Numéro d'ordre : DU 538

PCCF T 9305

THESE

présentée

A L'UNIVERSITE BLAISE PASCAL - CLERMONT II

(U.F.R. DE RECHERCHE SCIENTIFIQUE ET TECHNIQUE)

pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITE DE CLERMONT II
(SPECIALITE : PHYSIQUE NUCLEAIRE)

par

Franck MANSO
Maître ès-Sciences , Diplômé d'Etudes Approfondies

QUELQUES ASPECTS DE LA SPECTROMETRIE DES DILEPTONS AUX ENERGIES INTERMEDIAIRES.

Thèse soutenue le 6 mai 1993, devant la commission d'examen :

Président :	M. J.C. MONTRET
Examinateurs :	M. P.Y. BERTIN
	M. W. KUHN
	M. H. MEUNIER
	M. H. NIFENECKER
	M. G. ROCHE

Je tiens à remercier Monsieur le Professeur J.C. Montret, directeur du Laboratoire de Physique Corpusculaire de Clermont-Ferrand, d'avoir accepté de présider le jury de cette thèse, et de m'avoir sensibilisé tout au long de mon cursus universitaire à la physique.

Je suis reconnaissant à Monsieur H. Nifenecker, Directeur de Recherche au C.N.R.S., d'avoir bien voulu faire partie de ce jury et être rapporteur.

Je remercie Monsieur W. Kuhn, Privat Dozent Doktor, d'avoir accepté de participer au jury en qualité de rapporteur.

Monsieur G. Roche, Professeur, a accepté d'être mon directeur de recherche. Je le remercie chaleureusement pour m'avoir fait découvrir les aspects tant expérimentaux que théoriques de la physique en général, et de la physique hadronique en particulier.

Je remercie Monsieur P.Y. Bertin, Directeur de Recherche au C.N.R.S., d'avoir accepté de participer au jury et pour la lecture critique et constructive qu'il a su mener de ma thèse.

Je remercie Monsieur H. Meunier, Maître de Conférence, d'avoir accepté de participer au jury de la thèse et de m'avoir acceuilli avec bonne humeur dans son bureau.

Je remercie les membres de la collaboration DLS, Prof. L. Schroeder, Drs. J. Carrol et H. Matis, et en particulier les docteurs C. Naudet, H. Huang, K. Wilson, S. Beedoe et J. Porter qui m'ont plus spécialement aidé et soutenu tout au long de mes séjours au LBL.

Je tiens à remercier le service électronique pour l'atmosphère détendue qu'il sait créer, et particulièrement M. Crouau, ingénieur, pour l'aide efficace et constante qu'il m'a prodigué concernant les aspects expérimentaux de ma thèse.

Je n'oublie pas L. Méritet, Professeur, dont j'ai pu apprécié les qualités humaines et ses remarques toujours constructives, ainsi que P. Reichstadt, responsable du service informatique, pour son enthousiasme et sa disponibilité de tous les instants.

Mes remerciements vont également à Mesdames M. Chadelas, qui m'a aidé pour la frappe de la thèse, et J. Pellet, qui a réalisé certains dessins.

Résumé de thèse :

Nous avons dans ce mémoire, contribué à l'étude des dileptons (paires e^+e^-) par une analyse de données du DLS et par le développement d'une technique RICH d'identification des électrons.

Aux énergies intermédiaires (quelques GeV par nucléon), les travaux théoriques supposent initialement que le bremsstrahlung hadronique p-n est produit de façon "élastique", c'est à dire sans émission simultanée de pions (de même, le bremsstrahlung p-p est négligé devant le bremsstrahlung p-n dans l'approximation du dipôle). Nous avons testé la validité de ces approximations en étudiant la production des dileptons et hadrons associés (proton, pions) dans le DLS, lors de collisions p-p et p-d pour quatre énergies entre 1 et 5 GeV. Une identification précise des hadrons a été obtenue. Les résultats de l'analyse montrent qu'avec un taux de dileptons et pions associés égal à $3 \pm 1\%$ dans le DLS et $40 \pm 20\%$ étendu à tout l'espace de phase, une reformulation du bremsstrahlung p-p et p-n est indispensable. Cette conclusion va dans le sens d'autres résultats expérimentaux de la collaboration DLS et d'un travail théorique en développement sur la notion de bremsstrahlung "inélastique".

La poursuite de l'étude des dileptons, envisagée par la collaboration HADES au GSI/Darmstad, nécessite la construction d'un spectromètre de seconde génération pouvant en particulier résoudre une forte multiplicité de particules chargées. Dans le cadre d'un projet de spectromètre antérieur à celui de HADES, nous avons étudié un détecteur RICH rapide composé d'une mosaïque de petits photomultiplicateurs à fenêtre de quartz pour identifier les électrons. Nous avons développé un algorithme d'identification des anneaux, capable de séparer deux anneaux imbriqués et de calculer leurs centres. Avec une segmentation du détecteur égale à $2 \times 2\ cm^2$, nous montrons que la résolution spatiale est meilleure que le centimètre, que le taux d'identification est élevé et qu'une réduction importante du bruit de fond peut être obtenue. Une mosaïque de photomultiplicateurs serait donc une alternative intéressante par rapport aux techniques actuellement utilisées.

Dissertation abstract :

In this dissertation, we have made a contribution to the study of dileptons (e^+ e^- pairs) by analysing data from the DLS and developing a RICH technique to identify electrons.

At intermediate energies (few GeV per nucleon), theorical studies first assumed that the p-n hadronic bremsstrahlung is produced in an "elastic" channel, i.e. without simultaneous emission of pions (also, the p-p bremsstrahlung is neglected in comparaison with the p-n bremsstrahlung in the dipole approximation). We have checked the validity of these approximations in studing the associated dilepton and hadron (proton, pions) production in the DLS, in p-p and p-d collisions at four energies between 1 and 5 GeV. A precise identification of hadrons have been achieved. The results of the analysis show that, with a fraction of associated dileptons and pions equal to $3 \pm 1\%$ in the DLS and $40 \pm 20\%$ in the whole phase space, a new formulation of the p-p and p-n bremsstrahlung is required. Other experimental results from the DLS collaboration and a theoretical study in progress on the concept of "inelastic" bremsstrahlung, lead to the same conclusion.

The developement of the dilepton study, envisioned by the HADES collaboration at GSI/Darmstad, requires the construction of a second generation spectrometer which can in particular operate in a high charged hadron multiplicity. In the framework of a spectrometer project (before HADES), we have studied a fast RICH detector consisting of an array of small photomultiplier tubes with quartz windows to identify electrons. We have worked out a ring identification algorithm, capable of separating two overlaping rings and computing their centers. With a 2×2 cm^2 segmentation of the detector, we show that spatial resolution is better than a centimeter and that high identification and background rejection can be achieved. A photomultiplier tube array would thus be an interesting alternative to presently used techniques.

Table des matières

INTRODUCTION **4**

CHAPITRE 1 **6**

1 Les dileptons en physique des ions lourds relativistes **6**

1.1 Modèles théoriques de simulation des collisions d'ions lourds 6

1.1.1 Cascade intranucléaire 6

1.1.2 Modèles BUU 7

1.1.3 Modèles QMD et RQMD 8

1.2 Production des dileptons 9

1.3 Les processus hadroniques de production des dileptons 9

1.3.1 Le bremsstrahlung proton–neutron 11

1.3.2 L'annihilation $\pi^+\pi^-$ 13

1.3.3 Annihilation π–nucléon 14

1.3.4 Désintégrations Dalitz (π^0, η) et radiatives des résonances (Δ, N^*) 14

1.3.5 Les désintégrations directes de mésons 15

1.4 Premiers résultats de la collaboration DLS 16

1.4.1 Réaction $p - Be$ à 1.0, 2.1 et 4.9 GeV 16

1.4.2 Réaction $Ca - Ca$ à 1.0 et 2.0 GeV par nucléon 19

CHAPITRE 2 **23**

2 Etude des hadrons associés à la production de dileptons **23**

2.1 Introduction 23

2.2 Le spectromètre dilepton (DLS) 24

2.2.1 Principe général 24

2.2.2 Segmentation des détecteurs 28

2.2.3 Les hodoscopes 28
2.2.4 Les détecteurs Cherenkov 29
2.2.5 Le champ magnétique et les chambres à dérive 32
2.2.6 La logique et l'électronique 33
2.2.7 Faisceau et cibles 35
2.3 Méthode d'analyse des événements dileptons 36
2.3.1 Calibration des détecteurs 37
2.3.2 Reconstruction des dileptons 42
2.3.3 Obtention des sections efficaces 48
2.4 Méthode d'analyse des hadrons associés 53
2.4.1 Principe 53
2.4.2 Identification des hadrons 54
2.5 Résultats 60
2.5.1 Sections efficaces inclusives de production de dileptons 60
2.5.2 Taux de production de hadron associé par dilepton 63
2.5.3 Taux de production différentiel des hadrons associés 70
2.5.4 Conclusions et développements théoriques récents 75

CHAPITRE 3 **78**

3 Le projet HADES, identification des électrons **78**
3.1 Historique 78
3.2 Le projet HADES 81
3.2.1 Principe du spectromètre 82
3.2.2 Le RICH 84
3.2.3 Les chambres à dérive 88
3.2.4 Résolution en quantité de mouvement 90
3.3 La technique Ring Imaging Cherenkov (RICH) 91
3.3.1 Notions générales 91
3.3.2 Les détecteurs UV 94
3.3.3 Exemples de détecteurs 97
3.3.4 Autres possibilités 99
3.4 Utilisation d'une mosaïque de photomultiplicateurs 100
3.4.1 Choix du photomultiplicateur 100
3.4.2 Choix du radiateur 104

3.4.3 Géométrie du détecteur 105
3.5 Simulation de la mosaïque 105
3.5.1 Le programme de calcul 105
3.5.2 Reconstruction de l'anneau Cherenkov 108
3.5.3 Résolution spatiale et efficacité de la reconstruction 113
3.6 Réjection du bruit de fond 120
3.6.1 Electrons de knock–on 120
3.6.2 Désintégrations du méson π^0 125
3.7 Conclusion 129

CONCLUSION GENERALE **131**

Annexes **133**

Références bibliographiques **137**

Introduction

La collaboration DLS (DiLepton Spectrometer) au Lawrence Berkeley Laboratory (LBL) a entrepris à partir de 1984, date de la première proposition d'expérience, un programme d'étude de la production des dileptons, ici e^+e^-, aux énergies intermédiaires, autour de 1 GeV d'énergie cinétique incidente. L'objectif ultime du programme était l'utilisation des dileptons comme sonde des collisions d'ions lourds relativistes.

A cette époque, il existait de nombreux résultats expérimentaux concernant les dileptons, dimuons ou diélectrons, à haute énergie au dessus de 10 GeV, mais aucun résultat dans notre domaine cinématique. En fait, une mesure de la production d'électrons directs en p-p à 280 MeV et 800 MeV [1] avait fourni un rapport e/π compatible avec un taux de production nul, au niveau de sensibilité de l'expérience de $e/\pi=10^{-6}$ (on désignait par leptons/dileptons directs ceux qui ne sont pas produits par la désintégration de particules ou résonances connues). Ce résultat pouvait laisser donc supposer un seuil de production de dileptons (directs) entre 1 et 10 GeV, et l'objectif initial du programme DLS était la mise en évidence de cette production, qui fut observée pour la première fois en Décembre 1986 dans la collision p-Be à 4.9 GeV.

Compte tenu de cet objectif initial, l'aspect ions lourds avait été abordé avec une certaine prudence et, par souci d'économie, le dispositif expérimental avait été conçu et réalisé avec des performances compatibles avec la multiplicité de particules correspondant à la collision Ca-Ca à 2 GeV/A. Egalement, l'effort avait été porté plus sur la sensibilité et la possibilité de travailler à taux d'interaction élevé, que sur la résolution en quantité de mouvement et masse invariante.

Les résultats de la collaboration DLS ont soulevé un très grand intérêt théorique. Pour aborder de façon systématique et plus précise la physique des ions lourds relativistes, il est clair que les limitations inhérentes à la conception du DLS nécessite un spectromètre de deuxième génération. La collaboration HADES (High Acceptance Dilepton Spectrometer) au GSI/Darmstadt propose la réalisation d'un dispositif de grande acceptance et haute résolution, capable de travailler à taux d'interaction raisonnablement élevé, et conçu pour des multiplicités de particules chargées pouvant aller jusqu'à celles obtenues dans les collisions Au-Au à 1-1.5 GeV/A .

◇◇◇

Nous présenterons dans le chapitre 1, les modèles qui sont actuellement utilisés pour décrire les collisions d'ions lourds, de même que les principaux processus de production des dileptons actuellement connus. Nous finirons ce chapitre par un bref aperçu de quelques calculs théoriques comparés à des données expérimentales.

Avec les travaux théoriques qui ont suivi les résultats expérimentaux du DLS, il est apparu qu'il était difficile d'identifier précisemment les sources de dileptons à

partir des seules collisions noyau-noyau et même nucléon-noyau. Ces enseignements ont conduit naturellement la collaboration DLS à étudier plus récemment les collisions élémentaires proton-proton et proton-neutron (en fait p-d), dans le but de contraindre plus fortement les modèles théoriques.

Notamment tous les travaux théoriques qui décrivaient les processus de production des dileptons jusqu'a présent, ignoraient l'émission d'un dilepton associé à un état final multihadronique (émission de pions). Pour tester la validité de cette supposition, nous avons dans le chapitre 2, analysé les collisions p-p et p-d pour quatre énergies de faisceau, et obtenu le taux de dileptons associés à l'émission de hadrons dans le DLS. Nous avons aussi estimé le taux de pions émis dans tout l'espace avec un dilepton, et comparé la cinématique des évènements inclusifs dilepton et exclusifs dilepton+hadron.

Nous consacrerons le chapitre 3 à l'aspect expérimental post DLS. Nous décrirons brièvement en début de chapitre le dispositif proposé par la collaboration HADES. Dans le cadre d'un projet préalable à HADES, nous avions étudié un détecteur RICH rapide composé d'une mosaïque de petits photomultiplicateurs. Celui-ci sera présenté dans la suite du chapitre. Nous avons développé un programme d'analyse des signaux du RICH. Notre algorithme calcule le centre des anneaux et peut séparer des anneaux imbriqués. Après avoir étudié la reconstruction des anneaux en fonction de nombreux paramètres (bruit de fond, coupures), nous avons finalement obtenu les taux de rejet des hadrons et d'identification des désintégrations Dalitz du π^o qui caractériseraient ce détecteur.

Chapitre 1

Les dileptons en physique des ions lourds relativistes

Les collisions d'ions lourds constituent la méthode expérimentale de production et d'observation de la matière nucléaire à haute densité et température. Aux énergies intermédiaires, le domaine de un à quelques GeV par nucléon (ions lourds relativistes), la détection des hadrons émis fournit plutôt une information sur l'état final de l'interaction, après expansion et refroidissement du milieu hadronique. On peut dire qu'il y a une certaine "perte de mémoire" de la phase initiale, et l'interprétation des résultats en terme d'équation d'état de la matière nucléaire nécessite l'utilisation de modèles théoriques qui reconstituent l'histoire de la collision. A l'inverse, la détection des dileptons, sonde électromagnétique pénétrante, doit permettre d'obtenir des informations directes sur la phase initiale à haute densité et température, et en particulier, accéder à la dynamique des hadrons dans le milieu nucléaire.

Nous donnons quelques indications sur les modèles théoriques qui décrivent les collisions d'ions lourds relativistes dans la section 1.1 de ce chapitre. Ces modèles sont aussi utilisés pour étudier la production des dileptons. Les sections suivantes 1.2 et 1.3 présentent plus spécifiquement la production des dileptons et en particulier les processus élémentaires. Nous terminons ce chapitre (section 1.4) par une brève revue des premiers résultats obtenus par la collaboration DLS.

1.1 Modèles théoriques de simulation des collisions d'ions lourds

1.1.1 Cascade intranucléaire

C'est l'un des premiers modèles microscopiques décrivant les collisions noyau–noyau comme une suite de collisions binaires hadron–hadron (cas d'un gaz de nucléons dilué). Le code de cascade développé par Cugnon [2, 3] est le plus connu et a per-

mis de résoudre en partie les difficultés des modèles thermique ou isobarique, qui ne reproduisaient pas correctement les spectres et les taux de production expérimentaux des pions. Ce modèle tient compte des réactions suivantes (N est un nucléon),

$$N + N \longleftrightarrow N + N \ , \ N + N \longleftrightarrow N + \Delta \ ,$$
$$\Delta \longleftrightarrow \pi + N \ , \ N + \Delta \longleftrightarrow N + \Delta \ , \ \Delta + \Delta \longleftrightarrow \Delta + \Delta .$$

Chaque noyau est décrit comme une sphère de rayon $R = r_0 A^{1/3}$, où $r_0 = 1.2fm$ et A est le nombre de masse du noyau. La position de chaque nucléon est distribuée uniformément dans le noyau, et sa quantité de mouvement obéit à la loi du gaz de Fermi.

La collision des deux noyaux débute quand les deux sphères contractées de Lorentz entrent en contact, et elle est décrite comme une suite de collisions binaires entre constituants, sans prendre en compte de champ nucléaire. Chaque nucléon se déplace en ligne droite et une collision binaire se produit quand la distance qui sépare deux nucléons est inférieure à $[\sigma_{\rm tot}(\sqrt{s})/\pi]^{1/2}$, $\sigma_{\rm tot}$ étant la section efficace totale de diffusion de la paire et $\sqrt{s}$ l'énergie dans son centre de masse. La collision est élastique ou inélastique dans le rapport des sections efficaces respectives à la section efficace totale. L'état final de la diffusion est déterminé aléatoirement selon la distribution angulaire de la réaction, tout en vérifiant les règles de conservation de l'énergie et de la quantité de mouvement. Enfin le blocage de Pauli est pris en compte pour interdire que deux fermions ne soient dans la même cellule d'espace de phase. Par contre les particules sont supposées sans spin. Après chaque collision, les particules retrouvent leurs trajectoires rectilignes jusqu'à une nouvelle collision. La réaction se termine quand le système est très dilué et qu'il n'y a plus de collisions binaires. Les principales limitations de ce modèle sont l'absence d'effets quantiques, d'effets du milieu nucléaire et d'interactions à plus de deux corps.

1.1.2 Modèles BUU

Les codes de transport, qu'ils se nomment BUU (Boltzmann–Uehling–Uhlenbeck), VUU (Vlassov–Uehling–Uhlenveck) ou LV (Landau–Vlasov) ont en commun la résolution de l'équation de Landau–Vlasov, et proposent d' introduire l'effet d'un champ moyen nucléaire, ce qui est un progrès important par rapport aux modèles de cascades précédents. Lors d'une collision $(1+2 \rightarrow 1^{'}+2^{'})$, la fonction de distribution $f_1\,(r, p_1, t)$ d'un nucléon dans l'espace des phases vérifie l'équation suivante :

$$\delta f_1/\delta t + \frac{p_1}{m}.\nabla_r f_1 - \nabla_r U.\nabla_p f_1 \ = \ \frac{4}{(2\pi)^2}\int d^3p_{1'}d^3p_{2'}d\Omega|v_1 - v_2|\,\frac{d\sigma}{d\Omega}\,\delta(p_1 + p_2 - p_{1'} - p_{2'})$$
$$[f_{1'}f_{2'}\,(1 - f_1)(1 - f_2) - f_1 f_2\,(1 - f_{1'})(1 - f_{2'})]$$

où f_i et $f_{i'}$ sont respectivement les fonctions de distributions des particules entrantes et sortantes d'une collision binaire et $d\sigma/d\Omega$ la section efficace différentielle de cette

collision dans l'espace libre. Les termes $(1-f)$ et $(1-f')$ permettent de vérifier le principe d'exclusion de Pauli pour les fermions. U représente le champ moyen nucléaire qui est une fonction de la densité ρ, et s'exprime à partir de l'énergie potentielle V pour une seule particule par $U = d(\rho V)/d\rho$ et en particulier avec (modèle VUU) :

$$V(\rho) = a\,\frac{\rho}{\rho_0} + b\left(\frac{\rho}{\rho_0}\right)^{\alpha}$$

ρ_0 étant la densité normale de la matière nucléaire, a, b et α des paramètres libres, le paramètre α notamment exprimant la dureté de l'équation d'état. Pour une compressibilité nucléaire égale à 380 MeV ($\alpha = 2$), l'équation est dite dure [4] et dans ce cas, $a = -62$ MeV et $b = 23.5$ MeV. L'équation dite douce est définie par une compressibilité de 200 MeV ($\alpha = 7/6$) avec $a = -178$ MeV et $b = 140$ MeV [4]. Pour l'instant, les résultats des différentes mesures expérimentales ne permettent pas de trancher définitivement pour l'une ou l'autre des deux hypothèses [5].

Les dernières évolutions du modèle consistent à utiliser un potentiel qui dépend non seulement de la densité mais aussi de la quantité de mouvement des particules (modèle BUU) [6, 7], à traiter le cas relativiste et les collisions à plus de deux corps.

1.1.3 Modèles QMD et RQMD

QMD est le modèle microscopique le plus récent qui inclut la formation de fragments nucléaires en traitant les fonctions de distributions à plusieurs corps. La dénomination QMD est l'abréviation de "Quantum Molecular Dynamics" [9].

Ce modèle, au contraire de ceux de BUU ou VUU, tient compte des forces à longue portée et des corrélations à plusieurs particules. QMD assimile les nucléons à des paquets d'ondes gaussiens de la forme :

$$\psi(\vec{r}, \vec{r}_i, \vec{p}_i) = \frac{1}{(2\,\pi\,L)^{3/2}} \exp -\frac{(\vec{r} - \vec{r}_i(t))^2}{4\,L} \exp(i\vec{p}_i\,\vec{r}) \qquad (1.1)$$

avec $\vec{r}_i(t)$ et $\vec{p}_i(t)$ les centroïdes des nucléons dans l'espace des positions et des impulsions.

Les fonctions de distribution sont obtenues par la transformée de Wigner des gaussiennes :

$$f_i(\vec{r}, \vec{p}, t) = \frac{1}{(2\,\pi)^3} \int \exp(-i\,\vec{p}\,\vec{r}_{12})\,\psi_i\left(\vec{r} + \frac{\vec{r}_{12}}{2}, t\right)\,\psi_i^*\left(\vec{r} - \frac{\vec{r}_{12}}{2}\right)\,d\vec{r}_{12}$$

La fonction de distribution du système est alors la sommation de l'ensemble des distributions précédentes :

$$f(\vec{r}, \vec{p}, t) = \sum_i f_i(\vec{r}, \vec{p}, t)$$

Cette fonction de distribution évolue compte tenu de l'équation de Landau-Vlasov précédente.

Le modèle RQMD, "Relativistic Quantum Molecular Dynamics", est une extension du modèle non relativiste QMD [10]. Il décrit la dynamique des particules d'une manière complètement covariante, prenant en compte leurs collisions, désintégrations et absorptions. Les états finals multi-hadronique de masse élevée (supérieure à 2 GeV) sont déterminés à l'aide de sous-programmes de désintégration utilisant la théorie des cordes, ce qui sort d'ailleurs du cadre de notre étude et relève plutôt des ions lourds ultra-relativistes.

1.2 Production des dileptons

Avant les premiers résultats expérimentaux du DLS en 1986, la production de dileptons n'avait été observée qu'à haute énergie, au-dessus de 10 GeV environ d'énergie cinétique dans le laboratoire. Les distributions en masse invariante obtenues faisaient apparaître typiquement un continuum et les résonances ρ, ω, J/Ψ..., comme le montre l'un des premiers spectres publiés donné sur la figure 1.1. Le continuum à faible masse (inférieure à 2 GeV environ) a reçu beaucoup d'attention. En effet, pour des masses plus élevées, le continuum s'interprète en terme de mécanisme Drell-Yan [11], diffusion "dure" des quarks et antiquarks constituants le projectile et la cible. Ce mécanisme ne s'applique pas aux masses inférieures à 2 GeV, et les désintégrations de particules ou résonances connues paraissaient avoir une contribution beaucoup trop faible pour que ce soit les seuls processus dans cette gamme de masse. Divers modèles ont été envisagés pour expliquer cette "anomalie", notamment la diffusion "douce" de quarks et antiquarks produits dans la collision, "soft parton model" [12]. Des résultats expérimentaux récents [13] indiquent toutefois que les désintégrations Dalitz des mésons η ou ω auraient été sous-estimées et que l'anomalie, au moins en grande partie s'interprèterait à l'aide de ces contributions.

Le modèle "soft parton" a été appliqué aux énergies qui nous concernent [14], de même que le modèle dit KSS (cf [15], [16]) qui propose une description phénoménologique de la production de hadrons et de dileptons. Toutefois, la plupart des travaux théoriques aux énergies intermédiaires envisagent des processus spécifiquement hadroniques que nous allons présenter dans la section suivante.

1.3 Les processus hadroniques de production des dileptons

Aux énergies intermédiaires, les dileptons considérés ont une masse inférieure à ou voisine de 1 GeV, un moment transverse inférieur à 1 GeV/c, et sont produits dans

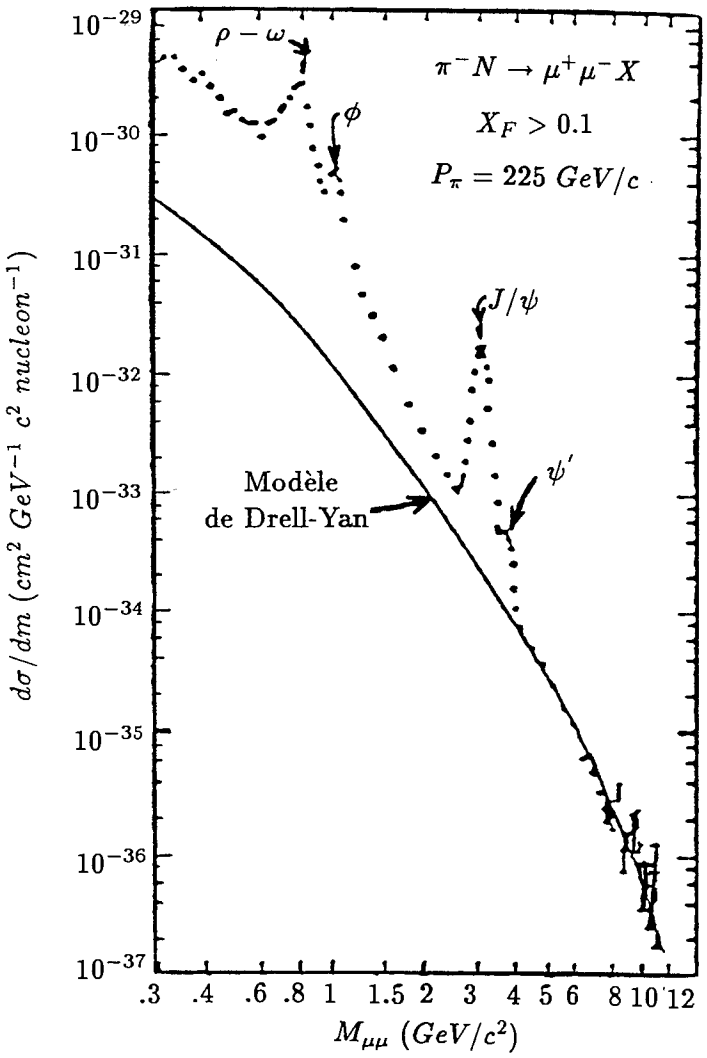

Figure 1.1: *Spectre en masse de paires de muons obtenue par la collaboration Chicago-Princeton (ref. L. Kluberg et al. Phys. Rev. Lett.,37(1976)1451).*

un domaine de rapidité de $\pm$ 0.7 environ autour de la rapidité moyenne du système nucléon-nucléon. Les principaux modes de production sont :

- le bremsstrahlung $p - n$
- l'annihilation $\pi^+\pi^-$ et l'annihilation π-nucléon
- la désintégration directe en e^+e^- des mésons (ρ, ω, ϕ)
- la désintégration Dalitz de hadrons (π^0, η) et les désintégrations radiatives des résonances (Δ, N^*).

De nombreux travaux théoriques utilisant les modèles de simulation des collisions d'ions lourds présentés précédemment ont été menés pour estimer la production des dileptons en intégrant tout ou partie des processus ci-dessus. Sans être exhaustif, nous présentons ici un certain nombre de références [17, 18, 19, 20, 21] auxquelles le lecteur peut se rapporter et qui concernent les résultats les plus récents.

1.3.1 Le bremsstrahlung proton–neutron

Lors d'une collision, toute particule chargée qui subit une accélération ou une décélération, peut produire un photon ou un dilepton (par conversion interne d'un photon virtuel). Il a été montré, dans l'approximation non relativiste, que le rayonnement provenant d'une collision $p-p$ est plus faible d'un ordre de grandeur que celui d'une collision $p - n$ [22, 23]. En effet le terme dipolaire s'annule pour le système symétrique de charge p–p et il reste le terme quadripolaire, par rapport à la collision p–n où le terme dipolaire est dominant. Actuellement, le bremsstrahlung $p - p$ est donc négligé et cela dans tous les modèles décrivant la production des dileptons.

Le bremsstrahlung $p-n$ est généralement calculé d'après deux modèles théoriques. La première approche est une description phénoménologique d'une collision nucléaire par l'échange de bosons: c'est le modèle "One Boson Exchange" (OBE), qui est une extension du "One Pion Exchange" (OPE).

La première approche consiste à décrire la collision $p - n$ par l'échange d'un boson entre les deux nucléons ("one–boson–exchange", OBE) [24]. Les bosons échangés peuvent être les π, σ, ω et ρ, les facteurs de forme et les constantes de couplage étant obtenues d'après des données expérimentales de collisions élastiques $p - n$. La contribution du bremsstrahlung est calculée en tenant compte à la fois des lignes externes et internes des particules chargées.

Le deuxième type de calcul couramment utilisé par les codes de cascade et de transport, exprime de façon simplifiée le rayonnement produit. Cette approche suppose que les particules sont sur leur couche de masse et que le photon émis est de faible énergie ("soft photon approximation"). Seules les lignes externes (figure 1.2) ici sont supposées rayonner. Cette approximation permet en fait de pouvoir négliger les

termes croisés des matrices d'interaction et simplifie le calcul. La section efficace de production d'un dilepton de bremsstrahlung doit être corrigée en réduisant l'espace de phase disponible et s'exprime comme,

$$\begin{aligned} \frac{d\sigma}{dy\, d^2p_t dM} &= \frac{\alpha^2}{6\pi^3} \frac{\overline{\sigma(s)}}{Mq_0^2} \frac{R_2(s_2)}{R_2(s)} \\ \overline{\sigma(s)} &= \frac{s-(m_1+m_2)^2}{2{m_1}^2}\,\sigma(s) \\ \overline{s_2} &= s + M^2 - 2q_0\sqrt{s} \end{aligned}$$

avec R_2 le terme d'espace de phase tel que $R_2(s) = \sqrt{1-(m_1+m_2)^2/s}$ pour un état final à deux nucléons d'énergie $\sqrt{s}$. s_2 est l'énergie disponible pour le système des deux nucléons quand un dilepton de masse M est émis. α est la constante de structure fine et q_0, M, p_t et y sont l'énergie, la masse, la quantité de mouvement transverse et la rapidité du dilepton émis. Les comparaisons entre le modèle OBE et celui du photon mou conduisent à des conclusions différentes selon les auteurs. Ainsi, si certains estiment que les deux modèles conduisent à des spectres de dileptons assez similaires [25, 20], Haglin montre que les dileptons sont produits en plus grand nombre dans le cas du modèle OBE [26]. De même, il faut noter que les résultats expérimentaux de la collaboration DLS [27, 28] et le présent manuscrit (voir chapitre 2), montrent nettement les limitations des modèles précédents et suggèrent qu'une reformulation du bremsstrahlung serait actuellement nécessaire.

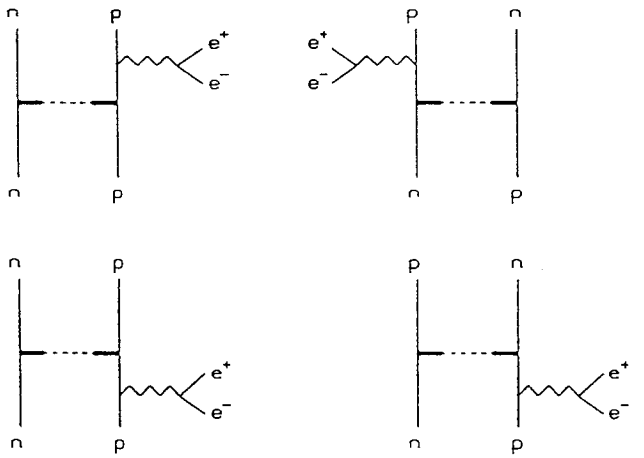

Figure 1.2: *Diagrammes de Feynman décrivant la production d'un dilepton lors d'une collision proton-neutron, à partir de la ligne externe du proton.*

1.3.2 L'annihilation $\pi^+\pi^-$

Les pions jouent un rôle très important dans les collisions d'ions lourds car ils contribuent à thermaliser le milieu nucléaire excité par leurs nombreuses absorptions et réémissions. Pour des collisions de l'ordre du GeV/A, les pions sont produits principalement lors des désintégrations des résonances Δ ou N^* tandis que la production directe $NN \rightarrow NN\pi$ n'est effective que pour environ 20% des cas [29].

L'étude du pion dans la matière nucléaire a suscité un grand nombre de travaux portant sur la relation de dispersion du pion, aussi appelée "branche pionique" [30]. La relation de dispersion peut s'exprimer de manière générale par [31]

$$\omega^2 = k^2 + m_\pi^2 + k^2\,\pi(\omega, k)$$

où $\pi(\omega, k)$ introduit l'effet du milieu nucléaire ω, k et m_π expriment respectivement l'énergie totale, la quantité de mouvement et la masse du pion, fonction de la température et de la densité [7]. Ainsi des travaux montrent que le déplacement de la masse du delta produit et se désintégrant dans la matière nucléaire, est expliqué par la branche pionique [32, 33, 34].

Gale et Kapusta [7] se sont plus particulièrement intéressés au cas où les dileptons produits lors d'annihilation ($\pi^+\,\pi^- \rightarrow e^+\,e^-$) pourraient être sensible à la relation de dispersion du pion. Cette production se décrit, soit en introduisant le facteur de forme du pion (figure 1.3 (a)), soit dans le cadre du "Vector Dominance Model" où un méson ρ se couple par dominance vectorielle à un photon (figure 1.3 (b)). La première approche est une desciption phénoménologique du processus, tandis que la deuxième en est une description simplifiée.

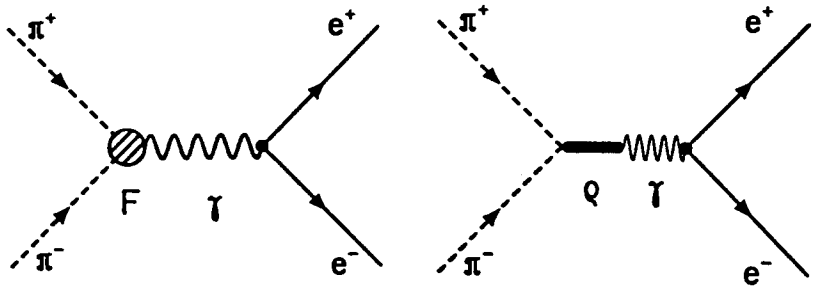

Figure 1.3: *(a) Processus d'annihilation de deux pions en une paire e^+e^-. (b) Le même processus décrit par le "Vector Dominance Model".*

Il faut noter que la détection des dileptons provenant de ce processus est très importante, car ils peuvent fournir des informations directes sur le facteur de forme du pion ou le propagateur du méson ρ dans la matière nucléaire excitée.

Notamment, Gale et Kapusta ont calculé le taux de production des dileptons émis dos à dos, de masse $M{=}2\omega$, dans le cas où les deux pions s'annihilent avec une quantité de mouvement égale mais opposé dans le référentiel de la collision ion–ion et ont abouti à l'expression suivante,

$$\left.\frac{d^4\,R^{e^+e^-}_{\pi\pi}}{d^3q dM}\right|_{q=0} = \frac{\alpha^2}{3\,(2\,\pi)^4}\,\frac{|F_\pi(M)|^2}{(e^{M/2T}-1)^2}\sum_{2\,\omega(k)=M}\frac{k^4}{(M/2)^4}\left|\frac{d\omega}{dk}\right|^{-1}$$

Cette expression de Gale et Kapusta prévoit un maximum de section efficace près du seuil en masse du spectre de dilepton, soit $2m_\pi$ s'il n'y a pas d'effet de milieu, ou inférieur à $2m_\pi$ si la courbe de dispersion présente un minimum. Toutefois, ces premières estimations ont été revues par Korpa et Pratt [35] qui ont montré que la formule ci-dessus est incorrecte à cause de l'effet de milieu au vertex. De nombreux travaux théoriques sont actuellement effectués et la question n'est pas encore résolue de façon complète.

1.3.3 Annihilation π–nucléon

La production de dileptons lors de l'annihilation d'un pion et d'un nucléon a été calculée par Xiong et al. [4]. En particulier pour la collision p-Be (voir figure 1.5), Xiong montre que cette contribution est négligeable sauf pour des dileptons de masse proche de celle du rho, à cause de la dominance du rho sur le facteur de forme du pion.

1.3.4 Désintégrations Dalitz (π^0, η) et radiatives des résonances $(\Delta, N^\star)$

La résonance Δ, de masse égale à 1232 MeV, se désintégre dans une voie radiative $\Delta \rightarrow N\gamma$ avec un rapport de branchement égal à 0.6%. Toute particule qui rayonne un photon peut émettre un dilepton lors d'une désintégration radiative, mais ici seules les résonances Δ^+ et Δ° peuvent produire un dilepton (figure 1.4). La largeur partielle de désintégration en un dilepton de masse M est obtenue par [4]

$$\frac{d\Gamma_{e^+e^-}}{dM} = \frac{\alpha^2}{12\,\pi}\,|G_M\,(q^2)|^2\,\frac{|q|}{M\,m_\Delta^2}\,T\,(M, m_\Delta)$$

où G_M est le facteur de forme électromagnétique dipolaire au vertex $\gamma N\Delta$ et T est un terme cinématique décrit dans la référence [4]. La probabilité que le delta se désintégre en une paire de leptons de masse invariante M, est donnée par le rapport de cette largeur partielle à la largeur total de désintégration du delta. Certains calculs

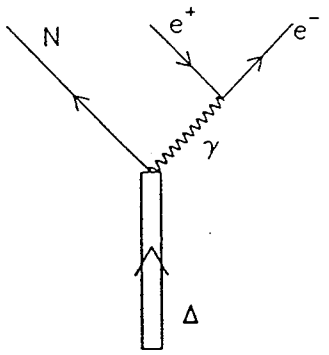

Figure 1.4: *Désintégration Dalitz de la résonance* Δ.

[36, 20] montrent ainsi que les contributions du Dalitz du Δ et du bremsstrahlung $p-n$ seraient les deux principales sources de dileptons.

Le traitement de la désintégration radiative de la résonance du $N^*(1440)$ est le même que pour le delta. Mais Wolf [20] conclut que la contribution du N^* à la production de dileptons à nos énergies serait négligeable par rapport aux autres sources.

La désintégration Dalitz du π^0 ($\pi^0 \rightarrow \gamma e^+e^-$) génère des dileptons de faibles masses (à 99%, $M < 65$ MeV) et est prédominante dans cette gamme de masse invariante [37]. Toutefois, les données expérimentales du DLS se trouvent limitées en valeur inférieure à 50 - 100 MeV environ. Nous n'insisterons donc pas ici sur cette contribution, mais nous en parlerons plus longuement lors de l'évaluation du bruit de fond d'électrons non corrélés.

Les derniers calculs théoriques ont intégré la contribution provenant du méson η. Wolf [21] suppose que le η est produit par la désintégration de la résonance $N^*(1535)$ (rapport de branchement égal à environ 50%). Il trouve que le η est la principale source de dilepton pour des masses inférieures à 450 Mev, tandis que l'annihilation $\pi^+\pi^-$ domine pour les plus grandes masses (collisions p-Be à 2.1 GeV et Ca-Ca à 1.0 et 2.1 GeV). Gudima [36] a étudié les mêmes collisions et note que le bremsstrahlung et la désintégration radiative du Δ (et non le η) dominent la production des dileptons pour les masses $\simeq$ 500-600 MeV. Ces calculs montrent d'ailleurs que la contribution du canal $\omega \rightarrow \pi^0\gamma$ est peu importante. Nous voyons donc que ces résultats contradictoires ne permettent pas de trancher en faveur d'une contribution ou d'une autre.

1.3.5 Les désintégrations directes de mésons

Les mésons $\rho(770)$, $\omega(783)$ et $\phi(1020)$ peuvent tous se désintégrer directement en une paire de leptons $(\rho, \omega, \phi) \rightarrow e^+e^-$ avec un rapport de branchement respectivement de $6\ .10^{-5}$, $7\ .10^{-5}$ et $3\ .10^{-4}$. Même si les rapports de branchement sont faibles, les spectres différentiels en masse de dilepton du DLS montrent que les résonances ρ et ω peuvent être détectées par leurs désintégrations dans la voie dileptonique.

Actuellement, l'étude des ρ et ω produits lors de collisions d'ions lourds est un grand enjeu pour accéder aux effets du milieu nucléaire sur ces résonances. En effet, le ρ peut être créé dans la phase de haute densité et température (pour Au–Au à 1 GeV/A, densité $\rho \sim 3\,\rho_0$ densité nucléaire normale [38]). Le temps de vie du ρ, égal à respectivement 1.3 fm/c, par rapport à la durée de la phase dense de la collision de $\sim 10 - 20$ fm/c [38], conduit cette résonance à pouvoir se désintégrer dans le milieu nucléaire et devrait alors permettre d'étudier *in situ* le milieu hadronique excité. C'est moins le cas du ω dont la durée de vie est de l'ordre de 24 fm/c. La détection du méson ω, de masse très proche de celle du ρ mais de largeur beaucoup moins importante, aidera toutefois à vérifier que la masse reconstruite des dileptons avec un dispositif expérimental est correctement calibrée.

Ainsi, des travaux théoriques montrent qu'une réduction de la masse du méson ρ serait liée à une restauration partielle de la symétrie chirale dans le milieu nucléaire dense [39, 40]. Sans faire intervenir de restoration de la symétrie chirale, Chanfray [41] et Herrmann [42] prévoit plutôt que la masse du ρ ne changerait pas (ou peu) mais que sa largeur serait fortement augmentée.

L'étude des mésons ρ et ω dans la matière nucléaire en particulier, représente l'un des objectifs du programme physique de la collaboration HADES [43] (voir Chapitre 3).

1.4 Premiers résultats de la collaboration DLS

Les premiers résultats obtenus par la collaboration DLS entre 1986 et 1989 concernent les réactions $p - Be$ à 1.0, 2.1 et 4.9 GeV [37], et $Ca - Ca$ à 1.0 et 2.0 GeV [44]. Nous présentons dans cette section quelques aspects des résultats et de leur interprétation qui ont suscité la deuxième phase d'expériences en $p - p$ et $p - d$ avec le DLS, et le projet HADES au GSI/Darmstadt qui propose l'étude des propriétés des hadrons (notamment le méson vecteur ρ) dans le milieu nucléaire.

1.4.1 Réaction $p - Be$ à 1.0, 2.1 et 4.9 GeV

Les figures 1.5 et 1.6 extraites de l'article de Xiong et al. [17], montrent respectivement la section efficace $d\sigma/dM$ pour trois énergies, et la section efficace intégrée dans le domaine d'acceptance du DLS en fonction de l'énergie disponible dans le centre de masse nucléon-nucléon.

Portons d'abord notre attention sur la figure 1.5. La forme des courbes théoriques à très basse masse (inférieure à 0.15 GeV environ) est sans importance, elle est due à l'effet de l'acceptance expérimentale. A l'énergie incidente de 1.0 GeV, la contribution essentielle des processus considérés dans l'interprétation théorique provient du bremsstrahlung $p - n$ et de la désintégration Dalitz du Δ. Aux masses plus élevées, la contribution de l'annihilation $\pi - N$ est toutefois plus significative. Au total, la

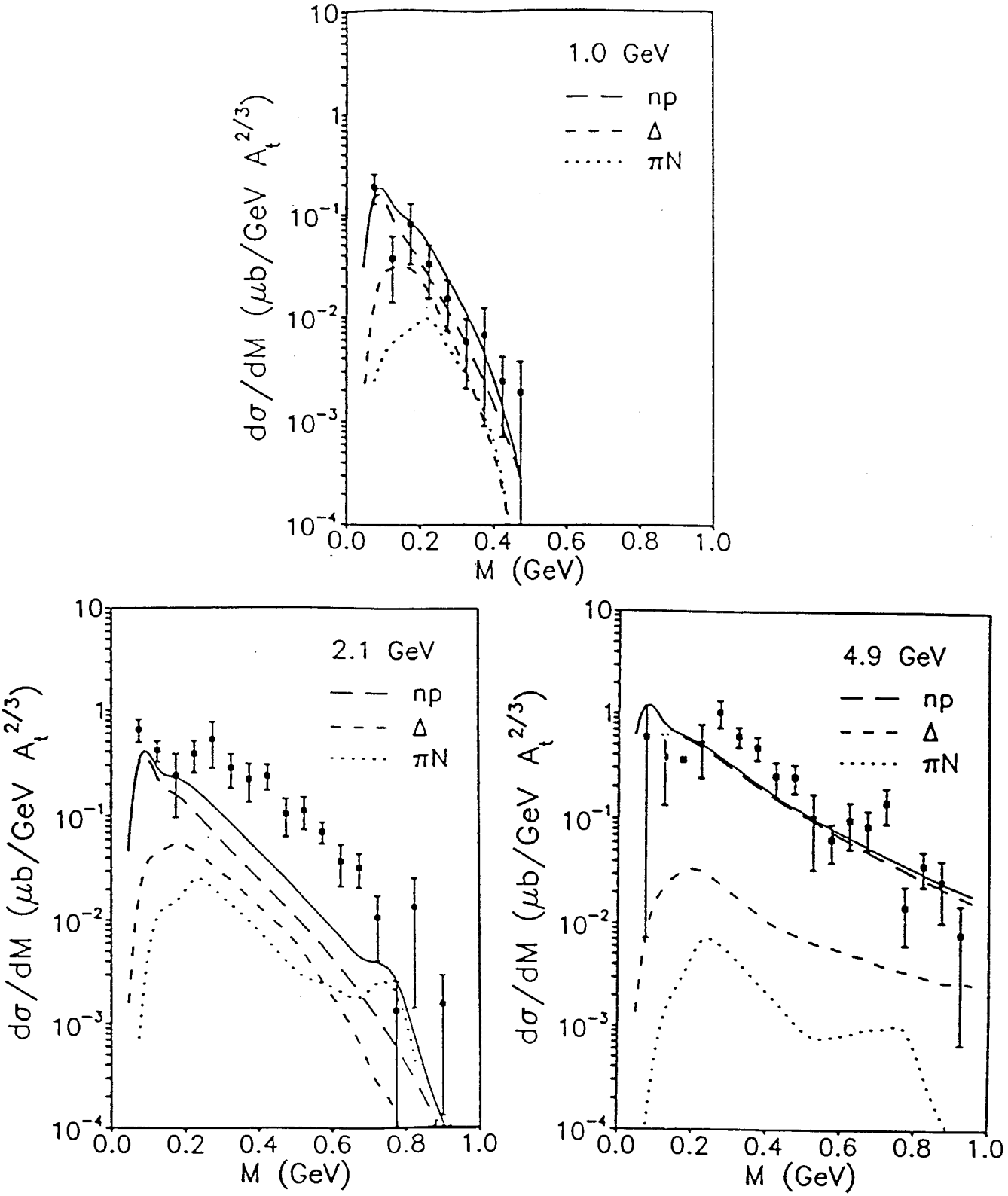

Figure 1.5: *Spectres de masse invariante des diélectrons pour la réaction $p - Be$ à 1.0, 2.1 et 4.9 GeV. Les points expérimentaux sont ceux de la collaboration DLS. Les processus de production envisagés sont indiqués sur chaque spectre. Les courbes en trait plein donnent la contribution totale des trois processus. La figure est extraite de l'article de Xiong et al. .*

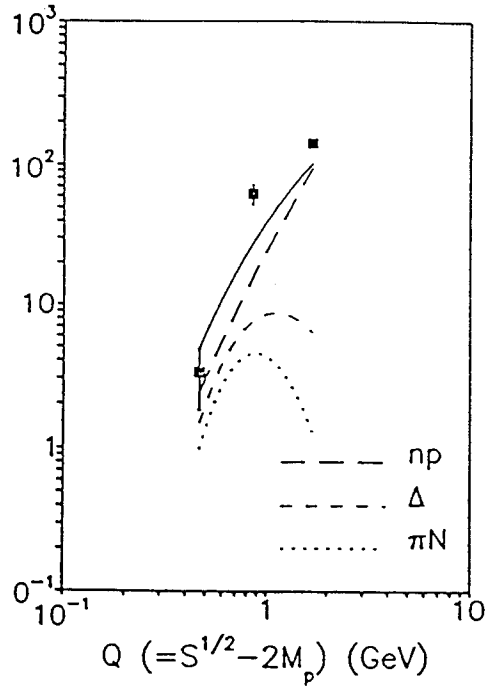

Figure 1.6: *Section efficace totale intégrée sur la masse invariante M entre 0.2 et 0.7 GeV, en fonction de l'énergie disponible Q dans le centre de masse nucléon-nucléon. Cette figure est extraite du même article que la figure précédente.*

somme des trois processus reproduit correctement les données expérimentales, compte tenu en particulier des barres d'erreurs assez importantes.

