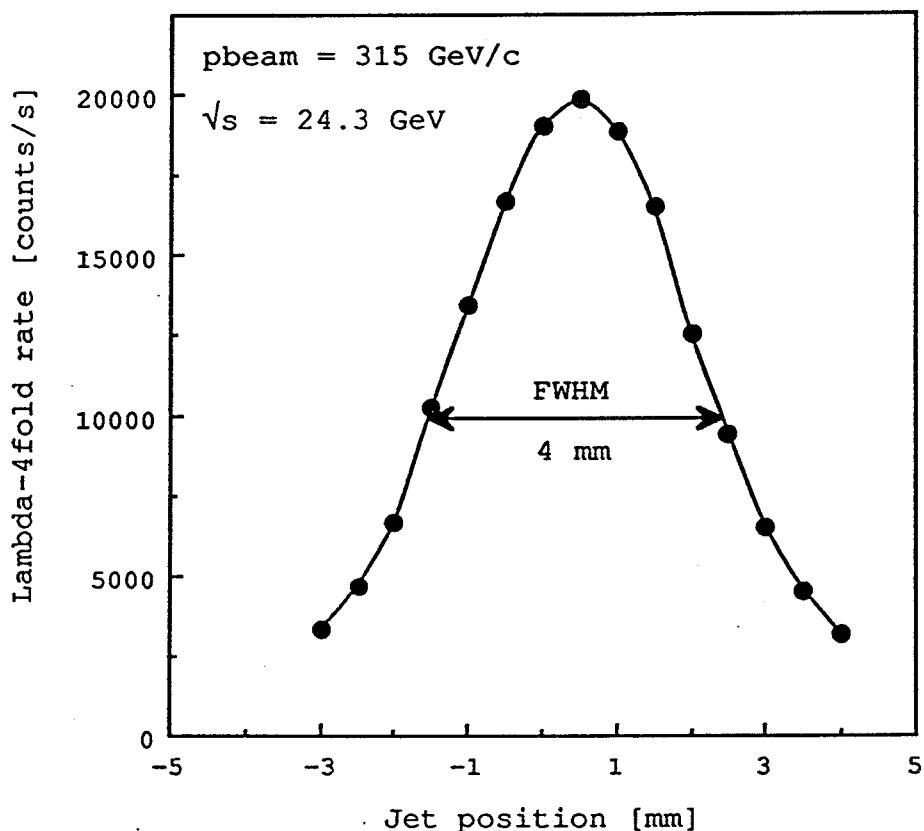
<sup>1</sup> Une paire de Dalitz est une paire d'électrons résultant de la désintégration d'un  $\pi^0$  par un mécanisme de conversion interne  $\pi^0 \rightarrow e^+ e^- \gamma$ .

<sup>2</sup> Un événement comprend l'ensemble des informations qui sont lues par le système d'acquisition de données pour une interruption de la logique de déclenchement.

<sup>3</sup> Dans l'expression de la luminosité,  $\rho_{\text{Jet}} = 4 \times 10^{14}$  protons/cm<sup>3</sup> est la densité du jet,  $f_{\text{Jet}} = 8 \text{ mm}$  son épaisseur le long de l'axe du faisceau et  $v = 43.4 \text{ kHz}$  la fréquence de révolution d'un paquet de protons ou d'antiprotons.

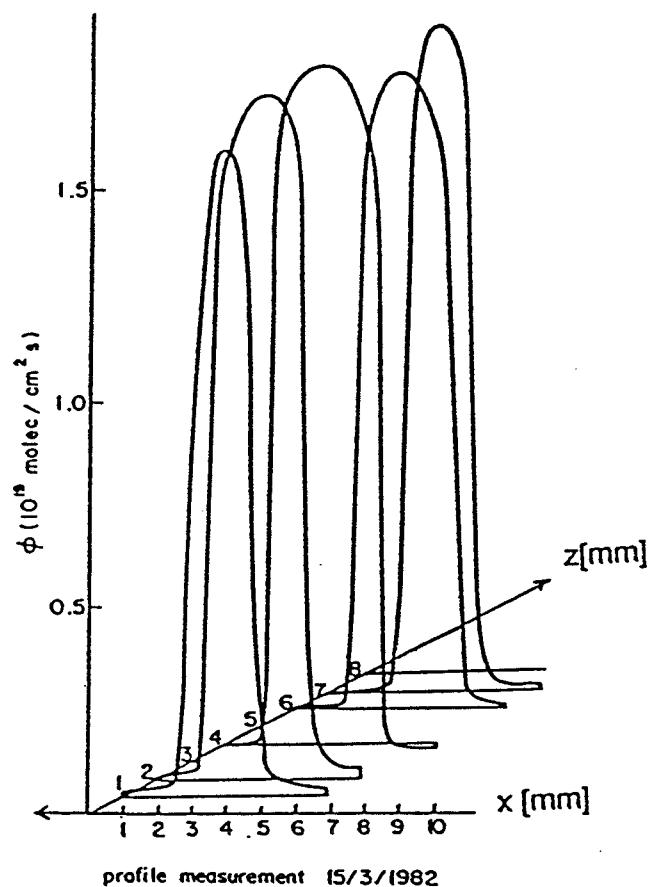
être détecté à petit transfert d'énergie-quantité de mouvement  $|t|$  et son angle de diffusion n'est pratiquement pas altéré.

- la densité de la cible est si faible que l'absorption du faisceau est négligeable : la cible n'altère pas le faisceau et ne produit pas de particules secondaires à un taux supérieur à environ 20 % de celui du gaz résiduel (*beam gas*) du collisionneur SPS et le faisceau peut être utilisé conjointement par les grandes expériences du collisionneur.



[Fig. 22] Profil transversal de la zone d'interaction entre le jet d'agrégats d'hydrogène moléculaire et le faisceau de proton du collisionneur SPS. Ce profil est obtenu pour un faisceau de protons de 315 GeV/c en déplaçant le jet et en mesurant le taux de la coïncidence  $\Lambda$ -4fold.

Dans une proposition d'expérience antérieure [Réf. 36] qui n'a pas été acceptée par le comité SPSC, un jet polarisé devait être utilisé comme cible fixe pendant l'accélération du faisceau du SPS afin d'étudier les collisions proton-proton en fonction de l'énergie.



[Fig. 23] Profil de la zone d'interaction entre le jet d'agrégats d'hydrogène moléculaire et le faisceau de proton du collisionneur SPS. Ce profil est mesuré par une jauge à compression. La direction du faisceau est donnée par l'axe z.

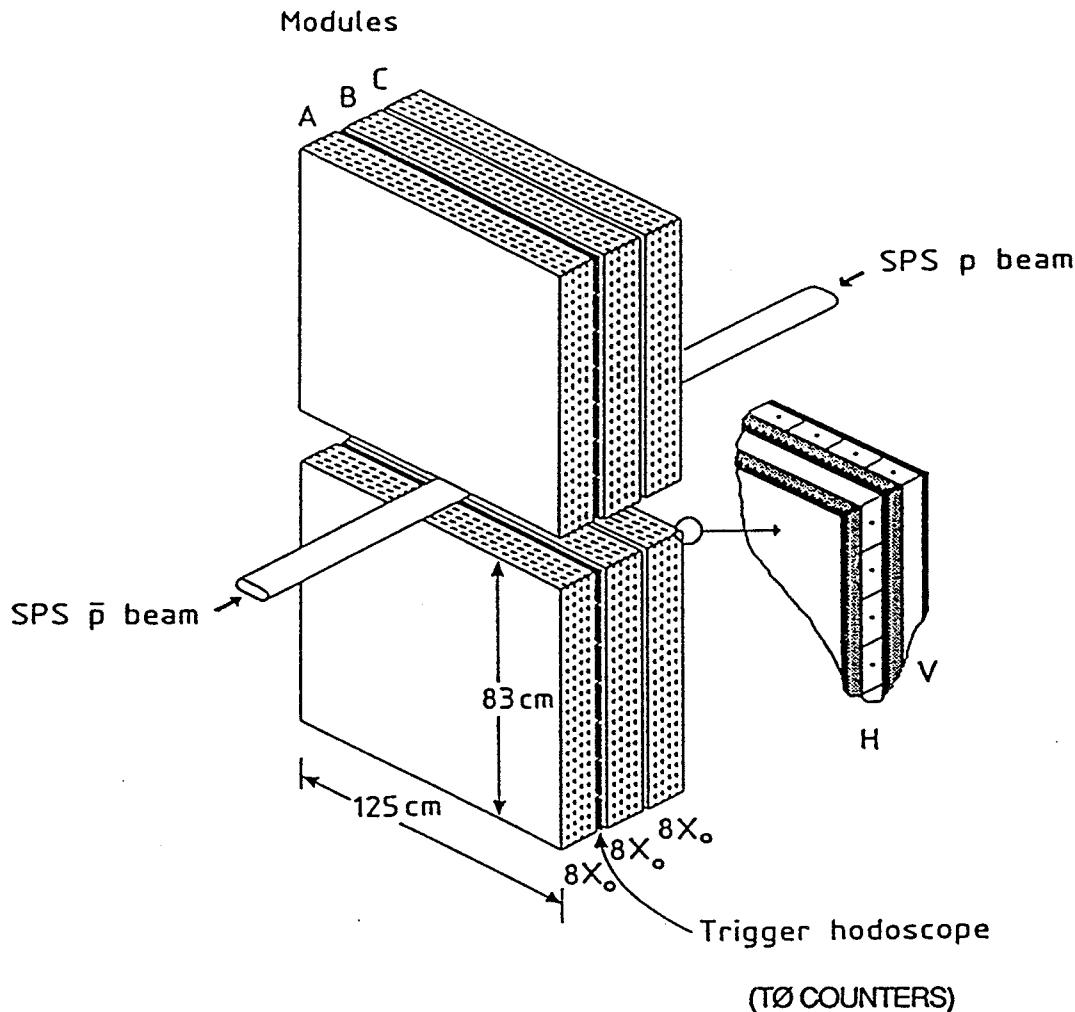
## 2. Le calorimètre électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique de l'expérience UA6 est essentiellement un sandwich de plaques de plomb et de plans formés de tubes proportionnels horizontaux et verticaux. Il est constitué de trois modules identiques<sup>1</sup> A, B et C [Fig. 24] qui font chacun 8 longueurs de rayonnement<sup>2</sup> et 0.25 longueur d'interaction<sup>3</sup> [Réf. 37]. Il est situé à environ 9.5 m de la cible et couvre une surface de  $(1.25 \times 0.83) \text{ m}^2$ .

<sup>1</sup> Voir complément A<sub>II</sub>.

<sup>2</sup> Une longueur de rayonnement,  $X_0$ , est égale à la distance moyenne qu'un électron doit parcourir pour que son énergie soit réduite d'un facteur 1/e par rayonnement de freinage (*bremsstrahlung*).

<sup>3</sup> Une longueur d'interaction est égale à la distance moyenne qu'un hadron doit parcourir pour que son énergie soit réduite d'un facteur 1/e par interaction nucléaire.

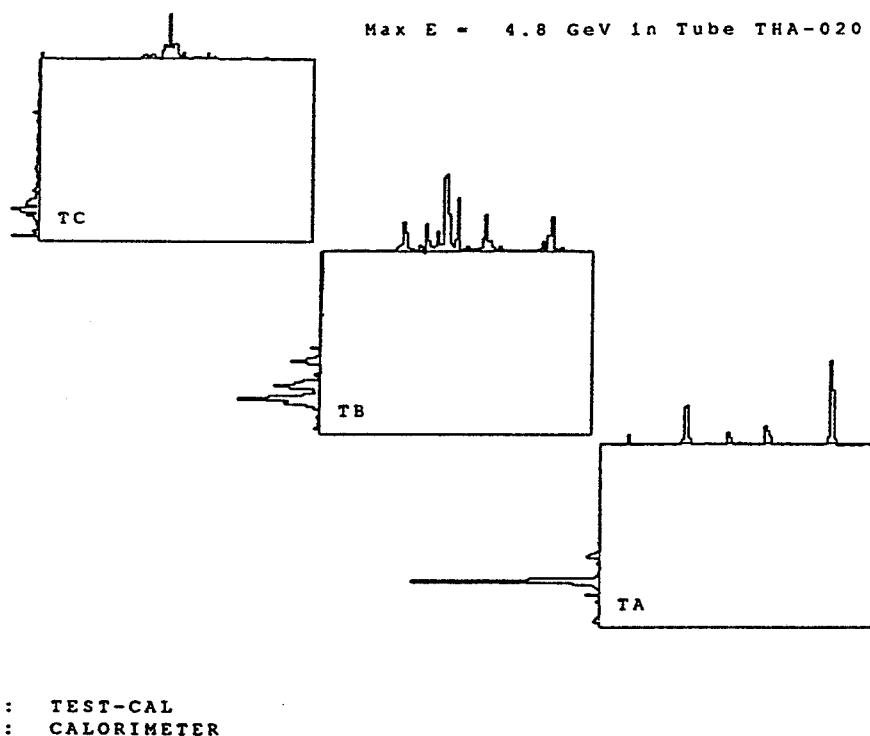


[Fig. 24] Schéma du calorimètre électromagnétique. Un hodoscope de scintillateurs, qui est utilisé par la logique de déclenchement, est intercalé entre les modules A et B du calorimètre électromagnétique.  $X_0$  correspond à une longueur de rayonnement.

Le passage d'une particule à travers les plaques de plomb du calorimètre produit une gerbe électromagnétique qui est échantillonnée dans les plans de tubes proportionnels des modules A, B et C. Chaque module définit un plan de lecture horizontal HA, HB et HC, et un plan de lecture vertical VA, VB et VC [Fig. 25]. Si la particule qui traverse le calorimètre électromagnétique est un électron ou un photon, elle y perd pratiquement toute son énergie<sup>1</sup>.

<sup>1</sup> D'où le nom de calorimètre électromagnétique utilisé pour ce détecteur, par analogie avec les mesures de calorimétrie des chimistes pour lesquelles toute l'énergie dégagée par une réaction chimique est recueillie sous forme de chaleur dans un calorimètre.

RUN 3333 EVENT 5264 TOP ARM CALOR-VIEW 4 1

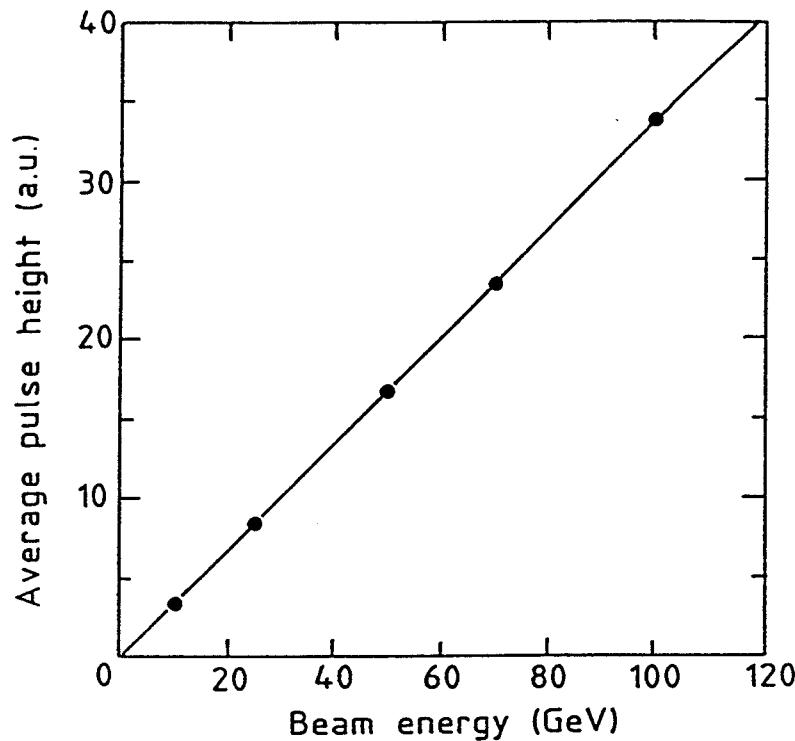


[Fig. 25] Représentation d'un événement du calorimètre électromagnétique du bras *top*. Chaque particule produit une gerbe électromagnétique qui est observée dans les plans de lecture sous la forme de *clusters*. La hauteur de chaque canal est proportionnelle à l'énergie déposée dans les tubes proportionnels correspondants. Un *cluster* regroupe dans un plan de lecture les tubes proportionnels adjacents dont le signal résulte de l'ionisation du gaz contenu dans les tubes par les électrons et les positons d'une gerbe électromagnétique. Il faut imaginer que le module TA est devant, suivi des modules TB et TC qui sont placés les uns derrière les autres.

Les performances du calorimètre électromagnétique ont été déterminées en 1984 et en 1987 à l'aide de faisceaux-tests d'électrons et de pions délivrés par le SPS dans la Zone Ouest (*West Area*) avec une quantité de mouvement réglable entre 10 et 100 GeV/c.

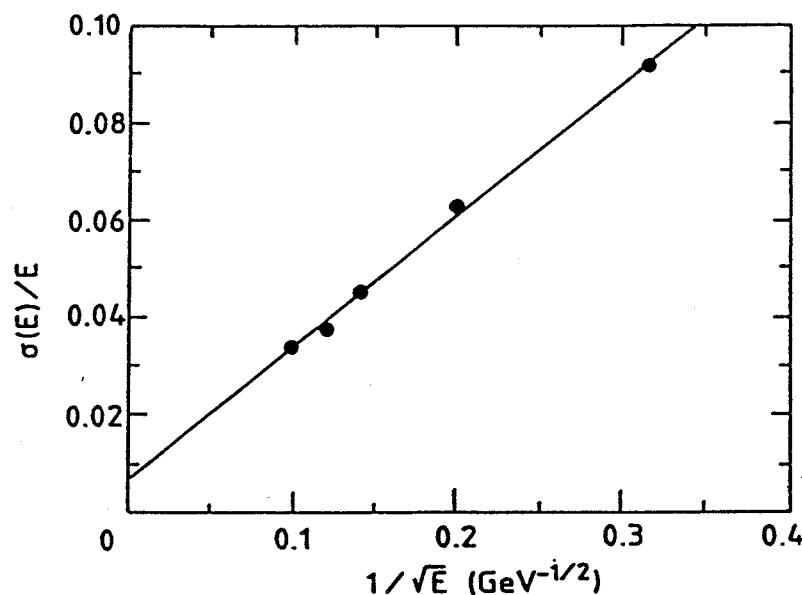
La réponse en énergie du calorimètre est linéaire entre 10 et 100 GeV/c [Fig. 26].

La résolution en énergie du calorimètre vaut  $\sigma_E = 0.33 [\text{GeV}]^{1/2} \sqrt{E}$  pour un faisceau d'électrons [Fig. 27].



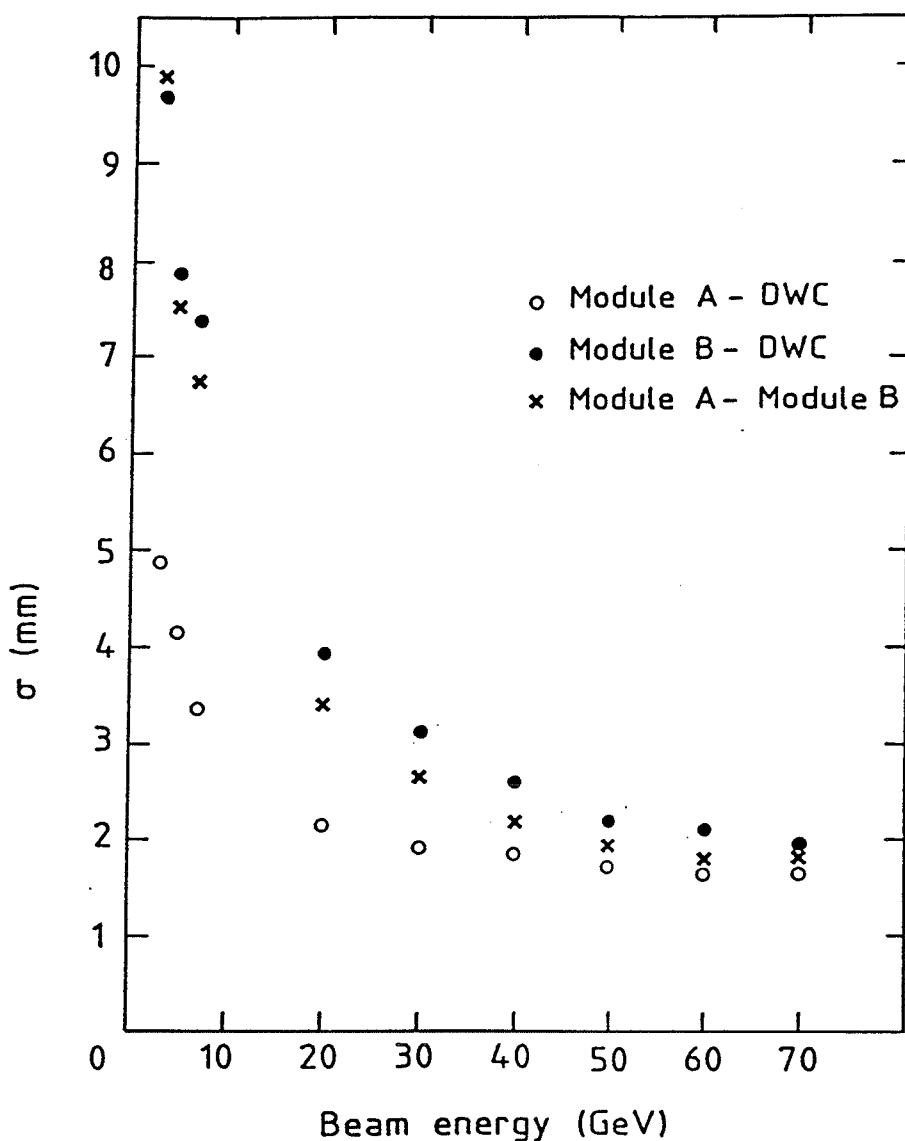
[Fig. 26] Réponse en énergie du calorimètre en fonction de l'énergie du faisceau-test d'électrons.

La résolution spatiale du module A du calorimètre est de 4.8 mm à 3 GeV et 1.7 mm à 70 GeV [Fig. 28]. La résolution spatiale du module B est moins bonne, du fait de



[Fig. 27] Rapport entre la résolution en énergie et l'énergie du calorimètre en fonction de l'inverse de la racine carrée de l'énergie du faisceau-test d'électrons. Un ajustement linéaire par l'origine donne  $\sigma_E = 0.33$  [GeV] $^{1/2}$   $\sqrt{E}$ .

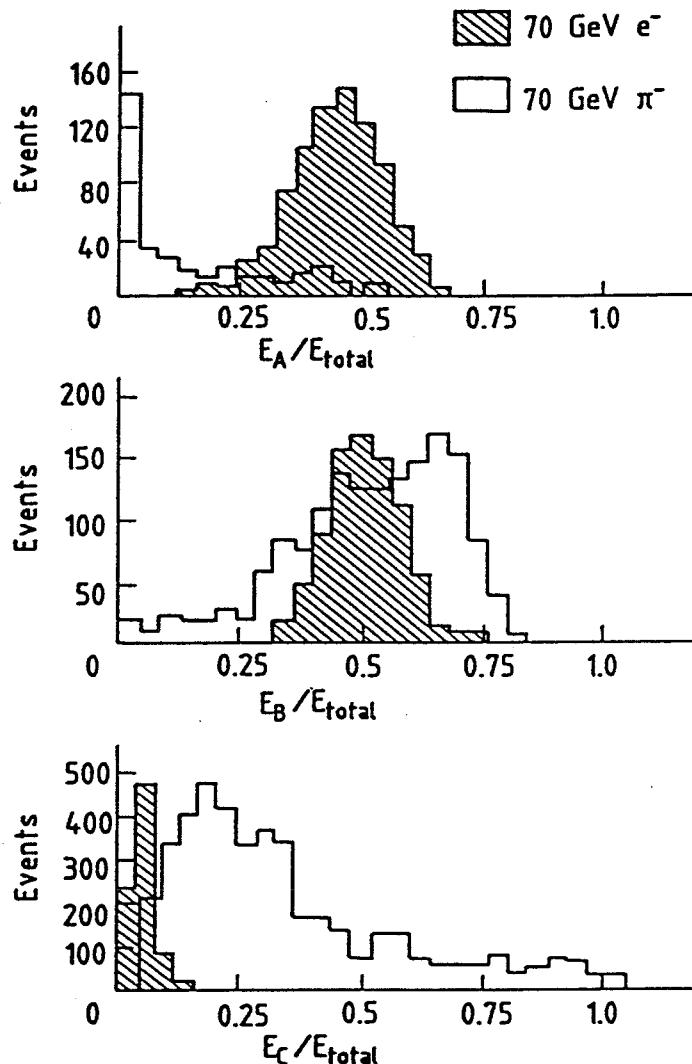
l'élargissement des gerbes électromagnétiques lors de leur développement longitudinal dans le calorimètre.



[Fig. 28] Résolutions spatiales des modules A et B du calorimètre en fonction de l'énergie du faisceau-test d'électrons. La résolution spatiale d'un module est déterminée à partir d'un ajustement de la loi de Gauss sur la distribution de la différence entre la position du centre de gravité du *cluster* correspondant et la position du point d'impact de l'électron sur le module considéré donnée par une chambre multifilaire à retard ou DWC (*Delay Wire Chamber*) avec une précision de 200  $\mu\text{m}$  (rms).

Un hadron qui pénètre dans le calorimètre électromagnétique ne produit une gerbe électromagnétique que s'il crée, par interaction forte, des particules électromagnétiques, essentiellement des  $\pi^0$  détectés par leurs photons de désintégration. Une gerbe initiée par un hadron se développe en général plus tardivement que celle d'un électron ou d'un

photon. D'après les données du calorimètre obtenues avec des faisceaux-tests d'électrons et de pions, le rapport  $E_A/E_{\text{total}}$  entre l'énergie déposée par une particule dans le module A et celle déposée dans tout le calorimètre par cette particule devrait permettre d'améliorer sensiblement la discrimination entre les électrons et les hadrons [Fig. 29].



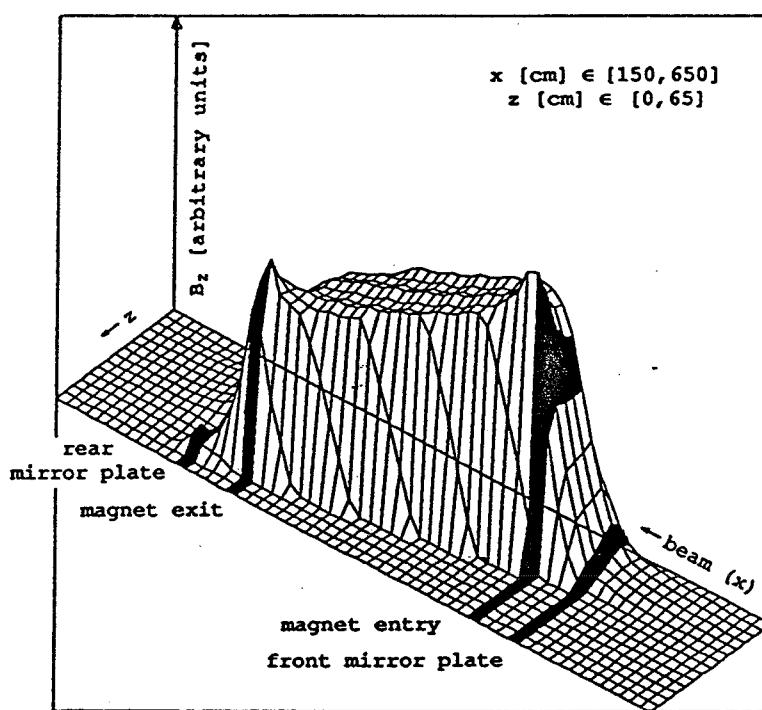
[Fig. 29] Rapports  $E_A/E_{\text{total}}$ ,  $E_B/E_{\text{total}}$  et  $E_C/E_{\text{total}}$  pour des faisceaux-tests d'électrons et de pions de 70 GeV.

### 3. Le spectromètre magnétique

Le spectromètre magnétique de l'expérience UA6 est composé d'un aimant et de cinq chambres proportionnelles multifilaires. Les trajectoires des particules chargées sont incurvées avec un pouvoir de déflection de 2.3 Tesla·m dans un champ magnétique vertical. Deux chambres sont situées devant l'aimant et trois derrière ; elles permettent de reconstruire les trajectoires des particules chargées devant et derrière l'aimant.

La valeur du champ magnétique et l'estimation de l'angle de déflection des trajectoires des particules chargées après qu'elles ont passé à travers l'aimant permettent de déterminer la quantité de mouvement des particules chargées. Le signe de leur charge électrique est déterminé d'après le sens de la déflection de leur trajectoire.

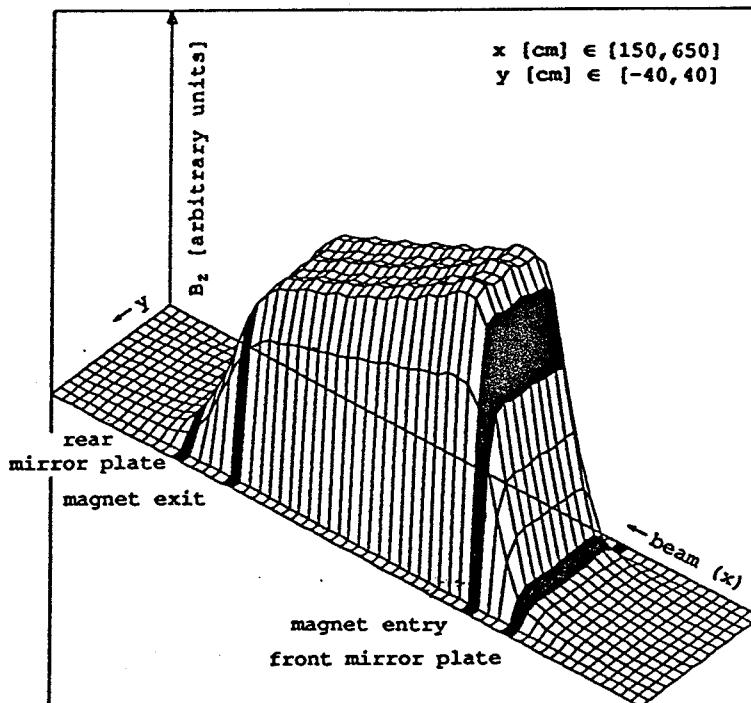
L'aimant est situé à mi-chemin entre la cible et le calorimètre électromagnétique : son centre est à environ 4 m du point d'interaction. Il mesure 2 m de long et une fenêtre est aménagée dans ses pièces polaires pour chacun des bras *top* et *bottom*. Cette fenêtre limite l'ouverture fiduciale du plan de projection vertical entre 20 et 100 mrad dans le référentiel du laboratoire et couvre environ  $70^\circ$  en azimut pour une ouverture fiduciale totale d'environ 1.8 sr par bras. Une plaque miroir est montée à chacune des extrémités de l'aimant afin de limiter le champ de fuite.



[Fig. 30] Coupe du champ magnétique dans le plan vertical contenant l'axe du faisceau. Un fort gradient de champ est observé à l'entrée ainsi qu'à la sortie des pièces polaires de l'aimant. Les plaques miroirs (*mirror plate*) délimitent en quelque sorte le champ magnétique devant et derrière l'aimant. L'échelle notée *x* couvre l'intervalle compris le long du faisceau entre 150 cm et 650 cm à partir du jet. L'échelle notée *z* est verticale, elle couvre l'intervalle compris entre le jet et 65 cm.

Une carte du champ magnétique de l'aimant a été établie en février 1983 avec un ensemble de sondes à effet Hall [Fig. 30, 31]. Le champ magnétique est relativement constant transversalement, tandis qu'il diminue légèrement selon le sens du faisceau – du

fait de la forme trapézoïdale des fenêtres qui sont plus petites à l'entrée qu'à la sortie de l'aimant – et qu'il présente un important gradient près de l'entrée et de la sortie des pièces polaires.



[Fig. 31] Coupe du champ magnétique dans un plan horizontal situé à 20 cm au-dessus du faisceau. L'échelle notée x couvre l'intervalle compris le long du faisceau entre 150 cm et 650 cm à partir du jet. L'échelle notée z est horizontale, elle couvre un intervalle de  $\pm 40$  cm centré sur le jet.

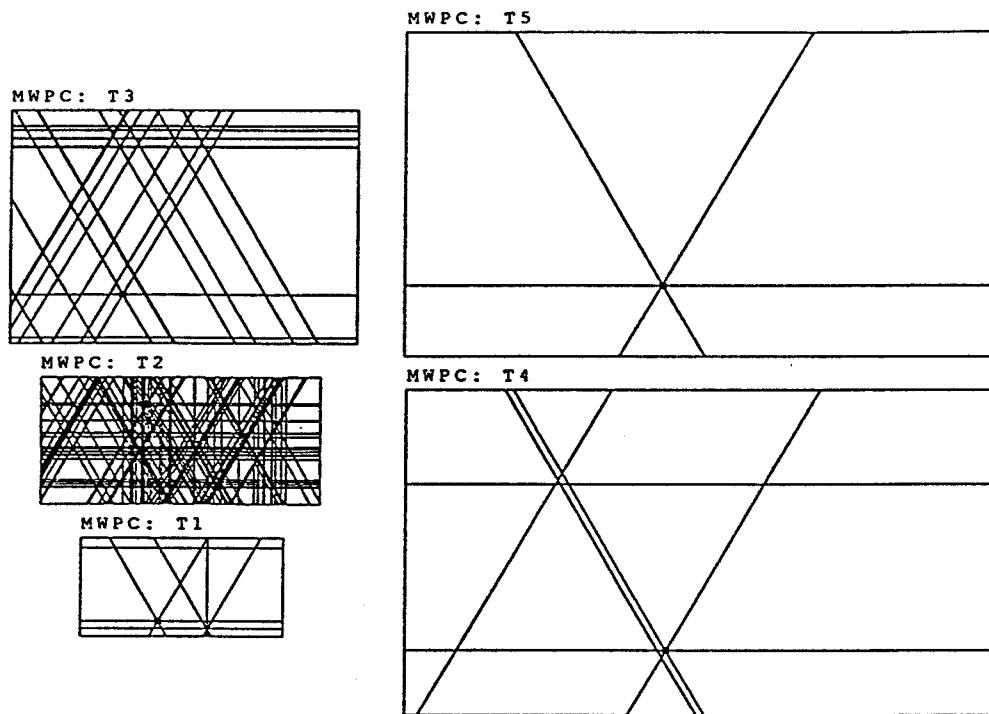
Selon qu'elles se trouvent devant ou derrière l'aimant, les **chambres proportionnelles multifilaires** sont formées de trois ou quatre plans de fils d'anode<sup>1</sup> Z, U, V ou Z, U, V, Y orientés à  $90^\circ$  et  $\pm 30^\circ$  ou  $90^\circ$ ,  $\pm 30^\circ$  et  $0^\circ$  par rapport à la verticale [Fig. 32]. Les plans de fils d'anode sont intercalés entre des plans de fils de cathode portés à haute tension.

Lorsqu'une particule chargée traverse une chambre multifilaire proportionnelle, elle ionise le mélange gazeux contenu dans la chambre et une charge électrique est récoltée, tout comme dans un compteur proportionnel, sur le fil d'anode le plus proche.

La résolution du spectromètre magnétique a été déterminée par la méthode de Monte-Carlo et vaut  $\sigma_p = 1.44 \times 10^{-3} [\text{GeV}]^{-1} p^2$  si l'efficacité est de 97 % par plan de fils d'anode.

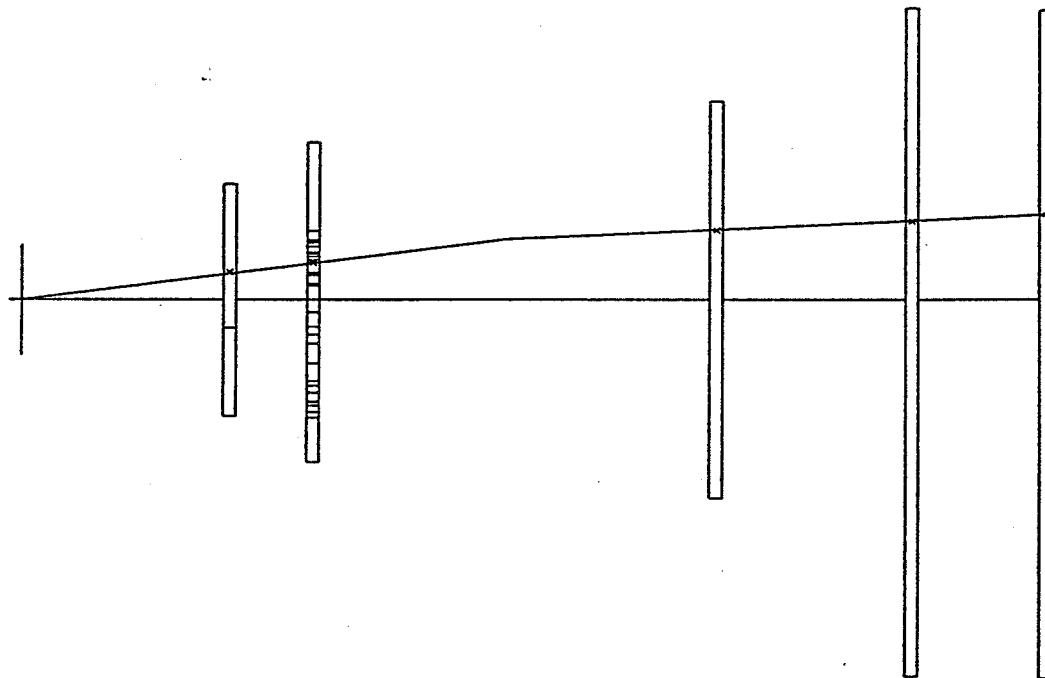
<sup>1</sup> Voir complément B<sub>II</sub>.

RUN 3333 EVENT 97 TOP ARM FRONT-VIEW # 1



Trigger: TEST-CAL  
Trigger: CALORIMETER

RUN 3333 EVENT 97 TOP ARM TOP-VIEW # 2



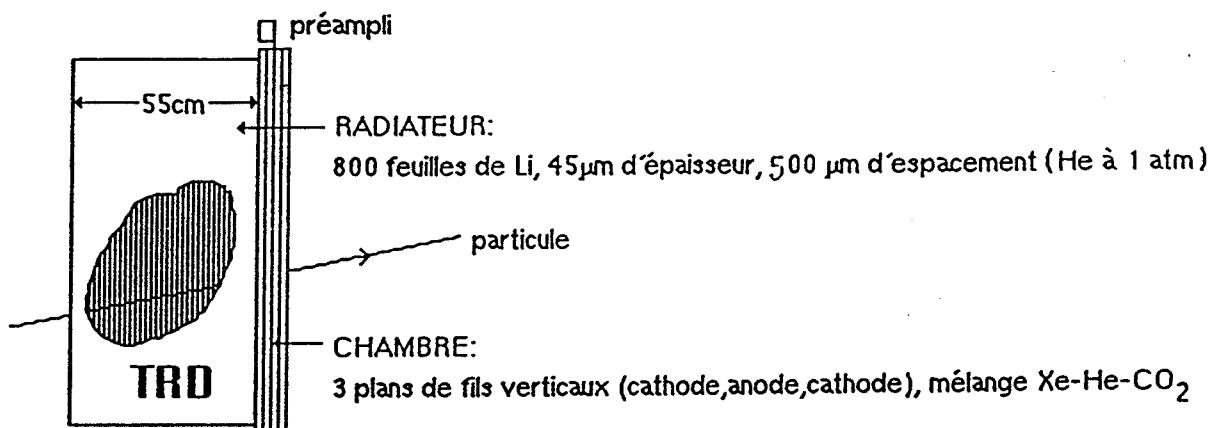
Trigger: TEST-CAL  
Trigger: CALORIMETER

[Fig. 32] Représentation d'un événement dans le bras *top*. Des fils d'anode appartenant aux cinq chambres sont associés au passage d'une particule chargée dont la trajectoire a été incurvée dans le champ magnétique de l'aimant. La courbure de la trajectoire dans le champ magnétique est ici représentée schématiquement par un angle de déflection appliquée au milieu de l'aimant qui n'est pas représenté.

#### 4. Le détecteur à rayonnement de transition

**Le détecteur à rayonnement de transition ou TRD (*Transition Radiation Detector*)** est sensible aux électrons : il détecte le rayonnement de transition [Réf. 38] induit par les particules chargées ultrarelativistes qui le traversent.

Le détecteur à rayonnement de transition est constitué d'un **radiateur** au lithium suivi d'une **chambre proportionnelle multifilaire** qui détecte les rayons X émis vers l'avant dans le radiateur<sup>1</sup> [Fig. 33]. Placé devant le calorimètre électromagnétique, il mesure 65 cm de longueur et son épaisseur est équivalente à 0.04 longueur de rayonnement. Le détecteur à rayonnement de transition couvre une surface sensible de  $(115 \times 78) \text{ cm}^2$ .



[Fig. 33] Schéma du détecteur à rayonnement de transition.

Le détecteur à rayonnement de transition de l'expérience UA6 est optimisé<sup>2</sup> pour un facteur de Lorentz  $\gamma > 3 \times 10^4$  [Réf. 39]. Un facteur de réjection hadronique<sup>3</sup>  $R \geq 10$  est attendu avec une efficacité d'identification des électrons dépassant 90 %.

<sup>1</sup> Voir complément C<sub>II</sub>.

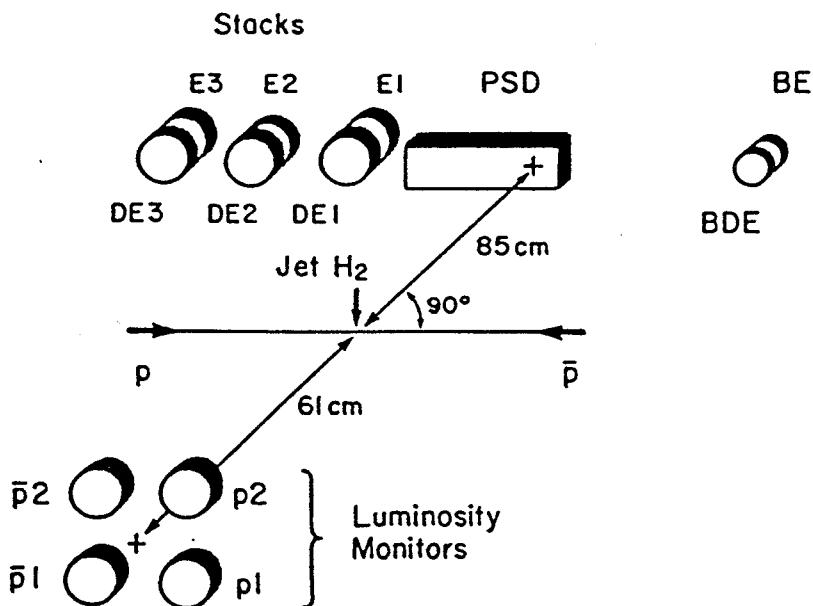
<sup>2</sup> Un électron de 30 GeV a un facteur de Lorentz d'environ  $6 \times 10^4$ .

<sup>3</sup> Le facteur de réjection hadronique est défini comme le nombre R de hadrons rejetés pour un hadron identifié à tort comme un électron.

## 5. Les moniteurs de luminosité

Connaissant le comportement de la section efficace différentielle de collision élastique proton-proton ou antiproton-proton, la luminosité est déterminée à partir du spectre d'énergie des protons de recul de la collision élastique proton-proton ou antiproton-proton détectés à un angle voisin de  $90^\circ$  par rapport à la direction du faisceau dans le référentiel du laboratoire.

Les moniteurs de luminosité de l'expérience UA6 sont des détecteurs au silicium à barrière de surface placés à environ 60 cm du point d'interaction, dans une chambre à vide située à  $90^\circ$  par rapport à la direction du faisceau dans le référentiel du laboratoire. Deux moniteurs de luminosité,  $p_1$  et  $p_2$ , détectent les protons de recul de la collision élastique proton-proton et deux autres,  $\bar{p}_1$  et  $\bar{p}_2$ , les protons de recul de la collision élastique antiproton-proton [Fig. 34]. Ils ont chacun une surface de  $25 \text{ mm}^2$  et une épaisseur de 0.15 mm.



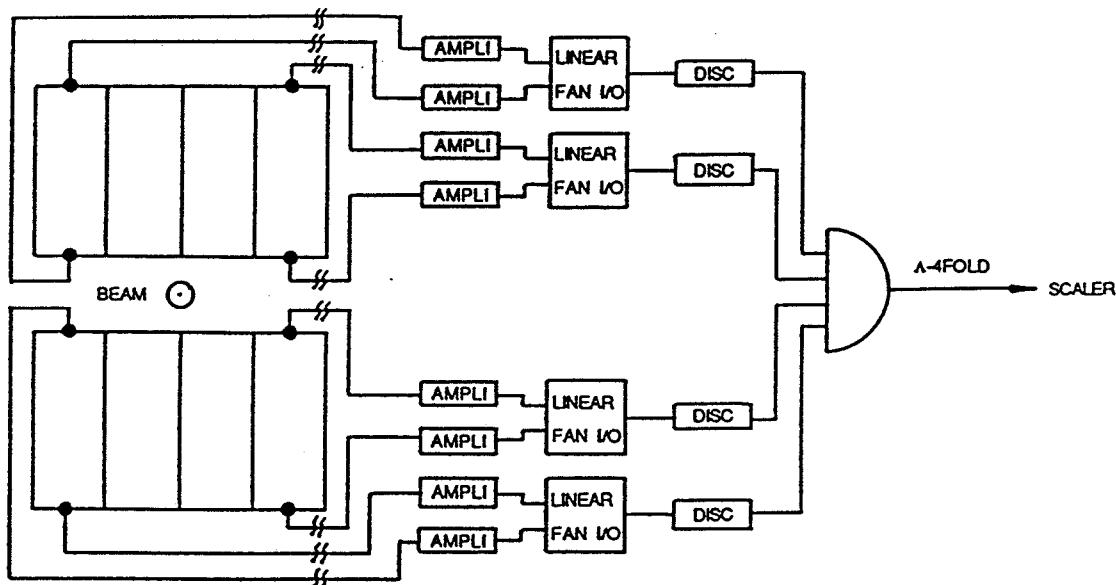
[Fig. 34] Schéma des moniteurs de luminosité.

De l'autre côté du jet, une autre chambre à vide abrite un ensemble de détecteurs dédié à l'étude de la section efficace de collision proton-proton et antiproton-proton à petit transfert d'énergie-quantité de mouvement ( $0.001 < |t| < 0.1$ )  $\text{GeV}^2/c^2$  avec un angle de diffusion compris entre  $80^\circ$  et  $110^\circ$  dans le référentiel du laboratoire.

## 6. Les compteurs $\Lambda$ et la coïncidence $\Lambda$ -4fold

Les compteurs  $\Lambda$  étaient initialement destinés à la logique de déclenchement définie pour enregistrer des  $\Lambda$  et des  $\bar{\Lambda}$ . Ils sont formés dans chacun des bras de l'expérience UA6 par

quatre scintillateurs verticaux placés côté à côté entre la dernière chambre du spectromètre magnétique et le radiateur du détecteur à rayonnement de transition. Ils sont chacun couplés à deux photomultiplicateurs par des lames de changement de fréquence appliquées sur leurs tranches supérieure et inférieure. Les signaux qui en sont issus sont sommés.



[Fig. 35] Schéma logique de la coïncidence  $\Lambda$ -4fold.

La coïncidence  $\Lambda$ -4fold est donnée par la coïncidence des signaux issus des quatres scintillateurs les plus éloignés du faisceau, c'est-à-dire des deux scintillateurs les plus à gauche et des deux scintillateurs les plus à droite du faisceau [Fig. 35]. Le taux de la coïncidence  $\Lambda$ -4fold, normalisé à la réponse des moniteurs de luminosité intégrée sur une longue période d'acquisition de données, est utilisé pour contrôler<sup>1</sup> *run*<sup>2</sup> après *run* la luminosité intégrée de l'expérience. Il est également utilisé pour centrer le jet d'hydrogène sur le faisceau.

## 7. Les compteurs $T\emptyset$

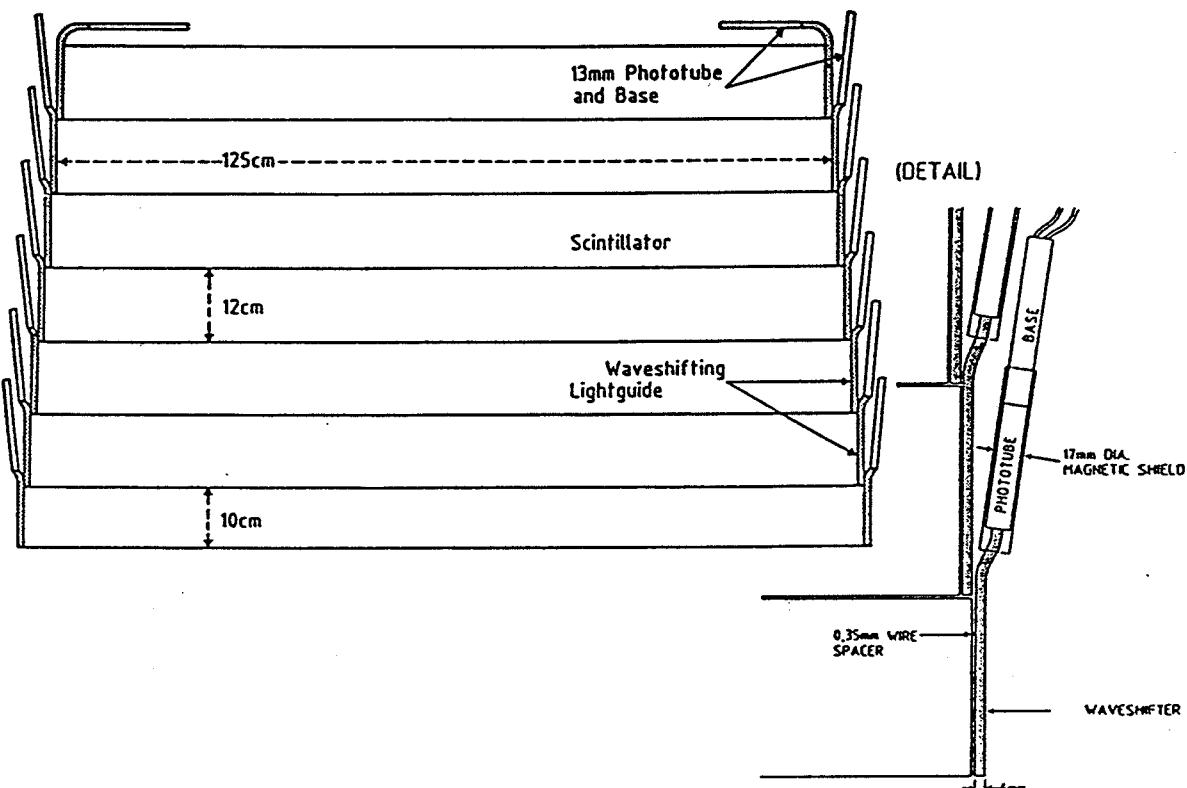
Un hodoscope de scintillateurs, les compteurs  $T\emptyset$ , est placé entre les modules A et B du calorimètre électromagnétique. Il est utilisé par la logique de déclenchement. Cet

<sup>1</sup> Le taux d'une telle coïncidence de scintillateurs placés loin du tube du faisceau du collisionneur SPS est proportionnel au taux d'interaction des protons ou des antiprotons du faisceau avec le jet d'agrégats d'hydrogène moléculaire.

<sup>2</sup> Un *run* comprend l'ensemble des événements enregistrés entre un démarrage et un arrêt consécutifs du système d'acquisition de données.

hodoscope est formé dans chacun des bras *top* et *bottom* par sept scintillateurs juxtaposés horizontalement et numérotés de 1 à 7 en partant du faisceau.

Le scintillateur T1, qui est le plus proche du faisceau, mesure  $(1 \times 10 \times 126)$  cm $^3$ . Les scintillateurs T2 à T7 mesurent  $(1 \times 12 \times 125)$  cm $^3$ . Chacune de leurs extrémités est couplée à un photomultiplicateur [Fig. 36] par une lame de changement de fréquence (*wavelength shifter*).



[Fig. 36] Schéma des compteurs TØ.

