



CM-P00048581

ÉCOLE DOCTORALE
SCIENCES ET TECHNOLOGIES
DE L'INFORMATION ET DES MATÉRIAUX

Année : 2002

N° B.U. :

Thèse de Doctorat de l'Université de Nantes

préparée

à L'ÉCOLE NATIONALE SUPÉRIEURE DES TECHNIQUES INDUSTRIELLES ET DES MINES DE NANTES

Spécialité : physique nucléaire

Présentée et soutenue publiquement par

María Jesús MORA CORRAL

le 24 juin 2002

à l'Université de Nantes

**Production de photons directs et de mésons neutres
à grande impulsion transverse
lors de collisions proton et pion sur noyau à 160 GeV**

Jury

Président :	M. WERNER Klaus	professeur, Université de Nantes, France
Rapporteurs :	M. AWES-Terry	chercheur, Oak Ridge National Laboratory, USA
	M. FERNÁNDEZ GONZÁLEZ Francisco	professeur, Université de Salamanca, Espagne
Examineurs :	M. ARDOUIN Daniel	professeur, Université de Nantes, France
	M. CHOMAZ Philippe	ingénieur CEA, GANIL, France
	M. PEITZMANN Thomas	professeur, Université de Münster, Allemagne
	M. SCHUTZ Yves	directeur de recherche CNRS, SUBATECH, France

Directeur de thèse : M. Yves SCHUTZ

Laboratoire : SUBATECH

Composante de rattachement du directeur de thèse : Faculté des Sciences

Thesis-2002-Mora Corral

UNIVERSITÉ DE NANTES

ÉCOLE DOCTORALE

SCIENCES ET TECHNOLOGIES
DE L'INFORMATION ET DES MATÉRIAUX

Année : 2002

N° B.U. :

Thèse de Doctorat de l'Université de Nantes

préparée

à L'ECOLE NATIONALE SUPÉRIEURE DES TECHNIQUES INDUSTRIELLES ET DES MINES DE NANTES

Spécialité : physique nucléaire

Présentée et soutenue publiquement par

María Jesús MORA CORRAL

le 24 juin 2002

à l'Université de Nantes

Production de photons directs et de mésons neutres

à grande impulsion transverse

lors de collisions proton et pion sur noyau à 160 GeV

Jury

Président :	M. WERNER Klaus	professeur, Université de Nantes, France
Rapporteurs :	M. AWES Terry	chercheur, Oak Ridge National Laboratory, USA
	M. FERNÁNDEZ GONZÁLEZ Francisco	professeur, Université de Salamanca, Espagne
Examineurs :	M. ARDOUIN Daniel	professeur, Université de Nantes, France
	M. CHOMAZ Philippe	ingénieur CEA, GANIL, France
	M. PEITZMANN Thomas	professeur, Université de Münster, Allemagne
	M. SCHUTZ Yves	directeur de recherche CNRS, SUBATECH, France

Directeur de thèse : M. Yves SCHUTZ

Laboratoire : SUBATECH

Composante de rattachement du directeur de thèse : Faculté des Sciences

N° ED 0366-xxx

AH LAS PRIMICIAS

Ah las primicias / cómo envejecieron
cómo el azar se convirtió en castigo
cómo el futuro se vació de humildes
cómo los premios cosecharon premios
cómo desamoraron los amores
cómo la hazaña terminó en sospecha
y los oráculos enmudecieron

todo se hunde en la niebla del olvido
pero cuando la niebla se despeja
el olvido está lleno de memoria.

Mario BENEDETTI



Table des matières

1	Introduction	1
2	Collisions $p + A$, référence dans la compréhension des collisions d'ions lourds ultra relativistes.	5
2.1	Le plasma de quarks et de gluons dans les collisions d'ions lourds	6
2.1.1	Généralités	6
2.1.2	QCD et le plasma de quarks et de gluons	7
2.1.3	L'observation du plasma de quarks et de gluons	10
2.2	Production de pions neutres et de photons directs	14
2.2.1	Origine des pions neutres	14
2.2.2	Dynamique d'émission de photons	22
2.3	Motivations et objectifs de la mesure des particules dans pA. Notre stratégie.	29
3	Expérience WA98	31
3.1	Objectifs de l'expérience	31
3.2	Dispositif expérimental	32
3.2.1	L'accélérateur d'ions : le SPS au CERN	32
3.2.2	Les détecteurs pour la mesure des variables globales	37
3.2.3	Détecteurs de multiplicité	38
3.2.4	Spectromètres des particules chargées	39
3.2.5	Le spectromètre des photons	40
3.3	Le spectromètre de photons	42
3.3.1	Spectromètre en verre au plomb, LEDA	42
3.3.2	Veto de particules chargées, CPV	47
3.4	Systèmes étudiés	48
3.4.1	Projectiles et cibles	48
3.4.2	Déclencheurs	48
4	Analyse des données	53
4.1	Calibration	54
4.2	Déclencheurs pour l'analyse	54
4.3	Reconstruction des photons	55
4.3.1	Construction des agrégats	57
4.3.2	Identification des photons	59