A 2.1 et 4.9 GeV, l'accord entre expérience et théorie est beaucoup moins bon, aussi bien en terme de forme des distributions que de valeur des sections efficaces. Les trois processus introduits dans le calcul théorique sont sensiblement de même importance à l'énergie de 2.1 GeV (excepté pour les masses faibles). Par contre à 4.9 GeV, le bremsstrahlung $p-n$ est absolument dominant sur toute l'étendue du spectre.

L'importance relative des trois processus élémentaires est également apparente sur la figure 1.6 et le problème (nous allons discuter ce point) du bremsstrahlung $p-n$ est évident.

Lorsqu'on se rapporte aux très nombreux travaux théoriques à plus haute énergie (supérieure à 10 GeV) qui ont étudié "l'anomalie des dileptons de faible masse" (cf. section 1.2) dans les années 1970-80, on se rend compte que le bremsstrahlung hadronique est toujours supposé négligeable. C'était le cas pour l' interprétation de l'expérience $p-Be$ à 12 GeV réalisée à KEK [45]. L'écart en énergie entre 5 et 12 GeV n'est pas très grand et le résultat de Xiong et al. parait donc surprenant, d'autant que leur fonction d'excitation np continue à croitre régulièrement (figure 1.6). Compte tenu également des travaux théoriques plus récents mentionnés dans la section 1.3.1 et des désaccords qu'ils manifestent, la formulation du bremsstrahlung $p-n$ parait en fait suspecte, notamment en ce qui concerne l'approximation "soft photon" telle qu'elle est utilisée dans l'article de Xiong et al..

L'étude de la collaboration DLS en $p-Be$ était supposée fournir l'information $p-$ nucléon compte tenu de la loi d'échelle en $A^{\frac{2}{3}}$. Il est donc apparu nécessaire de mesurer effectivement les sections efficaces $p-p$ et $p-n$. La deuxième phase d'expériences

avec le DLS, de 1989 à 1992, a porté essentiellement sur l'étude des réactions $p-p$ et $p-d$ entre 1 et 5 GeV. La réaction directe $p-n$ étant impossible à obtenir, la section efficace correspondante pourra se déduire par soustraction des deux mesures effectuées.

Il faut dire que l'interprétation théorique des résultats de la collaboration DLS s'est améliorée depuis les premiers travaux de la référence [4], comme le montre la figure 1.7 que nous discutons dans la section suivante.

1.4.2 Réaction $Ca-Ca$ à 1.0 et 2.0 GeV par nucléon

La totalité des processus hadroniques présentés dans la section 1.3 est maintenant introduite dans les codes de simulation des collisions nucléaires. La figure 1.7 extraite de la référence [21] (le modèle utilisé dans ce cas est BUU) montre que la somme des contributions bremsstrahlung $p-n$, désintégration Dalitz du η et du Δ, et annihilation $\pi^+\pi^-$ reproduit assez bien les données expérimentales pour les trois réactions considérées et pour des masses invariantes supérieures à 0.2 GeV. Pour les masses plus faibles, il y a des problèmes liés soit à l'acceptance du DLS, soit à une maîtrise encore insuffisante du calcul des processus physiques. Dans le cas des collisions $Ca-Ca$, on peut noter que la zone de masse invariante supérieure à 0.5 GeV environ est la plus intéressante pour l'interprétation car il y a alors un seul processus dominant, l'annihilation $\pi^+\pi^-$.

Les courbes sur la figure 1.7 sont obtenues par un calcul ne faisant pas intervenir d'effet de milieu. En particulier, le facteur de forme électromagnétique du pion qui intervient dans l'annihilation $\pi^+\pi^-$ est celui du pion libre. Pour le bremsstrahlung $p-n$, le facteur de forme du nucléon n'est d'ailleurs pas inclus. Dans le modèle de la dominance vectorielle, le photon se couple aux hadrons par l'intermédiaire de mésons vecteurs (cf. section 1.3). Il en résulte que la production des dileptons est dans une large part assujettie au comportement de ce méson dans le milieu hadronique. Comme indiqué dans la section 1.3.5, de nombreux travaux s'intéressent à cette question. Nous discutons ici les effets liés aux collisions hadroniques, ou théories effectives du couplage du méson ρ aux états à deux pions et au mixage $\pi-$ delta trou.

La figure 1.8 présente le résultat du calcul de Herrmann et al. [42] sur la modification du facteur de forme électromagnétique du pion en fonction de la densité nucléaire. L'effet est déjà très prononcé à densité normale (ρ_0) et la résonance disparait pratiquement à une densité de $2\rho_0$. Introduisant cet effet de milieu dans leur code BUU, Wolf et al. [21] montrent que le spectre de masse invariante pour la réaction $Ca-Ca$ à 1.0 GeV/A est modifié dans un rapport voisin de cinq au pic de la résonance, figure 1.8 . Le même effet introduit dans le facteur de forme du proton est aussi très significatif sur le spectre de masse de la réaction $p-Be$ à 2.1 GeV, et semblerait donner un meilleur accord avec les points expérimentaux.

Les barres d'erreurs sur les données expérimentales actuelles sont bien évidemment trop grandes pour tirer des conclusions physiques. On peut dire cependant que le

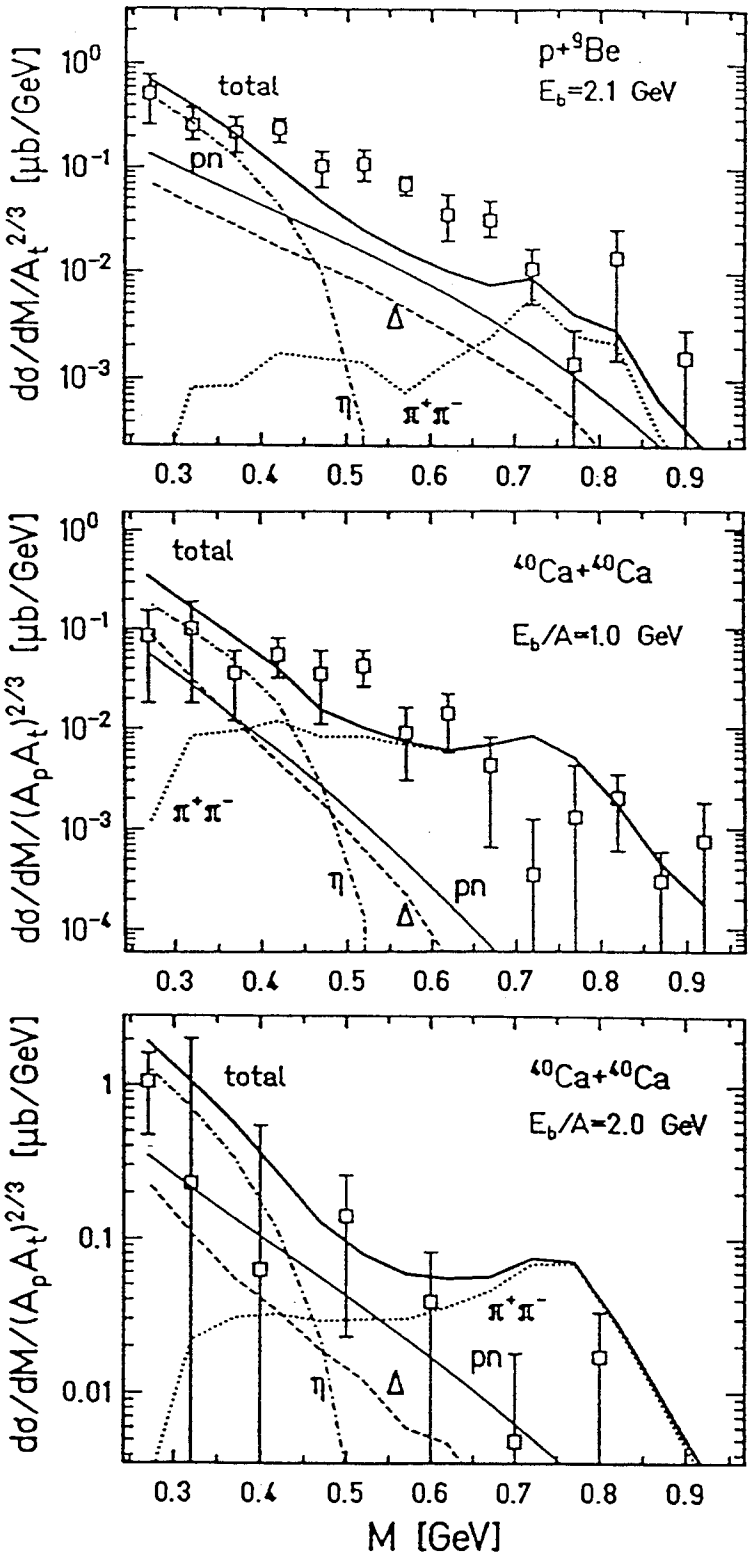

Figure 1.7: *Quelques spectres de masse invariante des diélectrons pour les réactions $p - Be$ à 2.1 GeV et $Ca - Ca$ à 1.0 et 2.0 GeV/A. Les points expérimentaux sont ceux de la collaboration DLS. Les processus de production envisagés sont indiqués sur chaque spectre ainsi que la somme de leurs contributions. La figure est extraite de l'article de Wolf et al. . On note en particulier la contribution du η qui avait été ignorée dans les précédents modèles.*

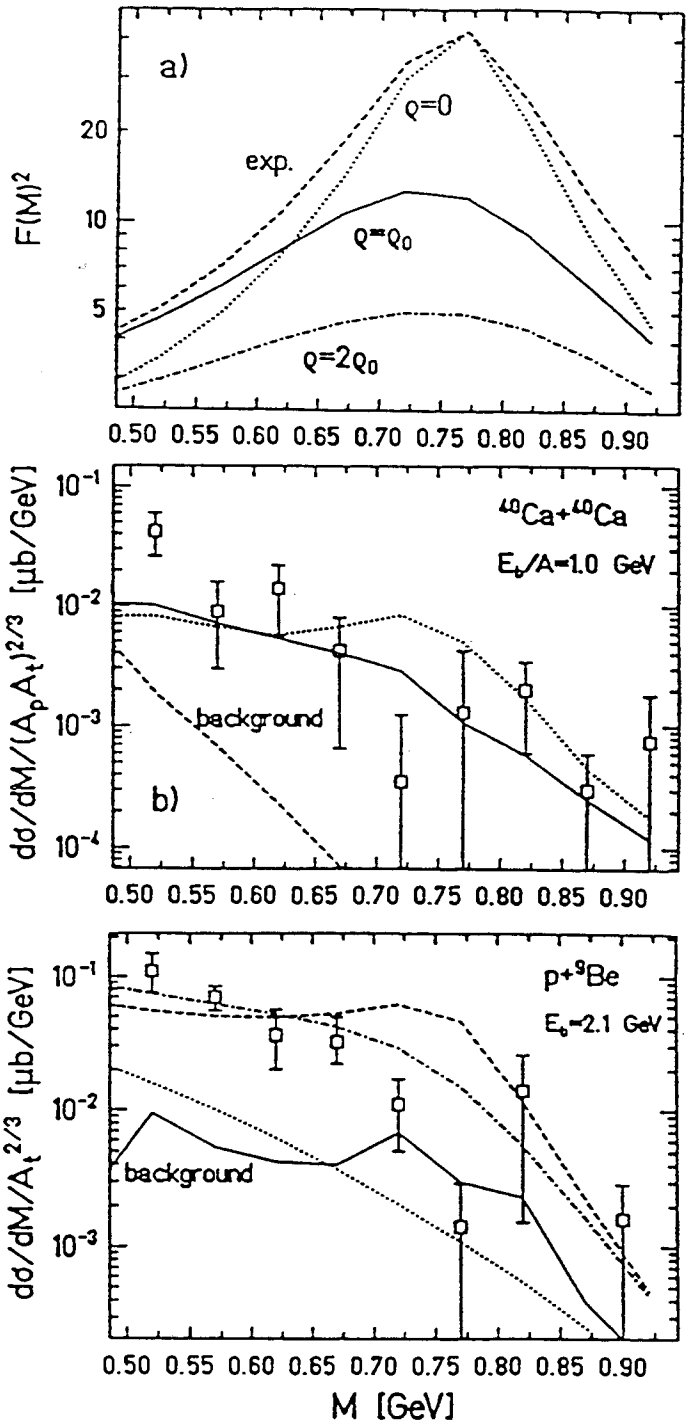

Figure 1.8: **a)** *Le facteur de forme électromagnétique du pion pour plusieurs valeurs de la densité nucléaire (d'après Herrmann et al.).* **b)** *L'effet de milieu ci-dessus sur l'annihilation $\pi^+\pi^-$ pour la réaction $Ca - Ca$ à 1.0 GeV/A: la courbe notée "background" est la somme des autres composantes de la figure 1.8 et les courbes en trait plein et en pointillé représentent la composante $\pi^+\pi^-$ avec et sans effet de milieu respectivement.* **c)** *Introduction du facteur de forme du proton dans l'estimation de la composante $p - n$ pour la réaction $p - Be$ à 2.1 GeV: courbe "background" comme ci-dessus, trait pointillé calcul sans facteur de forme, trait segmenté facteur de forme de l'espace libre, et trait segmenté/pointillé facteur de forme dépendant de la densité. La figure dans son ensemble est extraite de l'article de Wolf et al. .*

spectre de masse des dileptons devrait être sensible aux effets de milieu, et que le domaine de masse autour de 0.7-0.8 GeV est bien adapté à ce type d'étude. C'est aussi le domaine le plus difficile expérimentalement à cause de la diminution de la section efficace quand la masse invariante augmente. Le projet HADES que nous présenterons succintement dans le chapitre 3, a pour objectif essentiel l'étude de ces effets de milieu.

Chapitre 2

Etude des hadrons associés à la production de dileptons

2.1 Introduction

Nous avons présenté et discuté les processus élémentaires de production des dileptons aux énergies intermédiaires dans le chapitre précédent. Les premiers résultats obtenus par la collaboration DLS ont montré sans ambiguïté la nécessité de mesurer les sections efficaces de production en $p-p$ et $p-n$ ($p-n$ sera en fait obtenu à partir de $p-d$), de façon à contraindre les modèles théoriques de formulation des processus élémentaires. Nous avons discuté quelques problèmes soulevés par ces modèles, notamment en ce qui concerne le bremsstrahlung $p-n$. Si on se reporte à la section 1.3.1 et à la figure 1.2, on peut d'ailleurs noter que les diagrammes considérés n'incluent aucun processus de production multiple (pions associés au dilepton). Or on sait que les sections efficaces de tels processus augmentent avec l'énergie de faisceau, et on peut se demander si ces nouvelles contributions pourrait être la raison d'une certaine surestimation de la contribution $p-n$ relative à celle $p-p$ lorsque l'énergie de la collision augmente.

D'autres chercheurs de la collaboration DLS ont analysé les expériences en terme de section efficace inclusive de production de dileptons. Notre travail porte sur l'évaluation d'une section efficace exclusive, correspondant à l'émission simultanée du dilepton et de un ou plusieurs hadrons (protons et pions) dans le système de détection. Notre analyse concerne les réactions $p-p$ et $p-d$ pour les quatre énergies de faisceau de 1.0, 1.6, 2.1, et 4.9 GeV. Ces collisions ont été obtenues lors de prises de données de plus de cinq semaines au Lawrence Berkeley Laboratory, auquelles nous avons participé en 1990 (4.9 GeV) et 1991 (1.0, 1.6 et 2.1 GeV).

La section suivante 2.2 présente le dispositif expérimental et la méthode d'analyse est décrite dans les sections 2.3 (dileptons) et 2.4 (hadrons associés). Le chapitre se termine par la présentation des résultats dans la section 2.5 .

2.2 Le spectromètre dilepton (DLS)

Le spectromètre dilepton, désigné par le sigle DLS pour DiLepton Spectrometer, a été construit à partir de 1984. C'est l'un des appareillages expérimentaux du Bevalac, complexe d'accélérateurs mis en place en 1974 pour délivrer des faisceaux d'ions lourds sur cibles fixes.

La figure 2.1 présente une vue générale du Bevalac qui se compose de deux parties :

- L'accélérateur Super HILAC : les ions sont produits par une source et portés par un accélérateur linéaire à une énergie d'une dizaine de MeV/nucléon.
- Le Bevatron : une ligne de transfert conduit les ions du Super HILAC au synchrotron Bevatron (construit en 1956). Le faisceau est alors accéléré à son énergie définitive et est prêt à être délivré aux différentes aires expérimentales. Sur le site du Bevalac (figure 2.1), l'emplacement du DLS est repéré par un numéro de faisceau : BEAM30.

Polyvalent, le Bevalac peut délivrer des faisceaux d'ions légers (p, d, α, ...) jusqu'aux ions les plus lourds comme l'Or et l'Uranium. L'énergie maximale accessible est de 4.9 GeV en proton, 2.1 GeV/A pour les ions de $Z/A = 1/2$ tels que Ca^{20+} et voisine de 1 GeV/A pour les ions les plus lourds. Les intensités de faisceau dépendent à la fois de l'ion accéléré et de son énergie. Le Bevalac ayant cessé ses activités en 1993, le DLS a acquis ses dernières données en Janvier de la même année avec les systèmes $C - C$, $\alpha - C_a$ et $d - C_a$.

2.2.1 Principe général

Le DLS a été conçu en tenant compte d'importantes contraintes expérimentales dues aux mécanismes de production des dileptons et aux différentes sources de bruit de fond. Ces contraintes sont :

- le faible taux de production des dileptons, qui est proportionnel à α^2 (α : constante de structure fine) : un dilepton est émis environ toutes les 10000 collisions nucléon-nucléon. En comparaison, les photons ont un taux de production environ 100 fois plus élevé.
- La section efficace différentielle $\frac{d\sigma}{dy}$ où y est la rapidité du dilepton dans le centre de masse (CDM) de la collision (le plus souvent NN nucléon-nucléon) est maximale pour une émission à $\pm 90°$ dans le CDM. Pour des énergies de faisceau compris entre 1 et 5 GeV, l'angle d'émission des électrons par rapport au faisceau est respectivement de 53.9° et 31.5° dans le laboratoire.

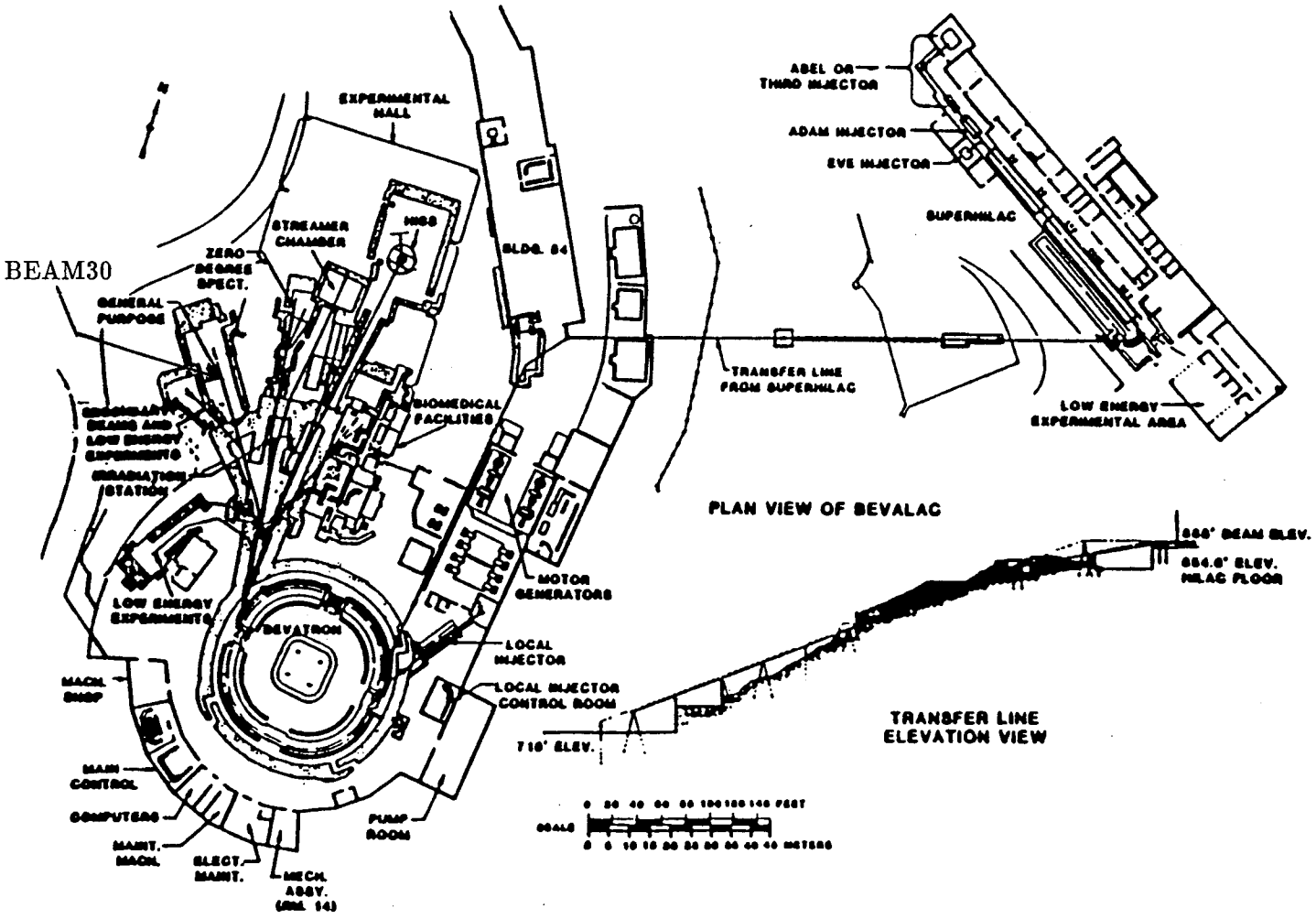

Figure 2.1: *Le Bevalac au Lawrence Berkeley Laboratory (LBL).*

- Un des processus inélastique dominant pour les collisions d'ions lourds est l'émission de pions. Le rapport du nombre d'électrons au nombre de pions produits pour chaque collision, est approximativement indépendant de l'impulsion transverse p_t et est égal à :

$$\frac{e}{\pi} \# 10^{-4}$$

C'est la principale difficulté expérimentale de l'identification des électrons, qui sera résolue avec un pouvoir de rejet des hadrons égal ou meilleur à 10^{-5}.

- La principale source de bruit de fond des dileptons provient des mésons π^0, soit directement avec la production d'un dilepton par une désintégration Dalitz (rapport de branchement d'environ 1.2%), ou indirectement avec la production de photons (rapport de branchement 98.8%) qui se convertissent par un processus Bethe-Heitler dans un matériau. Pour des énergies de faisceau entre 1 et 5 GeV, l'angle moyen d'ouverture de la paire d'électrons Dalitz du π^0 dans le laboratoire est compris entre 25° et 15° [46], et est beaucoup plus faible pour les dileptons provenant de la conversion des photons réels (inférieur au degré). Avec ces processus, les dileptons sont produits dans une gamme de petite masse (par exemple, pour 99% de la désintégration Dalitz, $M < 65$ MeV) ou de masse pratiquement nulle pour la conversion.

Le DLS se compose de deux bras mobiles centrés sur la cible et placés symétriquement à un angle égal à 40° par rapport à l'axe du faisceau. Pour compenser le faible taux de production des dileptons, le DLS a une grande acceptance angulaire, égale à environ 170 mstérad pour chacun des bras. Chaque bras est composé de deux détecteurs Cherenkov à seuil avec un radiateur gazeux pour assurer l'identification des électrons et des positrons, dont le pouvoir de rejet des hadrons est d'environ 10^{-3} par détecteur. Deux hodoscopes segmentés chacun en 16 lattes de scintillateurs sont utilisés pour obtenir le temps de vol et la perte d'énergie, qui sont des informations redondantes mais nécessaires pour améliorer l'identification des particules chargées. Les hodoscopes permettent aussi de définir un trigger pour les hadrons. Dans chaque bras, un dipôle magnétique est associé à une chambre à dérive à l'avant, et deux chambres à dérive à l'arrière pour reconstruire les trajectoires des particules et leurs quantités de mouvement, avec une résolution $\frac{\Delta p}{p}$ comprise entre 10% et 15% . Enfin, un détecteur composé de blocs de verre au plomb permet de mesurer l'efficacité de détection des électrons et le pouvoir de rejet des hadrons des compteurs Cherenkov. Avec sa segmentation plus fine que celle des Cherenkov, les blocs de verre au plomb sont aussi utilisés pour la détection et l'étude des π^o, par l'intermédiaire de ses désintégrations Dalitz et $\gamma\gamma$.

La figure 2.2 présente un vue générale des éléments qui composent le DLS. Il est à noter que la configuration autour de la cible était différente dans notre expérience. L'ensemble cible solide segmentée et détecteur de multiplicité était remplacé par une cible liquide hydrogène/deutérium.

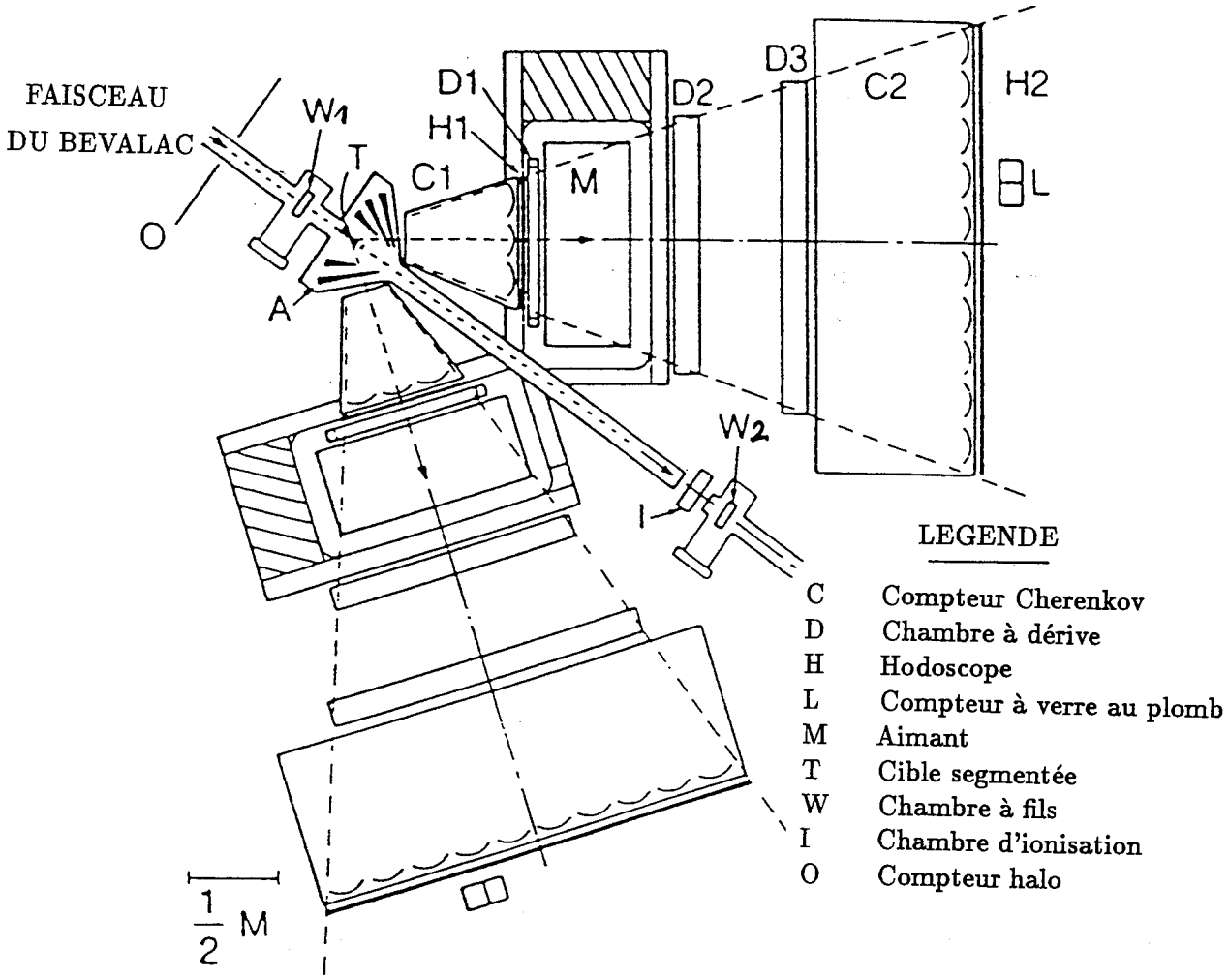

Figure 2.2: *Coupe horizontale du dispositif expérimental du DLS.*

En plaçant les deux bras à un grand angle, une partie du bruit de fond, provenant de la désintégration d'un méson π^o, est éliminé car l'angle d'ouverture de ces paires est faible. Par contre la détection dans chacun des bras d'un électron (positron) provenant de la désintégration simultanée de deux π^o, génère un bruit de fond de paires de leptons non corrélés qui n'est pas directement identifiable. Nous verrons qu'il est néammoins possible d'estimer la contribution de ce bruit de fond (section 2.3.3 e)).

2.2.2 Segmentation des détecteurs

La segmentation de détecteurs Cherenkov et des hodoscopes a été déterminée pour minimiser autant que possible la probabilité qu'un électron et un hadron touchent simultanément un même segment. Elle a été optimisée plus précisément en utilisant le code de calcul de Cugnon [47], pour des collisions $Ca - Ca$ à une énergie de 2.1 GeV par nucléon. Dans ces conditions, une multiplicité de une particule chargée environ (0.7 proton + 0.3 π^+ et π^-) pour chaque collision centrale et par bras a été obtenue.

Pour que la probabilité de trouver deux particules chargées (un électron et un hadron) dans un même élément d'hodoscope avant ou arrière, soit inférieure ou de l'ordre de 10%, une segmentation en 16 lattes de scintillateurs a été choisie pour chacun des hodoscopes. Dans le cas des Cherenkov arrières, cette probabilité a été réduite à 5% car ces détecteurs participent directement à l'identification des électrons. Le Cherenkov arrière est alors composé de vingt segments, tandis que le Cherenkov avant est divisé en trois seulement.

2.2.3 Les hodoscopes

Chaque segment des hodoscopes est constitué d'une latte de scintillateur de forme rectangulaire, et d'un guide de lumière qui relie l'extrémité de la palette à un photomultiplicateur pour la détection de la lumière de scintillation. Le matériau scintillant est le même pour tous les hodoscopes du spectromètre et est référencé $BC - 400$. Chaque latte est entourée sur toute sa longueur de deux feuilles, l'une en mylar aluminisé pour favoriser la collection de lumière, l'autre en carton noir destinée à assurer l'étanchéité à la lumière extérieure.

Les dimensions des lattes de scintillateur à l'arrière, longueur, largeur et épaisseur sont respectivement 94.0 cm, 18.7 cm et 1.27 cm. La grande longueur de ces lattes induit une atténuation sensible du signal de scintillation pendant son parcours jusqu'au photomultiplicateur. Pour que la mesure de la lumière émise soit indépendante de la position de son lieu de production sur le scintillateur, un photomultiplicateur est placé à chaque extrémité de la latte (cette mesure est précisée dans la section "Calibration des hodoscopes").

L'hodoscope avant est de dimensions plus petites avec une longueur, largeur et une épaisseur de 26.7 cm, 5.0 cm et 0.32 cm, et par conséquent un seul photomultiplicateur équipe chaque latte. Les 64 lattes de scintillateur sont équipées d'une diode

électroluminescente pour un premier réglage en temps des signaux et pour tester individuellement chaque photomultiplicateur. Une description détaillée des photomultiplicateurs utilisés peut être trouvée dans les références [48] et [49].

2.2.4 Les détecteurs Cherenkov

Le détecteur Cherenkov avant est constitué d'un radiateur gazeux d'Isobutane (indice de réfraction n=1.0013, intensité de scintillation 6.4 10^{-4} photons par cm) à la pression atmosphérique, de longueur égale à 66 cm, et, disposés horizontalement, de trois miroirs sphériques en face duquel sont placés trois photomultiplicateurs. Les miroirs permettent la focalisation de la lumière Cherenkov en direction de la photocathode du photomultiplicateur. Chaque miroir est composé d'une feuille de plastique épaisse de 3 mm dont la surface est recouverte d'un dépot d'aluminium de réflectivité meilleure que 90% (mesurée pour des photons de longueur λ = 633 nm). Le miroir est rectangulaire et ses largeur, hauteur et rayon de courbure sont égaux à 27 cm, 29 cm et 65 cm. Enfin, des cônes de Winston [50] sont montés en tête du photomultiplicateur pour améliorer la collection de la lumière. Une particule relativiste qui traverse le radiateur produit un peu plus de 80 photons Cherenkov le long de son parcours, tandis que 7.3 $\pm$ 1 photoélectrons sont émis par la photocathode. La figure 2.3 présente un des segments du Cherenkov avant.

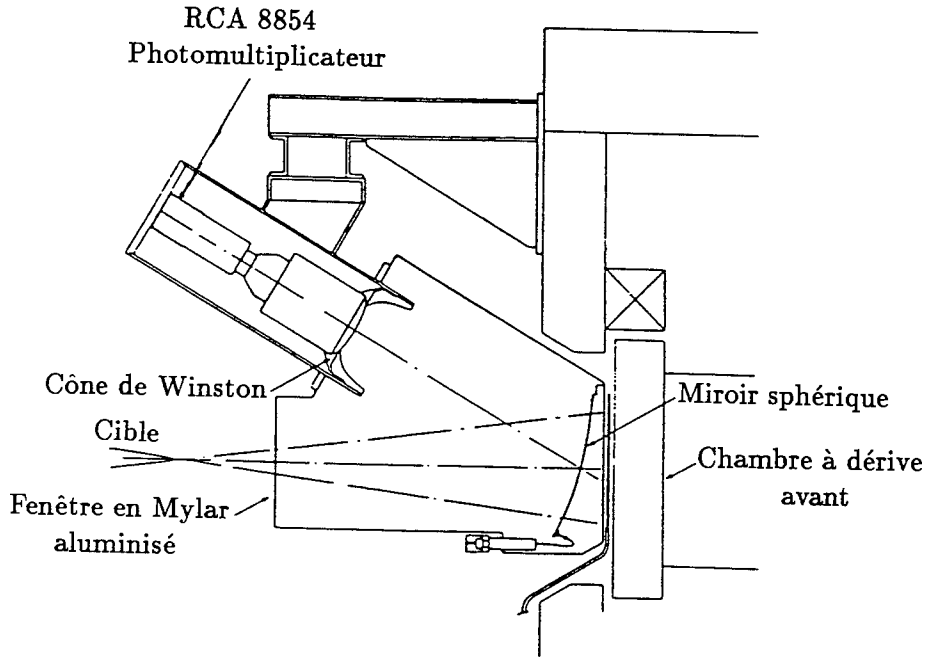

Figure 2.3: *Coupe verticale d'un segment du compteur Cherenkov avant. Les principaux éléments du détecteur sont le radiateur gazeux d'Isobutane, le miroir, le cône de Winston et le photomultiplicateur.*

Le cherenkov arrière est un détecteur d'un grand volume et pour des impératifs

de sécurité (l'Isobutane est inflammable), le radiateur est du Fréon 12 à la pression atmosphérique (indice de réfraction n=1.00108), bien que ce gaz produise une scintillation égale à 0.024 photon/cm nettement plus importante que celle de l'Isobutane. Pour conpenser l'indice de réfraction plus faible que dans l'Isobutane, la longueur des trajectoires dans le radiateur est plus importante, avec 95 cm de parcours environ. Le Cherenkov arrière est segmenté verticalement et horizontalement en respectivement deux fois dix miroirs avec autant de photomultiplicateurs et de cônes de Winston. Les miroirs sont en verre d'épaisseur égale à 0.3 mm, avec des largeur, hauteur et rayon de courbure égaux à 53.3 cm, 29.8 cm et 204 cm. Une moyenne de 88 photons Cherenkov sont produits dans le radiateur pour chaque électron et 7.5 $\pm$ 1 photoélectrons sont émis par la photocathode. La figure 2.4 montre une coupe verticale du Cherenkov arrière. On note que la géométrie générale des détecteurs avant et arrière reste très similaire.

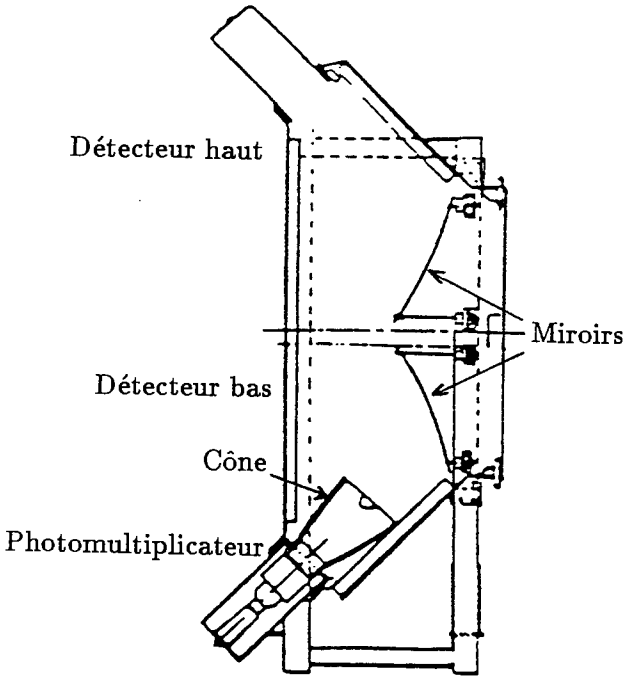

Figure 2.4: *Coupe verticale du compteur Cherenkov arrière. Contrairement au détecteur avant, ce compteur Cherenkov est segmenté verticalement et son radiateur est composé de Fréon.*

Discutons maintenant des processus où une mauvaise identification d'un hadron et donc une réduction du pouvoir de rejet de ce type de particule par les Cherenkov survient :

- Production d'un électron de Knock–on (ou rayon δ) : dans le domaine cinématique des hadrons émis dans le DLS, seuls les pions chargés de quantités de mouvement supérieures à 435 MeV/c et 480 MeV/c dans l'Isobutane et le Fréon, peuvent produire un électron de knock–on au dessus du seuil d'émission

Cherenkov des deux gaz. En fonction du nombre de rayons δ produits, le pouvoir de rejet des pions est d'au moins 1.10^{-3} et 3.10^{-3} pour les Cherenkov avant et arrière et donc pour chaque bras du spectromètre, le pouvoir de rejet est environ meilleur que 10^{-6}.

- Lumière de scintillation : le pouvoir de rejet des hadrons est fonction aussi de la scintillation, et peut être calculé en supposant que les photoélectrons émis par une photocathode suit une loi poissonnienne :

$$P(k) = e^{-m} \frac{m^k}{k!}$$

où $P(k)$ est la probabilité de production de k photoélectrons et m est la valeur moyenne de la distribution. Un signal dans un Cherenkov est obtenu si au moins deux photoélectrons sont produits (coupure imposée dans l'analyse) et l'efficacité de déclenchement s'écrit alors :

$$\varepsilon = 1 - P(0) - P(1)$$

D'après les intensités de scintillation des radiateurs, il y a production dans les Cherenkov avant et arrière de respectivement environ 0.04 et 2.3 photons pour chaque hadron incident. Si nous supposons que l'acceptance angulaire des cônes est de l'ordre de 4% et pour une efficacité quantique du PM égale à 20%, il y a en moyenne $3\ .10^{-4}$ et 0.018 photoélectron produit. Le résultat est un pouvoir de rejet des hadrons calculé de $4\ .10^{-8}$ pour le Cherenkov avant, et de $2\ .10^{-4}$ pour le Cherenkov arrière. Il est certain qu'expérimentalement pour les détecteurs avant, le taux de réjection des hadrons lié à la scintillation est moins bon que celui calculé. Le probème est probablement lié au spectre de scintillation et à la sensibilité spectrale des photomultiplicateurs utilisés. Il n'a pas été expliqué quantitativement.

- Enfin, le pouvoir de rejet des hadrons est notablement diminué par la faible segmentation du Cherenkov avant. En effet un hadron et un électron (venant d'un dilepton) émis simultanément dans un même bras du spectromètre, traverse le même segment de Cherenkov avant avec une probabilité d'environ 30%. Le pouvoir de rejet des hadrons est donc sensible à la multiplicité des particules chargées émises, ce qui constitue une importante limitation pour l'identification des électrons dans les collisions d'ions les plus lourds.

Nous verrons dans le chapitre 3 que la technique RICH permet d'améliorer nettement le pouvoir de rejet des hadrons par rapport à un dispositif classique à seuil.

2.2.5 Le champ magnétique et les chambres à dérive

Le champ magnétique est créé par un dipôle dans chacun des bras, avec un pôle rectangulaire de 112 cm par 51 cm. Le champ est orienté verticalement et son intensité maximale est de 5 kG. Pour obtenir une symétrie de détection des particules chargées entre les deux bras, les données sont enregistrées en égale quantité pour chacune des quatres combinaisons de polarité des dipôles. La polarisation haute (ou +) et basse (ou −) est définie pour un champ avec les composantes respectivement $(0,+B_y,0)$ et $(0,-B_y,0)$, et les combinaisons entre les bras sont $++,+-,-+,--$. La symétrie de détection des dileptons est importante pour obtenir une soustraction correcte du bruit de fond. Il a été montré que la symétrie est réalisée pour un champ magnétique dont la norme est égale ou inférieure à 1.5 kG [51]. La valeur du champ utilisée dans toutes les prises de données considérées ici est de 1.5 kG, ce qui limite la quantité de mouvement mesurable maximale à 2 GeV/c. La figure 2.5 est une carte de champ établie pour une intensité centrale de 1.5 kG de la composante B_y (verticale). La figure (a) montre la variation longitudinale de B_y, (b) donne la variation transversale. La longueur effective du champ est de 66 cm tandis que la longueur utile est égale à 38.1 cm.

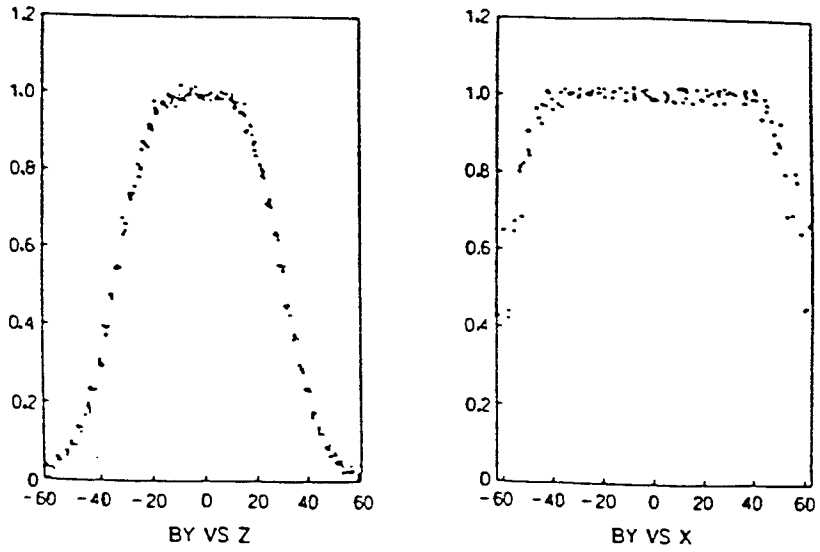

Figure 2.5: *Carte de champ mesurée longitudinalement et transversalement à l'axe des bras du spectromètre (normalisation à 1.5 kG).*

Chaque chambre à dérive est constituée de 7 plans de fils sensibles appelés XPN, X, XP, U, V, Y et YP. Les coordonnées x (horizontale) et y (verticale) des trajectoires de particules sont mesurées avec les fils orientés respectivement verticalement (plans XPN, X, XP) et orientés horizontalement (plans Y, YP). Les fils des plans U et V sont inclinés à $+30^o$ et -30^o pour aider à la résolution des ambiguités gauche–droite. Les fils sensibles sont espacés de 2 cm et 3.6 cm pour la chambre avant et les chambres

arrières, et le gaz utilisé est un mélange 50% Ar - 50% C_2 H_6. La figure 2.6 décrit l'arrangement d'une cellule d'une chambre avant (a) et arrière (b), où cette dernière est équipée en plus de plans écrans qui encadrent les plans de cathode–fil sensible–cathode. La tension du plan de cathode de la chambre avant est constante sur tout le plan à -2150 V, tandis que la tension des chambres arrières varie de 0 (en face du fil sensible qui est à la masse) jusqu'a -2400 V (en face du fil de champ). Pour les conditions de fonctionnement des chambres, la vitesse de dérive est égale à environ 50 micromètres/ns, ce qui se traduit avec les dimensions des cellules, par un temps de dérive maximal pour les chambres avant et arrières de 200 ns et 360 ns. De plus amples détails sur les chambres peuvent être trouvés dans la référence [46].

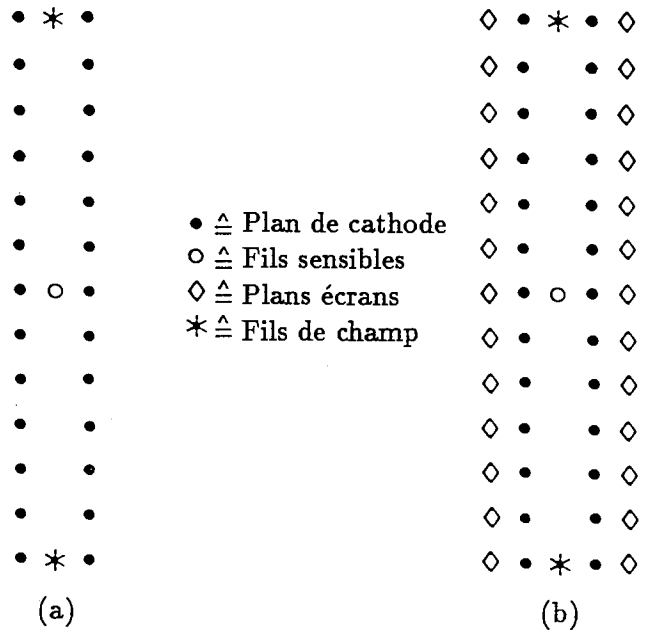

Figure 2.6: *Symbolisation des cellule d'une chambre avant (a) et arrière (b).*

2.2.6 La logique et l'électronique

La figure 2.7 est la version simplifiée de la logique d'acquisition pour les dileptons, dans laquelle une coïncidence est demandée entre les bras du spectromètre, et dans chaque bras entre les deux hodoscopes et les deux Cherenkov. Cela se traduit par une équation du prétrigger du dilepton sous la forme :

$$R(H1.H2.C1.C2).L(H1.H2.C1.C2)$$

où H et C représentent les hodoscopes et les Cherenkov, 1 et 2 les détecteurs avant et arrière, et R et L les bras droit et gauche.

Pour détecter les hadrons (au moins une particule par bras), le trigger hadron est défini par la seule coïncidence des hodoscopes avant et arrière dans chacun des bras :

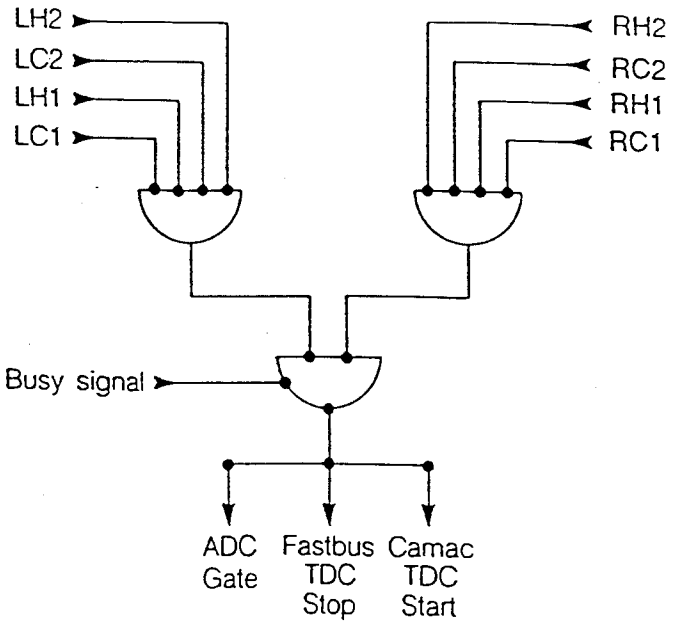

Figure 2.7: *Présentation simplifiée de la logique d'acquisition des dileptons. Une coïncidence est demandée entre les hodoscopes (H1, H2) et les Cherenkov (C1, C2) d'un même bras, puis entre les bras droit et gauche. Si l'ordinateur est libre d'enregistrer l'événement (busy signal non validé), les informations sont transmises puis digitalisées sous forme d'ADC ou TDC et sauvegardées.*

$$R(H1.H2) + L(H1.H2)$$

Le système d'acquisition des données utilise des unités CAMAC et FASTBUS. Les TDC des Chambres à dérive et les ADC de l'ensemble des photomultiplicateurs sont des unités FASTBUS. Les TDC multihits modèle Lecroy 1879, qui fonctionnent en stop commun, digitalisent les signaux des chambres sur 1024 canaux avec une résolution d'environ 1 ns par canal. Chaque signal des photomultiplicateurs est divisé en deux signaux égaux ("splitter"), l'un est envoyé sur un canal ADC, l'autre sur un discriminateur et est de nouveau orienté sur deux voies, vers la logique et un canal TDC. Les ADC des photomultiplicateurs sont digitalisés sur une gamme de 4096 canaux (soit 12 bits) avec une résolution d'environ 0.05 pC par canal.