## 8. La logique de déclenchement

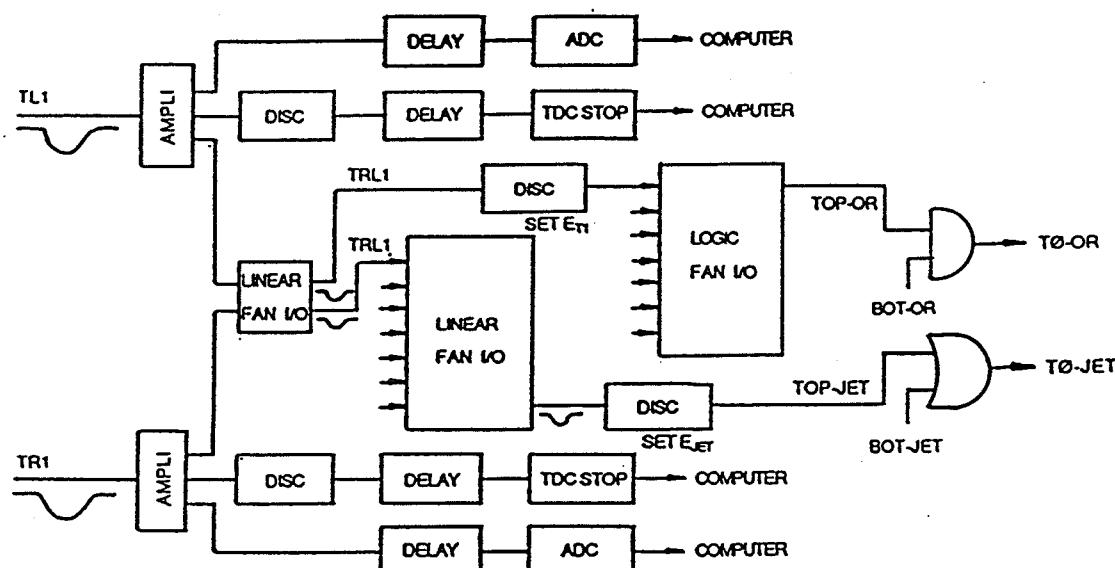
La logique de déclenchement (*trigger logic*) commande la lecture d'un événement au système d'acquisition de données. Elle définit plusieurs conditions de déclenchement qui peuvent être de niveaux différents. Elle commande en outre, lorsque l'événement est rejeté ou, le cas échéant, dès la fin de la lecture de l'événement, l'effacement rapide (*fast clear*) des mémoires du système de numérisation (*digitalization*) de l'expérience. La condition de déclenchement définie pour l'étude inclusive de la production du J/ψ utilise essentiellement l'information des compteurs TØ.

Après avoir été amplifiés, les signaux des compteurs TØ sont sommés scintillateur par scintillateur dans chacun des bras *top* et *bottom* [Fig. 37]. Les signaux<sup>1</sup> TRL1 à TRL7

<sup>1</sup> RL pour droite-gauche (*Right-Left*).

qui en résultent sont ensuite discriminés, chacun selon un seuil prédéfini  $E_{T1}$  à  $E_{T7}$  qui est d'autant plus élevé que le scintillateur se trouve près du faisceau.

Le signal logique TOP-OR est vrai lorsqu'un des signaux TRL1 à TRL7 du bras *top* au moins est plus grand que le seuil de discrimination imposé. Le signal logique BOT-OR est l'équivalent dans le bras *bottom* du signal logique TOP-OR. La coïncidence  $T\emptyset$ -OR des signaux logiques TOP-OR et BOT-OR donne la **condition de déclenchement** définie pour l'étude de la désintégration du  $J/\psi$  en une paire d'électrons. Cette condition équivaut à peu près à sélectionner le passage simultané de deux électrons de quantité de mouvement supérieure à un certain seuil, chacun dans un des bras *top* et *bottom*.



[Fig. 37] Schéma logique des conditions de déclenchement de premier niveau utilisant l'information des compteurs  $T\emptyset$ . Les signaux<sup>1</sup> TL1 à TL7 et TR1 à TR7 issus des photomultiplicateurs couplés aux extrémités gauches et droites des scintillateurs T1 à T7 sont tous numérisés en amplitude par des ADC (*Analogic to Digital Converter*) et l'intervalle de temps séparant ces signaux du passage du faisceau par des TDC (*Time to Digital Converter*).

Le signal logique TOP-JET est vrai lorsque la somme analogique des signaux TRL1 à TRL7 dépasse un seuil prédéfini  $E_{JET}$  dans le bras *top*. Le signal logique BOT-JET est l'équivalent dans le bras *bottom* du signal logique TOP-JET. La somme logique  $T\emptyset$ -JET

<sup>1</sup> L pour gauche (*Left*) et R pour droite (*Right*).

des signaux logiques TOP-JET et BOT-JET donne la **condition de déclenchement de premier niveau (pretrigger)** d'un processeur analysant les sorties des DPSA<sup>1</sup>. La réponse de ce processeur est utilisée par la condition de déclenchement définie pour l'étude inclusive de la production à grande quantité de mouvement transverse des  $\pi^0$ ,  $\eta$  et  $\gamma$  directs.

Pour des raisons liées à l'histoire de la logique de déclenchement de l'expérience UA6, la condition de déclenchement donnée par la coïncidence TØ-OR est appelée TEST-CAL.

## 9. Le système d'acquisition de données

Le **système d'acquisition de données** utilise un ordinateur relié par un standard de bus au système de numérisation de l'expérience. Cet ordinateur est interrompu par la logique de déclenchement.

L'expérience UA6 utilise pour son système d'acquisition de données un **ordinateur Norsk Data Nord/540** qui comprend deux processeurs centraux. Un premier processeur central 16 bits, ND-100 CPU, gère les entrées-sorties ainsi que toute la partie temps réel ou RT (*Real Time*) de l'ordinateur. Un second processeur central 32 bits, ND-500 CPU, prend en charge l'exécution courante des programmes utilisateurs. Les deux processeurs centraux ND-100 CPU et ND-500 CPU communiquent entre eux par une mémoire partagée (*shared memory*) ainsi que par un ensemble de trois registres (*mail box*) [Fig. 38].

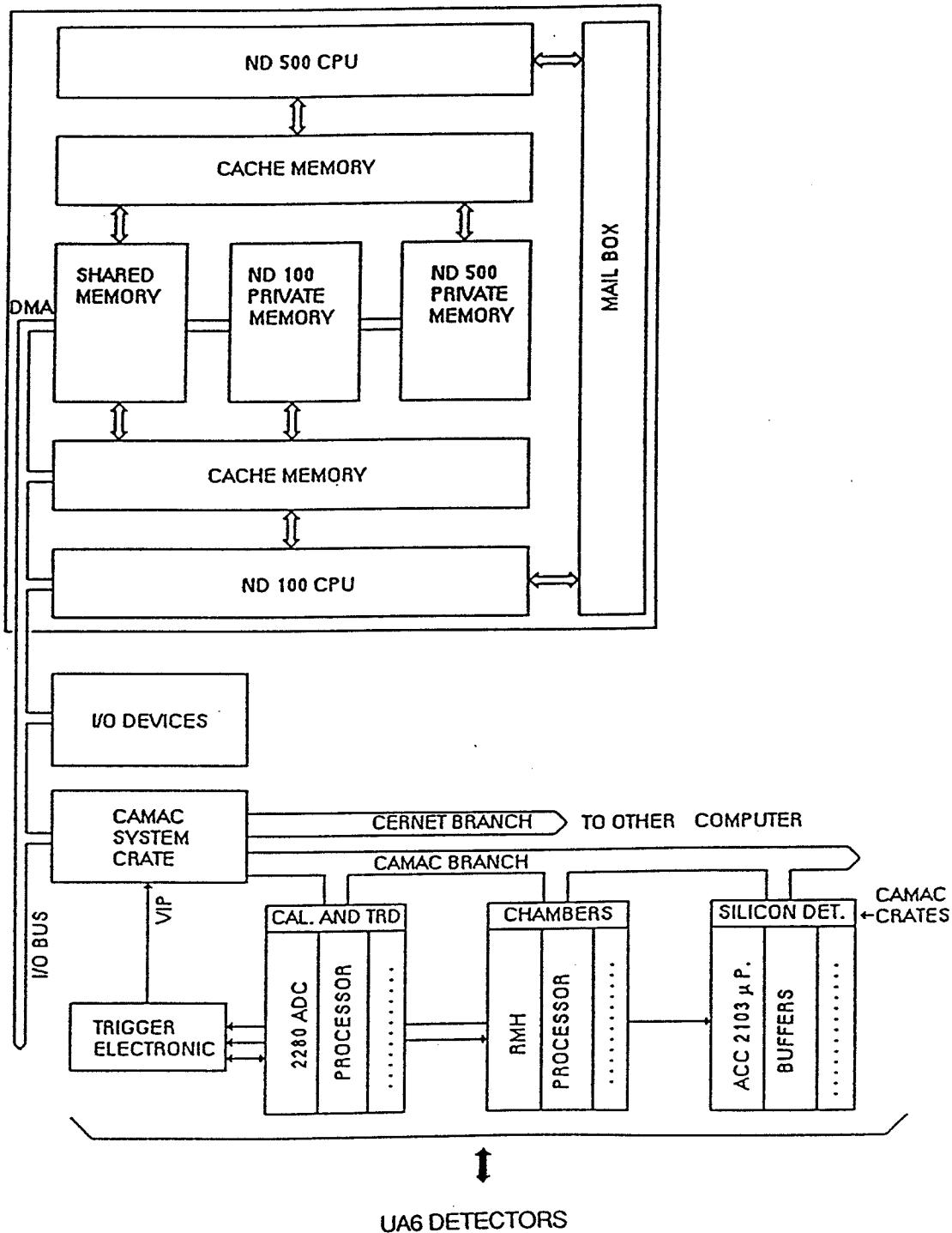
Un disque de 75 MBytes et un autre de  $2 \times 75$  MBytes abritent les fichiers des différents programmes. La machine est dotée de deux unités de bande magnétique à 6250 Bpi utilisées comme mémoire de masse par le système d'acquisition de données. Le programme système SINTRAN-III/VSE tourne sur le processeur central ND-100 CPU.

Le **système de numérisation** de l'expérience UA6 est relié à l'ordinateur par le standard de bus CAMAC (*Computer Automated Measurement and Control*) qui communique avec les registres de l'ordinateur par une interface spécialisée (CAMAC *system crate*).

L'**acquisition des données** est contrôlée par le programme temps réel DAS (*Data Acquisition System*) développé au CERN et adapté pour le système de numérisation de l'expérience UA6. Afin de minimiser le temps nécessaire à la lecture d'un événement, les données qui proviennent du système RMH (*Receiver Memory Hybrid*) – utilisé pour la

---

<sup>1</sup> Voir complément AII.



[Fig. 38] Organigramme du système d'acquisition de donnée de l'expérience UA6. Le système d'acquisition de données est relié par le standard de bus CAMAC au système de numérisation de l'expérience.

lecture des plans de fils d'anode du spectromètre magnétique – et des processeurs Lecroy LRS 2280 – utilisés pour la lecture des ADC du calorimètre électromagnétique et du détecteur à rayonnement de transition – sont transférées par accès direct à la mémoire ou

DMA (*Direct Memory Access*). Le taux usuel d'acquisition est d'environ 10 Hz avec une moyenne de 2500 mots de 16 bits<sup>1</sup> par événement et un temps mort inférieur à 20 %.

Le programme d'analyse modulaire événementielle ANL [Réf. 40] tourne en parallèle sur le processeur central ND-500 CPU. Il communique avec le programme DAS par un segment résident de la mémoire partagée et permet à l'opérateur de contrôler en ligne la qualité des données enregistrées.

---

<sup>1</sup> Le programme DAS tourne sur le processeur central 16 bits ND-100 CPU.

# Compléments du chapitre II

## AII Description technique du calorimètre électromagnétique

### 1. Les modules

Chaque module du calorimètre électromagnétique est formé de la séquence suivante :

- 1 plaque d'acier inox de 1 mm d'épaisseur (environ  $0.06 X_0$ ).
- 1 plaque de plomb de 4 mm d'épaisseur (environ  $0.7 X_0$ ).
- 1 plan de 82 tubes juxtaposés horizontalement (environ  $0.04 X_0$ ).
- 1 plaque d'acier inox de 1 mm d'épaisseur (environ  $0.06 X_0$ ).
- 1 plaque de plomb de 4 mm d'épaisseur (environ  $0.7 X_0$ ).
- 1 plan de 123 tubes juxtaposés verticalement (environ  $0.04 X_0$ ).

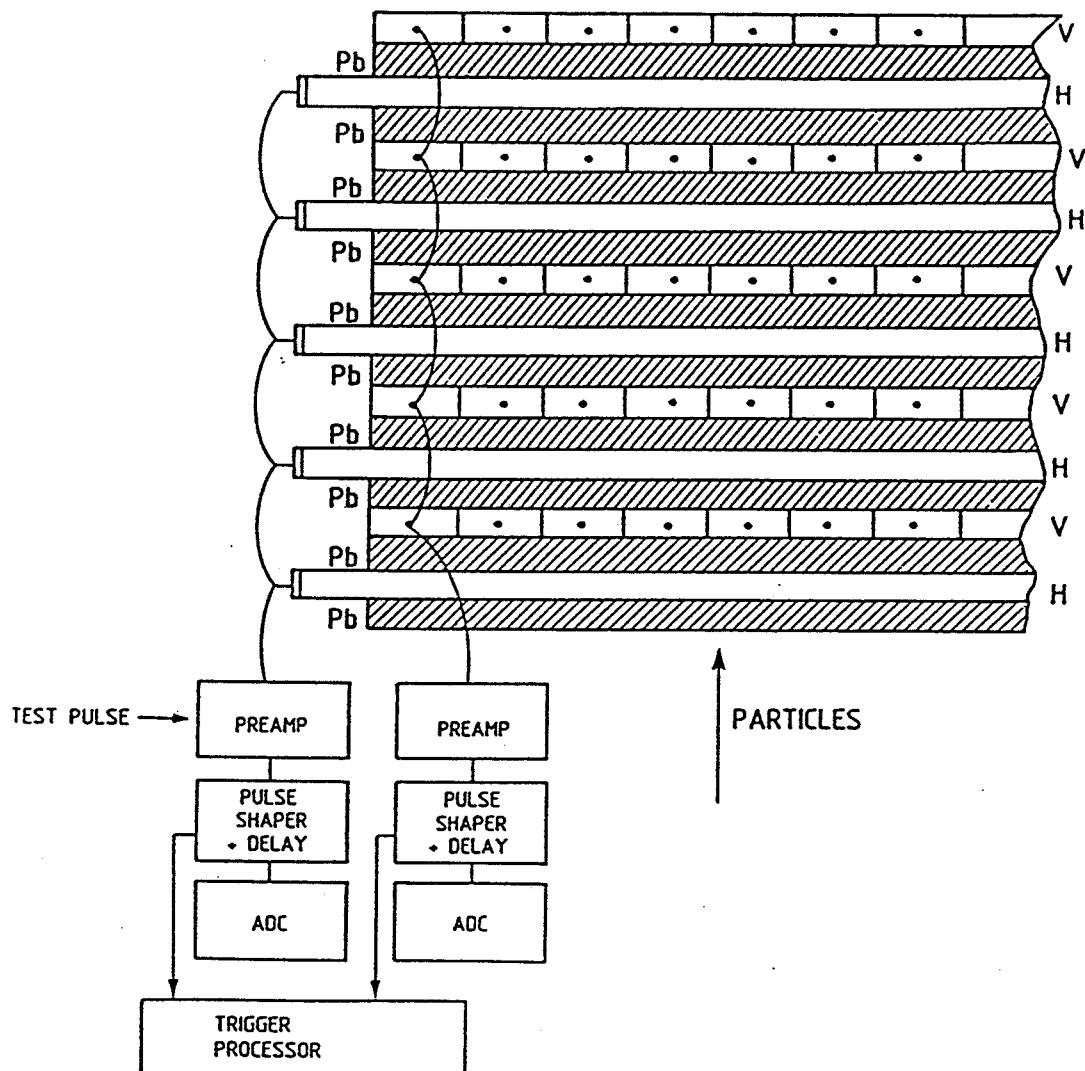
Cette séquence est répétée 5 fois par module, le tout est collé à l'Araldite sur un marbre horizontal.

### 2. Les tubes proportionnels

Les tubes proportionnels sont en alliage maillechort – Cu (61 %), Zn (21 %) et Ni (18 %) – de 0.25 mm d'épaisseur. Ils ont une section rectangulaire de  $1 \times 0.5 \text{ cm}^2$  dont le côté le plus long est parallèle à la surface du calorimètre. Chaque tube est traversé par un fil d'anode en acier inox de  $50 \mu\text{m}$  de diamètre maintenu sous tension mécanique à chaque extrémité du tube par un bouchon de plastique. Un petit trou à l'extrémité du tube permet le passage d'un mélange gazeux – Ar (90 %) et CO<sub>2</sub> (10 %) – à pression atmosphérique. Chaque tube fonctionne en mode proportionnel avec une tension d'anode de +1160 V correspondant à un gain d'environ 1000.

### 3. Lecture du calorimètre électromagnétique

Les signaux des fils d'anode des cinq tubes proportionnels séquentiellement correspondants sont sommés [Fig. 39] ; les signaux correspondants définissent les canaux de lecture analogique du calorimètre électromagnétique.



[Fig. 39] Organigramme de la lecture d'un module du calorimètre.

Les signaux des canaux de lecture analogique sont intégrés par des préamplificateurs de charge avant d'être amenés en surface, dans la salle de comptage de l'expérience, par des paires de fils torsadés. Ils sont ensuite retardés d'environ 270 ns puis modifiés en des signaux rapportés à la masse d'environ 220 ns de largeur par des DPSA (*Delaying and Pulse Shaping Amplifier*) avant d'être numérisés par des ADC (*Analogic to Digital Converter*) Lecroy 2282A.

Deux processeurs Lecroy LRS 2280 contrôlent la lecture des ADC. Ils sont capables de soustraire automatiquement les piédestaux (*pedestal subtraction*) préalablement mémorisés. Ils peuvent également effectuer, après soustraction des piédestaux, une suppression automatique des données des ADC dont le canal est inférieur à un seuil prédéfini (*data compaction*).

## BII Description technique des chambres proportionnelles multifilaires

Les chambres proportionnelles multifilaires ou MWPC (*Multiwire Proportional Chamber*) sont formées de plans de fils d'anode intercalés entre des plans de fils de cathode portés à haute tension [Réf. 41].

Les plans de fils de cathode sont tissés avec des fils en acier inox de 50  $\mu\text{m}$  de diamètre espacés de 1 mm chacun. Les chambres situées derrière l'aimant comptent quatre plans de fils de cathode dont trois sont tissés de fils horizontaux et un de fils verticaux. Les chambres situées devant l'aimant comptent cinq plans de fils de cathode.

Les plans de fils d'anode sont tissés avec des fils de tungstène doré de 20  $\mu\text{m}$  de diamètre espacés de 2 et 3 mm dans les chambres situées devant et derrière l'aimant. Les chambres situées derrière l'aimant comptent trois plans formés de fils d'anode orientés à  $90^\circ$  et  $\pm 30^\circ$  par rapport à la verticale. Les chambres situées devant l'aimant comptent un plan supplémentaire formé de fils d'anode orientés à  $0^\circ$  par rapport à la verticale. Les distances entre les plans de fils d'anode sont de 5 et 6 mm dans les chambres situées devant et derrière l'aimant.

Les cadres des chambres sont en anticorrodal. Deux fenêtres de mylar-aklar de 50  $\mu\text{m}$  d'épaisseur protégées par un fin treillis d'acier inox permettent la circulation étanche d'un mélange gazeux – isobutane (28 %), Ar (66 %) et fréon (0.06 %). L'isobutane est essentiellement un absorbeur de photons (*quencher*) ; 50 % de l'argon est saturé de méthylal à  $0^\circ\text{C}$  (6 %) afin d'éviter que la dissociation (*cracking*) de l'isobutane sur les fils de cathode ne salisse ces derniers et les recouvre d'une couche isolante, ce qui entraînerait une disruption électrique sur les fils de cathode. Le fréon a pour but de restreindre la zone de multiplication à proximité des fils d'anode.

Les signaux des fils d'anode sont principalement induits par la migration vers les fils de cathode des ions positifs accumulés au voisinage des fils d'anode par l'amplification gazeuse résultant de la collection des électrons de l'ionisation du gaz par les particules. Les signaux induits sur les fils d'anode sont amplifiés, discriminés et numérisés par le système RMH (*Receiver Memory Hybrid*) [Réf. 42] après avoir été préamplifiés directement sur les chambres. L'efficacité des chambres multifilaires proportionnelles présente un plateau pour la lecture des fils d'anode lorsque la haute tension appliquée aux plans de fils de cathode varie entre -3250 V et -3450 V.



## CII Description technique du détecteur à rayonnement de transition

### 1. Le radiateur

Le radiateur du détecteur à rayonnement de transition ou TRD (*Transition Radiator Detector*) est constitué de 800 feuilles de lithium de  $45 \mu\text{m}$  d'épaisseur [Réf. 39]. Ces feuilles de lithium sont espacées de  $500 \mu\text{m}$  chacune et sont placées dans une atmosphère d'hélium à pression normale. La pureté du lithium est de 99.8 %. Les feuilles sont tendues verticalement, de sorte qu'elles restent planes. Le gaz d'hélium est totalement recyclé, notamment en absorbant les molécules d'eau et d'oxygène qu'il pourrait contenir afin d'éviter l'oxydation du lithium ; il est remplacé tous les 100 jours.

De l'azote gazeux circule entre le radiateur et la chambre proportionnelle multifilaire du TRD dans un espace de 2 cm d'épaisseur fermé par deux fenêtres de mylar d'une épaisseur totale de  $18 \mu\text{m}$ .

### 2. La chambre proportionnelle multifilaire

La chambre proportionnelle multifilaire du TRD comprend un plan de fils d'anode intercalé entre deux plans de fils de cathode. La distance entre les différents plans de fils est de 1 cm. Un mélange gazeux – Xe (45 %), He (45 %) et CO<sub>2</sub> (10 %) – circule dans l'enceinte de la chambre.

Les plans de fils de cathode sont tissés verticalement avec des fils de  $60 \mu\text{m}$  de diamètre espacés de 2 mm chacun. Le plan de fils d'anode contient 144 fils de  $20 \mu\text{m}$  de diamètre espacés de 8 mm chacun. Des fils de champ de  $60 \mu\text{m}$  de diamètre sont intercalés entre les fils d'anode afin d'homogénéiser la collection des particules. Les fils de cathode sont portés à une haute tension de  $-2000 \text{ V}$  et les fils de champ à une haute tension de  $-1000 \text{ V}$ .

Les fils d'anode sont groupés trois par trois, donnant 48 canaux de lecture analogique (*strip*) qui couvrent chacun une surface de 2.4 cm de largeur. Les signaux des canaux de lecture analogique du TRD sont retardés et mis en forme puis numérisés de la même manière que ceux des canaux de lecture analogique du calorimètre électromagnétique<sup>1</sup>.

---

<sup>1</sup> Voir complément AII.

# Chapitre III Analyse des données

## A. Réduction des données

L'expérience UA6 a enregistré des données au collisionneur SPS du CERN en automne 1985 et au printemps 1986. L'ensemble des données analysées représente une mémoire de masse d'environ 800 bandes magnétiques à haute densité correspondant à une luminosité intégrée d'environ  $2000 \text{ nb}^{-1}$ , soit quelques dizaines de millions d'événements parmi environ quatre-vingts milliards de collisions ayant effectivement eu lieu entre les protons ou les antiprotons du collisionneur SPS et les protons du jet d'agrégats d'hydrogène moléculaire.

L'analyse des données consiste à identifier quelques centaines de candidats J/ψ parmi ces dizaines de millions d'événements. Pour déterminer la section efficace, il faut en même temps évaluer le plus précisément possible le nombre de J/ψ qu'il n'a pas été possible de comptabiliser. En d'autres termes, à partir de l'information numérisée sur les bandes magnétiques, il s'agit de reconstruire l'information analogique des détecteurs de l'expérience UA6 pour en déduire leur contenu physique et, par ce biais, en extraire des informations telles que l'énergie, la quantité de mouvement, la charge électrique ou encore le type des particules qui ont été détectées. Alors seulement pourront être identifiés les candidats J/ψ, particule-mère d'une paire d'électrons.

### 1. Structure des données

Les données de l'expérience UA6 sont subdivisées en *runs*. Un *run* comprend l'ensemble des événements enregistrés entre un démarrage et un arrêt consécutifs du système d'acquisition de données. Généralement, un *run* contient environ 35000 événements et occupe une bande magnétique haute densité, ce qui correspond à environ une heure d'acquisition de données. Chaque *run* est numéroté par ordre d'enregistrement.

Un événement comprend l'ensemble des informations qui sont lues par le système d'acquisition de données pour une interruption de la logique de déclenchement. Chaque événement est numéroté par ordre d'enregistrement dans le *run* courant.

La structure de l'événement est définie par un format<sup>1</sup> qui est spécifié par le programme d'acquisition de données. Un module du programme d'analyse ANL [Ref. 39] copie l'événement dans un vecteur que décodent d'autres modules selon le format arrêté lors de l'acquisition des données.

## 2. Analyse des données du calorimètre électromagnétique

Le piédestal et le gain de la chaîne d'amplification de chacun des canaux de lecture analogique du calorimètre<sup>2</sup> ont été mesurés quotidiennement lors de l'acquisition des données. Le gain est déterminé en injectant une charge connue aux entrées des préamplificateurs de chaque canal de lecture analogique.

L'analyse des données du calorimètre électromagnétique se fait en trois étapes :

- regroupement en *clusters* dans chacun des plans de lecture du calorimètre des canaux de lecture analogique adjacents qui correspondent au développement d'une gerbe électromagnétique. L'algorithme utilisé cherche dans le plan de lecture considéré, le canal de lecture analogique d'amplitude maximum. Si cette amplitude dépasse le seuil  $E_{min}$ , les canaux adjacents dont le contenu dépasse le seuil  $E_{thres}$  sont associés au *cluster* jusqu'à ce qu'il n'y en ait plus ou qu'il se trouve un canal dont l'amplitude est supérieure à celle du canal précédent d'un facteur  $F_{valy}$ . Le même algorithme est réutilisé avec les canaux non encore associés, jusqu'à concurrence de dix *clusters*.
- association en profondeur des *clusters* des plans de lecture horizontaux et verticaux des modules A, B et C du calorimètre. L'algorithme utilisé considère que les particules viennent en droite ligne du point d'interaction. Deux *clusters* des modules A et B sont associés en profondeur si la différence entre les angles sous-tendus par la direction du faisceau et les segments de droites reliant le point d'interaction aux *clusters* considérés est inférieure à 5 mrad. Si un seul *cluster* du module A donne une différence inférieure à 5 mrad avec un *cluster* donné du module B, ceux-ci sont associés pour autant que cette différence soit inférieure à 2.5 mrad. Si deux *clusters* du module A donnent une différence inférieure à 5 mrad avec un *cluster* donné du module B, l'énergie du *cluster* du module B est séparée en deux, proportionnellement aux rapport des énergies des *clusters* associés du module A. Si plus de deux *clusters* du module A donnent une différence inférieure à 5 mrad avec un *cluster* donné du module B, le *cluster* du module A donnant la différence minimum est associé au *cluster* du module B. Le même algorithme est appliqué entre les modules A et C. Un *cluster* du module C ne

<sup>1</sup> Voir complément A<sub>III</sub>.

<sup>2</sup> Voir complément A<sub>II</sub>.

peut toutefois être associé à un *cluster* du module A que si un *cluster* du module B est associé au *cluster* considéré du module A.

- association en énergie des *clusters* des plans de lecture horizontaux et verticaux. Les *clusters* précédemment associés en profondeur entre les modules A et B ou A, B et C du calorimètre sont associés en énergie si l'asymétrie, qui est définie comme le rapport entre la différence des énergies associées dans les plans de lecture horizontaux et verticaux et la somme de ces énergies, est inférieure à 0.3. Les *clusters* du module A qui n'ont pas été associés en profondeur sont également associés en énergie de la même manière. Dans le cas où un seul *cluster* est associé en profondeur dans les plans de lecture horizontaux (ou verticaux), celui-ci peut être associé en énergie à plusieurs *clusters* associés en profondeur dans les plans de lecture verticaux (ou horizontaux). Son énergie est alors partagée proportionnellement aux rapport des énergies des *clusters* associés dans l'autre vue.

### 3. Première réduction des données

La première réduction des données est essentiellement basée sur l'analyse des données du calorimètre électromagnétique. Les événements sélectionnés sont recopiés tels quels, dans le même format, sur bande magnétique.

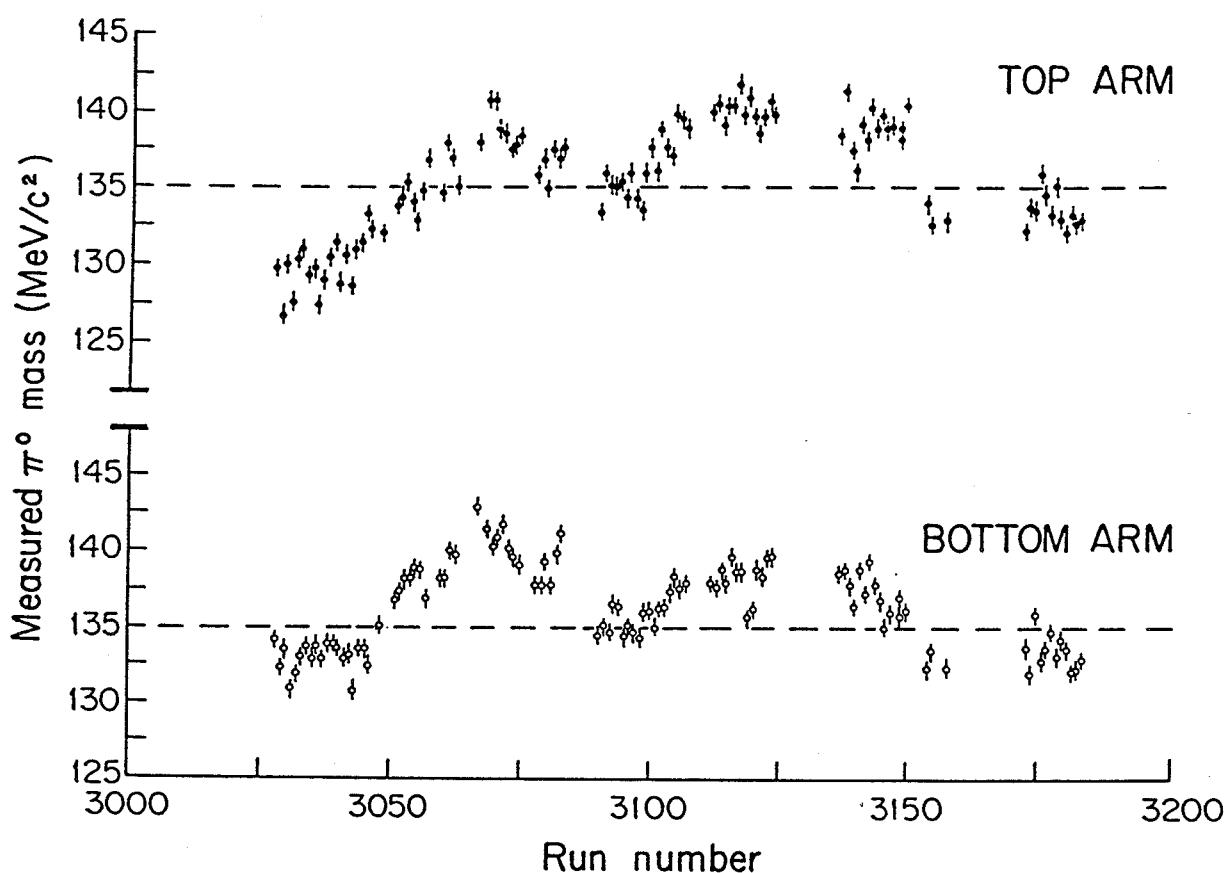
Les seuils  $E_{\min}$ ,  $E_{\text{thres}}$  et  $F_{\text{valy}}$  utilisés dans l'analyse des données du calorimètre électromagnétique [Table 5] sont différents pour les données proton-proton et antiproton-proton. Leurs effets ne sont cependant pas critiques pour l'analyse des paires d'électrons, car l'énergie des électrons issus de la désintégration d'un  $J/\psi$  est relativement élevée. Une bonne connaissance de ces effets est par contre nécessaire pour l'analyse de la production des  $\pi^0$ ,  $\eta$  et  $\gamma$  directs à grande quantité de mouvement transverse, car les photons de quelques GeV seulement sont également considérés.

	$E_{\min}$ mod. A	$E_{\min}$ mod. B	$E_{\min}$ mod. C	$E_{\text{thres}}$	$F_{\text{valy}}$
Données pp	1.30 GeV	0.52 GeV	0.20 GeV	0.03 GeV	1.25
Données $\bar{p}p$	0.50 GeV	0.20 GeV	0.04 GeV	0.04 GeV	1.50

[Table 5] Valeurs des seuils utilisés dans l'analyse des données du calorimètre électromagnétique lors de la première réduction des données.

Lors de l'analyse, après soustraction du piédestal, chaque canal de lecture du calorimètre est corrigé par le gain de sa chaîne d'amplification. Ceux d'entre eux qui ne fonctionnent plus sont corrigés par interpolation : la moyenne des contenus des deux canaux de lecture voisins est assignée au canal de lecture défectueux. Quant aux canaux de lecture dont la chaîne d'amplification a un gain trop faible ou trop élevé par rapport aux autres, leur gain est corrigé d'après les distributions d'amplitude par canal des plans de lecture considérés.

Lors de la première réduction des données, la position du centre de gravité du pic de masse effective gamma-gamma du  $\pi^0$  a été estimée *run* après *run* pour les bras *top* et *bottom*. Elle sert à calibrer de façon absolue la réponse en énergie du calorimètre électromagnétique [Fig. 40].



[Fig. 40] Position du centre de gravité du pic de masse effective gamma-gamma du  $\pi^0$  en fonction du numéro de *run* des données proton-proton pour les bras *top* (en haut) et *bottom* (en bas).

Les critères de sélection de la première réduction des données sont définis dans le but d'étudier la production des  $\pi^0$ ,  $\eta$  et  $\gamma$  directs à grande quantité de mouvement transverse ainsi que la production des paires d'électrons de grande masse effective. Les données des moniteurs de luminosité sont également sélectionnées afin de déterminer la luminosité de l'expérience.

Le critère de sélection défini pour l'étude de la production des paires d'électrons de grande masse effective exige que :

- la lecture de l'événement soit déclenchée par la condition de déclenchement TEST-CAL.
- une masse effective d'une paire *top-bottom* de *clusters* supérieure à  $2 \text{ GeV}/c^2$  pour les données proton-proton et  $2.05 \text{ GeV}/c^2$  pour les données antiproton-proton soit reconstruite. Cette masse effective est calculée en supposant que les particules correspondant aux *clusters* considérés viennent en droite ligne du point d'interaction : la courbure de leur trajectoire dans le champ magnétique de l'aimant est négligée.

Un tel critère de sélection favorise les  $J/\psi$  de petite quantité de mouvement transverse, car les paires d'électrons correspondantes sont relativement symétriques par rapport à la direction du faisceau. Par ailleurs, la section efficace de production du  $J/\psi$  est plus importante à petite quantité de mouvement transverse qu'à grande quantité de mouvement transverse et ce critère de sélection permet d'assurer une statistique raisonnable.

Il a en outre été vérifié avec le contenu de 70 bandes magnétiques haute densité que le critère de sélection de la première réduction des données ne perdait aucun candidat  $J/\psi$  : 11 candidats  $J/\psi$  avaient été observés en sélectionnant les paires *top-bottom* de trajectoires de types AB et ABC avec un rapport  $E_A/E_{\text{tot}}$  compris entre 0.4 et 0.6 et un signal associé dans le détecteur à rayonnement de transition supérieur à 4 minimum d'ionisation ainsi qu'une masse effective électron-positon comprise entre 3 et  $3.3 \text{ GeV}/c^2$ .

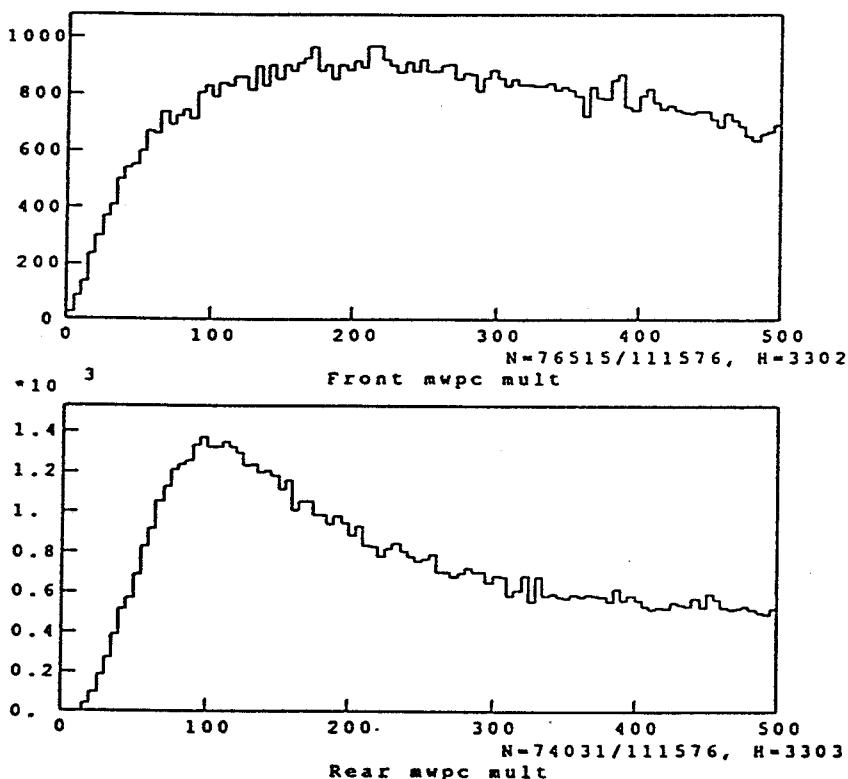
La réduction des données proton-proton et antiproton-proton est d'environ un facteur 5. Une trentaine de bandes magnétiques haute densité ont été écrites avec les données antiproton-proton et une centaine avec les données proton-proton. La première réduction des données a été effectuée au CERN.

#### 4. Analyse des données du spectromètre magnétique : le problème du bruit de fond

A l'origine, les chambres du spectromètre magnétique devaient permettre de reconstruire les trajectoires des particules chargées aussi bien devant que derrière l'aimant. Mais il se

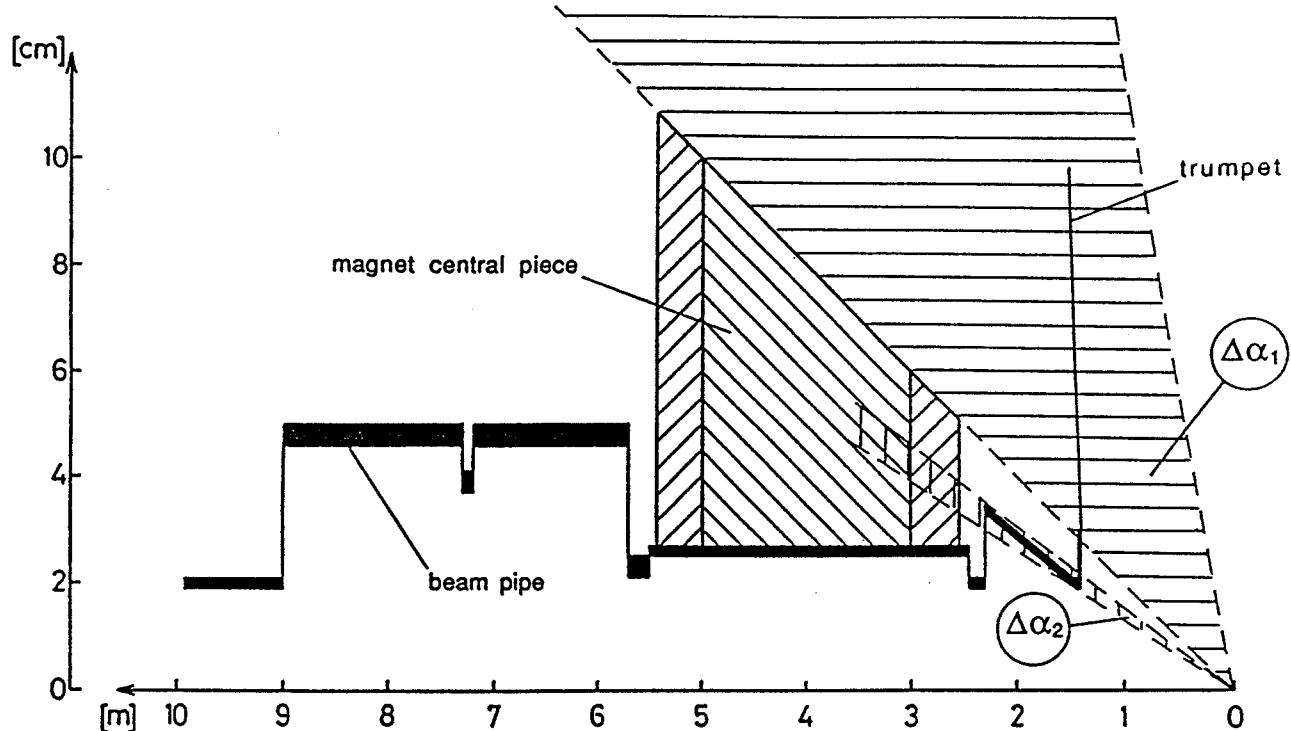
trouve que, dans la grande majorité des événements, la multiplicité des fils touchés dans les chambres situées devant l'aimant est très élevée [Fig. 41] et rend difficile toute reconstruction des trajectoires entre le point d'interaction et l'entrée de l'aimant.

Cet aspect de l'expérience était insoupçonné et il s'est avéré par la suite que la conception du tube du faisceau<sup>1</sup> du collisionneur SPS [Fig. 42] était inadéquate à la sortie de la chambre à vide du jet, beaucoup de gerbes d'électrons étant produites dans la matière du tube du faisceau.



[Fig. 41] Histogrammes de la multiplicité des fils touchés dans les plans de fils d'anode des chambres situées devant l'aimant (en haut) et derrière l'aimant (en bas). Bien que les chambres situées derrière l'aimant comptent 18 plans de fils d'anode alors que les chambres situées devant l'aimant n'en comptent que 16, la multiplicité moyenne des fils touchés dans les chambres situées devant l'aimant est supérieure à celle des chambres situées derrière l'aimant.

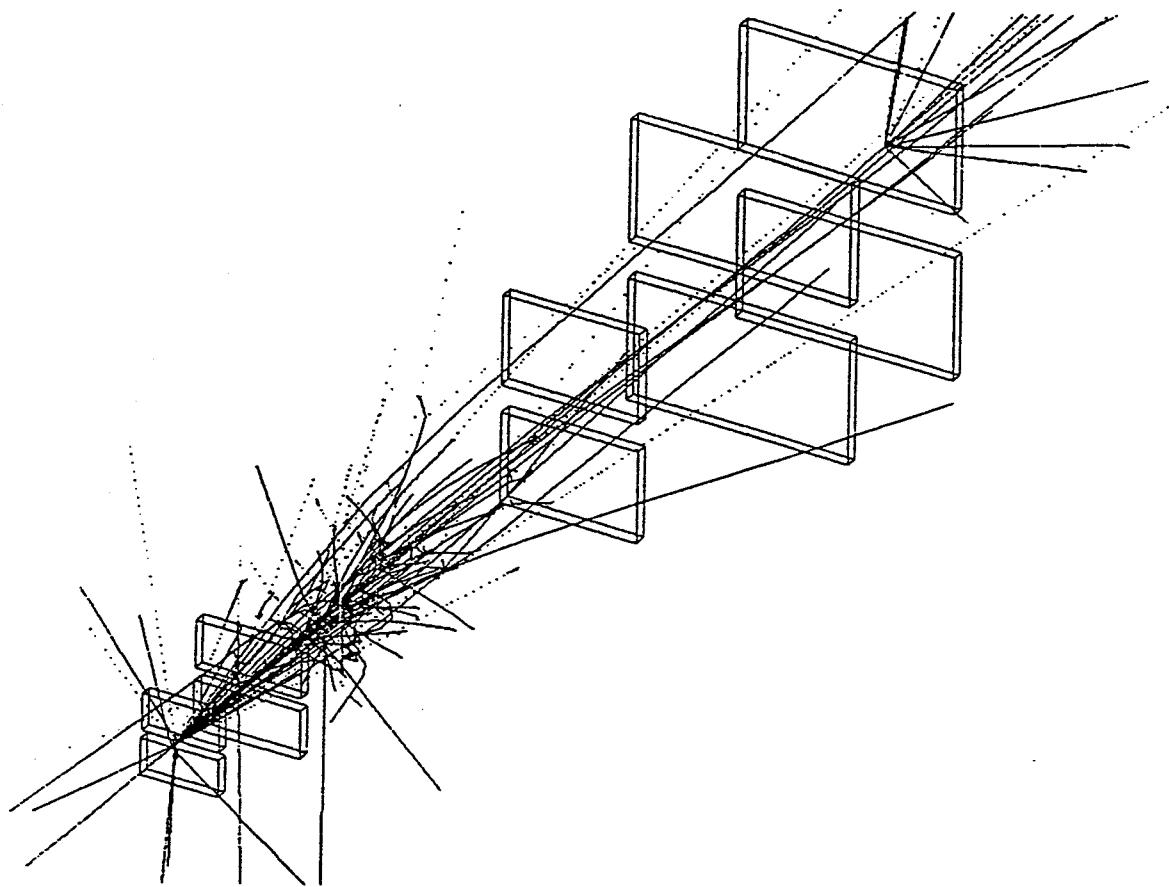
<sup>1</sup> La conception du tube du faisceau fut modifiée en conséquence dès 1987 en vue des campagnes d'acquisition de données du programme ACOL (*Antiproton Collector*).



[Fig. 42] Coupe verticale du tube du faisceau du collisionneur SPS (*beam pipe*) dans la région de l'expérience UA6 fortement dilatée selon la hauteur.  $\Delta\alpha_1$  correspond à l'ouverture fiduciale des détecteurs de l'expérience UA6. Bien qu'une particule produite dans  $\Delta\alpha_1$  ne traverse que la fenêtre de la chambre à vide du jet (*trumpet*), d'autres sont produites dans  $\Delta\alpha_2$  et traversent une grande épaisseur de matière. Celles-ci y produisent des gerbes électromagnétiques dont les particules chargées surchargent les chambres situées devant l'aimant. La pièce centrale de l'aimant (*magnet central piece*) joue à cet égard un rôle de blindage important pour les chambres situées derrière l'aimant.

Une simulation par le programme de Monte-Carlo GEANT3 du CERN [Fig. 43] confirme la production de gerbes d'électrons dans la matière du tube du faisceau.

A ce stade, le jet d'agrégats d'hydrogène moléculaire apparaît fort utile comme cible fixe, car la zone d'interaction, dont les dimensions sont faibles par rapport à celles de



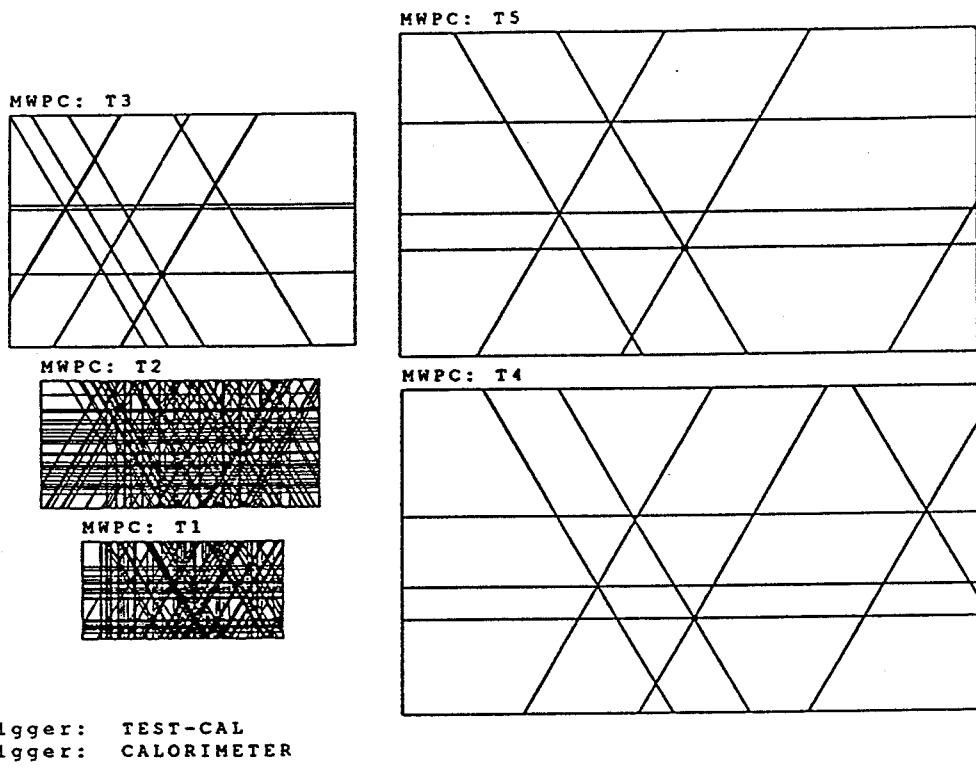
[Fig. 43] Représentation en perspective d'un événement de Monte-Carlo généré par le programme GEANT3 pour l'expérience UA6. Une gerbe électromagnétique est produite dans la matière du tube du faisceau en amont de la première chambre et une seconde, probablement à partir des particules de la première gerbe, à l'entrée de l'aimant. Ses particules chargées surchargent les chambres situées devant l'aimant. Une autre gerbe de moindre intensité est également produite dans la matière du tube du faisceau en aval de la dernière chambre.

l'expérience, peut être considérée comme ponctuelle. La détermination de la trajectoire d'une particule chargée derrière l'aimant suffit à définir la quantité de mouvement de la particule dont la trajectoire obéit à une équation du troisième degré<sup>1</sup> [Fig. 44].

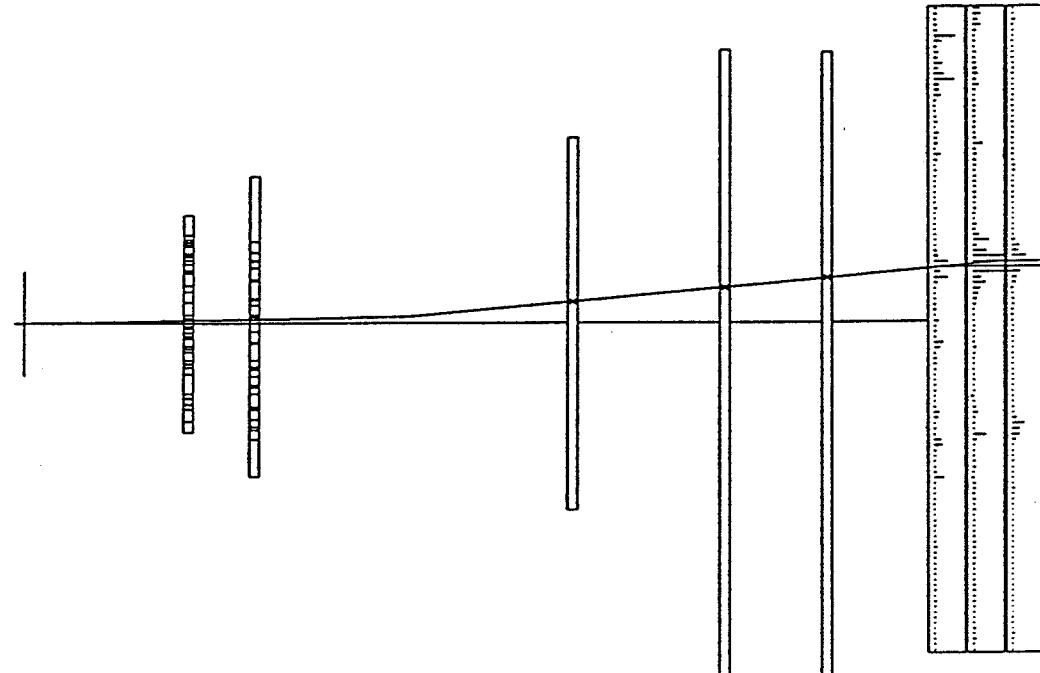
<sup>1</sup> Voir complément B<sub>III</sub>.