Si le prétrigger est satisfait dans les conditions précédemment définies, l'événement est enregistré s'il vérifie la condition supplémentaire :

$$P.R.S.\bar{B}$$

où P est le prétrigger, R signifie que le DLS est en acquisition (run), S que le faisceau est délivré sur l'aire expérimentale (spill) et $\bar{B}$ que l'ordinateur est libre d'enregistrer l'événement (busy barre). Les données sont alors enregistrées sur bandes magnétiques (exabytes) qui seront utilisées pour l'analyse off-line, et sont aussi transférées sur disque pour examen on-line.

2.2.7 Faisceau et cibles

a) Réglage et contrôle du faisceau

Plusieurs contrôles sont possibles sur la dimension, l'intensité et la position du faisceau. Le moyen le plus simple est de placer derrière la boîte à cible une pellicule sensible ou un polaroïd et de l'irradier avec le faisceau pendant une courte période. Après développement, une tache apparaît qui permet d'obtenir une information visuelle sur l'extension transversale et la position du faisceau. Pour les réglages et pendant l'acquisition, on utilise deux chambres à fils (répertoriées W1 et W2 sur la figure 2.2) pour obtenir des informations plus précises sur les coordonnées X et Y du faisceau. La figure 2.8 montre une copie de l'écran de contrôle de la position du faisceau.

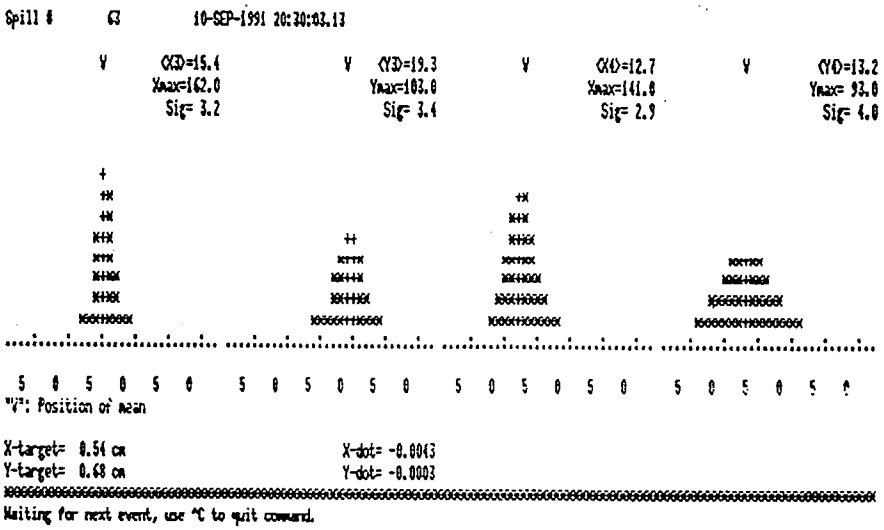

Figure 2.8: *Copie d'écran d'un moniteur permettant le contrôle de la position du faisceau.*

Pour contrôler l'intensité et l'extension du halo du faisceau, des palettes de scintillateurs encadrent le tube à vide en amont de la cible (figure 2.9).

La mesure de l'intensité du faisceau s'obtient avec une chambre d'ionisation placée après la cible (figure 2.2). Ce détecteur est calibré par une méthode d'activation du Carbone [48]. En placant un échantillon de Polystyrène (d'épaisseur égale à environ 1.6 cm) derrière la chambre d'ionisation sur le parcours du faisceau, une fraction des atomes de carbone est activée par les ions incidents. Le coefficient de calibration est obtenu à partir du temps d'exposition de l'échantillon, du nombre de particules enregistré par la chambre d'ionisation (exprimé en coups), de la section efficace d'activation du carbone par le faisceau et du comptage des photons émis dans l'échantillon avec un détecteur C_sI.

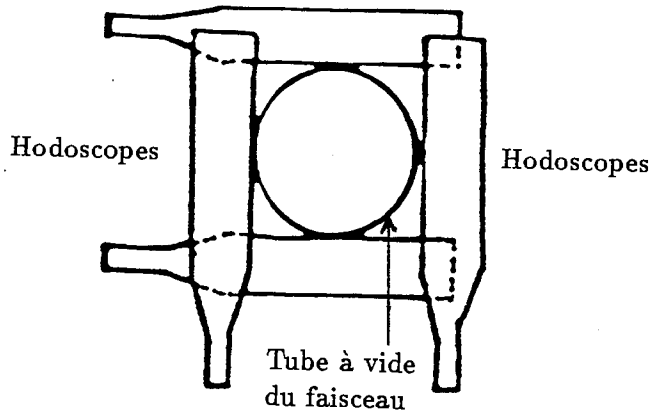

Figure 2.9: *Le halo du faisceau est controlé avec des palettes de scintillateurs plaçées autour du tube à vide.*

b) La cible

Pour résoudre les problèmes d'interactions du halo du faisceau avec la boite de la cible utilisée en 1989 qui générait un important bruit de fond [52], une nouvelle cible a été construite en 1990. Toutes les parties métalliques ont alors été éloignées de plus de 10 cm du faisceau, et la cible constituée d'un réservoir cylindrique en Kapton de 25.4 μm d'épaisseur, d'un diamètre et d'une longueur de 8.2 cm et 12.7 cm. La cible est contenue dans une boite à vide, qui est directement connectée au tube d'arrivée du faisceau et dont la fenêtre de sortie sur le spectromètre est constituée de Kapton d'environ 1 mm d'épaisseur. Un système de commande permet de remplir et de vider rapidement la cible du liquide gardé à une température proche de 0 Kelvin. Avec cette nouvelle cible, le rapport du nombre de dileptons obtenu avec la cible pleine sur celui avec la cible vide, a été mesuré égal à 10 pour les collisions p-p et 20 pour les collisions p-d de 1990 [53]. La contribution au bruit de fond des matériaux de la cible est donc faible.

2.3 Méthode d'analyse des événements dileptons

Avec un rapport signal sur bruit égal à environ 1%, les paires de leptons ne représentent qu'une faible partie des événements enregistrés lors d'une prise de données du DLS. Pour identifier les dileptons et obtenir en particulier leurs sections efficaces différentielles en masse, un programme d'analyse appelé LISA est utilisé par la collaboration DLS. Le travail d'analyse commence par une calibration précise de chacun des détecteurs qui sera décrite dans la section 2.3.1. La reconstruction des dileptons (section 2.3.2) se compose d'une première étape, le "quasi-tracking (QT)", où les seuls détecteurs Cherenkov et hodoscopes sont utilisés pour estimer les trajectoires des paires d'électrons. La masse des données est réduite d'un facteur environ égal à 10, et est généralement écrite sur un disque dans des fichiers plus compacts (c'est le

"sifting"). Cette étape permet un gain de temps important pour la suite de l'analyse car la reconstruction précise du dilepton nécessite d'appliquer une nouvelle fois le QT (le format des données est resté le même) et d'utiliser les informations des chambres à dérive. L'impulsion des électrons ainsi que la masse M, l'impulsion transverse p_t et la rapidité y du dilepton sont obtenues dans cette deuxième phase aussi appelée "tracking". L'obtention des sections efficaces (section 2.3.3) nécessite enfin de corriger les distributions du dilepton (M, p_t, y) de l'effet d'acceptance du spectromètre et d'introduire les différentes efficacités.

2.3.1 Calibration des détecteurs

Les informations brutes des ADC (Analog-to-Digital Converter) sont exprimées en nombre de canaux. Pour faire correspondre à cette échelle une information physique, comme la perte d'énergie (exprimée en MeV par exemple) pour les hodoscopes, ou le nombre de photoélectrons pour les Cherenkov, les ADC doivent être calibrés. Dans le cas des TDC (Time to Digital Converter), l'information en nombre de canaux s'exprime facilement en unité de temps sachant que un canal équivaut à 0.1 ns, mais il y a lieu de tenir compte des temps de transit.

a) Les hodoscopes et les Cherenkov

Les signaux ADC des hodoscopes sont normalisés par rapport à l'énergie moyenne d'ionisation déposée par un électron de vitesse réduite $\beta \simeq 1$. On déduit facilement d'après des tables de données [54] que pour une particule chargée au minimum d'ionisation, la perte moyenne d'énergie est environ $E1 = 0.670$ MeV et $E2 = 2.0$ MeV pour respectivement les hodoscopes avant et arrière. La distribution des amplitudes normalisées ADC $_N(H1_{ij})$ d'un signal du ième segment d'hodoscope du jème bras appartenant au détecteur avant ($H1$) est calculée avec,

$$ADC_N(H1_{ij}) = E1 \cdot \frac{ADC(H1_{ij}) - P_{ed}(H1_{ij})}{ADC_m(H1_{ij}) - P_{ed}(H1_{ij})}$$

où $P_{ed}(H_{ij})$ est le piedestal de la distribution des ADC bruts du segment d'hodoscope i, et $ADC_m(H_{ij})$ le canal correspondant à la perte d'énergie moyenne d'un électron. La position du pedestal est obtenue à l'aide d'une gaussienne ajustée sur le premier pic de la distribution des ADC (figure 2.10), et de même pour $ADC_m(H_{ij})$ avec le deuxième pic.

L'hodoscope arrière (H2) possède un photomultiplicateur à chaque extrémité des palettes de scintillateur. Ce dispositif permet de calculer un ADC normalisé indépendant de l'intersection de la trajectoire sur la palette avec,

$$ADC_N(H2_{ij}) = \sqrt{ADC_N(H2B_{ij}) \cdot ADC_N(H2T_{ij})}$$

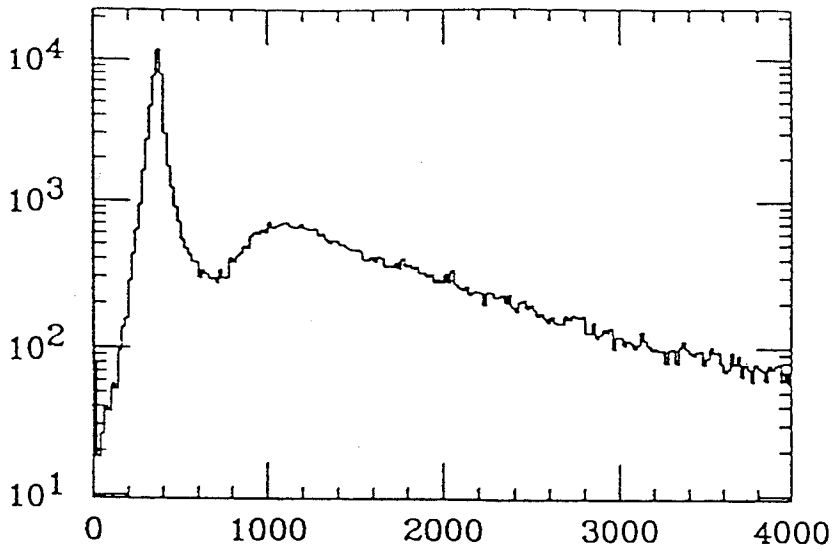

Figure 2.10: *Distribution d'ADC non corrigée (exprimée en nombre de canaux) d'un hodoscope. Le premier pic est le piedestal de la distribution et le deuxième correspond à la perte d'énergie des électrons dans le scintillateur (ici le minimum d'ionisation).*

où $ADC_N(H2B_{ij})$ et $ADC_N(H2T_{ij})$ sont les signaux normalisés des photomultiplicateurs inférieurs et supérieurs de l'hodoscope arrière, calculés avec la perte d'énergie moyenne $E_2 = 2.0$ MeV.

Une distribution d'ADC normalisés, générée par des électrons pour l'ensemble des segments d'hodoscopes avant, est présentée sur les figures 2.11. Le spectre de la figure 2.11 montre qu'il existe des signaux à 1.2 MeV qui correspondent au passage de deux électrons dans un même segment de l'hodoscope avant. Ces électrons sont généralement corrélés, car ils proviennent des désintégrations du méson π^0 par voie Dalitz ou $\gamma\gamma$ suivie de conversion ultérieure. Une coupure sélectionnant les ADC inférieurs à 0.8 MeV, permet alors de rejeter une grande partie de ces événements tandis qu'une coupure basse ($\sim$ 0.2 MeV) élimine les signaux de bruit de fond intempestifs. Très souvent au moins l'un de ces deux électrons Dalitz ou conversion est rejeté par le champ magnétique car son impulsion est trop faible. La distribution des ADC des hodoscopes arrières correspond donc le plus souvent au passage d'un seul électron.

Les TDC des hodoscopes (figure 2.12) sont calibrés pour que le temps de vol d'un électron relativiste qui traverse les segments $H1_{ij}$ et $H2_{kj}$ soit centré à zéro :

$$TOF_{ik} = TDC\,(H2_{kj}) - TDC\,(H1_{ij}) + C\,(H2_{kj}) - C\,(H1_{ij})$$

Les $C\,(H1_{ij})$ et $C\,(H2_{kj})$ sont des corrections en temps pour chacun des segments $H1_{ij}$ et $H2_{ij}$. Ils sont obtenus en calculant l'ensemble des combinaisons de temps de

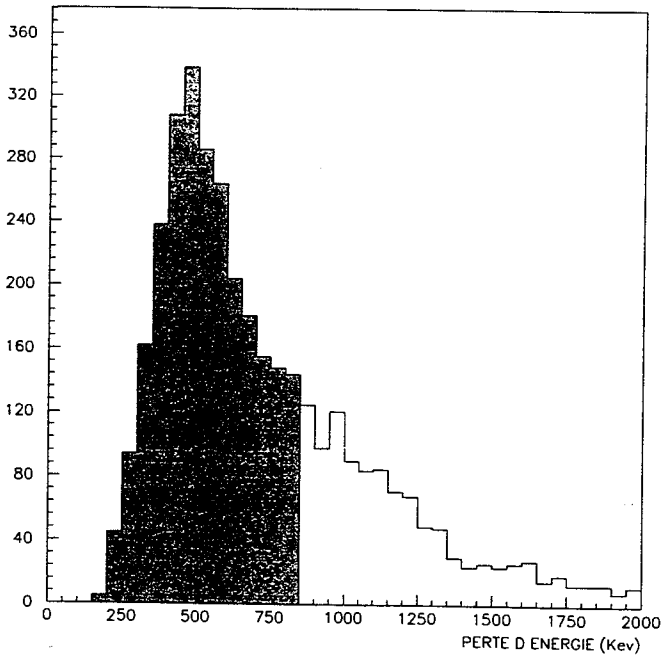

Figure 2.11: *ADC normalisés des hodoscopes avant. La perte d'énergie attendue pour un électron au minimum d'ionisation est ici égale à 670 keV. La structure, dans la gamme de 1200 keV (partie blanche), est due plus particulièrement aux désintégrations Dalitz et aux conversions des photons réels du π^o qui peuvent génèrer une paire de leptons dans un même segment d'hodoscope. Des coupures hautes et basses sont alors appliquées sur ces distributions (partie grisée).*

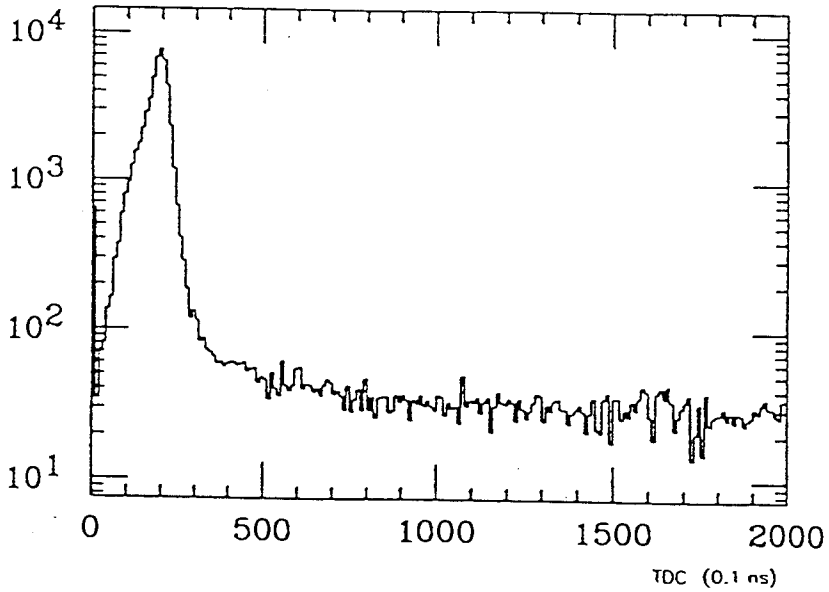

Figure 2.12: *Distribution non corrigée des TDC d'un hodoscope.*

vol TOF_{ik} et en minimisant la fonction suivante,

$$F = \sum_{|i-k|\leq 5} \left[\frac{TDC\,(H2_{kj}) - TDC\,(H1_{ij}) + C\,(H2_{kj}) - C\,(H1_{ij})}{\sigma} \right]$$

où σ est le rms de la distribution $TDC\,(H2_{kj}) - TDC\,(H1_{ij})$.

Notons que le TDC de chaque segment d'hodoscope arrière, se calcule comme la moyenne des TDC des deux photomultiplicateurs associés :

$$TDC\,(H2_{kj}) = \frac{TDC\,(H2B_{kj}) + TDC\,(H2T_{kj})}{2}$$

Les segments $H1_{11}$ et $H1_{12}$ sont pris comme références pour chacun des bras, ce qui conduit à $C\,(H1_{11}) = C\,(H1_{12}) = 0$. Après calibration des hodoscopes, nous obtenons une résolution du temps de vol des électrons égale à 1.1 ns (figure 2.13). La dernière étape consiste à centrer à zéro la distribution de la différence de temps entre les deux bras du spectromètre (figure 2.14 avec une résolution voisine de 1.4 ns).

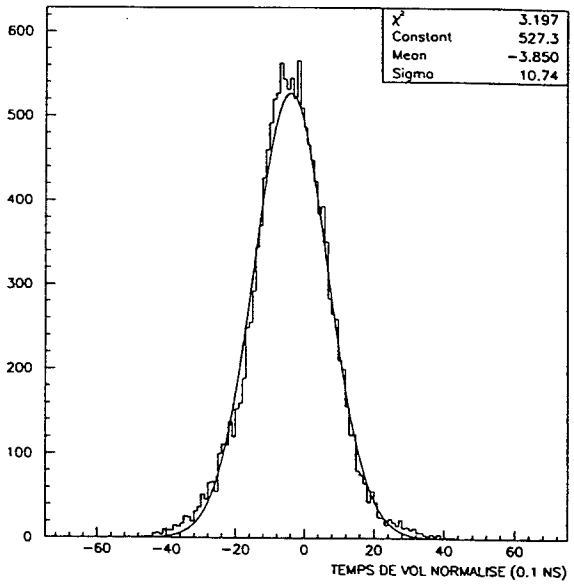

Figure 2.13: *Distribution de temps de vol normalisé à zéro pour un électron ultrarelativiste, entre les hodoscopes avant et arrière. Une résolution de 1.1 ns est obtenue.*

Les ADC des Cherenkov sont normalisés comme les hodoscopes, au signal produit par un électron qui traverse le détecteur. Les ADC normalisés des Cherenkov avant montrent aussi un signal à deux électrons, correspondant aux désintégrations du π^0. Une coupure haute sur les ADC permet de rejeter une fraction de ces événements.

La calibration des TDC des Cherenkov se réalise avec le calcul des 40 corrections en temps $C\,(C1_{ik})$ et $C\,(C2_{jk})$ des segments des 2 bras de la même manière que pour les hodoscopes.

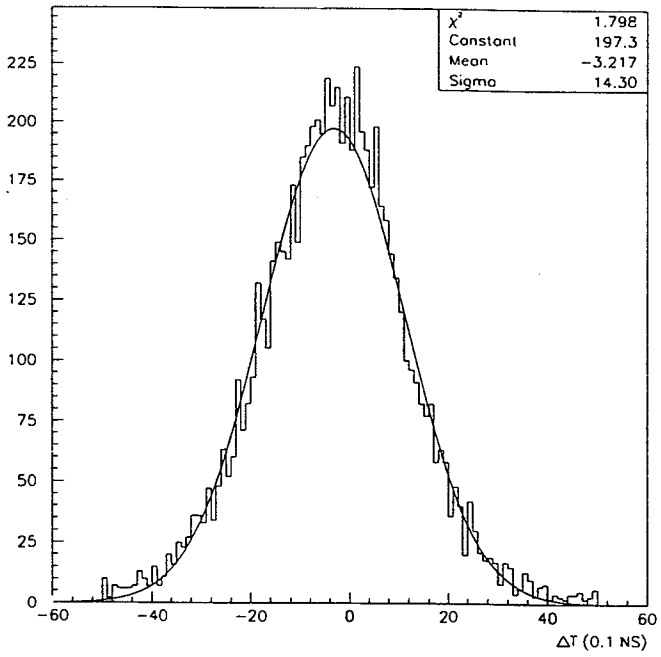

Figure 2.14: *Distribution de la différence de temps entre les hodoscopes des deux bras lors de la reconstruction des dileptons.*

Le programme d'analyse des dileptons utilise six combinaisons de temps de vol entre les hodoscopes et les Cherenkov avant et arrière H1, H2, C1, C2 qui sont TOFC1C2, TOFC1H2, TOFC1H1, TOFH1H2, TOFH1C2, TOFC2H2. Donc six autres corrections en temps G( ) sont nécessaires pour centrer les moyennes à la valeur nulle dans le bras k,

$$TOF\,(C1-H1)_k = TDC\,(C1_{ik}) + C\,(C1_{ik}) - TDC\,(H1_{jk}) - C\,(H1_{jk}) + G(C1-H1)$$

Les résultats des calibrations montrent que les distributions des six temps de vol précédemment définis ont toutes une résolution équivalente, avec un écart–type de 1.2 ns.

b) Les chambres à dérive

La figure 2.15 donne un exemple de distribution du temps de dérive fournie par les chambres arrières. Une coupure entre 180 et 700 ns est appliquée ici pour réduire la contribution du bruit de fond. La calibration des chambres porte d'une part sur la définition de l'origine des temps de dérive (sur la figure c'est l'abscisse à mi-hauteur de la partie montante du spectre), et d'autre part sur la détermination de la vitesse de dérive. Une première estimation de cette vitesse est obtenue à partir de la largeur à mi-hauteur du spectre, connaissant la distance entre fils sensibles. Une détermination plus précise est faite ensuite par optimisation de la résolution spatiale comme indiqué dans la référence [46].

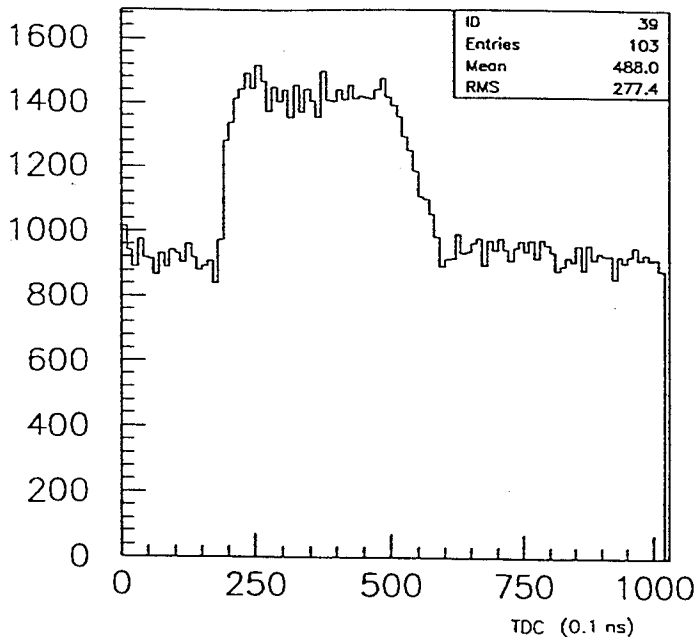

Figure 2.15: *Distribution typique de l'information TDC non corrigée, sur un plan de fil de l'une des chambres à dérive arrières.*

2.3.2 Reconstruction des dileptons

a) Trajectoire probable d'une particule : le quasi-tracking

Après la calibration des détecteurs, les données brutes de l'acquisition sont analysées dans une première étape par le "quasi-tracking". La méthode consiste à construire les trajectoires probables des particules (couramment appelée quasi–track) en utilisant les détecteurs Cherenkov et hodoscopes pour identifier les électrons, et les seuls hodoscopes pour les hadrons. Nous allons d'abord décrire la construction des quasi–track pour les électrons.

Les segments de détecteur (hodoscopes et Cherenkov) sont pris en considération pour le quasi–tracking si les coupures (hautes et basses) en ADC et TDC sont satisfaites et si un alignement convenable des différents segments est réalisé. Une quasi–trace est donc reconstruite si l'ensemble des conditions suivantes est vérifié :

- Nous cherchons à l'avant une latte d'hodoscope $H1_j$ associée géométriquement avec un segment de Cherenkov $C1_i$, en calculant les droites extrêmes qui relient une cible de largeur $\Delta x = 12$ cm aux bords de la latte de scintillateur dans le plan XOZ (figure 2.16). Ces droites délimitent une zone sur le plan moyen du Cherenkov avant où au plus deux segments consécutifs avec un bon signal sont recherchés. Si tel est le cas, la première partie de la quasi–track est construite.

- Puis une latte d'hodoscope arrière $H2_m$ est cherchée, qui satisfasse la condition de courbure maximale d'une particule par le champ magnétique (1.5 kG) : pour

des lattes $H1_j$ et $H2_m$, il faut vérifier $|j - m| \leq 5$. Les bords de la latte $H2_m$ sont reliés à la quasi–track avant sur le plan milieu du champ magnétique (figure 2.16). S'il existe sur le Cherenkov arrière dans la zone des trajectoires possibles au plus 2 segments Cherenkov consécutifs soit haut ou bas, ou bien haut et bas et de même indice, la deuxième partie de la quasi–track est construite. Notons qu'en fonction de la position haute ou basse du segment de Cherenkov arrière considéré, la quasi-track est limitée dans le plan YOZ, respectivement aux Y positifs et négatifs (Z est l'axe qui traverse le bras longitudinalement et centré sur la cible, Y est orienté verticalement en pointant vers le haut et X, horizontal, se déduit de manière à former un trièdre direct).

- Il faut enfin que les six combinaisons de temps de vol entre les hodoscopes et les Cherenkov vérifient des coupures correspondant au passage d'un seul électron.

Nous avons vu que les fausses paires sont généralement créées par les désintégrations de deux π^0, qui génèrent deux électrons de quantité de mouvement suffisamment élevée pour être détectés séparemment dans chacun des bras du spectromètre. Les deux autres électrons sont balayés par le champ magnétique mais peuvent fournir un signal identifiable dans des segments d'hodoscope et de Cherenkov à l'avant. Pour rejeter de tels événements, nous imposons qu'un dilepton est identifié lors du quasi-tracking si une seule quasi-trace est reconstruite dans chacun des bras du spectromètre.

La construction des quasi-track pour les hadrons s'ffectue de la même manière, mais cette fois en utilisant les seuls hodoscopes. Une grande partie de ces particules ne sont pas relativistes (surtout les protons) et donc pas au minimum d'ionisation, les coupures affectées aux ADC et le temps de vol doivent alors être élargies.

b) Reconstruction des trajectoires : le tracking

Après avoir sélectionné les événements susceptibles de contenir des électrons (ou des hadrons) avec le quasi-tracking, les chambres à dérive sont utilisées pour reconstruire précisément les trajectoire des particules, et obtenir leur quantité de mouvement et leur charge. L'intersection de la quasi-track avec les septs plans de chacune des trois chambres à dérive d'un bras, délimite une surface qui contient les fils sensibles ayant produit un signal lors du passage d'une particule. Pour éviter de reconstruire des trajectoires non réelles quand un grand nombre de fils sensibles ont été touchés, nous imposons les conditions suivantes:

- Le fil est utilisé si son information TDC brute est dans la coupure indiquée en section 2.3.1 b) et si au plus trois signaux ont été enregistrés par le TDC multihits.

- Chaque plan de fils d'une chambre doit contenir un maximum de vingt fils sensibles avec un TDC correct, sinon ce plan est ignoré dans l'analyse (réduction du bruit de fond provenant des oscillations...).

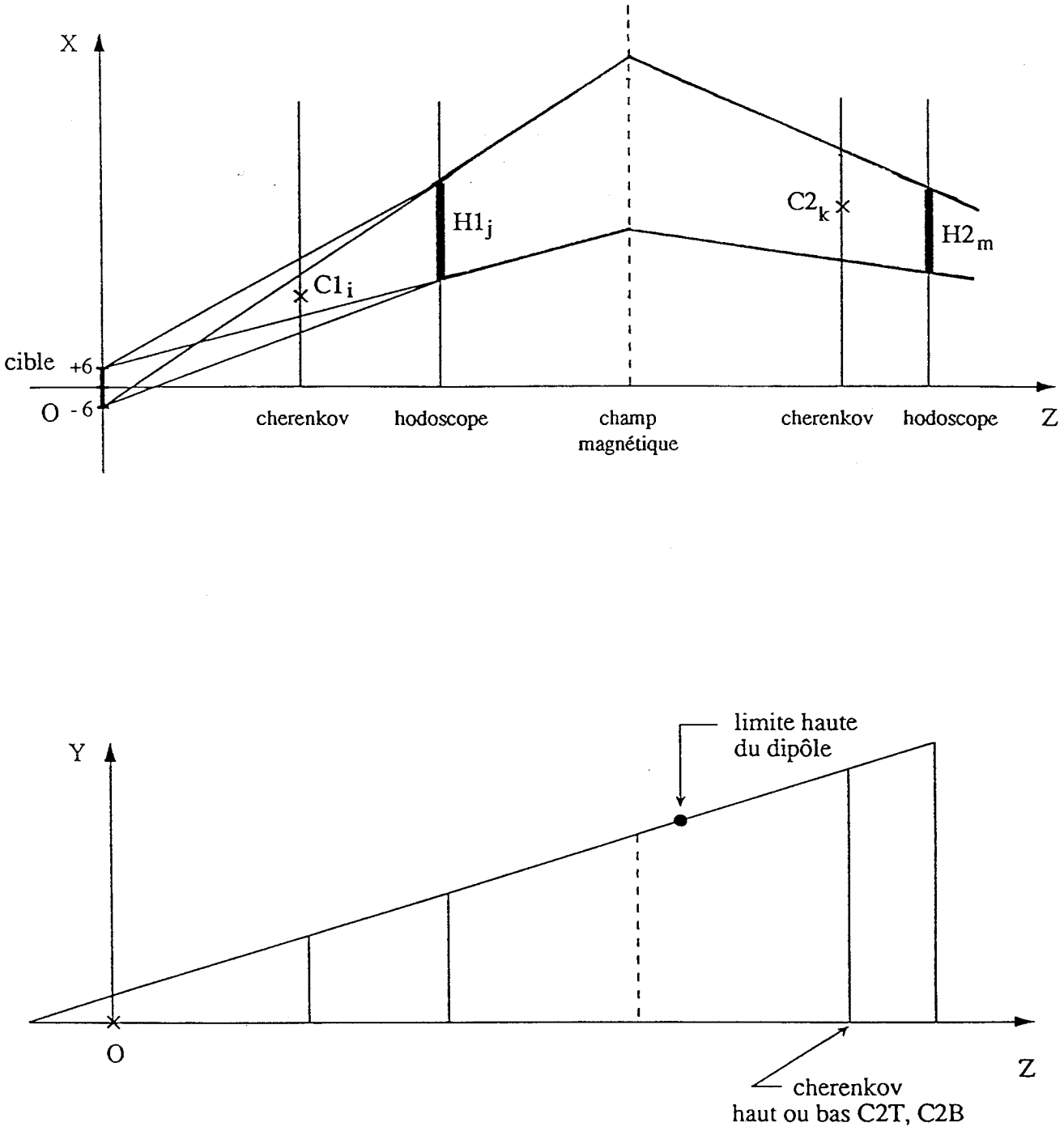

Figure 2.16: *Principe de construction des trajectoires probables des particules avec les hodoscopes et les Cherenkov : définition des quasi-track électrons. Pour celles des hadrons, les Cherenkov ne sont pas pris en compte, et en particulier, le domaine considéré dans le plan YOZ correspond à l'ensemble de l'acceptance autour de l'axe OZ.*

- La reconstruction du point d'intersection d'une particule avec une chambre à dérive a lieu si au minimum quatre plans ont détectés un signal.

Le point d'intersection reconstruit d'une trajectoire et d'une chambre à dérive est appelé un "cluster", et est défini par ses coordonnées $(X_i,\ Y_i,\ Z_i)$ et ses coefficients de pentes $\left(\frac{dX}{dZ}\right)_i$ et $\left(\frac{dY}{dZ}\right)_i$ pour chaque chambre indicée i (si quatre plans sont utilisés pour le calcul du cluster, la pente $\left(\frac{dY}{dZ}\right)_i$ n'est pas calculée). Par convention, la coordonnée Z_i du cluster est la moyenne des positions ZP_{1i} et ZP_{7i} des plans extrêmes de chaque chambre i telle que $Z_i = \frac{ZP_{1i} + ZP_{7i}}{2}$. Le système de référence est défini pour chaque bras avec OZ suivant un rayon central orienté depuis la cible, tandis OX et OY sont respectivement horizontal et vertical (vers le haut) de manière à former un trièdre direct. Un minimum de 1 cluster pour chacune des trois chambres d'un bras est nécessaire pour qu'une trajectoire soit reconstruite.

Comme la composante principale du champ magnétique d'intensité B est orientée verticalement, la courbure des trajectoires des particules se fait essentiellement dans le plan $X0Z$. La projection de la trajectoire dans le plan $Y0Z$ est donc pratiquement une droite d'équation $Y = a_y \,.\, Z + b_y$. Les coefficients a_y et b_y sont déterminés par l'ajustement de la droite sur les clusters reconstruits des trois chambres. Des coupures sur les valeurs calculées du χ^2 et de la coordonnée Y pour $Z = 0$ (position cible) permettent un premier rejet des mauvaises combinaisons de clusters.

Dans le plan $X0Z$, une première analyse est effectuée à l'aide de " l'approximation du champ carré", la trajectoire étant décomposée en un segment de droite à l'arrière et un arc de cercle dans le champ magnétique (figure 2.17). Le segment de droite obtenu à l'aide des clusters des chambres arrières fournit le point de sortie $(X_s,\ Z_s)$ de la zone de champ magnétique. Le rayon de courbure R est alors calculé avec le cluster $(X_1,\ Z_1)$ et la norme de la quantité de mouvement p est obtenue avec l'équation de rigidité magnétique,

$$\frac{p}{B} = (Z \,.\, e) \,.\, R$$

où $(Z \,.\, e)$ est le nombre de charges de la particule dont le signe est donné par le sens de la déviation, R le rayon de courbure de la trajectoire et B la norme du champ magnétique. La prolongation de l'arc de cercle au point d'entrée $(X_e,\ Z_e)$ dans le champ magnétique, permet de tracer la trajectoire jusqu'à la cible. Des coupures sur les valeurs de X pour $Z = 0$ et de la quantité de mouvement (0.05 à 2 GeV/c) rejettent certaines trajectoires.

Signalons qu'une deuxième analyse utilisant les cartes de champ expérimentales des dipôles est effectuée en dernier ressort, mais qu'elle n'apporte pas de modifications très significatives des résultats [55].

Finalement si un électron (positron) est reconstruit dans chacun des bras, le vertex $(X_V,\ Y_V,\ Z_V)$ du dilepton est calculé comme étant la distance minimale d'approche

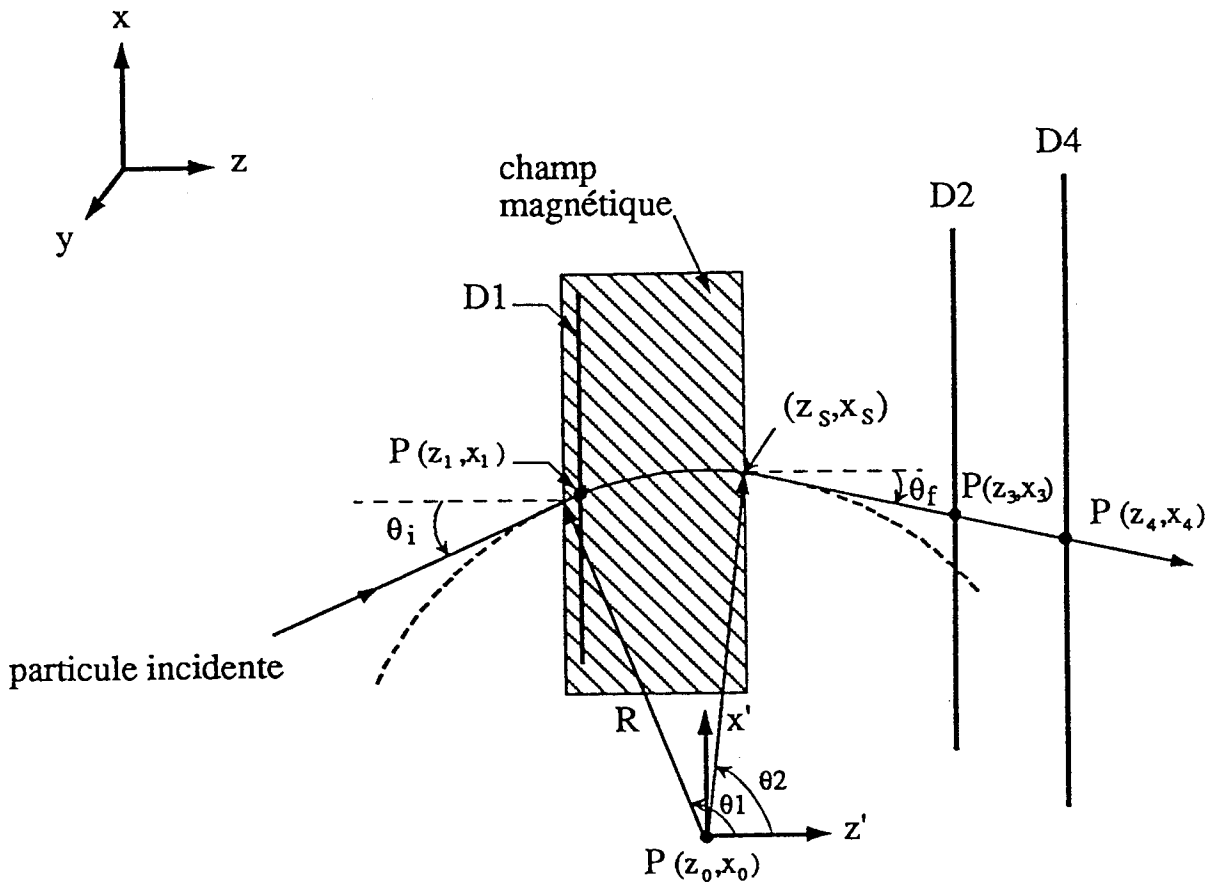

Figure 2.17: *Dans le plan XOZ, la trajectoire d'une particule dans le champ magnétique peut être assimilée à un arc de cercle de rayon R. Le shéma présente les variables essentielles utilisées lors de l'analyse magnétique.*

entre les deux particules. Des coupures sur le vertex, soient $r = \sqrt{X_V^2 + Y_V^2}$ et Z_V, éliminent les dileptons qui ne proviennent pas de la cible mais des matériaux environnants (boîte à cible, tube à vide du faisceau...).

Les variables cinématiques du dilepton, masse invariante M, moment transverse p_t et rapidité y dans le laboratoire, se déduisent de celles du lot de leptons finalement identifié et s'expriment selon les formules suivantes :

$$M^2 = 2\,(m^2 + E_1 E_2 - p_1 p_2 \cos\theta) \approx 2\,p_1 p_2\,(1 - \cos\theta)$$

où E et p sont les énergie totale et quantité de mouvement de chacune des particules, θ est l'angle d'ouverture de la paire, tandis que m, la masse de l'électron, est ici couramment négligée,

$$p_t = [(p_{1x} + p_{2x})^2 + (p_{1y} + p_{2y})^2]^{1/2}$$

où p_x et p_y sont les coordonnées des quantités de mouvement des deux leptons (indicés 1 et 2) dans le plan transverse (XOY) de la collision,

$$y = \frac{1}{2}\,\mathrm{Ln}\,\left(\frac{E + p_z}{E - p_z}\right)$$

avec $E = E_1 + E_2$ et $p_z = p_{1z} + p_{2z}$ énergie totale et quantité de mouvement longitudinale du dilepton dans le laboratoire.

c) Résolution de la reconstruction

La résolution en masse du dilepton est obtenue avec un programme de simulation du DLS, qui utilise la librairie GEANT du CERN [56]. L'ensemble du dispositif (géométrie et matériaux des détecteurs) est très précisément décrit dans ce programme.

Les dileptons sont générés selon une distribution uniforme en quantité de mouvement transverse p_t et en rapidité y pour trois valeurs de la masse du dilepton, 0.280 GeV ($2m_\pi$), 0.770 GeV (m_ρ) et 1 GeV (m_ϕ). Dans la simulation, les principaux processus physiques d'interaction des particules sont pris en compte. Pour chaque événement qui satisfait aux conditions du trigger diélectron, les trajectoires sont identifiées d'après les impératifs du quasi–tracking puis reconstruites avec les chambres à dérive, avec le même programme d'analyse que pour les données expérimentales. Les événements sont générés en quantité égale pour les quatre polarités du champ dans les deux bras. La masse est calculée et la résolution relative ($\sigma(M)/M$) est obtenue en ajustant une fonction gaussienne sur la distribution.

Pour une résolution spatiale (σ) des chambres à dérive avant et arrière de respectivement 500 μm et 300 μm, la résolution $\sigma(M)/M$ est voisine de 15% à la masse du méson ρ. La simulation montre de plus que la résolution en masse dépend principalement de la diffusion multiple, et est sensible à la résolution spatiale des chambres à dérive surtout pour les masses élevées (figure 2.18). Notons d'ailleurs que la résolution

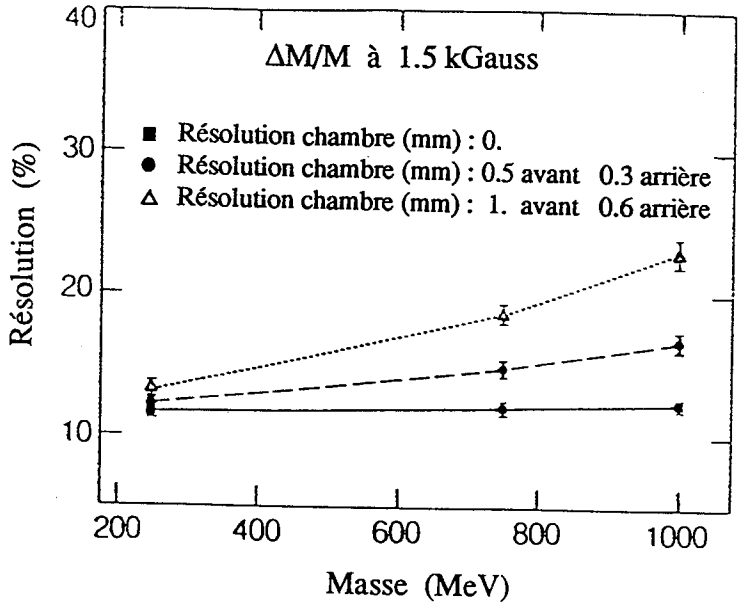

Figure 2.18: *Résolution $\sigma(M)/M$ de la masse reconstruite des dileptons en fonction de la résolution spatiale des chambres à dérive. L'effet de la diffusion multiple est inclus dans cette simulation.*

en masse est approximativement celle en quantité de mouvement.

2.3.3 Obtention des sections efficaces

a) Efficacité de l'algorithme d'analyse

L'efficacité de l'analyse a été étudiée avec le programme de simulation du DLS, en générant des évenements dont les distributions cinématiques correspondent à celles obtenues expérimentalement en $p - Be$ à 2.0 GeV par nucléon [49], de la même façon que celle décrite ci-dessus pour la résolution.

L'efficacité de l'analyse $\varepsilon_{\mathrm{Alg}}$ est définie comme étant le produit des efficacités du quasi-tracking $\varepsilon_{\mathrm{QT}}$ et du tracking ε_T,

$$\begin{aligned} \varepsilon_{\mathrm{Alg}} &= \varepsilon_{\mathrm{QT}} \cdot \varepsilon_T \\ \varepsilon_{\mathrm{QT}} &= \cdot \frac{N_{\mathrm{QT}}}{N_{\mathrm{Evt}}} \\ \varepsilon_T &= \frac{N_T}{N_{\mathrm{QT}}} \end{aligned}$$

L'inefficacité $1-\varepsilon_{\rm QT}$ provient des coupures sur les ADC calibrés des hodoscopes et des Cherenkov, sur les temps de vol et sur la condition de déviation magnétique pour un champ de 1.5 kG ($|i-j| \leq 5$ pour les ième et jème hodoscopes avant et arrière). $\varepsilon_{\rm QT}$ est obtenu comme le rapport du nombre d'événements $N_{\rm QT}$ où au moins une bonne quasi-track est reconstruite dans chacun des bras, sur le nombre d'événements initialement générés $N_{\rm Evt}$. Le terme ε_T est l'efficacité avec laquelle une paire d'électrons est reconstruite en imposant qu'un minimum de trois (ou quatre) plans de fils sensibles sont utilisés dans chaque chambre. N_T est le nombre de dileptons finalement reconstruits.

L'étude montre que l'efficacité de l'analyse est indépendante de la masse du dilepton et est égale à environ 50%.

b) Efficacité des hodoscopes et des Cherenkov

L'efficacité de détection des électrons pour chacune des 64 palettes de scintillateurs des hodoscopes est meilleure que 99%, et nous supposons qu'elle est égale à 1.0 . L'efficacité du ième Cherenkov $\varepsilon^i_{\rm CER}$ est calculée comme étant le rapport du nombre d'électrons N^i_e qui ont produit un signal dans le détecteur (production d'au moins deux photoélectrons), sur le nombre total N^i_T d'électrons qui l'ont traversé :

$$\varepsilon^i_{\rm CER} = \frac{N^i_e}{N^i_T}$$

Les données expérimentales sont obtenues d'après le trigger $(\mathrm{C1}+\mathrm{C2})\,.\,\mathrm{H1}\,.\,\mathrm{H2}$, ce qui permet d'enregister un grand nombre d'événements.

Pour obtenir l'efficacité d'un Cherenkov arrière, des blocs de verre au plomb sont placés derrière les hodoscopes de façon à couvrir l'acceptance angulaire du Cherenkov à tester. Une particule est identifiée comme un électron si la quasi-track qui est construite avec les hodoscopes avant et arrière, intercepte un Cherenkov avant C1 et au moins un bloc de verre au plomb avec de bons signaux. Dans ces conditions, l'efficacité moyenne des cherenkov arrières est trouvée supérieure à 95%.

L'efficacité des Cherenkov avant a été déterminée par la même méthode, mais sur un lot d'événements obtenu en plaçant des plaques de plomb à l'entrée du spectromètre de façon à convertir les nombreux photons émis à la cible. En variant le nombre de plaques, l'étude à montré que l'efficacité est identique à celle des détecteurs arrières, soit supérieure ou voisine de 95%.

c) Efficacité des chambres à dérive

L'efficacité du ième plan de fils se calcule comme le rapport du nombre n_s d'électrons qui ont produit un signal détecté par un fil sensible du plan, sur le nombre total

d'électrons incidents n_T :

$$\varepsilon_i = \frac{n_s}{n_T}$$

L'échantillon d'électrons incidents n_T est obtenu en reconstruisant leurs trajectoires sans utiliser le ième plan pour lequel l'efficacité est calculée. Puis l'intersection de chaque trajectoire ainsi reconstruite est calculée avec le plan i, et autour de ce point on recherche s'il y a un fil sensible dont le signal TDC vérifie les coupures.

L'efficacité de la ième chambre à dérive se calcule d'après,

$$\varepsilon_{\mathrm{DR_i}} = \sum_{m=4}^{7} P_m$$

avec

$$P_m \equiv P_m^{(j_1,j_2,\ldots,j_n)} = \sum_{i=1}^{7}(K_{j_1} \cdot K_{j_2} \ldots K_{jn} \prod_{i=1}^{7} \varepsilon_i)$$

$$\text{et} \quad \begin{cases} i \neq j_1 \ , \ i \neq j_2 \ , \ \ldots , i \neq j_n \quad et \quad 1 \leq j_i \leq 7 \\ n = 7 - m \quad \text{avec} \quad m \neq 7 \\ K_j = 1 - \varepsilon_j \end{cases}$$

Pour le cas particulier $m = 7$, $P_7 = \varepsilon_1 \cdot \varepsilon_2 \cdot \varepsilon_3 \cdot \varepsilon_4 \cdot \varepsilon_5 \cdot \varepsilon_6 \cdot \varepsilon_7$.

L'efficacité globale de détection d'un électron dans un bras du spectromètre se calcule ensuite simplement comme le produit de l'efficacité de chacune des trois chambres :

$$\varepsilon_{\mathrm{Bras}} = \varepsilon_{\mathrm{DR_1}} \cdot \varepsilon_{\mathrm{DR_2}} \cdot \varepsilon_{\mathrm{DR_3}}$$

La méthode que nous venons de décrire permet de calculer l'efficacité absolue des chambres, car chaque plan étudié n'est pas utilisé pendant la reconstruction des électrons. Mais cette analyse est longue et l'ensemble des plans de fils ($7 \times 3 \times 2 = 42$ plans) doit être étudié. Pour obtenir rapidement une information qualitative de l'efficacité d'une chambre, l'ensemble des sept plans de fils est utilisé pour reconstruire les trajectoires des électrons. L'efficacité de chaque plan est ensuite calculée directement avec le rapport du nombre de bons signaux sur le nombre d'électrons incidents. La valeur ainsi obtenue est une efficacité surestimée et relative qui dépend du plan mesuré. Cette méthode doit être utilisée pour vérifier simplement et rapidement que les chambres à dérive fonctionnent correctement.

L'efficacité absolue de chaque plan est couramment de $(95 \pm 5)\%$ et l'efficacité de la reconstruction des électrons sur un bras du spectromètre est d'environ 95%. Les inefficacités proviennent principalement des structures du faisceau (bouffée de particules à très haute intensité pendant un temps court) qui génèrent des empilements de signaux dans les plans et diminue l'efficacité des chambres.

d) Acceptance du DLS

Six variables sont nécessaires pour décrire complètement un dilepton. Lors de la mesure, ce sont les trois coordonnées des deux vecteurs quantités de mouvement des électrons. Pour l'interprétation, il est préférable d'introduire la masse invariante du dilepton, sa quantité de mouvement transverse et sa rapidité. Restent trois autres variables qui peuvent être l'angle azimutal ϕ du photon virtuel dans le repère du laboratoire, et les angles (polaire et azimutal) qui caractérisent la désintégration du photon virtuel dans son référentiel propre, angles notés respectivement θ et φ.

Pour étudier l'acceptance du spectromètre, les dileptons sont générés avec le programme de simulation du DLS selon une distribution uniforme en masse ($0.05 < M < 1.25$ GeV), en quantité de mouvement transverse ($0 < p_t < 0.8$ GeV/c) et en rapidité dans le laboratoire ($0.5 < y < 1.9$). Ici le photon virtuel est désintégré isotropiquement dans son référentiel propre. Une paire d'électrons est détectée et reconstruite dans le DLS si elle satisfait les conditions du trigger dilepton et celles du programme d'analyse, notamment les coupures en ADC et quantité de mouvement. L'acceptance du DLS est exprimée en fonction des trois variables cinématiques M, pt, y (donc intégrée sur les trois autres variables angulaires) avec,

$$A\,(M, pt, y) = \frac{N_D\,(M, pt, y)}{N_G\,(M, pt, y)}$$

où N_G et N_D sont les nombres de dileptons générés et détectés dans une cellule d'espace de phase M, pt, y.

Pour un total de 6 10^7 dileptons générés et 2.2 10^5 détectés [16], la figure 2.19 présente l'acceptance $A\,(M, pt)$ intégrée sur la rapidité y. Cette acceptance est une fonction croissante de la masse et décroissante de la quantité de mouvement transverse, ce qui est caractéristique d'un spectromètre à deux bras symétriques. Il existe de plus une zone d'acceptance nulle (ou très faible) matérialisée en noir sur la figure, pour des masses inférieures à 0.25 GeV et des quantités de mouvement transverses supérieures à 0.2 GeV/c.

La dépendance de l'acceptance sur l'angle θ qui définit la désintégration du photon virtuel dans son référentiel propre, a été simulée en utilisant des cas extrêmes de polarisation, soient $dN/(\sin\theta\, d\theta) \sim 1 + \cos^2(\theta)$ et $1 + \sin^2(\theta)$, correspondant respectivement à une polarisation longitudinale et transversale [57]. Cette étude montre que pour les petites masses ($M < 300$ MeV), l'acceptance intégrée sur la quantité de mouvement transverse et la rapidité est modifiée de moins de $\pm$ 30% par rapport à une désintégration isotrope. L'acceptance du DLS est donc correctement reproduite en négligeant les effets de polarisation du photon virtuel.

e) Sections efficaces

L'asymétrie de détection, liée aux effets de bords, est corrigée grâce à la méthode d'acquisition pour chacune des quatre combinaisons de polarité de champ magnétique,

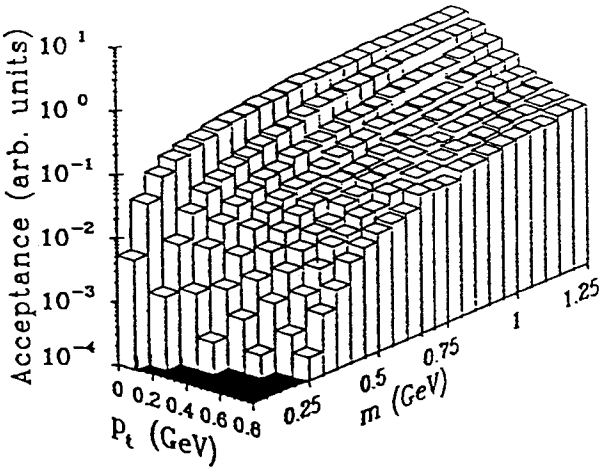

Figure 2.19: *Acceptance des dileptons dans le DLS en fonction de la masse M et de la quantité de mouvement transverse p_t (intégration faite sur la rapidité y).*

dans la mesure toutefois où les fausses paires proviennent essentiellement des désintégrations des π^0. Les fausses paires sont alors éliminées en soustrayant simplement les paires d'électrons de même charge des paires d'électrons de charge opposée :

$$\frac{dN_c^i}{dX} = \frac{dN_{op}^i}{dX} - \frac{dN_{ss}^i}{dX}$$

X correspondant à une cellule d'acceptance M, pt, y, et N_c^i, N_{op}^i et N_{ss}^i étant les nombres de paires respectivement corrigés des fausses paires, de charge opposée et de même charge. Après intégration sur les trois variables M, p_t, y, l'équation de soustraction du bruit de fond devient simplement :

$$T = OS - SS$$

avec T, OS et SS exprimant respectivement les vraies paires, les paires de signe opposé et celles de même signe. Il faut noter toutefois que les distributions en M, p_t, y des vraies et fausses paires peuvent être différentes, et il y a donc lieu de faire la soustraction après la correction d'acceptance. L'erreur relative sur le nombre de vraies paires T se calcule d'après,

$$\frac{\sigma_T}{T} = \sqrt{\frac{1 + \frac{2}{R}}{T}}$$

avec $R = \frac{T}{SS}$ qui exprime le rapport signal sur bruit.

La section efficace totalement différentielle de production de dileptons s'exprime alors comme,

$$\frac{d^3\sigma}{dM\,dpt\,dy} = \frac{1}{A(M,pt,y)} \cdot \frac{d^3N}{dM\,dpt\,dy} \cdot \frac{1}{\varepsilon_{DC}\,.\,\varepsilon_{\mathrm{CER}}} \cdot \frac{1}{n_a} \cdot \frac{1}{\alpha_{\mathrm{beam}}} \cdot \frac{1}{\varepsilon_{\mathrm{Alg}}}$$

où $A(M,pt,y)$ est l'acceptance du spectromètre et $\frac{d^3N}{dM\,dpt\,dy}$ le nombre de vraies paires dans une cellule d'espace de phase $dM \equiv \Delta M = 0.05$ GeV/c^2, $dpt \equiv \Delta pt =$ 0.1 GeV/c et $dy \equiv \Delta y = 0.2$ [28]. ε_{DC} et $\varepsilon_{\mathrm{CER}}$ sont les efficacités de détection des chambres à dérive et des compteurs Cherenkov, $\varepsilon_{\mathrm{Alg}}$ celle de l'algorithme d'analyse, $n_a = \rho\,.\,\Delta x\,.\,\frac{N_0}{A}$ représente le nombre d'atomes cibles par cm^2 pour une densité volumique ρ et une épaisseur Δx de cible (N_0 et A sont respectivement le nombre d'Avogadro et le nombre de masse), et α_{beam} est le nombre de particules incidentes (faisceau) corrigé du temps mort du système d'acquisition.

2.4 Méthode d'analyse des hadrons associés

2.4.1 Principe

Pour identifier les événements où des hadrons sont émis simultanément avec un dilepton, nous utilisons des données obtenues dans l'analyse dilepton inclusif. Notre analyse s'est décomposée en trois étapes principales:

- L'importante masse des données brutes écrites sur des exabytes est d'abord réduite avec l'analyse du seul quasi-tracking, pour une première identification des dileptons. Si au moins une quasi-track est identifiée avec les Cherenkov et les hodoscopes avant et arrière dans chacun des bras du spectromètre, l'événement est gardé et écrit dans un fichier. Des coupures larges sont utilisées dans cette analyse pour ne pas perdre de bons événements potentiels. Ce travail a été exécuté par la collaboration DLS à Berkeley.

  Nous avons ensuite repris ces fichiers et d'après les informations des chambres à dérive, nous avons reconstruit les trajectoires des électrons et obtenu les événements qui contiennent un dilepton. Des coupures plus strictes sont appliquées pour réduire la contribution de bruit de fond des paires d'électrons non corrélés (fausses paires). Les coupures sont optimisées pour obtenir un rapport signal sur bruit élevé et une incertitude relative sur le nombre T de vrais dileptons $\frac{\sigma_T}{T}$ la plus faible possible. Les événements où un dilepton a été identifié, sont ensuite écrits dans un fichier pour être analysé dans l'étape suivante.

- L'analyse hadron (quasi-tracking avec les hodoscopes seuls) est appliquée aux événements dileptons précédents. En fait comme seuls les hodoscopes sont utilisés, les particules reconstruites sont composées des électrons du dilepton et de hadrons. Pour tenir compte que les hadrons sont plus lents et que la perte d'énergie dans les scintillateurs est supérieure à celle du minimum d'ionisation, les coupures des ADC des hodoscopes et du temps de vol sont élargies.

- Pour séparer les électrons des hadrons, nous comparons les particules reconstruites lors des analyses dilepton et hadron. Si une particule de l'événement hadron traverse les mêmes segments d'hodoscopes et de Cherenkov que l'un des électrons du dilepton, si sa quantité de mouvement (exprimée par ses trois composantes p_x, p_y, p_z) et sa charge sont semblables à celles de l'électron, la particule est identifiée comme étant l'un des électrons du dilepton. L'efficacité d'identification du dilepton dans un événement (diélectron+hadrons) est d'environ 85% , la perte des événements provenant principalement des différences entre l'analyse dilepton et hadron. Enfin, les particules qui ne sont pas identifiées comme étant les électrons du dilepton sont des hadrons s'ils n'interceptent pas un segment de cherenkov avant et arrière avec un "bon" signal. Une fraction inférieure à environ 15% des événements (diélectron+hadrons) voient la reconstruction d'un troisième électron. Ceci peut provenir de la mauvaise identification d'un hadron ou de la présence d'un électron en coïncidence fortuite (noter que la coupure en temps de vol a été élargie). Nous y reviendrons ultérieurement.

2.4.2 Identification des hadrons

Pour les collisions et les énergies étudiées, les hadrons chargés émis sont des protons et des pions.

Le domaine cinématique des hadrons qui est couvert par le spectromètre est le suivant :

- la quantité de mouvement est supérieure à environ 50 MeV/c pour que la particule ne soit pas balayée par le champ magnétique (1.5 kG), et est inférieure à 2 GeV/c pour que la charge puisse être identifiée.

- les angles polaires accessibles sont compris entre 20° et 60°, avec un angle solide de 170 mstr par bras.

Malgré le grand nombre de dileptons enregistrés pendant les prises de données 1990 et 1991, la statistique des événements dilepton+hadrons reste faible pour vérifier précisemment l'efficacité de la méthode d'identification des pions et des protons avec ces seuls événements. Nous avons alors analysé les données enregistrées avec le trigger hadron $R(H1.H2)+L(H1.H2)$ pour les quatre énergies en collisions p–p. Cette analyse d'événements hadroniques purs conduit à une statistique élevée et permet d'optimiser

les coupures qui sont ensuite reportées et utilisées pour l'identification des hadrons associés aux dileptons. Toutefois la coupure sur les TDC des hodoscopes est différente entre les deux analyses, car la différence de trigger des deux prises de données décale dans le temps les distributions des TDC des détecteurs. De même, les coupures en TDC sont différentes entre les données des années 1990 et 1991, la calibration en temps du spectromètre (lignes à retard) étant changée.

L'identification des hadrons est obtenue d'après la mesure de trois variables indépendantes qui caractérisent la particule et sa cinématique. Ces trois variables sont l'ADC des hodoscopes qui mesure la perte d'énergie ΔE de la particule dans les scintillateurs avant et arrière, le temps de vol t_v entre les hodoscopes et la quantité de mouvement p. Deux variables sont nécessaires au minimum, cette redondance améliore la discrimination pion/proton dans le domaine cinématique $p \geq 700 - 800$ MeV/c où leur séparation est plus difficile.

Dans une première étape, le couple de variables (p, t_v) est utilisé pour calculer la masse carré de chaque particule d'après

$$m^2 c^4 = p^2 c^2 \left(\frac{c t_v}{d}\right) \left(\frac{c t_v}{d} + 2\right)$$

où d est la longueur du parcours de vol entre les hodoscopes, c est la vitesse de la lumière dans le vide et t_v le temps de vol calibré à t=0 pour les électrons. Pour les particules de signe positif, la distribution de la masse calculée identifie clairement les π^+ et les protons (figure 2.20). La valeur moyenne de la masse $(mc^2)^2$ des π^+ et des protons est respectivement égale à environ $(0.02 \pm 0\ .05) GeV^2$ et $(0.66 \pm 0\ .37) GeV^2$. La figure 2.20 est la distribution en masse inclusive des π^+ et des protons. Pour séparer ces deux particules nous utilisons toutefois une distribution en masse avec une coupure sur l'impulsion p des particules tel que $p < p_{max}$. En fonction de l'énergie de la collision, p_{max} est égal à 750 MeV/c, 850 MeV/c, 900 MeV/c et 900 MeV/c pour respectivement des collisions de 1.0, 1.6, 2.1 et 4.9 GeV. Avec les coupures en impulsion précédentes, la figure 2.21 montre que la discrimination des π^+ et des protons s'améliore sensiblement. Les π^+ (zone grisée) et les protons (zone claire) sont alors identifiés avec une coupure en masse $(m_l c^2)^2 = 0.3\ GeV^2$. La contamination des protons dans le lot de π^+ peut être calculée d'après l'ajustement d'une gaussienne sur la distribution des protons. Pour chacune des collisions de 1.0, 1.6, 2.1 et 4.9 GeV, la contamination est égale à 10%, 10%, 10% et 5%. On peut vérifier que la distribution en masse est peu sensible à l'énergie de la collision d'après les distributions des figures 2.22 a) (1.0 GeV) et 2.21 (4.9 GeV).

La seule particule de signe négatif qui est émis ici est le π^-. Le π^- est identifié avec les mêmes coupures en impulsion et en masse que pour le π^+ (figure 2.23 à 4.9 GeV). La figure 2.22 b) (collision de 1 GeV) montre qu'il est toutefois difficile de séparer les π^- produits en petits nombres aux plus faibles énergies d'un "bruit de fond". Ce "bruit de fond" peut provenir d'une mauvaise identification de la charge

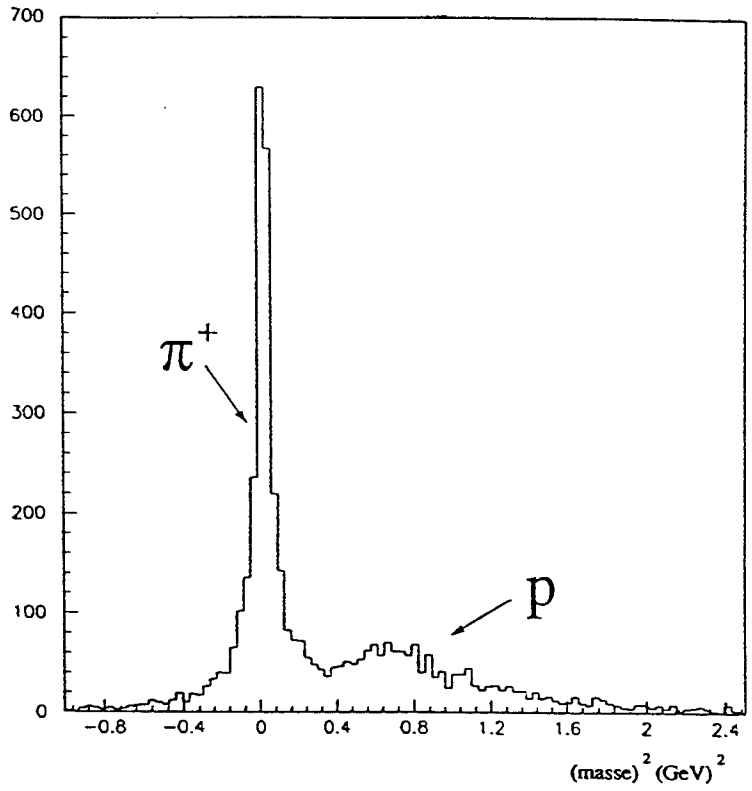

Figure 2.20: *Distribution inclusive de la masse^2 reconstruite des hadrons de signe positif (proton, π^+) pour une collision p-p à 4.9 GeV. Toutes les distributions, de cette figure à celle numérotée 2.25, présentent des données obtenues avec le trigger hadron.*

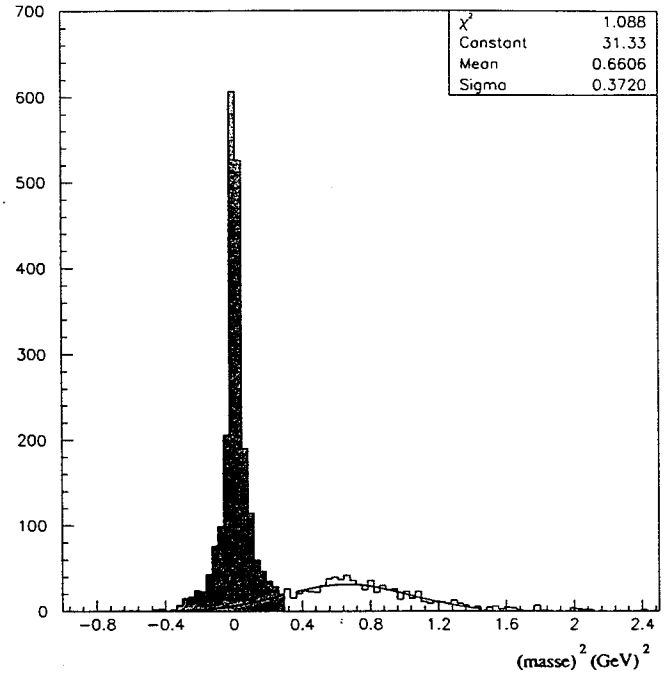

Figure 2.21: *Distribution de la masse^2 reconstruite des hadrons de signe positif avec une coupure en impulsion $p < p_{max}$ (précisée dans le texte) pour une collision p-p à 4.9 GeV.*

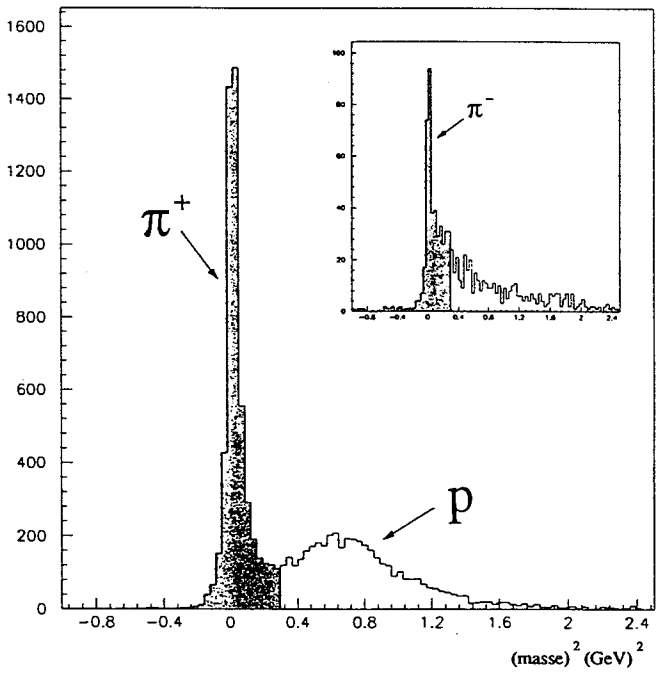

Figure 2.22: *Distribution en masse^2 avec une coupure en impulsion $p < p_{max}$ pour des hadrons de signe positif a) et pour des π^- b) pour une collision à 1.0 GeV. Pour les π^-, noter la différence d'échelle verticale.*

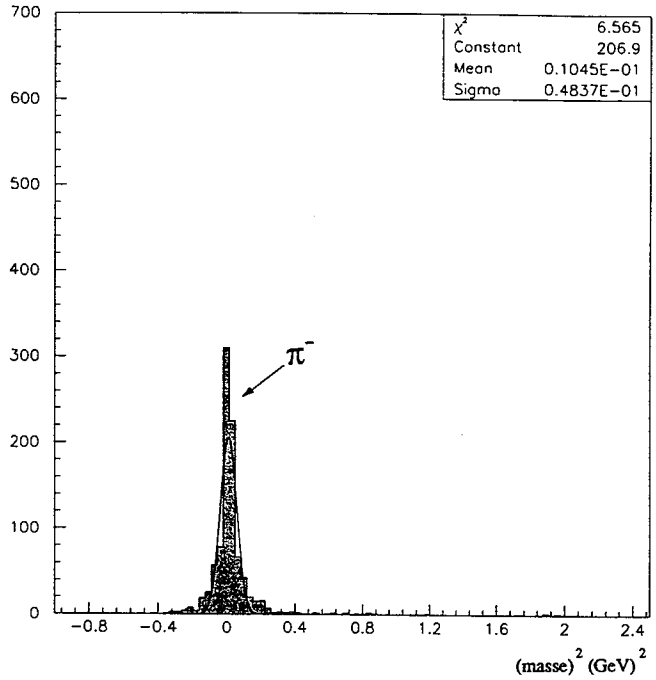

Figure 2.23: *Distribution de la masse^2 reconstruite des π^- pour une collision p-p à 4.9 GeV.*

des protons de plus haute énergie, qui viendrait ainsi "polluer" les distributions de π^-. Nous introduirons cet effet lors de l'estimation des erreurs systématiques.

La deuxième étape de l'identification concerne la population de pions sélectionnée précédemment dont chaque trace est représentée par un point de coordonnées (ΔE, p) sur la figure 2.24. Sur cette figure, les courbes matérialisées par des rectangles et des cercles montrent la relation entre ΔE et p pour des pions et des protons respectivement. Les deux segments de droites en trait plein figurent la coupure adoptée pour sélectionner l'échantillon final "pions". Une fraction de 5% à 10% de la population soumise à cette coupure est alors ajoutée à la classe des protons, qui compense la contamination des protons dans le lot de pions estimée dans la première étape de l'identification. Nous estimons donc que l'échantillon final "pions" est libre de toute contamination de protons (à quelques pourcents près).

La distribution des TDC des hodoscopes pour les hadrons montre qu'il y a une contribution certaine de hadrons fortuits (figure 2.25) émis avec le dilepton. Cette contribution est approximativement constante sur une large gamme de TDC et vient s'additionner au signal qui se présente comme un pic (zone grisée). En ajustant une droite sur le bruit de fond et en l'interceptant au pic, nous obtenons des coupures haute et basse qui établissent une première sélection des hadrons associés aux dileptons. Entre 10% et 30% des hadrons sont rejetés avec ce test. Les 10% à 20% de fortuites estimées (zone achurée) qui restent du lot de hadrons précédemment sélectionné, serons éliminées par la suite.

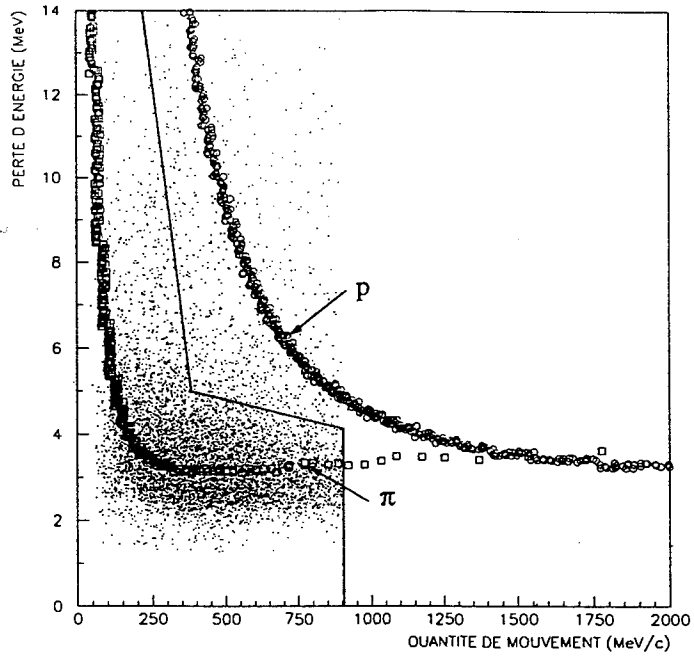

Figure 2.24: *Distribution expérimentale de la perte d'énergie des pions dans les hodoscopes en fonction de la quantité de mouvement. On peut la comparer à la perte d'énergie calculée pour les protons (ronds) et les pions (carrés). Les coupures adoptées pour l'identification des pions sont représentées par des segments de droite.*

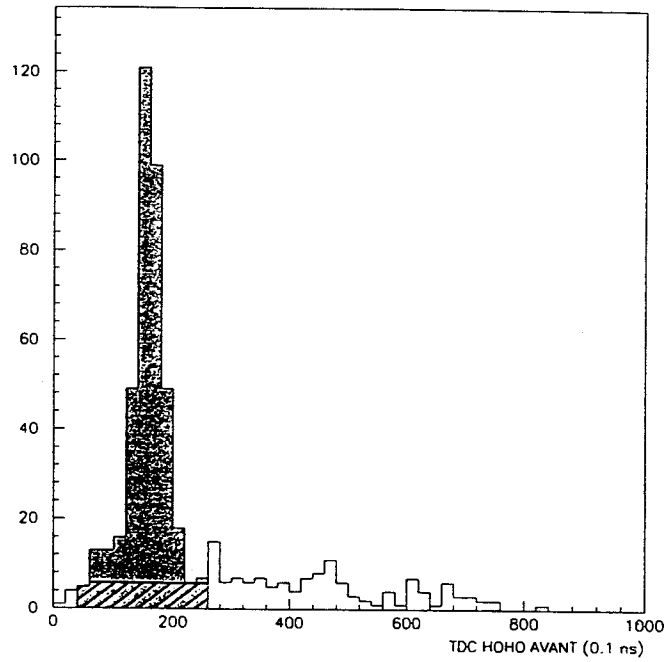

Figure 2.25: *Distribution des TDC des hodoscopes avant pour les hadrons. Les événements fortuits sont représentés en achuré et en blanc, les hadrons émis avec un dilepton en grisé. Typiquement le bruit de fond représente entre 40% à 20% du signal recherché.*

2.5 Résultats

2.5.1 Sections efficaces inclusives de production de dileptons

Le tableau 2.1 indique le nombre de triggers dileptons qui ont été enregistrés pendant les prises de données des années 1990 ($p-p$ et $p-d$ à 4.9 GeV) et 1991 ($p-p$ et $p-d$ à 1.0, 1.6 et 2.1 GeV), ainsi que le nombre d'événements obtenus après la première réduction des données avec le quasi-tracking.

Energie	triggers dileptons		Après le quasi-tracking	
(GeV)	$p-p$	$p-d$	$p-p$	$p-d$
1.0	59 k	38 k	30 k	24 k
1.6	57 k	67 k	32 k	40 k
2.1	140 k	190 k	51 k	67 k
4.9	710 k	850 k	30 k	34 k

Tableau 2.1: *Statistique des données brutes et réduites par une première analyse de quasi-tracking ($1k = 10^3$ événements) pour les quatre énergies et les deux systèmes étudiés.*

Les mêmes coupures sont utilisées pour l'ensemble de l'analyse (sauf pour les TDC des hodoscopes). Ces coupures sont optimisées pour rejeter les fausses paires tout en conservant une bonne efficacité pour les vrais dileptons. Le tableau 2.2 présente pour chaque collision, le nombre de vraies paires après soustraction du bruit de fond et les rapports T/F et σ_T/T qui expriment le rapport signal sur bruit et l'incertitude relative statistique (T est le nombre de vrais paires, F le nombre de fausses paires). Dans cette analyse, F est pris égal à SS, nombre de paires de même signe (e^+e^+, e^-e^-), et $T = OS - SS$ où OS est le nombre de paires de signe opposé (e^+e^-, e^-e^+).

Plus spécifiquement, nous présentons un exemple récent de spectre dilepton différentiel en masse $d\sigma/dM$, corrigés des efficacités et de l'acceptance du spectromètre, qui ont été calculés par Huang [28] pour les collisions p–p et p–d à 4.9 GeV (figure 2.26).

Aucune différence importante n'apparait sur la forme des distributions pour les deux réactions. Ces spectres montrent une structure aux environs de 800 MeV, correspondant à l'excitation des résonances ρ et ω. La grande largeur de la "bosse" est due à la faible résolution en masse (15%) permise par le DLS. Une deuxième structure est présente à environ 200 MeV qui pourrait être un effet d'acceptance. Il faut aussi noter

Energie (GeV)	Collisions	
	$p-p$	$p-d$
1.0	$T = 451 \pm 27$ $T/F = 3.0$ $\sigma_T/T = 6.1\%$	454 ± 28 3.0 6.1%
1.6	400 ± 27 2.4 6.8%	840 ± 36 3.5 4.3%
2.1	1262 ± 44 3.8 3.5%	1763 ± 52 3.8 2.9%
4.9	2705 ± 65 3.5 2.4%	3063 ± 69 3.7 2.2%

Tableau 2.2: *Nombre de vraies paires reconstruites T après soustraction du bruit de fond. T/F est le rapport signal sur bruit (F le nombre de fausses paires) et σ_T/T est l'erreur relative statistique.*

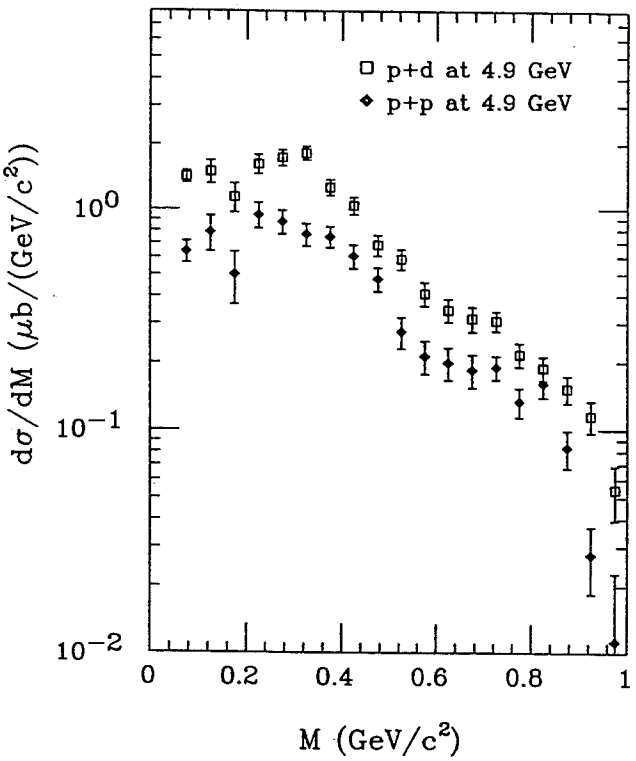

Figure 2.26: *Section efficace différentielle en masse du dilepton $d\sigma/dM$ calculée par Huang, pour des collisions p–p et p–d à une énergie cinétique de 4.9 GeV. Les dileptons avec une masse inférieure à 150 MeV proviennent principalement des désintégrations Dalitz du π^o. On note la structure autour de 800 MeV correspondant aux résonances des ρ et ω.*

l'importante diminution de la section efficace $d\sigma/dM$ d'un ordre de grandeur entre les masses de 300 MeV et 800 MeV. Le rapport des sections efficaces des collisions p–d sur p–p ne dépend pas de la masse (à la précision statistique obtenue), avec une valeur de 1.9 ± 0.1 .

Le rapport du taux de production en p–d à celui en p–p a été calculé par Wilson [27] aux énergies de 1.0, 1.2, 1.6, 1.8, 2.1 et 4.9 GeV (figure 2.27). Pour les masses supérieures à 150 MeV, ce rapport diminue de 8.9 ± 1.4 à 1 GeV jusqu'a 1.92 ± 0.06 à 4.9 GeV. La valeur expérimentale du rapport et son faible écart-type à 4.9 GeV contredit fortement la dominance du seul bremsstrahlung qui était supposée à cette énergie [17] et qui aurait conduit à un rapport de l'ordre de 10. Par contre les dileptons produits lors des collisions à 1 GeV seraient correctement décrits par les contributions du bremsstrahlung et du delta [20]. Le rapport pd/pp subit une forte décroissance à partir d'une énergie de collision d'environ 1.6 GeV. Cela peut indiquer une importante augmentation de la contribution de désintégrations hadroniques des η et ω, dont le seuil de production dans une collision libre se situe respectivement à 1.3 et 1.8 GeV. Pour les masses inférieures à 100 MeV, le rapport varie peu entre 1 et 5 GeV. A 1 GeV, il est en accord avec une mesure de la section efficace de production de π^o, ce qui confirme l'hypothèse que les dileptons sont essentiellement issus de la désintégration de ce méson pour ce domaine de masse invariante.

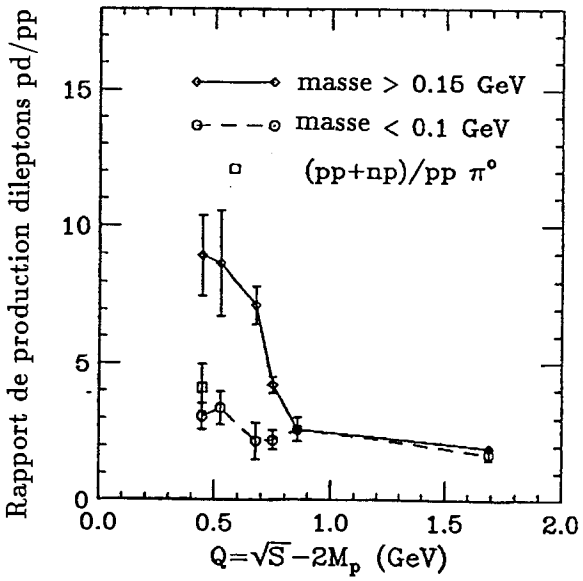

Figure 2.27: *Rapport des dileptons inclusifs des collisions p–d sur p–p pour des masses invariantes du dilepton inférieures à 100 MeV (ronds) et supérieures à 150 MeV (diamants). Le point représenté par un carré est le résultat d'une mesure de la production des π^o dans les collisions p–p et p–d.*

2.5.2 Taux de production de hadron associé par dilepton

La recherche des dileptons avec hadrons associés est effectuée sur l'ensemble de l'échantillon précédent, soit $OS + SS$, et pour chaque réaction. De la même manière que pour les dileptons inclusifs, les événements dileptons + hadrons sont soustraits du bruit de fond des fausses paires ($T = OS - SS$). La statistique des événements dilepton+hadrons sans correction d'acceptance et de l'efficacité des coupures, est présentée sur le tableau 2.3 pour chacune des collisions. La multiplicité des hadrons (pions + protons) émis avec chaque dilepton est égale à 1 pour environ 90% des événements et est au plus égale à 2 pour les autres événements.

Pour chacune des collisions, nous normalisons les événements dilepton+hadrons aux nombres de dileptons inclusifs, sans prendre en compte l'acceptance du spectromètre, mais en corrigeant les efficacités des détecteurs et des coupures. Nous écrivons le rapport suivant (nombre de hadron associé par dilepton ou taux de production de hadron par dilepton) :

$$F = \frac{N_{\rm dh}/\varepsilon_{\rm dh}}{N_{\rm d}/\varepsilon_{\rm d}}$$

où $N_{\rm dh}$ et $N_{\rm d}$ sont les nombres d'événements dilepton+hadrons et dileptons inclusifs, et $\varepsilon_{\rm dh}$ et $\varepsilon_{\rm d}$ les efficacités de détection respectives.

Energie (GeV)	Dilepton + hadrons	
	$p-p$	$p-d$
1.0	(1) 26 ± 7	27 ± 7
	(2) 7 ± 3	0 ± 2
	(3) 2 ± 1	2 ± 1
1.6	21 ± 7	53 ± 9
	10 ± 4	15 ± 5
	0 ± 1	-2 ± 3
2.1	90 ± 12	91 ± 12
	24 ± 6	23 ± 6
	4 ± 2	7 ± 5
4.9	113 ± 13	119 ± 14
	46 ± 9	50 ± 9
	24 ± 6	30 ± 8

(1) e^+e^- + protons + X
(2) e^+e^- + pions$^+$ + X
(3) e^+e^- + pions$^-$ + X

Tableau 2.3: *Nombre d'événements où au moins un hadron associé est reconstruit avec un dilepton, après soustraction du bruit de fond de fausses paires et de hadrons fortuits.*

Pour la faible valeur de la multiplicité associée aux dileptons, $\varepsilon_{\rm dh}$ peut être exprimée comme le produit des efficacités de détection d'un dilepton $\varepsilon_{\rm d}$ et d'un hadron $\varepsilon_{\rm h}$,

$$\varepsilon_{\rm dh} = \varepsilon_{\rm d} \cdot \varepsilon_{\rm h}$$
$$\varepsilon_{\rm h} = \varepsilon_{\rm hodo} \cdot \varepsilon_{\rm DC} \cdot \varepsilon_{\rm vert} \cdot \varepsilon_{\rm id} \cdot \varepsilon_{\rm c}$$

L'efficacité $\varepsilon_{\rm h}$ est le produit des efficacités $\varepsilon_{\rm hodo}$ des hodoscopes, $\varepsilon_{\rm DC}$ des chambres à dérive et $\varepsilon_{\rm id}$ d'identification des hadrons, $\varepsilon_{\rm c}$ étant un facteur correctif de contamination. L'efficacité partielle $\varepsilon_{\rm hodo}\ \varepsilon_{\rm DC}\ \varepsilon_{\rm vert}$ est estimée à 90%.

Le rapport F se calcule alors d'après :

$$F(T,C) = \frac{N_{\rm dh}/\varepsilon_{\rm h}}{N_{\rm d}}$$

L'efficacité d'identification $\varepsilon_{\rm id}$ et le terme correctif $\varepsilon_{\rm c}$ s'expriment comme le produit des termes suivant, en fonction des hadrons considérés :

- Une efficacité $\varepsilon_e = 85\%$ est définie pour tenir compte des 15% des dileptons qui ne sont pas identifiés lors de l'analyse des événements diélectrons+hadrons.

- Lors de l'identification des pions par la distribution de masse calculée, la coupure en impulsion génère une contamination des protons par 10% de π^+ aux énergies de faisceau de 1.0, 1.6, et 2.1 GeV et 5% à 4.9 GeV. Nous corrigeons donc la population de protons par un facteur égal à 1.05 à 4.9 GeV et 1.10 pour les autres énergies, et les nombres de pions de chaque charge sont augmentés de façon correspondante.

- Pour rejeter la contamination des événements fortuits, nous introduisons un facteur correctif variant entre 1.10 et 1.25 en fonction de l'énergie de la collision.

- La population de π^- est réduite d'une fraction comprise entre 0% et 30% en fonction de la collision pour tenir compte du bruit de fond de la distribution en masse.

- Nous corrigons aussi les pions détectés de leur désintégration dans la voie $\pi \rightarrow \mu\nu$ (rapport de branchement $\simeq$ 100%). Pour une quantité de mouvement du pion égale à 100 MeV/c, 200 MeV/c et 400 MeV/c, la probabilité de désintégration d'un pion qui se propage de la cible à l'hodoscope arrière (parcours $\simeq$ 4 m) est respectivement de 50%, 30% et 15%, tandis que l'angle moyen d'émission du μ par rapport à la direction du π est de 18°, 9° et 4°. Nous avons estimé que sur les 4 m de de parcours du pion dans le spectromètre, environ 3 m de longueur de vol verrait la perte du pion si celui ci se désintégrait en une paire $\mu\nu$. La probabilité que le pion ne se désintégre pas se calcule d'après :

$$c_i = \exp\left(-\frac{d}{c\tau_0}\frac{m_0c^2}{pc}\right)$$

avec τ_0 la durée de vie du pion dans son référentiel propre, d la longueur de parcours de vol, p la quantité de mouvement et m_0 la masse du pion.

La population de pions est corrigée d'après leurs distributions en quantité de mouvement [1], suivant qu'elle est émise avec une paire d'électrons de même signe (dN^{SS}/dp) ou de signe opposé (dN^{OS}/dp),

$$N^{OS} = \sum_i \frac{dN^{OS}}{dp_i}\frac{1}{c_i}$$

$$N^{SS} = \sum_i \frac{dN^{SS}}{dp_i}\frac{1}{c_i}$$

$$N^T = N^{OS} - N^{SS}$$

N^T est le nombre d'événements (dilepton et pions) soustrait du bruit de fond et corrigé de la désintégration du pion. Nous obtenons environ 10% d'événements dilepton + pions en plus avec cette correction.

Nous estimons que les erreurs systématiques sur le nombre de hadrons reconstruits sont voisines de 15% à 25% pour les protons et les pions respectivement. Voici le détail de ces erreurs :

- 15% des erreurs systématiques pour les pions proviennent des événements où trois électrons sont reconstruits; ce nombre est réduit à 5% environ pour les protons.
- Les protons peuvent voir leur efficacité de reconstruction par les chambres à dérive diminuée, à cause du déclenchement du trigger par les électrons. En effet, la différence de temps de vol entre les électrons et les protons atteint jusqu'à environ 20 ns, les clusters des protons peuvent être mal reconstruits surtout pour les chambres arrières (le "stop" des TDC des chambres est donné par le trigger dilepton). Moins de 5% des protons ne seraient ainsi pas reconstruits à cause du trigger dilepton. Les pions ont par contre un temps de vol équivalent aux électrons et sont donc correctement reconstruits par les chambres à dérive.

[1] Les distributions en quantité de mouvement des pions associés aux paires de leptons de même signe (SS), ont une pente plus raide que celle des pions associés aux paires de signe opposé (OS). Ceci se justifie qualitativement car les paires SS sont elles mêmes issues de deux pions neutres.

- Une fraction de particules, équivalente à 5% des protons, ont une charge négative mais ne sont pas des π^-. Nous affectons alors une erreur systématique de 5% sur le nombre de protons.

- Pour tenir compte d'une incertitude sur la fraction de pions qui se désintégrent pendant leur parcours de vol dans le spectromètre et qui ne sont pas identifiés, nous affectons alors une erreur systématique de 10% sur les pions (valeur très conservative).

Le nombre F de hadron associé par événement dilepton, pour les différentes énergies de faisceau et les deux réactions étudiées, est présenté sur les figures 2.28 et 2.29, pour les protons, les π^+ et les π^-.

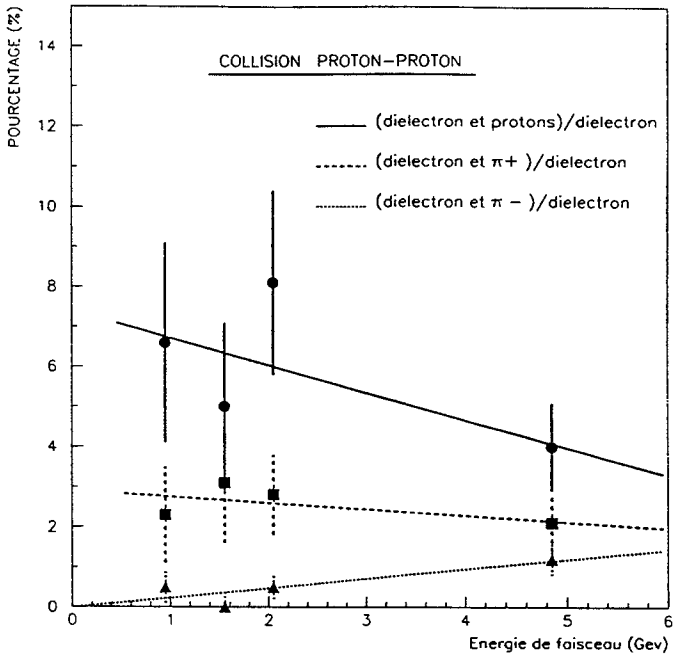

Figure 2.28: *Fraction de protons, π^+ et π^- émis simultanément avec un dilepton en fonction de l'énergie du faisceau pour des collisions p-p.*

Nous voyons que le taux de protons détectés avec un dilepton décroit en fonction de l'énergie du faisceau et varie entre $7 \pm 2\%$ à 1.0 geV et $4 \pm 1\%$ à 4.9 GeV. Cette décroissance provient de la poussée de Lorentz qui contraint l'émission des particules sur l'avant de la collision, dans un domaine angulaire qui n'est pas couvert par le DLS.

Nos distributions expérimentales montrent aussi que le taux de π^- associés à un dilepton est une fonction croissante de l'énergie du faisceau, avec des valeurs presque nulles (aux barres d'erreurs près) aux plus faibles énergies jusqu'a environ 1.0 ± 0.5 % à 4.9 GeV. Pour les collisions p–p, le π^- est créé à partir de voies de production à deux pions comme $p\ p \rightarrow p\ p\ \pi^+\ \pi^-$ mais aussi à trois pions aux plus hautes énergies, avec une section efficace croissante avec l'énergie de la collision. Pour les collisions p–d, qui sont approximativement la somme des contributions p–p et p-n, les π^- sont produits

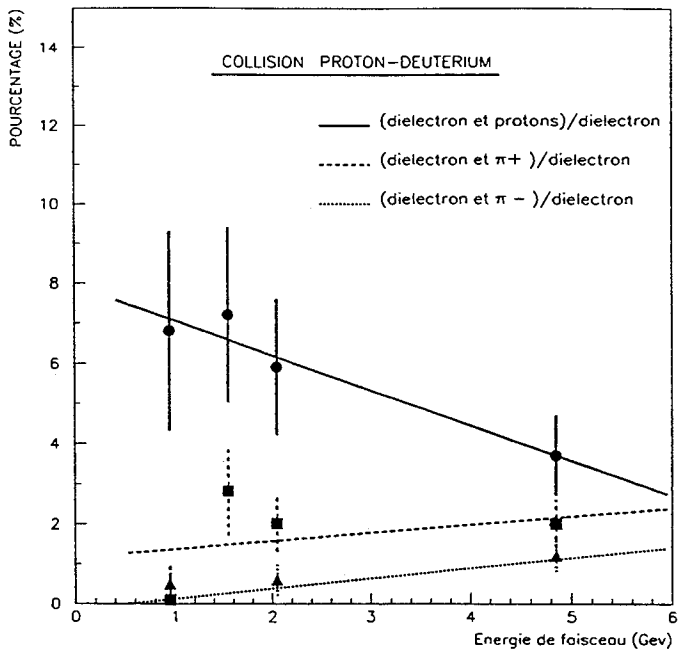

Figure 2.29: *Fraction de protons, π^+ et π^- émis simultanément avec un dilepton en fonction de l'énergie du faisceau pour des collisions p-d.*

lors des collisions $p\ n \rightarrow p\ p\ \pi^-$, $p\ n \rightarrow p\ n\ \pi^+\ \pi^-$ ainsi que par des états finals à trois pions. Même si la section efficace des voies à un et deux pions est maximale aux environ de 2 GeV pour ensuite décroitre à 4.9 GeV, la somme des collisions p–p et p–n ($\simeq$ à p–d) conduit à une production de π^- croissante avec l'énergie du proton incident comme pour la distribution expérimentale. On retrouve bien le comportement croissant du taux de π^- expérimental.

La section efficace de production des π^+ pour les collisions p–p est dominée à faible énergie par la voie à un pion $p\ p \rightarrow p\ n\ \pi^+$, qui décroit fortement au dessus de 2 GeV. A partir de 2 GeV jusqu'a 4.9 GeV, les voies de production sont principalement celles à deux et trois pions, pour conduire à une section efficace croissante avec l'énergie de la collision. Pour les collisions p–d, la section efficace de π^+ croit sensiblement à partir d'environ 1.6 GeV, avec l'apparition de voies de production à deux pions ($p\ p \rightarrow p\ n\ \pi^+\ \pi^-$).

Aux barres d'erreurs près, nous concluons donc que les taux de production des π^+ et des π^- associés à un dilepton dépendent approximativement de la même manière de l'énergie de la collision que les pions chargés inclusifs. Les erreurs relatives étant importantes aux plus faibles énergies, nous notons mais seulement à 4.9 GeV, qu'il y a un taux de pions chargés émis avec un dilepton équivalent pour les collisons p–p et p–d, égal à environ 3% (tableau 2.4).

Nous cherchons maintenant à estimer approximativement dans tout l'espace, la proportion des dileptons associés avec un pion. Pour cela, nous avons écrit un programme de Monte-Carlo qui génére uniformément dans l'espace de phase $d^{12}R$, l'état

final à quatre corps de la collision $NN \rightarrow NN\pi\, e^+e^-$ (N est un nucléon). C'est le modèle le plus simple que nous puissions construire, qui ne fait intervenir aucun effet dynamique lors de la collision nucléon-nucléon entre toutes les particules de l'état final. Il faut noter, d'après les résultats de la section 2.5.3, que la cinématique du dilepton n'est modifiée, ni par la détection associée d'un proton, ni par celle d'un pion. Bien sur ce modèle, par son absence totale de dynamique, n'est qu'une approche simplifiée à l'extrême de la production de pions associée aux dileptons.

L'élément d'espace de phase $d^{12}R$ est définie par ,

$$d^{12}R = \frac{d^3p_1}{2\,E_1}\,\frac{d^3p_2}{2\,E_2}\,\frac{d^3p_3}{2\,E_3}\,\frac{d^4p_4}{2\,E_4}\,\delta^3\left(p_1+p_2+p_3+p_4\right)\delta\left(E_1+E_2+E_3+E_4-E\right)$$

avec $d^3p = p^2dp\,d(\cos\theta)d\varphi$, p_i et E_i sont les quantités de mouvement et l'énergie totale de la particule i. Le calcul de l'espace de phase à 4 corps (ce sont ici les deux nucléons, le pion et le dilepton) dans l'état final est décrit dans la référence [58].