---

RUN 3333 EVENT 289 TOP ARM FRONT-VIEW # 1



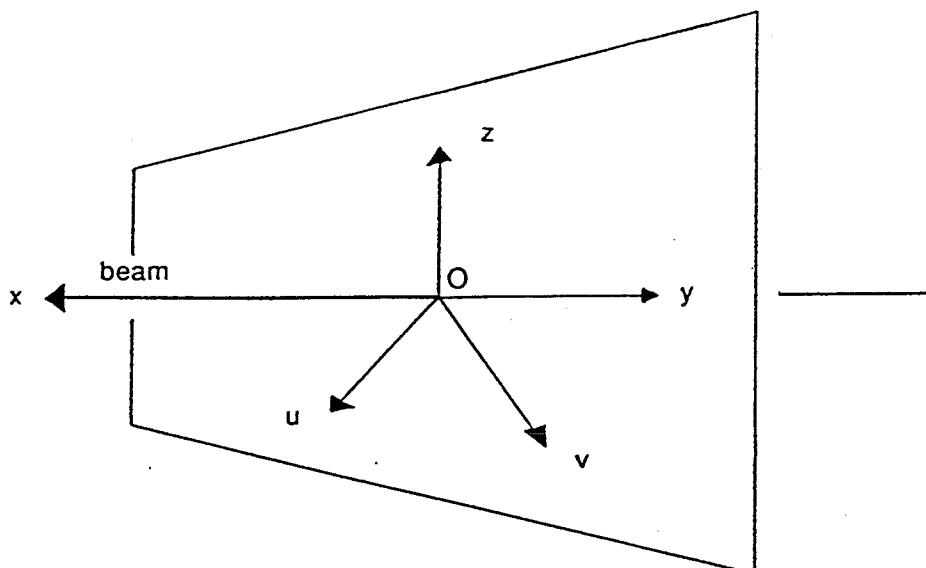
RUN 3333 EVENT 289 TOP ARM TOP-VIEW # 2



[Fig. 44] Représentation d'un événement dans le bras *top*. La trajectoire de la particule est reconstruite en n'utilisant que l'information des chambres T3, T4 et T5 situées derrière l'aimant. L'angle de déflection de la trajectoire de la particule dans le champ magnétique est donné par l'une des solutions d'une équation du troisième degré.

## 5. Reconstruction des trajectoires des particules chargées derrière l'aimant : le programme Mambo

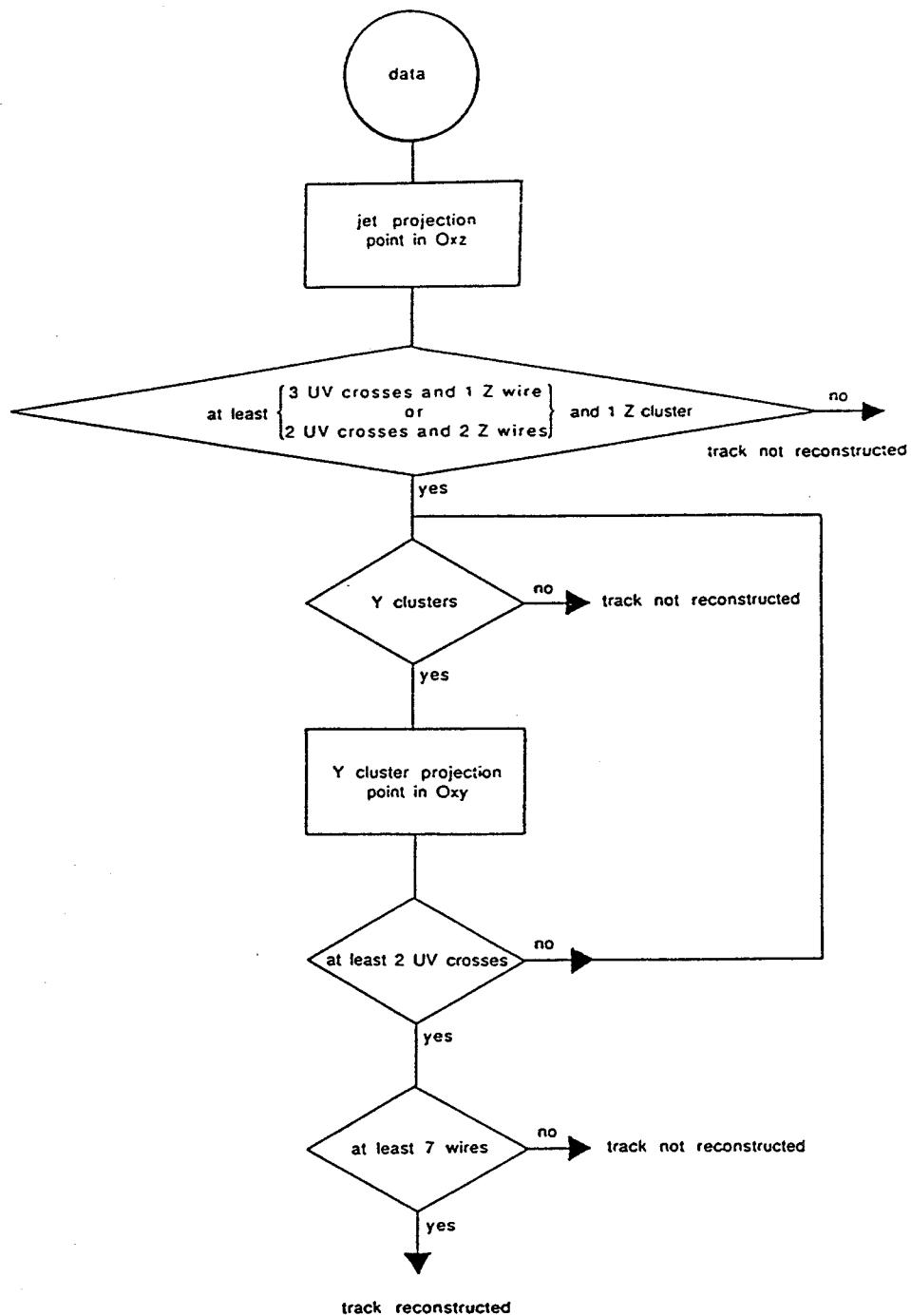
Le programme Mambo (danse à deux temps sud-américaine) [Réf. 43] utilise un **algorithme de projection** pour associer à une trajectoire les fils touchés des chambres situées derrière l'aimant. La notion de fil touché est élargie à l'association de plusieurs fils d'anode touchés et adjacents. La position d'un fil touché est donnée par le centre de gravité de l'association ; sa taille correspond au nombre de fils d'anode associés. Les fils touchés comprenant plus de 4 fils d'anode ne sont pas considérés.



[Fig. 45] Schéma du repère spectrométrique. Les axes Ou et Ov sont perpendiculaires aux directions des fils des plans de fils d'anode U et V.

Soit le **repère spectrométrique** orthonormé Oxyz [Fig. 45] dont l'axe Ox est donné par le sens du faisceau et l'axe Oz par celui de la verticale. Le point d'interaction est utilisé comme **point de projection** pour associer les fils touchés dans le plan Oxz. L'algorithme de projection consiste à répertorier les coordonnées  $(x_i, z_i)$  de tous les *clusters* des plans de lecture horizontaux du calorimètre électromagnétique, de tous les fils touchés des plans de fils d'anode Z – fils Z – et de toutes les intersections dans les chambres des fils touchés des plans de fils d'anode U et V – croix UV – puis à les ordonner par ordre croissant des pentes  $\frac{z_i}{x_i}$  de leur rayon vecteur pour finalement les associer lorsque les pentes correspondantes avoisinent.

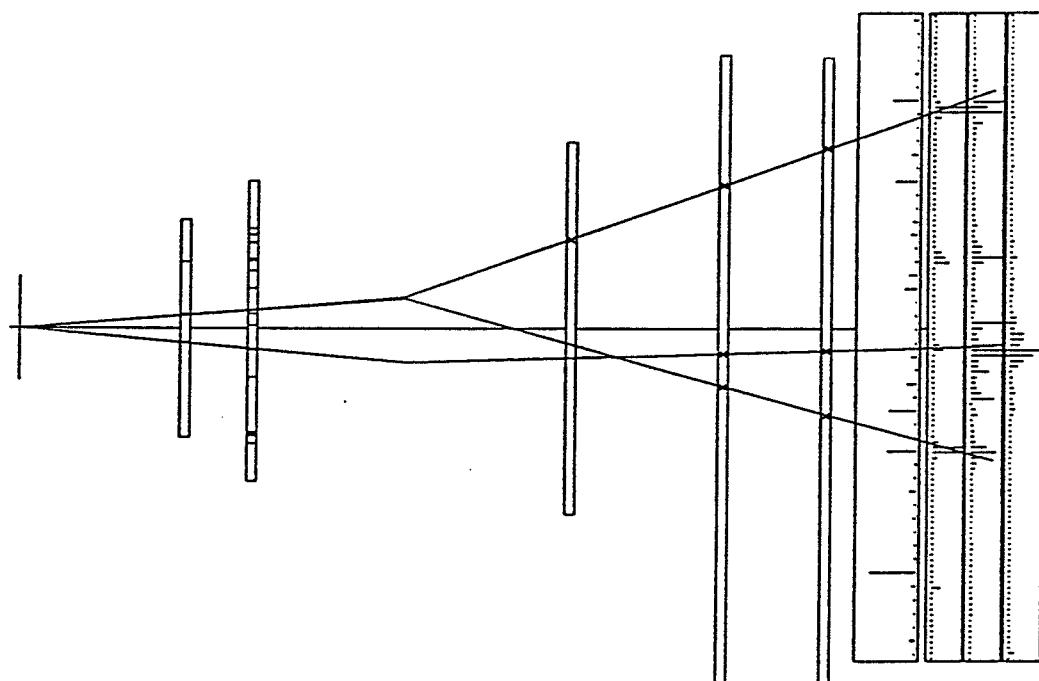
Une trace – c'est-à-dire la projection d'une trajectoire dans un plan – est acceptée dans le plan Oxz pour autant qu'elle associe au moins 3 croix UV et 1 fil Z ou 2 croix UV et 2 fils Z, et un *cluster* des plans de lecture HA, HB ou HC du calorimètre [Fig. 46].



[Fig. 46] Organigramme de la reconstruction d'une trajectoire par le programme Mambo.

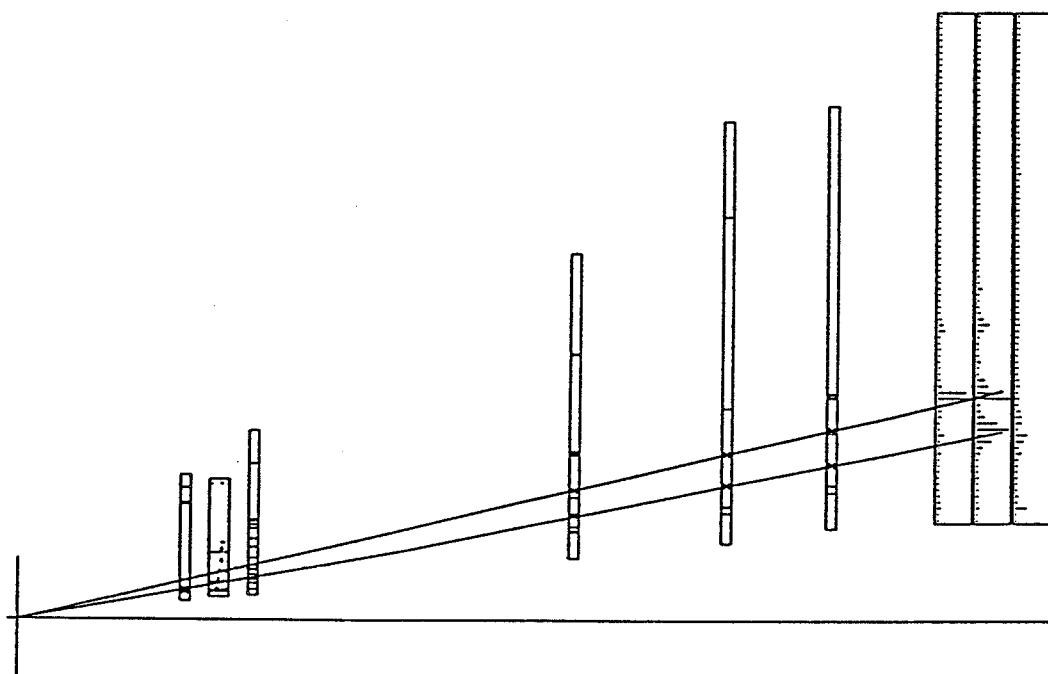
---

RUN 3333 EVENT 5264 TOP ARM TOP-VIEW # 2



Trigger: TEST-CAL  
Trigger: CALORIMETER

RUN 3333 EVENT 5264 TOP ARM SIDE-VIEW # 3



Trigger: TEST-CAL  
Trigger: CALORIMETER

[Fig. 47] Représentation d'un événement reconstruit par le programme Mambo. Cet événement est constitué de trois trajectoires. Celles qui se séparent vers le milieu de l'aimant (*top-view*) correspondent vraisemblablement à une paire d'électrons. Les *clusters* associés dans le calorimètre électromagnétique confortent cette hypothèse, car ils se développent dès le module A du calorimètre ; de même les signaux correspondants du détecteur à rayonnement de transition ont des amplitudes significatives. La troisième trajectoire pourrait bien être celle d'un hadron, car les *clusters* associés dans le calorimètre se développent principalement dans les modules B et C. De plus, aucun signal ne semble correspondre à cette trajectoire dans le détecteur à rayonnement de transition. Cette troisième trajectoire se situe en-dessous des deux autres trajectoires qui sont coplanaires (*side-view*).

Il considère ensuite tous les *clusters* des plans de lecture VA, VB et VC du calorimètre comme **point de projection** pour associer dans le plan Oxy, selon la méthode qui vient d'être décrite, les croix UV appartenant à la trace reconstruite dans le plan Oxz et, dans les chambres ne contenant pas de croix UV associée à la trace reconstruite dans le plan Oxz, les intersections<sup>1</sup> des fils Z associés à la trace reconstruite dans le plan Oxz avec des fils U ou V.

Une trace est acceptée dans le plan Oxy si elle comprend au moins 2 croix UV. Lorsque c'est le cas, les fils associés aux traces des plan Oxy et Oxz sont attribués à la **trajectoire** d'une particule chargée pour autant que leur nombre soit supérieur ou égal à 7. Ceux-ci sont ensuite utilisés pour effectuer un ajustement de moindres carrés des paramètres de la trajectoire derrière l'aimant<sup>2</sup>. Ces paramètres permettent de reconstruire une trajectoire passant par le point d'interaction<sup>3</sup> [Fig. 47] et de déterminer ainsi la quantité de mouvement de la particule.

Le programme Mambo utilise environ 50 % du temps de calcul nécessaire à l'analyse des particules chargées. Ce dernier est principalement grevé par les algorithmes de tri utilisés par le programme Mambo ; il augmente comme le logarithme du nombre de coordonnées à ordonner.

## 6. Détermination des positions des chambres du spectromètre magnétique

La connaissance de la carte de champ magnétique de l'aimant de l'expérience UA6 ne suffit pas à elle seule pour garantir la résolution de la mesure de la quantité de mouvement par le spectromètre magnétique. Il faut encore connaître le plus exactement possible les

<sup>1</sup> Il n'y a pas de plan de fils d'anode Y dans les chambres situées derrière l'aimant.

<sup>2</sup> Voir complément C<sub>III</sub>.

<sup>3</sup> Voir complément B<sub>III</sub>.

positions de l'aimant et des chambres proportionnelles multifilaires par rapport au point d'interaction.

Au début de chaque campagne d'acquisition de données, les positions des chambres ont été relevées par les géomètres du CERN par rapport à un point fixe situé sur l'aimant. Ces positions sont encore ajustées d'après les données du spectromètre magnétique, voire modifiées en fonction du numéro du *run* lorsque certaines chambres, qui ont dû être retirées du tunnel du SPS pour réparation, n'ont pas été replacées exactement dans leur position d'origine. Des différences de positions atteignant parfois plusieurs millimètres sont imputables aux réglages effectués lors de l'installation des chambres.

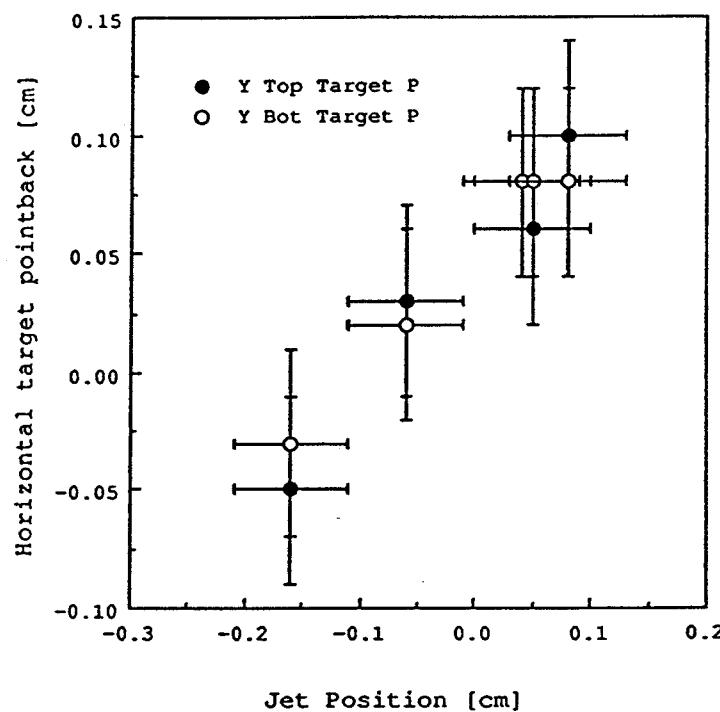
Les chambres sont montées sur des rails solidaires d'une superstructure qui est vissée dans le sol du tunnel du SPS. La mesure de la distance, selon l'axe Ox, des chambres par rapport au point d'interaction est donc utilisée telle quelle et ce d'autant qu'une petite erreur sur cette distance est négligeable vis à vis d'une erreur comparable sur la mesure de leurs positions horizontales et verticales. De même, les chambres sont supposées être parfaitement verticales et les plans de fils d'anode horizontaux bien horizontaux et perpendiculaires à l'axe du faisceau, de faibles distorsions ne contribuant qu'au second ordre à la détermination des pentes des trajectoires. Par conséquent, les positions des chambres ne devront être ajustées que verticalement et horizontalement, selon les axes Oz et Oy.

La méthode utilisée pour ajuster les positions des chambres les unes par rapport aux autres consiste à choisir dans un *run* – avec ou sans champ magnétique puisque seules les chambres situées derrière l'aimant sont prises en compte par le programme Mambo – 1000 événements dans lesquels est reconstruite au moins une trajectoire à pleine efficacité – c'est-à-dire une trajectoire à laquelle sont associés exactement 9 fils, un pour chacun des 3 plans de fils d'anode des 3 chambres situées derrière l'aimant – et à calculer le résidu défini comme la différence entre la position du fil associé à la trajectoire et le point de passage effectif de la trajectoire dans le plan de fils d'anode considéré. Les positions des chambres sont ensuite corrigées horizontalement et verticalement des résidus moyens correspondant. Cette méthode permet d'ajuster, à une précision de  $\pm 100 \mu\text{m}$ , les positions des chambres les unes par rapport aux autres autour des positions fournies initialement au programme de reconstruction par les mesures des géomètres du CERN. Ces positions sont définies pour chaque chambre à un déplacement dans le plan Oyz proportionnel à la distance de la chambre considérée par rapport au point d'interaction et à une translation près<sup>1</sup> qu'il s'agit de déterminer.

Les paramètres de la translation sont déterminés en alignant les positions des chambres sur le point d'interaction. Les coordonnées effectives du point d'interaction sont reconstruites dans le plan Oxy à partir des positions des chambres fournies au programme

<sup>1</sup> Voir complément D<sub>III</sub>.

de reconstruction en calculant le point d'intersection des trajectoires avec le plan  $x = 0$  pour le premier *run* sans champ magnétique de chacune des campagnes d'acquisition de données. Les coordonnées réelles du point d'interaction sont données par la position du faisceau pour le *run* considéré, à savoir, dans le plan  $z = 0$ , par la position horizontale du jet, qui est centré sur le faisceau peu après son injection dans le collisionneur SPS, en espérant que le faisceau soit stabilisé à mi-hauteur dans le tube à vide du collisionneur SPS.



[Fig. 48] Corrélation entre la coordonnée effective horizontale du point d'interaction et la position du jet. L'erreur sur la détermination de la position horizontale du faisceau par centrage du jet (*jet position*) est estimée à  $\pm 0.05$  cm. La coordonnée effective horizontale du point d'interaction (*target pointback*) est estimée après l'ajustement relatif des positions des chambres autour de celles qui ont été déterminées par rapport aux coordonnées réelles du point d'interaction (0.05,0.00) cm correspondant au *run* 2992. La moyenne des estimations de la coordonnée effective verticale du point d'interaction pour les *runs* sans champ magnétique des données antiproton-proton donne  $(0.00 \pm 0.04)$  cm. Une erreur de 0.04 cm est reportée sur toutes les estimations des coordonnées effectives horizontales du point d'interaction.

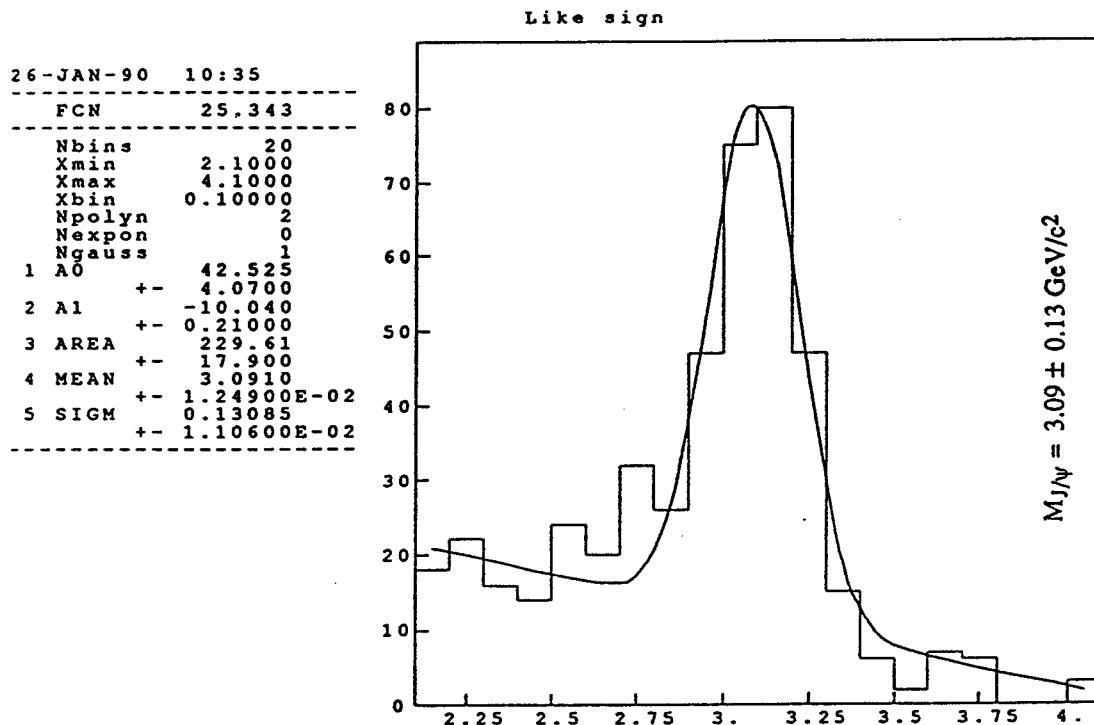
Les coordonnées effectives du point d'interaction ont été estimées pour tous les *runs* sans

champ magnétique de la campagne d'acquisition de données de 1985. Une corrélation est effectivement observée entre la position horizontale du jet et celle du point d'interaction [Fig. 48].

Finalement, dans le but de contrôler l'ouverture relative des bras *top* et *bottom*, chaque chambre est déplacée dans le plan Oyz proportionnellement à sa distance par rapport au point d'interaction, connaissant les positions des *clusters* associés dans les plans de lecture HA et VA du calorimètre. La distance entre le centre de gravité du dépôt d'énergie dans le module A du calorimètre et le point d'interaction est estimée, en moyenne, à 6 longueurs de rayonnement de la face d'entrée du calorimètre, c'est-à-dire aux trois quarts de l'épaisseur du module A ; pour les modules B et C, cette distance est estimée à 10 et 18 longueurs de rayonnement de la face d'entrée du calorimètre, c'est-à-dire au quart de l'épaisseur des modules B et C. La position du calorimètre est donc considérée, avec celle du point d'interaction, comme des coordonnées fixes de l'expérience. Une mauvaise détermination de cette position entraînerait une erreur sur la mesure de la quantité de mouvement par le spectromètre magnétique qui pourrait être néanmoins facilement corrigée puisque toutes les chambres sont alignées, quel que soit le numéro du *run*, par rapport à la position du calorimètre.

Par itération de cette procédure, les positions des chambres peuvent être finalement réajustées les unes par rapport aux autres autour des positions nouvellement déterminées par rapport à celles du point d'interaction et du calorimètre électromagnétique. La stabilité de cet ajustement a été contrôlée pour les premiers *runs* de chaque injection du faisceau (*coast*) sur toute la durée de la campagne d'acquisition de données de 1985 ; elle est vérifiée avec une précision de  $\pm 100 \mu\text{m}$  pour toutes les positions horizontales et verticales des chambres, sauf pour les chambres qui furent retirées du tunnel du SPS pendant cette période. Les dates de réparation de ces chambres concordent avec celles qui indiquent les variations de plus de  $100 \mu\text{m}$  de leurs positions. Les positions des chambres ont été jugées stables sur toute la durée de la campagne d'acquisition de données de 1986, car aucune chambre n'a été retirée du tunnel du SPS pour réparation pendant cette période.

La masse tabulée du  $\text{J}/\psi$  vaut  $(3096.9 \pm 0.1) \text{ MeV}/c^2$  [Réf. 6]. La masse du  $\text{J}/\psi$   $(3.09 \pm 0.01) \text{ GeV}/c^2$  [Fig. 49] déduite des données de l'expérience UA6 est compatible avec cette valeur. Ce résultat atteste de la bonne estimation des positions du point d'interaction et du calorimètre électromagnétique ainsi que de la détermination correcte des positions des chambres.



[Fig. 49] Spectre de masse effective électron-positon des données proton-proton et antiproton-proton déterminé avec le spectromètre magnétique de l'expérience UA6. Le bruit de fond est grossièrement soustrait par un ajustement linéaire. La masse effective du  $J/\psi$  est estimée à  $3.09 \text{ GeV}/c^2$  et la résolution du pic de masse effective du  $J/\psi$  vaut environ  $130 \text{ MeV}/c^2$ . L'échelle est en  $[\text{GeV}/c^2]$ .

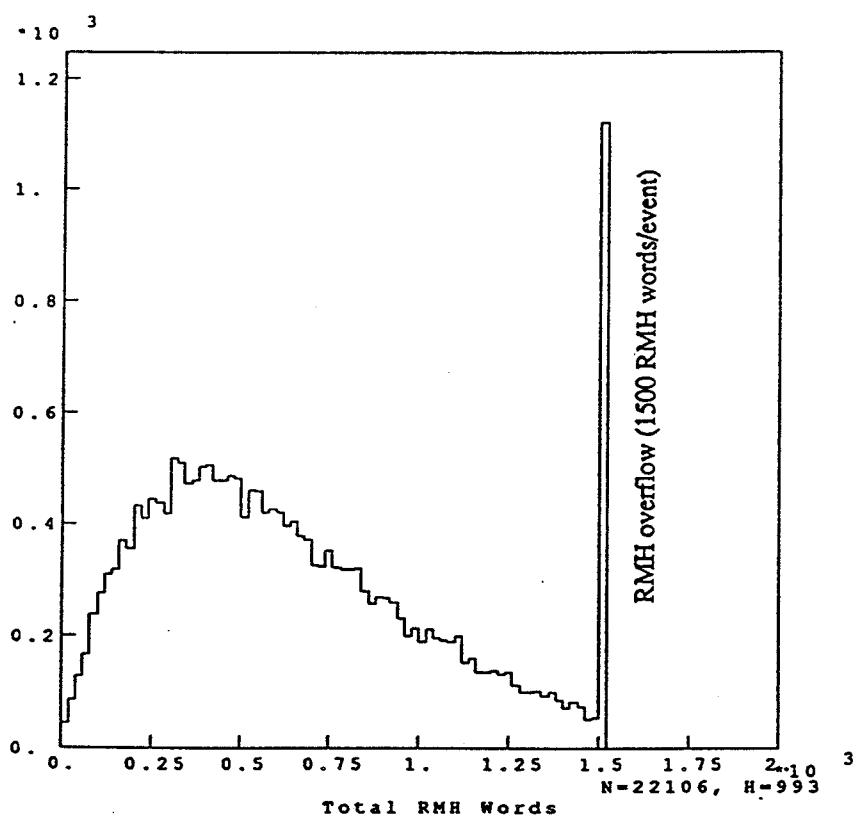
## 7. Seconde réduction des données

Le programme Mambo étant relativement gourmand – il utilise environ 50 % du temps de calcul nécessaire à l'analyse des particules chargées –, une seconde réduction des données basée sur les informations du spectromètre magnétique et du calorimètre électromagnétique s'est avérée nécessaire. Elle est donnée par un seul critère de sélection correspondant à la recherche des paires d'électrons de grande masse effective. Ce critère exige que la lecture de l'événement ait été déclenchée par la condition de déclenchement TEST-CAL et que les événements contiennent un candidat électron par bras. Les événements sélectionnés sont recopiés tels quels, dans le même format, sur bande magnétique.

Les électrons développant leur gerbe dès le module A du calorimètre, toutes leurs trajectoires reconstruites par le programme Mambo lui sont associées. Un module d'analyse rapide associe donc grossièrement les fils touchés des chambres situées

derrière l'aimant et les *clusters* du module A du calorimètre. Il vérifie que les conditions minimales exigées par le programme Mambo pour reconstruire une trajectoire associée au module A soient satisfaites ; c'est-à-dire qu'au moins 1 fil Z et 3 croix UV ou 2 fils Z et 2 croix UV soient associés au plan passant par le point d'interaction et un *cluster* du plan de lecture HA du calorimètre et que dans ce plan au moins 2 des croix UV soient également associées à un *cluster* du plan de lecture VA du calorimètre. Les *clusters* du calorimètre électromagnétique sont reconstruits avec les seuils  $E_{\text{thres}} = 0.1 \text{ GeV}$ ,  $F_{\text{valy}} = 1.5$  et  $E_{\text{min}} = 0.85 \text{ GeV}$ , quel que soit le module du calorimètre considéré.

Ce module d'analyse rapide a été testé sur le contenu de dix bandes magnétiques haute densité. Moins de 1 % des événements TEST-CAL reconstruits par le programme Mambo avec au moins une trajectoire par bras associée au module A du calorimètre sont perdus en appliquant le critère de sélection de la seconde réduction des données.



[Fig. 50] Histogramme du nombre de mots RMH transférés par événement pour le *run* 3333. Environ 5 % des événements contiennent 1500 mots RMH (RMH *overflow*).

Le système d'acquisition de données limitant à 1500 le nombre de mots transférés à l'ordinateur par le système RMH (RMH *overflow*) [Fig. 50], 5 % des événements pour lesquels plus de 1500 fils d'anode ont été touchés dans les chambres sont rejetés d'office

par le module d'analyse traitant le bloc de données RMH de l'événement<sup>1</sup>. Environ 75 % des événements acceptés lors de la première réduction des données sont des événements TEST-CAL. La réduction des données TEST-CAL obtenue avec le module d'analyse rapide est d'environ 70 %. La réduction totale est d'environ 80 %. La seconde réduction des données a été effectuée à l'Université de Lausanne.

## 8. Production des DST

La production des DST (*Data Summary Tape*) a été effectuée à l'Université de Lausanne à partir des événements conservés par la seconde réduction des données. Le critère de sélection, qui est toujours ciblé sur l'étude de la production des paires d'électrons de grande masse effective, exige que le programme Mambo reconstruise au moins une trajectoire de type A, AB ou ABC dans chaque bras, c'est-à-dire une trajectoire associée dans le calorimètre à des *clusters* horizontaux et verticaux du module A seul, des modules A et B ou des modules A, B et C.

Les informations physiques des événements sélectionnés, telles que la quantité de mouvement correspondant aux trajectoires reconstruites, l'énergie et la position des *clusters* du calorimètre ou encore les amplitudes des photomultiplicateurs gauches et droites des compteurs TØ, sont écrites sur bande magnétique dans un nouveau format dont la structure est semblable à celle qui est utilisée par le programme d'acquisition de données<sup>2</sup>.

Le programme Mambo rejette d'entrée 9 % des événements acceptés par la seconde réduction des données pour cause de trop haute multiplicité dans les chambres du spectromètre magnétique et dans les modules du calorimètre électromagnétique. Environ 15 % des événements restant contiennent au moins une trajectoire de type A, AB ou ABC par bras, soit 17180 événements pour les données antiproton-proton et 94402 événements pour les données proton-proton.

---

<sup>1</sup> Voir complément A<sub>III</sub>.

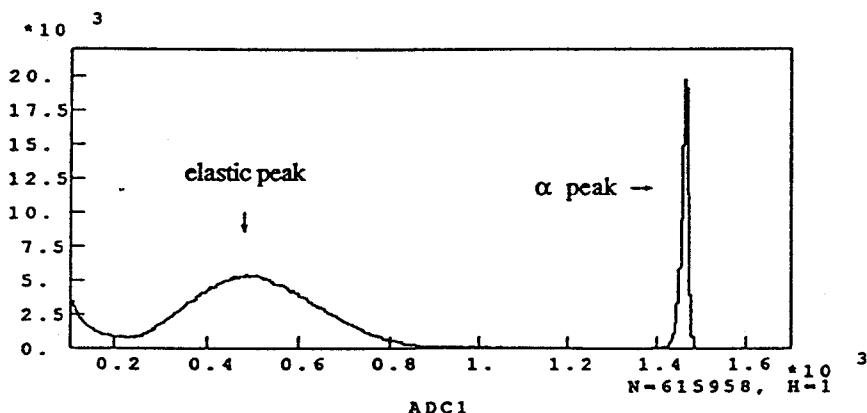
<sup>2</sup> Voir complément A<sub>III</sub>.

## B. Détermination de la luminosité intégrée

La luminosité<sup>1</sup>  $L$  d'une mesure est déterminée pour les collisions proton-proton et antiproton-proton à partir du spectre d'énergie des protons de recul de la collision élastique détectés sous un angle voisin de  $90^\circ$  par rapport à la direction du faisceau dans le référentiel du laboratoire. En première approximation, la luminosité intégrée  $L$  est donnée par la relation ci-après<sup>2</sup>.

$$L \approx \frac{N\pi}{\frac{d\sigma_{el}(|t|)}{dt} 2m\sqrt{|t|}} \Omega^{-1}$$

Le spectre d'énergie des protons de recul (*elastic peak*) [Fig. 51] permet de dénombrer les protons et d'en mesurer l'énergie dont est déduit le transfert d'énergie-quantité de mouvement de la diffusion<sup>3</sup>. Le parcours (*range*)  $R$  des protons dans le silicium est donné



[Fig. 51] Spectre d'énergie des protons de recul de la collision élastique proton-proton à  $\sqrt{s} = 24.3$  GeV (*elastic peak*). Une source radioactive d' $^{241}\text{Am}$  émettant des rayons  $\alpha$  de 5.6 MeV ( $\alpha$  peak) permet de calibrer le spectre en énergie. L'échelle est en canaux d'ADC.

par la formule  $R$  [mm] =  $0.0133 T^{1.73}$  [MeV], où  $T$  est l'énergie cinétique du proton. Sachant que l'épaisseur des moniteurs de luminosité vaut 0.15 mm, le domaine de linéarité de la mesure de l'énergie cinétique des protons s'étend jusqu'à environ 4.1 MeV. La surface des moniteurs de luminosité a été mesurée au microscope.

La mesure du temps de vol permet de réduire le bruit de fond électronique de basse

<sup>1</sup> Voir complément B<sub>I</sub>.

<sup>2</sup> Voir complément E<sub>III</sub>.

<sup>3</sup>  $|t| = 2mT$ .

énergie et le bruit de fond de particules. Le spectre d'énergie obtenu est supposé exempt de bruit de fond dans la partie supérieure du pic élastique.

Le théorème optique, qui résulte du principe de l'unitarité de la matrice  $S$ , relie la partie imaginaire de l'amplitude invariante de collision élastique  $\text{Im}f(0)$  à la section efficace totale  $\sigma_{\text{tot}}$ .

$$\sigma_{\text{tot}} = 4\pi \text{Im}f(0)$$

Le théorème optique et les relations de dispersion, qui relient la partie imaginaire à la partie réelle de l'amplitude invariante de collision élastique, permettent d'exprimer la section efficace différentielle en fonction de la section efficace totale et du rapport entre la partie réelle et la partie imaginaire de l'amplitude invariante de collision élastique.

$$\rho = \frac{\text{Re}f(0)}{\text{Im}f(0)}$$

$$\frac{d\sigma}{dt} \approx \pi |f(0)|^2 = \pi (\text{Re}f(0)^2 + \text{Im}f(0)^2) = \pi \text{Im}f(0)^2 (\rho^2 + 1) = \frac{\sigma_{\text{tot}}^2}{16\pi} (\rho^2 + 1)$$

Un programme de Monte-Carlo [Réf. 34] génère des protons de recul dont l'énergie est distribuée selon une loi de Gauss centrée autour du point d'interaction et la répartition angulaire selon une paramétrisation de la section efficace différentielle<sup>1</sup> de collision proton-proton ou antiproton-proton. Les valeurs des paramètres  $\sigma_{\text{tot}}$ ,  $b$  et  $\rho$  [Table 6] à  $\sqrt{s} = 24.3 \text{ GeV}$  sont interpolés d'après un ajustement effectué sur des données proton-proton des ISR (*Intersecting Storage Rings*) du CERN [Réf. 44].

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma_{\text{el}}(|t|)}{dt} &= \pi |f_{\text{coulomb}}(s, t) + f_{\text{nucléaire}}(s, t)|^2 \equiv \\ &\equiv \pi \left| -2\alpha \frac{G^2(|t|)}{|t|} e^{\pm i\alpha\Phi} + \frac{\sigma_{\text{tot}}}{4\pi} (\rho + i) e^{-b|t|/2} \right|^2 = \\ &= \frac{4\pi\alpha^2}{t^2} G^4(|t|) - \frac{\pm\alpha(\rho \pm \alpha\Phi)}{|t|} \sigma_{\text{tot}} G^2(|t|) e^{-b|t|/2} + \frac{1 + \rho^2}{16\pi} \sigma_{\text{tot}}^2 e^{-b|t|} \\ G(|t|) &= \left[ 1 + \frac{|t|}{0.71 \text{ [GeV]}^2} \right]^{-2} \\ \Phi &= \ln \left( \frac{0.08 \text{ [GeV]}^2}{|t|} \right) - 0.577 \end{aligned}$$

<sup>1</sup> Lorsque le signe  $\pm$  apparaît dans l'expression de la section efficace différentielle de collision élastique, le signe positif correspond à la collision proton-proton et le signe négatif à la collision antiproton-proton.

	$\sigma_{\text{tot}}$ [mb]	$b$ $[(\text{GeV}/c)]^{-2}$	$\rho$
proton-proton	$39.55 \pm 0.01$	$11.8 \pm 0.30$	$0.022 \pm 0.001$
antiproton-proton	$41.56 \pm 0.04$	$12.55 \pm 0.50$	$0.043 \pm 0.001$

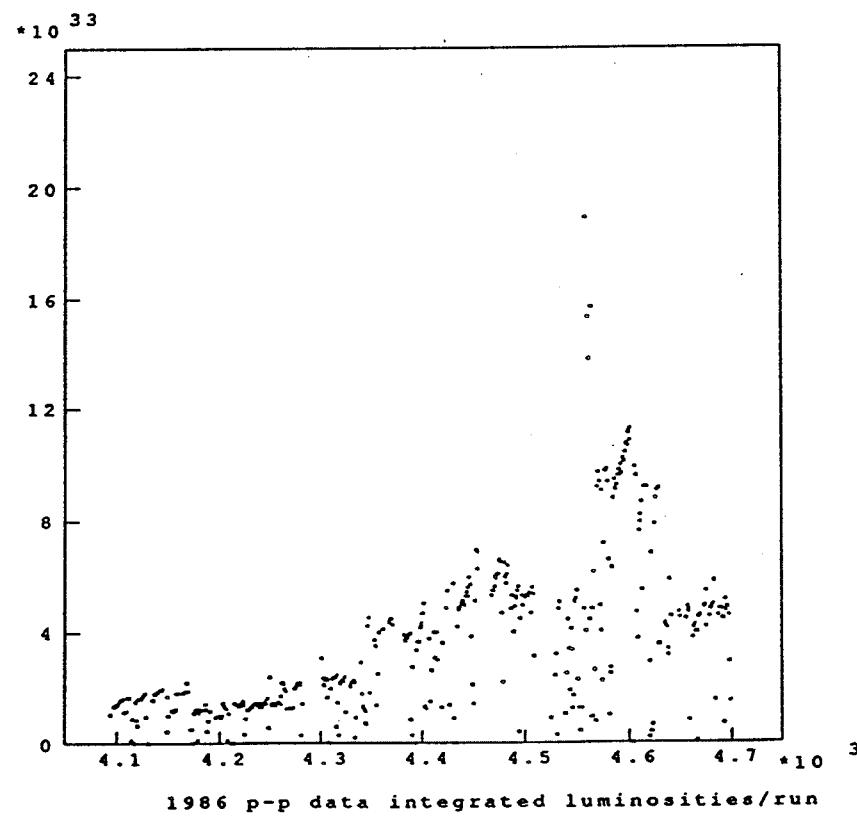
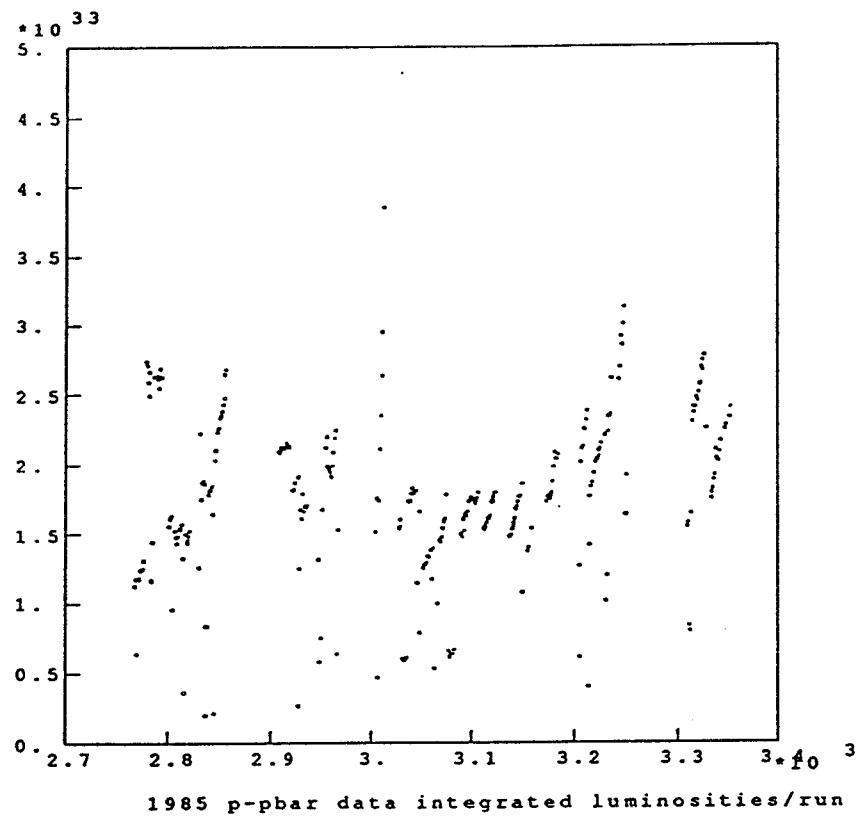
[Table 6] Paramètres  $\sigma_{\text{tot}}$ ,  $b$  et  $\rho$  de la section efficace différentielle de collision élastique proton-proton et antiproton-proton à  $\sqrt{s} = 24.3$  GeV.

Les protons générés et non acceptés dans l'angle solide couvert par le détecteur au silicium sont rejetés. Le nombre  $N$  d'événements générés est ajusté de sorte que la partie supérieure du spectre d'énergie obtenu par le programme de Monte-Carlo corresponde au spectre d'énergie expérimental. Ceci permet d'estimer le bruit de fond accumulé dans la partie inférieure du spectre expérimental. La luminosité intégrée est alors déterminée par la somme des contributions correspondant à chaque événement de Monte-Carlo. Le transfert d'énergie-quantité de mouvement  $|t_i|$  du  $i^{\text{ème}}$  événement de Monte-Carlo détermine également l'angle solide  $\Omega_i$  accessible au proton de recul.

$$L = \frac{\pi}{2m} \sum_{i=1}^N \left[ \frac{d\sigma_{\text{el}}(|t_i|)}{dt} \sqrt{|t_i|} \Omega_i \right]^{-1}$$

Le temps mort est la proportion du temps pendant lequel le système d'acquisition de données traite un événement et ne peut en accepter d'autres. Comme la lecture des moniteurs de luminosité est effectuée de manière asynchrone, la luminosité intégrée d'une mesure doit être normalisée par le rapport des temps morts de l'expérience proprement dite et des moniteurs de luminosité. Ce rapport vaut environ 0.7.

La mesure de la luminosité intégrée n'est précise avec les moniteurs de luminosité que sur une longue période d'acquisition de données. Une incertitude systématique de 4 % est donnée sur cette mesure [Réf. 33]. De plus, certains moniteurs de luminosité n'ont pas toujours fonctionné efficacement pendant les campagnes d'acquisition de données de 1985 et de 1986. Par contre, le taux de la coïncidence  $\Lambda$ -4fold fut d'une stabilité éprouvée pendant ces deux périodes. Ce taux suit la luminosité de l'expérience. Dans le but de déterminer la luminosité intégrée *run* après *run*, le taux de la coïncidence  $\Lambda$ -4fold est normalisé par la réponse des moniteurs de luminosité intégrée sur une longue période d'acquisition de données [Fig. 52].



[Fig. 52] Luminosités intégrées des *runs* antiproton-proton (en haut) et proton-proton (en bas). Comme chaque *run* compte approximativement le même nombre

d'événements, la luminosité intégrée augmente lorsque l'intensité du faisceau (*coast*) diminue. En effet, le temps mort de l'expérience diminue lorsque la luminosité du faisceau diminue et il est probable que la sélectivité de la logique de déclenchement s'améliore. Les échelles des ordonnées sont en  $\text{[cm}^{-2}\text{]}$ .

---

## C. Etude de la condition de déclenchement TEST-CAL

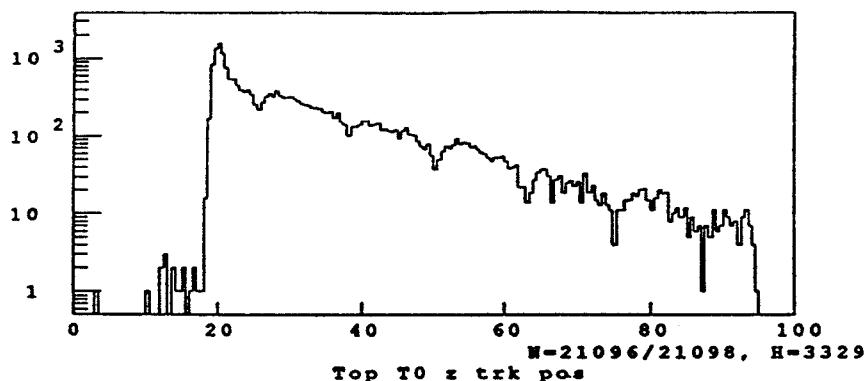
Pendant les campagnes d'acquisition de données de 1985 et 1986, les gains des photomultiplicateurs gauche et droite des compteurs  $T\emptyset$  et les seuils des discriminateurs associés furent modifiés à plusieurs reprises. Le taux d'acquisition de données était contenu de cette manière dans des limites raisonnables. La **condition de déclenchement TEST-CAL**, qui est définie pour l'étude inclusive de la production du  $J/\psi$  dans les collisions proton-proton et antiproton-proton, utilise essentiellement l'information des compteurs  $T\emptyset$ . Il s'agit par conséquent de connaître le plus exactement possible l'état de fonctionnement de cette condition de déclenchement afin d'en déterminer l'efficacité et de rejeter les candidats  $J/\psi$  qui n'auraient pas déclenché la lecture de l'événement.

L'état de fonctionnement de la condition de déclenchement TEST-CAL est étudié à partir des trajectoires de types AB et ABC des données DST dont les différences entre les coordonnées horizontale et verticale du point d'impact sur le module A du calorimètre et les coordonnées des *clusters* associés à la trajectoire de la particule dans les plans de lecture VA et HA du calorimètre sont inférieures à 4 et 6 mm.

### 1. Détermination des positions verticales des compteurs $T\emptyset$

Le premier point de cette étude consiste à déterminer la position verticale de chaque scintillateur des compteurs  $T\emptyset$ . La méthode utilisée revient à déterminer la position verticale des zones d'inefficacité (*cracks*) des compteurs  $T\emptyset$  qui se situent entre les scintillateurs. Il suffit pour cela de compter le nombre de trajectoires reconstruites par le programme Mambo dans les événements TEST-CAL en fonction de la coordonnée verticale de leur point d'impact sur le plan des compteurs  $T\emptyset$  [Fig. 53].

Les cotes verticales délimitant les positions des scintillateurs sont symétriques par rapport au tube du faisceau ; elles valent, en valeur absolue, 25.9, 38.2, 50.5, 62.8, 75.1 et 87.4 cm. Chaque scintillateur T2 à T7 mesure 12.3 cm de largeur, revêtement opaque compris. Les géomètres du CERN ont coté les positions des bords inférieurs des compteurs  $T\emptyset$  à 15.7 cm du faisceau. La largeur des scintillateurs T1, revêtement opaque compris, estimée à partir de la mesure des géomètres, vaut 10.2 cm.



[Fig. 53] Histogramme de la valeur absolue de la coordonnée verticale du point d'impact des trajectoires des événements TEST-CAL sur le plan des compteurs TØ. Les creux correspondent aux zones d'inefficacité des compteurs TØ. L'échelle est en [cm].

## 2. Mesure de la longueur d'atténuation des scintillateurs

Il convient ensuite de mesurer la **longueur d'atténuation**  $\lambda$  des scintillateurs des compteurs TØ. Soit  $\ell$  la longueur des scintillateurs. Si  $A_L$  et  $A_R$  sont les amplitudes des signaux délivrés par les photomultiplicateurs gauche et droite d'un scintillateur résultant de la détection de la gerbe électromagnétique d'une particule chargée d'énergie  $E$  par le scintillateur considéré et si  $G_L$  et  $G_R$  sont les gains de ces photomultiplicateurs, le logarithme de leur rapport est proportionnel à la distance  $y$  entre le point d'impact de la trajectoire de la particule sur le plan des compteurs TØ et l'extrémité droite du scintillateur.

$$\boxed{A_R = \frac{G_R E}{2} e^{-y/\lambda}}$$

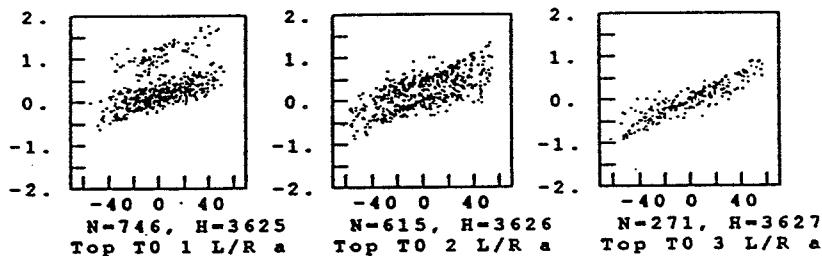
$$A_L = \frac{G_L E}{2} e^{-(\ell-y)/\lambda}$$

$$\boxed{\frac{A_L}{A_R} = \frac{G_L}{G_R} e^{2y/\lambda} e^{-\ell/\lambda} \Rightarrow \ln \left( \frac{A_L}{A_R} \right) = \frac{2}{\lambda} y + \ln \left( \frac{G_L}{G_R} \right) - \frac{\ell}{\lambda}}$$

Bien que le rapport entre les gains  $G_L$  et  $G_R$  ne soit généralement pas constant sur toute la durée des campagnes d'acquisition de données de 1985 et de 1986, l'observation du logarithme du rapport entre les amplitudes  $A_L$  et  $A_R$  semble indiquer, après soustraction

du piédestal, que la longueur d'atténuation est la même pour tous les scintillateurs des compteurs TØ [Fig. 54]. Bien que la longueur d'atténuation diminue lentement avec l'âge des scintillateurs, celle-ci n'a pas varié de façon significative entre les campagnes d'acquisition de données de 1985 et de 1986.

$$\lambda = 170.6 \pm 27.1 \text{ cm}$$



[Fig. 54] Histogrammes biparamétriques du logarithme du rapport entre les amplitudes  $A_L$  et  $A_R$  résultant de la détection de la gerbe électromagnétique d'une particule chargée par les scintillateurs T1 (à gauche), T2 (au milieu) ou T3 (à droite) pour les données proton-proton du bras *top* en fonction de la distance entre le point d'impact de la trajectoire de la particule sur le plan des compteurs TØ et l'extrémité droite du scintillateur considéré. Bien que les gains des scintillateurs T1 et T2 aient été manifestement modifiés, les pentes des corrélations restent les mêmes. L'échelle des abscisses est en [cm].

### 3. Détermination des gains des photomultiplicateurs

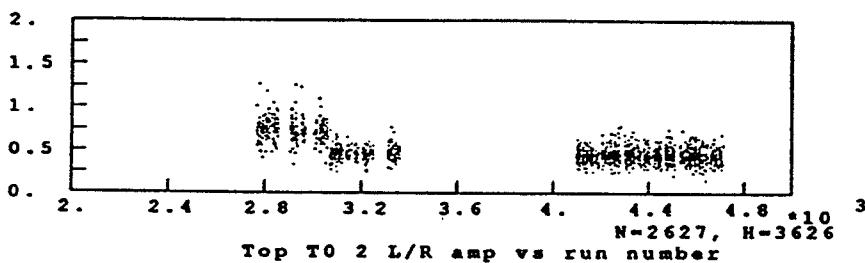
Il s'agit d'évaluer les gains  $G_L$  et  $G_R$  des photomultiplicateurs gauche et droite de chacun des scintillateurs T1 à T7 des bras *top* et *bottom* en fonction du numéro du *run*. L'observation du rapport de ces gains en fonction du numéro du *run* permet de déterminer les périodes pendant lesquelles ceux-ci sont restés stables [Fig. 55].

$$\frac{G_L}{G_R} = \frac{A_L}{A_R} e^{(L-y)/\lambda}$$

Les gains sont évalués pour chaque période de stabilité en calibrant les photomultiplicateurs avec la quantité de mouvement des particules chargées mesurée par le spectromètre magnétique.

$$G_L = \frac{2A_L}{E} e^{(L-y)/\lambda}$$

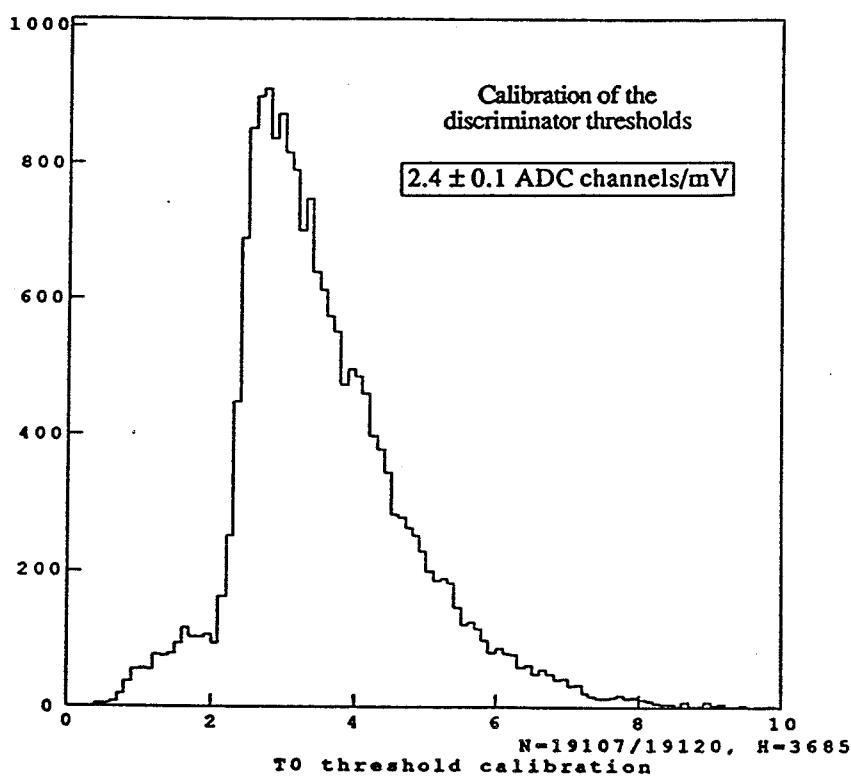
$$G_R = \frac{2A_R}{E} e^{y/\lambda}$$



[Fig. 55] Histogramme biparamétrique du rapport entre les gains  $G_L$  et  $G_R$  des photomultiplicateurs gauche et droite du scintillateur T2 pour les données proton-proton du bras *top* en fonction du numéro du *run*. Deux périodes de stabilité sont déterminées.

#### 4. Calibration des seuils des discriminateurs

Pendant les campagnes d'acquisition de données de 1985 et de 1986, les seuils des discriminateurs des compteurs  $T\emptyset$ , mesurés en [mV], furent consignés lors de chacune de leurs modifications. Il s'agit d'exprimer ces seuils en [canaux d'ADC], autrement dit de les calibrer, par rapport à l'amplitude des signaux discriminés qui est numérisée par



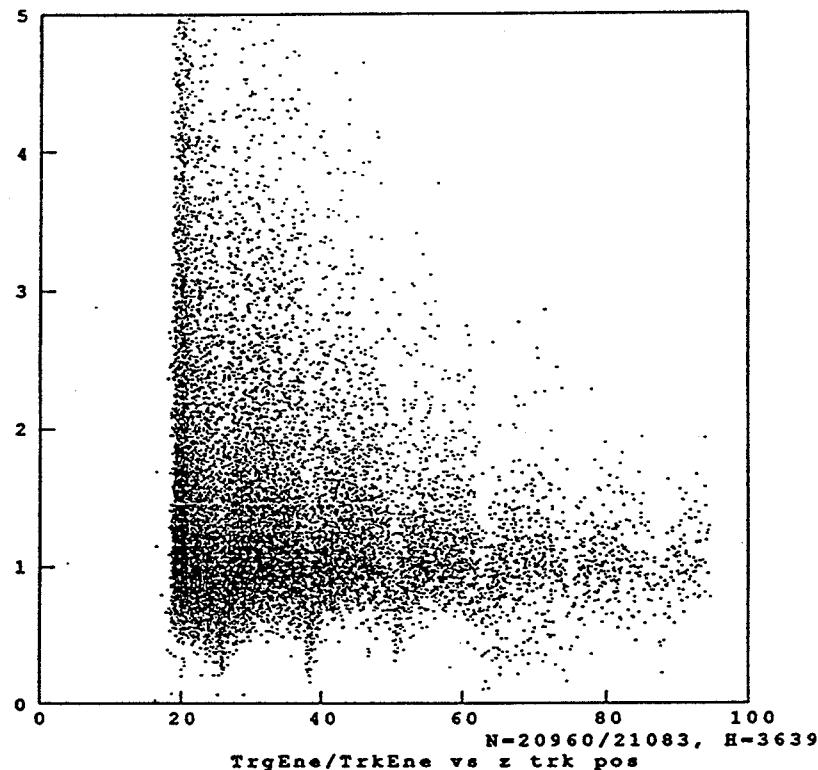
[Fig. 56] Histogramme du rapport entre la somme  $A_R + A_L$  des amplitudes des photomultiplicateurs gauche et droite des compteurs  $T\emptyset$  et la valeur du seuil du discriminateur correspondant. L'échelle est en [canaux d'ADC/mV].

des ADC montés en parallèle. Cette calibration est déterminée à partir de la distribution du rapport entre la somme  $A_R + A_L$  des amplitudes des photomultiplicateurs gauche et droite des compteurs  $T\emptyset$  et de la valeur du seuil du discriminateur correspondant. Elle est la même pour tous les discriminateurs et vaut  $(2.4 \pm 0.1)$  canaux d'ADC/mV [Fig. 56].

### 5. Estimation de la taille des zones d'inefficacité des compteurs $T\emptyset$

L'observation du rapport entre l'énergie des particules chargées estimée avec les compteurs  $T\emptyset$  et la quantité de mouvement mesurée par le spectromètre magnétique en fonction de la coordonnée verticale du point d'impact de leur trajectoire sur le plan des compteurs  $T\emptyset$  permet de mieux mettre en évidence les zones d'inefficacité des compteurs  $T\emptyset$  [Fig. 57].

$$E = \frac{A_R}{G_R} e^{y/\lambda} + \frac{A_L}{G_L} e^{(L-y)/\lambda}$$



[Fig. 57] Histogramme biparamétrique du rapport entre l'énergie des particules chargées estimée avec les compteurs  $T\emptyset$  et la quantité de mouvement mesurée par le spectromètre magnétique en fonction de la valeur absolue de la coordonnée verticale du point d'impact de leur trajectoire sur le plan des compteurs  $T\emptyset$ . L'échelle des abscisses est en [cm].

Lorsque la gerbe électromagnétique d'une particule chargée traverse les compteurs  $T\emptyset$  près de l'interface de deux scintillateurs, l'énergie estimée par le scintillateur est beaucoup

plus faible que la quantité de mouvement mesurée par le spectromètre magnétique : les compteurs  $T\emptyset$  sont inefficaces, car une partie de l'énergie de la gerbe, qui est normalement transmise au scintillateur, est déposée dans le scintillateur voisin de celui qui est traversé par la trajectoire incidente, le reste étant perdu entre les scintillateurs ; la zone d'inefficacité est au maximum de 4 cm autour de l'interface.

#### 6. Attestation de la condition de déclenchement TEST-CAL

Une particule chargée déclenche la lecture d'un événement par la condition de déclenchement TEST-CAL si la somme des amplitudes des photomultiplicateurs gauche et droite du scintillateur traversé par la gerbe électromagnétique de la particule dépasse le seuil du discriminateur correspondant. Si ce n'est pas le cas, la particule est rejetée, à moins que sa trajectoire ne passe par une zone d'inefficacité des compteurs  $T\emptyset$  : dans ce cas la somme des amplitudes des photomultiplicateurs gauche et droite du scintillateur voisin de celui qui est traversé par la particule doit dépasser le seuil du discriminateur correspondant pour que la particule soit acceptée.

Il arrive également [Fig. 57] que plusieurs gerbes électromagnétiques traversent simultanément le même scintillateur, principalement près du tube du collisionneur SPS. Le rapport entre l'énergie estimée avec les compteurs  $T\emptyset$  et la quantité de mouvement mesurée par le spectromètre magnétique est alors relativement élevé. Si ce rapport dépasse 1.25, la condition de déclenchement TEST-CAL est attestée pour la particule en estimant l'amplitude des photomultiplicateurs gauche et droite du scintillateur à partir des gains des photomultiplicateurs et de la quantité de mouvement de la particule mesurée par le spectromètre magnétique.

Environ 15 % des candidats  $J/\psi$  ne reçoivent pas l'attestation de la condition de déclenchement TEST-CAL.

## D. Le programme de Monte-Carlo

Certaines normalisations comme l'acceptance géométrique, l'efficacité de la condition de déclenchement ou encore l'efficacité du programme de reconstruction affectent tous les événements des données DST. Elles ne peuvent donc pas être étudiées à partir des données : il est nécessaire de simuler les conditions expérimentales par la méthode de Monte-Carlo pour les estimer.

### 1. Description du programme de Monte-Carlo

Le programme de Monte-Carlo génère des  $J/\psi$  dont les coordonnées du vertex sont distribuées selon des lois de Gauss autour de l'origine afin de reproduire les dimensions de la zone d'interaction, qui sont de 8 mm longitudinalement et 4 mm transversalement. Les  $J/\psi$  sont uniformément distribués dans l'espace des quantités de mouvement transverses et des rapidités. Le programme de Monte-Carlo simule la désintégration isotrope du  $J/\psi$  en une paire d'électrons.

Les trajectoires des électrons sont calculées pas à pas dans les fenêtres de l'aimant par la méthode d'intégration numérique de Runge-Kutta sur une carte de champ magnétique de l'aimant de l'expérience UA6. Celles qui ne passent pas par les ouvertures fiducielles définies par l'aimant et les chambres du spectromètre magnétique sont rejetées.

Les points de passage des particules chargées dans les chambres sont discrétisés en tenant compte de l'efficacité des plans de fils d'anode, de l'espacement entre les fils d'anode et des positions des plans données par la détermination des positions des chambres. Un modèle cellulaire associe à une trajectoire un ou plusieurs fils d'anode par plan suivant l'angle d'attaque et le point de passage de la trajectoire dans le plan de fils d'anode considéré. A chaque fil d'anode est associée une cellule sensible rectangulaire. Le nombre de fils attribués au passage d'une particule chargée dans un plan de fils d'anode est donné, compte tenu de l'efficacité de ce dernier, par le nombre de cellules sensibles traversées par la particule.

Une gerbe électromagnétique est associée à la particule générée ; elle est extraite d'une banque de gerbes établie à partir des données antiproton-proton du calorimètre électromagnétique enregistrées en 1984. Ces gerbes proviennent de la désintégration d'un  $\pi^0$  ou d'un  $\eta$  en deux photons. Leurs *clusters* utilisés dans la fabrication de cette banque sont séparés de plus de 5 cm. Elles sont groupées en six classes d'énergie comprises entre 2, 8, 16, 30, 50, 80 et 120 GeV. L'énergie de la gerbe extraite de la classe

d'énergie considérée est renormalisée d'après l'énergie de la particule générée. Il s'est avéré que la résolution en énergie de cette banque de gerbes était affectée d'un certain nombre de biais. Les *clusters* des événements de Monte-Carlo sont utilisés par le programme Mambo pour la reconstruction des trajectoires, qui est uniquement liée à des critères géométriques. Lorsque l'énergie estimée avec le calorimètre est utilisée dans l'analyse des événements de Monte-Carlo, celle-ci est distribuée selon une loi de Gauss d'écart-type  $\sigma_E = 0.33 [\text{GeV}]^{1/2} \sqrt{E}$  autour de l'énergie de la particule générée.

Tant du point de vue du spectromètre magnétique que du calorimètre électromagnétique, les événements de Monte-Carlo sont traités comme les données expérimentales, en ce sens que ce sont les mêmes modules d'analyse qui sont utilisés dans les deux cas. Il est en outre possible d'injecter des événements de Monte-Carlo dans des données expérimentales et d'analyser ces données hybrides de la même manière que les données expérimentales. Les résultats de l'analyse des événements de Monte-Carlo et de l'analyse des données hybrides sont écrits dans le même format DST que les données expérimentales, à ceci près que les informations physiques des particules générées par le programme de Monte-Carlo, et plus particulièrement les fils d'anode associés par le programme de Monte-Carlo à la trajectoire d'une particule chargée, sont également mémorisées.

## 2. Détermination de l'efficacité des plans de fils d'anode

Si  $\epsilon_{PC}$  est l'efficacité d'un plan de fils d'anode, en supposant qu'elle est la même pour les  $n$  plans que compte le spectromètre, la probabilité qu'une particule chargée soit détectée par  $i$  plans de fils d'anodes  $P(\{i\})$  suit une loi binomiale.

$$P(\{i\}) = \binom{n}{i} \epsilon_{PC}^i (1 - \epsilon_{PC})^{n-i}$$

Le programme de Monte-Carlo permet de déterminer les performances du programme Mambo dans des événements exempts de bruit de fond définis comme les événements dans lesquels tous les fils touchés des chambres d'un bras sont associés à la trajectoire d'une particule chargée. Si  $\epsilon_{i/j}$  est l'efficacité du programme Mambo [Table 7] pour associer  $j$  fils touchés à la trajectoire d'une particule effectivement détectée par  $i$  plans de fils d'anode dans des événements exempts de bruit de fond, la probabilité que le programme Mambo reconstruise une trajectoire à  $j$  fils touchés  $P(\{j\})$  ne dépend que de ses performances et de l'efficacité  $\epsilon_{PC}$  des plans de fils d'anode.

$$P(\{/j\}) = \sum_{m=j}^n \binom{n}{m} \epsilon_{PC}^m (1 - \epsilon_{PC})^{n-m} \epsilon_{m/j}$$

$$\epsilon_{9/9} = 0.995$$

$$\epsilon_{8/8} = 0.940 \pm 0.004$$

$$\epsilon_{9/8} < 7 \times 10^{-4}$$

$$\epsilon_{8/7} = 0.057 \pm 0.004$$

$$\epsilon_{9/7} < 1 \times 10^{-4}$$

$$\epsilon_{7/7} = 0.612 \pm 0.021$$

[Table 7] Efficacités  $\epsilon_{i/j}$  du programme Mambo pour associer  $j$  fils touchés à la trajectoire d'une particule effectivement détectée par  $i$  plans de fils d'anode dans des événements exempts de bruit de fond. Le programme Mambo ne reconstruit pas de trajectoire à moins de 7 fils touchés, pour autant que les fils manquants ne soient pas dans deux plans de fils d'anode U ou V appartenant à des chambres différentes.

En supposant que l'efficacité des plans de fils d'anode  $\epsilon_{PC}$  est la même pour les 9 plans de fils d'anode des chambres situées derrière l'aimant, les rapports entre les nombres de trajectoires reconstruites par le programme Mambo avec 9 fils touchés et 8 ou 7 fils touchés dans des événements exempts de bruit de fond permettent de déterminer indépendamment  $\epsilon_{PC}$ .

$$P(\{/9\}) = \epsilon_{PC}^9 \epsilon_{9/9}$$

$$P(\{/8\}) = \epsilon_{PC}^9 \epsilon_{9/8} + 9\epsilon_{PC}^8 (1 - \epsilon_{PC}) \epsilon_{8/8}$$

$$P(\{/7\}) = \epsilon_{PC}^9 \epsilon_{9/7} + 9\epsilon_{PC}^8 (1 - \epsilon_{PC}) \epsilon_{8/7} + 36\epsilon_{PC}^7 (1 - \epsilon_{PC})^2 \epsilon_{7/7}$$

$$\epsilon_{PC} = \frac{9\epsilon_{8/8}}{\frac{P(\{/8\})}{P(\{/9\})} \epsilon_{9/9} - \epsilon_{9/8} + 9\epsilon_{8/8}}$$

$$\epsilon_{PC}^2 \left( \frac{P(\{/7\})}{P(\{/9\})} \epsilon_{9/9} - \epsilon_{9/7} + 9\epsilon_{8/7} - 36\epsilon_{7/7} \right) - \epsilon_{PC} (9\epsilon_{8/7} - 72\epsilon_{7/7}) - 36\epsilon_{7/7} = 0$$

Le programme Mambo a reconstruit 311 trajectoires de types AB et ABC avec 9 fils touchés, 90 trajectoires de types AB et ABC avec 8 fils touchés et 8 trajectoires de types AB et ABC avec 7 fils touchés dans des événements exempts de bruit de fond des

données proton-proton et antiproton-proton. Ces événements sont répartis dans tous les *runs* que contiennent ces données. L'efficacité des plans de fils d'anode déterminée en considérant le rapport entre le nombre de trajectoires reconstruites avec 8 fils touchés et le nombre de trajectoires reconstruites avec 9 fils touchés vaut  $\epsilon_{PC} = 0.97 \pm 0.01$  ; celle obtenue en considérant le rapport entre le nombre de trajectoires reconstruites avec 7 fils touchés et le nombre de trajectoires reconstruites avec 9 fils touchés vaut  $\epsilon_{PC} = 0.98 \pm 0.25$ . Ces deux estimations sont compatibles. Une efficacité de 97 % sera dorénavant utilisée par le programme de Monte-Carlo pour tous les plans de fils d'anode des chambres du spectromètre magnétique.

### 3. Détermination de la résolution du spectromètre magnétique

La **résolution intrinsèque** du spectromètre magnétique est déterminée à partir des événements de Monte-Carlo en utilisant uniquement les chambres situées derrière l'aimant.

$$\frac{\Delta p}{p} \propto p \Delta \theta$$

Le facteur de proportionnalité entre la résolution<sup>1</sup>  $\Delta p/p$  et  $p\Delta\theta$  ainsi que l'écart-type<sup>2</sup>  $\sigma_\theta$  de la mesure de l'angle de déflection de la trajectoire de la particule chargée après qu'elle a passé à travers le champ magnétique permettent de déterminer la résolution du spectromètre magnétique [Fig. 58].

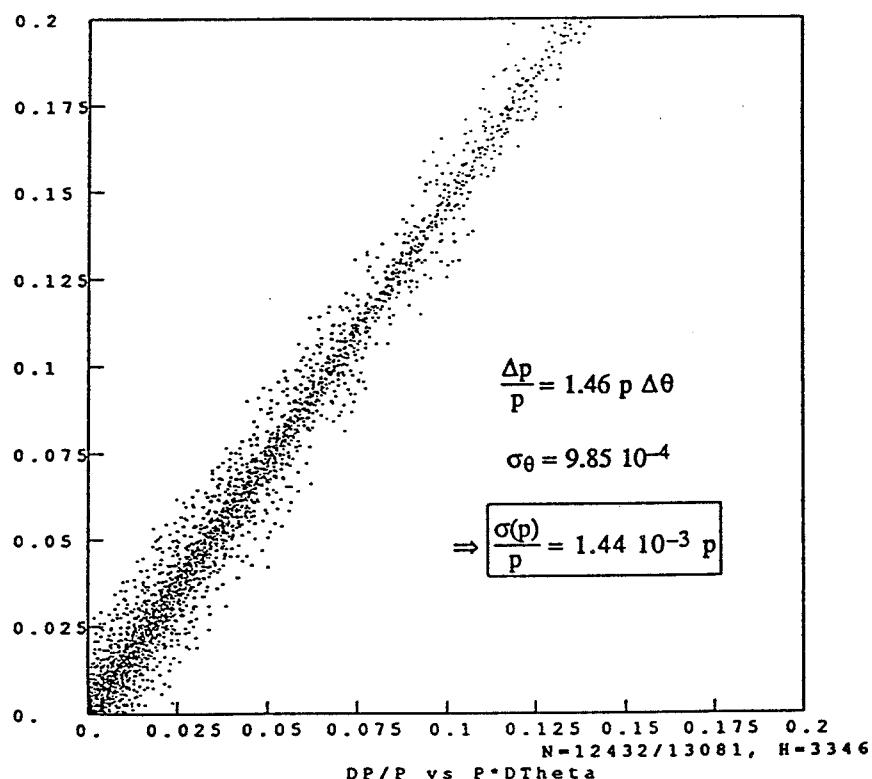
$$\sigma_p = 1.44 \times 10^{-3} [\text{GeV}]^{-1} p^2$$

Lorsqu'une seule trajectoire est générée dans chacun des bras de l'expérience par le programme de Monte-Carlo, sans tenir compte d'éventuels accompagnants fortuits, la résolution déterminée par la méthode de Monte-Carlo est idéale. Elle ne saurait correspondre, du fait des performances de la méthode de reconstruction, à une situation réelle où la particule chargée qui traverse le spectromètre magnétique est généralement accompagnée de plusieurs autres particules.

<sup>1</sup> Si  $p$  est la quantité de mouvement générée,  $\Delta p$  est la différence entre la quantité de mouvement générée et la quantité de mouvement reconstruite et  $\Delta\theta$  est la différence entre l'angle de déflection reconstruit et l'angle de déflection généré.

<sup>2</sup>  $\sigma_\theta$  est l'écart-type de la distribution de la différence entre l'angle de déflection généré et l'angle de déflection reconstruit.

La résolution effective du spectromètre magnétique se distingue de sa résolution intrinsèque par le fait qu'elle tient compte des multiplicités effectives des chambres. Elle est déterminée de la même manière que la résolution intrinsèque à partir des trajectoires reconstruites par le programme Mambo dans des données hybrides générées avec une efficacité de 97 % par plan de fils d'anode. Elle vaut  $\sigma_p = 2.10 \times 10^{-3} [\text{GeV}]^{-1} p^2$ . La détérioration de la résolution du spectromètre magnétique en présence de multiplicité est essentiellement due à l'adjonction à la trajectoire reconstruite de fils touchés qui ne résultent pas du passage de la particule détectée.

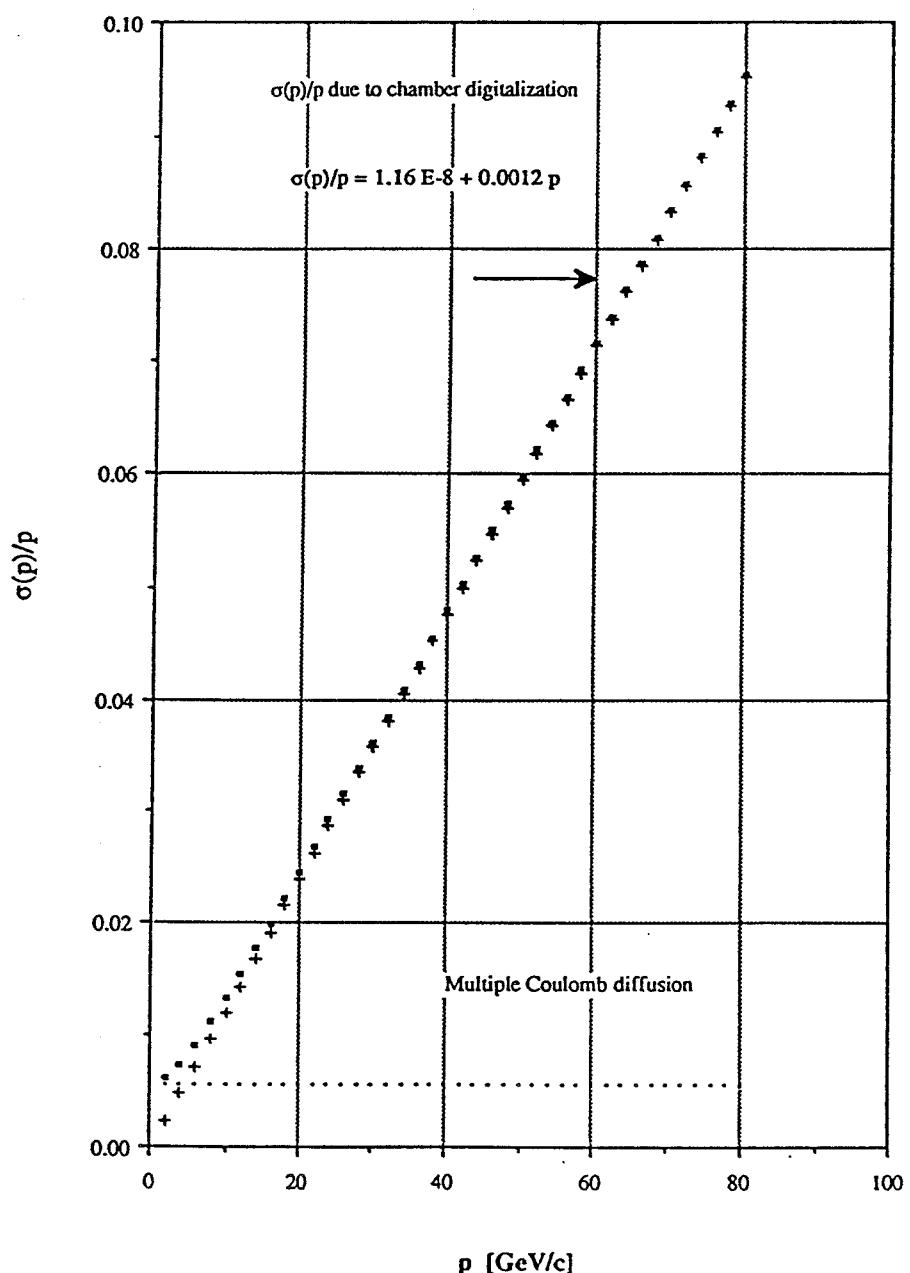


[Fig. 58] Histogramme biparamétrique de la résolution  $\Delta p/p$  en fonction de  $p\Delta\theta$ . L'échelle des abscisses est en [rad GeV/c].

#### 4. Effet de la diffusion multiple sur la résolution du spectromètre magnétique

La diffusion multiple n'a pratiquement aucun effet sur la résolution du spectromètre magnétique, si ce n'est en-dessous de 10 GeV/c où elle la détériore faiblement<sup>1</sup> [Fig. 59].

<sup>1</sup> Voir complément F<sub>III</sub>.



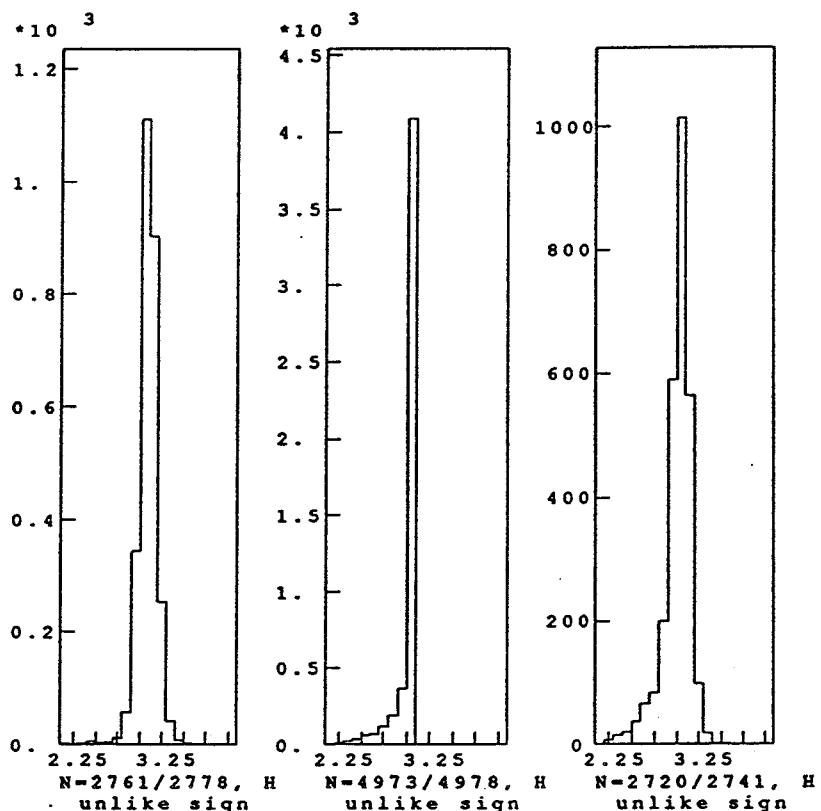
[Fig. 59] Résolution du spectromètre magnétique en fonction de la quantité de mouvement (croix) et en incluant l'effet de la diffusion multiple (points) sur la résolution du spectromètre magnétique (carrés). L'échelle des abscisses est en  $[\text{GeV}/c]$ .

##### 5. Effet du rayonnement de freinage sur la résolution du spectromètre magnétique

Un électron peut perdre une grande partie de son énergie par **rayonnement de freinage** (*bremsstrahlung*). Si les pertes d'énergie ont lieu dans la matière située devant l'aimant, la déflexion de l'électron dans le champ magnétique est affectée et la quantité de mouvement mesurée par le spectromètre magnétique est diminuée d'autant. Si les pertes d'énergie ont lieu dans la matière située derrière l'aimant, la mesure de la quantité de

mouvement de l'électron par le spectromètre magnétique n'est pas affectée, car le rayonnement de freinage ne modifie pratiquement pas la direction de la trajectoire de l'électron.

$$\omega(E, E_0, L_{\text{rad}}) dE = \frac{dE}{E_0} \frac{\left[ \ln \left( \frac{E_0}{E} \right) \right]^{\frac{L_{\text{rad}}}{\ln 2}} - 1}{\Gamma(L_{\text{rad}}/\ln 2)}$$



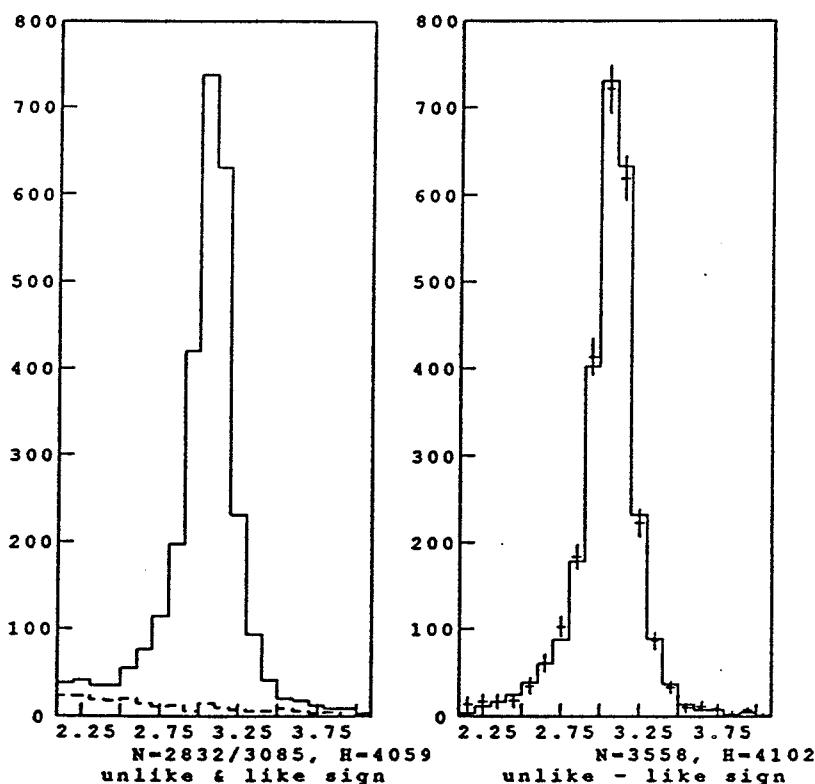
[Fig. 60] Spectres de masse effective électron-positon des trajectoires reconstruites dans des données hybrides générées sans perte d'énergie par rayonnement de freinage (à gauche), des trajectoires des événements de Monte-Carlo générés (sans reconstruction) avec pertes d'énergie par rayonnement de freinage (au milieu) et des trajectoires reconstruites dans des données hybrides générées avec pertes d'énergie par rayonnement de freinage (à droite). Les échelles sont en  $[\text{GeV}/c^2]$ .

Le programme de Monte-Carlo distribue les pertes d'énergie des électrons par rayonnement de freinage dans la matière située devant l'aimant selon la densité de probabilité  $\omega(E, E_0, L_{\text{rad}})$ , où  $E_0$  et  $E$  sont les énergies initiale et finale de l'électron et  $L_{\text{rad}}$  la longueur des matériaux traversés par l'électron, exprimée en longueur de rayonnement [Réf. 45].  $\Gamma$  est la fonction gamma.

L'effet des pertes d'énergie par rayonnement de freinage est d'élargir le pic de masse

effective électron-positon du  $J/\psi$  vers la gauche, c'est-à-dire vers les petites masses [Fig. 60].

## 6. Estimation de la contribution du bruit de fond combinatoire au spectre de masse effective électron-positon



[Fig. 61] Spectres de masse effective électron-positon *unlike sign* (trait continu, à gauche) et *like sign* (trait interrompu, à gauche) de données hybrides. Le bruit de fond combinatoire est ici principalement constitué par les trajectoires des événements dans lesquels ont été injectés les paires d'électrons générées par le programme de Monte-Carlo. La soustraction des spectres de masse effective *unlike sign* et *like sign* (croix, à droite) reproduit le spectre de masse effective électron-positon des  $J/\psi$  générés par le programme de Monte-Carlo (trait continu, à droite). Les barres d'erreur du spectre de masse effective *unlike - like sign* correspondent à l'erreur statistique. Les échelles sont en  $[\text{GeV}/c^2]$ .

Le spectre de masse effective électron-positon est obtenu en calculant pour chaque événement la masse effective de toutes les combinaisons possibles de paires de candidats électrons de charges opposées. Ceci entraîne une accumulation de paires d'électrons fortuites dont l'amplitude doit être déterminée.

Le spectre de masse effective *like sign* des paires d'électrons de même charge résulte

uniquement de la combinatoire ; il reproduit de façon satisfaisante la contribution du bruit de fond combinatoire au spectre de masse effective *unlike sign* des paires d'électrons de charges opposées [Fig. 61]. L'élimination de la contribution du bruit de fond combinatoire au spectre de masse effective électron-positon *unlike sign* est réalisée par soustraction du spectre de masse effective *like sign*.

### 7. Détermination de l'acceptance géométrique

Dans le but de s'abstraire de tout problème de génération lié à la distribution physique des  $J/\psi$ , l'acceptance géométrique est déterminée par le programme de Monte-Carlo en fonction de la quantité de mouvement transverse et de la rapidité du  $J/\psi$ . Elle est donnée par la fraction des  $J/\psi$ , qui sont générés uniformément dans l'espace des quantités de mouvement transverses et des rapidités, dont les électrons de désintégration sont séparément acceptés dans les zones fiducielles des bras *top* et *bottom*. L'effet des pertes d'énergie par rayonnement de freinage ainsi que l'effet de la résolution du spectromètre magnétique sont négligés.

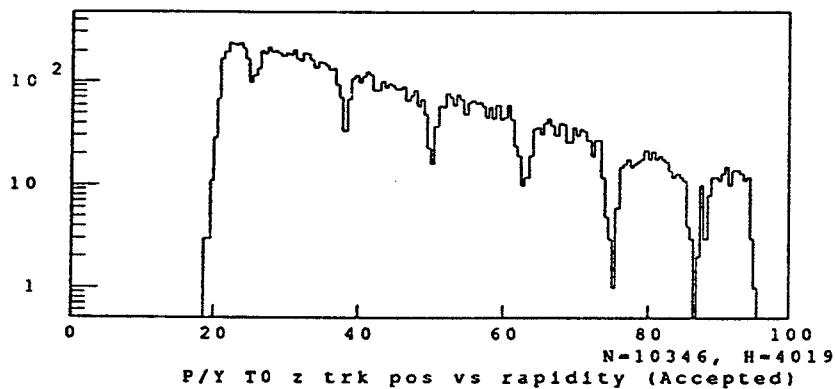
La taille des cellules de l'espace de phase est de 0.05 en rapidité et 0.1 GeV/c en quantité de mouvement transverse. La fenêtre de rapidité acceptée par l'expérience UA6 est comprise entre -0.5 et 1.2. L'acceptance moyenne de l'expérience UA6 est d'environ 15 %.

### 8. Détermination de l'efficacité de la condition de déclenchement TEST-CAL

Pendant les campagnes d'acquisition de données de 1985 et de 1986, l'état de fonctionnement de la condition de déclenchement TEST-CAL fut modifié à plusieurs reprises. Le taux d'acquisition de données était contenu de cette manière dans des limites raisonnables. L'efficacité de la condition de déclenchement TEST-CAL est déterminée par le programme de Monte-Carlo en fonction de la quantité de mouvement transverse et de la rapidité du  $J/\psi$  pour chaque variation de la condition de déclenchement TEST-CAL.

Un  $J/\psi$  généré sans perte d'énergie par rayonnement de freinage dans l'ouverture fiduciale des détecteurs de l'expérience UA6 est accepté par la condition de déclenchement TEST-CAL si les électrons de désintégration satisfont la condition de déclenchement de leur bras respectif telle que définie dans le sous-chapitre précédent. Les erreurs de mesure de la longueur d'atténuation des scintillateurs et des gains des photomultiplicateurs ainsi que les erreurs de calibration des seuils des discriminateurs sont incluses. Dans le but de reproduire les zones d'inefficacité des compteurs  $T\emptyset$ , un modèle répartit l'énergie de l'électron entre deux scintillateurs contigus lorsque la gerbe électromagnétique correspondante traverse les compteurs  $T\emptyset$  à moins de 2 cm d'une interface entre deux scintillateurs [Fig. 62]. L'énergie de l'électron est répartie proportionnellement à la distance du point d'impact de l'électron sur le plan des

compteurs  $T\emptyset$  par rapport au bord du scintillateur. Les zones d'inefficacités des compteurs  $T\emptyset$  entraînent une perte d'environ 10 % des électrons qui traversent les compteurs  $T\emptyset$ .



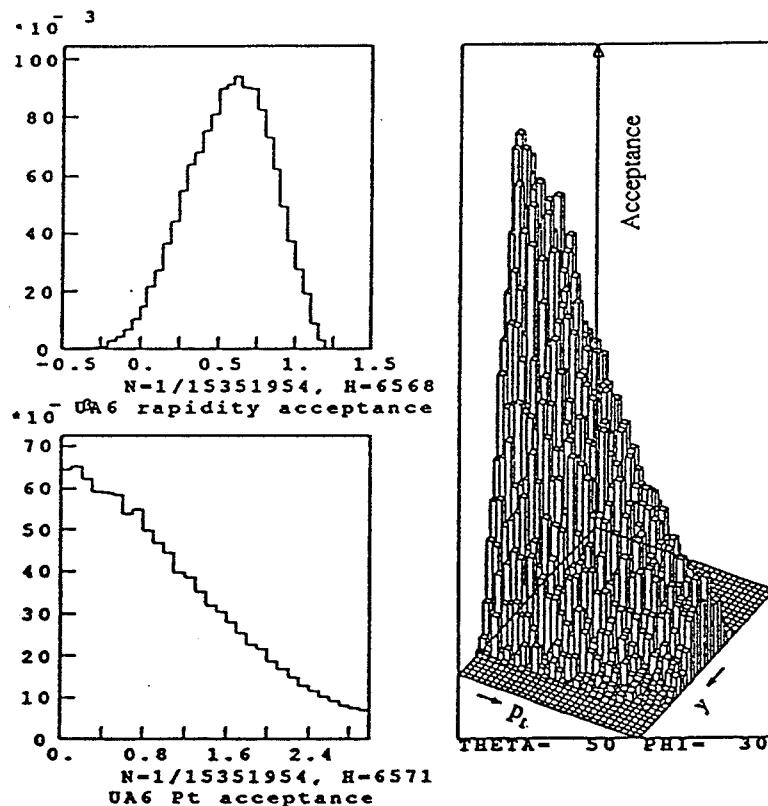
[Fig. 62] Histogramme de la coordonnée verticale du point d'impact des trajectoires des particules acceptées par la simulation de la condition de déclenchement TEST-CAL sur le plan des compteurs  $T\emptyset$  pour des événements de Monte-Carlo. L'échelle est en [cm].

L'efficacité de la condition de déclenchement TEST-CAL est donnée par la fraction des  $J/\psi$  acceptés dans l'ouverture fiduciale des détecteurs de l'expérience UA6 dont les électrons de désintégration sont séparément acceptés par la condition de déclenchement TEST-CAL. Elle peut varier du simple au double suivant les valeurs des seuils des discriminateurs et des gains des photomultiplicateurs des compteurs  $T\emptyset$  et vaut en moyenne environ 55 % dans la fenêtre de rapidité acceptée par l'expérience UA6. Cette faible efficacité est moins due aux fréquentes variations de la condition de déclenchement TEST-CAL qu'au fait que cette condition de déclenchement utilise les compteurs  $T\emptyset$  dont les discriminateurs sont réglés de manière à sélectionner les particules de grande quantité de mouvement transverse. L'examen des données de l'expérience montre que le seuil moyen était d'environ 1.5 GeV/c sur la distribution de la quantité de mouvement transverse des électrons de désintégration des candidats  $J/\psi$ .

## 9. Les matrices d'efficacité-acceptance

Le produit des valeurs de l'acceptance géométrique et de l'efficacité de la condition de déclenchement TEST-CAL en fonction de la quantité de mouvement transverse et de la rapidité forment une **matrice d'efficacité-acceptance** [Fig. 63]. Une matrice différente est définie pour chaque variation de la condition de déclenchement TEST-CAL. Ces matrices permettent de normaliser la statistique des candidats  $J/\psi$  en fonction de la

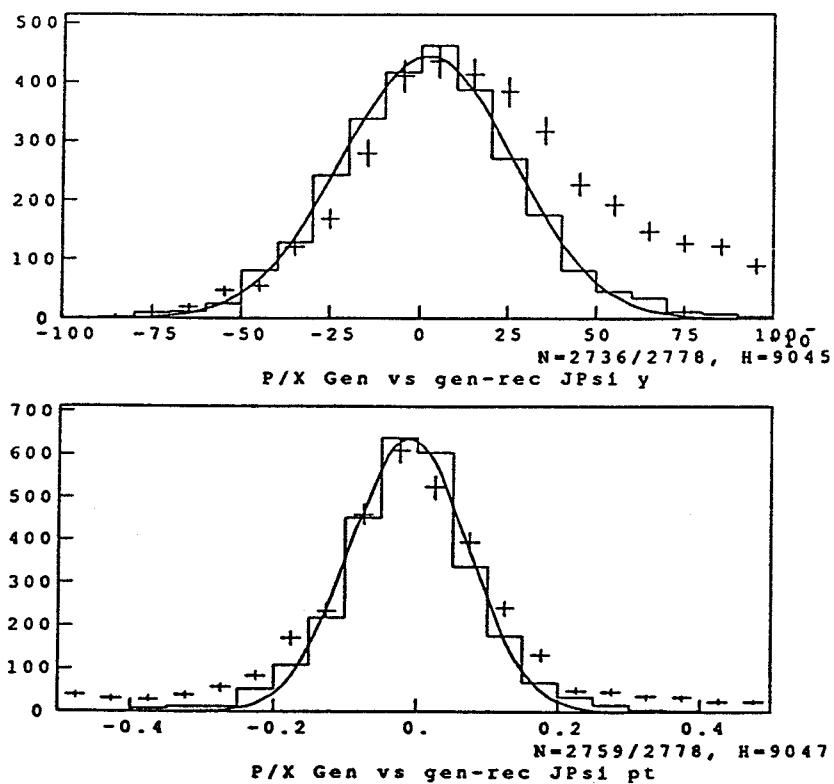
quantité de mouvement transverse et de la rapidité de chaque candidat  $J/\psi$ . L'effet des résolutions en énergie du spectromètre magnétique et du calorimètre électromagnétique ainsi que l'effet des pertes d'énergie par rayonnement de freinage dans la matière située devant l'aimant ne sont pas pris en compte dans l'estimation des matrices d'efficacité-acceptance. Ces effets seront discutés dans la dernière partie de ce chapitre.



[Fig. 63] Représentation de la matrice d'efficacité-acceptance en fonction de la quantité de mouvement transverse et de la rapidité du  $J/\psi$  (à droite) et projections de la matrice d'efficacité-acceptance sur la rapidité (en haut, à gauche) et sur la quantité de mouvement transverse (en bas, à gauche). L'échelle de quantité de mouvement est en [GeV/c].

#### 10. Effet du rayonnement de freinage sur l'estimation de la rapidité et de la quantité de mouvement transverse du $J/\psi$

Le rayonnement de freinage a pour effet d'élargir le pic de masse effective électron-positon du  $J/\psi$  vers la gauche. L'estimation de la rapidité d'un  $J/\psi$  dont l'électron ou le positon de désintégration a perdu une partie de son énergie par rayonnement de freinage est en moyenne inférieure à la rapidité effective du  $J/\psi$  lorsque la masse tabulée du  $J/\psi$ , qui est estimée à  $3.097 \text{ GeV}/c^2$  [Réf. 6], est utilisée pour déterminer l'énergie du  $J/\psi$  [Fig. 64].



[Fig. 64] Histogrammes de la différence entre la rapidité (en haut), respectivement la quantité de mouvement transverse (en bas), d'un  $J/\psi$  générée sans perte d'énergie par rayonnement de freinage (trait continu) et avec pertes d'énergie par rayonnement de freinage (croix) et la rapidité, respectivement la quantité de mouvement transverse, déterminée à partir de données hybrides en utilisant la masse tabulée du  $J/\psi$ . Les résolutions en rapidité et en quantité de mouvement transverse obtenues par un ajustement de la loi de Gauss à partir de données hybrides générées sans perte d'énergie par rayonnement de freinage valent 0.02 et 0.08 GeV/c. L'échelle de quantité de mouvement est en [GeV/c].

L'estimation de la rapidité d'un  $J/\psi$  peut être améliorée en utilisant la valeur de la masse effective de la paire d'électrons, au lieu de la masse tabulée du  $J/\psi$ , pour calculer son énergie.

$$y = \frac{1}{2} \ln \left( \frac{E + p_L}{E - p_L} \right) \approx \frac{p_L}{E}$$

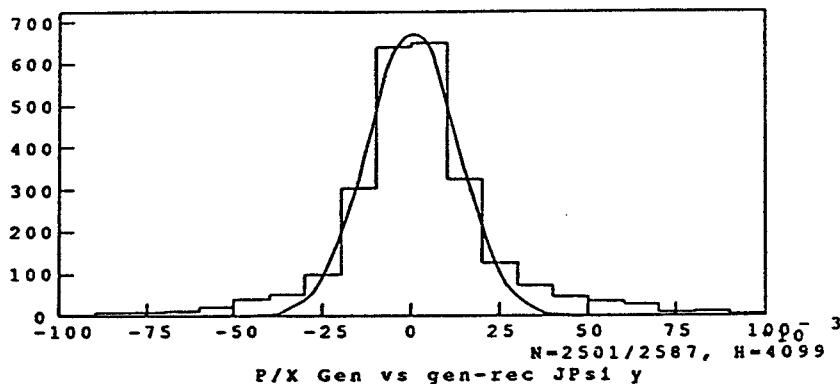
Pour un  $J/\psi$  de petite quantité de mouvement transverse,  $E^2 \approx p_L^2 + m^2$ .

$$y \approx \frac{p_L}{E} = \frac{p_L}{\sqrt{p_L^2 + m^2}} = \frac{1}{\sqrt{1 + \frac{m^2}{p_L^2}}} \approx 1 - \frac{1}{2} \frac{m^2}{p_L^2}$$

Si la paire d'électrons de désintégration d'un  $J/\psi$  est symétrique,  $p_1 = p_2 \equiv p_e$  et  $p_L = (p_1 + p_2)$ , d'où  $p_L^2 = 2p_e^2 (1 + \cos\theta)$ .

$$m^2 \cong 2p_1 p_2 (1 - \cos\theta) \cong 2p_e^2 (1 - \cos\theta) = p_L^2 \frac{(1 - \cos\theta)}{(1 + \cos\theta)}$$

Il s'ensuit que la rapidité de la paire d'électrons ne dépend, en première approximation, que de l'angle d'ouverture  $\theta$  de la paire d'électrons. Cet angle n'étant pratiquement pas modifié par le rayonnement de freinage, la valeur de la masse effective de la paire diminue à peu près proportionnellement à la quantité de mouvement de la paire lorsque celle-ci perd de l'énergie par rayonnement de freinage. L'utilisation de cette valeur dans le calcul de la rapidité permet, en moyenne et pour des  $J/\psi$  de petite quantité de mouvement transverse, de mieux estimer la rapidité du  $J/\psi$  [Fig. 65].

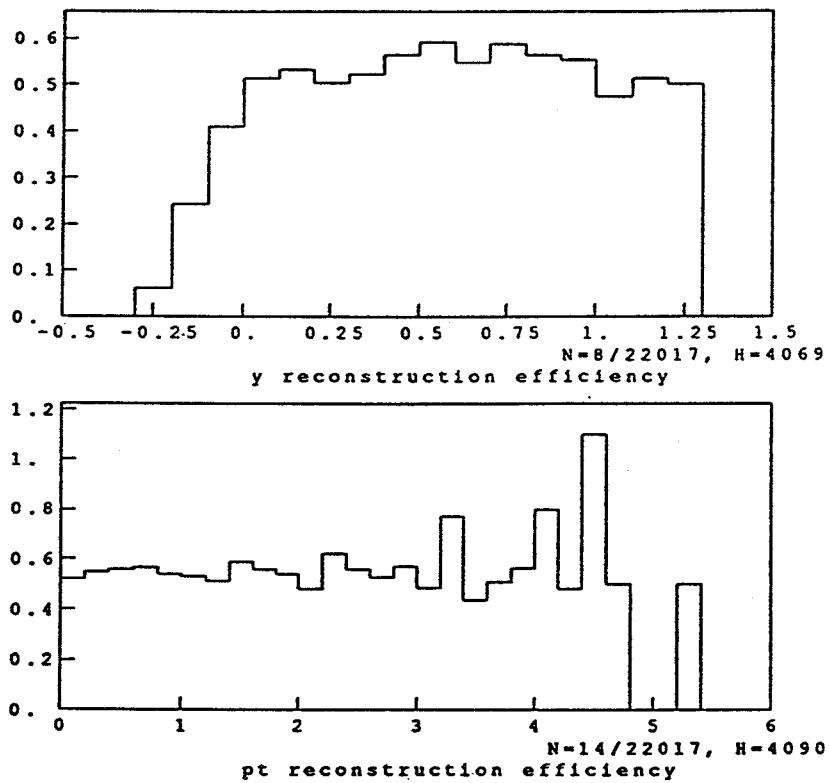


[Fig. 65] Histogramme de la différence entre la rapidité d'un  $J/\psi$  générée avec pertes d'énergie par rayonnement de freinage et la rapidité déterminée à partir de données hybrides en utilisant la valeur de la masse effective de la paire électron-positon au lieu de la masse tabulée du  $J/\psi$ . La résolution en rapidité obtenue par un ajustement de la loi de Gauss vaut 0.01.