Pour représenter l'acceptance des deux bras du DLS, deux rectangles similaires aux plans $P1$ de la figure 3.43, ont été placés à 40° par rapport à l'axe du faisceau (la perte d'événements due au champ magnétique n'est donc pas prise en compte). La résolution du spectromètre a été estimée en affectant une erreur σ_M=200 MeV sur la masse manquante, d'après l'ajustement d'une gaussienne sur la masse manquante des événements où un dilepton et un proton ont été détectés lors d'une collision $p-p$ à 2 GeV. Nous avons fait se désintégrer isotropiquement le photon virtuel dans son référentiel propre. La masse M du dilepton est générée suivant une distribution exponentielle décroissante, avec une pente mesurée expérimentalement ($dN/dM \propto \exp\left(-a\,.\,M+b\right)$) d'après les collisions p–p précédemment étudiées.

Nous générons pour les quatres énergies de faisceau, des événements inclusifs $NN \rightarrow e^+e^-X$. Un événement est accepté lorsque le dilepton est au moins détecté par notre dispositif, c'est à dire dans le cas où chacun des électrons traverse un rectangle distinct. La simulation montre que le rapport du nombre d'événements où le dilepton est détecté seul, sur le nombre d'événements où le dilepton et le pion ont été détectés simultanément, est égal à environ 13 et est peu sensible à l'énergie de la collision. Ce rapport nous permet de corriger les données expérimentales uniquement de l'angle solide du spectromètre (340 msterad), et s'applique plus précisemment aux collisions d'énergie inférieure ou égale à 2 GeV (prédominance de la voie $NN \rightarrow NN\pi$), plutôt qu'à 5 GeV où les principales voies de production sont à plusieurs pions.

Les taux de pions (π^+ et π^-) par dilepton non corrigés de cet effet d'acceptance sont donnés dans le tableau 2.4 ci-dessous pour les deux réactions et les différentes énergies. Ils se trouvent voisins de quelques pourcents, avec les tendances de variations discutées précédemment. Appliquant le résultat de la simulation, nous obtenons une multiplicité totale des pions (π^+ et π^-) associés à un dilepton de $40 \pm 20\%$. Cette valeur est certainement sous-estimée à 5 GeV, compte tenu en particulier des états finals à plusieurs pions non introduits dans la simulation. L'erreur indiquée de 20%

comprend l'erreur moyenne de l'analyse (15% en valeur relative) apparaissant dans le tableau, et une erreur relative de 40% estimée pour la correction d'acceptance.

Energie (GeV)	1.0	1.6	2.1	4.9
Collision $p-p$	2.8 ± 1.3	3.1 ± 1.6	3.3 ± 1.0	3.3 ± 0.8
Collision $p-d$	0.6 ± 0.9	2.5 ± 1.1	2.6 ± 0.8	3.2 ± 0.7

Tableau 2.4: *Taux (%) de pions (π^+, π^-) associés par dilepton en fonction de l'énergie cinétique du proton incident.*

2.5.3 Taux de production différentiel des hadrons associés

Nous considérons d'abord le cas où un pion est détecté dans le DLS et nous nous proposons d'étudier le taux de production de pion associé à un dilepton en fonction de l'une des variables cinématiques M, p_t, y, intégration faite sur les deux autres. Nous calculons ce taux de production différentiel sans prendre en compte des efficacités qui sont pratiquement indépendantes de variables cinématiques, ni la correction d'acceptance ce qui est une approximation probablement moins bonne que la précédente. Nous ne prenons pas en compte également de la désintégration des pions, laquelle ne doit pas changer de plus de 10% à 20% la distribution des spectres. Si pour les taux de production intégrés, on utilisait la notation F (avec des corrections négligées maintenant), nous notons $R(X)$ les taux de production différentiels :

$$R(x) = \frac{\frac{\Delta N_{dh}}{\Delta X}}{\frac{\Delta N_d}{\Delta X}}$$

avec X une des variables cinématiques du dilepton (la masse M, la quantité de mouvement transverse pt ou la rapidité y); ΔN_d et ΔN_{dh} sont respectivement les nombres de dileptons, après soustraction du bruit de fond, respectivement pour les événements dilepton+pions et dileptons seuls. Par manque de statisques, l'étude est faite pour la seule énergie incidente de 4.9 GeV. La figure 2.30 présente les distributions obtenues en fonction de M, p_t et y pour les deux collisions p–p et p–d. Nous avons ajusté une droite sur chacune des distributions. Nous obtenons que la pente de la droite est, aux barres d'erreurs près, nulle et donc que la distribution des points serait plate. Toutefois, d'autres formes de distribution comme celle qui apparait qualitativement sur la figure 2.30 (b) ne sont pas à exclure. Il faut noter que l'effet d'acceptance (non pris en compte actuellement) peut jouer différemment sur les dileptons et les pions. En

particulier une multiplicité de pions plus élevée à faible masse de dilepton, pourrait être compensée par une acceptance réduite due à l'entrainement de Lorentz sur les pions.

On constate donc que le taux de production différentiel R est, aux barres d'erreurs près, indépendant des variables cinématiques tant pour p–p que p–d, ce qui laisserait supposer qu'il n'existe pas d'effet dynamique entre les émissions d'un dilepton et d'un pion dans l'acceptance du DLS. La détection d'un pion ne modifierait donc pas de façon significative la cinématique du dilepton associé.

Toujours pour étudier la corrélation possible entre la production du hadron et celle du dilepton, nous calculons la masse manquante M_x des événements où un dilepton et un proton sont détectés simultanément d'après l'expression suivante,

$$M_x = \sqrt{(E_f + E_c - \sum_i E_i)^2 - (\sum_i \overrightarrow{P_i})^2}$$

où, dans le référentiel du centre de masse de la collision, E_f et E_c sont les énergies totales du projectile et de la cible, E_i et $\overrightarrow{P_i}$ l'énergie totale et la quantité de mouvement de la ième particule reconstruite. Nous avons calculé la masse manquante des événements dilepton + 1 proton pour les collisions $p - p$ aux énergies de 2.1 GeV et 4.9 GeV pour obtenir une statistique suffisante (figure 2.31, respectivement (a) et (b)). Remarquons d'abord que si une seule particule de l'état final n'est pas détectée, la masse manquante est directement égale à la masse de la particule non détectée (à la résolution près de la mesure). Si deux particules ne sont pas détectées, alors la masse manquante varie dans une gamme de masse qui dépend des particules mises en jeu. On note immédiatement que les distributions expérimentales, particulièrement à 4.9 Gev, ne sont pas compatibles avec le cas où une seule particule, ici le deuxième proton, serait émise. Au contraire, la distribution de masse manquante couvre un large domaine en masse, qui laisse penser qu'au moins deux particules ne seraient pas détectées (un proton et un pion). Le Monte–Carlo précédemment décrit en section 2.5.2, simule l'état final de la collision $N\ N \rightarrow N\ N\ \pi\gamma^*$, où un pion accompagne le dilepton et les nucléons. Nous calculons donc la masse manquante pour les événements du programme où le dilepton et le proton sont détectés simultanément par notre dispositif simplifié. Cette masse manquante est en fait la masse calculée de la paire nucléon/pion non détectée.

Les distributions expérimentales sont confrontées à celles du Monte–Carlo sur la figure 2.31 (distributions (a) et (b)), courbe "simulation"). La simulation reproduit bien le domaine de masse manquante couvert par la distribution expérimentale, c'est à dire entre 500 MeV et 1900 MeV pour une collision à 2.1 GeV, et entre 800 et 2400 MeV à 4.9 GeV. Toutefois, les formes et valeurs moyennes des distributions sont

différentes, ce qui n'est pas surprenant car notre simulation ne tient pas compte de la dynamique de la collision et ne représente pas les nombeuses voies à deux et trois pions qui apparaissent à haute énergie. Une masse manquante de valeur nulle est interdite pour le cas étudié à cause des lois de conservation des énergies et des quantités de mouvement, la contribution expérimentale dans cette gamme de masse est donc du bruit de fond (particules fortuites). On note aussi qu'a 2.1 GeV, la valeur moyenne simulée surestime l'expérience alors qu'elle la sous-estime à 4.9 GeV. On peut donc en déduire qu'a 2.1 GeV, la multiplicité expérimentale de pion par dilepton est inférieure à 1, en accord avec le résultat de $40 \pm 20\%$ obtenu dans le paragraphe précédent. A 4.9 GeV, cette multiplicité pourrait être au contraire être supérieure à 1.

Pour obtenir une distribution de masse manquante correspondant à des événements purement fortuits, nous calculons maintenant la masse manquante d'un dilepton du ième événement associé à un proton d'un jème événement (figure 2.31, courbes (c) et (d)). Pour les deux énergies étudiées, autant la forme que la position de la distribution des fortuits sont en très bon accord avec celles de la distribution expérimentale. On observe toutefois une contamination plus importante des fortuits dans le domaine non physique des masses inférieures à la masse minimale calculée avec le Monte-Carlo et notamment proche de la valeur nulle.

Tous les résultats précédents nous conduisent donc à penser que dans l'acceptance du DLS, la cinématique du dilepton n'est pas ou peu modifiée par la détection d'un hadron associé. La confrontation entre les données expérimentales et celles du Monte-Carlo montrent toutefois que la génération uniforme des particules ne représente que très approximativement la physique mise en jeu ici. Enfin les distributions expérimentales en masse manquante indiquent que dans une forte proportion d'événements (estimée précédemment à environ 40% à une énergie incidente de 2 GeV), l'émission du dilepton est à associer avec celle d'au moins un pion.

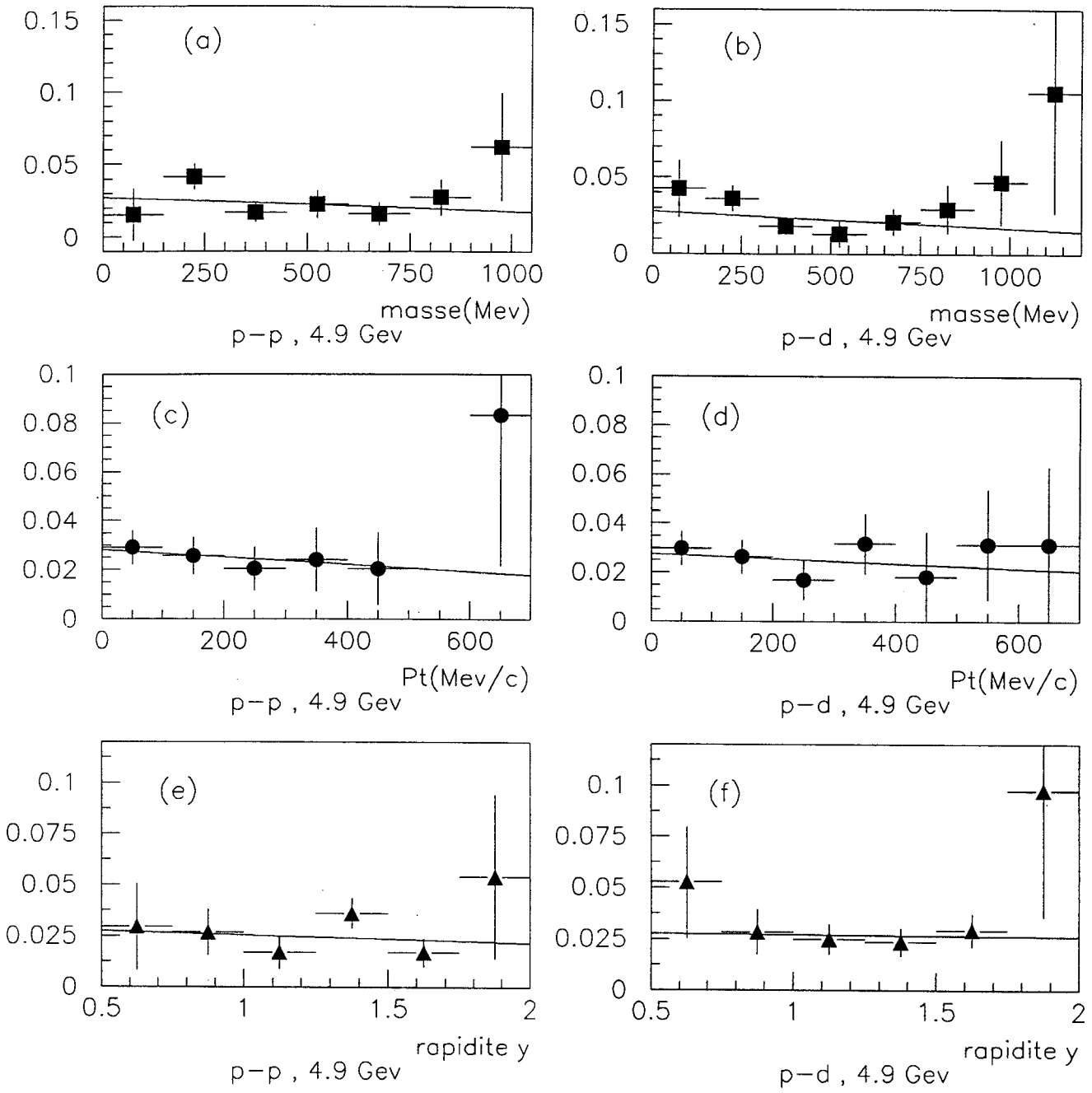

Figure 2.30: *Rapport différentiel en masse, P_t et rapidité du nombre d'événements (dilepton + 1 pion) sur le nombre d'événements (dilepton seul). L'ajustement d'une droite sur les points expérimentaux, montre que sa pente est compatible avec une pente nulle.*

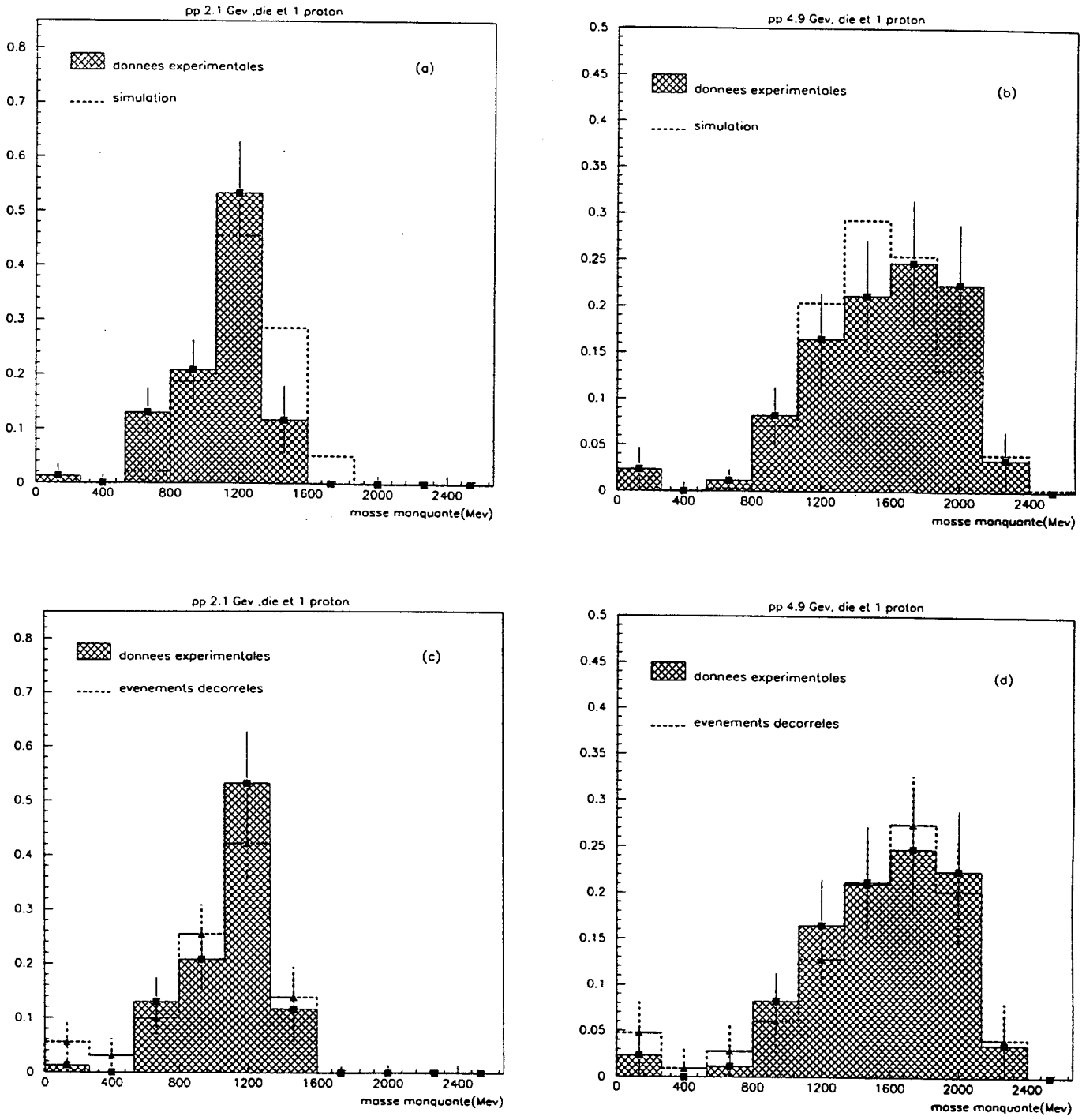

Figure 2.31: *Masse manquante des événements (dilepton+1 proton) pour des énergies de faisceau de 2.1 GeV et 4.9 GeV (collision $p-p$). Comparaison avec une génération uniforme dans l'espace de phase de $NN \rightarrow NN\pi e^+e^-$ (courbes (a) et (b)) et avec des événements décorrélés (courbes (c) et (d)). On note clairement que, aux barres d'erreurs près, la distribution des événements décorrélés ajuste bien la distribution expérimentale, au contraire de celle du Monte-Carlo.*

2.5.4 Conclusions et développements théoriques récents

Les conclusions essentielles qui résultent de notre analyse des hadrons associés à la production de dileptons, sont rappelées ci-dessous :

- Avec un taux de pions chargés par dilepton de l'ordre de $3\pm1\%$ dans l'acceptance du DLS et estimé à $40 \pm 20\%$ (énergie de collision autour de 2 GeV) étendu à tout l'espace de phase, il n'est plus possible de négliger les états finals pioniques associés dans les processus élémentaires de production des dileptons. De plus il semble qu'à 5 GeV, la multiplicité de pions par dilepton est supérieure à l'unité. En particulier, une reformulation du bremsstrahlung p-n et p-p incluant de tels processus semble actuellement nécessaire. La même conclusion résulte d'ailleurs de l'étude du rapport pd/pp faite par K. Wilson.

- Nos résultats à 2.1 et 4.9 GeV suggèrent que la cinématique des dileptons n'est pas modifiée par la détection simultanée des hadrons dans l'acceptance de notre spectromètre. L'émission associée pourrait alors se décrire comme la superposition de deux sources obtenues expérimentalement, l'une de dileptons et l'autre de hadrons. Toutefois, l'extrapolation de nos mesures du taux de pions hors de l'acceptance du DLS d'après une génération uniforme des particules, n'est pas satisfaisante. Pour obtenir plus précisément ce taux de pions , en particulier pour une énergie de 5 GeV, il serait préférable de simuler les voies de production à un et deux pions $NN \rightarrow NN\pi\pi$ d'après des Monte-Carlo tenant compte précisemment de la physique, et introduire l'émission du dilepton avec une correction d'espace de phase adéquate.

- La statistique limitée que nous avons pu obtenir réduit toutefois la portée des conclusions ci-dessus. Il est clair que l'utilisation d'un détecteur de grande acceptance à la fois en dilepton et en hadron, améliorerait considérablement les résultats. Ce sera le cas de HADES. Il pourra être intéressant de reprendre ce type de mesure en p–p et p–d, avec d'ailleurs l'objectif plus ambitieux de préciser tous les mécanismes et d'étudier les facteurs de forme des nucléons dans un domaine de q^2 usuellement inacessible à l'expérience.

Nous terminerons ce chapitre par une courte mention d'un travail théorique en cours par Haglin et Gale [59], qui va dans le sens de nos conclusions concernant la production associée de hadrons. Ces auteurs introduisent les contributions du bremsstrahlung pour des voies de production à un pion et à deux pions (figure 2.32) pour une collision nucléon–nucléon à 4.6 GeV :

$p\ p \rightarrow p\ p\ \pi^o$	σ=2.8 mb
$p\ p \rightarrow n\ p\ \pi^+$	σ=8.0 mb
$p\ p \rightarrow p\ p\ \pi^+\ \pi^-$	σ=2.84 mb
$p\ p \rightarrow p\ p\ \pi^o\ \pi^o$	σ=3.0 mb
$p\ p \rightarrow n\ p\ \pi^+\ \pi^o$	σ=3.0 mb
$p\ p \rightarrow n\ n\ \pi^+\ \pi^+$	σ=3.0 mb

Ils appellent alors "bremsstrahlung inélastique" le rayonnement dilepton émis avec un ou plusieurs pions, par opposition au bremsstrahlung élastique où l'état final se compose des deux seuls nucléons et du dilepton. Leurs calculs montrent que la contribution du bremsstrahlung inélastique est dominante par rapport à celle élastique. En intégrant les contributions des Δ et du η, de l'annihilation $\pi^+\pi^-$ et du bremsstrahlung élastique et inélastique, ils reproduisent avec un assez bon accord le spectre expérimental de dileptons pour p–p à 4.9 GeV (figure 2.33), et obtiennent précisément le rapport expérimental $pd/pp \simeq 1.9$ [27, 28] , de même que l'indépendance du rapport en fonction de la masse à cette énergie.

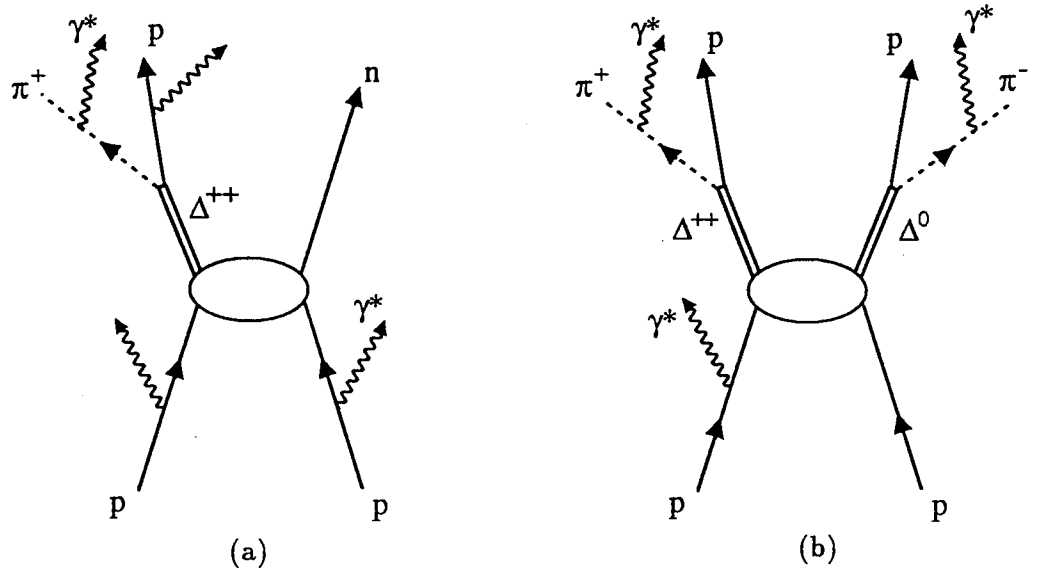

Figure 2.32: *Diagrammes de Feynamm illustrant la possibilité d'émission associée d'un dilepton et d'un pion (a) et de deux pions (b) dans l'état final (source Haglin et Gale).*

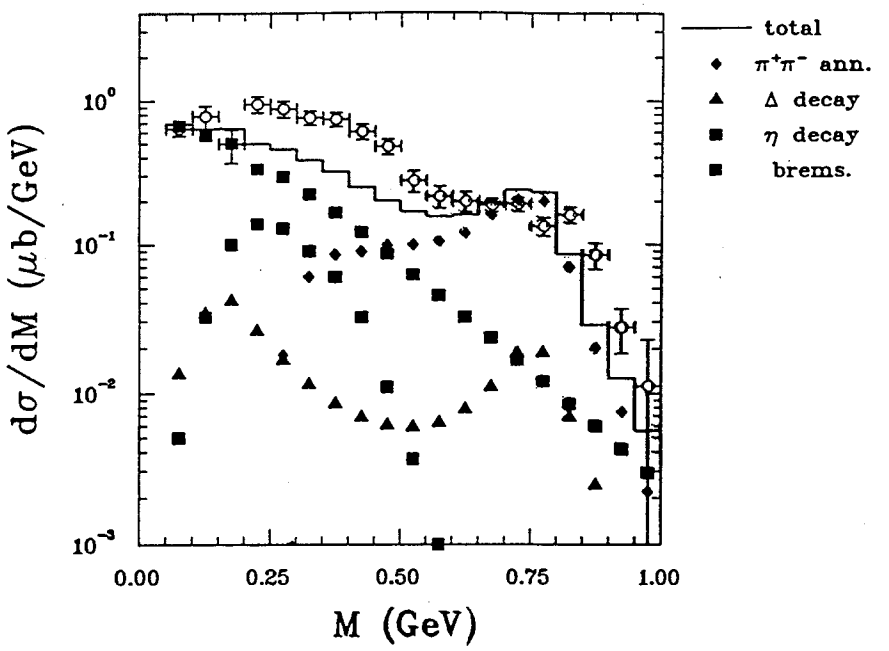

Figure 2.33: *Simulation du spectre de dileptons de p–p à 4.9 GeV par Haglin. Le bremsstrahlung correspond à une contribution élastique et inélastique des collisions p–p. Toutefois le modèle de dominance vectorielle a été utilisé pour décrire le couplage du Δ au photon ce qui peut être contestable.*

Chapitre 3

Le projet HADES, identification des électrons

3.1 Historique

Un programme dilepton à SIS a été élaboré notamment au cours de trois ateliers, au GSI/Darmstadt les 8 et 9 février 1990, à Clermont-Ferrand les 10 et 11 janvier 1991, et à Rauischholzhausen les 21 et 22 novembre 1991. Ces travaux ont abouti à la formation d'une collaboration et à la définition du projet HADES (High Acceptance DiElectron Spectrometer) qui a été présenté au comité d' expérience du GSI sous la forme d'une lettre d'intention [43] les 11 et 12 juin 1992.

Dans l'intervalle, un détecteur de conception plus simple, mais d'acceptance plus modeste, avait été envisagé et discuté (en particulier à Clermont-Ferrand en janvier 1991). Ce détecteur était essentiellement une version plus performante du système DLS, comportant deux aimants dipôlaires symétriques par rapport à la ligne de faisceau, et présentant les caractéristiques améliorées suivantes :

- la grande dimension des aimants est verticale et la direction du champ magnétique horizontale,
- l'identification des électrons est obtenue à l'aide de compteurs Cherenkov très finement segmentés et de calorimètres,
- les chambres à localisation pour le tracking sont situées dans l'entrefer des dipôles.

Les figures 3.1 et 3.2 montrent respectivement une coupe horizontale de l'un des bras du spectromètre et une vue en perspective de l'ensemble du système [60].

La première amélioration ci-dessus a plusieurs aspects. La mesure de l'angle de déviation magnétique et celle de l'angle de diffusion sont découplées. La détection est

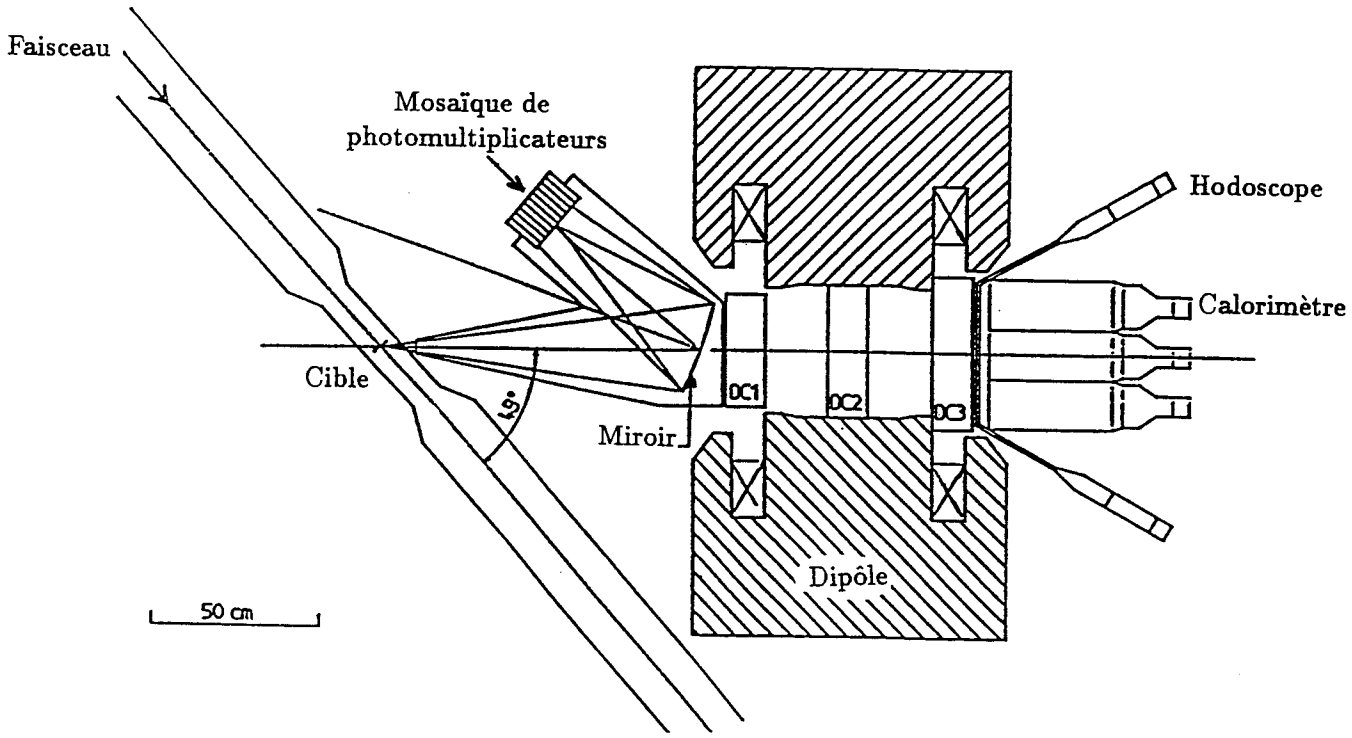

Figure 3.1: *Schéma de principe d'un spectromètre dilepton à deux dipoles magnétiques envisagé préalablement au projet HADES: coupe horizontale d'un bras du spectromètre. Noter le détecteur RICH pour l'identification des électrons et l'intégration des chambres à dérive dans le champ magnétique pour gagner en compacité.*

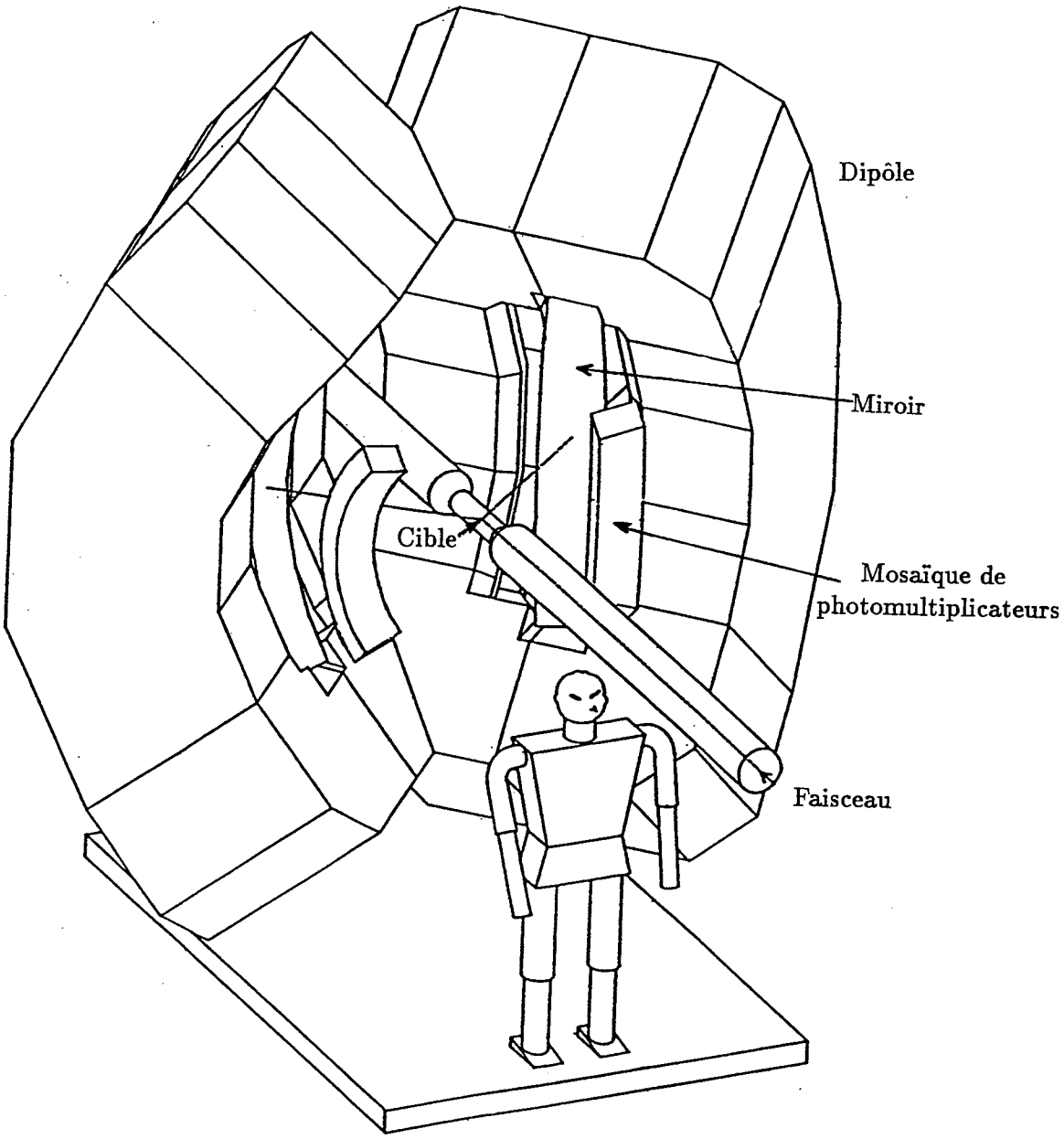

Figure 3.2: *Vue en perspective du spectromètre envisagé préalablement au projet HADES. La déflection magnétique des particules se fait dans le plan vertical (lignes de champ horizontales).*

plus symétrique au regard de la charge. L'acceptance en moment transverse p_t est meilleure.

L'utilisation d'un compteur Cherenkov finement segmenté dans chaque bras (mosaïque de photomultiplicateurs, mais un seul miroir) permet de détecter l'anneau Cherenkov tout en fournissant un trigger rapide. Avec en plus un calorimètre électromagnétique après l'aimant, le système permet d'obtenir une réjection convenable des hadrons. Ce schéma autorise de plus la mesure simultanée des dileptons ou photons virtuels et des photons réels.

Enfin, le positionnement des chambres pour le tracking dans l'entrefer des dipôles, ce qui ne doit pas poser de problème sérieux compte tenu de la valeur assez faible du champ magnétique, offre la possibilité de réaliser un ensemble très compact.

Le projet HADES est brièvement décrit dans la section 3.2 . Nous développons la question de l'identification des électrons dans les sections suivantes, avec quelques rappels sur la technique RICH (Ring Imaging Cherenkov) dans la section 3.3, et l'étude que nous avons faite de la mosaïque de photomultiplicateurs pour le projet initial dans la section 3.4 . La simulation de ce détecteur en ce qui concerne la reconstruction des anneaux Cherenkov (section 3.5) et la réjection du bruit de fond (section 3.6), intéresse aussi le projet HADES et peut s'y appliquer directement par modification des conditions utilisées.

3.2 Le projet HADES

La collaboration HADES envisage le programme physique suivant :

- Etudier les propriétés des mésons vecteurs neutres dans la matière nucléaire dense et chaude, par l'intermédiaire de leurs désintégrations électromagnétiques en dileptons (e^+e^-).
- Obtenir des informations sur le facteur de forme du nucléon avec le bremsstrahlung p–n.
- Préciser les autres sources de dileptons comme les désintégrations Dalitz des hadrons.

Le premier point concerne spécifiquement les collisions d'ions lourds, mais peut nécessiter la comparaison à des réactions de type p-noyau et p-nucléon. Les deux derniers points se rapportent plutôt aux collisions p-noyau (éventuellement p-nucléon). Les spécifications techniques pour la conception du dispositif correspondent au cas le plus difficile expérimentalement, et sont définies à partir de la réaction $Au - Au$ à 1-1.5 GeV/A.

3.2.1 Principe du spectromètre

Pour compenser les faibles sections efficaces de production des dileptons, le spectromètre possède une grande acceptance angulaire, proche de 2π en azimut et avec un angle polaire compris entre 20 et 80 degrés, soit dans l'espace 5 stéradians environ.

L'identification des électrons est assurée par un détecteur RICH rapide avec un radiateur gazeux C_4F_{10}, un miroir spérique en fibre de carbone pour limiter la diffusion multiple et la conversion des photons, et un détecteur UV avec photocathode solide (CsI).

Un champ magnétique toroïdal est produit par six bobines supraconductrices, et le tracking est assuré à l'aide de quatre chambres à dérive par secteur toroïdal. Les chambres sont du type "mini drift–chamber" (faible distance entre fils sensibles et entre plans cathodiques et plans anodiques) [61]. Deux chambres sont situées avant la zone de champ magnétique et deux après et il y a cinq plans de fils sensibles par chambre.

Enfin, un détecteur très segmenté composé de palettes de scintillateurs et d'autres éléments non encore totalement définis, permet de mesurer la multiplicité de particules chargées, de sélectionner les collisions les plus centrales et assure une identification grossière des électrons pour un trigger de premier niveau.

La figure 3.3 présente une vue éclatée des principaux éléments du spectromètre HADES. En position assemblé, le détecteur est trés compact avec une largeur d'environ 4 mètres et une longueur de 3 mètres.

Le spectrométre est conçu pour mesurer les dileptons des masses les plus faibles (0.1 GeV) jusqu'a des masses supérieures aux résonnances ρ et ω (1 GeV). Pour être capable de séparer les masses des résonances ρ et ω, la résolution en masse $\frac{\sigma_M}{M}$ est de 1% environ. L'acceptance des dileptons est pratiquement uniforme dans la gamme d'impulsion transverse Pt $\leq$ 1.0 GeV/c, de rapidité $0.4 \leq y \leq 1.9$ et de masse invariante.

Pour travailler à taux d'interaction élevé (environ 10^6 collisions par seconde), un trigger à deux ou trois niveaux est nécessaire. Le trigger de premier niveau utilise le détecteur de multiplicité pour sélectionner les collisions les plus centrales et donc les dileptons produits dans un milieu hadronique dense et chaud. Des mesures combinées de perte d'énergie et de temps de vol complètent cette première identification des électrons. Le trigger de second niveau sélectionne ensuite les électrons en effectuant une reconstruction simplifiée de la trajectoire. Chaque particule délimite une zone sur le détecteur RICH où un anneau Cherenkov sera recherché pour identifier les électrons. Les dileptons de faible masse et les électrons qui viennent de photons de conversion sont rejetés en identifiant deux anneaux Cherenkov très proches. L'ensemble des opérations du trigger de deuxième niveau devront se réaliser en moins de 10 μs . Eventuellement, cette deuxième étape pourra être suivie d'un trigger de 3ème niveau de durée 100 μs environ.

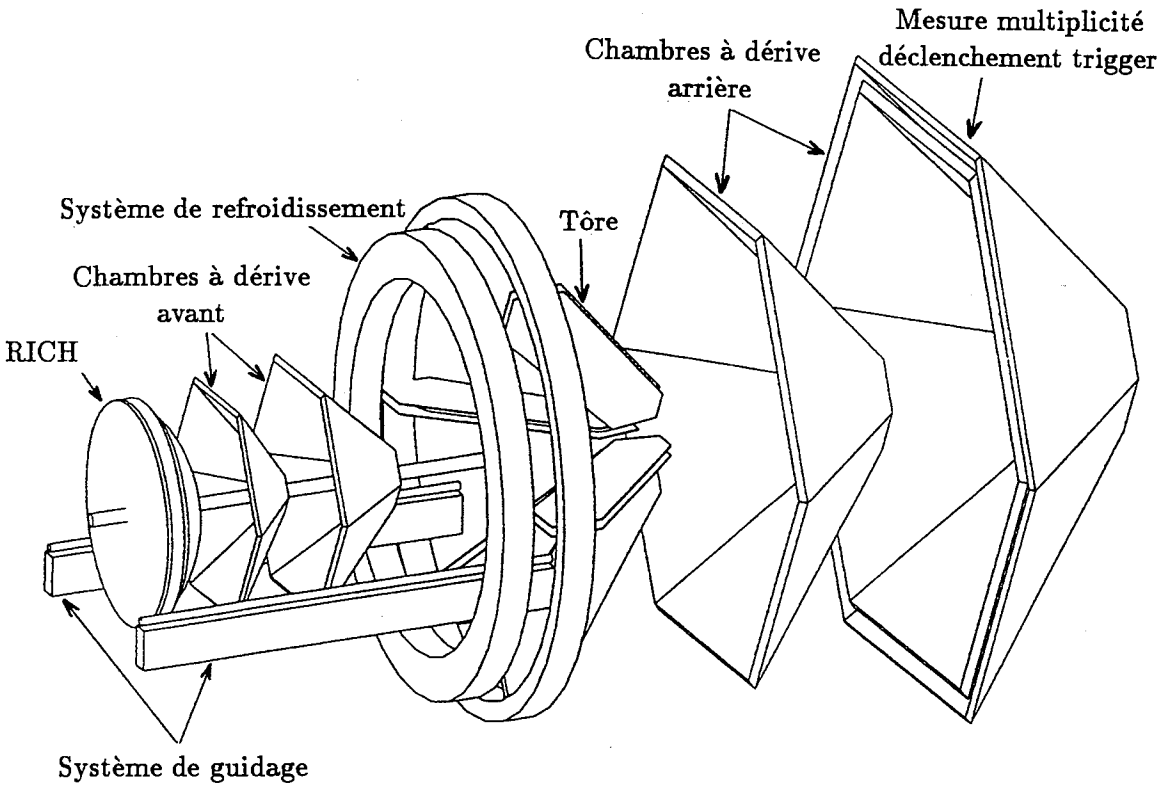

Figure 3.3: *Vue des principaux éléments du spectromètre HADES. On note que le spectromètre se décompose en six secteurs en azimut, couvrant chacun le champ magnétique créé par six bobines.*

3.2.2 Le RICH

Le détecteur RICH a été conçu pour qu'un nombre suffisant de photoélectrons soit produit pour favoriser la reconstruction des anneaux. Les principales contraintes sont les suivantes :

- La longueur du radiateur gazeux est limitée par les dimensions du spectromètre magnétique qui ne doit pas être trop volumineux pour un coût raisonnable. En conséquence, le nombre de photons primaires, la transmission et l'efficacité de détection des photons UV doivent être optimisés en fonction d'une longueur de radiateur comprise entre 0.5–1.0 mètre correspondant aux valeurs extrèmes de l'acceptance en angle polaire respectivement de 20^o et 80^o.

- Pour travailler avec des faisceaux d'intensité élevée, le détecteur UV doit être rapide. Il est alors préférable d'utiliser une photocathode solide (CsI) plutôt qu'un gaz photosensible conventionnel comme le TMAE qui est limité en rapidité, ou comme le TEA dont l'efficacité de détection n'est pas assez importante.

- La résolution spatiale et la capacité de détecter plusieurs anneaux simultanément sont nécessaires pour reconstruire les anneaux Cherenkov produits lors de chaque trigger.

La solution proposée est un nouveau type de photocathode, composée de CsI ou de $CsI + TMAE$. Des mesures (section 3.3.4) montrent que cette photocathode est rapide avec une grande efficacité mais peut se détériorer car elle est sensible aux charges collectées. Des tests sont actuellement en cours pour confirmer et préciser ces résultats (RD26 au CERN [62], HADES).

L'amplification des signaux photoélectrons est réalisée à l'aide d'une chambre à fils à un étage fonctionnant à la même pression que le gaz du radiateur (figure 3.4). Les photoélectrons sont produits au niveau du plan de cathode, et ne subissent pas les fluctuations en temps importantes dues à la conversion dans les gaz photosensibles. Cette technique permet donc de réaliser un détecteur de photons rapide.

La fenêtre d'entrée de la chambre est constituée de quartz ou de FLi, suivant la transmittance du radiateur. La cathode de CsI est divisée en cellule de 6×6 mm^2 pour une granularité fine. Pour un détecteur d'une surface d'environ 2 m^2, 42000 cellules sont prévues. Pour limiter les signaux de bruit de fond produits par la traversée de particules ionisantes, il est aussi envisagé de diminuer la pression dans la chambre à fils. Des tests seront menés par la collaboration HADES pour mesurer le rendement quantique des photocathodes de CsI en fonction de leur environnement. Une lecture rapide des cellules de photocathode sera assurée à l'aide de microprocesseurs intégrés VLSI.

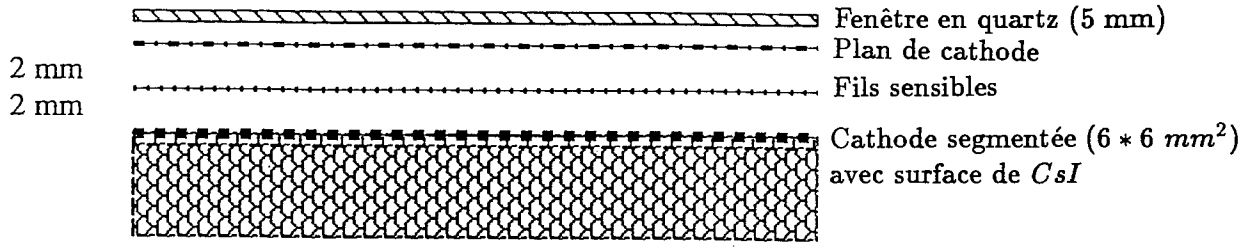

Figure 3.4: *Exemple de chambre à fils avec une photocathode solide CsI.*

Le gaz du radiateur a été choisi pour qu'il produise un grand nombre de photons et que son seuil Cherenkov permette une discrimination des électrons et des hadrons. Sa transmittance doit être étendue aux petites longueurs d'ondes, sa longueur de radiation être grande et il doit pouvoir fonctionner à température ambiante. Comparé à d'autres gaz comme l'Isobutane, le C_4F_{10} se révèle être le meilleur choix car sa transmittance est plus étendue dans l'UV et son indice de réfraction est plus élevé avec une faible dispersion chromatique. Mesurée par la collaboration DELPHI jusqu'a $\lambda \simeq 162$ nm (figure 3.5), la transmittance du C_4F_{10} pourrait s'étendre jusqu'a des longueurs d'onde encore plus basse, conduisant d'ailleurs à utiliser une fenêtre transparente plus adaptée comme le FLi.

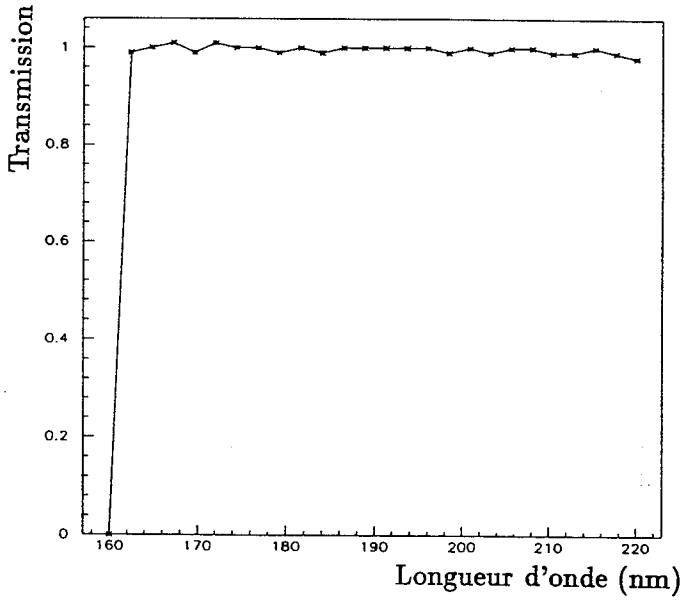

Figure 3.5: *Transmission de 15 cm de gaz C_4F_{10} à la pression atmosphérique en fonction de la longueur d'onde du photon.*

La figure 3.6 montre que le nombre de photoélectrons résultant de l'utilisation du gaz C_4F_{10} (avec une fenêtre de quartz) est nettement plus important que pour l'Isobutane.

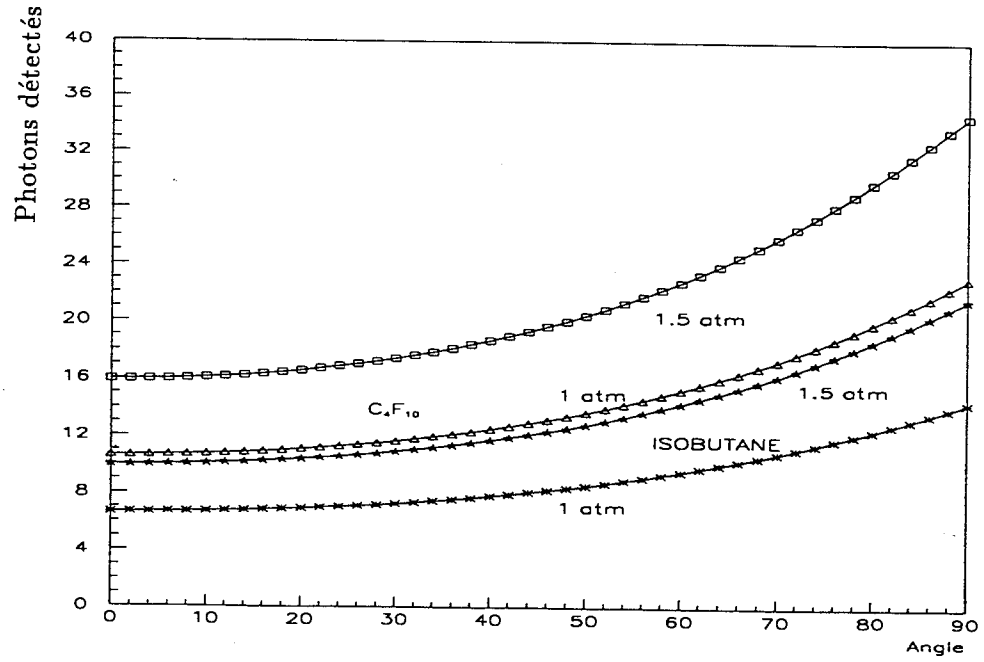

Figure 3.6: *Nombre de photoélectrons produits dans le gaz C_4F_{10} et Isobutane en fonction de l'angle polaire de la particule incidente et pour différentes pressions du radiateur.*

L'utilisation d'une fenêtre de FLi et l'augmentation de la pression du radiateur permet un gain possible sur le nombre de photoélectrons si les tests expérimentaux le rendait nécessaire.

Le C_4F_{10} peut fonctionner à température et pression ambiante et contrairement a l'Isobutane, il n'est ni inflammable, ni toxique. Par contre le C_4F_{10} possède une faible longueur de radiation qui favorise la diffusion multiple et la conversion des photons (pour une pression de 1.5 bar, la conversion des photons est deux fois plus importante que dans une cible d'Or composée de dix segments avec 1% de longueur d'interaction par segments [63]).

Le miroir est sphérique en fibre de carbone de 2 mm d'épaisseur avec un rayon voisin de 1 m. Le miroir, le détecteur et la cible sont positionnés selon une géométrie illustrée par la figure 3.7 (les dimensions exactes ne sont pas encore totalement déterminées). Dans les conditions géométriques de la figure 3.7 et en fonction de l'angle polaire θ de l'électron incident, la forme de l'anneau sur le plan du détecteur est plus proche d'une ellipse que d'un cercle car l'excentricité est comprise entre 20% et 60% (figure 3.8). La largeur de l'anneau dépend principalement des propriétés optiques du miroir, de la dispersion chromatique et elle augmente rapidement pour les angles polaires d'émission supérieurs à 70° (figure 3.9).

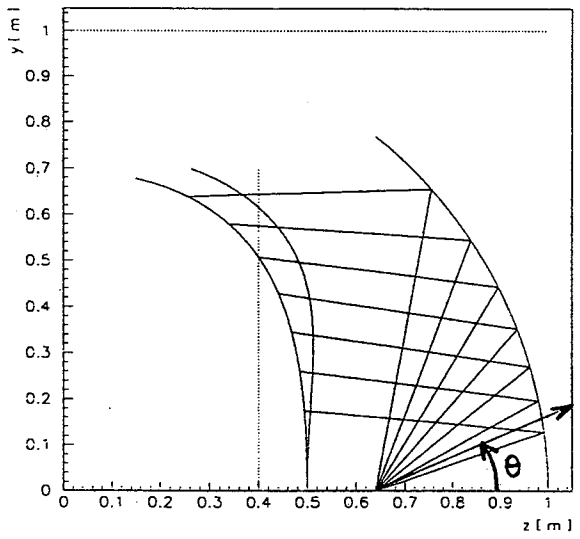

Figure 3.7: *Géométrie simplifiée du RICH. Les deux lignes focales représentées sont relatives au plan de figure et à un plan perpendiculaire. La ligne pointillée indique une position possible du détecteur UV.*

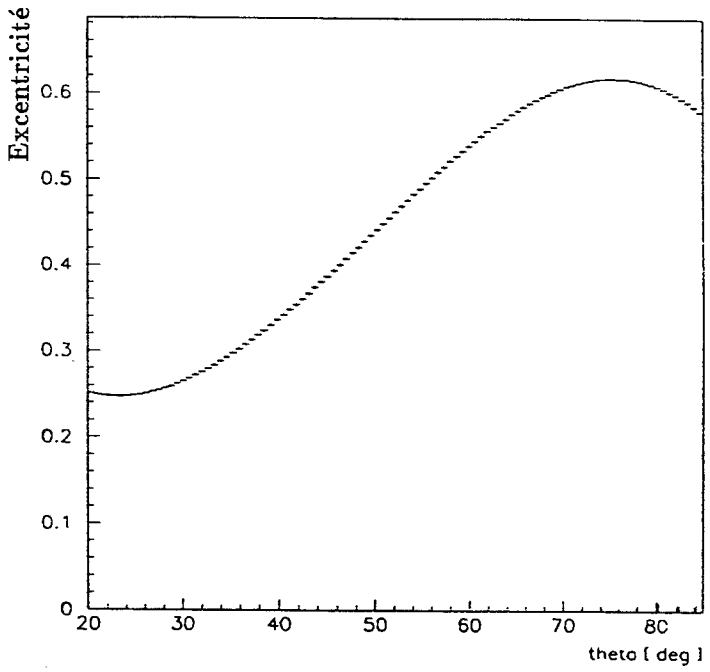

Figure 3.8: *Excentricité de l'anneau en fonction de l'angle polaire de l'électron incident.*

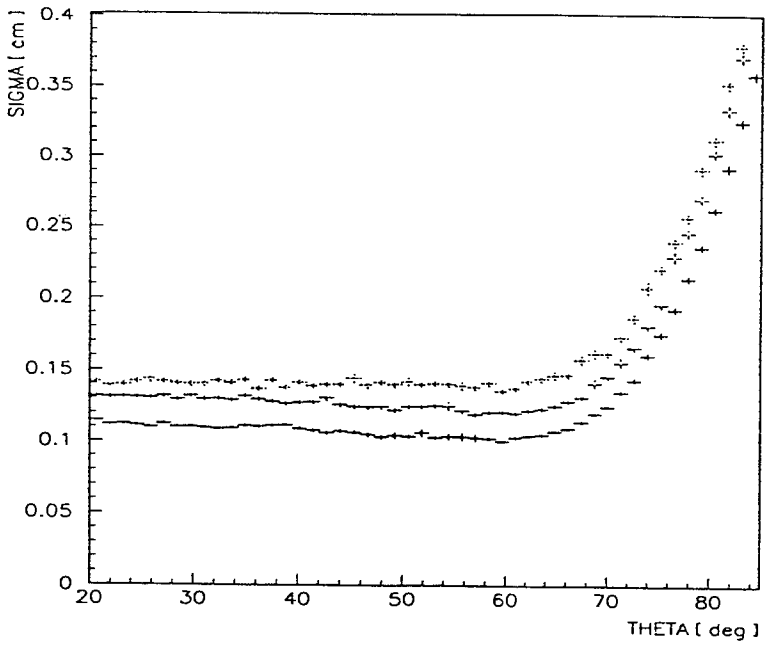

Figure 3.9: *Largeur de l'anneau en fonction de l'angle polaire du lepton incident. Ce résultat provient d'une simulation de la désintégration du ρ dans une collision à 1 GeV par nucléon. De bas en haut, (i) avec seulement les aberrations optiques du miroir, (ii) avec en plus la dispersion du radiateur C_4F_{10}, (iii) plus la diffusion multiple et les lignes de champ résiduel.*

3.2.3 Les chambres à dérive

Les chambres à dérive ont été conçues pour satisfaire les quatres conditions suivantes :

- résoudre une multiplicité d'environ 20 particules chargées émises dans chaque secteur pour une collision centrale Au + Au à 1 GeV par nucléon,
- obtenir une résolution spatiale, voisine de ou inférieure à 0.1 mm (σ),
- limiter la diffusion multiple avec une grande longueur de radiation,
- permettre un dispositif compact.

Chaque module couvre un angle azimutal égal à 60° et est constitué par l'assemblage de cinq plans de fils. Les fils sensibles de chacun des plans sont orientés à des angles de $-30°$, $+15°$, $0°$, $-15°$, $+30°$ (figure 3.10). L'association de six modules permet alors de couvrir un angle azimutal proche de 360°. Il est prévu environ 16000 fils sensibles pour l'ensemble du spectromètre. L'espacement et l'angle des fils sensibles ont été choisis en fonction de la multiplicité différentielle de particules émises par centimètre sur le plan d'une chambre et intégrée sur l'angle azimutal (figure 3.11).

Les valeurs de y négatives correspondent aux petits angles ($\theta > 50°$). Pour que la probabilité que deux particules touchent le même fil sensible soit inférieure à 30%, l'espacement des fils sensibles pour les quatre chambres sera de 5, 6, 10 et 12 mm pour la partie du plan la plus proche du faisceau ($y < 0$), tandis qu'il sera du double pour la partie haute ($y > 0$) pour réduire le nombre de voies de lecture.

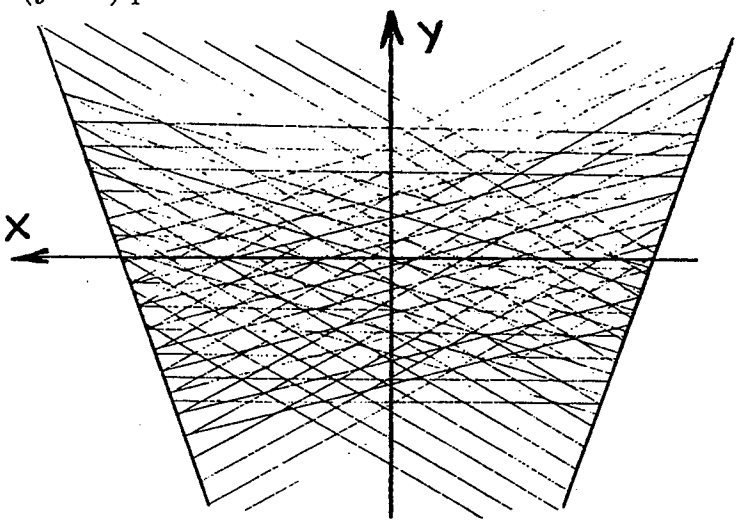

Figure 3.10: *Principe de répartition générale des fils sensibles d'un module de chambre à dérive.*

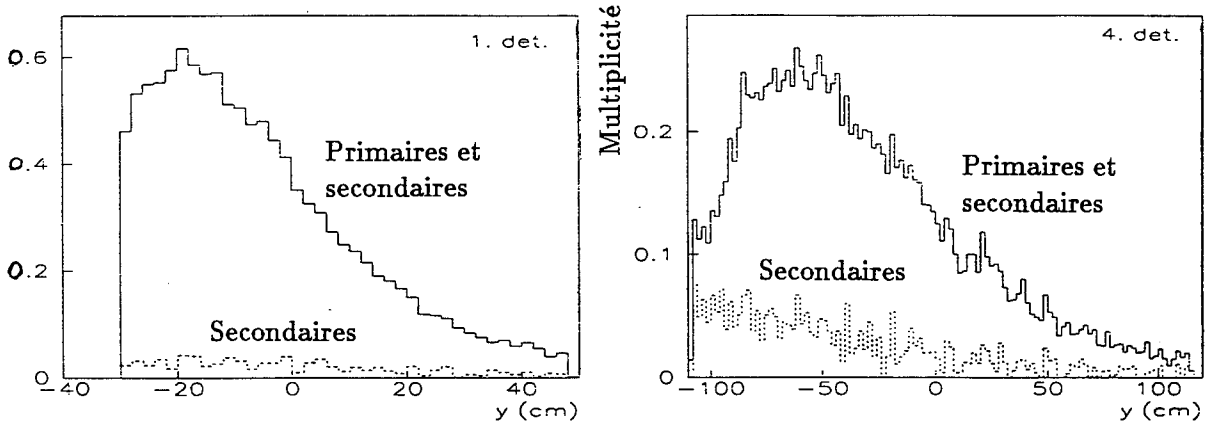

Figure 3.11: *Multiplicité par centimètre de plan d'une chambre avant le champ magnétique (courbe de droite) et après (courbe de gauche). La multiplicité est intégrée sur l'angle azimutal, pour la réaction Au − Au à 1 GeV par nucléon (l'origine des axes y est prise au milieu de la chambre). La contribution des particules produitent lors de collisons secondaires est aussi représentée (ligne discontinue).*

3.2.4 Résolution en quantité de mouvement

Pour un courant de 495000 Ampères par tour dans chacun des six secteurs toroïdaux et avec une résolution spatiale des chambres égal à 0.1 mm, la résolution en quantité de mouvement σ_p/p est comprise entre 1% et 1.5% [63] (figure 3.12).

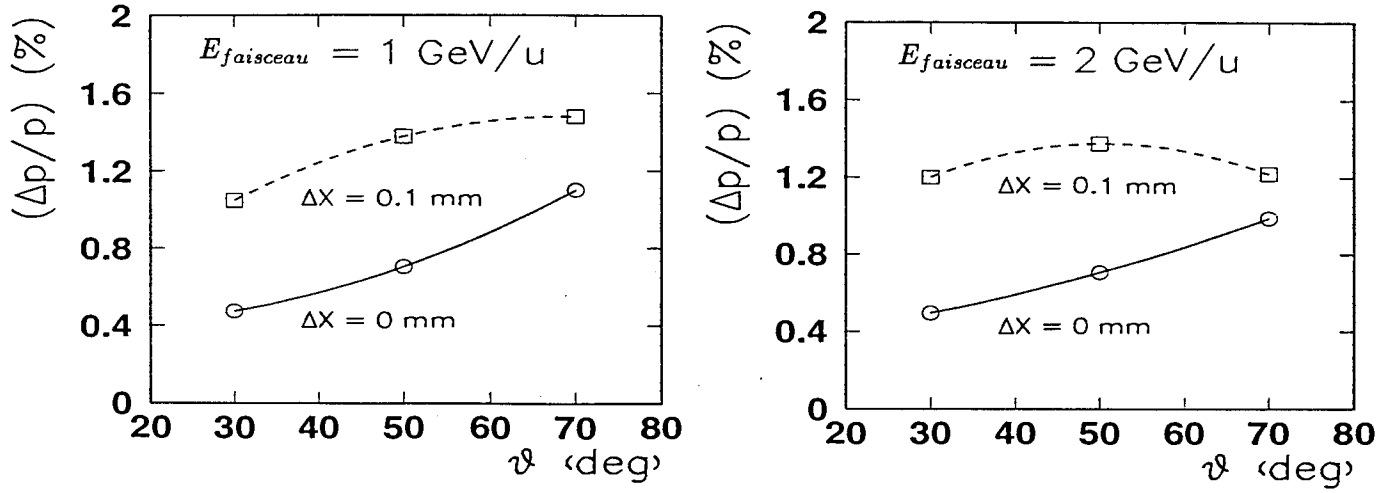

Figure 3.12: *Résolution en quantité de mouvement en fonction de l'angle polaire du lepton incident, provenant de la désintégration du ω pour des collisions à 1 GeV (à gauche, avec une gamme de quantité de mouvement des leptons comprise entre 400 MeV/c et 600 MeV/c) et 2 GeV par nucléon (à droite, avec une quantité de mouvement variant entre 300 MeV/c et 700 MeV/c). Les courbes continue et discontinue tiennent compte respectivement de la seule diffusion multiple et d'une résolution spatiale égale à 0.1 mm.*

Aux plus faibles quantités de mouvement (< 400 MeV/c), la résolution σ_p/p dépend principalement de la diffusion multiple à l'intérieur et entre les chambres à dérive tandis qu'a plus haute impulsion, la résolution σ_p/p est plus sensible à la résolution spatiale des chambres à dérive.

La résolution en masse σ_M/M se déduit de la formule approchée suivante où l'on a négligé la résolution angulaire :

$$\frac{\sigma_M}{M} \simeq \frac{\sqrt{2}}{2}\,\frac{\sigma_p}{p} \simeq 0.7\%\text{–}1.1\%$$

Cette résolution en masse est suffisante pour séparer et identifier les résonances ρ et ω.

3.3 La technique Ring Imaging Cherenkov (RICH)

3.3.1 Notions générales

a) L'effet Cherenkov

Dans un milieu où une particule chargée se déplace avec une vitesse plus grande que celle de la lumière, il se produit une interférence constructive des ondes électromagnétiques émises en chaque point de la trajectoire par le milieu. Le front de l'onde est en forme de cône (à cause de la symétrie azimutale), de demi-angle d'ouverture θ. Pour une particule de vitesse réduite β, se déplacant dans un milieu d'indice de réfraction n, l'angle θ se déduit de la construction de Huygens et s'exprime par la relation dite de Cherenkov :

$$\cos\theta = \frac{1}{\beta n}$$

Le seuil d'émission Cherenkov est donné par $\beta = \frac{1}{n}$. L'angle θ maximal, pour des particules $\beta \simeq 1$ (c'est le cas par exemple des électrons d'énergie supérieure à 50 MeV) s'exprime par $\theta = \arccos(1/n)$. La longueur d'onde de la radiation cherenkov s'étend dans des domaines où l'indice du milieu vérifie n > 1, ce qui correspond au visible, au proche ultra–violet et aux micro–ondes ($0.01 < \lambda <$ 1cm.) en l'absence de bande d'absorption, mais l'émission Cherenkov ne peut avoir lieu pour les rayons X (n < 1).

D'après la théorie de Frank et Tamm [64], le nombre de photons Cherenkov émis dans l'intervalle de longueur d'onde dλ pour une longueur de trajectoire dL est,

$$\frac{d^2N}{dL\,d\lambda} = 2\,\pi\,\alpha\,Z^2\,\frac{\sin^2\theta}{\lambda^2}$$

avec

$\alpha =$ constante de structure fine ($\sim 1/137$)

$Ze =$ charge de la particule

$\lambda =$ longueur d'onde de la radiation

$\cos\theta = 1/\beta n$.

La dépendance de cette relation avec l'inverse du carré de la longueur d'onde λ, montre que les photons Cherenkov sont produits en plus grand nombre dans l'ultra–violet, dans un domaine où les détecteurs devront donc être sensibles.

Si l'émission Cherenkov avait lieu dans un milieu non dispersif, la durée de l'impulsion électromagnétique serait infiniment courte mais ce n'est jamais le cas. Soient les angles Cherenkov $\theta 1$ et $\theta 2$ qui correspondent aux longueurs d'onde $\lambda 1$ et $\lambda 2$ de la radiation émise par une particule. La durée Δt de l'impulsion de lumière observée le

long d'une ligne parallèle à la trajectoire de cette particule, à une distance d de cet axe, est donnée par :

$$\Delta t = \frac{d}{\beta c} \left(\mathrm{tg}\theta_2 - \mathrm{tg}\theta_1 \right)$$

Un radiateur d'argon (à pression atmosphérique) est un milieu très dispersif. Pour une particule à β=1, $\theta_1\,(155\,nm) = 1°496$, $\theta_2\,(310\,nm) = 1°341$ et pour d = 1m, la durée Δt de l'impulsion lumineuse est $\Delta t \simeq 10^{-2}$ns. La radiation Cherenkov est donc pratiquement isochrone.

b) Image de la radiation Cherenkov, la technique RICH

Roberts [65] a proposé le principe de la technique illustrée sur la figure 3.13, où la radiation Cherenkov émise dans un radiateur est focalisée sur une surface de détection pour y former un anneau de lumière. Le détecteur sphérique de rayon $f = R/2$ est concentrique du miroir sphérique de rayon R et la cible est située au centre du miroir. La radiation Cherenkov forme un anneau de lumière de rayon $r \simeq f.\tan\theta$ sur le détecteur.

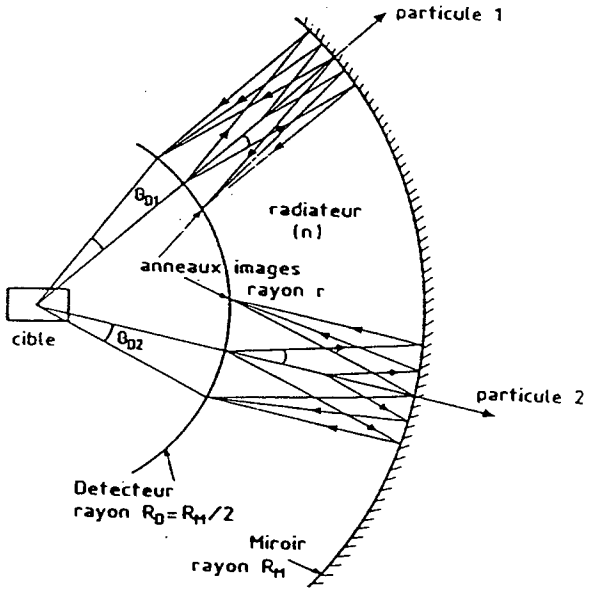

Figure 3.13: *Formation de l'anneau de lumière Cherenkov sur un détecteur sphérique placé au plan focal du miroir. Cette disposition annule l'erreur due aux aberrations géométriques du miroir, mais il n'est toutefois pas toujours possible de l'utiliser.*

Une propriété importante des miroirs sphériques (dans l'approximation de Born) est que deux rayons incidents parallèles sont focalisés au même point du plan focal. On en déduit que deux particules de même vitesse et de trajectoire parallèle, forment un anneau Cherenkov au même point image sur le plan du détecteur (figure 3.14). Ainsi le

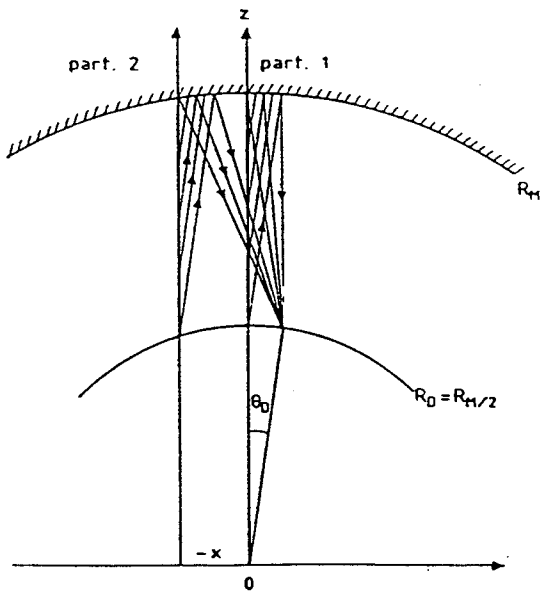

Figure 3.14: *Deux traces parallèles forment au même point image leur anneau Cherenkov. En conséquence, un RICH permet de distinguer la direction d'une particule mais pas sa position.*

centre de l'anneau ne permet de calculer que la direction de la particule incidente, par l'intermédiaire des cosinus directeurs par exemple. La position du centre de l'image par rapport à l'axe optique pour un angle α de la trajectoire est de $\Delta x = f \,.\, \tan\alpha$.

Enfin, si l'on est capable de mesurer le rayon de l'anneau formé et donc de connaître l'angle Cherenkov, la vitesse de la particule peut être calculée. Avec $\theta \simeq \frac{r}{f}$ dans l'approximation de Gauss, la vitesse de la particule s'exprime par ,

$$\beta \simeq \frac{1}{n\sqrt{1-(\frac{r}{f})^2}}$$

L'arrangement sphérique et concentrique des éléments du RICH annule l'erreur due aux aberrations géométriques du miroir. La dispersion chromatique des photons dans le radiateur reste alors la principale source d'erreur pour la formation de l'anneau Cherenkov. Si ce dispositif permet la détection optimale des particules dans un grand angle solide, cette géométrie reste difficile à utiliser dans une expérience. On simplifie donc cette géométrie en n'imposant plus que la particule provienne du centre de courbure du miroir. Le miroir sphérique unique peut alors être remplacé par des segments de miroirs placés de manière à minimiser les aberrations géométriques ("Cupola").

Enfin, dans le cas où la quantité de lumière émise par une particule est suffisamment grande, on peut s'affranchir du système de focalisation en détectant directement les photons Cherenkov (figure 3.15). Les radiateurs sont solides ou liquides et ont une épaisseur faible. Cette technique est appelée "proximity focusing".

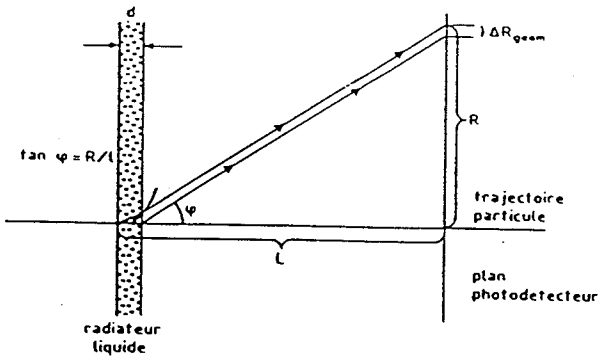

Figure 3.15: *Principe de la focalisation proche avec un radiateur solide ou liquide mince.*

La méthode RICH a été utilisée pour la première fois dans une expérience au FNAL en 1981–1983 par Charpak, Sauli et leurs collaborateurs [66], pour la séparation $\pi - K$ à 200 GeV/c.

3.3.2 Les détecteurs UV

Les premiers photodétecteurs qui ont été construits, utilisaient la photoionisation dans des vapeurs organiques. Ce principe est à la base de la plupart des détecteurs RICH actuellement en fonctionnement, et depuis de nombreuses vapeurs organiques différentes ont été testées. La raison de ce succès est que les photocathodes solides semi–transparentes ou réflectives ont une efficacité quantique faible dans un gaz à pression atmosphérique. Elles doivent alors être mises dans le vide par l'intermédiaire d'une fenêtre transparente aux photons. Il est néanmoins possible de trouver des photocathodes semi-transparentes avec une sensibilité légérement étendue dans l'ultra–violet (section 3.4.1), qui peuvent constituer une alternative intéressante par rapport aux détecteurs actuellement utilisés. Enfin des développements sur des photocathodes solides de type réflectif sont entrepris et permettent d'espérer de nouvelles possibilités d'utilisation (section 3.3.4).

Les gaz photodétecteurs sont des mélanges d'une vapeur organique photosensible à un gaz, dit porteur, choisi pour l'amplification par avalanche électronique. Le gaz porteur est généralement du CH_4 ou un mélange $CH_4 + C_2H_6$, $CH_4 + iC_4H_{10}$, $CH_4 +$ He, ...

Une molécule dont le seuil d'ionisation est bas permet d'augmenter le choix des radiateurs et des fenêtres transparentes. Pour une vitesse de migration donnée des électrons dans le gaz photodétecteur, le temps de collection et sa dispersion sont directement proportionnels au libre parcours moyen ℓ ph des photons (pour une longueur de parcours supérieur à $3\,\ell$ ph, 95% des photons Cherenkov sont absorbés). Ce paramètre est important pour le choix d'une molécule, lorsqu'un détecteur RICH doit être utilisé dans un environnement à haut taux d'interactions car il faut que le libre par-

cours moyen soit le plus faible possible.

En résumé, un faible seuil d'ionisation, une haute efficacité quantique et une pression de vapeur saturante élevée sont les caractéristiques indispensables pour obtenir un gaz photosensible efficace à la détection des photons Cherenkov. Les deux principaux gaz photosensibles utilisés ont les propriétés suivantes :

- Le triéthyl amine (TEA) possède un seuil d'ionisation élevé avec 7.5 eV. Il doit alors être associé avec une fenêtre de CaF_2 et un radiateur dont les transmittances soient adaptées. Son efficacité quantique (environ 30% pour $\lambda \simeq 150$ nm.) [67] est plus faible que pour le gaz TMAE et est de plus limitée dans une petite gamme de longueur d'onde des photons. Pour une vitesse de dérive $\simeq 10$ cm/μs et une longueur de trois libre parcours moyens, la dispersion maximum du temps de collection des photoélectrons est inférieure à 20 ns à $T = 20^o$ C. Ce gaz est donc bien adapté pour le fonctionnement de détecteur rapide à la température ambiante. Les qualités du TEA peuvent par contre se dégrader fortement en présence de vapeurs d'eau et d'oxygène.

- Le tetrakis–diméthyl amino–éthylène (TMAE) a un seuil d'ionisation particulièrement faible de 5.5 eV et une efficacité quantique élevée d'environ 50% à 150 nm [67] dans un domaine de longueur d'onde étendue. Ce gaz peut être associé à une fenêtre de quartz et à de nombreux radiateurs solides, liquides et gazeux. Le problème du TMAE est qu'il faudrait le maintenir à une température supérieure à 100° pour obtenir une dispersion du temps de collection des photoélectrons équivalente à celle obtenue avec le TEA à 20°C dans le CH_4 [67]. L'utilisation de ce gaz n'est alors pas favorable pour travailler dans un environnement à haut taux de comptage pour un détecteur rapide.

Les deux principaux types de détecteurs UV utilisés actuellement sont :

- La chambre à avalanche multi–étages, ou Multi Step Avalanche Chamber (MSAC), figure 3.16, est constituée d'étages de conversion des photons (C), de préamplification (A, gain $\simeq 10^3$), de transfert (T), puis d'un deuxième étage amplificateur (A). Elle permet d'obtenir des avalanches électroniques à haut gain ($\leq 10^7$) et est utilisée par exemple pour les RICH à lecture optique [68] et dans le spectromètre CERES (NA45) au Cern. Mais sa construction est complexe et son fonctionnement est délicat pour de grandes surfaces (risques de claquage).

- La chambre proportionnelle multifils, figure 3.17, de conception plus simple qu'une MSAC, peut être constituée d'un seul étage utilisant du méthane (CH4) avec du TEA ou du CH4 + iC4H10 (ou C2H6) avec du TMAE. Avec du CH4 pur, les gains sont de l'ordre de 5 à 7.10^5 avec du TMAE, et de 2.10^6 avec du TEA. Ce type de détecteur est utilisé dans le "barrel RICH" de DELPHI au LEP.

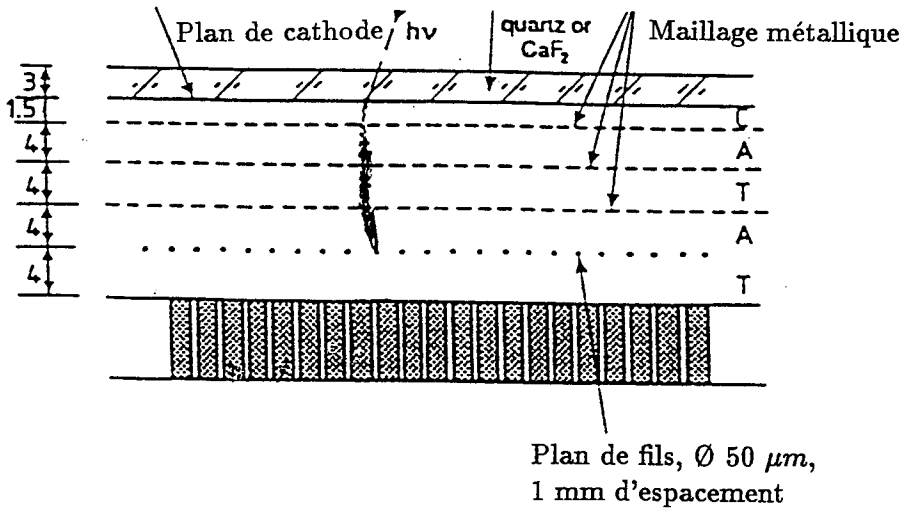

Figure 3.16: *Principe d'un Multi Step Avalanche Converter (MSAC). C, A, T sont respectivement les étages de conversion des photons, d'amplification et de transfert du signal électronique.*

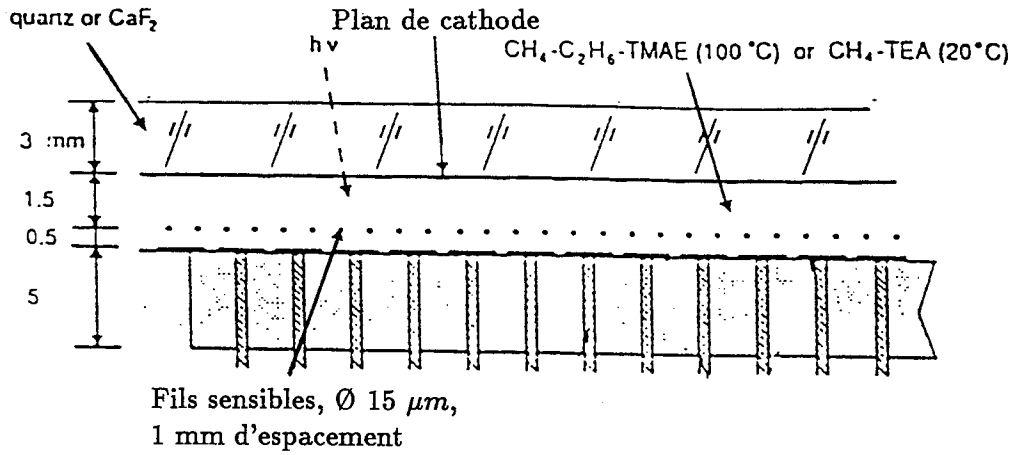

Figure 3.17: *Principe d'une chambre proportionnelle multifils (MWPC).*

3.3.3 Exemples de détecteurs

a) RICH à projection temporelle

Ces détecteurs constituent une grande partie des RICH actuellement construits. Ils sont dits lents car le temps de dispersion pour la collection des électrons est supérieur à quelques microsecondes. Ces RICH fonctionnent selon le même principe que les chambres à projection temporelle (TPC), illustré par la figure 3.18.

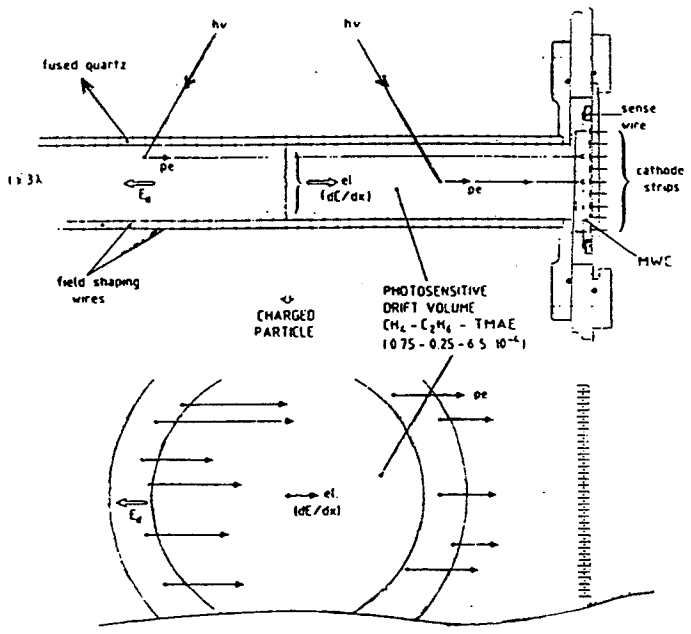

Figure 3.18: *Méthode de projection temporelle des images (TPC), utilisée par des détecteurs RICH lents. C'est la mesure du temps de dérive parfois sur de grandes distances, qui conduit à qualifier ces détecteurs de lents.*

Le détecteur DELPHI au LEP est équipé d'un RICH de ce type, pour la séparation π–K–p entre 0.3 et 35 GeV/c. Pour couvrir cet intervalle, le barrel RICH combine un radiateur liquide et un radiateur gazeux, encadrant un volume de dérive rempli d'un mélange gazeux CH4+C2H16+TMAE. Les photoélectrons sont détectés par une chambre proportionnelle multifils à un seul étage. Pour mesurer la production d'hyperons charmés, le spectromètre OMEGA au Cern utilise aussi un détecteur de type TPC.

b) Les détecteurs RICH rapides

Ces détecteurs sont conçus de telle façon que le temps de collection des photoélectrons est déterminé uniquement par l'absorption des photons dans un gaz photosensible ou à l'aide d'une photocathode solide. La détection des photoélectrons se fait alors

directement après l'absorption des photons, avec une MSAC ou une PPAC (figure 3.19) et la dispersion du temps de collection varie entre 20 ns et 1 μs. Le spectromètre CERES du site expérimental NA45 au Cern est constitué de deux RICH dont les détecteurs (des MSAC associé avec du TMAE) ont cette géométrie.

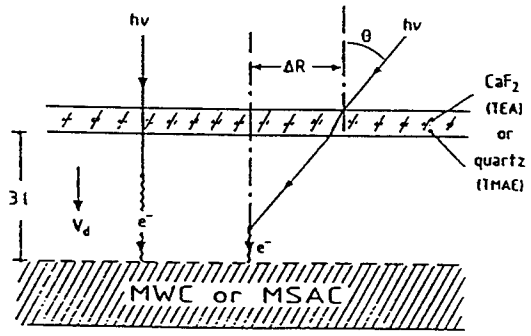

Figure 3.19: *Principe d'un détecteur RICH rapide utilisant un gaz photosensible: le signal électronique créé dans un premier étage, est ensuite directement amplifié et détecté par un MWPC ou une MSAC.*

c) RICH à lecture optique

Une chambre multi étage de type PPAC ou MSAC [68], remplie généralement d'un mélange Ar + 2 à 3% $CH_4 + TMAE$ (ou TEA), permet aux avalanches d'exciter des molécules de TMAE par l'intermédiaire de la lumière de scintillation de l'Argon : une fluorescence est émise à 490 nm (ou 280 nm pour le TEA).

Pour de hauts gains ($\geq 10^7$), la lumière émise dans le dernier étage est détectable par une caméra de télévision standard couplée à un intensificateur d'image, ou par une caméra équipée d'une lecture par CCD ("charge coupling device"). Un schéma illustre le principe de la méthode figure 3.20. La lecture optique est très lente, de l'ordre de quelques millisecondes. Ce système ne peut donc être utilisé dans le cas d'un détecteur travaillant à taux de répétition élevé.

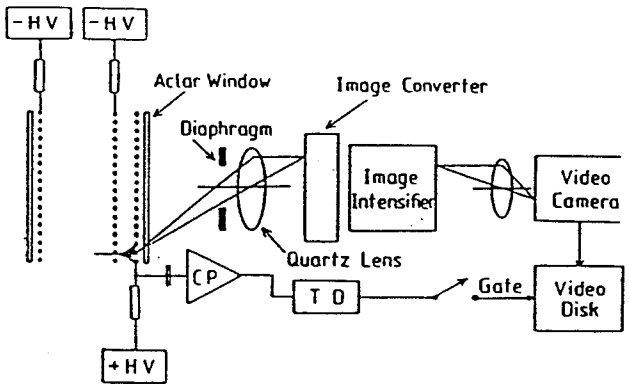

Figure 3.20: *Principe de détection des photons avec une caméra et un amplificateur de brillance.*

3.3.4 Autres possibilités

- Les galettes de microcanaux (MCP) : Les photomultiplicateurs à galette de microcanaux sont constitués d'une photocathode et d'une anode planes et parallèles, qui encadrent une galette de microcanaux. La galette de microcanaux assure la multiplication des électrons émis par la cathode et est constituée d'un ensemble compact de tubes microscopiques d'un diamètre qui peut être compris entre 12 et 40 μm. L'utilisation d'un multiplicateur à MCP permet d'obtenir une rapidité de réponse excellente de l'ordre de la nanoseconde, une moindre sensibilité aux champs magnétiques, une résolution spatiale dépendant du nombre d'anodes. Par contre, les galettes de microcanaux ne délivrent qu'un faible débit de charge par canal dû a un phénomène de saturation dans l'avalanche électronique. Leurs durées de vie sont faibles, de l'ordre de mille fois moins que celles d'un photomultiplicateur classique [69]. La technologie des multiplicateurs MCP est de plus couteuse et ne peut donc être pour l'instant, recommandée pour la construction d'un RICH avec une grande acceptance angulaire.

- Photomultiplicateurs multianodes : Il existe des photomultiplicateurs (PM) à feuilles, dont le principe consiste à avoir les dynodes très proches les unes des autres sous forme de feuilles empilées et percées de trous. Ces PM peuvent travailler dans un champ magnétique dans la mesure où leur optique d'entrée est suffisamment courte. Pour un PM constitué de dix étages, un gain de 10^6 peut être obtenu à 1200 V de haute tension. C'est une technologie en développement mais qui a peu d'applications actuellement dans les RICH, à cause de son coût prohibitif pour un détecteur de grande surface.

- Photocathodes réflectives : Des études récentes ont montré que l'utilisation de CsI et de CsI–TMAE permet d'obtenir une photocathode avec un haut rendement quantique dans le proche ultra–violet. Séguinot [70] a mesuré les efficacités quantiques de photocathodes composées d'une association de CsI et d'un dépot

de TMAE solide, liquide ou bien de TMAE gazeux absorbé et a montré qu'une photocathode de type réflective CsI–TMAE absorbé permet d'obtenir une efficacité quantique d'environ 46% à 170 nanomètres de longueur d'onde, meilleure que celle d'une simple CsI (environ 36% à 170 nm.) ou du gaz TMAE. Cette photocathode n'est pas détruite si elle exposée dans l'air et retrouve ses propriétés initiales après quelques heures au contact d'un gaz de méthane. Par contre le CsI est sensible aux bombardements des ions positifs créés et conduit à une forte diminution de l'efficacité quantique [71]. Cette photocathode CsI+TMAE permettrait de concevoir des détecteurs d'une nouvelle génération pour des RICH ultra–rapides, car il allie une grande efficacité quantique dans l'UV et une fluctuation du temps de réponse minimale. C'est le principe envisagé pour HADES (avec CsI seul d'ailleurs). De nouvelles mesures sont actuellement menées pour évaluer plus précisement la stabilité de cette photocathode et sa sensibilité aux charges collectées.

3.4 Utilisation d'une mosaïque de photomultiplicateurs

Le photomultiplicateur allie trois qualités importantes pour un détecteur de photons:

- il est rapide,
- il existe dans une large gamme de dimensions,
- il est facile à utiliser et manipuler.

Dans le schéma de spectromètre précédant le projet actuel HADES, nous avons étudié la possibilité d'utiliser un détecteur RICH rapide, composé d'une mosaïque de petits photomultiplicateurs. Dans cette section, nous allons discuter le type de photomultiplicateur et le radiateur gazeux les mieux adaptés, puis nous décrirons brièvement la géométrie du système. La simulation de la mosaïque et la reconstruction des anneaux Cherenkov qui ont constitué une part importante de notre travail feront l'objet de la section suivante. Nous donnerons enfin quelques indications concernant la réjection du bruit de fond que l'on peut attendre d'un tel dispositif.

3.4.1 Choix du photomultiplicateur

Le photomultiplicateur constitue une unité de détection par excellence pour les photons émis dans le visible, mais aussi dans une partie de l'ultra-violet pour les photomultiplicateurs à fenêtre de quartz. L'une de ses principales qualités est la rapidité de sa réponse avec un temps de transit de l'ordre de la dizaine de nanosecondes

et de très faibles fluctuations en temps, ainsi qu'un excellent temps de montée du signal de 2 à 3 nanosecondes.

Pour composer le détecteur RICH, le photomultiplicateur doit être le plus possible sensible au spectre d'émission des photons Cherenkov et doit donc avoir une courbe de rendement quantique étendue dans l'ultra-violet, ce qui conduit immédiatement à considérer ceux qui sont équipés d'une fenêtre d'entrée en quartz. Nous avons examiné deux types de photomultiplicateur fabriqués par la société Hamamatsu, l'un à fenêtre en verre et l'autre à fenêtre en quartz. Les courbes de rendement quantique sont présentées sur la figure 3.21 [72]. Les rendements sont identiques dans le domaine visible (550 nm $> \lambda >$ 300 nm) et le photomultiplicateur à fenêtre en quartz possède une sensibilité étendue jusqu'a une longueur d'onde de l'ordre de 175 nanomètres, avec un rendement quantique maximal de 28% à $\lambda \simeq 375$ nm . Nous verrons d'après les résultats de la simulation de la mosaïque, que l'utilisation de la fenêtre en quartz est indispensable pour être suffisamment sensible à la lumière Cherenkov.

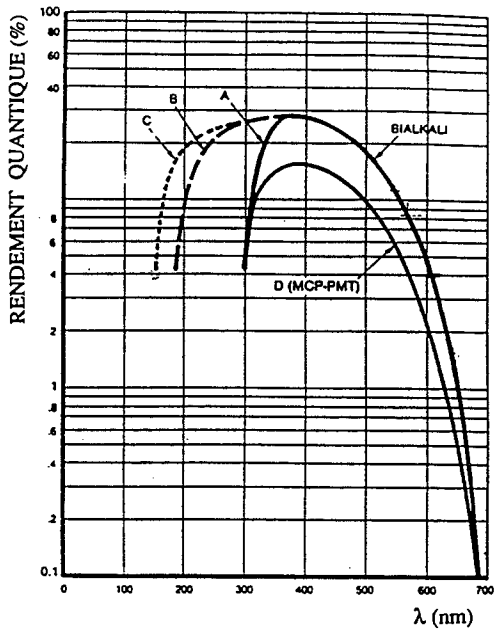

Figure 3.21: *Rendement quantique de photomultiplicateurs à fenêtre de verre R647 (courbe A) et de quartz R760 (courbe C). Seul le PM R760 possède une sensibilité étendue vers l'UV.*

Pour obtenir une bonne reconstruction de l'anneau, il faut une segmentation suffisamment fine de la mosaïque. Cette segmentation est limitée par les dimensions des photomultiplicateurs les plus petits actuellement disponibles et par le coût d'un tel composant. Les photomultiplicateurs à fenêtre en quartz les plus petits ont un diamètre de photocathode de 8 mm et 10 mm.

Le photomultiplicateur est glissé dans un cylindre de μ-métal pour le protéger de l'action d'un champ magnétique. Ce blindage et l'espacement qu'il est nécessaire

de prévoir pour leur logement augmentent le diamètre d'une cellule de la mosaïque. Pour améliorer l'efficacité, un système de collection de la lumière est nécessaire. Nous envisageons de monter en tête du photomultiplicateur un cône avec surface intérieure rendue réfléchissante par un dépot d'aluminium, conformément au schéma de la figure 3.22 .

Le gain en segmentation pour un composant de 8 mm de diamètre par rapport à celui de 10 mm n'est pas très important, car l'encombrement global limite cette segmentation. Le tube de 8 mm est beaucoup plus cher et devrait de plus être associé à un amplificateur car celui-ci ne possède que huit étages contre dix pour le tube de plus grand diamètre. Nous avons donc retenu le choix du photomultiplicateur référencé par Hamamatsu par le code R760, avec une photocathode à fenêtre en quartz de 10 mm. Il permet un gain $\simeq 10^6$, avec un temps de transit de 24 ns et un temps de montée de 2.5 ns. Le photomultiplicateur R760 est présenté sur la figure 3.23 . Nous ferons une étude comparative des photomultiplicateurs R647 et R760 qui ne diffèrent que par leur fenêtre d'entrée, respectivement verre et quartz.

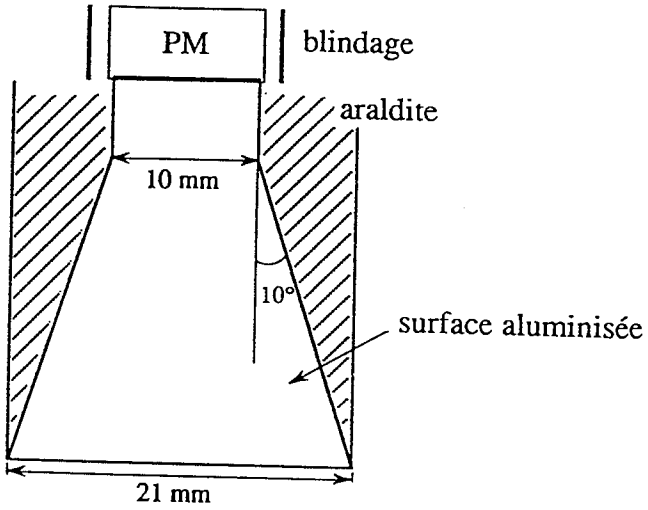

Figure 3.22: *Système de collection de la lumière avec un cône dont la surface interne serait rendue réfléchissante.*

On doit noter dès maintenant l'importance du système de collection de la lumière. Avec les conditions géométriques de la figure 3.24, une unité de détection est inscrite dans un hexagone et se compose en première approximation de trois surfaces distinctes :

- Pour environ 10% de la surface de l'hexagone, les photons ne peuvent être détectés, ce qui représente une inefficacité intrinsèque.
- La photocathode a une proportion en surface de l'ordre de 20%. La détection des photons est dans ce cas directement fonction du rendement quantique du photomultiplicateur.

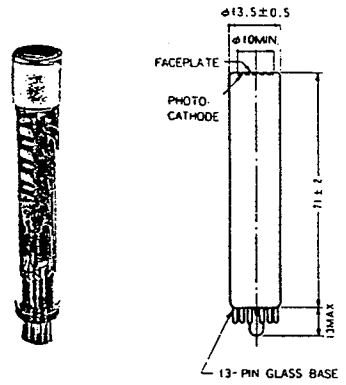

Figure 3.23: *Le photomultiplicateur Hamamatsu R760 à fenêtre de quartz.*

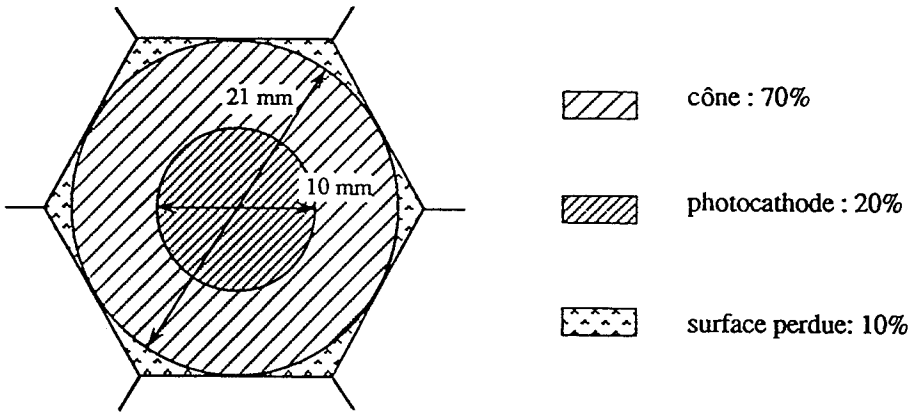

Figure 3.24: *Symbolisation d'une cellule de la mosaïque: le cône et la photocathode s'inscrivent dans un hexagone.*

- Le cône représente la plus grande partie de la surface de détection avec une proportion de 70%. Son efficacité de collection dépend de sa géométrie et de son coefficient de réflexion.