### 11. Détermination de l'efficacité de reconstruction du programme Mambo

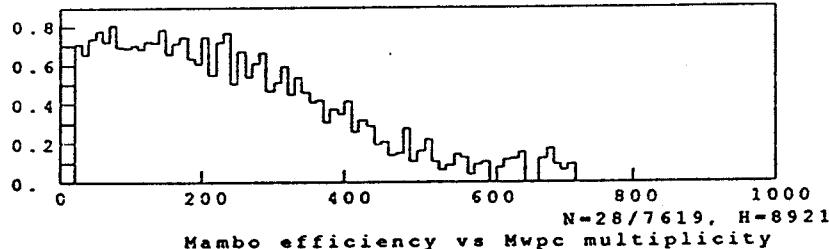
L'efficacité de reconstruction du programme Mambo est déterminée à partir de données hybrides générées avec pertes d'énergie par rayonnement de freinage et acceptées par la condition de déclenchement TEST-CAL. La trajectoire d'une particule injectée par le programme de Monte-Carlo est considérée comme reconstruite lorsqu'au moins deux fils touchés dans deux chambres correspondent aux fils associés à la trajectoire de la particule par le programme de Monte-Carlo. L'efficacité de reconstruction du programme Mambo pour une paire d'électrons résultant de la désintégration isotrope d'un  $J/\psi$  diminue rapidement lorsque la rapidité du  $J/\psi$  est négative [Fig. 66]. En effet, l'un des électrons de désintégration se trouve dans ce cas généralement près du faisceau où les multiplicités sont élevées et où l'efficacité de reconstruction du programme Mambo est par conséquent

plus faible [Fig. 67]. Seuls les  $J/\psi$  produits dans l'hémisphère avant seront par conséquent pris en compte.



[Fig. 66] Efficacités de reconstruction du programme Mambo pour une paire d'électrons de désintégration isotrope d'un  $J/\psi$  en fonction de la rapidité (en haut) et de la quantité de mouvement transverse (en bas) du  $J/\psi$ . Les trajectoires reconstruites dans des données hybrides générées avec pertes d'énergie par rayonnement de freinage et acceptées par la simulation de la condition de déclenchement TEST-CAL sont de types AB et ABC et de quantité de mouvement comprise entre 10 et 100 GeV/c. L'échelle de quantité de mouvement est en [GeV/c].

L'efficacité de reconstruction du programme Mambo vaut  $(55 \pm 1)\%$  pour la désintégration isotrope d'un  $J/\psi$  de rapidité positive en une paire d'électrons dont les trajectoires sont de types AB et ABC et dont les quantités de mouvement sont comprises entre 10 et 100 GeV/c. Cette efficacité ne dépend pas de la distribution en quantité de mouvement transverse et en rapidité du  $J/\psi$  : elle est la même lorsque les  $J/\psi$  générés sont distribués uniformément en fonction de la quantité de mouvement transverse et de la rapidité et lorsqu'ils sont distribués d'après la paramétrisation de Bourquin-Gaillard [Réf. 46] de la section efficace différentielle de production du  $J/\psi$  dans les collisions proton-proton.



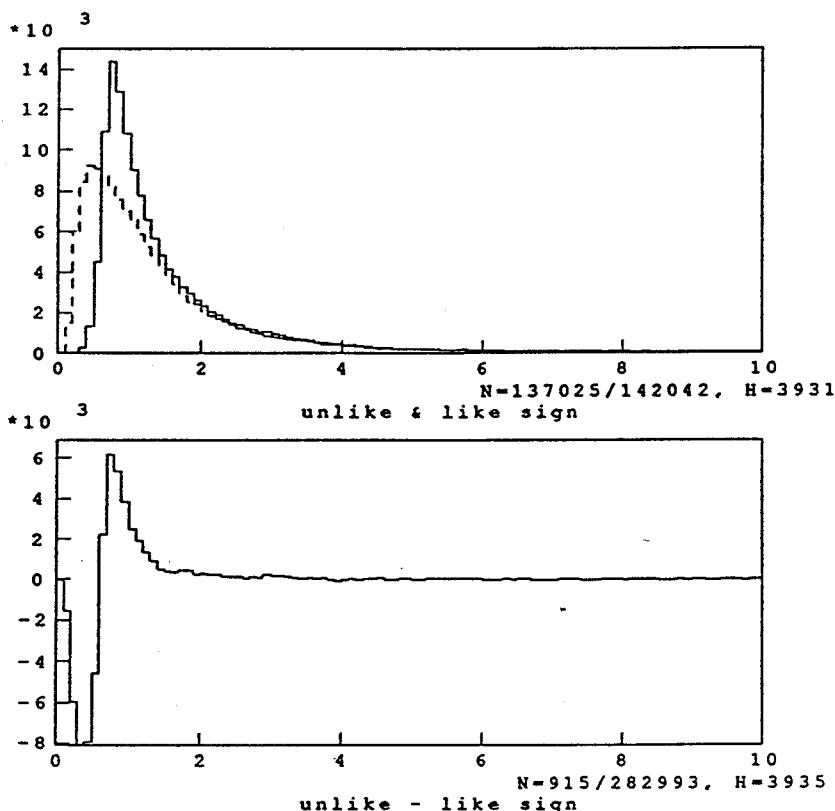
[Fig. 67] Efficacité de reconstruction du programme Mambo pour la désintégration isotrope d'un  $J/\psi$  de rapidité positive en une paire d'électrons en fonction de la multiplicité des fils touchés dans les chambres situées derrière l'aimant. Les trajectoires reconstruites dans des données hybrides générées avec pertes d'énergie par rayonnement de freinage et acceptées par la simulation de la condition de déclenchement TEST-CAL sont de types AB et ABC et de quantité de mouvement comprise entre 10 et 100  $\text{GeV}/c$ .

Environ 6 % des électrons de désintégration du  $J/\psi$  générés d'après la paramétrisation de Bourquin-Gaillard sont perdus lorsque les trajectoires de type A sont rejetées et moins de 1 % des électrons de désintégration du  $J/\psi$  dont les trajectoires sont de types AB et ABC sont encore perdus en n'acceptant que les trajectoires dont la quantité de mouvement est comprise entre 10 et 100  $\text{GeV}/c$ . L'efficacité de reconstruction du programme Mambo pour une paire d'électrons de désintégration isotrope d'un  $J/\psi$  de rapidité positive vaut donc environ 65 % et l'efficacité de reconstruction du programme Mambo pour un électron de désintégration d'un  $J/\psi$  de rapidité positive vaut environ 80 %.

## E. Analyse des données DST

### 1. Spectre de masse effective électron-positon

Le spectre de masse effective électron-positon des données<sup>1</sup> DST ne montre qu'une trace très équivoque du  $J/\psi$  [Fig. 68].



[Fig. 68] Spectres de masse effective électron-positon des paires *top-bottom* de trajectoires de types A, AB et ABC des données proton-proton et antiproton-proton. La statistique des paires *top-bottom* de même charge – *like sign* – (trait interrompu, en haut) est soustraite à la statistique des paires *top-bottom* de charges opposées – *unlike sign* – (trait continu, en haut) pour donner le spectre de masse effective *unlike – like sign* (en bas). Les échelles sont en [GeV/c<sup>2</sup>].

Les spectres de masse effective *unlike sign* et *like sign* semblent indiquer la présence d'un important bruit de fond constitué de paires de conversion de basse énergie. Ils résultent

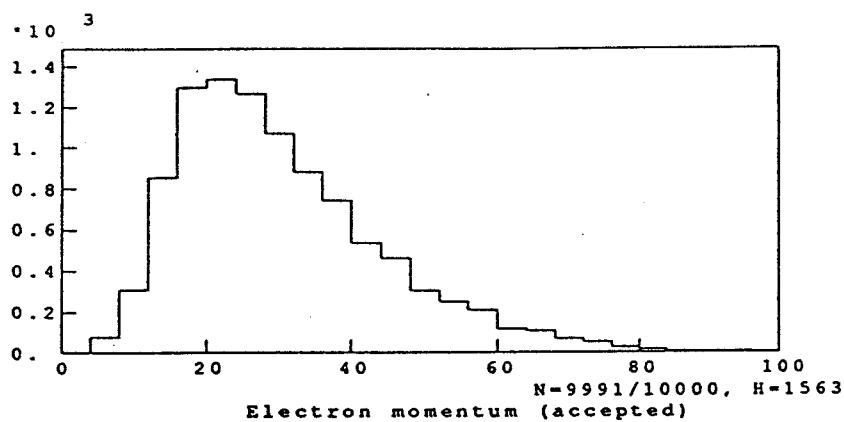
<sup>1</sup> Les données DST sont constituées des événements comprenant au moins une trajectoire de type A, AB ou ABC dans chacun des bras *top* et *bottom*.

essentiellement du bruit de fond combinatoire donné par les associations fortuites de paires *top-bottom* de trajectoires et différent à petite masse : le déplacement du seuil entre les spectres de masse effective *unlike sign* et *like sign* est dû au fait que les trajectoires des paires de conversion sont reconstruites à tort comme si leur vertex correspondait au point d'interaction. Bien que ces deux spectres soient différents à petite masse effective, au-dessus de  $2 \text{ GeV}/c^2$ , ils semblent approximativement identiques : le spectre de masse effective *like sign* semble effectivement reproduire le bruit de fond combinatoire du spectre de masse effective *unlike sign* au-dessus de  $2 \text{ GeV}/c^2$ .

## 2. Première sélection des données DST

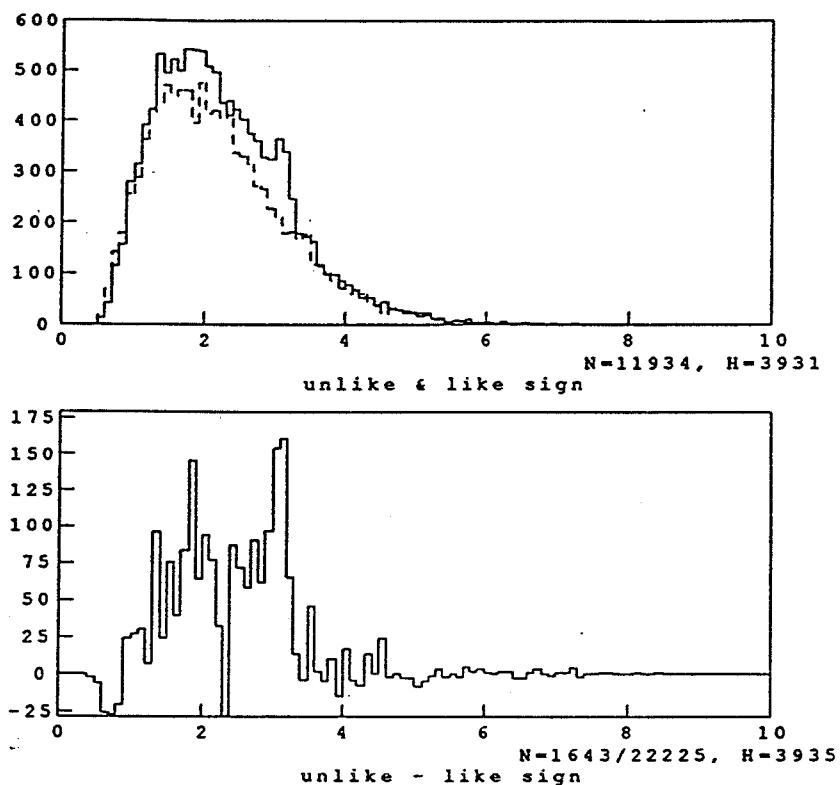
Les trajectoires de types AB et ABC procèdent d'une corrélation plus importante entre le spectromètre et le calorimètre que les trajectoires de type A. Ces dernières résultent souvent d'associations fortuites du programme Mambo. De plus, les trajectoires de type A correspondent fréquemment à des électrons de basse énergie, c'est-à-dire des électrons de moins de  $10 \text{ GeV}$ , qui ne développent pas forcément une gerbe électromagnétique au-delà du module A du calorimètre. Ceux-ci proviennent principalement des paires de conversion produites dans la matière avoisinant les détecteurs de l'expérience UA6. Un premier critère consiste à ne sélectionner que les trajectoires de types AB et ABC.

Aucun électron de plus de  $100 \text{ GeV}/c$  n'est accepté dans l'ouverture fiducielles des détecteurs [Fig. 69] pour des événements de Monte-Carlo générés d'après la paramétrisation de Bourquin-Gaillard [Réf. 46] de la section efficace différentielle inclusive de production du  $J/\psi$  dans les collisions proton-proton.



[Fig. 69] Histogramme de la quantité de mouvement des électrons de désintégration du  $J/\psi$  acceptés dans l'ouverture fiducielles des détecteurs pour des événements de Monte-Carlo générés d'après la paramétrisation de Bourquin-Gaillard.

Un second critère consiste à sélectionner les trajectoires de quantité de mouvement comprise entre 10 et 100  $\text{GeV}/c$ . La distribution de la quantité de mouvement des électrons de désintégration du  $J/\psi$  acceptés dans l'ouverture fiduciale des détecteurs dépend de la distribution en quantité de mouvement transverse et en rapidité des  $J/\psi$  générés. La justification de ce second critère doit être vérifiée à posteriori, en observant la distribution de la quantité de mouvement des électrons de désintégration des candidats  $J/\psi$ .



[Fig. 70] Spectres de masse effective électron-positon des paires *top-bottom* de trajectoires des données proton-proton et antiproton-proton obtenus après la première sélection. La statistique des paires *top-bottom* de même charge – *like sign* – (trait interrompu, en haut) est soustraite à la statistique des paires *top-bottom* de charges opposées – *unlike sign* – (trait continu, en haut) pour donner le spectre de masse effective *unlike – like sign* (en bas). Les échelles sont en  $[\text{GeV}/c^2]$ .

Le spectre de masse effective électron-positon obtenu après la première sélection des données DST montre de manière non-équivoque la trace du  $J/\psi$  sous la forme d'une accumulation d'événements autour de  $3.1 \text{ GeV}/c^2$  [Fig. 70]. Cette accumulation reste cependant entourée d'un important bruit de fond résiduel.

### 3. Critères de sélection des électrons

Il n'est pas possible de distinguer les électrons des hadrons avec le spectromètre. Le détecteur à rayonnement de transition devait le permettre, mais son fonctionnement n'a pas toujours été optimal pendant les campagnes d'acquisition de données de 1985 et de 1986 : il était même en panne durant une bonne partie de la campagne d'acquisition de données de 1986. Il n'est par conséquent pas possible de l'utiliser pour sélectionner les électrons sans renoncer à une partie importante des données proton-proton et c'est avec le calorimètre, dans lequel les gerbes engendrées par des hadrons se développent plus tardivement que celles des électrons ou des photons, que des critères de sélection des électrons sont envisagés, parfois en corrélation avec le spectromètre.

**Les critères de position** consistent à vérifier les corrélations entre la position du point d'impact d'une particule chargée sur le calorimètre et la position du centre de gravité des *clusters* associés à la particule dans le calorimètre.

**Le critère d'énergie** consiste à vérifier la corrélation entre la quantité de mouvement d'une particule chargée mesurée par le spectromètre et l'énergie de la particule déterminée avec le calorimètre.

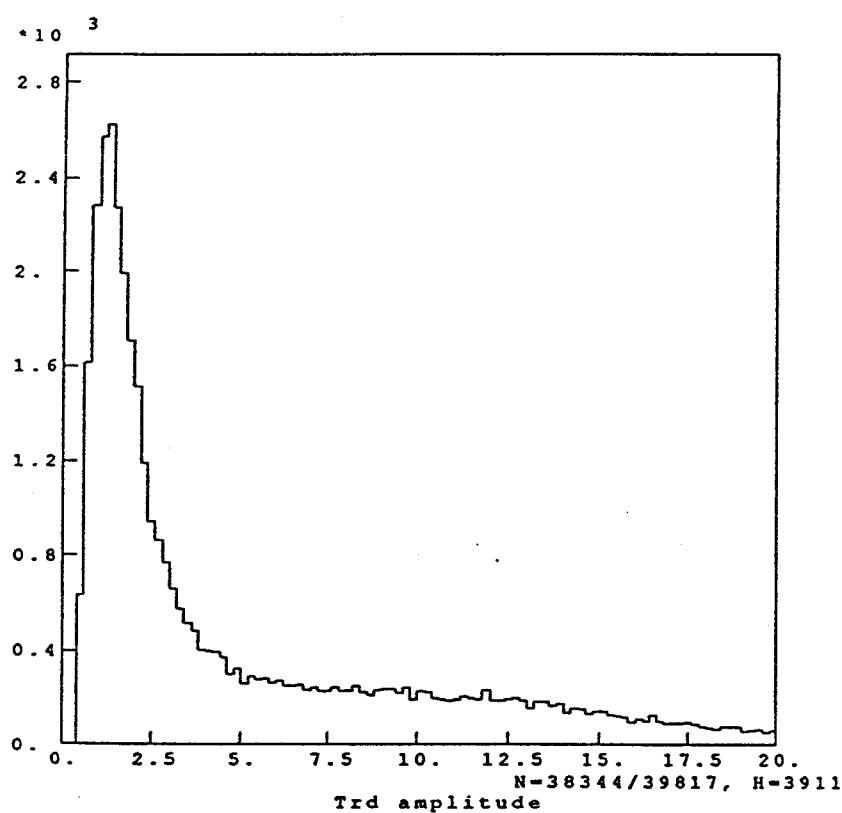
**Le critère de répartition longitudinale de l'énergie** consiste à vérifier le rapport entre l'énergie associée à une particule chargée dans les *clusters* du module A du calorimètre et la somme des énergies associées à la particule dans les modules A, B et C.

### 4. Définition d'un échantillon de candidats électrons

Bien que le fonctionnement du détecteur à rayonnement de transition n'ait pas été optimal pendant les campagnes d'acquisition de données de 1985 et de 1986, il est néanmoins possible de l'utiliser dans le but de définir un échantillon de candidats électrons.

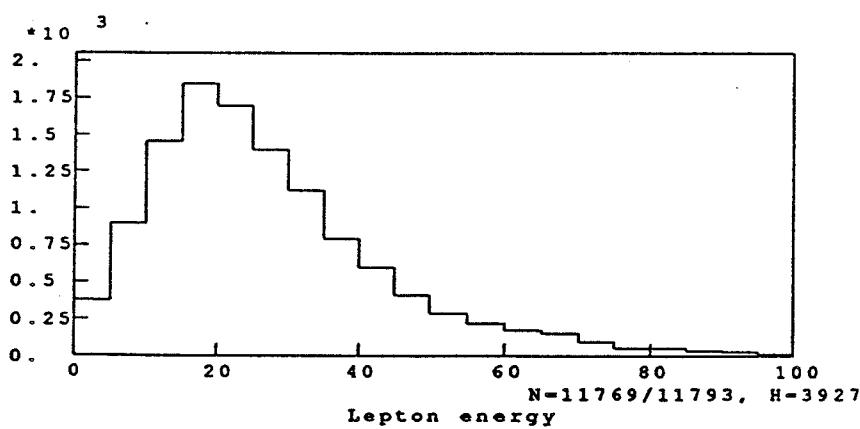
Afin d'éviter tout problème de superposition du rayonnement de transition produit par le passage de particules autres que la particule observée dans le radiateur au lithium, seules sont prises en considération les trajectoires de types AB et ABC pour lesquelles aucun<sup>1</sup> signal n'est observé dans les deux bandes verticales (*strip*) du détecteur à rayonnement de transition voisines de celles qui sont traversées par les particules considérées [Fig. 71]. Le but est moins de maximiser la taille de l'échantillon que de s'assurer qu'il est le plus pur possible. Dans le spectre d'amplitude du détecteur à rayonnement de transition, les trajectoires sélectionnées qui ne sont pas des électrons donnent lieu à un pic correspondant au minimum d'ionisation.

<sup>1</sup> Chaque bande du détecteur à rayonnement de transition doit dépasser un seuil d'un demi minimum d'ionisation pour être prise en considération.



[Fig. 71] Spectre d'amplitude du détecteur à rayonnement de transition pour les trajectoires de types AB et ABC pour lesquelles aucun signal n'est observé dans les deux bandes verticales du détecteur à rayonnement de transition voisines de celles qui sont traversées par les particules. L'échelle est en unités de minium d'ionisation.

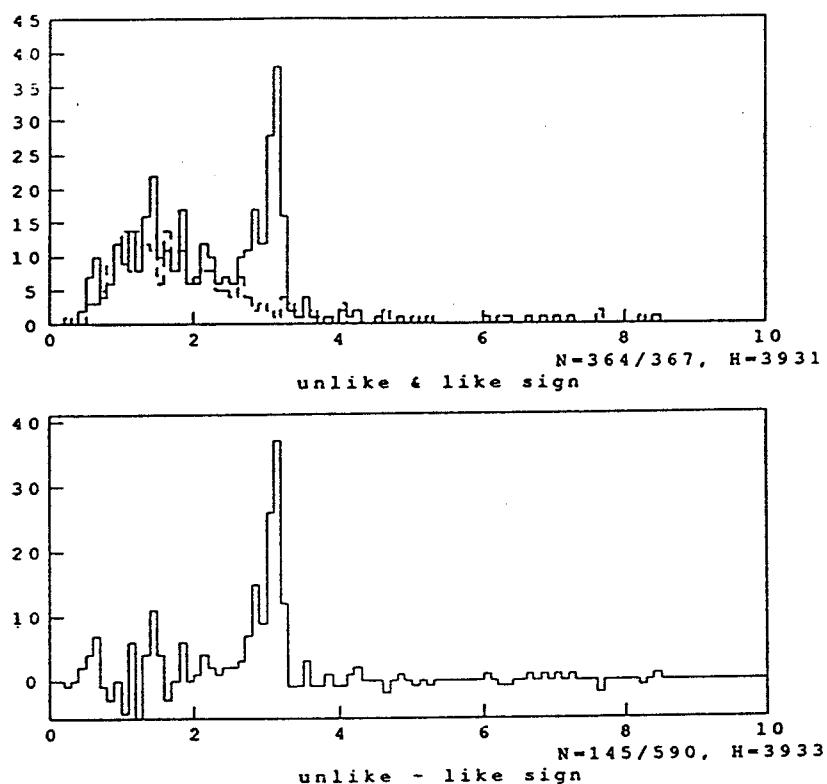
Un échantillon de candidats électrons est défini en sélectionnant toutes les trajectoires



[Fig. 72] Histogramme de la quantité de mouvement des candidats électrons mesurée par le spectromètre magnétique. L'échelle est en [GeV/c].

associées à un signal de la bande du détecteur à rayonnement de transition considérée dont l'amplitude dépasse sept fois le minimum d'ionisation [Fig. 72].

Le pic de masse effective électron-positon du  $J/\psi$  est clairement observé pour les paires *top-bottom* de trajectoires de cet échantillon [Fig. 73]. Il reste cependant une accumulation de paires de petite masse qui résultent d'associations fortuites paires *top-bottom* de trajectoires correspondant à des électrons issus de la conversion d'un photon ou de la désintégration de Dalitz d'un  $\pi^0$ .

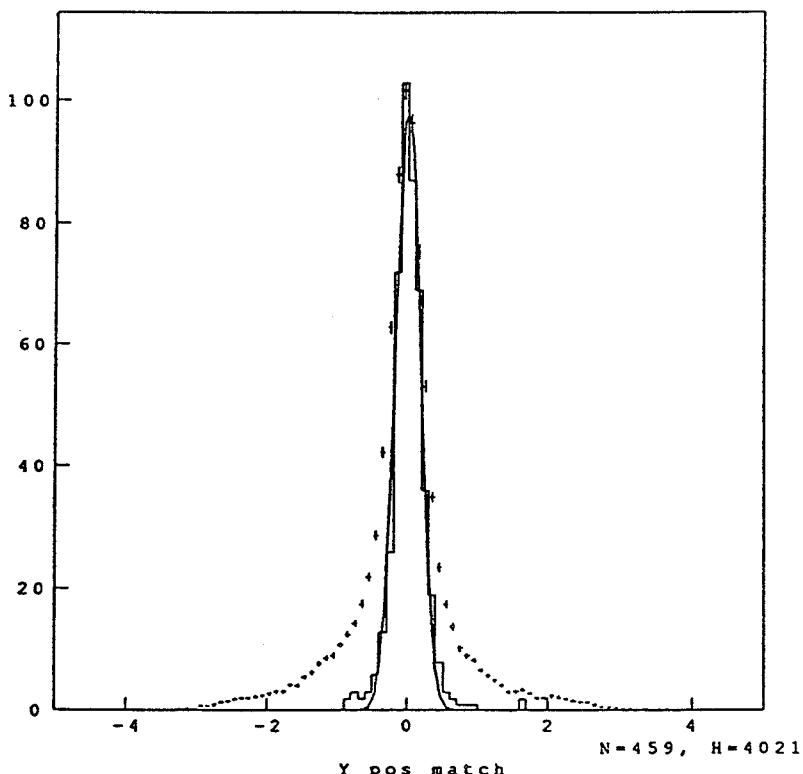


[Fig. 73] Spectres de masse effective électron-positon des paires *top-bottom* de trajectoires de l'échantillon de candidats électrons. La statistique des paires *top-bottom* de même charge – *like sign* – (trait interrompu, en haut) est soustraite à la statistique des paires *top-bottom* de charges opposées – *unlike sign* – (trait continu, en haut) pour donner le spectre de masse effective *unlike – like sign* (en bas). Les échelles sont en [GeV/c<sup>2</sup>].

Les candidats électrons de cet échantillon utilisés pour étudier les critères de sélection des électrons ont une quantité de mouvement comprise entre 10 et 100 GeV/c et forment, avec une trajectoire de type AB ou ABC de l'autre bras dont la quantité de mouvement est également comprise entre 10 et 100 GeV/c, une paire *top-bottom* de particules de charges opposées dont la masse effective électron-positon est comprise entre 2.8 et 3.3 GeV/c<sup>2</sup>.

## 5. Critères de position

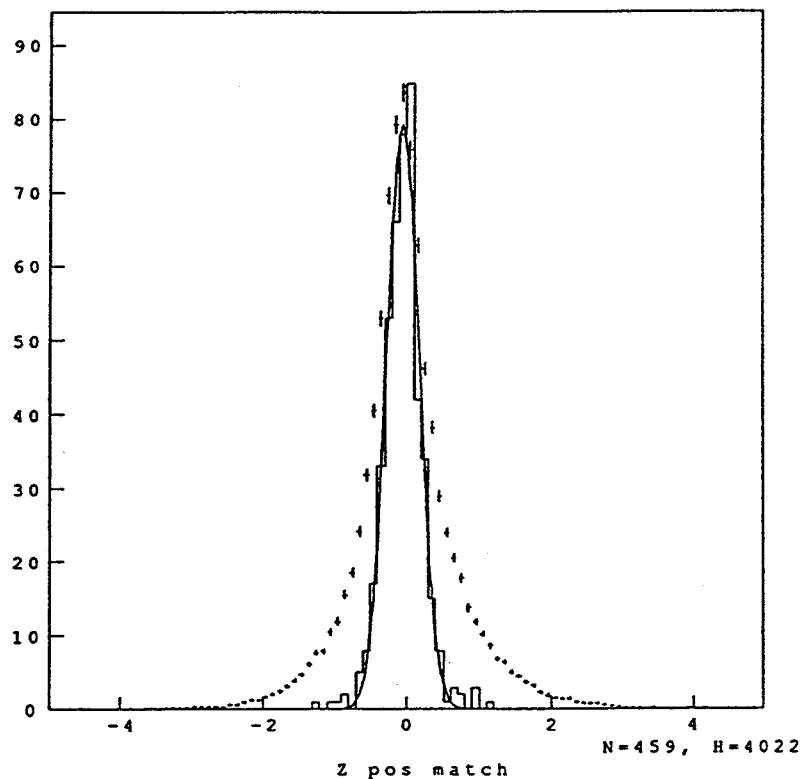
Les critères de position sont plus sélectifs lorsqu'ils sont envisagés avec les *clusters* du module A du calorimètre électromagnétique qu'avec ceux des modules B et C. En effet, la résolution spatiale des *clusters* du module A est en moyenne moins bonne pour des hadrons que pour des électrons. De plus, du fait du développement longitudinal des gerbes électromagnétiques, la séparation des *clusters* proches est meilleure dans le module A que dans les modules B et C.



[Fig. 74] Histogramme de la différence des positions Y pour des candidats électrons (trait continu) et pour l'ensemble des trajectoires de types AB et ABC dont la quantité de mouvement est comprise entre 10 et 100 GeV/c (croix). L'échelle est en [cm].

Les critères de position sont des coupures appliquées sur les distributions des différences des positions Y et Z définies comme les différences entre la coordonnée horizontale ou verticale du point d'impact d'une particule chargée sur le module A du calorimètre et la coordonnée du *cluster* associé à la trajectoire de la particule dans le plan de lecture VA ou HA du calorimètre. L'écart-type de la distribution de la **différence des positions Y** pour des candidats électrons vaut 1.75 mm [Fig. 74], et celui de la distribution de la **différence des positions Z**, 2.25 mm [Fig. 75]. La distribution de la différence des

positions Y est plus étroite que celle de la différence des positions Z. En effet, la gerbe d'un électron dépose en moyenne dans le calorimètre plus d'énergie dans le plan de lecture VA que dans le plan de lecture HA : la résolution spatiale de ce dernier en est amoindrie.



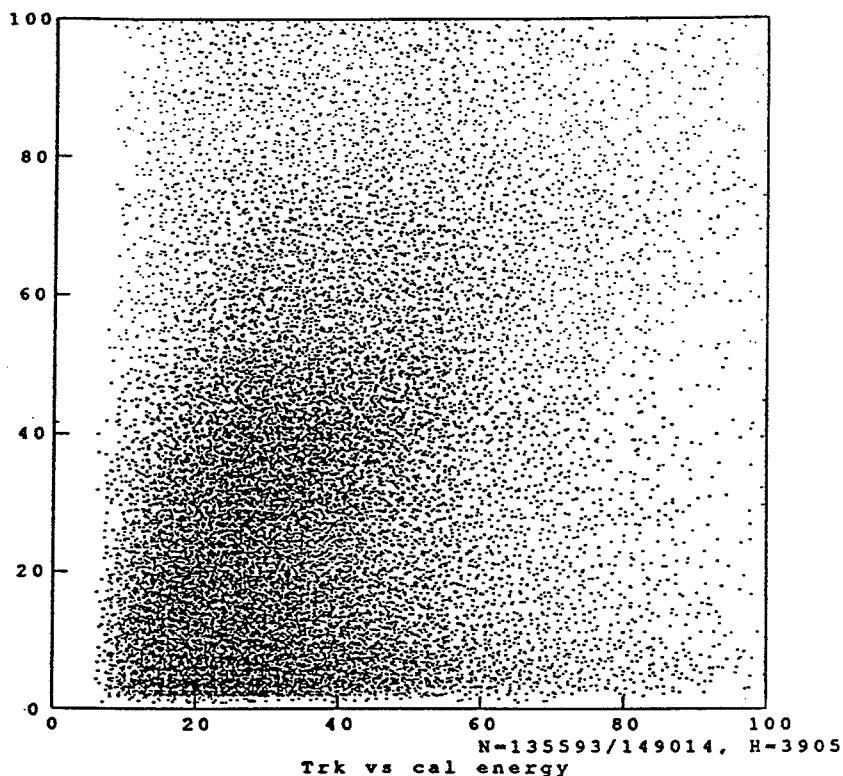
[Fig. 75] Histogramme de la différence des positions Z pour des candidats électrons (trait continu) et pour l'ensemble des trajectoires de types AB et ABC dont la quantité de mouvement est comprise entre 10 et 100 GeV/c (croix). L'échelle est en [cm].

Les critères de position appliqués horizontalement et verticalement avec le module A du calorimètre permettent de rejeter une partie des trajectoires de hadrons ainsi qu'une partie des reconstructions fortuites du programme Mambo épargnées par la première sélection des données DST.

## 6. Critère d'énergie

Les hadrons ont tendance à laisser moins d'énergie dans le calorimètre que les électrons, qui y déposent généralement toute leur énergie. Cependant, la corrélation entre la quantité de mouvement d'un électron mesurée par le spectromètre et son énergie déterminée avec le calorimètre en sommant les énergies de tous les *clusters* associés à la particule est

mauvaise. En effet, l'estimation de l'énergie de certains électrons – dont les trajectoires sont de type A principalement, mais pas uniquement – est plus élevée dans le calorimètre que dans le spectromètre [Fig. 76]. Ceci provient essentiellement du fait que le bruit de fond de conversion produit des paires de trajectoires qui se séparent dans le champ magnétique de l'aimant et tendent à surcharger les tubes horizontaux du calorimètre.



[Fig. 76] Histogramme biparamétrique de la quantité de mouvement d'une particule chargée mesurée par le spectromètre en fonction de l'énergie de la particule estimée avec le calorimètre en sommant les énergies de tous les *clusters* associés à la particule pour l'ensemble des trajectoires de types A, AB et ABC. L'échelle des ordonnées est en [GeV/c] et celle des abscisses en [GeV].

Il s'agit par conséquent de définir un algorithme capable de répartir l'énergie entre les *clusters* du calorimètre. Ces derniers sont décrits par une énergie, une position et une largeur (rms). Cet algorithme procède comme suit : il commence par regrouper les *clusters* qui se recouvrent spatialement ; il associe ensuite, séparément dans chaque module, les *clusters* de chaque vue à des combinaisons de *clusters* de l'autre vue et, finalement, procède au partage de l'énergie. De façon plus détaillée :

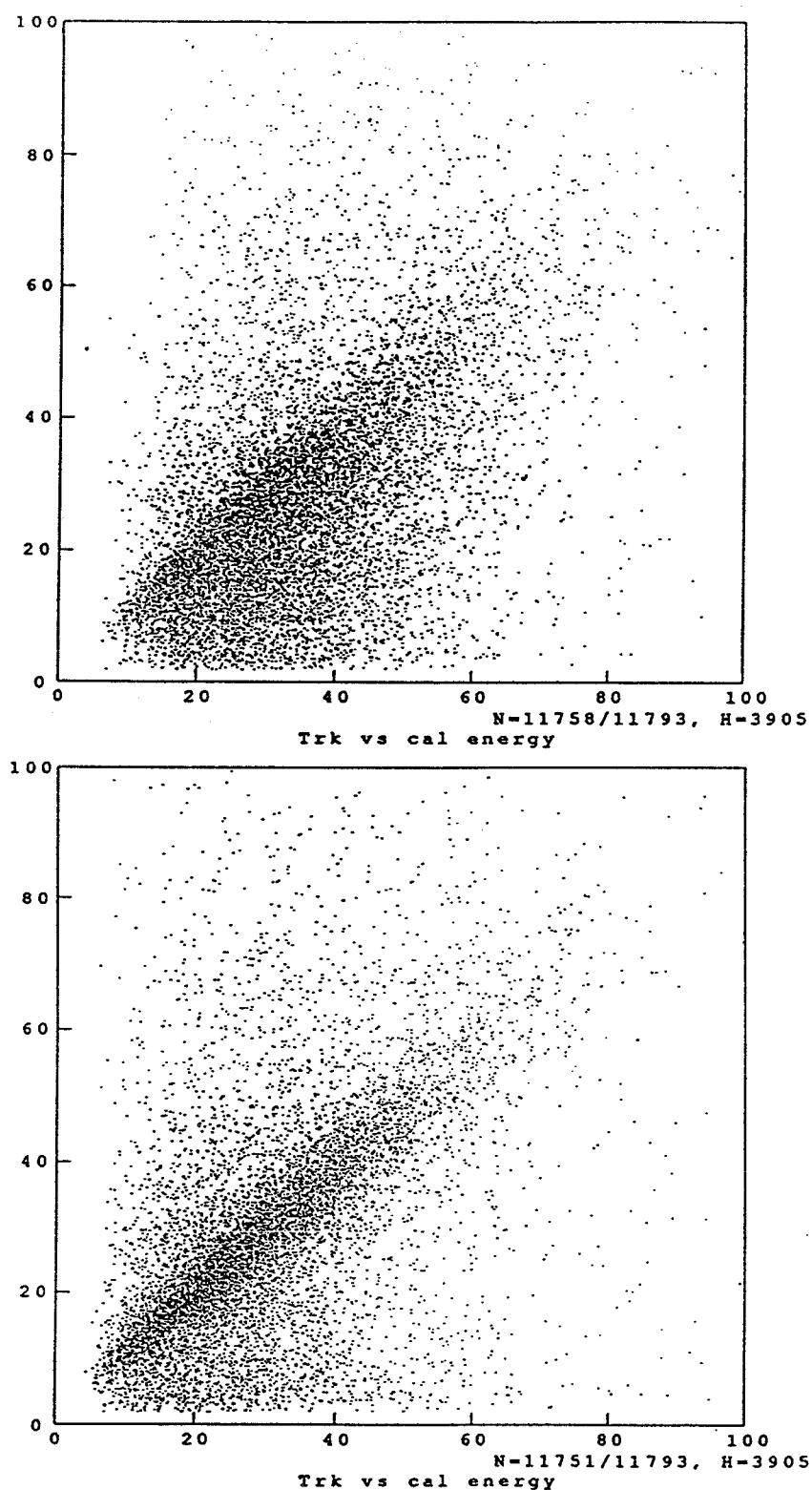
- il commence par regrouper les *clusters* qui se recouvrent spatialement, c'est-à-dire les

*clusters* dont la distance est inférieure à 3 fois la racine carrée de la somme des carrés de leur largeur.

- il recherche ensuite pour chaque *cluster* les combinaisons de *clusters* de l'autre vue dont l'énergie se rapproche de celle du *cluster* considéré en partant des combinaisons à un, deux, jusqu'à  $n$  *clusters*, où  $n$  est le nombre total de clusters de l'autre vue, et en imposant dans la combinaison, s'il y a lieu, le *cluster* déjà associé par le programme Mambo. L'énergie d'une combinaison est donnée par la somme des énergies des *clusters* formant la combinaison multipliée par un facteur de correction. Ce facteur est donné par le rapport entre les énergies déposées par un électron dans les plans de lecture horizontal et vertical du module considéré. Ce rapport vaut en moyenne 0.9 pour le module A et 1.2 pour le module B. Les deux combinaisons les meilleures sont répertoriées, pour autant que la valeur absolue de la différence entre l'énergie du *cluster* considéré et l'énergie de la combinaison soit inférieure à 3 fois la résolution en énergie donnée par  $0.33 [\text{GeV}]^{1/2} \sqrt{E_{\text{cluster}} + E_{\text{combinaison}}}$ .
- il considère alors l'ensemble des combinaisons répertoriées dans un module, toutes vues confondues, et, partant des *clusters* d'énergie maximum, les associe définitivement aux *clusters* de l'autre vue en éliminant ces derniers au fur et à mesure de leur association.
- il répartit enfin l'énergie entre les *clusters* associés en pondérant l'énergie de l'un par celles des *clusters* de la combinaison correspondante ; en d'autres termes, si un *cluster* d'énergie  $E_H$  du plan de lecture HA du calorimètre est associé à trois *clusters* d'énergies  $E_V$ ,  $E_V'$  et  $E_V''$  du plan de lecture VA, et si le programme Mambo associe les *clusters* d'énergies  $E_H$  et  $E_V$  à la trajectoire d'une particule chargée, l'énergie  $E_A$  attribuée à la particule dans le module A est donnée par la relation ci-après.

$$E_A = E_H \frac{E_V}{E_V + E_V' + E_V''} + E_V$$

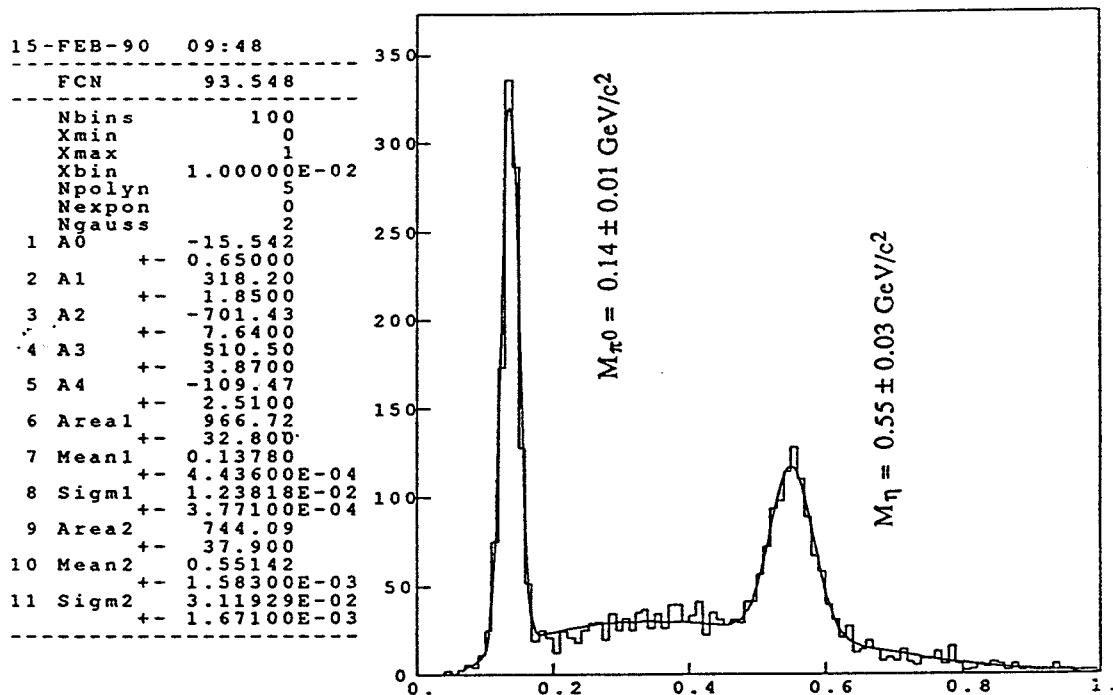
Du point de vue de l'analyse des paires d'électrons issus de la désintégration du  $J/\psi$ , cet algorithme résout de manière satisfaisante le problème de répartition de l'énergie entre les *clusters* du calorimètre [Fig. 77], car l'énergie des électrons de désintégration du  $J/\psi$  vaut en moyenne plus de 30 GeV. Il s'agirait cependant d'être plus méticuleux si les gerbes de moins de 10 GeV devaient être prises en compte, car le facteur de correction donné par le rapport entre les énergies déposées par un électron dans les plans de lecture horizontal et vertical d'un module dépend de l'énergie de l'électron, et est sujet à d'importantes fluctuations statistiques pour des électrons de moins de 10 GeV. La résolution de ce rapport est notamment meilleure lorsque les modules A et B sont considérés ensemble.



[Fig. 77] Histogrammes biparamétriques de la quantité de mouvement d'une particule chargée mesurée par le spectromètre en fonction de l'énergie de la particule déterminée avec le calorimètre en sommant les énergies de tous les *clusters* associés à la particule avant (en haut) et après application de l'algorithme de répartition de l'énergie entre les *clusters* du calorimètre (en bas) pour les

trajectoires de l'échantillon de candidats électrons. L'échelle des ordonnées est en  $[\text{GeV}/c]$  et celle des abscisses en  $[\text{GeV}]$ .

Avant de définir le critère d'énergie, il s'agit de s'assurer que la calibration en énergie du calorimètre est correcte. Celle-ci avait été déterminée *run* après *run* lors de la première réduction des données en normalisant la réponse en énergie du calorimètre par la position du centre de gravité du pic de masse effective gamma-gamma du  $\pi^0$ . Une répartition de l'énergie entre les *clusters* du calorimètre n'avait été envisagée à ce stade que dans le cas où un seul *cluster* d'une vue était reconstruit en profondeur puis associé en énergie à plusieurs *clusters* de l'autre vue. Il ne semble cependant pas que la masse effective du  $\pi^0$  ait été surestimée, entraînant une sous-estimation de la calibration du calorimètre. Par contre, les paramètres  $E_{\min}$ ,  $E_{\text{thr}}$  et  $F_{\text{valy}}$  utilisés pour l'analyse des données du calorimètre lors de la seconde réduction des données n'étaient pas les mêmes que ceux qui ont été utilisés lors de la première réduction des données antiproton-proton qui étaient eux-mêmes différents de ceux utilisés lors de la première réduction des données proton-proton. La calibration en énergie du calorimètre est sensible aux valeurs de ces seuils.

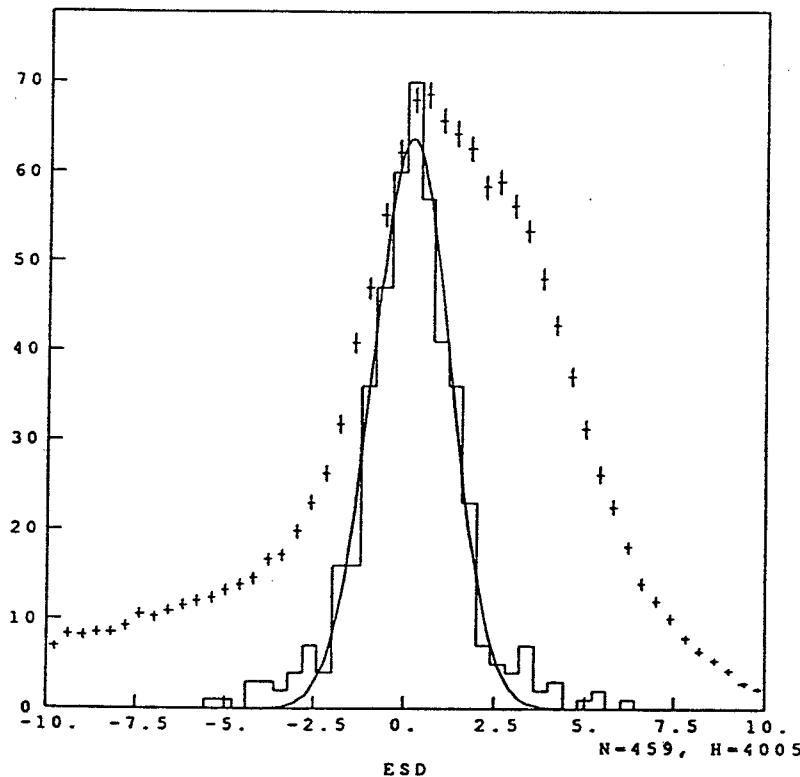


[Fig. 78] Spectre de masse effective gamma-gamma obtenu après renormalisation de la calibration en énergie du calorimètre pour des événements comprenant uniquement deux *clusters* complètement séparés dans chaque plan de lecture du calorimètre. Un polynôme du quatrième degré est ajusté sur le bruit de fond. L'échelle est en  $[\text{GeV}/c^2]$ .

En conséquence, la calibration en énergie du calorimètre est renormalisée séparément pour les données antiproton-proton et proton-proton d'après les positions des centres de gravité des pics de masse effective gamma-gamma du  $\pi^0$  et du  $\eta$  des bras *top* et *bottom* pour des événements exempts de tout problème de répartition d'énergie entre les *clusters*, c'est-à-dire des événements comprenant uniquement deux *clusters* complètement séparés dans chaque plan de lecture du calorimètre [Fig. 78].

Le critère d'énergie est une coupure appliquée sur la distribution du rapport ESD (*Energy Standard Deviation*) défini comme la différence de la quantité de mouvement d'une particule chargée mesurée par le spectromètre et de l'énergie de la particule déterminée avec le calorimètre divisée par la résolution en énergie de cette différence estimée en tenant compte des résolutions du spectromètre  $\sigma(p_{trk}) = 2.10 \times 10^{-3} [\text{GeV}/c]^{-1} p_{trk}^2$  et du calorimètre  $\sigma(E_{cls}) = 0.33 [\text{GeV}]^{1/2} \sqrt{E_{cls}}$ .

$$ESD = \frac{p_{trk} - E_{cls}}{\sqrt{\sigma^2(p_{trk}) + \sigma^2(E_{cls})}}$$



[Fig. 79] Histogramme du rapport ESD pour des candidats électrons (trait continu) et pour l'ensemble des trajectoires de types AB et ABC dont la quantité de mouvement est comprise entre 10 et 100  $\text{GeV}/c$  (croix).

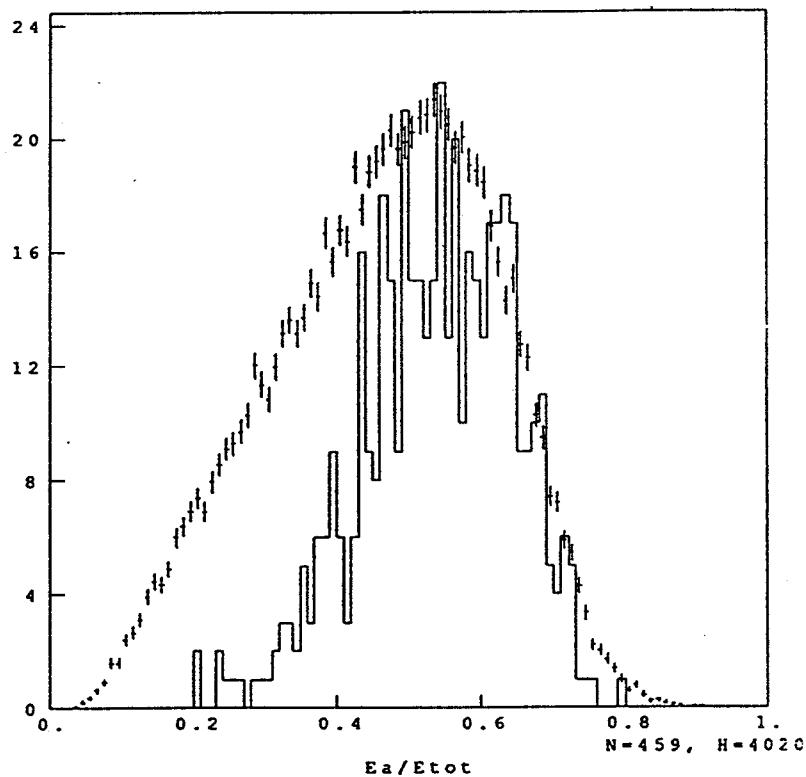
Si les résolutions du spectromètre et du calorimètre sont correctement estimées, la distribution du rapport ESD est normale. La figure ci-dessus montre que c'est

approximativement le cas [Fig. 79], ce qui conforte la méthode définie pour déterminer la résolution effective du spectromètre à partir de données hybrides.

La distribution du rapport ESD pour l'ensemble des trajectoires de types AB et ABC dont la quantité de mouvement est comprise entre 10 et 100 GeV/c est asymétrique : la partie de droite est vraisemblablement enrichie en hadrons, car ceux-ci ont tendance à laisser moins d'énergie dans le calorimètre que les électrons ; la partie de gauche est probablement enrichie en reconstructions fortuites du programme Mambo et en paires de conversion qui ne proviennent vraisemblablement pas du point d'interaction.

### 7. Critère de répartition longitudinale de l'énergie

Le critère de répartition longitudinale de l'énergie est une coupure appliquée sur la distribution du rapport  $E_A/E_{\text{tot}}$  défini comme le rapport entre l'énergie  $E_A$  associée à une particule chargée dans le module A du calorimètre et la somme des énergies  $E_{\text{tot}}$  associées à la particule dans les modules A, B et C [Fig. 80].



[Fig. 80] Histogramme du rapport  $E_A/E_{\text{tot}}$  pour des candidats électrons (trait continu) et pour l'ensemble des trajectoires de types AB et ABC dont la quantité de mouvement est comprise entre 10 et 100 GeV/c (croix).

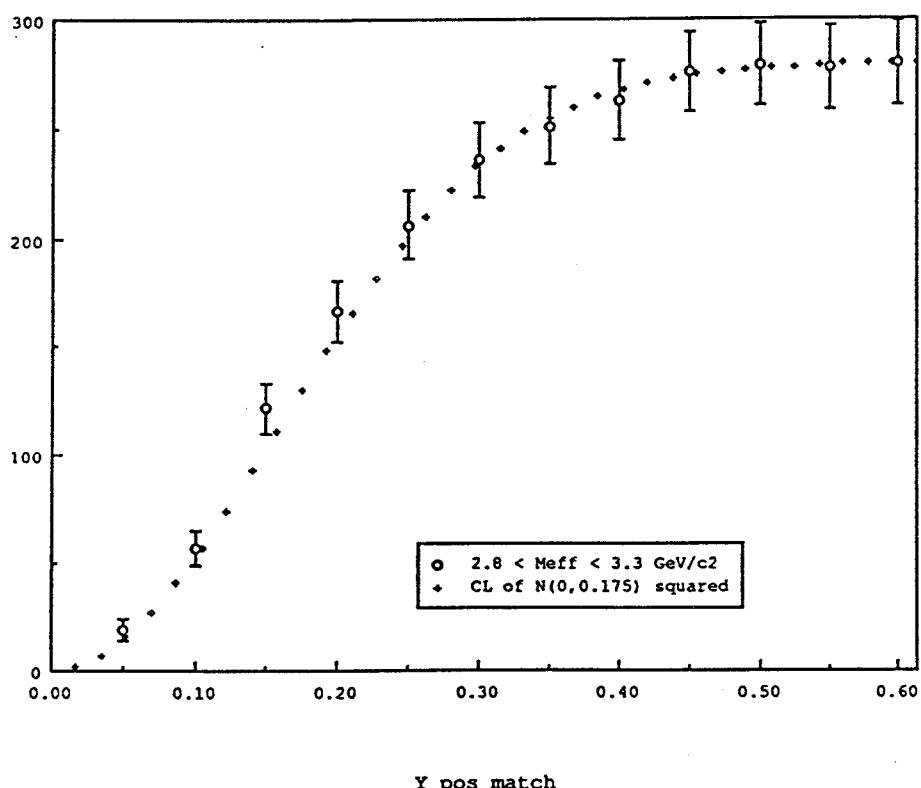
La distribution du rapport  $E_A/E_{\text{tot}}$  confirme le fait que les électrons ont tendance à développer une gerbe électromagnétique importante dès le module A du calorimètre.