Comme le montreront les résultats de la simulation, le système de collection de la lumière devra être particulièrement efficace pour permettre au détecteur de travailler dans de bonnes conditions.

3.4.2 Choix du radiateur

Pour identifier des évèments rares comme l'émission des dileptons, il est indispensable que les électrons soient les seules particules au dessus du seuil Cherenkov dans le radiateur. Ce choix permet alors de réduire le taux d'acquisition des événements au simple taux de production des électrons, et simplifie considérablement l'identification.

En fonction du domaine cinématique attendu des particules, un radiateur composé d'un milieu solide ou liquide ne permet pas de rejeter les hadrons. Un radiateur gazeux s'impose. De plus la dispersion chromatique est importante dans un radiateur solide ou liquide, alors qu'elle reste acceptable dans un milieu gazeux.

Plusieurs critères sont à retenir pour le choix du gaz :

(1) Pour que le nombre de photons Cherenkov émis par centimètre de parcours soit le plus important possible, l'indice de réfraction du gaz doit être suffisamment élevé.

(2) La transmittance de gaz doit être étendue jusqu'a des valeurs de longueur d'onde inférieures ou au moins voisines de 170-180 nanomètres pour utiliser toute la sensibilité de la photocathode (175–550 nanomètres).

(3) Une faible intensité de scintillation permet de travailler dans un contexte avec une forte multiplicité de particules chargées.

(4) Une grande longueur de radiation limite la diffusion multiple, diminue la conversion des photons les plus énergétiques et donc le bruit de fond de fausses paires.

(5) Il faut un milieu gazeux dans les conditions normales de températures et de pression.

Parmi les gaz d'usage courant (CO_2, Fréon12), l'Isobutane a la transmittance la plus étendue dans l'UV, et l'indice de réfraction le plus élevé. Il a de plus une faible intensité de scintillation et une grande longueur de radiation. Son seuil d'émission Cherenkov correspond à l'énergie réduite d'une particule $\gamma_{seuil} \simeq 19.9$. C'est donc le choix que nous ferons. Pour des électrons de quantité de mouvement supérieure à 20 MeV/c ($\beta \simeq 1$), l'angle Cherenkov dans l'Isobutane est égal à environ 2.8°.

3.4.3 Géométrie du détecteur

L'encombrement de l'ensemble du détecteur dépend essentiellement de la focale du miroir et de la longueur du radiateur. Pour que l'encombrement n'excède pas 1 m de longueur, la géométrie se déduit des remarques suivantes :

- Il faut un nombre de points suffisants pour une reconstruction efficace et précise de l'anneau. Un anneau de grand diamètre est obtenue avec un miroir de grande distance focale f. La focale du miroir est toutefois limitée par la surface totale S de la mosaïque qui est de plus fonction de l'acceptance angulaire de chacun des bras du spectromètre et du coût du détecteur.

- Pour limiter les signaux à 1 photoélectron qui peuvent être contaminés plus facilement par le bruit de fond du photomultiplicateur [1], chaque signal sur un anneau doit correspondre en moyenne à plusieurs photoélectrons et pour cela la longueur du radiateur doit être suffisamment grande.

Nous avons imposé que l'anneau Cherenkov recouvre environ une dizaine de cellules sur le plan de la mosaïque (dix points expérimentaux). Le rayon de courbure R du miroir est alors fixé à 120 cm. En placant la mosaïque dans le plan focal du miroir, le rayon de l'anneau Cherenkov formé par une particule ultrarelativiste est égal à environ 3 cm.

Nous imposons de plus qu'une moyenne de deux photoélectrons soit obtenue pour chaque cellule touchée. Pour un rendement quantique de chaque cellule (tube à fenêtre en quartz + cône) égal à 10% dans la gamme de longueur d'onde 175–525 nm, une longueur de 60 cm d'Isobutane est suffisante pour produire le signal désiré.

3.5 Simulation de la mosaïque

3.5.1 Le programme de calcul

Dans le cadre de la géométrie précédemment définie, nous avons écrit avec l'aide de la librairie GEANT [56] du CERN, un programme de simulation de la mosaïque de photomultiplicateurs et de la production des signaux expérimentaux (photoélectrons) dus aux anneaux Cherenkov.

[1] Le courant d'obscurité de la photocathode est égal à 5 nA [72] et conduit à une production d'environ 0.003 photoélectron pour une porte de 100 ns. La reconstruction des anneaux ne devrait pas être alterée par cette contribution qui s'intègre en fait dans le piedestal des distributions d'ADC des photomultiplicateurs.

a) Brève description de GEANT

Le code de calcul GEANT du CERN permet de concevoir et d'optimiser des détecteurs, de développer et de tester des programmes de reconstruction et d'analyse et de simuler des données expérimentales. L'utilisateur doit définir la géométrie et les matériaux de son dispositif expérimental, et la cinématique des particules primaires. A tout instant, GEANT tient compte des interactions de ces particules avec le milieu, grâce à une bibliothèque des effets physiques. Ce code permet de simuler la réponse des détecteurs et d'étudier leurs performances. La possibilité de visualiser les détecteurs et les trajectoires des particules est aussi une aide suplémentaire pour la conception d'un détecteur et l'interprétation des résultats.

Le code de calcul est organisé selon un organigramme décrit en figure 3.46 (annexe B). Il comprend un ensemble de sous–programmes accessibles à l'utilisateur et qui permettent d'intervenir dans les principales étapes du calcul. Des commandes interactives permettent de controler la simulation et ses paramètres pour une plus grande "convivialité".

b) Géométrie de la mosaïque

Dans GEANT, nous avons simulé la mosaïque de photomultiplicateurs par un assemblage de cellules élémentaires de forme hexagonale, figure 3.25.

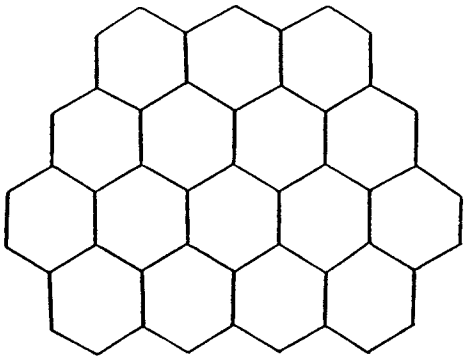

Figure 3.25: *Géométrie de la mosaïque de photomultiplicateurs vue comme un assemblage d'hexagones.*

Chaque hexagone représente une cellule de détection composée du cône et de la photocathode. Pour simplifier la programmation de la mosaïque, une efficacité de détection globale qui tient compte de la géométrie du plan est définie. En première approximation, la probabilité pour qu'un photon touche le cône, le PM ou un espace vide, est calculée par la proportion en surface de chacun de ces éléments par rapport à la surface de l'hexagone.

Nous avons précedemment vu que le cône représente 70% de la cellule, la photocathode 20% et une surface où aucune détection des photons n'est possible de l'ordre

de 10%. L'efficacité géométrique ε_G de chaque cellule s'écrit comme :

$$\varepsilon_G = 0.7 \times \varepsilon_c + 0.2$$

où ε_c représente une efficacité de collection de la lumière vers la photocathode, qui tient compte à la fois de la géométrie et de la réflectivité de la surface du cône.

ε_c s'exprime par le rapport du nombre de photons incidents N_i qui touchent sa surface, aux nombres de photons réémis N_R sur la photocathode :

$$\varepsilon_c = \frac{N_i}{N_R}$$

L'efficacité ε_c du système de collection des photons est un des paramètres que nous avons choisi pour étudier la reconstruction des anneaux.

c) Production des anneaux Cherenkov et des photoélectrons

Nous pouvons estimer la dispersion chromatique $(\sigma_\theta)_{\text{Ch}}$ des photons Cherenkov dans le radiateur d'Isobutane d'après la relation suivante ,

$$\left[\frac{(\sigma_{\theta_c})_{\text{Ch}}}{\theta_c}\right] = \frac{1}{2\,(n-1)}\,\frac{\Delta E}{\sqrt{12}}\,\frac{dn}{dE}$$

où θ_c est l'angle Cherenkov, n l'indice de réfraction et ΔE est la gamme d'énergie des photons détectés. Pour des photons de 7 eV, dans de l'Isobutane à 1 atm. et 20°C [67],

$$\frac{1}{2\,(n-1)}\,\frac{dn}{dE} = (5,35)\;10^{-2}\;\text{eV}^{-1}$$

Nous calculons donc que pour un PM à fenêtre de quartz ($\Delta E = 5$ ev) et à fenêtre de verre ($\Delta E = 1.6$ ev), la dispersion chromatique est respectivement égale à environ 8% et 2%. Nous avons alors négligé cette dispersion en générant des photons Cherenkov sur un cercle de rayon égal à 2.9 cm.

La probabilité pour qu'un photon de longueur d'onde λ produise un photoélectron est égale à l'efficacité quantique $\rho(\lambda)$ du PM. Dans notre simulation, nous avons discrétisé la distribution de $\rho(\lambda)$ donnée par le constructeur par pas égal à $\Delta\lambda = 25$ nm.

Nous pouvons maintenant calculer le gain qu'apporte la transmittance de la fenêtre en quartz par rapport à celle de la fenêtre en verre. Ce gain s'exprime par le rapport du nombre total de photoélectrons produits par les deux types de fenêtre :

$$G = \frac{\displaystyle\int_{175\text{ nm}}^{525\text{ nm}} N(\lambda)\,T(\lambda)R(\lambda)\,\rho_Q(\lambda)\,d\lambda}{\displaystyle\int_{300\text{ nm}}^{525\text{ nm}} N(\lambda)\,T(\lambda)R(\lambda)\,\rho_V(\lambda)\,d\lambda}$$

Pour un photon de longueur d'onde λ, N est le nombre de photons Cherenkov émis dans la gamme $\Delta\lambda$ de longueur d'onde, T est la transmittance de l'Isobutane (figure 3.26) pour une longueur totale de parcours des photons de 1.2 m, R est le coefficient de réflexion du miroir (pour $\lambda < 200$ mm, $R = 70\%$ sinon $R = 80\%$) et enfin ρ_Q et ρ_V sont les efficacités quantiques des PM à fenêtre de quartz et de verre.

Le nombre total de photons Cherenkov produits sur ce parcours dans l'isobutane par un électron est alors d'environ 100 et 270 pour la gamme de sensibilité des PM R647 et R760. Le tableau 3.1 présente le détail des calculs.

Le rapport est égal à environ 2.2, l'amélioration des performances grâce à la fenêtre de quartz est donc tout à fait significative.

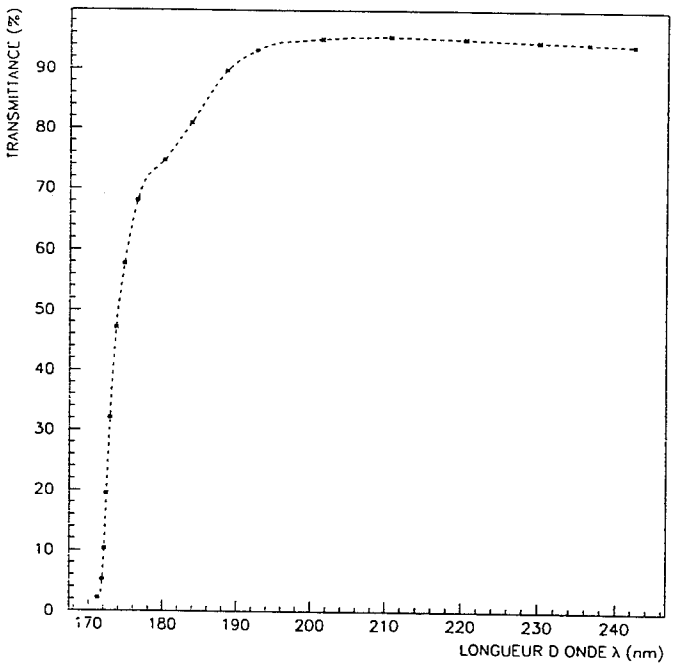

Figure 3.26: *Transmittance de 1.2 m d'Isobutane.*

Nous verrons d'après les résultats de la simulation de la mosaïque avec le PM à fenêtre de quartz que l'utilisation d'une fenêtre de verre est exclue car le nombre de photoélectrons produits est trop faible.

L'étude de la reconstruction des anneaux est de plus conservative car nous avons réduit d'environ 30% le nombre de photons Cherenkov émis pour chaque anneau, soit 190 photons au lieu des 270 initialement prévus pour le PM à fenêtre de quartz.

3.5.2 Reconstruction de l'anneau Cherenkov

Nous avons vu que la position d'un anneau Cherenkov est définie par la direction de la particule qui l'a créée dans l'approximation de Gauss. Pour identifier les électrons, l'idée de HADES est de projeter la trajectoire d'une particule reconstruite par exemple

Longueur d'onde (nm)	ρ_{Quartz} (%)	T (%)	R (%)	N_{cher}	n_{Quartz}	n_{verre}
175 200	0.16	0.7	0.7	51	4.0	0
200 225	0.19	0.94	0.8	39.7	5.7	0
225 250	0.23	0.94	0.8	31.7	5.5	0
250 275	0.25	0.94	0.8	26.0	4.9	0
275 300	0.26	0.94	0.8	21.6	4.2	0
300 325	0.27	0.94	0.8	18.3	3.7	3.7
325 350	0.28	0.94	0.8	15.7	3.3	3.3
350 375	0.28	0.94	0.8	13.6	2.9	2.9
375 400	0.28	0.94	0.8	11.9	2.5	2.5
400 425	0.27	0.94	0.8	10.5	2.1	2.1
425 450	0.25	0.94	0.8	9.3	1.7	1.7
450 475	0.22	0.94	0.8	8.4	1.4	1.4
475 500	0.19	0.94	0.8	7.5	1.1	1.1
500 525	0.17	0.94	0.8	6.8	0.9	0.9
Total					43.9	19.6

Tableau 3.1: *Comparaison entre le nombre de photoélectrons produit par un photomultiplicateur à fenêtre de quartz n_{Quartz} et de verre n_{verre} en fonction de la longueur d'onde du photon (cas d'un électron traversant 60 cm d'isobutane).*

avec des chambres à dérive, sur le plan du détecteur du RICH pour rechercher la présence d'un anneau Cherenkov dans un domaine limité. Cette surface est définie par la segmentation du détecteur, les aberrations géométriques, les effets de la diffusion multiple, de la dispersion chromatique et de la précision de la reconstruction de la trajectoire (tracking).

Nous avons donc développé un algorithme de recherche et de calcul du centre des anneaux produits dans le plan du détecteur UV. Nous n'imposons pas de contraintes sur la rapidité de la reconstruction des anneaux, et ces calculs sont destinés uniquement à une analyse off-line. Nous allons décrire dans les paragraphes suivants le principe de l'identification et du calcul du centre des anneaux Cherenkov détectés sur le plan de la mosaïque.

Cette analyse peut se décomposer en deux étapes successives. La première étape consiste à rechercher et à identifier des candidats potentiels pour des anneaux Cherenkov. Puis une reconstruction précise du centre de l'anneau permet de sélectionner les événements réellement produits par un électron. L'organigramme de la figure 3.47 (annexe C) présente les principales étapes du calcul.

a) Première identification des anneaux, déplacement d'un masque

Pour un électron ultrarelativiste qui traverse un radiateur gazeux, le rayon r de l'anneau Cherenkov formé sur le plan d'un détecteur est constant, et ne dépend que de la géométrie du RICH. Il est alors possible en déplaçant un masque en forme d'anneau d'une certaine largeur sur le plan du détecteur, d'identifier les anneaux Cherenkov. Le principe de cette technique est illustré sur la figure 3.27 . Chaque point expérimental est le centre de chaque PM qui a produit un signal électronique. Pour rejeter le bruit de fond et améliorer l'identification des cercles, nous imposons qu'il y ait un minimum de quatre points pour qu'un anneau soit reconstruit.

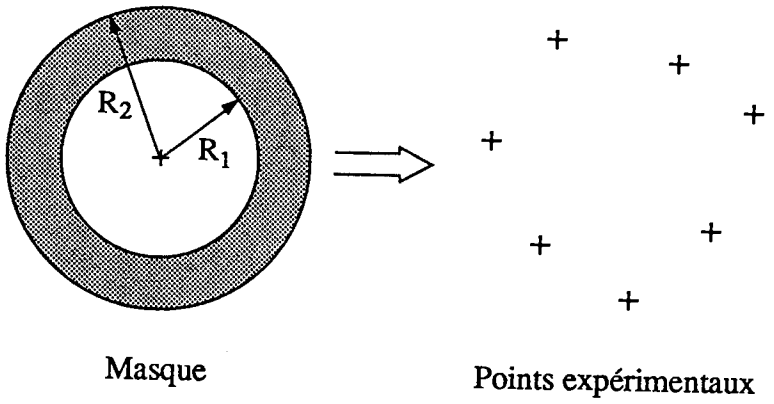

Figure 3.27: *Principe de détection des anneaux Cherenkov par le déplacement d'un masque.*

Pour chaque position (x_{0i}, y_{0i}) du centre du masque sur le plan, il y aura Ni points inclus entre les cercles de rayon R_1 et R_2. On calcule alors une probabilité ou un poids statistique Pi que le point (x_{0i}, y_{0i}) est le centre le l'anneau Cherenkov tel que :

$$Pi = \frac{Ni}{\sum_i Ni}$$

Pour une génération de deux anneaux sur le plan du détecteur (figure 3.28), la distribution des poids Pi reportés aux positions (x_{0i}, y_{0i}) est présentée sur la figure 3.29. Le maximum de cette distribution indique la position probable des centres de chacun des anneaux Cherenkov.

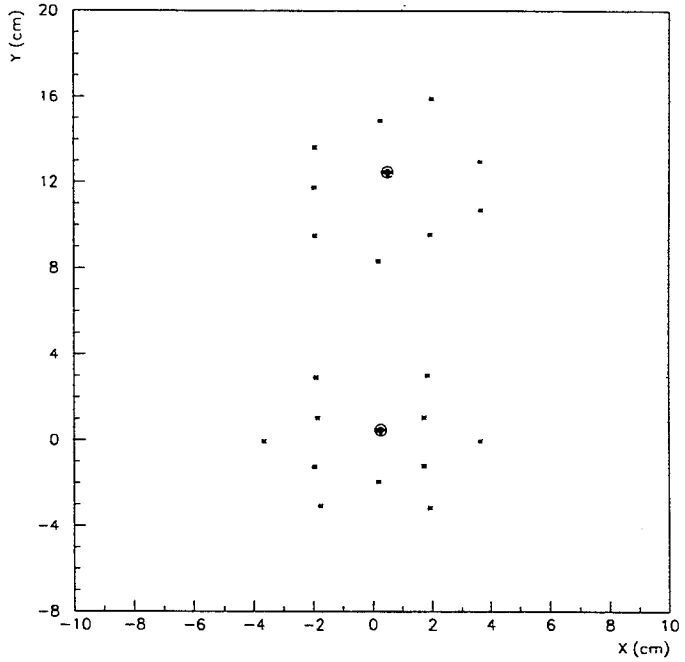

Figure 3.28: *Production de points expérimentaux (centres des photomultiplicateurs) sur le plan de la mosaïque par deux anneaux Cherenkov. Le centre généré (rond noir) est représenté au milieu des points expérimentaux.*

La recherche d'un anneau est efficace si tous les points expérimentaux sont détectés par le masque. Pour cela, nous calculons les rayons R_1 et R_2 en fonction de la géométrie du plan de détection. Pour un hexagone avec un rayon inscrit R_c, la plus grande distance entre le centre de la cellule et l'anneau de lumière Cherenkov incident est égale à $d = \frac{2 \cdot R_c}{\sqrt{3}}$.

R_1 et R_2 se déduisent alors de :

$$\begin{aligned} R_1 &= R_a - \frac{2}{\sqrt{3}} \cdot R_c - \varepsilon \\ R_2 &= R_a + \frac{2}{\sqrt{3}} \cdot R_c + \varepsilon \end{aligned}$$

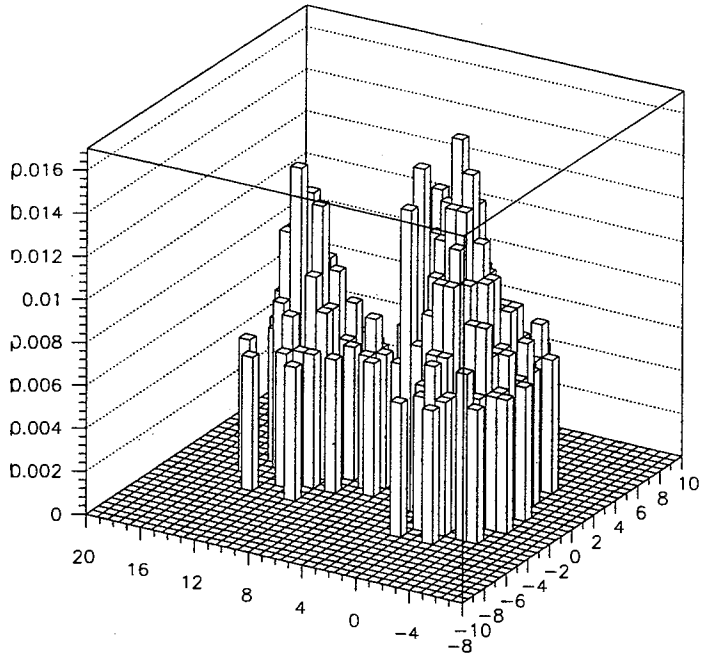

Figure 3.29: *Distribution des poids Pi obtenu par la technique de masquage, d'après les deux anneaux générés de la figure précédente. Les maximums de cette distribution correspondent aux centres respectifs des anneaux.*

avec R_a le rayon de l'anneau Cherenkov et ε une valeur arbitraire inférieure à d. Pour $R_c = 10.5$ mm, $R_a = 30$ mm et $\varepsilon = 3$ mm, R_1 et R_2 sont égaux à environ 15 mm et 45 mm.

b) Calcul du centre de l'anneau

En maximalisant la largeur du masque, la distribution des probabilités Pi est sensible aux signaux de bruit de fond. Le point (x_{0i}, y_{0i}) de poids le plus élevé n'est pas suffisant pour obtenir le centre précis de l'anneau. Nous utilisons alors un calcul statistique avec la fonction F, équivalente à une fonction de χ^2,

$$F(x,y) = \sum_{i}^{\infty} \left(\frac{\sqrt{(x_i - x)^2 + (y_i - y)^2} - R_a}{\Delta} \right)^2 \equiv \chi^2$$

où les (x_i, y_i) représentent les points expérimentaux c'est à dire le centre des cellules touchées, R_a le rayon de l'anneau Cherenkov et Δ une erreur expérimentale sur les (x_i, y_i) égal au rayon moyen d'une cellule soit $\Delta = 2R_c/3 = 7$ mm.

La méthode consiste à ajuster un cercle de rayon R_a de position (x, y) sur l'ensemble des points expérimentaux. Pour cela, on fait converger la fonction F vers sa valeur minimale $F(x_c, y_c)$. Le résultat (x_c, y_c) représentent les coordonnées estimées du centre

de l'anneau. Nous utilisons le code de calcul MINUIT du CERN pour programmer la fonction $F(x,y)$ et la minimiser. Pour tester le résultat, nous calculons un facteur d'échelle f_e :

$$f_e = \frac{F(x_c, y_c)}{\sqrt{N-2}}$$

où N est le nombre de points expérimentaux identifiés avec le masque. Nous imposons alors que le facteur d'échelle f_e soit inférieur à une valeur maximale. Le centre estimé (x_c, y_c) est obtenue avec une incertitude due à l'ajustement négligeable par rapport à la résolution due à la segmentation de la mosaïque.

3.5.3 Résolution spatiale et efficacité de la reconstruction

a) Définitions

L'erreur dans la reconstruction du centre s'exprime par la longueur d,

$$d = \sqrt{(x_C - x_G)^2 + (y_C - y_G)^2}$$

qui représente la distance entre le centre réel généré (x_G, y_G) et le centre reconstruit (x_C, y_C) de l'anneau. La résolution spatiale R de la mosaïque est la valeur moyenne de la distance d pour un nombre $N_r = \sum_i n_i$ d'anneaux reconstruits,

$$R = \frac{1}{N_r} \sum_i n_i \, . \, d_i$$

avec une incertitude ΔR qui est l'écart–type de la distribution,

$$\Delta R = \frac{1}{N_r} \sqrt{\sum_i n_i \, (di - R)^2}$$

Quand n anneaux sont générés dans un même événement, trois coefficients ε_r^-, ε_r^0, ε_r^+ sont calculés. ε_r^0 est la fraction des événements où les n anneaux ont été reconstruits et c'est ce que nous appellerons la performance. ε_r^- et ε_r^+ représentent la fraction d'événement où respectivement moins de n anneaux et plus de n anneaux (anneaux "fantomes") ont été identifiés, c'est l'inefficacité de l'algorithme.

b) Influence de l'efficacité de collection du cône

Nous avons étudié la reconstruction des anneaux en fonction de l'efficacité ε_C de collection des photons par le cône (ε_C = 80%, 60% et 40%). Nous supposons dans une première étape qu'il est possible d'identifier avec une efficacité de 100% les signaux

produits par l'émission d'un seul photoélectron et que l'intensité du bruit de fond de scintillation est nulle.

Deux anneaux sont générés avec leur centres séparés par une distance Δx qui varie entre la valeur nulle et une valeur $\Delta x = 12$ cm, telle que les deux cercles peuvent être considérés comme infiniment éloignés.

La figure 3.30 présente la résolution R de la reconstruction des centres des anneaux en fonction de la distance Δx et pour les trois valeurs de l'efficacité ε_C du cône. La performance ε^0 de la reconstruction est précisée sur la figure 3.31 en fonction des mêmes paramètres.

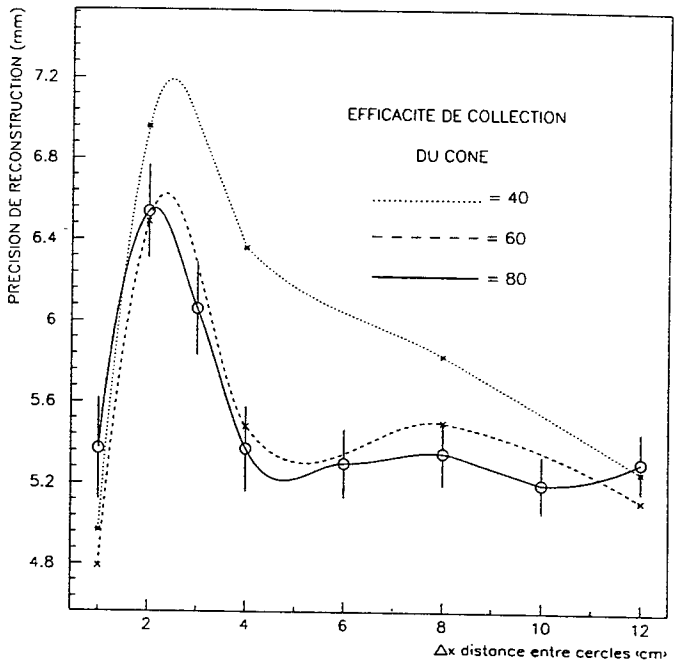

Figure 3.30: *Résolution de la mosaïque en fonction de Δx pour trois efficacités ε_C=40%, 60% et 80% du système de collection de la lumière (le bruit de fond de scintillation est négligé). Seul le cône d'efficacité égale à 40% dégrade la résolution. Dans les cas, la résolution spatiale est meilleure que le centimètre.*

Pour une efficacité ε_C supérieure ou égale à 60% et pour une distance Δx plus grande que 4 cm, la résolution de la reconstruction est constante avec environ 5 mm et est la même que celle obtenue si un seul cercle Cherenkov avait été généré. La performance ε_r^0 de la reconstruction est maximale dans cette gamme de Δx, de l'ordre de 100%.

Pour 2 cm $\leq \Delta x \leq$ 4 cm, la résolution se dégrade jusqu'à des valeurs d'environ 7 mm tandis que le nombre d'événements où les deux cercles sont reconstruits simultanément diminue rapidement. Cette dégradation de la résolution s'explique principalement par notre méthode d'analyse car nous rejetons les points expérimentaux utilisés lors de la reconstruction du premier cercle identifié. Dans ce cas de figure, le

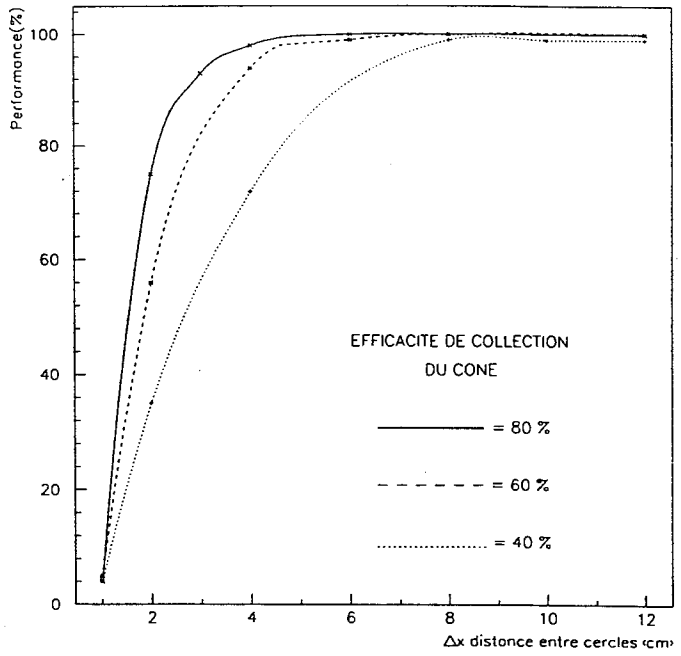

Figure 3.31: *Performance ε^0 de la reconstruction en fonction du cône utilisé. La performance se dégrade d'autant plus que la réflectivité du cône et la distance Δx séparant les deux anneaux générés sont plus faibles.*

second cercle est toujours reconstruit moins précisément et la résolution globale est diminuée.

La valeur Δx égale à 2 cm correspond à la limite de séparation des deux anneaux car cette distance est égale à la segmentation de la mosaïque. Pour Δx inférieures à 2 cm, un seul des deux anneaux est reconstruit ($\varepsilon^- \simeq 100\%$) et la résolution est égale à environ 5 mm, comme pour les cercles très séparés.

Pour $\varepsilon_C = 40\%$, nous observons une diminution sensible à la fois de la précision et de l'efficacité de la reconstruction.

Quelque soit les valeurs de Δx et ε_C, la reconstruction d'anneaux "fantomes" est négligeable ($\varepsilon^+ \simeq 0$ et donc $\varepsilon^- \simeq 1 - \varepsilon^0$).

Pour un système de collection de la lumière d'efficacité supérieure à 40% et pour au plus deux anneaux Cherenkov imbriqués, une résolution (écart–type) de la reconstruction est meilleure que le centimètre. Nous utiliserons ces résultats pour estimer le pouvoir de rejet des pions chargés ayant produits un electron de knock–on dans le radiateur.

Pour rejeter une des principales sources de bruit de fond des dileptons qu'est la désintégration Dalitz du π^0, il est très important d'améliorer l'identification dans le cas où deux anneaux sont très proches ($\Delta x < 2cm$) et ne peuvent être séparés par la seule technique du masque. Nous proposons pour chaque anneau reconstruit, de calculer la somme S des photoélectrons N_{ph}^j produits par les j points expérimentaux

identifiés.

$$S = \sum_j N_{ph}^j$$

La figure 3.32 présente un exemple de distribution de la somme S pour un anneau seul et pour deux anneaux très proches (ε_c=80%). On définit alors une coupure S_m pour identifier les anneaux qui n'ont pu être reconstruits. En fonction des efficacités ε_c du cône, la valeur de S_m est fixée pour permettre une reconstruction d'environ 100% des anneaux seuls. Donc pour un anneau i avec S_i photoélectrons, si $S_i > S_m$ alors deux anneaux très proches ont été identifiés sinon ce n'est qu'un seul anneau. Pour ε_c = 80%, 60% et 40%, S_m est égal respectivement à 35, 30 et 25.

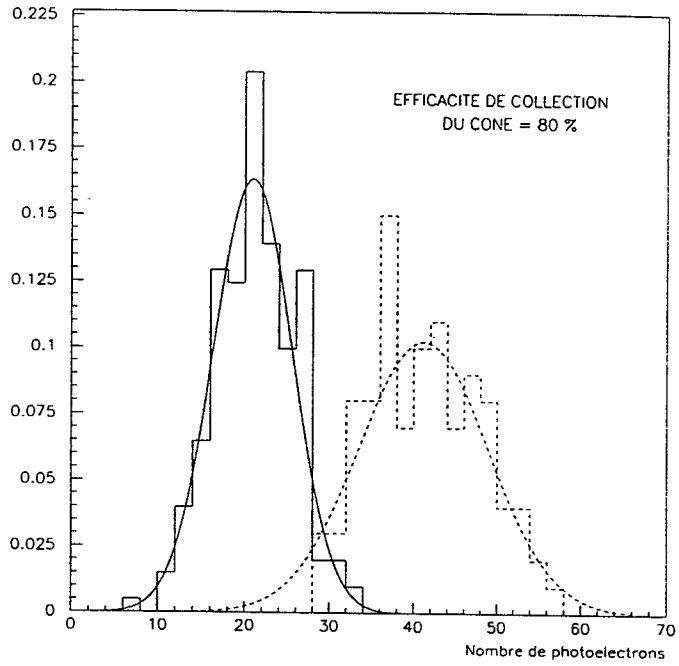

Figure 3.32: *Distribution de la somme des photoélectrons (notée S dans le texte) pour un anneau seul (en trait continu) et deux anneaux superposés (en pointillé).*

Si la coupure S_m est utilisée, la performance de la reconstruction devient celle de la figure 3.33.

En utilisant la coupure S_m, des anneaux "fantomes" sont reconstruits d'après la distribution de ε^+ sur la figure 3.34. ε^+ croit d'autant plus que Δx diminue et donc que les anneaux sont proches. La distribution ε^+ a un maximum qui est fonction de ε_c et de Δx, qui est égal à environ 20%, 10% et 5% pour respectivement ε_c = 80% ($\Delta x \simeq$ 2 cm), 60% ($\Delta x \simeq$ 3 cm) et 40% ($\Delta x \simeq$ 4 cm). Dans notre simulation, il apparait que au plus trois anneaux sont identifiés pour deux anneaux initiaux. Le gain qu'apporte sur la valeur de ε^0 est significatif par rapport à l'inefficacité que représente les anneaux "fantomes". Pour améliorer la performance de la mosaïque, nous utiliserons dans la suite de la simulation implicitement la coupure S_m, sauf cas contraire qui sera alors explicitement indiqué.

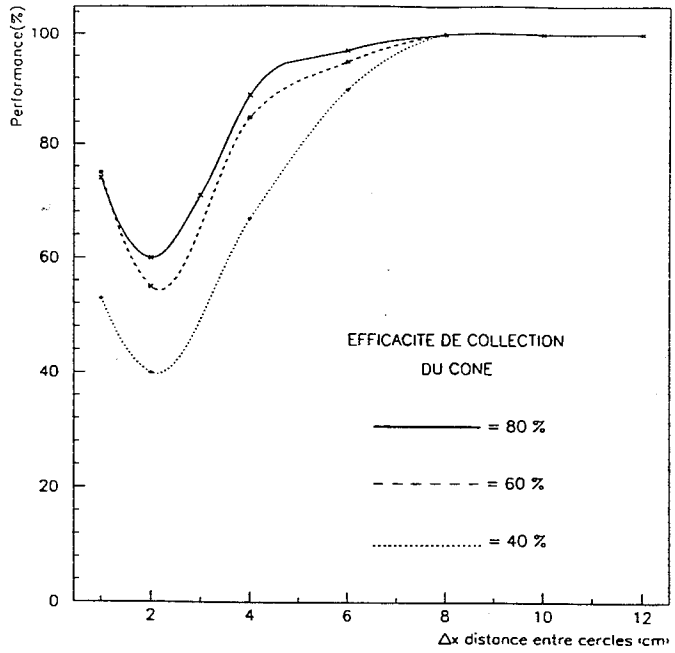

Figure 3.33: *Efficacité de la reconstruction avec la coupure S pour identifier deux anneaux superposés. On note que la performance s'améliore pour les Δx faibles par rapport à la figure 3.31, ce qui est favorable à l'identification des désintégrations Dalitz du π^o.*

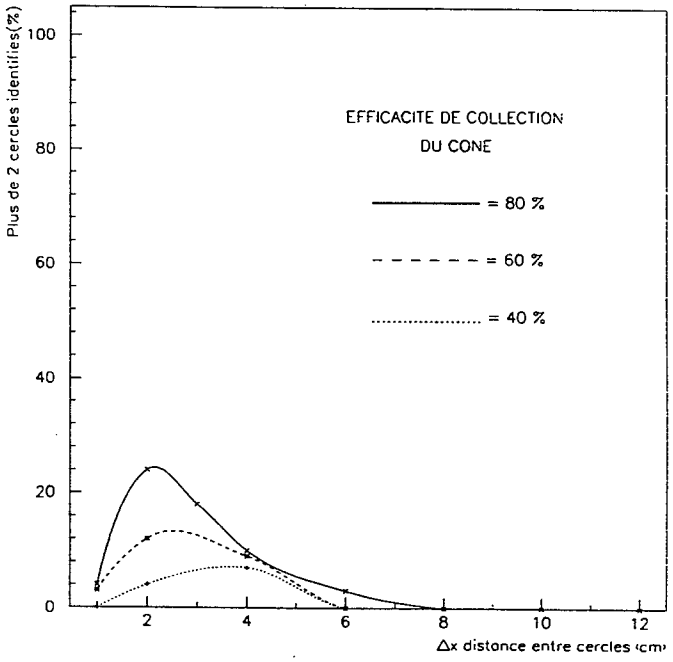

Figure 3.34: *Taux ε^+ de reconstruction correspondant aux événements où au moins trois anneaux sont reconstruits quand deux anneaux ont été initialement générés (anneaux "fantomes"). Ce cas de figure est plus particulièrement probable quand il y a à la fois, plus de lumière Cherenkov détectée et que les anneaux générés sont proches (Δx faible).*

c) Coupure en photoélectrons

La figure 3.35 présente les distributions du nombre moyen de photoélectrons produits par une photocathode sur un anneau Cherenkov, pour les trois valeurs de l'efficacité ε_C du cône. Ces distributions montrent que les signaux à un photoélectron représentent une proportion importante des signaux émis, avec respectivement 25%, 35% et 45% pour une efficacité ε_C de 80%, 60% et 40%.

Soit N_m le nombre minimal de photoélectrons que doit produire une photocathode pour qu'elle soit un point expérimental. La performance de la mosaïque dépend fortement de l'obtention des signaux à 1 photoélectron comme le montrent les distributions de la figure 3.36. Pour N_m=2 et ε_C égal à 80% et 60%, la performance de la mosaïque est plus faible de respectivement environ 20%–30% et de 40%–50% par rapport à N_m=1. Par contre, la résolution ($\simeq$ 20%) est assez peu sensible à la coupure N_m (figure 3.36), et reste meilleure que le centimètre.

On note donc que l'identification des événements Dalitz (section 3.6.2) qui dépend de la performance de la mosaïque à séparer deux anneaux très proches, est sensible aux signaux à un photoélectron. La résolution et comme nous le verrons dans la section 3.6.1, l'identification des électrons de knock–on, ne dépendent pas en première approximation des signaux à un photoélectron.

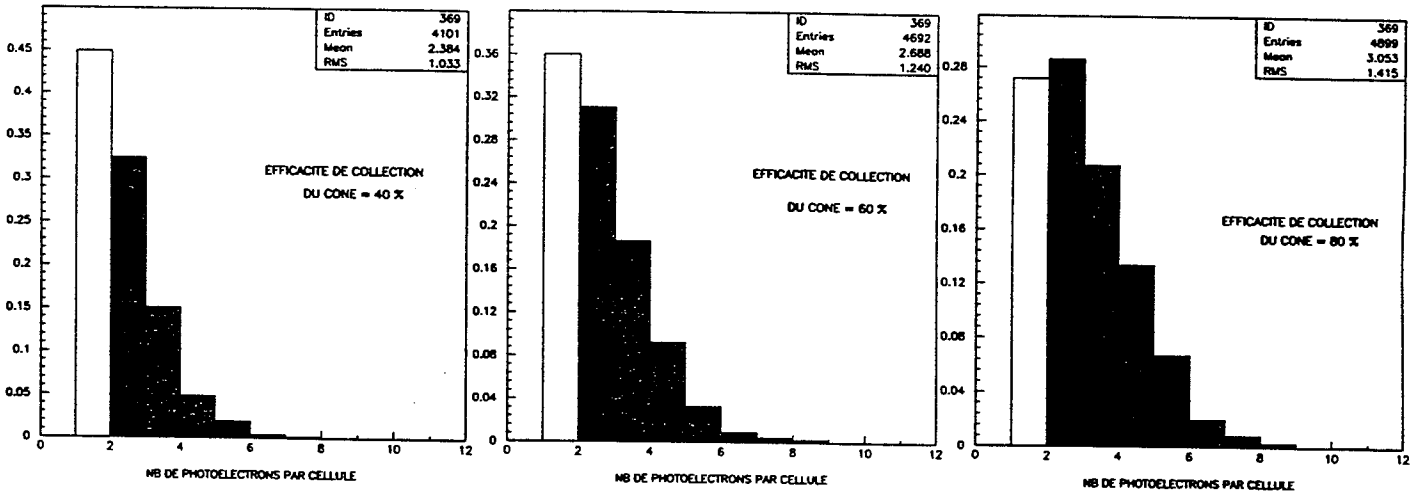

Figure 3.35: *Nombre moyen de photoélectrons obtenu pour trois efficacités ε_C du cône. Les zones blanches et grisées correspondent respectivement aux signaux à un photoélectron et à plus de un photoélectron émis par chaque cellule. On note la forte proportion des signaux à un photoélectron quelque soit le cône utilisé.*

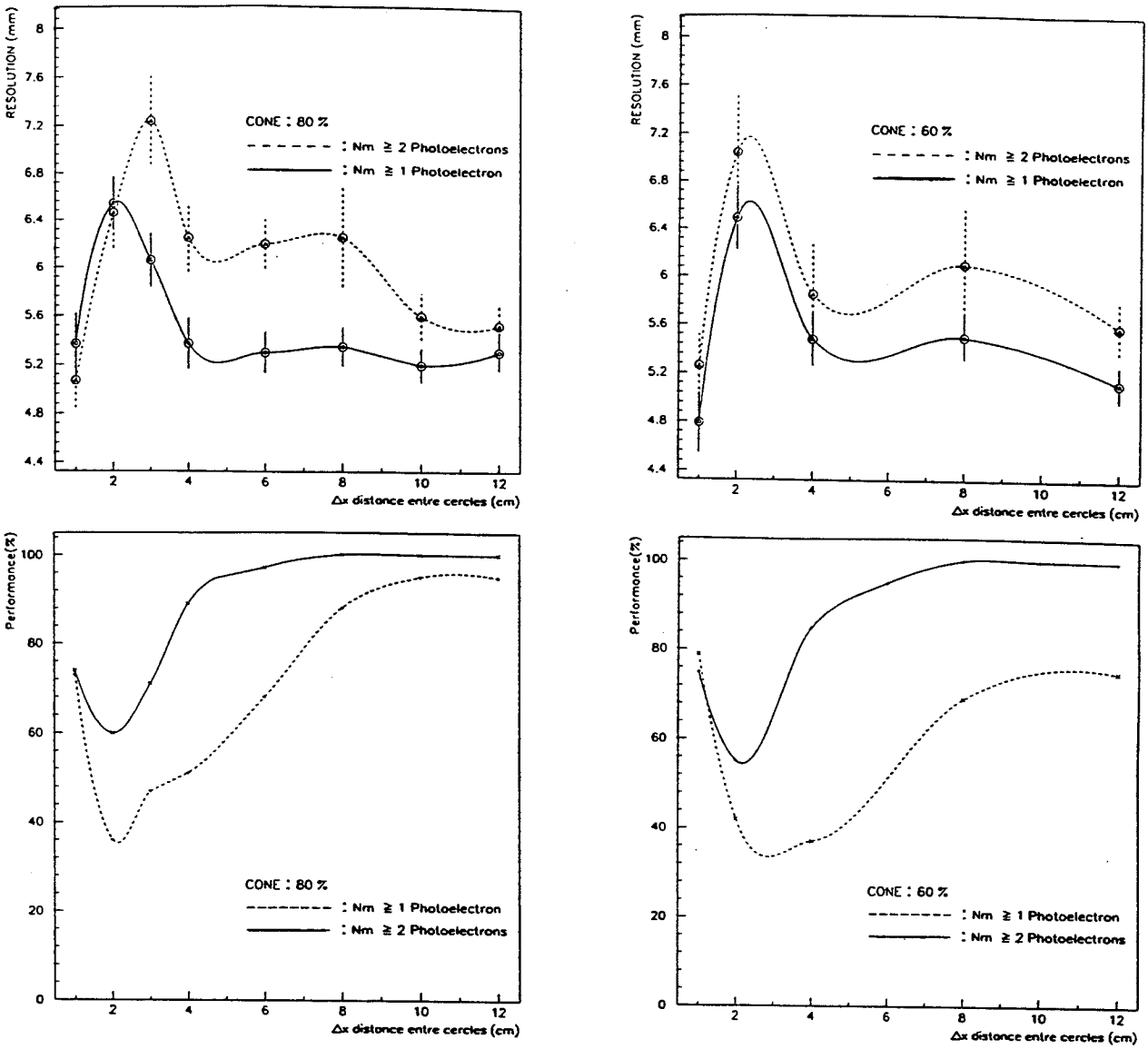

Figure 3.36: *Reconstruction des anneaux Cherenkov (résolution spatiale dans la partie supérieure, performance dans la partie inférieure) en fonction du nombre minimal de photoélectrons N_m que doit produire chaque cellule pour être un point expérimental. La résolution spatiale dépend peu de cette variable tandis que la performance y est très sensible.*

d) Bruit de fond de scintillation

Pour obtenir la valeur maximale du taux de scintillation qui conduit à une dégradation sensible de la reconstruction des anneaux, nous générons un bruit de fond croissant de photons de scintillation uniformément réparti sur le plan de la mosaïque, en même temps que deux anneaux Cherenkov. Les signaux à un photoélectron sont supposés être identifiables (N_m=1) et l'efficacité ε_C du cône est égale à 80%.

La figure 3.37 montre que la précision de la reconstruction se dégrade pour une émission d'environ 0.4 photon de scintillation sur chaque cellule de la mosaïque (soit environ 0.04 photoélectron). La valeur limite de la scintillation correspondrait alors

à une émission d'environ 1000 photons sur une surface du détecteur égale à environ 1 m^2. Des mesures [73] ont permis d'estimer la scintillation émise par centimètre d'Isobutane à 20°C et 1.01310^5 Pa dans 4π, pour une particule au minimum d'ionisation, à 6.4 10^{-4} photons/cm. Pour des collisions Au-Au à 1GeV par nucléon, un total d'environ 200 particules chargées traverseraient le radiateur du RICH et 4 photons de scintillation seraient émis dans un angle solide de 2π. On peut donc estimer que le bruit de fond de scintillation est négligeable, car son intensité serait environ 200 fois plus faible que la valeur limite pour une dégradation sensible de la reconstruction d'un anneau Cherenkov.

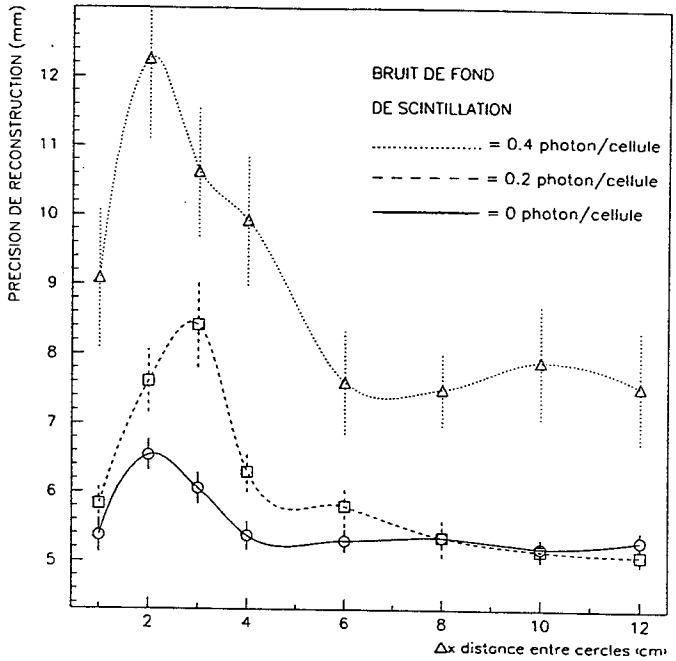

Figure 3.37: *Résolution spatiale de la mosaïque en fonction du bruit de fond de scintillation.*

3.6 Réjection du bruit de fond

3.6.1 Electrons de knock–on

Une particule chargée qui traverse le radiateur peut éjecter, par interaction coulombienne avec un atome du milieu, un électron. Ce phénomène est appelé production d'électrons de knock–on ou de rayons δ.