### 8. Définition d'un candidat $J/\psi$

Un candidat  $J/\psi$  est défini par une paire *top-bottom* de particules de charges opposées et de masse effective électron-positon comprise entre 2.8 et 3.3  $\text{GeV}/c^2$ ; les trajectoires de la paire sont de types AB et ABC et ont chacune une quantité de mouvement comprise entre 10 et 100  $\text{GeV}/c$ , elles satisfont les critères de sélection des électrons et reçoivent chacune l'attestation de la condition de déclenchement TEST-CAL.

### 9. Choix des critères de sélection des électrons

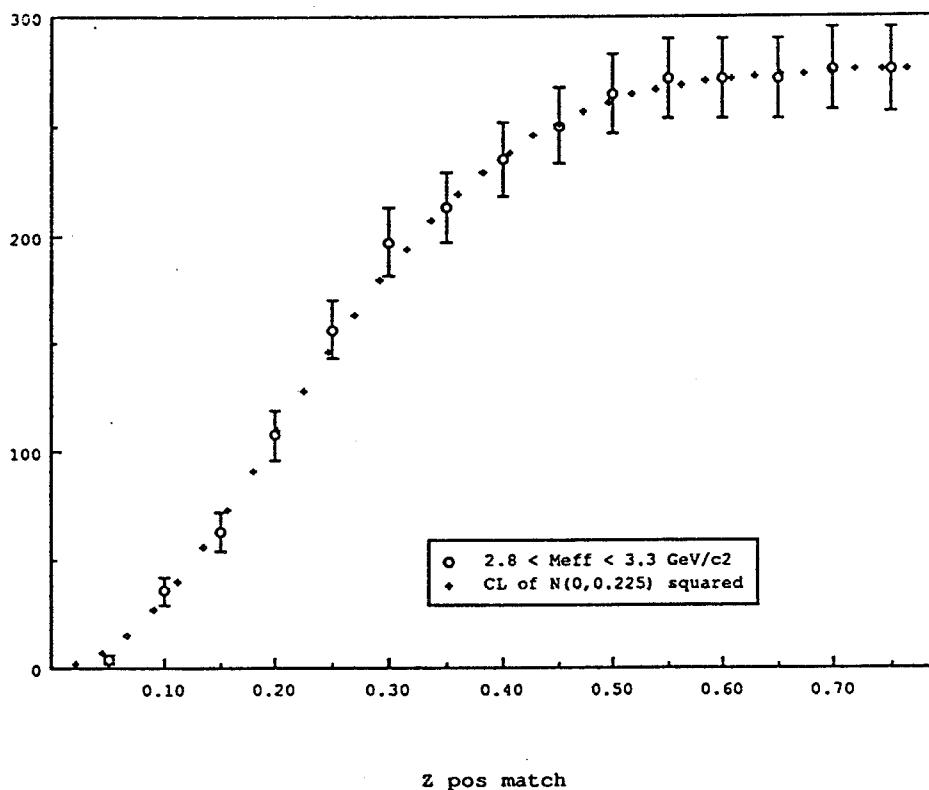
Chacun des critères de positions, d'énergie et de répartition longitudinale de l'énergie est défini de manière à ne rejeter que 5 % des candidats électrons.



[Fig. 81] Comparaison entre le nombre de candidats  $J/\psi$  obtenu en fonction du critère de position appliqué horizontalement et le carré du niveau de confiance d'une loi de Gauss de moyenne nulle et d'écart-type 1.75 mm, normalisé sur la statistique de l'échantillon observé. Les barres d'erreurs représentent l'erreur statistique du nombre de candidats  $J/\psi$  *unlike – like sign* obtenue après soustraction du bruit de fond combinatoire *like sign*. L'échelle est en [cm].

Le critère de position, appliqué horizontalement ou verticalement, est défini de telle sorte que la différence des positions Y ou Z soit, pour la trajectoire considérée, inférieure à deux écart-types de la distribution de la différence des positions Y ou Z pour des candidats électrons : la différence des positions Y doit être comprise entre -3.5 et +3.5 mm et la différence des positions Z entre -4.5 et +4.5 mm.

La comparaison entre le nombre de candidats  $J/\psi$  obtenu en fonction du critère de position appliqué horizontalement, et verticalement, et le carré du niveau de confiance (*confidence level*) d'une loi de Gauss de moyenne nulle et d'écart-type 2.25 mm [Fig. 81], et 2.25 mm [Fig. 82], normalisé sur la statistique de l'échantillon observé, justifie le critère de sélection choisi.

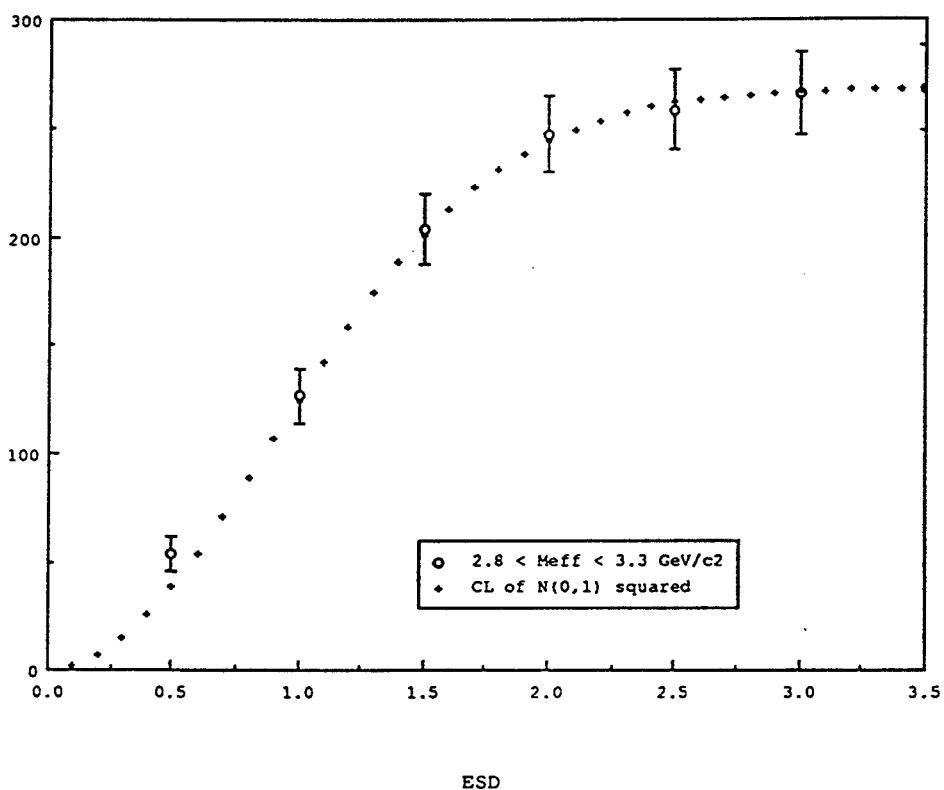


[Fig. 82] Comparaison entre le nombre de candidats  $J/\psi$  obtenu en fonction du critère de position appliqué verticalement et le carré du niveau de confiance d'une loi de Gauss de moyenne nulle et d'écart-type 2.25 mm, normalisé sur la statistique de l'échantillon observé. Les barres d'erreurs représentent l'erreur statistique du nombre de candidats  $J/\psi$  *unlike – like sign* obtenue après soustraction du bruit de fond combinatoire *like sign*. L'échelle est en [cm].

Le critère d'énergie est également défini d'une manière telle que le rapport ESD, soit

pour la trajectoire considérée, inférieur à deux écart-types de la distribution du rapport ESD des candidats électrons : le rapport ESD doit être compris entre -2 et +2.

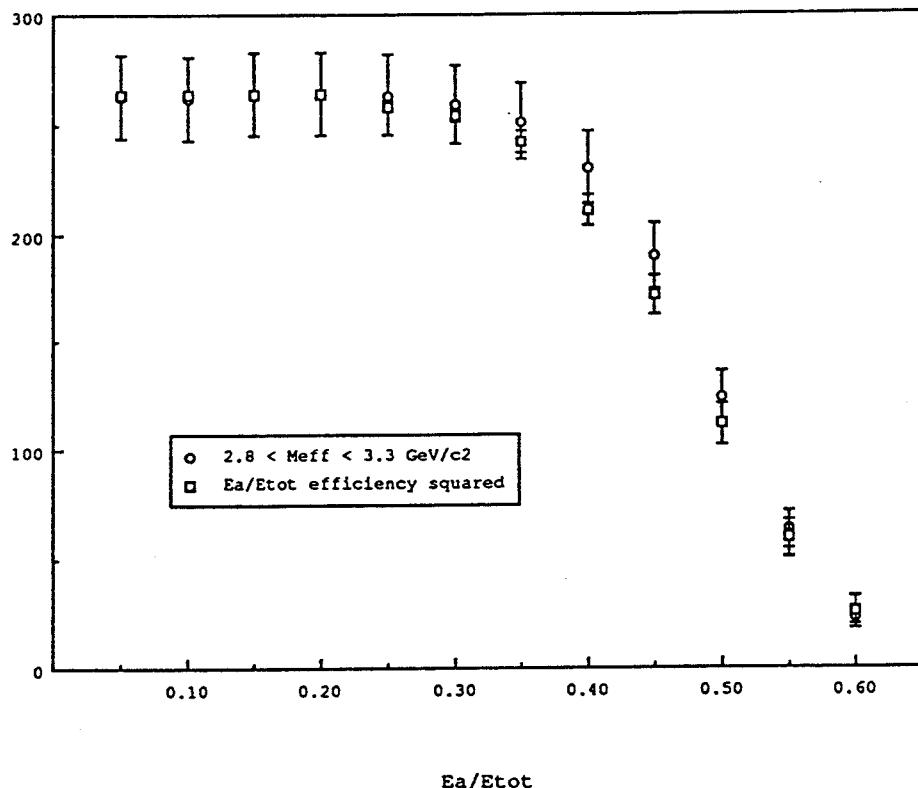
Ici également, la comparaison entre le nombre de candidats J/ $\psi$  obtenu en fonction du critère d'énergie et le carré du niveau de confiance d'une loi normale, normalisé sur la statistique de l'échantillon observé, justifie le critère de sélection choisi [Fig. 83].



[Fig. 83] Comparaison entre le nombre de candidats J/ $\psi$  obtenu en fonction du critère d'énergie et le carré du niveau de confiance d'une loi normale, normalisé sur la statistique de l'échantillon observé. Les barres d'erreurs représentent l'erreur statistique du nombre de candidats J/ $\psi$  *unlike – like sign* obtenue après soustraction du bruit de fond combinatoire *like sign*.

Le critère de répartition longitudinale de l'énergie est ainsi défini que 95 % de la statistique du rapport  $E_A/E_{tot}$  des candidats électrons soit sélectionnée : le rapport  $E_A/E_{tot}$  doit être, pour la trajectoire considérée, supérieur à 0.35.

Ici encore, la comparaison entre le nombre de candidats J/ $\psi$  obtenu en fonction du critère de répartition longitudinale de l'énergie et le carré de la fraction de la distribution du



[Fig. 84] Comparaison entre le nombre de candidats  $J/\psi$  obtenu en fonction du critère de répartition longitudinale de l'énergie et le carré de la fraction de la distribution du rapport  $E_A/E_{tot}$  des candidats électrons située au-dessus du critère de répartition, normalisé sur la statistique de l'échantillon observé. Les barres d'erreurs des nombres de candidats  $J/\psi$  représentent l'erreur statistique du nombre de candidats  $J/\psi$  *unlike – like sign* obtenue après soustraction du bruit de fond combinatoire *like sign*. Les barres d'erreurs des critères de répartition représentent également l'erreur statistique de l'estimation des critères de répartition<sup>1</sup>.

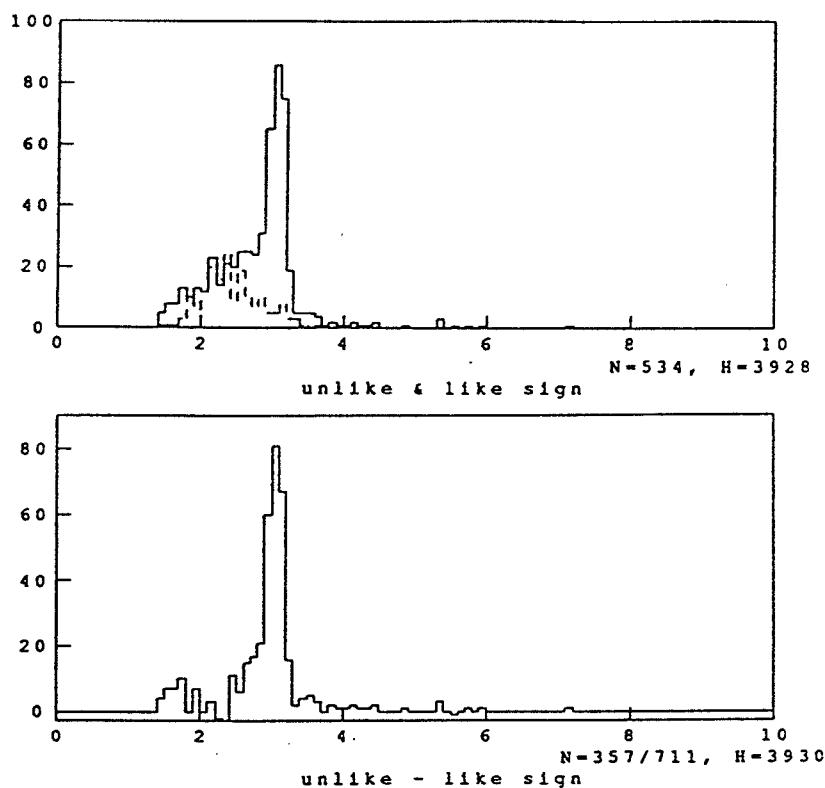
rapport  $E_A/E_{tot}$  située au-dessus du critère de répartition, normalisé sur la statistique de l'échantillon observé, justifie le critère de sélection choisi [Fig. 84].

## 10. Seconde sélection des données DST

La seconde sélection des données DST consiste à appliquer les critères de sélection des

<sup>1</sup> Il s'agit de l'estimation de l'écart-type d'une loi binomiale.

électrons définis précédemment après la première sélection des données DST et à vérifier que les trajectoires sélectionnées reçoivent l'attestation de la condition de déclenchement TEST-CAL.

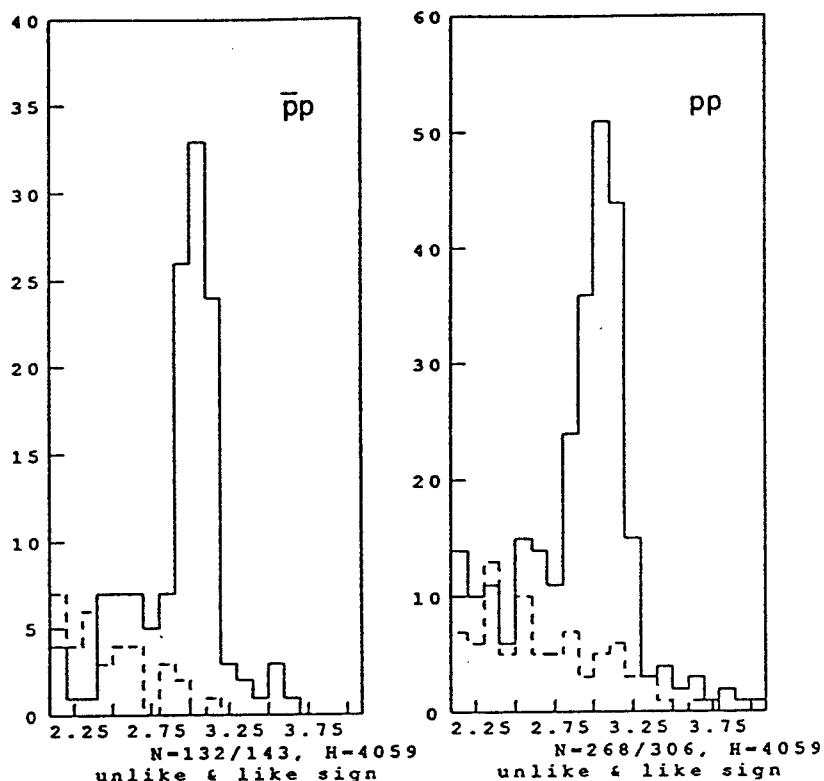


[Fig. 85] Spectres de masse effective électron-positon des paires *top-bottom* de trajectoires des données proton-proton et antiproton-proton obtenus après la seconde sélection. La statistique des paires *top-bottom* de même charge – *like sign* – (trait interrompu, en haut) est soustraite à la statistique des paires *top-bottom* de charges opposées – *unlike sign* – (trait continu, en haut) pour donner le spectre de masse effective *unlike – like sign* (en bas). Les échelles sont en  $[\text{GeV}/c^2]$ .

Le spectre de masse effective électron-positon obtenu après la seconde sélection des données DST montre le pic de masse effective du  $\text{J}/\psi$  pratiquement sans bruit de fond [Fig. 85]. L'énergie des électrons de la paire est donnée par la moyenne des énergies mesurées par le spectromètre et le calorimètre pondérée par leur résolution respective.

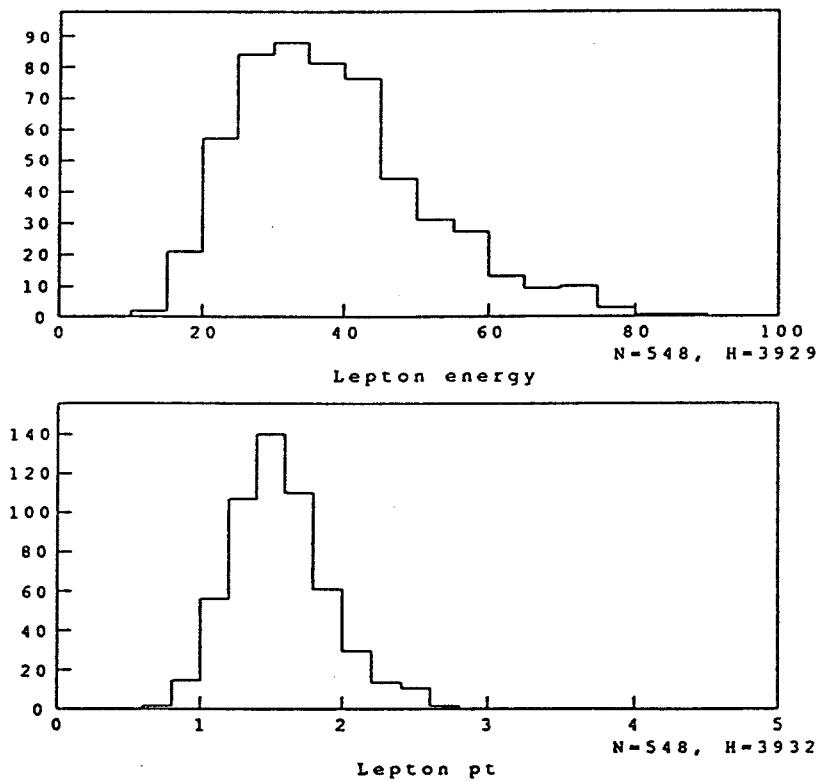
$$\boxed{\begin{aligned}\sigma_p &= 2.10 \times 10^{-3} [\text{GeV}/c]^{-1} p^2 \\ \sigma_E &= 0.33 [\text{GeV}]^{1/2} \sqrt{E}\end{aligned}}$$

Le spectre de masse effective *like sign* est soustrait, sans aucune normalisation, du spectre *like sign*. Le nombre de candidats  $J/\psi$  *unlike – like sign* obtenu après la seconde sélection des données DST se monte à  $91 \pm 10$  pour les données antiproton-proton et  $153 \pm 14$  pour les données proton-proton dont  $87 \pm 10$  et  $146 \pm 14$  ont une rapidité comprise entre 0 et 1 [Fig. 86].



[Fig. 86] Spectres de masse effective électron-positon des paires *top-bottom* de rapidité comprise entre 0 et 1 obtenus pour les données antiproton-proton et proton-proton après la seconde sélection. Les statistiques des paires *top-bottom* de même charge – *like sign* – (trait interrompu) et de charges opposées – *unlike sign* – (trait continu) sont superposées. Les échelles sont en  $[\text{GeV}/c^2]$ .

L'énergie des électrons de désintégration des candidats  $J/\psi$  est essentiellement comprise entre 10 et 80 GeV ; leur quantité de mouvement transverse vaut en moyenne 1.5 GeV/c [Fig. 87].



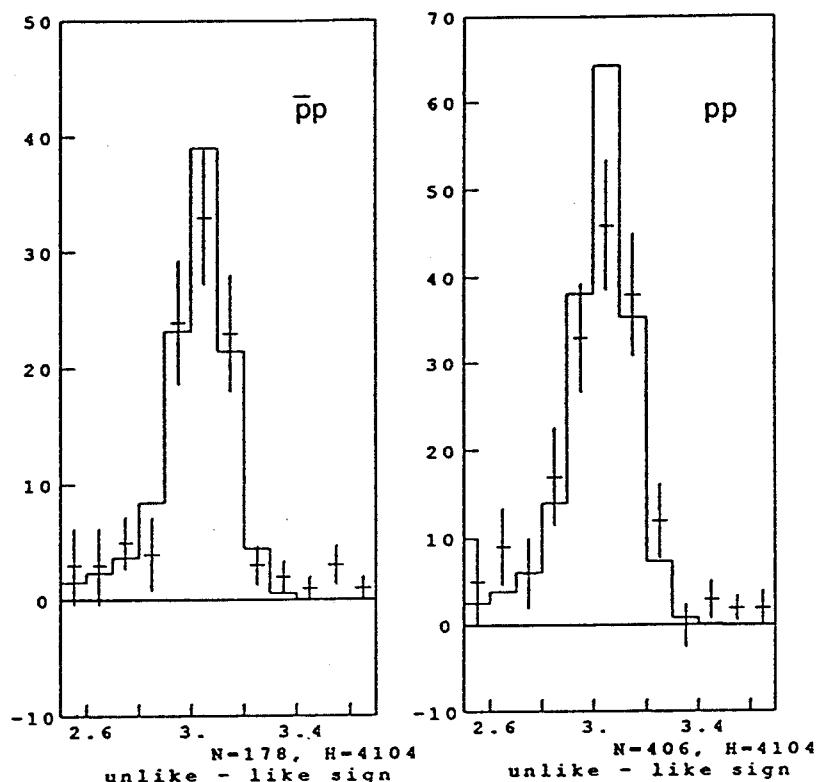
[Fig. 87] Histogramme de l'énergie (en haut) et de la quantité de mouvement transverse (en bas) des électrons de désintégration des candidats  $J/\psi$ . L'échelle d'énergie est en [GeV] et celle de quantité de mouvement transverse en [GeV/c].

---

## F. Comparaison des données DST et des données hybrides

### 1. Spectres de masse effective électron-positon

Le spectre de masse effective électron-positon des données hybrides reproduit de manière acceptable les spectres de masse effective *unlike – like sign* des données proton-proton et antiproton-proton [Fig. 88].



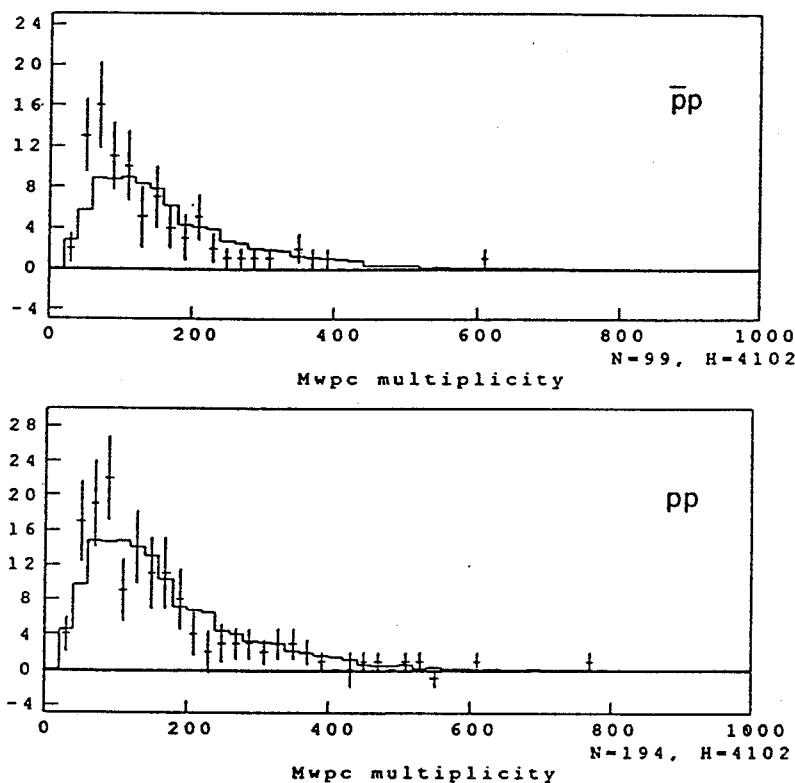
[Fig. 88] Comparaisons des spectres de masse effective électron-positon des données hybrides (trait continu) et des données antiproton-proton et proton-proton (croix). La rapidité des paires *top-bottom* de trajectoires est comprise entre 0 et 1. Les barres d'erreur correspondent à l'erreur statistique de la différence *unlike – like sign*. Les spectres de Monte-Carlo sont normalisés au nombre d'événements des données DST accumulés entre 2.5 et 3.6  $\text{GeV}/c^2$ . Les échelles sont en  $[\text{GeV}/c^2]$ .

Le  $\chi^2$  de la comparaison des spectres des données hybrides et des données DST, calculé entre 2.5 et 3.7  $\text{GeV}/c^2$ , vaut  $6.9 < \chi^2_{6;0.05} = 12.6$  pour les données antiproton-proton et de  $11.9 < \chi^2_{8;0.05} = 15.5$  pour les données proton-proton. Les classes de l'histogramme sont groupées de manière à ce qu'il y ait au minimum cinq événements par classe.  $(90 \pm 1)\%$  des  $\text{J}/\psi$  reconstruits dans les données hybrides se trouvent dans la

fenêtre de masse effective comprise entre 2.8 et 3.3  $\text{GeV}/c^2$ . Afin de tenir compte de l'asymétrie du pic de masse effective du  $\text{J}/\psi$  due aux pertes d'énergie des électrons par rayonnement de freinage, la fenêtre de masse effective est légèrement asymétrique autour de la masse du  $\text{J}/\psi$ .

2. Multiplicité des fils touchés dans les chambres du spectromètre magnétique pour les événements contenant un candidat  $\text{J}/\psi$

Les comparaisons des multiplicités des fils touchés dans les chambres des bras *top* et



[Fig. 89] Comparaisons des histogrammes de la multiplicité des fils touchés dans les chambres situées derrière l'aimant pour les événements des données proton-proton et antiproton-proton contenant un candidat  $\text{J}/\psi$  (croix) et pour les événements des données hybrides (trait continu). Le nombre de fils touchés des trajectoires des paires d'électrons de désintégration des candidats  $\text{J}/\psi$  est additionné à la multiplicité des fils touchés des données DST. La multiplicité des fils touchés des données hybrides et normalisée au nombre d'événements des données DST accumulés entre 0 et 1000 fils touchés. Les barres d'erreur correspondent à l'erreur statistique de la différence *unlike – like sign* des événements contenant un candidat  $\text{J}/\psi$ .

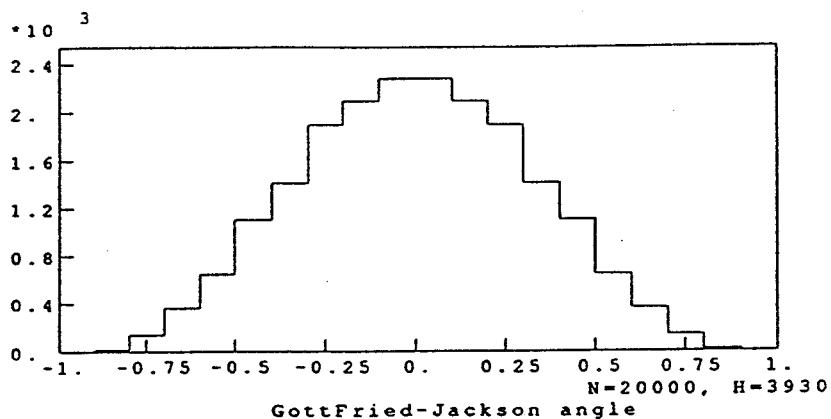
*bottom* situées derrière l'aimant pour les événements des données proton-proton et antiproton-proton contenant un candidat  $J/\psi$  et pour les événements des données hybrides n'indiquent pas de corrélation particulière de la production d'un  $J/\psi$  avec la multiplicité des fils touchés dans les chambres [Fig. 89]. Ceci conforte la méthode définie pour déterminer l'efficacité du programme Mambo. Les données hybrides sont composées d'événements de Monte-Carlo injectés dans les données brutes (*raw data*) du *run* 3333.

Le  $\chi^2$  de la comparaison des multiplicités des fils touchés pour les événements des données DST contenant un candidat  $J/\psi$  et pour les événements des données hybrides, calculé entre 0 et 1000 fils d'anode touchés, vaut  $15.0 < \chi^2_{8;0.05} = 15.5$  pour les données antiproton-proton et  $13.7 < \chi^2_{12;0.05} = 21.0$  pour les données proton-proton.

### 3. Distribution angulaire des électrons de désintégration du $J/\psi$

Le programme de Monte-Carlo simule la désintégration isotrope du  $J/\psi$  en une paire d'électrons. L'isotropie de la paire peut être vérifiée en considérant l'angle de **Gottfried-Jackson** de la paire, défini comme l'angle compris entre la direction du faisceau et celle de la quantité de mouvement de l'électron, ou du positon, dans le référentiel du  $J/\psi$ .

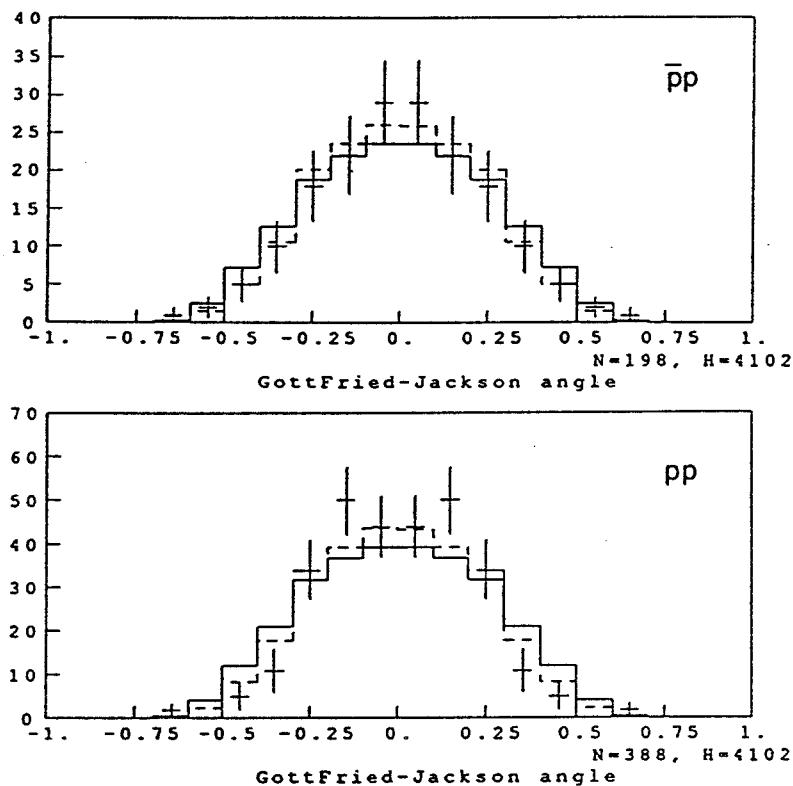
L'acceptance géométrique de l'expérience UA6 et l'efficacité de la condition de déclenchement TEST-CAL sélectionnent de manière anisotrope les paires d'électrons de désintégration du  $J/\psi$  en privilégiant celles dont l'électron et le positon sont émis vers  $90^\circ$  par rapport à la direction du faisceau dans le référentiel du  $J/\psi$  [Fig. 90].



[Fig. 90] Histogramme du cosinus de l'angle de Gottfried-Jackson des paires d'électrons de désintégration du  $J/\psi$  des événements de Monte-Carlo acceptés dans l'ouverture fiduciale des détecteurs de l'expérience UA6.

La distribution du cosinus de l'angle de Gottfried-Jackson des paires d'électrons de désintégration du  $J/\psi$  des données hybrides acceptées par la simulation de la condition de

déclenchement TEST-CAL reproduit de manière acceptable celle des données antiproton-proton et proton-proton [Fig. 91]. Plus les seuils des discriminateurs des compteurs  $T\emptyset$  sont élevés, plus la distribution de l'angle de Gottfried-Jackson des paires d'électrons acceptées par la simulation de la condition de déclenchement TEST-CAL est étroite. Les données DST sont comparées aux données hybrides correspondant à deux états de fonctionnement différents de la condition de déclenchement TEST-CAL donnés pour les *runs* 2953 et 3333 dont les seuils des discriminateurs des scintillateurs  $T1$  valent environ 350 mV et 310 mV.



[Fig. 91] Comparaisons des histogrammes du cosinus de l'angle de Gottfried-Jackson des paires d'électrons de désintégration des candidats  $J/\psi$  des données antiproton-proton et proton-proton (croix) et des données hybrides acceptées par les conditions de déclenchement TEST-CAL correspondant aux *runs* 2953 (trait interrompu) et 3333 (trait continu). Les spectres de Monte-Carlo sont normalisés aux nombres d'événements des données DST accumulés entre  $-1$  et  $+1$ . Les barres d'erreur correspondent à l'erreur statistique de la différence *unlike – like sign* des événements contenant un candidat  $J/\psi$ .

Les  $\chi^2$  des comparaisons des distributions du cosinus de l'angle de Gottfried-Jackson des données DST et des données hybrides correspondant aux *runs* 3333 et 2953, calculés entre  $-1$  et  $+1$ , valent respectivement  $4.4 < \chi^2_{9;0.05} = 16.9$  et  $1.7 < \chi^2_{9;0.05}$  pour les données antiproton-proton et  $33.7 > \chi^2_{9;0.05}$  et  $10.7 < \chi^2_{9;0.05}$  pour les données proton-proton. Pendant la campagne d'acquisition de données de 1986, les seuils des

discriminateurs des compteurs TØ étaient effectivement en moyenne plus proches des seuils correspondant au *run* 2953 que de ceux qui correspondent au *run* 3333 ; les seuils des discriminateurs des scintillateurs T1 ont même été élevés à plus de 390 mV entre les *runs* 4558 et 4633.

## G. Détermination de la section efficace inclusive de production du J/ψ

### 1. Luminosités intégrées des données proton-proton et antiproton-proton analysées

Les luminosités intégrées des données proton-proton et antiproton-proton analysées valent  $1496.9 \text{ nb}^{-1}$  et  $540.7 \text{ nb}^{-1}$ . L'incertitude systématique sur la détermination de la luminosité intégrée est de 4 % [Réf. 33].

### 2. Acceptance géométrique et efficacité de la condition de déclenchement TEST-CAL

L'acceptance géométrique dépend de la quantité de mouvement transverse et de la rapidité du candidat J/ψ considéré. Environ 15 % des J/ψ sont acceptés dans les ouvertures fiducielles des détecteurs de l'expérience UA6.

L'efficacité de la condition de déclenchement TEST-CAL dépend de la quantité de mouvement transverse et de la rapidité du candidat J/ψ considéré et du *run* considéré. Environ 55 % des J/ψ acceptés dans les ouvertures fiducielles des détecteurs déclenchent la lecture d'un événement via la condition de déclenchement TEST-CAL : ce qui correspond à seulement 8 % environ des J/ψ produits dans les collisions proton-proton ou antiproton-proton.

### 3. Récapitulation des pertes dues aux coupures effectuées lors de l'analyse J/ψ des données de l'expérience UA6

L'ensemble des pertes dues aux coupures effectuées lors de l'analyse J/ψ des données proton-proton et antiproton-proton de l'expérience UA6 s'élève à  $(69 \pm 1) \%$ , correction d'efficacité-acceptance non-comprise [Table 8].

Coupure	Pertes par J/ψ
Première réduction des données	Aucune perte sur le contenu de 70 bandes magnétiques haute densité
RMH <i>overflow</i>	5 % des événements
Seconde réduction des données	Pertes inférieures à 1 %

Reconstruction par le programme Mambo d'une trajectoire de type AB ou ABC et de quantité de mouvement est comprise entre 10 et 100 GeV/c provenant de la désintégration isotrope d'un J/ψ en une paire d'électrons de rapidité comprise entre 0 et 1	$(45 \pm 1) \% =$ $= 100 \% - (55 \pm 1) \% \cong$ $\cong 100 \% - (74 \%)^2$
Critères de sélection des électrons	$34 \% = 100 \% - 66 \% =$ $= 100 \% - (95 \%)^8$
masse effective électron-positon comprise entre 2.8 et 3.3 GeV/c <sup>2</sup>	$(10 \pm 1) \% =$ $= 100 \% - (90 \pm 1) \%$
Ensemble des pertes	$(69 \pm 1) \% =$ $= 100 \% - (31 \pm 1) \%$

[Table 8] Récapitulation des pertes dues aux coupures de l'analyse J/ψ des données de l'expérience UA6. Chaque J/ψ étant observé par sa désintégration en une paire *top-bottom* d'électrons, qui sont détectés indépendamment l'un de l'autre, la fraction des électrons de désintégration du J/ψ conservés lors des coupures doit être élevée au carré pour obtenir la fraction des J/ψ conservés. Seules les erreurs statistiques sont données.

#### 4. Calcul des sections efficaces inclusives de production du J/ψ

Les sections efficaces inclusives de production du J/ψ dans les collisions antiproton-proton et proton-proton sont calculées pour la fenêtre de rapidité comprise entre 0 et 1 et la voie de désintégration électron-positon. Les erreurs statistiques liées aux corrections d'efficacité-acceptance deviennent importantes en dehors de cette fenêtre, car le nombre d'événements de Monte-Carlo qui déclenchent la lecture d'un événement via la condition de déclenchement TEST-CAL est faible dans les limites de la fenêtre de rapidité comprise entre -0.5 et 1.2 qui est acceptée par l'expérience UA6. De plus, l'efficacité du programme Mambo diminue lorsque la rapidité est négative.

Si  $N_{\text{unlike}}$  est le nombre de candidats J/ψ *unlike sign*,  $N_{\text{like}}$  le nombre de paires *like sign* de masse effective comprise entre 2.8 et 3.3 GeV/c<sup>2</sup>,  $A_i$  la valeur de la matrice d'efficacité-acceptance correspondant au *i*<sup>ème</sup> candidat J/ψ,  $L$  la luminosité intégrée correspondant aux données et  $\epsilon_{\text{cut}}$  la fraction des J/ψ conservés lors des coupures de l'analyse, alors le produit de la section efficace inclusive de production du J/ψ par le rapport d'embranchement B en une paire d'électrons est donné par le rapport entre la somme pondérée par les corrections d'efficacité-acceptance  $A_i$  des  $N$  candidats J/ψ et le

produit de la luminosité intégrée  $L$  et de la fraction  $\epsilon_{\text{cut}}$  des  $J/\psi$  conservés lors des coupures de l'analyse.

$$B \times \sigma|_{0 < y < 1} = \frac{\left[ \frac{N_{\text{unlike}}}{\sum_{\text{unlike}} A_i^{-1}} - \frac{N_{\text{like}}}{\sum_{\text{like}} A_i^{-1}} \right]}{L \epsilon_{\text{cut}}}$$

Le rapport d'embranchement  $B$  du  $J/\psi$  en une paire d'électrons vaut  $(6.9 \pm 0.9) \%$  [Réf. 6]. Le produit de la section efficace inclusive de production du  $J/\psi$  à  $0 < y < 1$  par le rapport d'embranchement  $B$  vaut  $(5.1 \pm 0.7) \text{ nb}$  dans les collisions antiproton-proton et  $(3.9 \pm 0.5) \text{ nb}$  dans les collisions proton-proton à  $\sqrt{s} = 24.3 \text{ GeV}$  [Table 9].

	Collisions antiproton-proton	Collisions proton-proton
$N_{\text{unlike}} - N_{\text{like}} (0 < y < 1)$	$87 \pm 10$	$146 \pm 14$
$\left[ \frac{N_{\text{unlike}}}{\sum_{\text{unlike}} A_i^{-1}} - \frac{N_{\text{like}}}{\sum_{\text{like}} A_i^{-1}} \right]$	$862.3 \pm 116.7$	$1816.6 \pm 208.5$
$L$	$540.7 \text{ nb}^{-1}$	$1496.9 \text{ nb}^{-1}$
$\epsilon_{\text{cut}}$	$0.31 \pm 0.01$	$0.31 \pm 0.01$
$B \times \sigma _{0 < y < 1}$	$(5.1 \pm 0.7) \text{ nb}$	$(3.9 \pm 0.5) \text{ nb}$

[Table 9] Calcul du produit de la section efficace inclusive de production du  $J/\psi$  à  $0 < y < 1$  dans les collisions antiproton-proton et proton-proton par le rapport d'embranchement  $B$  en une paire d'électrons. Seules les erreurs statistiques sont données.

La valeur moyenne de la distribution de la quantité de mouvement transverse des candidats  $J/\psi$  pondérée par l'acceptance géométrique et l'efficacité de la condition de déclenchement TEST-CAL vaut  $(0.9 \pm 0.2) \text{ GeV}/c$  pour les données antiproton-proton et  $(1.1 \pm 0.2) \text{ GeV}/c$  pour les données proton-proton.

##### 5. Evaluation d'une limite supérieure des sections efficaces inclusives de production du $\psi(2S)$

Dans la fenêtre de rapidité comprise entre 0 et 1, le nombre de candidats  $\psi(2S)$  *unlike-like sign* de masse effective électron-positon comprise entre  $3.5$  et  $3.8 \text{ GeV}/c^2$  est de  $4 \pm 2$  pour les données antiproton-proton et  $4 \pm 3$  pour les données proton-proton. En

supposant que les corrections d'efficacité-acceptance et les pertes dues aux coupures de l'analyse  $J/\psi$  sont les mêmes pour les candidats  $\psi(2S)$  que pour les candidats  $J/\psi$ , une limite supérieure du produit de la section efficace inclusive de production du  $\psi(2S)$  par le rapport d'embranchement B en une paire d'électrons vaut  $(0.3 \pm 0.2)$  nb dans les collisions proton-proton et antiproton-proton à  $\sqrt{s} = 24.3$  GeV [Table 10].

	Collisions antiproton-proton	Collisions proton-proton
$N_{unlike} - N_{like}$ ( $0 < y < 1$ )	$4 \pm 2$	$4 \pm 3$
$\left[ \sum_{unlike}^{N_{unlike}} A_i^{-1} - \sum_{like}^{N_{like}} A_i^{-1} \right]$	$49.4 \pm 25.7$	$151.8 \pm 88.6$
$L$	$540.7 \text{ nb}^{-1}$	$1496.9 \text{ nb}^{-1}$
$\epsilon_{cut}$	$0.31 \pm 0.01$	$0.31 \pm 0.01$
$B \times \sigma _{0 < y < 1}$	$(0.3 \pm 0.2)$ nb	$(0.3 \pm 0.2)$ nb

[Table 10] Evaluation d'une limite supérieure du produit de la section efficace inclusive de production du  $\psi(2S)$  à  $0 < y < 1$  dans les collisions antiproton-proton et proton-proton par le rapport d'embranchement B en une paire d'électrons. Seules les erreurs statistiques sont données.

## 6. Evaluation du nombre de $\chi_{c1}$ et de $\chi_{c2}$ des données analysées

Une mesure de la section efficace inclusive de production du  $\chi_{c2}$  à  $x_F > 0$  pour un faisceau de protons de 200 GeV/c arrivant sur une cible de beryllium donne  $(134 \pm 68)$  nb par nucléon [Réf. 47] ; celle du rapport des sections efficaces inclusives de production du  $\chi_{c1}$  et du  $\chi_{c2}$  donne  $0.24 \pm 0.28$ . En considérant la désintégration radiative des  $\chi_{c1(2)}$  en un  $J/\psi$  et un photon, le produit de la section efficace de production inclusive du  $\chi_{c1}$  et du  $\chi_{c2}$  à  $x_F > 0$  par le rapport d'embranchement en une paire d'électrons et un photon vaut environ 0.6 nb et 1.3 nb dans les collisions proton-nucléon à  $\sqrt{s} = 19.4$  GeV. En supposant que cette section efficace est légèrement plus élevée à  $\sqrt{s} = 24.3$  GeV, et sachant que les données proton-proton et antiproton-proton analysées correspondent à une luminosité intégrée d'environ  $2000 \text{ nb}^{-1}$ , plus de 1200  $\chi_{c1}$  et plus de 2600  $\chi_{c2}$  produits dans les collisions proton-proton et antiproton-proton correspondant aux données enregistrées en 1985 et en 1986 se sont désintégrés en une paire d'électrons et un photon. Finalement, pour une correction moyenne d'efficacité-acceptance de 3 %, estimée par la méthode de Monte-Carlo pour une paire d'électrons et

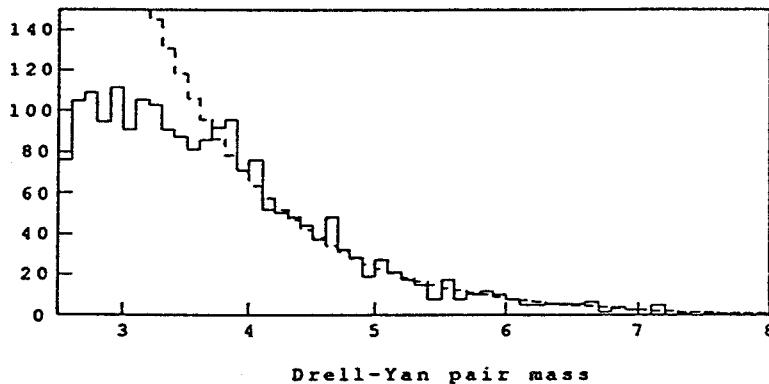
un photon de désintégration du  $\chi_{c1}(2)$  [Réf. 48], les données proton-proton et antiproton-proton contiennent plus de 120  $\chi_{c1}(2)$  qui se sont désintégrés en une paire d'électrons et un photon : ce qui reste à observer, sachant que la résolution du spectromètre ne permet pas de séparer les  $\chi_{c1}$  des  $\chi_{c2}$ .

### 7. Estimation de la contribution des paires de Drell-Yan aux spectres de masse effective électron-positon des données proton-proton et antiproton-proton

La section efficace différentielle inclusive de production de paires de Drell-Yan dans les collisions proton-nucléon intégrée entre 4 et 8  $\text{GeV}/c^2$  d'après la paramétrisation de l'expérience CFS [Réf. 49] vaut environ 45 pb. Elle diminue comme l'inverse du cube de la masse effective de la paire d'électrons.

$$\left. s \frac{d^2\sigma}{d\sqrt{\tau} dy} \right|_{y=0.2} = 42 e^{-25.1\sqrt{\tau}} [\mu\text{b}\text{GeV}^2/c^4] \Leftrightarrow$$

$$\left. \frac{d^2\sigma}{dM dy} \right|_{y=0.2} = \frac{1}{M^3} 42 \times 10^3 \tau^{3/2} e^{-25.1\sqrt{\tau}} [\text{nb}/(\text{GeV}/c^2)]$$



[Fig. 92] Comparaison des spectres de masse effective électron-positon des événements de Monte-Carlo générés d'après la paramétrisation de l'expérience CFS avec une distribution angulaire de l'angle de Gottfried-Jackson en  $1 + \cos^2\theta_{GJ}$  (trait interrompu) et reconstruits dans des données hybrides (trait continu). Le spectre des événements générés est normalisé au nombre d'événements reconstruits entre 4 et 8  $\text{GeV}/c^2$ . L'échelle est en  $[\text{GeV}/c^2]$ .

L'acceptance géométrique de l'expérience UA6 et l'efficacité de la condition de déclenchement TEST-CAL pour les paires de Drell-Yan augmentent avec la masse de la paire d'électrons [Fig. 92], car l'angle de la paire s'ouvre lorsque sa masse augmente ; celles-ci semblent approximativement constantes entre 4 et 8  $\text{GeV}/c^2$  et valent en moyenne environ 30 % et 100 %.

Le nombre de candidats paires de Drell-Yan *unlike – like sign* de masse effective électron-positon comprise entre 4 et 8  $\text{GeV}/c^2$  obtenu après la seconde sélection des données DST est de  $4 \pm 2$  pour les données antiproton-proton et de  $8 \pm 3.2$  pour les données proton-proton. Les sections efficaces inclusives de production de paires de Drell-Yan de masse effective électron-positon comprise entre 4 et 8  $\text{GeV}/c^2$  sont estimées dans les collisions antiproton-proton et proton-proton à  $\sqrt{s} = 24.3 \text{ GeV}$  à  $(71 \pm 36 \pm 21) \text{ pb}$  et  $(51 \pm 21 \pm 15) \text{ pb}$ . Cette dernière estimation est compatible avec la valeur de la section efficace différentielle inclusive de production de paires de Drell-Yan dans les collisions proton-nucléon intégrée entre 4 et 8  $\text{GeV}/c^2$  d'après la paramétrisation de l'expérience CFS. L'incertitude systématique sur l'estimation de la correction d'efficacité-acceptance est de 30 %.

La section efficace différentielle inclusive de production de paires de Drell-Yan dans les collisions proton-nucléon, intégrée entre 2.8 et 3.3  $\text{GeV}/c^2$  d'après la paramétrisation de l'expérience CFS, donne environ 63 pb. En supposant que la distribution en rapidité des paires de Drell-Yan est constante, une contamination maximum de 3 paires de Drell-Yan est estimée entre 2.8 et 3.3  $\text{GeV}/c^2$  pour les données proton-proton en tenant compte des pertes dues aux coupures de l'analyse  $J/\psi$ , d'une acceptance géométrique moyenne de 15 % et d'une efficacité moyenne de la condition de déclenchement TEST-CAL de 55 %. Une estimation de même type donne une limite de 2 paires de Drell-Yan entre 2.5 et 2.8  $\text{GeV}/c^2$ .

La contribution des paires de Drell-Yan au spectre de masse effective électron-positon des données proton-proton est par conséquent négligeable. Bien que la section efficace inclusive de production de paires de Drell-Yan soit plus élevée dans les collisions antiproton-proton que dans les collisions proton-proton, leur contribution au spectre de masse effective électron-positon des données antiproton-proton est également négligeable, car la luminosité intégrée des données antiproton-proton est trois fois plus petite que celle des données proton-proton.

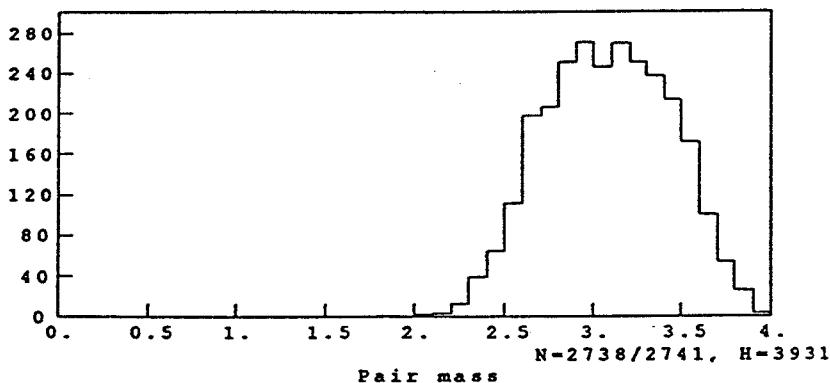
## 8. Discussion des incertitudes systématiques

L'incertitude systématique sur la détermination de la luminosité intégrée est de 4 %.

Les matrices d'efficacité-acceptance ont été déterminées sans tenir compte des pertes d'énergie par rayonnement de freinage devant l'aimant, ni des résolutions du spectromètre et du calorimètre. L'incertitude systématique sur la détermination du nombre de  $J/\psi$  distribués dans l'espace des quantités de mouvement transverses et des rapidités d'après la paramétrisation de Bourquin-Gaillard de la section efficace différentielle inclusive de production du  $J/\psi$  dans les collisions proton-proton [Réf. 46] et reconstruits dans des

données hybrides générées avec pertes d'énergie par rayonnement de freinage s'élève à 2 % en pondérant chaque  $J/\psi$  par la valeur d'efficacité-acceptance correspondante.

L'incertitude systématique sur l'estimation des pertes de la première réduction des données est négligeable, car la masse effective des paires *top-bottom* de *clusters* du calorimètre, calculée pour des événements de Monte-Carlo générés avec pertes d'énergie par rayonnement de freinage devant l'aimant en supposant que les particules correspondant aux *clusters* considérés viennent en droite ligne du point d'interaction, c'est-à-dire en négligeant la courbure de leur trajectoire dans le champ magnétique de l'aimant, n'indique pas de perte significative en-dessous de  $2 \text{ GeV}/c^2$  [Fig. 93].



[Fig. 93] Spectre de masse effective des paires *top-bottom* de *clusters* du calorimètre, calculée pour des événements de Monte-Carlo générés avec pertes d'énergie par rayonnement de freinage devant l'aimant en supposant que les particules correspondant aux *clusters* considérés viennent en droite ligne du point d'interaction. L'échelle est en  $[\text{GeV}/c^2]$ .

La fraction des  $J/\psi$  perdus dans les événements qui donnent un RMH *overflow* ne peut pas être étudiée, car le données du bloc RMH sont systématiquement tronquées (RMH *overflow*) à 1500 mots par le système d'acquisition de données. L'hypothèse de travail, qui considère que les événements donnant un RMH *overflow* sont semblables aux autres événements du point de vue de la production d'un  $J/\psi$ , est invérifiable. L'incertitude systématique sur l'estimation de la fraction des événements qui donnent un RMH *overflow* est de 1 %.

L'incertitude systématique sur la détermination de l'efficacité de reconstruction du programme Mambo est de 4 % lorsque l'efficacité des plans de fils d'anode  $\epsilon_{PC} = (97 \pm 1) \%$  est augmentée ou diminuée de 1 %.

Les incertitudes systématiques sur les déterminations des fractions des  $J/\psi$  conservés par les critères de sélection des électrons n'excèdent pas 1 % chacune.

Coupure	Fraction des J/ψ conservés	Incertitude systématique
Luminosité intégrée		4 %
Corrections d'efficacité-acceptance		2 %
Première réduction des données		Négligeable
RMH <i>overflow</i>	95 %	1 %
Reconstruction	(55 $\pm$ 1) %	4 %
Critères de sélection des électrons	66 %	3 %
Fenêtre de masse effective	(90 $\pm$ 1) %	Négligeable
Incertitude systématique totale		7 % (quadratiquement) 14 % (linéairement)

[Table 11] Récapitulation des incertitudes systématiques sur la mesure de la section efficace inclusive de production du J/ψ dans les collisions proton-proton et antiproton-proton à  $\sqrt{s} = 24.3$  GeV.

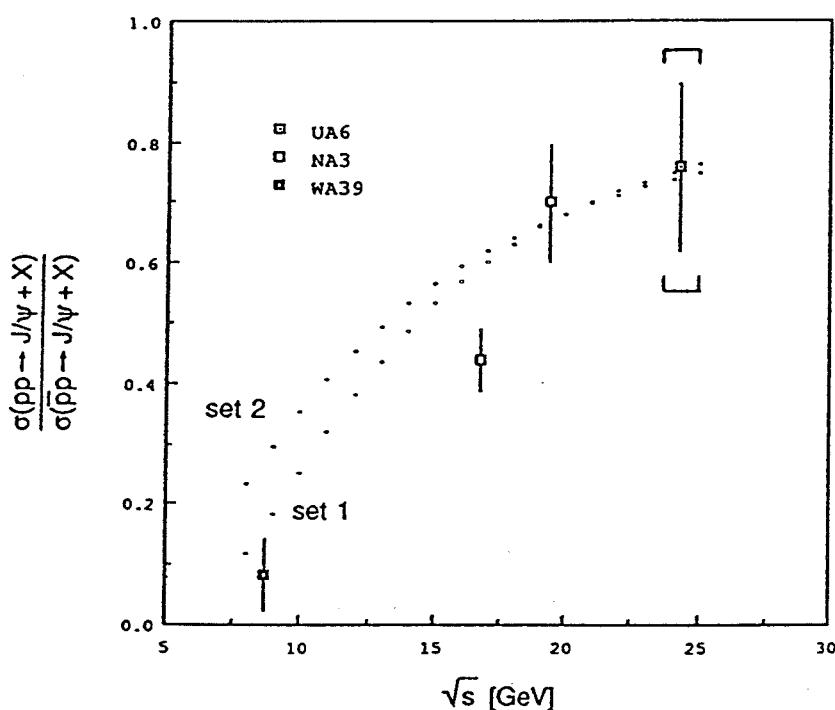
L'incertitude systématique sur la détermination de la fraction des J/ψ accumulés dans la fenêtre de masse effective électron-positon comprise entre 2.8 et 3.3 GeV/c<sup>2</sup> est de 2 % lorsque l'ouverture du spectromètre est agrandie proportionnellement à un déplacement vertical de chaque module du calorimètre de 4 mm. Or la position du calorimètre est connue à moins d'un millimètre près. Donc, l'incertitude systématique sur la détermination de la fraction des J/ψ accumulés dans la fenêtre de masse comprise entre 2.8 et 3.3 GeV/c<sup>2</sup> est négligeable vis à vis des autres incertitudes systématiques.

En faisant l'hypothèse que les incertitudes systématiques précédemment décrites [Table 11] sont toutes indépendantes les unes des autres, l'incertitude systématique totale sur la mesure de la section efficace inclusive de production du J/ψ dans les collisions proton-proton et antiproton-proton à  $\sqrt{s} = 24.3$  GeV s'élève à 7 % [Table 12].

	Collisions antiproton- proton	Collisions proton-proton
$B \times \sigma _{0 < y < 1}$	$(5.1 \pm 0.7 \pm 0.4) \text{ nb}$	$(3.9 \pm 0.5 \pm 0.3) \text{ nb}$

[Table 12] Produit de la section efficace inclusive de production du  $J/\psi$  à  $0 < y < 1$  dans les collisions proton-proton et antiproton-proton par le rapport d'embranchement  $B$  en une paire d'électrons.

9. Calcul du rapport des sections efficaces inclusives de production du  $J/\psi$  dans les collisions proton-proton et antiproton-proton à  $\sqrt{s} = 24.3 \text{ GeV}$



[Fig. 94] Comparaison des rapports expérimentaux des sections efficaces inclusives de production du  $J/\psi$  dans les collisions proton-proton et antiproton-proton en fonction de  $\sqrt{s}$  pour UA6, NA3 [Réf. 23] et WA39 [Réf. 15]. Les barres d'erreur correspondant à UA6 représentent l'erreur statistique et les crochets l'incertitude systématique additionnée à l'erreur statistique. Les estimations théoriques de ce rapport calculées d'après le modèle du charme ouvert en utilisant les paramétrisations de Duke-Owens *set 1* et *set 2* des fonctions de distribution des quarks et du gluon dans le proton et l'antiproton sont également représentées (points). L'échelle est en [GeV].

Le rapport des sections efficaces inclusives de production du J/ψ dans les collisions proton-proton et antiproton-proton à  $\sqrt{s} = 24.3$  GeV vaut  $0.76 \pm 0.14 \pm 0.06$  [Fig. 94]. Seules les incertitudes systématiques sur les déterminations des fractions des J/ψ conservés par les critères de sélection des électrons ne contribuent pas à l'incertitude systématique de ce rapport.

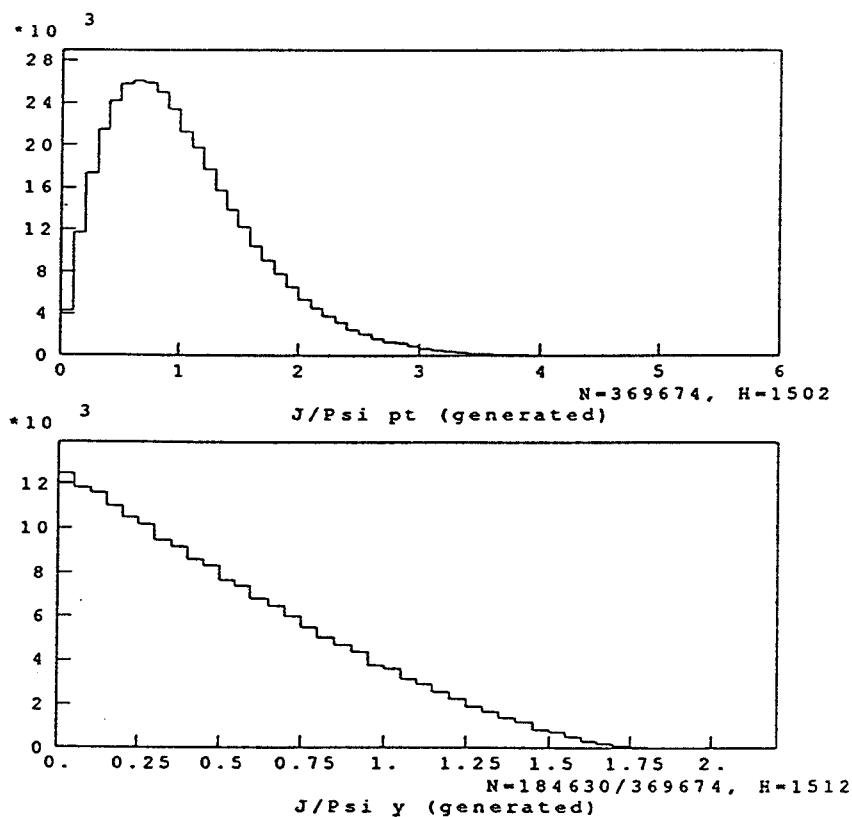
Les estimations théoriques du rapport des sections efficaces inclusives de production du J/ψ dans les collisions proton-proton et antiproton-proton à  $\sqrt{s} = 24.3$  GeV, calculées d'après le modèle du charme ouvert en utilisant les paramétrisations de Duke-Owens *set 1* et *set 2* des fonctions de distribution des quarks et du gluon dans le proton et l'antiproton [Réf. 24], donnent 0.75 et 0.74. Malgré les réserves émises précédemment à l'encontre du modèle du charme ouvert quant à la production du J/ψ en tant qu'état  $1^3S_1$  ( $J^{PC} = 1^{--}$ ) du charmonium, ces estimations sont en bon accord avec la mesure de l'expérience UA6. Bien que les données de l'expérience WA39 favorisent les paramétrisations de Duke-Owens *set 1*, ce qui n'est pas très étonnant puisque ces dernières sont obtenues en considérant également des distributions en  $x_F$  de J/ψ produits dans des collisions proton-nucléon, il n'est cependant pas possible de différencier les paramétrisations de Duke-Owens *set 1* et *set 2* de la fonction de distribution du gluon. En effet, à  $\sqrt{s} = 8.6$  GeV, les différences entre les rapport des sections efficaces inclusives de production du J/ψ dans les collisions proton-proton et antiproton-proton, calculées pour les deux paramétrisations de Duke-Owens, relèvent plus des différences entre les paramétrisations des fonctions de distributions des quarks et des antiquarks dans l'antiproton que des différences entre les paramétrisations de la fonction de distribution du gluon<sup>1</sup>. Par contre, la contribution du processus de fusion de deux gluons aux sections efficaces inclusives de production du J/ψ dans les collisions proton-proton et antiproton-proton domine à  $\sqrt{s} = 24.3$  GeV. En effet, le rapport des sections efficaces inclusives de production du J/ψ dans les collisions proton-proton et antiproton-proton à  $\sqrt{s} = 24.3$  GeV prédit par le modèle du charme ouvert sans tenir compte de la contribution du processus de fusion de deux gluons donne 0.33 pour les paramétrisations de Duke-Owens *set 1* et 0.36 pour les paramétrisations de Duke-Owens *set 2*.

#### 10. Comparaison de différentes mesures des sections efficaces inclusives de production du J/ψ dans les collisions proton-proton et antiproton-proton

Les statistiques de candidats J/ψ des données proton-proton et antiproton-proton de l'expérience UA6 sont trop faibles pour estimer des sections efficaces différentielles. De

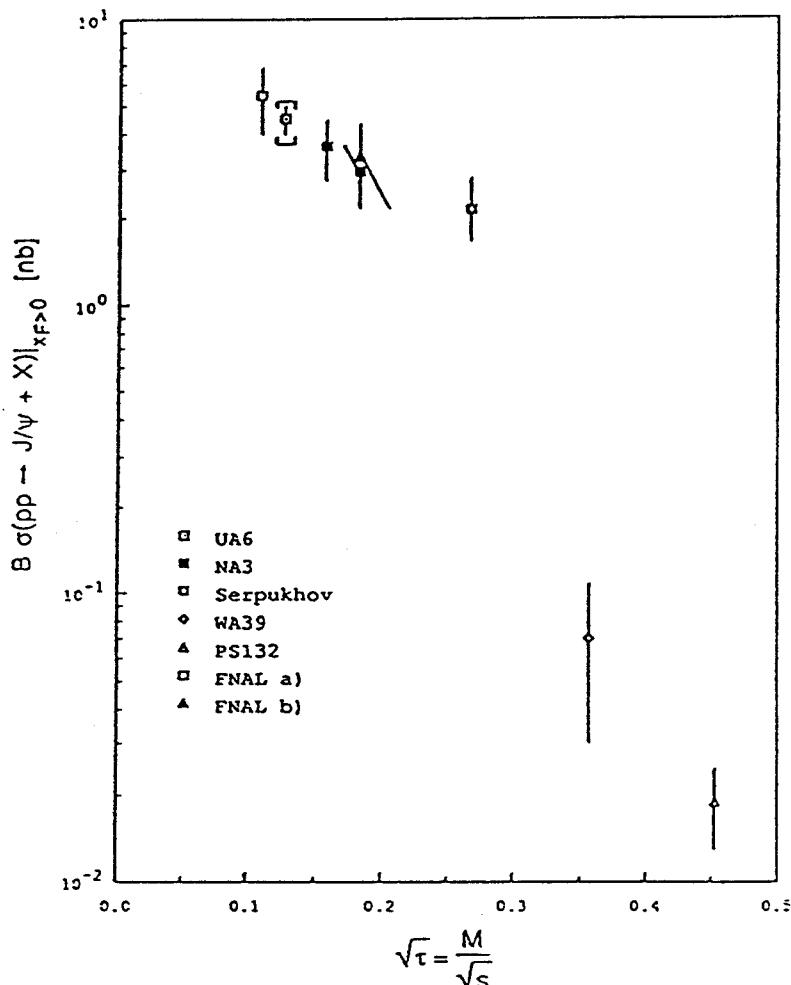
<sup>1</sup> Voir complément D1.

plus, les sections efficaces inclusives de production du  $J/\psi$  dans les collisions proton-proton et antiproton-proton à  $\sqrt{s} = 24.3$  GeV sont mesurées dans une fenêtre de rapidité comprise entre 0 et 1. Afin de comparer les résultats de l'expérience UA6 avec d'autres mesures effectuées à différentes énergies dans le centre de masse, la paramétrisation de Bourquin-Gaillard de la section efficace différentielle inclusive de production du  $J/\psi$  dans les collisions proton-proton [Réf. 46] est choisie pour extrapoler les mesures de l'expérience UA6 à tout l'hémisphère avant [Fig. 95].



[Fig. 95] Distributions en quantité de mouvement transverse (en haut) et en rapidité (en bas) des événements de Monte-Carlo générés à  $\sqrt{s} = 24.3$  GeV d'après la paramétrisation de Bourquin-Gaillard de la section efficace différentielle inclusive de production du  $J/\psi$  dans les collisions proton-proton. L'échelle de quantité de mouvement transverse est en [GeV/c].

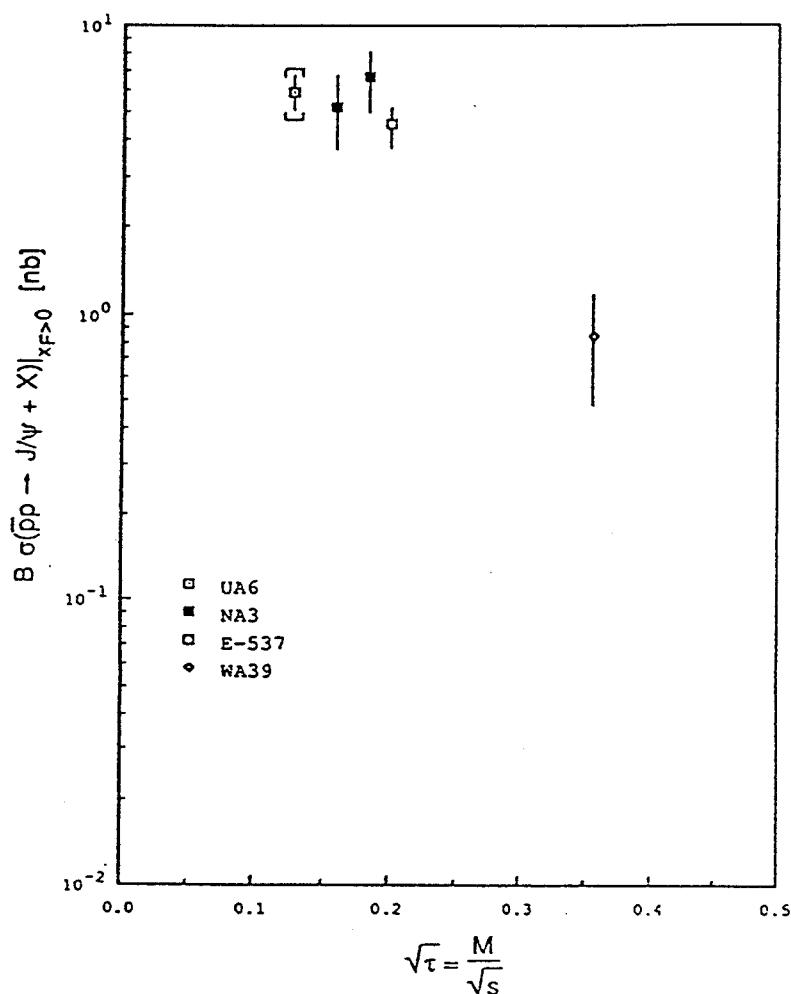
Le produit de la section efficace inclusive de production du  $J/\psi$  à  $x_F > 0$  par le rapport d'embranchement B en une paire d'électrons vaut  $(4.5 \pm 0.5 \pm 0.3)$  nb dans les collisions proton-proton et  $(5.9 \pm 0.8 \pm 0.4)$  nb dans les collisions antiproton-proton à  $\sqrt{s} = 24.3$  GeV.



[Fig. 96] Comparaison du produit des sections efficaces inclusives de production du J/ψ à  $x_F > 0$  dans les collisions proton-proton par le rapport d'embranchement B en une paire d'électrons pour UA6, NA3 [Réf. 23], Serpukhov [Réf. 50], WA39 [Réf. 15], PS132 [Réf. 51], FNAL a) [Réf. 52] et FNAL b) [Réf. 53]. Les barres d'erreur correspondant à UA6 représentent l'erreur statistique et les crochets l'incertitude systématique additionnée à l'erreur statistique.

Ces sections efficaces sont en accord avec les mesures effectuées à des énergies différentes dans les collisions proton-proton [Fig. 96] et antiproton-proton [Fig. 97].

En supposant que la section efficace différentielle inclusive de production du J/ψ en fonction de la rapidité est linéaire entre 0 et 1, et en extrapolant cette linéarité d'après la

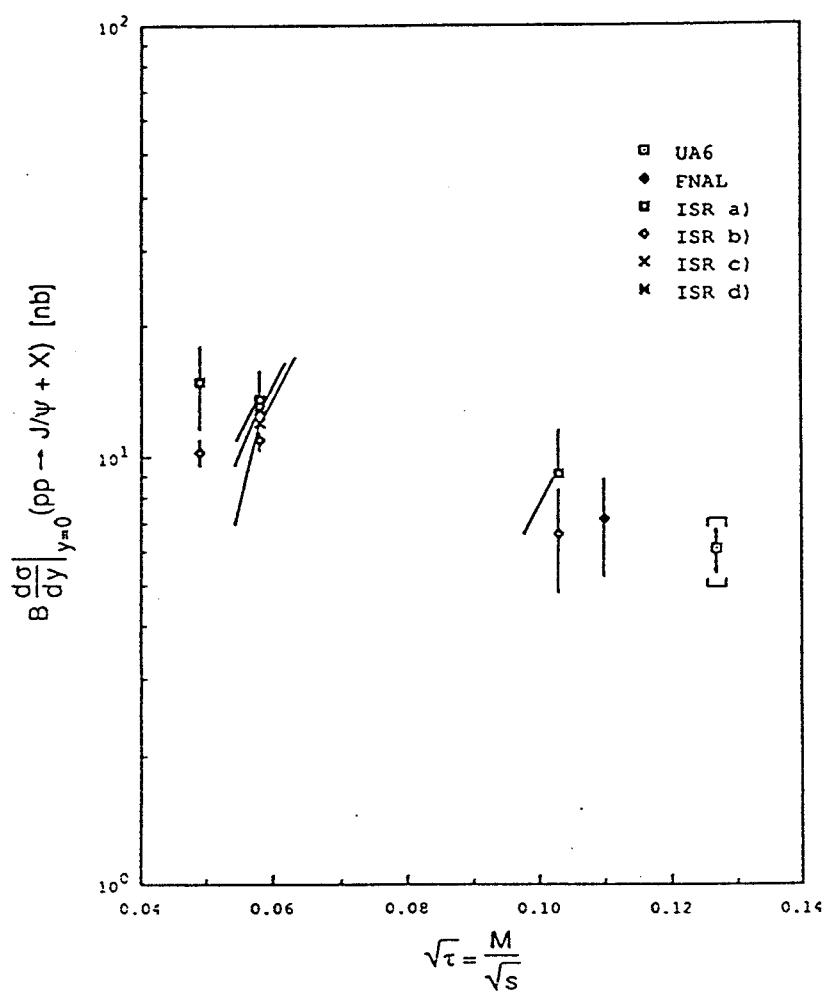


[Fig. 97] Comparaison du produit des sections efficaces inclusives de production du  $J/\psi$  à  $x_F > 0$  dans les collisions antiproton-proton par le rapport d'embranchement  $B$  en une paire d'électrons pour UA6, NA3 [Réf. 23], E-537 [Réf. 54] et WA39 [Réf. 15]. Les barres d'erreur correspondant à UA6 représentent l'erreur statistique et les crochets l'incertitude systématique additionnée à l'erreur statistique. L'expérience UA1 a également mesuré le produit de la section efficace inclusive de production du  $J/\psi$  à  $p_T > 5$  GeV/c et  $|y| < 2$  dans les collisions antiproton-proton à  $\sqrt{s} = 630$  GeV par le rapport d'embranchement  $B$  en une paire de muons<sup>1</sup> et donne  $B\sigma = (7.5 \pm 0.7 \pm 1.2)$  nb [Réf. 55].

paramétrisation de Bourquin-Gaillard jusqu'à ce que la section efficace différentielle

<sup>1</sup> Ce rapport est le même que le rapport d'embranchement en une paire d'électrons et vaut  $B = (6.9 \pm 0.9)$  % [Réf. 6].

devienne nulle, il est possible d'estimer le produit de la section efficace différentielle inclusive de production du  $J/\psi$  à  $y = 0$  dans les collisions proton-proton et antiproton-proton par le rapport d'embranchement  $B$  en une paire d'électrons. Ceci donne  $(6.1 \pm 0.7 \pm 0.4)$  nb dans les collisions proton-proton et  $(8.0 \pm 1.1 \pm 0.6)$  nb dans les collisions antiproton-proton à  $\sqrt{s} = 24.3$  GeV. L'estimation de la section efficace différentielle inclusive à  $y = 0$  est en accord avec les mesures effectuées à des énergies différentes dans les collisions proton-proton [Fig. 98].



[Fig. 98] Comparaison du produit des sections efficaces différentes inclusives de production du  $J/\psi$  à  $y = 0$  dans les collisions proton-proton par le rapport d'embranchement  $B$  en une paire d'électrons pour UA6, FNAL [Réf. 52], ISR a) [Réf. 56], ISR b) [Réf. 57], ISR c) [Réf. 58] et ISR d) [Réf. 59]. Les barres d'erreur correspondant à UA6 représentent l'erreur statistique et les crochets l'incertitude systématique additionnée à l'erreur statistique.

# Compléments du chapitre III

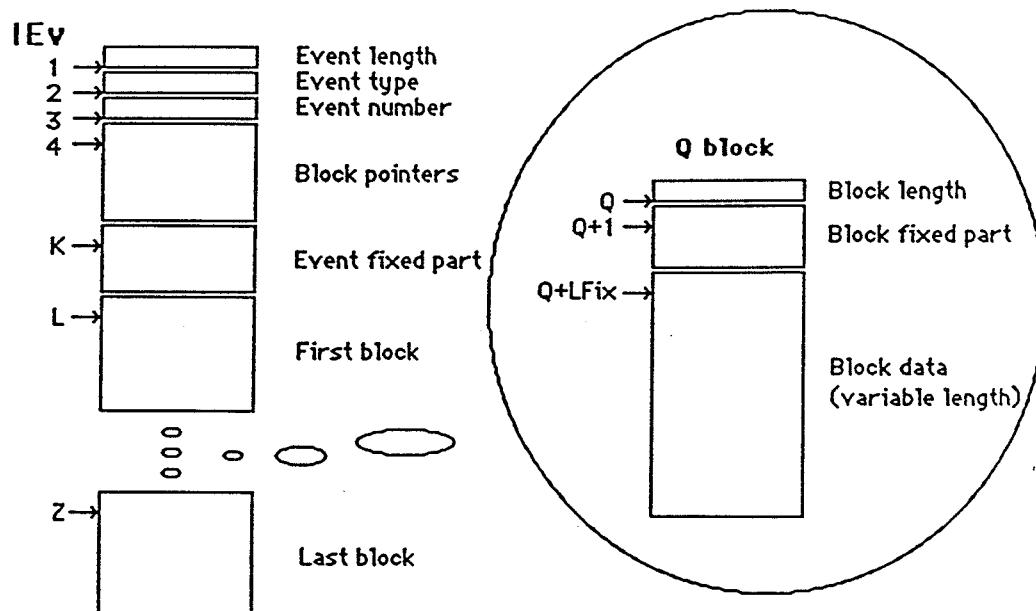
## A III Description du format de l'événement

Le format de l'événement de l'expérience UA6 est constitué d'une partie de **longueur fixe** contenant des informations à caractère général et d'une partie de **longueur variable** formée d'un certain nombre de blocs également de longueur variable.

Les **blocs** contiennent essentiellement les informations issues des détecteurs de l'expérience. L'écriture d'un bloc dépend, selon le bloc, des conditions de déclenchement qui ont commandé la lecture de l'événement au système d'acquisition de données.

Le **format** débute invariablement par trois mots [Fig. 99] contenant :

- la longueur de l'événement (*event length*) : c'est-à-dire le nombre de mot que contient l'événement.
- le type de l'événement (*event type*) codant la ou les conditions de déclenchement (*trigger type*) qui ont commandé la lecture de l'événement.
- le numéro de l'événement (*event number*).



[Fig. 99] Schéma du format de l'événement.

Suit un bloc de pointeurs (*block pointers*) indiquant les adresses dans l'événement des

premiers mots de chacun des blocs. Puis vient enfin la partie fixe de l'événement (*event fixed part*) suivie des différents blocs (*Q block*).

Plus précisément, le premier bloc contient les données des chambres du spectromètre magnétique<sup>1</sup>. Le deuxième et le troisième blocs contiennent les données du calorimètre électromagnétique<sup>2</sup> et du détecteur à rayonnement de transition<sup>3</sup>. Le quatrième bloc contient les données du détecteur dE/dx. Le cinquième bloc n'est pas utilisé. Le sixième bloc contient les données des moniteurs de luminosité et des détecteurs de l'expérience à 90°. Le septième bloc contient des informations du collisionneur SPS ; celles-ci sont lues une fois toutes les 15 secondes. Et le neuvième bloc contient les données de différents registres et échelles, et plus particulièrement celles des ADC et des TDC des compteurs TØ.

Chaque bloc est écrit dans un format comparable à celui de l'événement pris globalement : il est constitué d'une partie de longueur fixe (*block fixed part*), précédée par un mot contenant la longueur du bloc considéré (*block length*), et d'une partie de longueur variable (*block data*).

---

<sup>1</sup> Voir complément B<sub>II</sub>.

<sup>2</sup> Voir complément A<sub>II</sub>.

<sup>3</sup> Voir complément C<sub>II</sub>.



## B III Spectrométrie des particules chargées dans l'expérience UA6

### 1. Trajectoire d'une particule chargée dans un champ magnétique uniforme

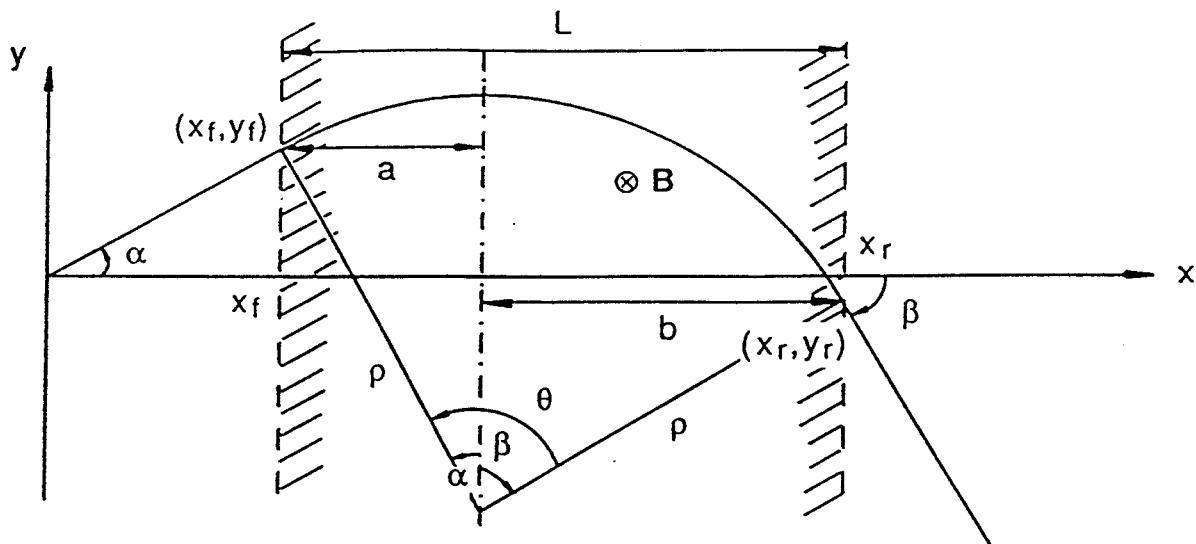
L'équation du mouvement d'une particule de charge  $q$  dans un champ magnétique uniforme  $\mathbf{B}$  est donnée par la force de Lorentz  $\mathbf{F} = q\mathbf{v} \times \mathbf{B}$ .

$$\frac{d\mathbf{p}}{dt} = q\mathbf{v} \times \mathbf{B}$$

Il s'ensuit que la trajectoire d'une particule de charge  $q$  dans un champ magnétique uniforme  $\mathbf{B}$  est une hélice dont le **rayon de courbure  $\rho$**  est proportionnel à la projection  $p_n$  de la quantité de mouvement de la particule dans le plan normal à la direction du champ magnétique.

$$p_n = qB\rho$$

Le rayon de courbure est, au premier ordre, inversement proportionnel à l'angle de déflexion  $\theta$  de la trajectoire de la particule après qu'elle a traversé le champ magnétique [Fig. 100].



[Fig. 100] Projection de la trajectoire d'une particule chargée traversant un champ magnétique uniforme dont la direction est perpendiculaire au plan de la feuille. Les signes des angles sont définis par leur sens trigonométrique.

$$\rho = \frac{L}{\sin\alpha - \sin\beta}$$

Le signe du rayon de courbure dépend du signe de la charge électrique de la particule.

$$p_n = \frac{qBL}{\sin\alpha - \sin\beta} \equiv \frac{qBL}{\alpha - \beta} = \frac{qBL}{\theta}$$

Au premier ordre,  $p \approx p_n$  et  $p\theta \approx qBL$ . En différenciant cette dernière expression, la résolution de la mesure de la quantité de mouvement par le spectromètre s'avère égale, en première approximation, à la résolution de la mesure de l'angle de déflection  $\theta$  des trajectoires.

$$\frac{\Delta p}{p} \approx - \frac{\Delta \theta}{\theta}$$

Soit une zone de champ magnétique uniforme vertical  $B_z$  délimitée par  $x_f$  et  $x_r$  selon l'axe Ox d'un repère orthonormé Oxyz. Lorsqu'une particule chargée de quantité de mouvement  $p = (p_x, p_y, p_z)$  traverse la zone de champ magnétique,  $p_n = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}$  et  $p_z$  sont invariantes. La trajectoire d'une particule chargée issue de l'origine O peut être décomposée en trois morceaux :

- devant la zone de champ magnétique, la trajectoire de la particule est une droite passant par les points  $(0,0,0)$  et  $(x_f, y_f, z_f)$ .

$$\begin{aligned} y &= \frac{p_y}{p_x} x \equiv m_f x \\ z &= \frac{p_z}{p_x} x \equiv n_f x \end{aligned}$$

Si  $\alpha = \text{Arctan}(m_f)$ , alors les composantes  $p_x$ ,  $p_y$  et  $p_z$  de la quantité de mouvement de la particule s'expriment facilement en fonction de  $p_n$ .

$$\begin{cases} p_x = p_n \cos\alpha \\ p_y = p_n \sin\alpha \\ p_z = p_n n_f \cos\alpha \end{cases}$$

- dans la zone de champ magnétique, la trajectoire de la particule est une hélice verticale dont le rayon de courbure  $\rho$  est proportionnel à  $p_n$ . Cette hélice passe par les points  $(x_f, y_f, z_f)$  et  $(x_r, y_r, z_r)$ . Sa projection dans le plan Oxy est un cercle de centre  $(x_c, y_c)$  et de rayon  $\rho$ .

$$(x - x_c)^2 + (y - y_c)^2 = \rho^2$$



- derrière la zone de champ magnétique, la trajectoire de la particule est une droite passant par le point  $(x_r, y_r, z_r)$ .

$$\boxed{\begin{aligned} y &= \frac{p'_y}{p'_x} x + h \equiv m_r x + h \\ z &= \frac{p'_z}{p'_x} x + k \equiv n_r x + k \end{aligned}}$$

Si  $\beta = \text{Arctan}(m_r)$ , alors les composantes  $p'_x$ ,  $p'_y$  et  $p'_z$  de la quantité de mouvement de la particule à la sortie de la zone de champ magnétique s'expriment facilement en fonction de  $p_n = p'_n$ .

$$\begin{cases} p'_x = p_n \cos \beta \\ p'_y = p_n \sin \beta \\ p'_z = p_n n_r \cos \beta \end{cases}$$

## 2. Spectrométrie

Il s'agit de déterminer la quantité de mouvement  $p = (p_x, p_y, p_z)$  d'une particule chargée issue de l'origine O à partir des paramètres de la trajectoire de la particule derrière la zone de champ magnétique. En d'autres termes, il suffit de déterminer les paramètres  $m_f$  et  $n_f$  de la trajectoire de la particule devant la zone de champ magnétique. Pour ce faire, il faut exprimer algébriquement le raccordement des morceaux de trajectoire de la particule aux points  $(x_f, y_f, z_f)$  et  $(x_r, y_r, z_r)$ .

$$p'_z = p_z \Leftrightarrow p_n n_r \cos \beta = p_n n_f \cos \alpha \Leftrightarrow n_f = n_r \frac{\cos \beta}{\cos \alpha}$$

Puisque  $n_f$  peut être déterminé<sup>1</sup> en fonction de  $m_f$ , il suffit d'exprimer simultanément l'égalité des équations des projections dans le plan Oxy des morceaux de trajectoires de la particule correspondants et l'égalité de leur dérivée aux points  $(x_f, y_f)$  et  $(x_r, y_r)$ .

$$\boxed{\begin{aligned} y_f &= m_f x_f = \sqrt{\rho^2 - (x_f - x_c)^2} + y_c \\ m_f &= - \frac{x_f - x_c}{\sqrt{\rho^2 - (x_f - x_c)^2}} \end{aligned}}$$

$$\boxed{\begin{aligned} y_r &= m_r x_r + h = \sqrt{\rho^2 - (x_r - x_c)^2} + y_c \\ m_r &= - \frac{x_r - x_c}{\sqrt{\rho^2 - (x_r - x_c)^2}} \end{aligned}}$$

Ce système d'équations se résout par substitution des coordonnées  $(x_c, y_c)$  dans les équations  $(x_f - x_c)^2 + (y_f - y_c)^2 = \rho^2 = (x_r - x_c)^2 + (y_r - y_c)^2$ .

<sup>1</sup> En réalité, pour des particules de plusieurs [GeV],  $n_f \approx n_r$ .

$$\begin{cases} y_f = -\frac{x_f - x_c}{m_f} + y_c \\ y_r = -\frac{x_r - x_c}{m_r} + y_c \end{cases} \Rightarrow \begin{cases} x_c + y_c m_f = y_f m_f + x_f \\ x_c + y_c m_r = y_r m_r + x_r \end{cases} \Rightarrow$$

$$\begin{cases} x_c = -\frac{m_f m_r (y_f - y_r) + x_f m_r - x_r m_f}{m_f - m_r} \\ y_c = \frac{y_f m_f - y_r m_r + x_f - x_r}{m_f - m_r} \end{cases}$$

Ceci donne une équation du troisième degré en  $y_f$ .

$$y_f^3 + a y_f^2 + b y_f + c = 0$$

$$\begin{cases} a = -(m_r x_f + 2h) \\ b = d + 2hy_r \\ c = x_f [2h(x_r - x_f) - m_r d] \\ d = x_f^2 - (x_r^2 + y_r^2) \end{cases}$$

Cette équation peut être réduite sous la forme  $x^3 + Ax + B = 0$  en posant  $y_f = x - \frac{a}{3}$ .

$$\begin{cases} A = \frac{1}{3} (3b - a^2) \\ B = \frac{1}{27} (2a^3 - 9ab + 27c) \end{cases}$$

Si  $\frac{B^2}{4} + \frac{A^3}{27} \leq 0$ , l'équation  $x^3 + Ax + B = 0$  a trois solutions réelles  $x_1, x_2$  et  $x_3$ .

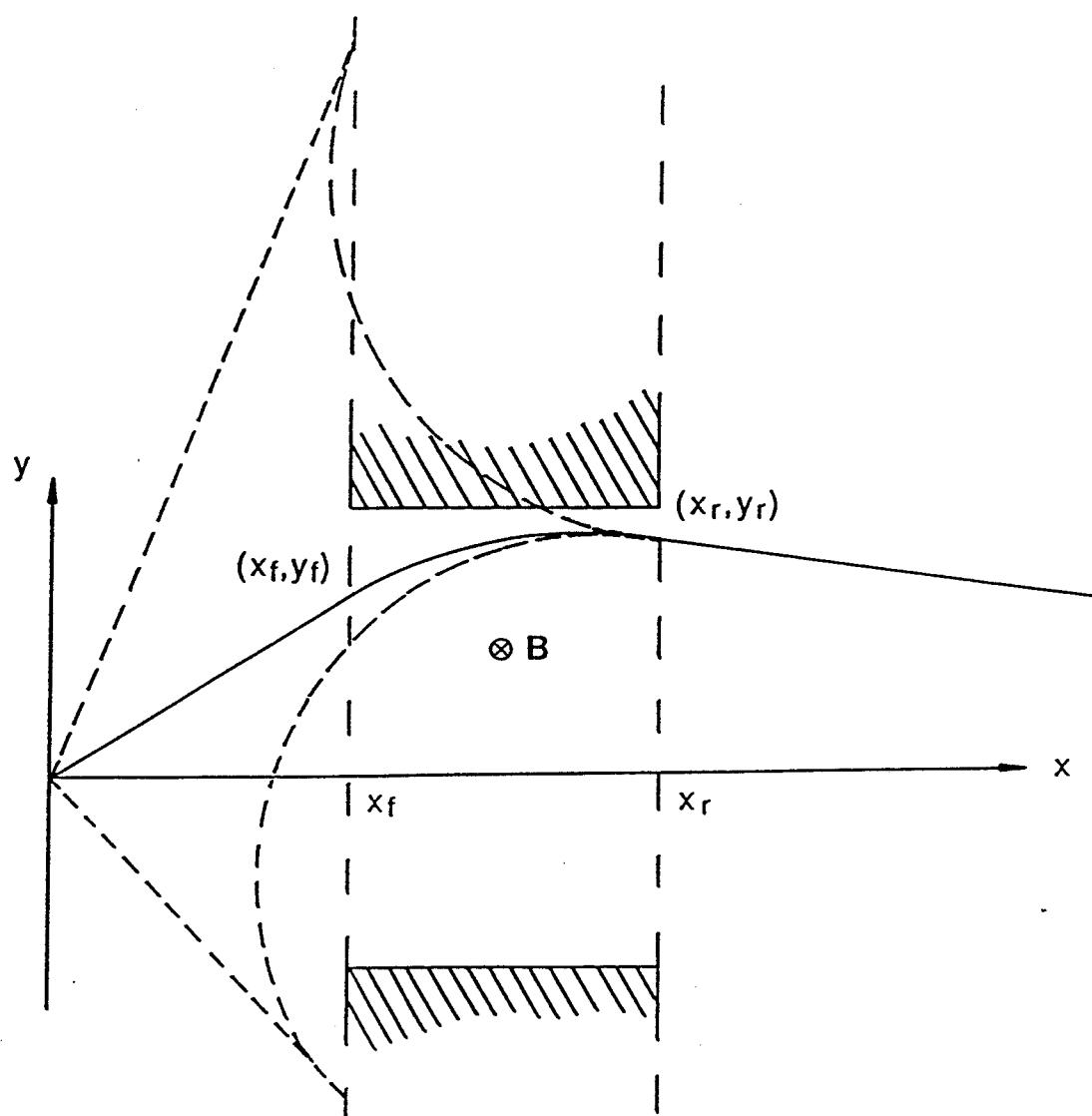
$$\begin{cases} x_1 = 2\sqrt[3]{x_0} \cos\left(\frac{\Theta}{3}\right) \\ x_2 = \sqrt[3]{x_0} \left[ \sqrt{3} \sin\left(\frac{\Theta}{3}\right) - \cos\left(\frac{\Theta}{3}\right) \right] \\ x_3 = -\sqrt[3]{x_0} \left[ \sqrt{3} \sin\left(\frac{\Theta}{3}\right) + \cos\left(\frac{\Theta}{3}\right) \right] \end{cases}$$

$$\Theta = \begin{cases} \operatorname{Arctg} \theta ; \theta \geq 0 \\ \operatorname{Arctg} \theta + \pi ; \theta < 0 \end{cases}$$

$$\theta = -2 \frac{\sqrt{\left| \frac{B^2}{4} + \frac{A^3}{27} \right|}}{B}$$

$$x_0 = \sqrt{\left| \frac{B^2}{4} + \frac{A^3}{27} \right| + \left( \frac{B}{2} \right)^2}$$

Des trois solutions  $y_1, y_2$  et  $y_3$  de l'équation  $y_f^3 + a y_f^2 + b y_f + c = 0$ , une seule correspond à l'ordonnée  $y_f$  du point d'entrée de la trajectoire de la particule dans la zone de champ magnétique et permet de calculer la pente  $m_f$ . Les deux autres solutions n'ont pas de sens physique et correspondent à des trajectoires comportant un point de rebroussement [Fig. 101].



[Fig. 101] Projection dans le plan Oxy des trajectoires correspondant aux solutions de l'équation  $y_f^3 + ay_f^2 + by_f + c = 0$ . Seule la trajectoire en trait continu a un sens physique ; les deux autres, qui sont en trait interrompu, comportent chacune un point de rebroussement.

L'ordonnée  $y_f$  est choisie parmi les trois solutions réelles  $y_1 = x_1 - \frac{a}{3}$ ,  $y_2 = x_2 - \frac{a}{3}$  et  $y_3 = x_3 - \frac{a}{3}$  en déterminant laquelle de ces trois solutions se trouve dans la zone fiduciale de l'aimant.

### 3. Ajustement du pouvoir de déflection de la zone de champ magnétique

Le pouvoir de déflection de la zone de champ magnétique  $\int B_z dl$  a été ajusté en

fonction de l'angle d'entrée  $\varphi = \text{Arctan}(n_f)$  de la particule dans la zone de champ magnétique de manière à reproduire au mieux le pouvoir de déflexion de l'aimant de l'expérience UA6.

$$\int B_z dl = \begin{cases} 2.250 + 0.500|\varphi| ; 20 \leq |\varphi| < 30 \text{ mrad} \\ 2.253 + 0.373|\varphi| ; 30 \leq |\varphi| < 70 \text{ mrad} \\ 2.878 - 16.570|\varphi| + 114.860|\varphi|^2 ; 70 \leq |\varphi| < 94 \text{ mrad} \\ 2.355 - 0.234|\varphi| ; 94 \leq |\varphi| < 100 \text{ mrad} \end{cases}$$

Les limites  $x_f$  et  $x_r$  de la zone de champ magnétique ont été ajustées d'après le calcul des trajectoires par la méthode d'intégration numérique de Runge-Kutta sur une carte de champ magnétique de l'aimant de l'expérience UA6 et valent 177.3 cm et 612.8 cm.



### CIII Ajustement de moindres carrés des paramètres de la trajectoire d'une particule chargée derrière l'aimant

Les fils touchés des chambres du spectromètre associés derrière l'aimant à la trajectoire d'une particule chargée par le programme Mambo sont considérés comme des droites de l'espace situées dans des plans verticaux et perpendiculaires à la direction du faisceau.

L'ajustement de moindres carrés des paramètres de la trajectoire d'une particule chargée consiste à minimiser la somme des carrés des distances entre les points d'intersection de la trajectoire dans les plans de fils d'anode considérés et les droites de ces plans formées par les fils touchés associés à la trajectoire de la particule.

Soit  $P_i(x_i, a_i, b_i)$  un point appartenant au  $i^{\text{ème}}$  fil touché associé à la trajectoire de la particule et  $Q_i(x_i, y_i, z_i)$  un point de la trajectoire dont les paramètres  $a$ ,  $b$ ,  $y_0$  et  $z_0$  doivent être ajustés.

$$\begin{pmatrix} x_i \\ y_i \\ z_i \end{pmatrix} = t_i \begin{pmatrix} 1 \\ a \\ b \end{pmatrix} + \begin{pmatrix} 0 \\ y_0 \\ z_0 \end{pmatrix}$$

La distance  $\delta_i$  entre le  $i^{\text{ème}}$  fil touché associé à la trajectoire de la particule et le point d'intersection de la trajectoire dans le plan de fils d'anode considéré est donnée par la valeur absolue du produit scalaire du vecteur sous-tendu entre les points  $P_i$  et  $Q_i$  avec un vecteur unité  $n_i$  du plan de fils d'anode considéré normal au  $i^{\text{ème}}$  fil touché associé à la trajectoire de la particule.

$$\delta_i = \frac{|n_i \cdot (P_i Q_i)|}{|n_i|} = \frac{|h_i (y_i - a_i) + d_i (z_i - b_i)|}{\sqrt{h_i^2 + d_i^2}}$$

$$n_i = \begin{pmatrix} 0 \\ h_i \\ d_i \end{pmatrix}$$

La somme  $\Delta$  des carrés des distances  $\delta_i$  doit être minimisée en fonction des paramètres  $a$ ,  $b$ ,  $y_0$  et  $z_0$  de la trajectoire.

$$\Delta = \sum_i \delta_i^2 = \sum_i \frac{[h_i (a x_i - a_i + y_0) + d_i (b x_i - b_i + z_0)]^2}{h_i^2 + d_i^2}$$

Ceci donne un système de quatre équations à quatre inconnues qui sont les paramètres  $a$ ,  $b$ ,  $y_0$  et  $z_0$  de la trajectoire.

$$\begin{pmatrix} S_{x^2h^2} & S_{x^2hd} & S_{xh^2} & S_{xhd} \\ S_{x^2hd} & S_{x^2d^2} & S_{xhd} & S_{xd^2} \\ S_{xh^2} & S_{xhd} & S_{h^2} & S_{hd} \\ S_{xhd} & S_{xd^2} & S_{hd} & S_{d^2} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} a \\ b \\ y_0 \\ z_0 \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} S_{xah^2} + S_{xhbd} \\ S_{xdah} + S_{xbd^2} \\ S_{ah^2} + S_{hbd} \\ S_{ahd} + S_{bd^2} \end{pmatrix}$$

Avec la notation  $S_a = \sum_i \frac{a_i}{h_i^2 + d_i^2}$ ,  $S_{ab} = \sum_i \frac{a_i b_i}{h_i^2 + d_i^2}$ ,  $S_{ab^2} = \sum_i \frac{a_i b_i^2}{h_i^2 + d_i^2}$ , etc.

Soit  $Ou$ ,  $Ov$  et  $Oz$  les axes perpendiculaires aux plans de fils d'anode  $U$ ,  $V$  et  $Z$  dans le repère spectrométrique  $Oxyz$ , et  $u_{cls}$ ,  $v_{cls}$  et  $z_{cls}$  les centres de gravité des fils touchés dans les plans de fils d'anode  $U$ ,  $V$  et  $Z$  selon les axes  $Ou$ ,  $Ov$  et  $Oz$ .

$$\begin{cases} u_{cls} = -y_{cls} \cos 30^\circ - z_{cls} \sin 30^\circ \\ v_{cls} = y_{cls} \cos 30^\circ - z_{cls} \sin 30^\circ \end{cases} \Rightarrow z_{cls} + u_{cls} + v_{cls} = 0$$

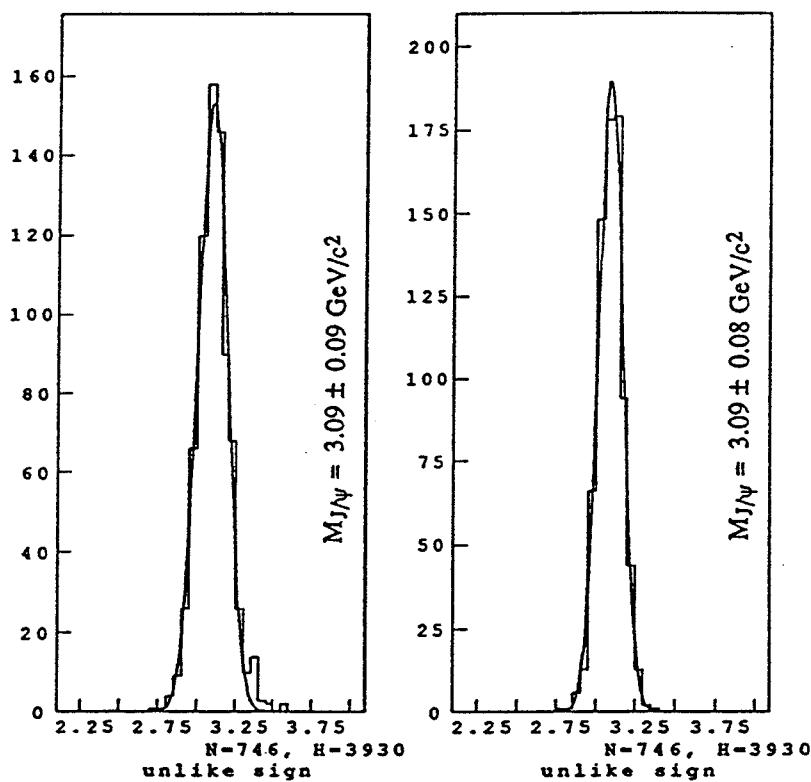
Le point  $P_i$  et le vecteur normal  $n_i$  sont exprimés pour les plans de fils d'anode  $U$ ,  $V$  et  $Z$  en fonction de  $u_{cls}$ ,  $v_{cls}$  et  $z_{cls}$ .

- plan de fils d'anode  $U$  :  $P_i(x_i, -\frac{u_{cls}}{\cos 30^\circ}, 0)$  et  $n_i = \begin{pmatrix} 0 \\ -\cos 30^\circ \\ -\sin 30^\circ \end{pmatrix}$
- plan de fils d'anode  $V$  :  $P_i(x_i, \frac{v_{cls}}{\cos 30^\circ}, 0)$  et  $n_i = \begin{pmatrix} 0 \\ \cos 30^\circ \\ -\sin 30^\circ \end{pmatrix}$
- plan de fils d'anode  $Z$  :  $P_i(x_i, 0, z_{cls})$  et  $n_i = \begin{pmatrix} 0 \\ 0 \\ 1 \end{pmatrix}$

La résolution du pic de masse effective électron-positon du  $J/\psi$  vaut environ  $90 \text{ MeV}/c^2$  lorsque les quantités de mouvement de l'électron et du positon sont déterminées d'après l'ajustement de moindres carrés des paramètres de leur trajectoire, à partir des fils touchés associés derrière l'aimant aux trajectoires des événements de Monte-Carlo par le programme Mambo [Fig. 102].