Pour une particule incidente chargée supposée ponctuelle, la distribution des électrons secondaires avec une énergie cinétique $T \gg I$ (I est l'énergie d'ionisation d'un atome) est,

$$\frac{d^2N}{dT\,dx} = \frac{1}{2}\ D\ \ Z^2\ \frac{Z}{A}\ \frac{1}{\beta^2}\ \frac{F}{T^2}$$

où D est une constante $D = 0.3071$ MeV/cm^2/g , Z est la charge et βc la vitesse de la particule incidente qui traverse un milieu de numéro et de masse atomique respectivement Z et A ; F dépend du spin de la particule et est égal à,

$$F = 1 - \beta^2 \frac{T}{T_{\max}} \quad \text{pour un spin 0}$$

$$F = 1 - \beta^2 \frac{T}{T_{\max}} + \frac{1}{2}\left(\frac{T}{T_i + M_i c^2}\right)^2 \quad \text{pour un spin } \frac{1}{2}$$

où T_i et M_i sont l'énergie cinétique et la masse de la particule incidente, $T_{\max}$ est l'énergie cinétique maximale que peut acquerir l'électron de knock–on.

L'énergie d'ionisation I du gaz d'Isobutane est inférieure au keV. Les électrons sont émis uniformément en azimut par rapport à la direction de la particule incidente. La relation entre l'énergie cinétique T de chaque électron et son angle d'émission θ_e s'écrit :

$$T = \frac{2\,.\,m_e\,.\,\beta^2\,.\,\gamma^2\,.\,\cos^2\theta_e}{\gamma^2\,(1 - \beta^2\cos^2\theta_e) + \left(\frac{m_e}{m\pi}\right) + 2\gamma\left(\frac{m_e}{m\pi}\right)}$$

Si un hadron produit un électron de knock–on au–dessus du seuil d'émission Cherenkov du radiateur, alors cette particule pourra être mal identifiée en un électron. Cette production de δ réduit l'identification des électrons avec une contamination de hadrons que les détecteurs Cherenkov à seuil ne peuvent rejeter. Mais on peut identifier ces électrons de knock–on avec la technique RICH associé au tracking des hadrons chargés, en comparant la position du centre d'un anneau Cherenkov et la trajectoire de la particule incidente (figure 3.38).

L'anneau sera décalé d'une distance d'environ $\Delta r = f\,.\,\frac{\theta_e}{\cos^2\theta}$ (f, distance focale du miroir) quand l'électron de knock–on est émis à un angle θ_e par rapport à la direction de la particule incidente (représentée ici par l'angle θ).

Actuellement, la direction de la particule peut être reconstruite par des chambres à dérive avec une résolution σ_c meilleure que 5 mrad et nous avons vu que le centre de l'anneau Cherenkov serait calculé avec une incertitude de l'ordre du centimètre. Pour prendre en compte des effets qui dégraderaient la résolution de la mosaïque, nous majorons la résolution à 2 cm, en affectant un écart–type égal à $\sigma_R = 35$ mrad sur la direction de la particule incidente identifiée par la mosaïque.

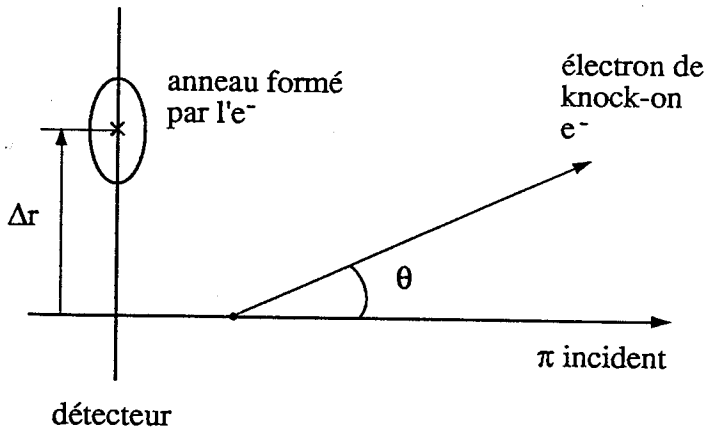

Figure 3.38: *Principe d'identification d'un anneau Cherenkov par un RICH et d'une particule reconstruite par le tracking: application au rejet des électrons de knock-on au dessus du seuil Cherenkov. Ici l'anneau produit par l'électron de knock-on n'est pas centré sur la direction de la particule incidente: le pion n'est pas mal identifié en un électron. Dans le même cas, un simple détecteur à seuil ne peut séparer le pion de l'électron de knock-on (réduction du taux de rejet des hadrons).*

La résolution de la mosaïque est la principale source d'erreur pour associer un anneau et une trajectoire. La résolution totale s'écrit comme $\sigma = \sqrt{\sigma_R^2 + \sigma_c^2} \simeq \sigma_R \simeq$ 40 mrad. Il est donc possible d'identifier la production d'un électron secondaire émis à un angle θ_e supérieur à $\sigma = 40$ mrad.

L'énergie cinétique minimale T_{min} pour qu'un électron de masse m_e produise un effet Cherenkov dans de l'Isobutane d'indice n est égale à $T_{min} = m_e \left(\frac{n}{\sqrt{n^2-1}} - 1\right) \simeq$ 10 MeV. La quantité de mouvement minimale P_S d'un hadron de masse m_k pour qu'un électron de knock–on de masse m_e soit produit au–dessus du seuil Cherenkov d'un milieu d'indice n s'exprime d'après,

$$P_S = m_k \cdot \left\{ \left(\frac{\gamma_c - 1}{2}\right)^2 \left[\frac{m_e}{m_h} + \sqrt{\frac{\gamma_c + 1}{\gamma_c - 1} \cdot \left(\left(\frac{m_e}{m_h}\right)^2 + \frac{2}{\gamma_c - 1}\right)}\right]^2 - 1 \right\}$$

$$\text{et} \quad \gamma_c = \frac{n}{\sqrt{n^2-1}}$$

Pour des pions et des protons traversant un milieu composé d'Isobutane, la quantité de mouvement P_S est respectivement égale à environ 450 MeV/c et 2.9 GeV/c. Or pour des collisions à une énergie de 1 GeV, les impulsions des pions et des protons émis sont inférieures respectivement à environ 1 GeV/c et 2.5 GeV/c. Le pion est

donc la seule particule à cette énergie à créer des électrons secondaires au–dessus du seuil Cherenkov de l'Isobutane. Les distributions des quantités de mouvement des électrons de knock–on produits par un pion en fonction de leur angle d'émission θ_e sont représentées sur la figure 3.39.

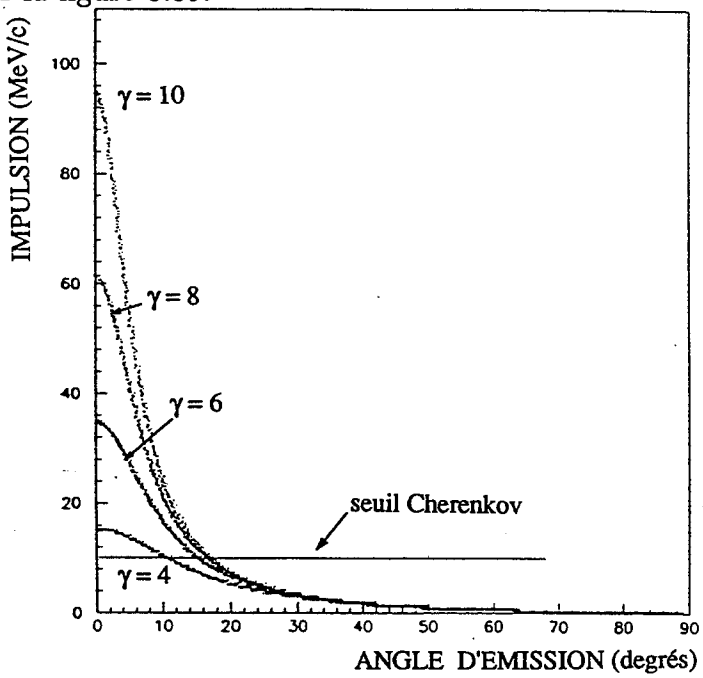

Figure 3.39: *Quantité de mouvement des électrons de knock-on produit par un pion, en fonction de leur angle d'émission θ_e (centré sur la direction de la particule incidente).*

Le nombre d'électrons de knock–on produit par centimètre de parcours d'un pion dans de l'Isobutane est calculé sur la figure 3.40, dans le cas où aucun rejet n'est possible (Cherenkov à seuil), et dans le cas où la mosaïque de photomultiplicateurs est utilisée.

Une mauvaise identification d'un pion de quantité de mouvement égale à 600-MeV/c en un électron est alors réduite par environ un facteur 200 (figure 3.41). D'après les résultats précédents, nous estimons que le pouvoir de rejet des hadrons est meilleur que 10^{-6}, ce qui permet une bonne identification des dileptons. Ce nombre pourrait toutefois être augmenté compte tenu de la multiplicité de pions et d'autres effets parasites (scintillation, largeur et forme de l'anneau).

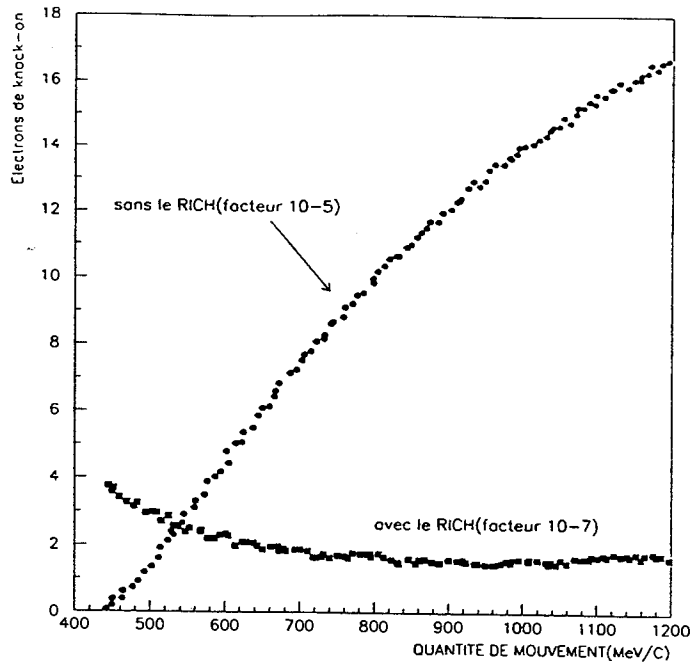

Figure 3.40: *Nombre d'électrons de knock-on au-dessus du seuil Cherenkov produit par centimètre de parcours d'un pion de quantité de mouvement p dans de l'Isobutane.*

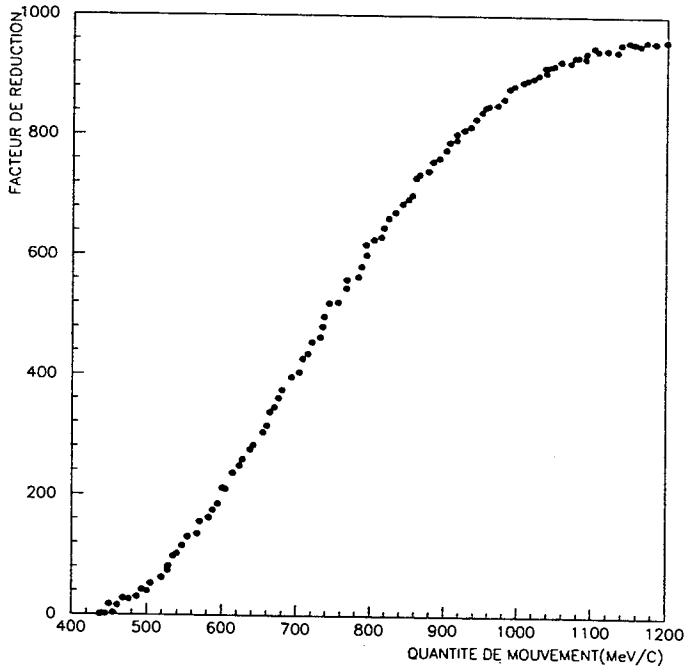

Figure 3.41: *Facteur de réduction apporté par le RICH sur le nombre d'électrons de knock-on, en fonction de la quantité de mouvement des pions incidents dans de l'Isobutane.*

3.6.2 Désintégrations du méson π^0

Le méson π^0 se désintégre en deux photons réels $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ avec un rapport de branchement égal à environ 99% et ces photons peuvent se convertir dans un matériau en une paire d'électrons (désintégration Bethe–Heitler). La gamme de distribution de l'angle d'ouverture des électrons est nettement piquée aux petites valeurs puisque pour des collisions à 1 GeV/A, l'angle moyen d'ouverture dans le référentiel du laboratoire est égal à environ 1°.

Avec un rapport de branchement d'environ 1%, le méson π^0 se désintégre dans une voie Dalitz $\pi^0 \rightarrow \gamma\, e^+e^-$, en un photon réel et une paire de leptons (figure 3.42) par l'intermédiaire d'un photon virtuel γ^*. La désintégration Dalitz contribue aux dileptons de faible masse M (à 99% $M < 65$ MeV et à 90% $M < 15$ MeV) et l'ouverture angulaire moyenne de la paire d'électrons est de 25° pour une énergie de faisceau de 1 GeV.

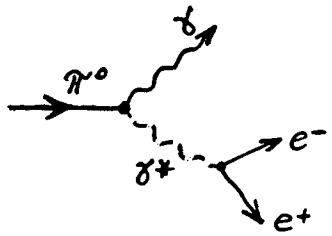

Figure 3.42: *Désintégration Dalitz du π^0. Le dilepton est produit par conversion interne d'un photon virtuel.*

Deux mésons π^0 produits dans une même collision, qui se désintégrent chacun en un électron suffisamment énergétique, génèrent un bruit de fond de paires d'électrons non corrélés. Pour rejeter ces faux dileptons, le RICH est utilisé pour identifier les paires d'électrons de chacun des deux π^0 en reconstruisant les paires d'anneaux Cherenkov faiblement espacés. Dans le cas de la désintégration Bethe–Heitler, les anneaux produits seraient séparés par environ 1 cm en moyenne sur le plan du détecteur. La mosaïque de photomultiplicateurs ne permet donc pas une bonne identification de ce type de désintégration. Par contre avec une résolution angulaire d'environ 2°, la mosaïque permet d'identifier une fraction des désintégrations Dalitz du π^0 et participe à une réduction du bruit de fond que nous allons préciser maintenant.

J'ai utilisé les résultats d'un générateur de désintégrations Dalitz du π^0 étudié par notre groupe [74] pour des collisions à une énergie de 1 GeV par nucléon. Les paires d'électrons sont distribuées dans le centre de masse du π^0 selon un taux de branchement différentiel $\frac{d^2\Gamma}{dx\,dy}$ fonction des variables réduites x et y tel que :

$$\frac{d^2\Gamma}{dx\,dy} = \frac{\alpha}{64\,\pi^2}\,\frac{m_{\pi^0}}{4}\,\frac{(1-x)^3}{x}\,\left[1+y^2+\frac{1}{x}\,\left(\frac{2\,m_e}{m_{\pi^0}}\right)^2\right]$$

où m_{π^0} est la masse du π^0, α la constante de couplage électromagnétique.
Avec

$$x = \left(\frac{M}{m_{\pi^0}}\right)^2$$
$$y = \frac{E_1 - E_2}{|\overrightarrow{p_1} + \overrightarrow{p_2}|}$$

où M est la masse du dilepton, E_1 et E_2 sont les énergies et $\overrightarrow{p_1}$, $\overrightarrow{p_2}$ sont les quantités de mouvement de e^+ et e^- dans le centre de masse du π^0.

L'énergie cinétique T des pions est distribuée selon une loi de Boltzman donnée par,

$$\frac{d\sigma}{dp^3} = K\, e^{-\frac{T}{T_0}}$$

où $T_0 = 83$ MeV est la température des π^0 [75] et $dp^3 = p^2 dp \sin\theta d\theta d\varphi$.

Pour sélectionner les désintégrations Dalitz qui seraient susceptibles de contaminer les dileptons, les paires Dalitz ont été générées puis détectées avec un spectromètre à deux bras symbolisé par des plans (figure 3.43). L'acceptance de chacun des bras est représentée par un plan P_1. L'ensemble des plans P_1, P_2 et P_3 simule l'acceptance plus importante du détecteur RICH, qui est destinée à étendre l'identification et le rejet des événements Dalitz.

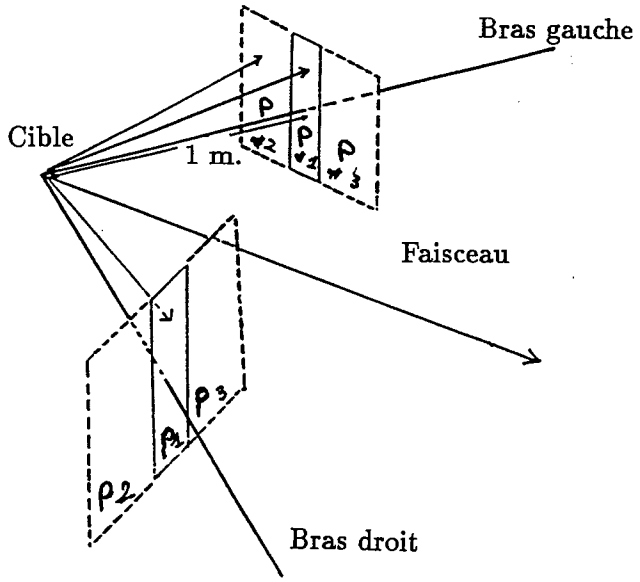

Figure 3.43: *Acceptance simplifiée d'un spectromètre à deux bras représentée par des plans (le même principe a été conservé pour le Monte-Carlo discuté en section 2.5.2).*

Nous gardons les désintégrations Dalitz qui vérifient les conditions suivantes:

- un électron traverse le plan P_1 avec une quantité de mouvement $p > 50$ MeV, et le deuxième électron ($p > 10$ MeV/c) est détecté par les plans P_2 ou P_3,
- les 2 électrons traversent le même plan P_1 et la quantité de mouvement de chacune des 2 particules est supérieure à 50 MeV/c.

Les événements qui satisfont à l'un des deux critères précédents représente environ 86% des Dalitz pour lesquels au moins un des électrons traverse le plan P_1 ($p >$ 50 MeV/c). Nous obtenons alors la distribution de l'angle d'ouverture θ des paires d'électrons détectés (figure 3.44).

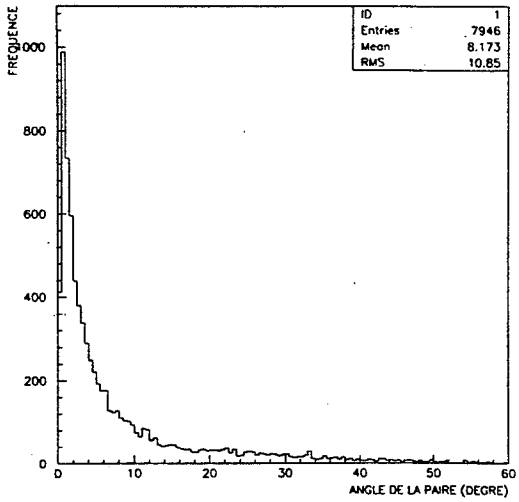

Figure 3.44: *Distribution de l'angle d'ouverture dans le laboratoire de paires d'électrons Dalitz du π^0 pour une collision à 1 GeV.*

Des paires d'anneaux Cherenkov sont générées selon la distribution précédente des angles θ , séparées par une distance $r = f \,.\, \mathrm{tg}\theta$ (f la distance focale du miroir). Le bruit de fond de scintillation est négligé. L'efficacité d'identification du Dalitz (performance) se calcule comme précédemment par le rapport du nombre d'événements où seulement deux anneaux sont reconstruits sur le nombre total d'événements générés.

La performance de la mosaïque a été étudiée en fonction de l'efficacité ε_c du système de collection de la lumière, du nombre minimal N_m de photoélectrons que doit produire une photocathode pour être un point expérimental, et de l'utilisation de la coupure S_m sur le nombre total de photoélectrons par cercle reconstruit destiné à sélectionner les anneaux proches (figure 3.45).

La performance varie entre deux zones, une zone (a) si les signaux à un photo-électron sont identifiables ($N_m \geq 1$) et une zone (b) si ils ne le sont pas ($N_m \geq 2$). Les limites supérieures et inférieures de chacune des zones correspondent respectivement à l'utilisation ou non de la coupure S_m.

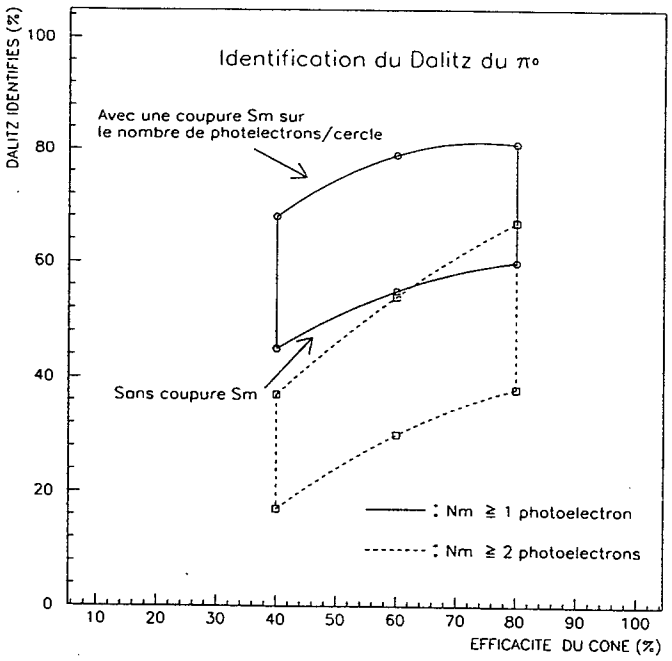

Figure 3.45: *Fraction des désintégrations Dalitz du π^0 identifiées avec le RICH, en fonction de l'efficacité ε_c du cône et du nombre minimal N_m de photo-électrons/photocathode. Cette valeur dépend fortement des paramètres utilisés. On peut toutefois s'attendre à identifier environ 50% des événements Dalitz grâce à la mosaïque.*

Si les signaux à un photoélectron peuvent être obtenus (N_m=1), le taux d'identification du Dalitz est au plus égal à environ 80% et décroît faiblement en fonction de l'efficacité du cône. Pour N_m=1, une moyenne de 70% des Dalitz du π^0 sont identifiés. Par contre, si il faut au moins deux photoélectrons par photocathode (N_p = 2), l'identification du Dalitz décroît fortement avec des valeurs comprises entre 50% et 20%, pour des cônes d'efficacité de 80% à 40%.

Nous concluons que si 50% des signaux à un photoélectron sont identifiables et si 50% des doubles anneaux superposés sont reconnus, alors environ 50% des désintégrations Dalitz du π^0 peuvent être rejetées.

Ce taux d'identification est toutefois susceptible d'être amélioré (moins de dispersion) avec un plus grand nombre de photons Cherenkov incidents (augmenter la longueur ou la pression du radiateur). Ces résultats sont tout à fait encourageant et indique que l'on peut espérer un rejet important du Dalitz.

3.7 Conclusion

Nous avons choisi un détecteur segmenté en cellules de rayon égal à 2 cm, et composé de petits photomultiplicateurs à fenêtre de quartz associés à un système de collection de la lumière (cônes). Nous avons simplifié la formation des anneaux sur le détecteur en générant des photons sur un cercle et pour être conservatif, nous avons réduit de 30% la lumière Cherenkov produite par chaque électron incident par rapport à ce que prévoit la théôrie (190 photons au lieu de 270). Enfin nous avons développé un programme d'analyse des signaux du détecteur qui nous permet de reconstruire le centre des anneaux et d'identifier jusqu'à deux anneaux imbriqués. Dans les conditions précédemment décrites, la simulation souligne les points suivants :

Pour la résolution et le rejet des hadrons :

- La résolution de la reconstruction d'un anneau seul est meilleure que le centimètre. Pour une distance focale de 60 cm, la résolution angulaire est donc meilleure que 20 mrad. Nous montrons de plus que la résolution ne dépendrait pas du bruit de fond de scintillation de l'Isobutane, pour autant que la mesure expérimentale de cette scintillation ($6.4\ 10^{-4}$ photons par cm, [73]) puisse être directement appliquée à notre simulation.

  Bien que la résolution se dégrade avec une diminution du nombre de points expérimentaux (en fonction de l'efficacité du cône, des coupures en photoélectrons), elle reste meilleure que le centimètre.

  Nous pouvons reconstruire les paires d'anneaux séparées par au moins 2 cm avec une résolution de l'ordre du centimètre.

- D'après les résultats précédents et avec une résolution conservative de 2 cm, nous obtiendrions alors un rejet des hadrons meilleur que 10^{-6} (en supposant qu'il n'y a pas d'autre phénomène parasite que la production d'électrons de knock-on).

Pour le rejet des fausses paires : Le taux de reconstruction des anneaux proches ou performance de rejet du Dalitz du π^o, dépend par contre des qualités du détecteur (efficacité quantique, segmentation) mais aussi du programme d'analyse (optimisation des coupures, efficacité de l'algorithme).

- Notre algorithme peut pénaliser l'identification des anneaux proches car nous rejettons les points expérimentaux après leur "utilisation". Dans ces conditions, une moyenne de 7 à 8 points expérimentaux par anneau permet un rejet optimum du Dalitz qui ne dépend que de la segmentation du détecteur ou de la focale du miroir. Il sera alors nécessaire de corriger notre algorithme pour généraliser la reconstruction à plus de deux anneaux proches.

- La segmentation du détecteur joue un grand role pour l'identification du Dalitz. Dans notre cas, la segmentation grossière de 2 cm permet un rejet de ces

événements malgré tout conséquent (environ 50%), toutefois sensible aux signaux à un photoélectron. Ces signaux seront réduits en augmentant la longueur du radiateur voir la pression du gaz et en soignant l'efficacité du système de collection de la lumière Cherenkov.

- L'intérêt de la coupure sur le nombre total de photoélectrons produits par anneau (entre 20 et 25 photoélectrons) est évident pour identifier les anneaux superposés, toutefois une segmentation plus fine du détecteur serait plus judicieux (éviter les fluctuations des signaux des ADC). Mais il est difficile de diminuer la segmentation de la mosaïque de photomultiplicateurs bien en dessous des 2 cm (problèmes d'encombrement et des signaux à un photoélectron, mais aussi coût élevé).

- Enfin, les résultats de la simulation montrent explicitement que seuls les photomultiplicateurs à fenêtre de quartz sont adaptés à la détection de la lumière Cherenkov, les photomultiplicateurs à fenêtre de verre produisant deux fois moins de photoélectrons.

◇ ◇ ◇

Conclusion générale

Nous avons dans ce mémoire, contribué à l'étude des dileptons par une analyse de données du DLS et par le développement d'une technique RICH d'identification des électrons.

Nous avons développé une identification précise des hadrons émis avec un dilepton. En particulier, nous avons montré qu'une fraction importante de ces dileptons sont accompagnés d'une émission associée de pions, lors de collisions p-p et p-d pour quatre énergies entre 1 et 5 GeV. Ce résultat remet en question certains des processus de production des dileptons, où l'état final avec une production associée de pions avait, jusqu'a présent, toujours été négligé. En montrant dans l'acceptance du spectromètre, que la cinématique des dileptons reste inchangée, qu'il y ait ou non émission associée de hadrons, les évènements pourraient être simulés par deux sources distinctes de dileptons et de hadrons. Enfin, il est intéressant qu'un dispositif expérimental de grande acceptance dédié aux dileptons soit développé pour la détection simultanée des hadrons associés, tout en diminuant les barres d'erreurs importantes de notre étude avec une statistique plus importante.

En étudiant la technique RICH pour l'identification des électrons, le challenge était double. Nous avons d'une part testé avec une simulation l'intérêt d'une mosaïque de petits photomultiplicateurs comme détecteur RICH. Mais nous voulions aussi tirer des enseignements plus généraux sur la segmentation du détecteur et le nombre de points expérimentaux qu'il était souhaitable de voir produire. Pour cela nous avons développé un algorithme d'identification des anneaux, capable de séparer deux anneaux imbriqués et de calculer leurs centres. Nous avons adopté une segmentation du détecteur égale à $2 \times 2\ cm^2$, avec chaque cellule composée d'un photomultiplicateur à fenêtre de quartz. Nous montrons que la résolution spatiale est de l'ordre du centimètre, et ne dépend pas de la scintillation du radiateur (Isobutane). Le taux de rejet des hadrons est alors meilleur que 10^{-6}. Le taux d'identification des désintégrations Dalitz du π^o dépend essentiellement de la segmentation du détecteur et de la focale du miroir. Pour les conditions géométriques que nous avons choisi, le taux moyen d'identification de ces evènements est égal à 50%. Nous notons toutefois que la détection des signaux à un photoélectron est importante pour une identification poussée du Dalitz. Cette difficulté pourrait être évitée en maximalisant la production des photons Cherenkov (augmenter la longueur ou la pression du radiateur).

◇◇◇

Le programme DLS a porté essentiellement sur les collisions p–Be et p–p/p–d entre 1 et 5 GeV pour les raisons discutées aux chapitres 1 et 2 (en bref, la nécessité d'obtenir les sections efficaces élémentaires p–p et p–n). Les résultats expérimentaux ont motivé un grand nombre de travaux théoriques et, comme il est apparu en fin de chapitre 2, on peut entrevoir que dans un avenir très proche les processus élémentaires de production

des dileptons aux énergies intermédiaires seront compris de façon quantitativement satisfaisante.

La collaboration DLS a aussi produit des résultats en collisions d'ions lourds tels que Ca–Ca et Nb–Nb, avec des statistiques assez limitées initialement, qui ont néammoins suscité beaucoup d'intérêt théôrique et permis une phase exploratrice d'étude des contributions relatives des processus élémentaires. Les données expérimentales plus récentes, avec des statistiques très nettement améliorées, pour les collisions Ca–Ca, C–C, et une variété de réactions comme α–Ca, d–Ca, ... devraient conforter et préciser les premiers résultats.

Dés lors, on peut espérer que dans quelques années, le programme HADES, avec un spectromètre de deuxième génération, pourra démarrer sur des bases solides et finaliser l'objectif ultime de ces programmes, une meilleure connaissance de la matière hadronique sous des conditions extrêmes de densité et de température.

◇ ◇ ◇

ANNEXES

Annexe A

Molécule	Formule	T_{fus} (°C)	T_{eb} (°C)	E_i (eV)	p_0 à 300 K (Torr)	$\Delta H/R$ (K)	σ_a (Mb)	$\epsilon_Q(E)$ E (eV)	ϵ_Q	Fenêtre	État
Iodure de césium	CsI			7,5	$< 10^{-5}$		300[a]	7	$\leq 0,05$	CaF_2	Solide, stable dans l'air
TMBI	$C_2[(CH_3(CH_2))N]_4$			5,41	inc.			7	0,50	Quartz fondu	
Éthanol	C_2H_5OH	−117,3	78,5	10,4	47	5564	inc.	11,5	0,23	LiF ou MgF_2	Liquide
Acétone	$CH_3(CO)CH_3$	−93,4	56,2	9,69	250,7	3743	inc.	11	0,23	-	-
Benzène	C_6H_6	5,5	80,1	9,24	101,8	4219	16	10,5	0,50	-	-
TEA	$(C_2H_5)_3N$		88,5	7,5	73,2	4299	9,7	8,2	$\geq 0,33$	CaF_2	
TMAE	$C_2[(CH_3)_2N]_4$	−4	177	5,36	0,50	6372	38	6,5 8,3	0,32 0,51	Quartz fondu	
DMA	$(CH_3)_2NH$	−92	6,9	8,3			inc.	9,2	0,20	CAF_2	Gazeux à NTP
TMA	$(CH_3)_3N$	−117	2,9	7,9			3	8,6	0,27	CaF_2 ou MgF_2	

a) ℓ_a en angströms.

Notes: TMBI = tétraméthyl-biimidazoli-dinylidène; TEA = triéthyl amine; TMAE = tetrakis-diméthyl amino-éthylène; DMA = diméthyl amine; TMA = triméthyl amine.

T_{fus} et T_{eb} = températures de fusion et d'ébullition resp.; E_i = potentiel d'ionisation; p (Torr) = $p_0 \exp\{(\Delta H/R)[(1/300) - (1/T)]\}$.

Inc. = valeur inconnue.

Tableau 3.2: *Propriétés physiques des principaux convertisseurs de photons en électrons.*

Annexe B

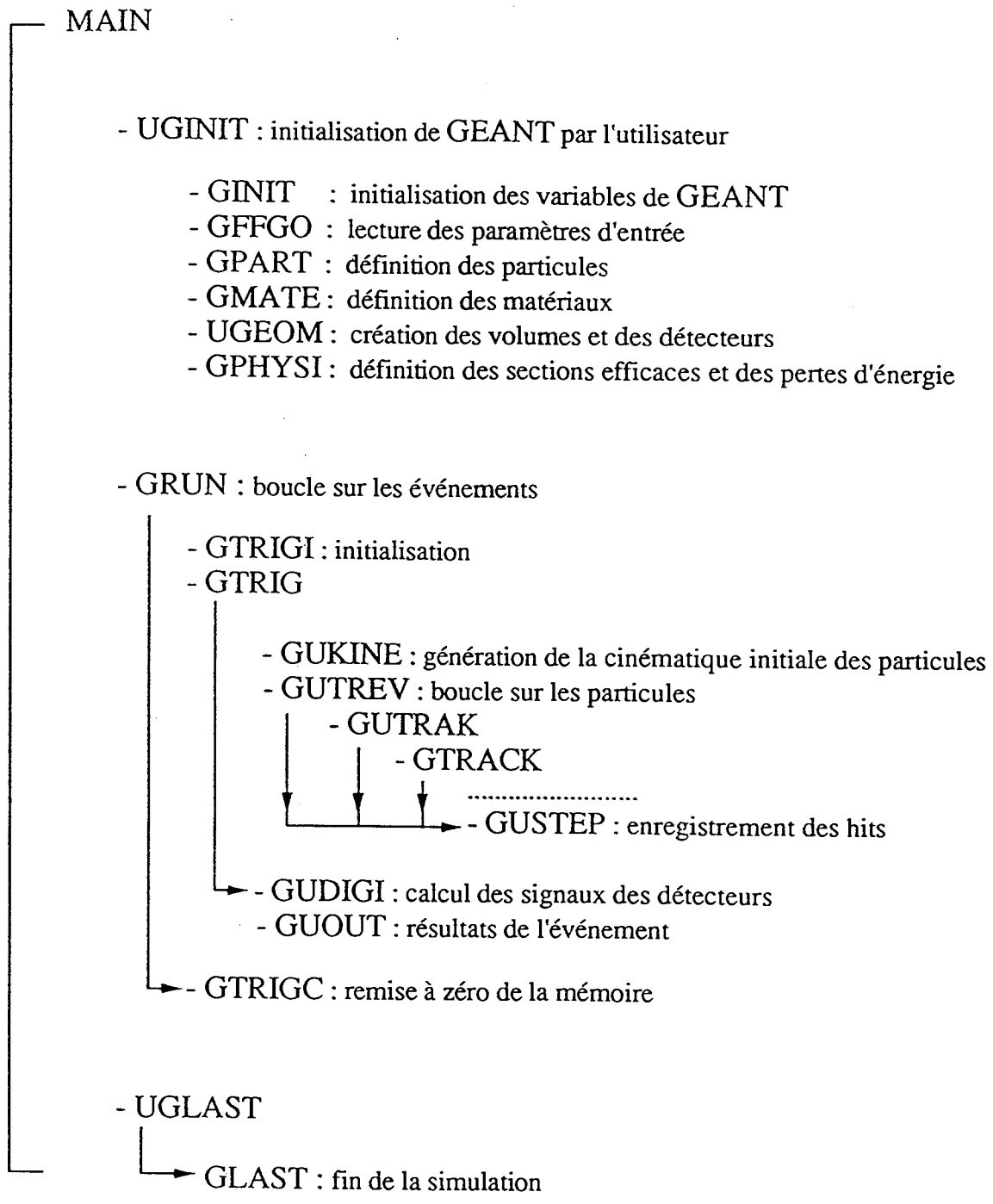

Figure 3.46: *Organigramme du code de calcul GEANT du CERN.*

Annexe C

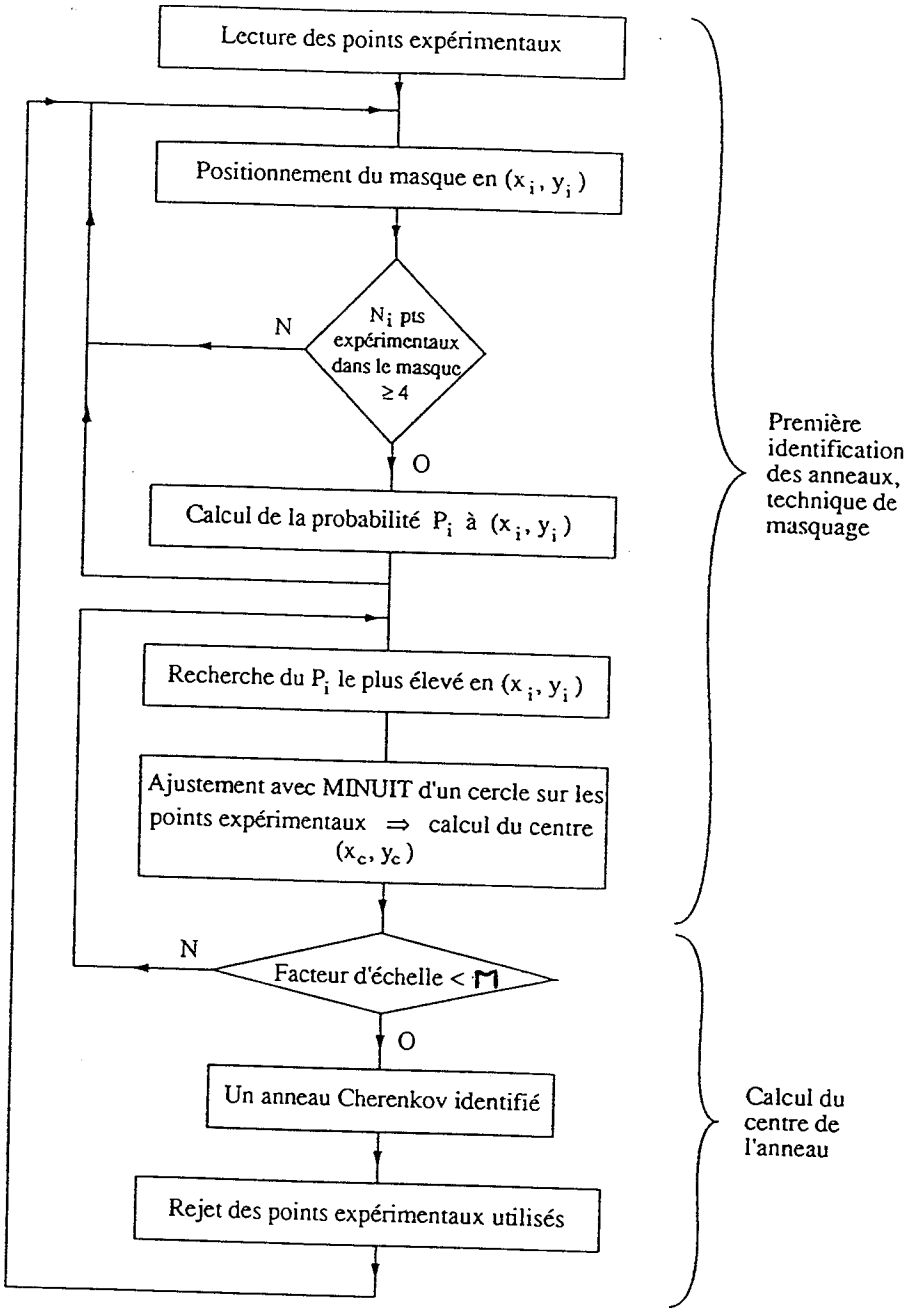

Figure 3.47: *Organigramme de recherche d'anneaux Cherenkov et de calcul de leurs positions.*

REFERENCES BIBLIOGRAPHIQUES

Bibliographie

[1] A. BROWMAN ET AL., Phys. Rev. Lett. 37(1976)246

[2] J.CUGNON,D.KINET AND J. VANDERMEULEN, Nucl. Phys. A379(1982)553

[3] J.CUGNON,T.MITUZANI AND J. VANDERMEULEN, Nucl. Phys. A352(1981)505

[4] L. XIONG, Z.G. WU, C.M. KO AND J.Q. WU, Nucl. Phys. A512(1990)772

[5] M. JORIO, Thèse de doctorat en Physique Nucléaire, Université Blaise Pascal-Clermont II, 1993

[6] CAVATA, Thèse en sciences, Université Paris Sud, Centre d'Orsay, 1989

[7] C. GALE ET AL., Phys. Rev. C35(1987)1666

[8] J. KAPUSTA ET AL., Phys. Lett. 136B(1984)201

[9] J. AICHELIN, Phys. Rep. 202(1991)235

[10] SORGE, Ann. Phys. 192(1989)266

[11] S. DRELL AND T.M. YAN, Phys. Rev. Lett. 25(1970)316

[12] V. CERNY ET AL., Phys. Rev. D24(1981)652

[13] U. GOERLACH, Nucl. Phys. A544(1992)109c

[14] P. LICHARD, Communication privée

[15] K. KINOSHITA, H. SATZ, D. SCHILDKNECHT, Phys. Rev. D17(1978)1834

[16] A. LETESSIER–SELVON, Phys. Rev. C40(1989)1513

[17] L. XIONG, Phys. Rev. C41(1990)1355

[18] L. XIONG, Phys. Rev. C512(1990)772

[19] W. KÜHN, Proceeding of the 3. workshop on a real photon/di-lepton programm for SIS, Nov. 21-22, 1991

[20] GY. WOLF, G. BATKO, W. CASSING, U. MOSSEL, K. NIITA, M. SCHAFER, Nucl. Phys. A517(1990)615

[21] GY. WOLF, W. CASSING,U. MOSSEL, Preprint UGI

[22] R. BAIER ET AL., Nucl. Phys. B11(1969)675, P.F.M. KOEHLER ET AL.,Phys. Rev. Lett. 18(1967)933

[23] H. NIFENECKER AND J.A PINSTON, Prog. in Part. and Nucl. Sci. 23(1989)271

[24] M. SCHAFER, T.S. BIRO, W. CASSING, U. MOSEL, Phys. Lett. B221(1989)1

[25] T. LIPPERT ET AL., Modern Phys. A6(1991)5249

[26] K. HAGLIN AND J. KAPUSTA, Phys. Lett. B224(1989)433

[27] W.K. WILSON ET AL., preprint "Relative dielectron yield in p+p and p+d interactions", accepted for publications in Phys. Lett. B

[28] H.Z. HUANG ET AL., accepted for publications in Phys. Lett. B

[29] F. SHIMIZU ET AL., Nucl. Phys. A389(1982)445

[30] R.F. SAWYER, Nucl. Phys. A335(1980)315

[31] L.H. XIA ET AL., Nucl. Phys. A485(1988)721

[32] J. DELORME, P.A.M GUICHON, Phys. Lett. B263(1991)157

[33] J. DELORME, P.A.M GUICHON, Biennale de Phys. Nucl., Aussois Mars 1989

[34] M. ROY–STÉPHAN, Nucl. Phys. A553(1993)209

[35] C.L. KORPA AND S. PRATT, Phys. Rev. Lett. 64(1990)1502

[36] K.K. GUDIMA, A.I. TITOV AND V.D. TONEEV, Phys. Lett. B287(1992)302

[37] C. NAUDET ET AL., Phys. Rev. Lett. 62(1989)2652

[38] V. METAG, Nucl. Phys. A553(1993)283c

[39] G.E. BROWN AND M. RHO, Phys. Rev. Lett. 66(1991)2720

[40] W. WEISE, Nucl. Phys. A553(1993)59c

[41] G. CHANFRAY ET AL., Phys. Lett. B256(1991)325

[42] M. HERRMANN ET AL.,GSI preprint GSI-92-15

[43] W. KÜHN ET AL., Letter of intend HADES

[44] G. ROCHE ET AL.,"Dielectron production in Ca-Ca collisions at 1.0 and 2.0 Gev", LBL-preprint

[45] S. MIKAMO ET AL., Phys. Lett. 106B(1981)428

[46] A. YEGNESWARAN, Nuclear Instrument and Method in Physics Research A290(1990) 61–75

[47] J. CUGNON, T. MIZUTANI AND J. VANDERMEULEN, Nucl. Phys. A352(1981)505.

[48] A. YEGNESWARAN, Dissertation for the degree Doctor of Philosophy, Northwestern University, Evanston, Illinois, August 1988

[49] S.BEEDOE, Dissertation for the degree of Philosophy, University of California, Los Angeles, 1991

[50] H. HINTERBERGER AND R. WINSTON, Rev. Sci. Meth., 130, 1217(1968)

[51] J. PORTER, DLS collaboration Internal Report, LBL

[52] J.CARROLL, "Liquid Hydrogen Target for DLS", DLS collaboration Internal report

[53] H.Z. HUANG ET AL., Phys. Lett. B297(1992)233

[54] REVIEW OF PARTICULE PROPERTIES, Phys. Lett., 204B,64,(1988)

[55] J. PORTER, DLS collaboration Internal report, 3 May 1991

[56] R.BRUN, GEANT 3, Data handling division, DD/EE/84–1, September 1987

[57] G. ROCHE, DLS collaboration Internal Report, LBL

[58] M. NIKOLIC, "Kinematics and multiple particule systems", Gordon and Breach

[59] K. WILSON, DLS collaboration Internal report, 11 Février 1993

[60] G. ROCHE, Rapport interne PCCF RI 9016

[61] S.V. ERIN ET AL., N.I.M. A283(1989)682

[62] F. PUIZ ET AL., CERN/PPE/92-200, 5 Nov. 1992

[63] HADES COLLABORATION, HADES Design Study, Internal note December 1992

[64] J.V. JELLEY, Cerenkov radiation and its applications, Pergamon Press 1958

[65] ROBERTS, Rev. Sci. Instrum. 31(1960)579

[66] MANGEOT ET AL., N.I.M. 216(1983)79

[67] J. SEGUINOT, "Les compteurs Cherenkov: applications et limites pour l'identification des particules, développements et perspectives", CERN–ep/89–92 LPC/89–25, 31 Juillet 1989

[68] J. BAECHLER ET AL., N.I.M. A324(1993)449–460

[69] RTC, Documentation technique RTC, "Photomultiplicateurs", 1981

[70] J. SEGUINOT ET AL., CERN–ep/90–88

[71] B.HOENEISEN ET AL., N.I.M. A302(1991)447–454

[72] HAMAMATSU, Notice technique Hamamatsu

[73] J. HEINTZE ET AL., N.I.M. 138(1976)641–646

[74] BOUGTEB, Rapport de DEA, Université Blaise Pascal, LPC Aubiere, 1990

[75] S. NAGAMIYA, Phys. Rew. C24(1981)971

Imp Sciences 24, Avenue des Landais - 63177 AUBIERE Cedex - Dépôt légal
4e Trimestre 1993

Résumé de thèse :

Nous avons dans ce mémoire, contribué à l'étude des dileptons (paires e^+e^-) par une analyse de données du DLS et par le développement d'une technique RICH d'identification des électrons.

Aux énergies intermédiaires (quelques GeV par nucléon), les travaux théoriques supposent initialement que le bremsstrahlung hadronique p-n est produit de façon "élastique", c'est à dire sans émission simultanée de pions (de même, le bremsstrahlung p-p est négligé devant le bremsstrahlung p-n dans l'approximation du dipôle). Nous avons testé la validité de ces approximations en étudiant la production des dileptons et hadrons associés (proton, pions) dans le DLS, lors de collisions p-p et p-d pour quatre énergies entre 1 et 5 GeV. Une identification précise des hadrons a été obtenue. Les résultats de l'analyse montrent qu'avec un taux de dileptons et pions associés égal à $3 \pm 1\%$ dans le DLS et $40 \pm 20\%$ étendu à tout l'espace de phase, une reformulation du bremsstrahlung p-p et p-n est indispensable. Cette conclusion va dans le sens d'autres résultats expérimentaux de la collaboration DLS et d'un travail théorique en développement sur la notion de bremsstrahlung "inélastique".

La poursuite de l'étude des dileptons, envisagée par la collaboration HADES au GSI/Darmstad, nécessite la construction d'un spectromètre de seconde génération pouvant en particulier résoudre une forte multiplicité de particules chargées. Dans le cadre d'un projet de spectromètre antérieur à celui de HADES, nous avons étudié un détecteur RICH rapide composé d'une mosaïque de petits photomultiplicateurs à fenêtre de quartz pour identifier les électrons. Nous avons développé un algorithme d'identification des anneaux, capable de séparer deux anneaux imbriqués et de calculer leurs centres. Avec une segmentation du détecteur égale à $2 \times 2\ cm^2$, nous montrons que la résolution spatiale est meilleure que le centimètre, que le taux d'identification est élevé et qu'une réduction importante du bruit de fond peut être obtenue. Une mosaïque de photomultiplicateurs serait donc une alternative intéressante par rapport aux techniques actuellement utilisées.

Mots-clés :

Energies intermédiaires – Collisions d'ions lourds – Spectromètre d'électrons – Paires d'électrons – Pions – Détecteur Cherenkov – RICH.