La masse effective d'une paire d'électrons est donnée par la norme de la somme des quadrivecteurs énergie-quantité de mouvement de l'électron et du positon.

$$M_{J/\psi} = |p_{e^+} + p_{e^-}| \equiv \sqrt{2 |p_{e^+}| |p_{e^-}| (1 - \cos \theta)}, \text{ avec } m_{e^\pm} \ll |p_{e^\pm}|$$



[Fig. 102] Spectres de masse effective électron-positon du  $J/\psi$  pour des événements de Monte-Carlo obtenus en utilisant uniquement les quantités de mouvement mesurées par le spectromètre (à gauche) et en pondérant les quantités de mouvement mesurées par le spectromètre avec les énergies déterminées avec le calorimètre (à droite). Les échelles sont en  $[{\rm GeV}/c^2]$ .

La résolution du pic de masse effective électron-positon du  $J/\psi$  peut être sensiblement améliorée en utilisant la moyenne de la quantité de mouvement mesurée par le spectromètre et de l'énergie déterminée avec le calorimètre pondérée par les résolutions respectives du spectromètre<sup>1</sup> et du calorimètre<sup>2</sup>; la résolution du pic de masse effective électron-positon du  $J/\psi$  déterminée de cette manière à partir des événements de Monte-Carlo vaut environ  $80 \, {\rm MeV}/c^2$  [Fig. 102].

<sup>1</sup>  $\sigma_p = 1.44 \times 10^{-3} \, [{\rm GeV}/c]^{-1} \, p^2$ .

<sup>2</sup>  $\sigma_E = 0.33 \, [{\rm GeV}]^{1/2} \sqrt{E}$ .

## D<sub>III</sub> Ajustement relatif des positions horizontales et verticales des chambres du spectromètre magnétique

Soit  $(x_i, y_i)$  les coordonnées d'un point donné de la  $i^{\text{ème}}$  chambre dans le plan Oxy du repère spectrométrique<sup>1</sup>,  $\Delta y_i$  l'espacement entre les fils d'anode de la  $i^{\text{ème}}$  chambre et  $n_{ji}$  le numéro du fil d'anode associé dans la  $i^{\text{ème}}$  chambre à la  $j^{\text{ème}}$  trajectoire de pente  $m_j$  et d'ordonnée à l'origine  $h_j$ .

$$y_i + n_{ji}\Delta y_i = m_j x_i + h_j + a_{ij}$$

Si  $a_{ij}$  est l'erreur due à la discrétisation de l'espace dans les plans de fils d'anode des chambres, la moyenne  $\langle a_{ij} \rangle$  sur l'ensemble des trajectoires doit être nulle.

Si  $\hat{y}_i$  est la coordonnée  $y$  du point donné de la  $i^{\text{ème}}$  chambre avant l'ajustement relatif des coordonnées  $y$  des chambres, alors  $\langle \hat{a}_{ij} \rangle = \hat{b}_i \neq 0$  et  $\hat{y}_i$  doit être diminuée de  $\hat{b}_i$  pour retrouver la condition  $\langle \hat{a}_{ij} \rangle = 0$ .

L'ajustement relatif des positions horizontales des chambres consiste à corriger la coordonnée  $y$  de chaque chambre de son résidu moyen. Soit  $\hat{m}_j$  et  $\hat{h}_j$  la pente et l'ordonnée à l'origine de la  $j^{\text{ème}}$  trajectoire déterminées après l'ajustement relatif des coordonnées  $y$  des chambres.

$$\hat{y}_i \rightarrow \hat{y}_i + \langle \hat{m}_j x_i + \hat{h}_j - \hat{y}_i \rangle = \hat{y}_i - \langle \hat{a}_{ij} + \hat{b}_i \rangle = \hat{y}_i - \hat{b}_i$$

$$(\hat{y}_i - \hat{b}_i) + n_{ji}\Delta y_i = \hat{m}_j x_i + \hat{h}_j + \hat{a}_{ij}$$

$$n_{ji}\Delta y_i = m_j x_i + h_j + a_{ij} - y_i = \hat{m}_j x_i + \hat{h}_j + \hat{a}_{ij} - (\hat{y}_i - \hat{b}_i) \Rightarrow$$

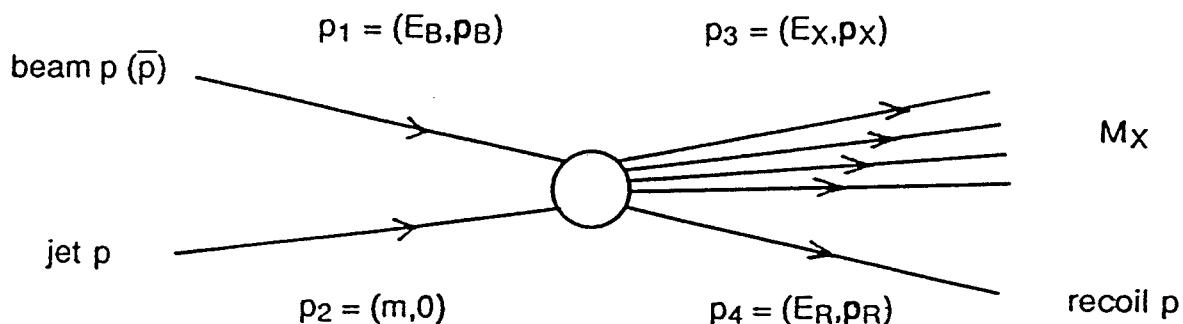
$$y_i = (\hat{y}_i - \hat{b}_i) + x_i \langle (m_j - \hat{m}_j) \rangle + \langle (h_j - \hat{h}_j) \rangle$$

L'ajustement relatif des positions horizontales des chambres n'est défini qu'à un déplacement horizontal de chaque chambre, proportionnel à la distance de la chambre par rapport à l'origine, et à une translation horizontale de toutes les chambres près.

<sup>1</sup> On considère dans ce complément l'ajustement de la coordonnée  $y$  des chambres dans le plan Oxy ; la coordonnée  $z$  des chambres est ajustée selon la même méthode dans le plan Oxz en remplaçant  $y$  par  $z$ .

### EIII Etablissement de la formule de la luminosité

Soit la réaction de collision entre un proton ou un antiproton de grande quantité de mouvement et un proton au repos dans le référentiel du laboratoire [Fig. 103].



[Fig. 103] Schéma de la réaction de collision entre un proton ou un antiproton de grande quantité de mouvement  $p_B$  et un proton au repos dans le référentiel du laboratoire.

Le proton ou l'antiproton de grande quantité de mouvement est issu du faisceau du collisionneur SPS (*beam*) et le proton au repos dans le référentiel du laboratoire appartient au jet d'agrégats d'hydrogène moléculaire (*jet*) de l'expérience UA6.

Soit  $p_1 = (E_B, p_B)$ ,  $p_2 = (E_J = m, p_J = 0)$ ,  $p_3 = (E_X = \sqrt{M_X^2 + p_X^2}, p_X)$  et  $p_4 = (E_R = m + T, p_R)$  les quadrivecteurs énergie-quantité de mouvement du proton ou de l'antiproton du faisceau, du proton du jet, du groupe de particules produit par la réaction de collision et du proton de recul<sup>1</sup> (*recoil*) du jet.

$$s = 2E_B m + 2m^2$$

$$s = (p_1 + p_2)^2 = (E_B + m, p_B)^2 = 2E_B m + 2m^2$$

$$|t| = 2mT$$

$$t = (p_1 - p_3)^2 = (p_2 - p_4)^2 = (-T, -p_R)^2 = -2mT$$

$$M_X^2 - m^2 \cong 2|p_B| \sqrt{|t|} \left[ \cos\theta - \frac{\sqrt{|t|}}{2m} \right]$$

$$M_X^2 = p_3^2 = (p_1 + p_2 - p_4)^2 = s + m^2 - 2(p_1 + p_2)p_4$$

$$M_X^2 - m^2 = s - 2(E_B + m, p_B)(m + T, p_R) = 2|p_B||p_R| \cos\theta - 2T(E_B + m) \Rightarrow$$

$$M_X^2 - m^2 \cong 2|p_B||p_R| \cos\theta - 2T|p_B|; |p_B| \gg m$$

$$m^2 + p_R^2 = E_R^2 = (m + T)^2 \Rightarrow p_R^2 \cong 2mT; T \ll m \Rightarrow$$

<sup>1</sup>  $T$  est l'énergie cinétique du proton de recul et  $m$  la masse du proton au repos.



$$M_X^2 - m^2 \equiv 2|p_B|(cos\theta \sqrt{2mT} - T) = 2|p_B|\sqrt{|t|} \left[ cos\theta - \frac{\sqrt{|t|}}{2m} \right]$$

Dans le cas d'une collision élastique,  $M_X^2 = m^2$  et l'énergie cinétique du proton de recul  $T$  ne dépend plus que de l'angle de diffusion  $\theta$  du proton de recul par rapport à la direction du faisceau.

$$T \equiv 2m \cos^2 \theta$$

$$M_X^2 - m^2 = 0 \Rightarrow \sqrt{|t|} \equiv 2m \cos\theta \Leftrightarrow |t| = 2mT \equiv 4m^2 \cos^2 \theta \Leftrightarrow T \equiv 2m \cos^2 \theta$$

Le taux  $\mathcal{R}$  de protons de recul traversant un angle solide infinitésimal  $\Delta\Omega$  est donné par le produit de la section efficace différentielle  $\frac{d^2\sigma_{el}}{d\Omega}$  de la collision élastique proton-proton ou antiproton-proton et de la luminosité<sup>1</sup>  $\mathcal{L}$ .

$$\mathcal{R} = \mathcal{L} \frac{d^2\sigma_{el}(|t|)}{d\Omega} \Delta\Omega$$

Il s'ensuit que la luminosité est inversement proportionnelle à la racine carrée du transfert d'énergie-quantité de mouvement  $|t|$  entre le proton ou l'antiproton du faisceau et le proton de recul du jet, et à la section efficace différentielle  $\frac{d\sigma_{el}}{dt|t|}$  de la collision élastique proton-proton ou antiproton-proton.

$$\mathcal{L} \equiv \frac{\mathcal{R}\pi}{\frac{d\sigma_{el}(|t|)}{dt|t|} 2m\sqrt{|t|}} \Delta\Omega^{-1}$$

$$\mathcal{R} = \mathcal{L} \frac{d^2\sigma_{el}}{d\Omega} \Delta\Omega = \mathcal{L} \frac{d^2\sigma_{el}}{d(\cos\theta)d\phi} \Delta\Omega = \mathcal{L} \frac{d^2\sigma_{el}}{dt|t|d\phi} \frac{dt|t|}{d(\cos\theta)} \Delta\Omega$$

$$\sqrt{|t|} \equiv 2m \cos\theta \Rightarrow \frac{dt|t|}{2\sqrt{|t|}} \equiv 2m d(\cos\theta) \Rightarrow \frac{dt|t|}{d(\cos\theta)} \equiv 4m\sqrt{|t|}$$

$$\mathcal{R} \equiv \mathcal{L} \frac{d^2\sigma_{el}}{dt|t|d\phi} 4m\sqrt{|t|} \Delta\Omega \Rightarrow \mathcal{R} \equiv \mathcal{L} \frac{1}{2\pi} \frac{d\sigma_{el}}{dt|t|} 4m\sqrt{|t|} \Delta\Omega$$

<sup>1</sup> Voir complément B<sub>I</sub>.



### FIII Estimation de l'effet de la diffusion multiple sur la résolution du spectromètre magnétique

$$\frac{\Delta p}{p} \approx - \frac{\Delta \theta}{\theta}$$

La résolution  $\sigma(p)$  de la mesure de la quantité de mouvement par le spectromètre magnétique est estimée en fonction de la quantité de mouvement  $p$  et de la résolution angulaire  $\sigma(\theta)$  de la mesure de l'angle de déflection  $\theta$  des trajectoires des particules chargées dans le champ magnétique de l'aimant avec  $p\theta \approx qBL$  et  $BL = 2.3 \text{ Tm}$ . Le carré de la résolution angulaire est donné par la somme des carrés des résolutions angulaires des trajectoires ajustées devant et derrière l'aimant.

$$\sigma^2(\theta) \approx \sum_{\text{devant et derrière l'aimant}} \sigma^2(\text{pente du segment de trajectoire})$$

$$\sigma^2(\text{pente du segment de trajectoire}) = \frac{1}{\Delta} \sum_{\text{chambres}} \frac{1}{\sigma_i^2}$$

$$\Delta = \sum_{\text{chambres}} \frac{1}{\sigma_i^2} \sum_{\text{chambres}} \frac{[\text{position}]^2}{\sigma_i^2} - \left( \sum_{\text{chambres}} \frac{[\text{position}]}{\sigma_i^2} \right)^2$$

$$\sigma_i^2 = \sigma_i^2(\text{discrétisation}) + \sigma_i^2(\text{diffusion multiple})$$

La discrétisation des trajectoires des particules chargées dans les plans de fils d'anode des chambres du spectromètre induit une erreur  $\sigma_i(\text{discrétisation})$  sur la détermination des points de passage des particules dans le plan de déflection ; cette erreur dépend essentiellement de l'espacement  $s_i$  entre les fils d'anode des chambres considérées.

$$\sigma_i(\text{discrétisation}) = \frac{s_i}{2\sqrt{6} \cos 30^\circ}$$

Cette erreur est valable lorsque 3 fils touchés, un par plan de fils d'anode, sont associés à la trajectoire d'une particule dans la chambre considérée. L'espacement  $s_i$  entre les fils d'anode des chambres situées devant et derrière l'aimant est de 2 mm et 3 mm.

La diffusion multiple induit également une erreur sur la détermination des points de passage des particules chargées dans les chambres. Pour en tenir compte, les trajectoires des particules chargées sont considérées comme des lignes brisées dont les changements

de direction  $\sqrt{<\theta_j^2>}$  sont dû à la diffusion multiple dans la région j suivant directement le changement de direction  $\sqrt{<\theta_j^2>}$  considéré [Réf. 60].

$$\sqrt{<\theta_j^2>} [\text{rad}] = q \frac{20 \text{ [MeV/c]}}{p\beta} \sqrt{\frac{\text{longueur de la région j}}{L_{\text{rad}}}} \times \\ \times \left( 1 + \frac{1}{9} \log_{10} \frac{\text{longueur de la région j}}{L_{\text{rad}}} \right)$$

Chaque région agit sur un bras de levier qui est la distance entre le début de la région et la chambre dans laquelle l'erreur due à la diffusion multiple est estimée.

$$\sigma_i^2(\text{diffusion multiple}) = \sum_{\text{régions précédentes}} <\theta_j^2> \times [\text{longueur du bras de levier j}]^2$$

Cinq régions sont définies :

- la première région est formée par la fenêtre de la trompette du jet (500 µm d'acier,  $L = 0.0284$  longueur de rayonnement) et l'air entre la fenêtre de la trompette du jet et la première chambre (20 cm d'air,  $L = 6.6 \times 10^{-4}$  longueur de rayonnement). Elle débute à la position de la fenêtre de la trompette du jet et agit uniquement sur les deux premières chambres.
- la deuxième région est formée par la première chambre ( $L = 2.256 \times 10^{-3}$  longueur de rayonnement) et l'air entre la première et la seconde chambre (650 mm d'air,  $L = 2.136 \times 10^{-3}$  longueur de rayonnement). Elle débute à la position de la première chambre et agit seulement sur la deuxième chambre.
- la troisième région est formée par l'air entre le milieu de l'aimant et la troisième chambre (180 cm d'air,  $L = 5.9 \times 10^{-3}$  longueur de rayonnement). Elle débute au milieu de l'aimant et agit sur les trois dernières chambres.
- La quatrième région est formée par la troisième chambre ( $L = 2.119 \times 10^{-3}$  longueur de rayonnement) et l'air entre la troisième et la quatrième chambre (160 cm d'air,  $L = 5.259 \times 10^{-3}$  longueur de rayonnement). Elle débute à la position de la troisième chambre et agit sur les deux dernières chambres.
- la cinquième région est formée par la quatrième chambre ( $L = 2.119 \times 10^{-3}$  longueur de rayonnement) et l'air entre la quatrième et la cinquième chambre (100 cm d'air,  $L = 3.287 \times 10^{-3}$  longueur de rayonnement). Elle débute à la position de la quatrième chambre et agit uniquement sur la dernière chambre.

## Conclusion

Dix ans après la découverte du J/ $\psi$ , l'expérience UA6 enregistrait au CERN ses premières données dans le but, notamment, de mesurer la section efficace de production du J/ $\psi$  dans les collisions proton-proton et antiproton-proton à  $\sqrt{s} = 24.3$  GeV.

Cette expérience utilise comme cible fixe un jet d'agrégats d'hydrogène moléculaire qui traverse l'anneau du collisionneur SPS. Le montage expérimental est symétrique par rapport au plan horizontal passant par le tube du faisceau et inclut, entre autres, un calorimètre électromagnétique et un spectromètre magnétique. Le choix des collisions proton-proton ou antiproton-proton est réalisé par retournement du montage expérimental.

La détection d'une paire de particules chargées, l'une dans la partie supérieure et l'autre dans la partie inférieure du montage expérimental, identifiée comme une paire électron-positon permet d'incrémenter un spectre de masse effective sur lequel est observée une accumulation d'événements autour de 3.1 GeV/c<sup>2</sup>. Cette accumulation résulte de la désintégration du J/ $\psi$  en une paire d'électrons. La section efficace inclusive de production du J/ $\psi$  dans les collisions proton-proton et antiproton-proton est déduite du nombre d'événements accumulés dans le pic de masse effective du J/ $\psi$ .

Les données décrites dans ce mémoire ont été enregistrées en automne 1985 pour les collisions antiproton-proton et au printemps 1986 pour les collisions proton-proton. Les données antiproton-proton et proton-proton analysées correspondent à des luminosités intégrées d'environ 540 nb<sup>-1</sup> et 1500 nb<sup>-1</sup>. Un pic de masse effective électron-positon du J/ $\psi$  est clairement observé avec les données proton-proton et avec les données antiproton-proton correspondantes.

Dans la fenêtre de rapidité comprise entre 0 et 1, le produit de la section efficace inclusive de production du J/ $\psi$  par le rapport d'embranchement en une paire d'électrons vaut  $(3.9 \pm 0.5 \pm 0.3)$  nb dans les collisions proton-proton et  $(5.1 \pm 0.7 \pm 0.4)$  nb dans les collisions antiproton-proton à  $\sqrt{s} = 24.3$  GeV. La quantité de mouvement transverse moyenne des J/ $\psi$  vaut  $(1.1 \pm 0.2)$  GeV/c pour les collisions proton-proton et  $(0.9 \pm 0.2)$  GeV/c pour les collisions antiproton-proton.

Les sections efficaces inclusives de production du J/ $\psi$  dans les collisions proton-proton et antiproton-proton à  $\sqrt{s} = 24.3$  GeV, extrapolées à tout l'hémisphère avant d'après la paramétrisation de Bourquin-Gaillard, sont compatibles avec d'autres mesures effectuées à des énergies différentes. De même, la section efficace différentielle inclusive de production du J/ $\psi$  dans les collisions proton-proton à  $\sqrt{s} = 24.3$  GeV, extrapolée à  $y = 0$  d'après la même paramétrisation, est également compatible avec d'autres mesures effectuées à des énergies différentes.

Le rapport des sections efficaces inclusives de production du  $J/\psi$  dans les collisions proton-proton et antiproton-proton à  $\sqrt{s} = 24.3$  GeV vaut  $0.76 \pm 0.14 \pm 0.06$ . Ce rapport est en bon accord avec les prédictions théoriques calculées d'après le modèle du charme ouvert en utilisant les paramétrisations de Duke-Owens *set 1* et *set 2* des fonctions de distribution des quarks et du gluon dans le proton, mais il ne permet pas de différencier ces deux paramétrisations. Par contre, dans le cadre du modèle du charme ouvert, la contribution du processus de fusion de deux gluons à la production du  $J/\psi$  dans les collisions proton-proton et antiproton-proton domine à cette énergie.

De 1987 à 1989, l'expérience UA6 a enregistré des données dans le cadre du programme ACOL du collisionneur SPS pour les collisions proton-proton et antiproton-proton. Afin de tenir compte des problèmes de bruit de fond rencontrés avec les données enregistrées en 1985 et en 1986, le montage expérimental, et plus particulièrement la conception du tube du faisceau, a été modifié [Réf. 48] et une logique de déclenchement de second niveau a été utilisée pour enregistrer des paires d'électrons de grande masse. Les données prises depuis le début du programme ACOL correspondent à une luminosité intégrée environ dix fois supérieure à celle des données décrites dans ce mémoire. Elles permettront de réduire par un facteur trois environ l'erreur statistique de la mesure de la section efficace inclusive de production du  $J/\psi$ . La section efficace inclusive de production du  $\psi(2S)$  dans les collisions proton-proton et antiproton-proton à  $\sqrt{s} = 24.3$  GeV pourra également être déterminée et la production de  $\chi_{c1(2)}$  pourra être étudiée. En outre, l'augmentation de la statistique permettra d'étudier plus sélectivement le programme de Monte-Carlo, notamment la simulation de la condition de déclenchement TEST-CAL, et d'améliorer ainsi l'estimation des incertitudes systématiques.

Finalement, s'il fallait imaginer d'enregistrer à nouveau des données, la priorité devrait être portée vers une logique de déclenchement active capable de reconstruire en ligne des trajectoires de particules chargées ; celle-ci remplacerait la logique de déclenchement définie à partir des compteurs  $T\emptyset$  dont les seuils des discriminateurs ont été sans cesse modifiés dans le but de contrôler le taux d'acquisition de données. A ce propos, une idée originale prévoit d'utiliser en automne 1990 un réseau de *transputers* qui traiteraient en parallèle l'information des chambres du spectromètre magnétique de l'expérience UA6 [Réf. 61].

## Bibliographie

- [Réf. 1] S.L. Glashow, J. Iliopoulos et L. Maiani, Phys. Rev. **D2** (1970) 1285
- [Réf. 2] J.J. Aubert et al., Phys. Rev. Lett. **33** (1974) 1404
- [Réf. 3] J.E. Augustin et al., Phys. Rev. Lett. **33** (1974) 1406
- [Réf. 4] C. Bacci et al., Phys. Rev. Lett. **33** (1974) 1408
- [Réf. 5] W. Tannenbaum et al., Phys. Rev. Lett. **35** (1975) 1323
- [Réf. 6] M. Aguilar-Benitez et al., Phys. Lett. **B204** (1988) 1
- [Réf. 7] L. Köpke et N. Wermers, Phys. Rep. **174** (1989) 67
- [Réf. 8] Y. Lemoigne et al., Phys. Lett. **B113** (1982) 509
- [Réf. 9] J.G. Branson et al., Phys. Rev. Lett. **38** (1977) 1331
- [Réf. 10] S.W. Herb et al., Phys. Rev. Lett. **39** (1977) 252
- [Réf. 11] M.L. Perl et al., Phys. Rev. Lett. **35** (1975) 1489
- [Réf. 12] M.B. Green, M. Jacob et P.V. Landshoff, Nuovo Cim. **A29** (1975) 123  
A. Donnachie et P.V. Landshoff, Nucl. Phys. **B112** (1976) 233
- [Réf. 13] J.F. Gunion, Phys. Rev. **D12** (1975) 1345
- [Réf. 14] H. Fritsch, Phys. Lett. **B67** (1977) 217
- [Réf. 15] M.J. Corden et al., Phys. Lett. **B98** (1981) 220
- [Réf. 16] M. Glück, J.F. Owens et E. Reya, Phys. Rev. **D17** (1978) 2324
- [Réf. 17] A.D. Martin, R.G. Roberts et W.J. Stirling, Phys. Rev. **D37** (1988) 1161
- [Réf. 18] C.E. Carlson et R. Suaya, Phys. Rev. **D18** (1978) 760
- [Réf. 19] L.M. Jones et H.W. Wyld, Phys. Rev. **D17** (1978) 1782
- [Réf. 20] D.W. Duke et M.J. Teper, Nucl. Phys. **B166** (1980) 84
- [Réf. 21] S.J. Brodsky, P. Hoyer, C. Peterson et N. Sakai, Phys. Lett. **B93** (1980) 451  
S.J. Brodsky, C. Peterson et N. Sakai, Phys. Rev. **D23** (1981) 2745
- [Réf. 22] J. Badier et al., Z. Phys. **C20** (1983) 101
- [Réf. 23] P. Charpentier, *Etude de la production hadronique des résonances  $J/\psi$  et  $\Upsilon$  de 150 à 280  $GeV/c$* , Thèse, CEA-N-2377, 1978, Saclay, France

- [Réf. 24] D.W. Duke et J.F. Owens, Phys. Rev. **D30** (1984) 49
- [Réf. 25] C.E. Carlson et R. Suaya, Phys. Lett. **B81** (1979) 329
- [Réf. 26] R. Baier et R. Rückl, Phys. Lett. **B102** (1981) 364
- [Réf. 27] M.A. Abolins et al., Phys. Lett. **B82** (1979) 145
- [Réf. 28] P. Aurenche, R. Baier, M. Fontannaz, J.F. Owens et M. Werlen, Phys. Rev. **D39** (1989) 3275
- [Réf. 29] V.D. Barger, R.J.N. Phillips, *Collider physics*, Addison-Wesley, 1987, Urbana, USA
- [Réf. 30] J. Antille et al., *Proposal for the study of  $e^+e^-$ ,  $\gamma$ ,  $\pi^0$  and hyperon production in  $\bar{p}p$  reactions at  $\sqrt{s} = 22.5$  GeV using an internal jet target at the SPS*, SPSC/80-63, 1980, CERN, Genève, Suisse
- [Réf. 31] A. Bernasconi, *Contribution à l'étude de la production de  $\pi^0$ ,  $\eta$ , et  $\gamma$  de grande impulsion transverse dans les interactions  $\bar{p}p$  et  $pp$  à  $\sqrt{s} = 24.3$  GeV au SPS du CERN*, Thèse, Université de Lausanne, 1986, Lausanne, Suisse
- [Réf. 32] J. Antille et al., Phys. Lett. **B194** (1987) 568
- [Réf. 33] A. Bernasconi et al., Phys. Lett. **B206** (1988) 163
- [Réf. 34] R.E. Breedon, *A measurement of proton-proton and proton-antiproton forward elastic scattering at  $\sqrt{s} = 24.3$  GeV with silicon barrier detectors*, Thesis, The Rockefeller University, 1988, New York, USA  
R.E. Breedon et al., Phys. Lett. **B216** (1989) 459
- [Réf. 35] L. Dick, W. Kubischa, *Physics with jet targets at the SPS  $\bar{p}p$  collider*, in *Hadronic physics at intermediate energy*, T. Bressani and R.A. Ricci (editors), Elsevier Science Publishers, 1986, Amsterdam, Holland, p. 209
- [Réf. 36] J. Antille et al., *Proposal for the study of spin effects in  $pp$  reactions at SPS using a polarized atomic hydrogen jet target*, SPSC/77-71, 1977, CERN, Genève, Suisse
- [Réf. 37] S. Baumann et al., Nucl. Instr. and Meth. **A286** (1990) 49
- [Réf. 38] J.E. Bateman, Nucl. Instr. and Meth. **B103** (1972) 565
- [Réf. 39] A. Vacchi, Nucl. Instr. and Meth. **A252** (1986) 498
- [Réf. 40] Le programme ANL a été développé en novembre 1982 par B. Gabioud, ancien Maître Assistant de l'Université de Lausanne, au LBL (Lawrence

*Berkeley Laboratory*) pour l'expérience PEP-4 TPC du SLAC (*Stanford Linear Accelerator Center*)

- [Réf. 41] J. Antille et al., Nucl. Instr. and Meth. **B217** (1983) 327
- [Réf. 42] J.B. Lindsay et al., Nucl. Instr. and Meth. **B156** (1978) 329
- [Réf. 43] Le programme Mambo a été développé par J.-P. Perroud, Agrégé à la Faculté des Sciences de l'Université de Lausanne
- [Réf. 44] N. Amos et al., Nucl. Phys. **B262** (1985) 689
- [Réf. 45] B. Rossi, *High-energy particles*, Prentice-Hall, Inc., 1952, Englewood Cliffs N.J., USA
- [Réf. 46] M. Bourquin et J.-M. Gaillard, Nucl. Phys. **B114** (1976) 334
- [Réf. 47] D.A. Bauer et al., Phys. Rev. Lett. **54** (1985) 753
- [Réf. 48] A. Bernasconi et al., *Addendum to : Proposal for the study of  $e^+e^-$ ,  $\gamma$ ,  $\pi^0$  and hyperon production in  $\bar{p}p$  reactions at  $\sqrt{s} = 24.3$  GeV using an internal jet target at the SPS*, SPSC/86-35, 1986, CERN, Genève, Suisse
- [Réf. 49] B.C. Brown et al., Phys. Rev. **D23** (1981) 604
- [Réf. 50] Y.M. Antipov et al., Phys. Lett. **B60** (1976) 309
- [Réf. 51] A. Bamberger et al., Nucl. Phys. **B134** (1978) 1
- [Réf. 52] H.D. Snyder et al., Phys. Rev. Lett. **36** (1976) 1415
- [Réf. 53] K.J. Anderson et al., Phys. Rev. Lett. **37** (1976) 799
- [Réf. 54] S. Katsanevas et al., Phys. Rev. Lett. **60** (1988) 2121
- [Réf. 55] C. Albajar et al., Phys. Lett. **B200** (1988) 380
- [Réf. 56] C. Kourkoumelis et al., Phys. Lett. **B91** (1980) 481
- [Réf. 57] A.G. Clark et al., Nucl. Phys. **B142** (1978) 29
- [Réf. 58] E. Nagy et al., Phys. Lett. **B60** (1975) 96
- [Réf. 59] E. Amaldi et al., Nuov. Cim. Lett. **19** (1977) 152
- [Réf. 60] W.R. Leo, *Techniques for nuclear and particle physics experiments*, Springer-Verlag, 1987, Berlin, RFA
- [Réf. 61] R.W. Dobinson, J.L. Pagès et J. Vermeulen, *Transputers in particle physics experiments*, submitted to Particle World, 1990, CERN, Genève, Suisse

## Liste des figures

[Fig. 1]	Dessin en perspective du montage expérimental de l'expérience UA6 dans le tunnel du collisionneur SPS du CERN.....	1
[Fig. 2]	Triplets de la représentation fondamentale et de la représentation fondamentale conjuguée de SU(3) .....	4
[Fig. 3]	<i>Abstract</i> de la découverte du J .....	5
[Fig. 4]	<i>Abstract</i> de la découverte du $\psi$ .....	6
[Fig. 5]	Etats d'excitations spectroscopiques du charmonium.....	8
[Fig. 6]	Comparaison expérimentale des sections efficaces inclusives différentielles de production du $J/\psi$ à $y = 0$ dans les collisions proton-proton en fonction de $\sqrt{s}$ .....	10
[Fig. 7]	Processus de diffusion du quark c avec son antiquark $\bar{c}$ .....	11
[Fig. 8]	Formation d'un $J/\psi$ par un processus d'annihilation d'un quark avec son antiquark comprenant l'échange de trois gluons.....	14
[Fig. 9]	Application de la règle de Zweig au cas de la désintégration hadronique du $J/\psi$ .....	16
[Fig. 10]	Diagramme de la réaction $A + B \rightarrow C + X$ .....	18
[Fig. 11]	Diagramme de Peyrou .....	20
[Fig. 12]	Diagramme de la fusion des partons a et b provenant des hadrons A et B.....	22
[Fig. 13]	Paramétrisations de Duke-Owens de la fonction de distribution du gluon pour $\Lambda = 200 \text{ MeV}/c$ et $\Lambda = 400 \text{ MeV}/c$ à $Q_0^2 = 4 (\text{GeV}/c)^2$ .....	24
[Fig. 14]	Diagrammes de Born des processus d'annihilation des quarks u, d et s avec leurs antiquarks et de fusion de deux gluons .....	26
[Fig. 15]	Sections efficaces inclusives de production d'une paire $c\bar{c}$ correspondant aux processus élémentaires $q\bar{q} \rightarrow c\bar{c}$ et $gg \rightarrow c\bar{c}$ dans les collisions proton-proton et antiproton-proton ainsi qu'à la somme de ces processus élémentaires.....	28
[Fig. 16]	Schéma du processus $gg \rightarrow {}^3P_0(2) \rightarrow {}^3S_1\gamma$ .....	29
[Fig. 17]	Schéma du processus $gg \rightarrow {}^3S_1g$ .....	29
[Fig. 18]	Schéma du processus $gq(\bar{q}) \rightarrow {}^3P_0(1)(2)q(\bar{q}) \rightarrow {}^3S_1\gamma q(\bar{q})$ .....	30

[Fig. 19]	Schémas de la production de l'état $^3S_1$ du charmonium par les processus d'annihilation électromagnétique et faible d'une paire quark-antiquark .....	31
[Fig. 20]	Plan des aires des expériences UA1, UA2 et UA6.....	35
[Fig. 21]	Schéma du montage expérimental de l'expérience UA6.....	37
[Fig. 22]	Profil transversal de la zone d'interaction entre le jet d'agrégats d'hydrogène moléculaire et le faisceau de proton du collisionneur SPS .....	39
[Fig. 23]	Profil de la zone d'interaction entre le jet d'agrégats d'hydrogène moléculaire et le faisceau de proton du collisionneur SPS .....	40
[Fig. 24]	Schéma du calorimètre électromagnétique.....	41
[Fig. 25]	Représentation d'un événement du calorimètre électromagnétique du bras <i>top</i> .....	42
[Fig. 26]	Réponse en énergie du calorimètre en fonction de l'énergie du faisceau-test d'électrons.....	43
[Fig. 27]	Rapport entre la résolution en énergie et l'énergie du calorimètre en fonction de l'inverse de la racine carrée de l'énergie du faisceau-test d'électrons .....	43
[Fig. 28]	Résolution spatiale des modules A et B du calorimètre en fonction de l'énergie du faisceau-test d'électrons .....	44
[Fig. 29]	Rapports $E_A/E_{\text{total}}$ , $E_B/E_{\text{total}}$ et $E_C/E_{\text{total}}$ pour des faisceaux-tests d'électrons et de pions de 70 GeV .....	45
[Fig. 30]	Coupe du champ magnétique dans le plan vertical contenant l'axe du faisceau.....	46
[Fig. 31]	Coupe du champ magnétique dans un plan horizontal situé à 20 cm au-dessus du faisceau .....	47
[Fig. 32]	Représentation d'un événement dans le bras <i>top</i> .....	48
[Fig. 33]	Schéma du détecteur à rayonnement de transition.....	49
[Fig. 34]	Schéma des moniteurs de luminosité .....	50
[Fig. 35]	Schéma logique de la coïncidence $\Lambda$ -4 <i>fold</i> .....	51
[Fig. 36]	Schéma des compteurs TØ.....	52

[Fig. 37]	Schéma logique des conditions de déclenchement de premier niveau utilisant l'information des compteurs TØ .....	53
[Fig. 38]	Organigramme du système d'acquisition de donnée de l'expérience UA6.....	55
[Fig. 39]	Organigramme de la lecture d'un module du calorimètre.....	58
[Fig. 40]	Position du centre de gravité du pic de masse effective gamma-gamma du $\pi^0$ en fonction du numéro de <i>run</i> des données proton-proton pour les bras <i>top</i> et <i>bottom</i> .....	64
[Fig. 41]	Histogrammes de la multiplicité des fils touchés dans les plans de fils d'anode des chambres situées devant l'aimant et derrière l'aimant.....	66
[Fig. 42]	Coupe verticale du tube du faisceau du collisionneur SPS dans la région de l'expérience UA6 fortement dilatée selon la hauteur.....	67
[Fig. 43]	Représentation en perspective d'un événement de Monte-Carlo généré par le programme GEANT3 pour l'expérience UA6.....	68
[Fig. 44]	Représentation d'un événement dans le bras <i>top</i> .....	69
[Fig. 45]	Schéma du repère spectrométrique.....	70
[Fig. 46]	Organigramme de la reconstruction d'une trajectoire par le programme Mambo .....	71
[Fig. 47]	Représentation d'un événement reconstruit par le programme Mambo .....	72
[Fig. 48]	Corrélation entre la coordonnée effective horizontale du point d'interaction et la position du jet.....	75
[Fig. 49]	Spectre de masse effective électron-positon des données proton-proton et antiproton-proton déterminé avec le spectromètre magnétique de l'expérience UA6.....	77
[Fig. 50]	Histogramme du nombre de mots RMH transférés par événement pour le <i>run</i> 3333.....	78
[Fig. 51]	Spectre d'énergie des protons de recul de la collision élastique proton-proton à $\sqrt{s} = 24.3$ GeV .....	80
[Fig. 52]	Luminosités intégrées des <i>runs</i> antiproton-proton et proton-proton .....	83
[Fig. 53]	Histogramme de la valeur absolue de la coordonnée verticale du point d'impact des trajectoires des événements TEST-CAL sur le plan des compteurs TØ .....	86

[Fig. 54]	Histogrammes biparamétriques du logarithme du rapport entre les amplitudes $A_L$ et $A_R$ résultant de la détection de la gerbe électromagnétique d'une particule chargée par les scintillateurs T1, T2 ou T3 pour les données proton-proton du bras <i>top</i> en fonction de la distance entre le point d'impact de la trajectoire de la particule sur le plan des compteurs $T\emptyset$ et l'extrémité droite du scintillateur considéré .....	87
[Fig. 55]	Histogramme biparamétrique du rapport entre les gains $G_L$ et $G_R$ des photomultiplicateurs gauche et droite du scintillateur T2 pour les données proton-proton du bras <i>top</i> en fonction du numéro du <i>run</i> .....	88
[Fig. 56]	Histogramme du rapport entre la somme $A_R + A_L$ des amplitudes des photomultiplicateurs gauche et droite des compteurs $T\emptyset$ et la valeur du seuil du discriminateur correspondant .....	88
[Fig. 57]	Histogramme biparamétrique du rapport entre l'énergie des particules chargées estimée avec les compteurs $T\emptyset$ et la quantité de mouvement mesurée par le spectromètre magnétique en fonction de la valeur absolue de la coordonnée verticale du point d'impact de leur trajectoire sur le plan des compteurs $T\emptyset$ .....	89
[Fig. 58]	Histogramme biparamétrique de la résolution $\Delta p/p$ en fonction de $p\Delta\theta$ .....	95
[Fig. 59]	Résolution du spectromètre magnétique en fonction de la quantité de mouvement et en incluant l'effet de la diffusion multiple sur la résolution du spectromètre magnétique .....	96
[Fig. 60]	Spectres de masse effective électron-positon des trajectoires reconstruites dans des données hybrides générées sans perte d'énergie par rayonnement de freinage, des trajectoires des événements de Monte-Carlo générés (sans reconstruction) avec pertes d'énergie par rayonnement de freinage et des trajectoires reconstruites dans des données hybrides générées avec pertes d'énergie par rayonnement de freinage .....	97
[Fig. 61]	Spectres de masse effective électron-positon <i>unlike sign</i> et <i>like sign</i> de données hybrides .....	98
[Fig. 62]	Histogramme de la coordonnée verticale du point d'impact des trajectoires des particules acceptées par la simulation de la condition de déclenchement TEST-CAL sur le plan des compteurs $T\emptyset$ pour des événements de Monte-Carlo .....	100

- [Fig. 63] Représentation de la matrice d'efficacité-acceptance en fonction de la quantité de mouvement transverse et de la rapidité du  $J/\psi$  et projections de la matrice d'efficacité-acceptance sur la rapidité et sur la quantité de mouvement transverse..... 101
- [Fig. 64] Histogrammes de la différence entre la rapidité, respectivement la quantité de mouvement transverse, d'un  $J/\psi$  générée sans perte d'énergie par rayonnement de freinage et avec pertes d'énergie par rayonnement de freinage et la rapidité, respectivement la quantité de mouvement transverse, déterminée à partir de données hybrides en utilisant la masse tabulée du  $J/\psi$ ..... 102
- [Fig. 65] Histogramme de la différence entre la rapidité d'un  $J/\psi$  générée avec pertes d'énergie par rayonnement de freinage et la rapidité déterminée à partir de données hybrides en utilisant la valeur de la masse effective de la paire électron-positon au lieu de la masse tabulée du  $J/\psi$ ..... 103
- [Fig. 66] Efficacités de reconstruction du programme Mambo pour la désintégration isotrope d'un  $J/\psi$  en une paire d'électrons en fonction de la rapidité et de la quantité de mouvement transverse du  $J/\psi$ ..... 104
- [Fig. 67] Efficacité de reconstruction du programme Mambo pour une paire d'électrons de désintégration isotrope d'un  $J/\psi$  de rapidité positive en fonction de la multiplicité des fils touchés dans les chambres situées derrière l'aimant..... 105
- [Fig. 68] Spectres de masse effective électron-positon des paires *top-bottom* de trajectoires de types A, AB et ABC des données proton-proton et antiproton-proton..... 106
- [Fig. 69] Histogramme de la quantité de mouvement des électrons de désintégration du  $J/\psi$  acceptés dans l'ouverture fiducie des détecteurs pour des événements de Monte-Carlo générés d'après la paramétrisation de Bourquin-Gaillard..... 107
- [Fig. 70] Spectres de masse effective électron-positon des paires *top-bottom* de trajectoires des données proton-proton et antiproton-proton obtenus après la première sélection ..... 108
- [Fig. 71] Spectre d'amplitude du détecteur à rayonnement de transition pour les trajectoires de types AB et ABC pour lesquelles aucun signal n'est observé dans les deux bandes verticales du détecteur à rayonnement de transition voisines de celles qui sont traversées par les particules..... 110

- [Fig. 72] Histogramme de la quantité de mouvement des candidats électrons mesurée par le spectromètre magnétique ..... 110
- [Fig. 73] Spectres de masse effective électron-positon des paires *top-bottom* de trajectoires de l'échantillon de candidats électrons ..... 111
- [Fig. 74] Histogramme de la différence des positions Y pour des candidats électrons et pour l'ensemble des trajectoires de types AB et ABC dont la quantité de mouvement est comprise entre 10 et 100 GeV/c ..... 112
- [Fig. 75] Histogramme de la différence des positions Z pour des candidats électrons et pour l'ensemble des trajectoires de types AB et ABC dont la quantité de mouvement est comprise entre 10 et 100 GeV/c ..... 113
- [Fig. 76] Histogrammes biparamétriques de la quantité de mouvement d'une particule chargée mesurée par le spectromètre en fonction de l'énergie de la particule estimée avec le calorimètre en sommant les énergies de tous les *clusters* associés à la particule pour l'ensemble des trajectoires de types A, AB et ABC ..... 114
- [Fig. 77] Histogramme biparamétrique de la quantité de mouvement d'une particule chargée mesurée par le spectromètre en fonction de l'énergie de la particule déterminée avec le calorimètre en sommant les énergies de tous les *clusters* associés à la particule avant et après application de l'algorithme de répartition de l'énergie entre les *clusters* du calorimètre pour les trajectoires de l'échantillon de candidats électrons ..... 116
- [Fig. 78] Spectre de masse effective gamma-gamma obtenu après renormalisation de la calibration en énergie du calorimètre pour des événements comprenant uniquement deux *clusters* complètement séparés dans chaque plan de lecture du calorimètre ..... 117
- [Fig. 79] Histogramme du rapport ESD pour des candidats électrons et pour l'ensemble des trajectoires de types AB et ABC dont la quantité de mouvement est comprise entre 10 et 100 GeV/c ..... 118
- [Fig. 80] Histogramme du rapport  $E_A/E_{\text{tot}}$  pour des candidats électrons et pour l'ensemble des trajectoires de types AB et ABC dont la quantité de mouvement est comprise entre 10 et 100 GeV/c ..... 119
- [Fig. 81] Comparaison entre le nombre de candidats J/ $\psi$  obtenu en fonction du critère de position appliqué horizontalement et le carré du niveau de confiance d'une loi de Gauss de moyenne nulle et d'écart-type 1.75 mm normalisé sur la statistique de l'échantillon observé ..... 120

- [Fig. 82] Comparaison entre le nombre de candidats  $J/\psi$  obtenu en fonction du critère de position appliqué verticalement et le carré du niveau de confiance d'une loi de Gauss de moyenne nulle et d'écart-type 2.25 mm normalisé sur la statistique de l'échantillon observé ..... 121
- [Fig. 83] Comparaison entre le nombre de candidats  $J/\psi$  obtenu en fonction du critère d'énergie et le carré du niveau de confiance d'une loi normale normalisé sur la statistique de l'échantillon observé ..... 122
- [Fig. 84] Comparaison entre le nombre de candidats  $J/\psi$  obtenu en fonction du critère de répartition et le carré de la fraction de la distribution du rapport  $E_A/E_{\text{tot}}$  des candidats électrons située au-dessus du critère de répartition normalisé sur la statistique de l'échantillon observé ..... 123
- [Fig. 85] Spectres de masse effective électron-positon des paires *top-bottom* de trajectoires des données proton-proton et antiproton-proton obtenus après la seconde sélection ..... 124
- [Fig. 86] Spectres de masse effective électron-positon des paires *top-bottom* de rapidité comprise entre 0 et 1 obtenus pour les données antiproton-proton et proton-proton après la seconde sélection ..... 125
- [Fig. 87] Histogramme de l'énergie et de la quantité de mouvement transverse des électrons de désintégration des candidats  $J/\psi$  ..... 126
- [Fig. 88] Comparaisons des spectres de masse effective électron-positon des données hybrides et des données antiproton-proton et proton-proton ..... 127
- [Fig. 89] Comparaisons des histogrammes de la multiplicité des fils touchés dans les chambres situées derrière l'aimant pour les événements des données proton-proton et antiproton-proton contenant un candidat  $J/\psi$  et pour les événements des données hybrides ..... 128
- [Fig. 90] Histogramme du cosinus de l'angle de Gottfried-Jackson des paires d'électrons de désintégration du  $J/\psi$  des événements de Monte-Carlo acceptés dans l'ouverture fiduciale des détecteurs de l'expérience UA6 ..... 129
- [Fig. 91] Comparaisons des histogrammes du cosinus de l'angle de Gottfried-Jackson des paires d'électrons de désintégration des candidats  $J/\psi$  des données antiproton-proton et proton-proton et des données hybrides acceptées par les conditions de déclenchement TEST-CAL correspondant aux *runs* 2953 et 3333 ..... 130

- [Fig. 92] Comparaison des spectres de masse effective électron-positon des événements de Monte-Carlo générés d'après la paramétrisation de l'expérience CFS avec une distribution angulaire de l'angle de Gottfried-Jackson en  $1 + \cos^2\theta_{GJ}$  et reconstruits dans des données hybrides..... 136
- [Fig. 93] Spectre de masse effective des paires *top-bottom* de *clusters* du calorimètre, calculée pour des événements de Monte-Carlo générés avec pertes d'énergie par rayonnement de freinage devant l'aimant en supposant que les particules correspondant aux *clusters* considérés viennent en droite ligne du point d'interaction..... 138
- [Fig. 94] Comparaison des rapports expérimentaux des sections efficaces inclusives de production du J/ $\psi$  dans les collisions proton-proton et antiproton-proton en fonction de  $\sqrt{s}$  ..... 140
- [Fig. 95] Distributions en quantité de mouvement transverse et en rapidité des événements de Monte-Carlo générés à  $\sqrt{s} = 24.3$  GeV d'après la paramétrisation de Bourquin-Gaillard de la section efficace différentielle inclusive de production du J/ $\psi$  dans les collisions proton-proton..... 142
- [Fig. 96] Comparaison du produit des sections efficaces inclusives de production du J/ $\psi$  à  $x_F > 0$  dans les collisions proton-proton par le rapport d'embranchement B en une paire d'électrons..... 143
- [Fig. 97] Comparaison du produit des sections efficaces inclusives de production du J/ $\psi$  à  $x_F > 0$  dans les collisions antiproton-proton par le rapport d'embranchement B en une paire d'électrons..... 144
- [Fig. 98] Comparaison du produit des sections efficaces différentes inclusives de production du J/ $\psi$  à  $y = 0$  dans les collisions proton-proton par le rapport d'embranchement B en une paire d'électrons..... 145
- [Fig. 99] Schéma du format de l'événement ..... 146
- [Fig. 100] Projection de la trajectoire d'une particule de charge négative traversant un champ magnétique uniforme dont la direction est perpendiculaire au plan de la feuille ..... 148
- [Fig. 101] Projection dans le plan Oxy des trajectoires correspondant aux solutions de l'équation  $y_f^3 + ay_f^2 + by_f + c = 0$  ..... 152
- [Fig. 102] Spectres de masse effective électron-positon du J/ $\psi$  pour des événements de Monte-Carlo obtenus en utilisant uniquement les quantités de mouvement mesurées par le spectromètre et en pondérant les quantités de mouvement mesurées par le spectromètre avec les énergies déterminées avec le calorimètre ..... 156

- [Fig. 103] Schéma de la réaction de collision entre un proton ou un antiproton de quantité de mouvement  $p_B$  et un proton au repos dans le référentiel du laboratoire..... 158

## Liste des tables

[Table 1]	Les quarks u, d, s et leurs nombres quantiques .....	3
[Table 2]	Doublets d'isospin faible de la théorie de Cabibbo.....	4
[Table 3]	Familles de quarks et de leptons.....	9
[Table 4]	Calcul du rapport des sections efficaces inclusives de production du J/ $\psi$ dans les collisions proton-proton et antiproton-proton à $\sqrt{s} = 24.3$ GeV en utilisant les paramétrisations de Duke-Owens <i>set 1</i> et <i>set 2</i> des fonctions de distribution des quarks et du gluon dans le proton et l'antiproton.....	13
[Table 5]	Valeurs des seuils utilisés dans l'analyse des données du calorimètre électromagnétique lors de la première réduction des données.....	63
[Table 6]	Paramètres $\sigma_{\text{tot}}$ , $b$ et $\rho$ de la section efficace différentielle de collision élastique proton-proton et antiproton-proton à $\sqrt{s} = 24.3$ GeV .....	82
[Table 7]	Efficacités $\epsilon_{i/j}$ du programme Mambo pour associer $j$ fils touchés à la trajectoire d'une particule effectivement détectée par $i$ plans de fils d'anode dans des événements exempts de bruit de fond .....	93
[Table 8]	Récapitulation des pertes dues aux coupures de l'analyse J/ $\psi$ des données de l'expérience UA6.....	132
[Table 9]	Calcul du produit de la section efficace inclusive de production du J/ $\psi$ à $0 < y < 1$ dans les collisions antiproton-proton et proton-proton par le rapport d'embranchement B en une paire d'électrons.....	134
[Table 10]	Evaluation d'une limite supérieure du produit de la section efficace inclusive de production du $\psi(2S)$ à $0 < y < 1$ dans les collisions antiproton-proton et proton-proton par le rapport d'embranchement B en une paire d'électrons.....	135
[Table 11]	Récapitulation des incertitudes systématiques sur la mesure de la section efficace inclusive de production du J/ $\psi$ dans les collisions proton-proton et antiproton-proton à $\sqrt{s} = 24.3$ GeV.....	139
[Table 12]	Produit de la section efficace inclusive de production du J/ $\psi$ à $0 < y < 1$ dans les collisions proton-proton et antiproton-proton par le rapport d'embranchement B en une paire d'électrons.....	140

*Liste des membres du jury*

Président : M. le Doyen de la Faculté des Sciences Pierre Hainard  
Décanat de la Faculté des Sciences  
Université de Lausanne  
CH-1015 Lausanne

Directeur de thèse : M. le Professeur Claude Joseph  
Institut de Physique Nucléaire  
Université de Lausanne  
CH-1015 Lausanne

Expert extérieur : M. le Dr Ernest Malamud  
Fermi National Laboratory  
Batavia IL 60510 USA

Experts intérieurs : M. le Dr Jean-Pierre Perroud  
Institut de Physique Nucléaire  
Université de Lausanne  
CH-1015 Lausanne

M. le Dr Minh Tâm Trần  
Institut de Physique Nucléaire  
Université de Lausanne  
CH-1015 Lausanne

## *Curriculum Vitae*

### **Identité**

Nom et prénom : Morel Christian

Nationalité : Suisse

Commune d'origine : Chardonne (Suisse)

Date de naissance : 26 avril 1962

Lieu de Naissance : Yverdon (Suisse)

Etat civil : Célibataire

### **Formation**

Ecole publiques à Yverdon

*juillet 1980* *Certificat de maturité fédérale, type scientifique*

Etudes de physique à l'Ecole Polytechnique Fédérale de Lausanne (EPFL)

*janvier 1985* *Diplôme d'ingénieur physicien EPFL*

Assistanat à l'Institut de Physique Nucléaire de l'Université de Lausanne, préparation d'une thèse en physique des hautes énergies sous la direction du Professeur Claude Joseph, en collaboration avec le Centre Européen de Recherche Nucléaire (CERN)

*Dorigny, le 6 juillet 1990*