4.3.3	Acceptance géométrique	61
4.3.4	Déclencheur général	63
4.3.5	Correction hors-cible	64
4.3.6	Efficacité de reconstruction	66
4.3.7	Correction pour la détection de n et $\bar{n}$	67
4.3.8	Vérification du spectre de photons	71
4.4	Reconstruction des mésons neutres	72
4.4.1	Extraction du signal pion neutre	73
4.4.2	Corrections du signal de pions	78
4.4.3	Vérification du spectre de pions neutres	81
4.4.4	Recherche des mésons η	83
4.5	Les particules chargées dans le CPV	86
4.5.1	Efficacité de CPV aux particules chargées	86
4.5.2	Contribution de la conversion de photons	89
5	Résultats Expérimentaux	93
5.1	Calcul des sections efficaces	93
5.1.1	Section efficace invariante des photons	95
5.1.2	Section efficace invariante des pions neutres	96
5.1.3	Comparaison avec les section efficace de production dans les collisions p+p à 160 GeV	98
5.2	Extraction des photons directs	99
5.2.1	Méthode statistique	99
5.2.2	Méthode du cône	106
6	Discussion des résultats	119
6.1	Comparaison entre données	119
6.1.1	Étalonnage dans la production des particules	119
6.1.2	Production des pions neutres	120
6.1.3	Production des photons directs	125
6.2	Comparaison aux modèles	129
6.2.1	NEXUS	131
6.2.2	HIJING	131
6.2.3	Calculs pQCD	132
7	Conclusions et perspectives	135
A	Rappels de cinématique relativiste	137
B	Modèle Glauber	138

Chapitre 1

Introduction

Depuis plus de vingt ans, l'étude des propriétés thermodynamiques de la matière nucléaire, portée loin de son état d'équilibre, concentre une part importante des programmes de recherche en physique nucléaire expérimentale. Les objectifs de cette recherche de longue haleine sont la détermination de l'équation d'état de la matière nucléaire et la localisation, dans le diagramme des phases, des changements d'état. En particulier, la recherche du plasma de quarks et de gluons, un nouvel état de la matière qui existerait, selon la théorie, dans les conditions extrêmes de température et de pression qui ont prévalu lors de la création de l'univers, constitue le programme phare de la physique des ions lourds.

Le diagramme des phases permet de représenter les propriétés de la matière nucléaire en fonction, par exemple, de sa température, T , et de sa densité, ρ , ou du potentiel chimique baryonique, μ_B . L'état fondamental de la matière nucléaire est le seul état connu expérimentalement avec précision : c'est l'état de la matière au sein du noyau atomique. La température y est nulle et la densité ρ_0 vaut 0,17 nucléons par fm³ et le potentiel chimique $\mu_B \approx 765$ MeV. Les différents travaux expérimentaux des décennies passées ont démontrés qu'il est possible, dans les collisions entre ions lourds, de modifier ces paramètres, en chauffant et en comprimant des noyaux atomiques, et ainsi de parcourir le diagramme de phase de la matière nucléaire pour y localiser d'abord, et étudier avec précision ensuite, les différentes transitions de phase. Ainsi, par exemple, en augmentant la température, les nucléons liés dans la matière du noyau, assimilée à un liquide, acquièrent de la quantité de mouvement jusqu'à s'affranchir de l'emprise du noyau. Les nucléons se meuvent alors librement les uns par rapport aux autres et constituent donc un état de la matière assimilable à un gaz de nucléons. Ce phénomène constitue la première transition de phase de la matière nucléaire. L'interaction en jeu, à l'échelle d'énergie à laquelle se produit cette transition liquide-gaz, est l'interaction nucléaire (une interaction purement phénoménologique) qui agit entre les nucléons et garantit la cohésion du noyau.

L'interaction nucléaire résulte d'une interaction plus fondamentale, l'interaction forte, qui, elle, agit entre les quarks, les constituants, aujourd'hui considérés comme élémentaires, de la matière. Elle est décrite par la théorie de la Chromodynamique Quantique (QCD, de l'anglais *Quantum Chromodynamics*). Une des particularités fondamentales de cette théorie est le confinement des quarks. Alors que les quarks se meuvent quasiment librement à l'intérieur des nucléons, ou plus généralement des hadrons, (l'interaction forte est faible à courte distance), l'interaction entre deux quarks croît au fur et à mesure que les quarks s'éloignent l'un de

l'autre jusqu'au point où la création, à partir de chaque quark, d'une paire quark-anti-quark devienne énergétiquement plus économique. Il est ainsi impossible d'extraire des hadrons un quark isolé : c'est ainsi qu'est interprété phénoménologiquement le confinement. Pour pouvoir étudier de la matière nucléaire structurée par l'interaction forte, il faut se placer dans des conditions dans lesquelles les quarks sont libérés de ce confinement (on parle du déconfinement de la matière nucléaire). Un tel état est obtenu en chauffant ou/et en comprimant la matière nucléaire ordinaire jusqu'au point où les nucléons perdent leur identité et leurs quarks se mélangent. Cet état de la matière dans lequel les quarks se meuvent librement et sont en équilibre avec les gluons, le quantum vecteur de l'interaction forte, est appelé le plasma de quarks et de gluons (QGP de l'anglais *Quark-Gluon plasma*). Ce phénomène constitue une deuxième transition de phase de la matière nucléaire.

L'existence du plasma de quarks et de gluons et les conditions auxquelles la transition a lieu sont prédites par QCD et en particulier les calculs QCD sur réseau qui consistent à mailler l'espace-temps pour résoudre les équations du mouvement de la théorie. Expérimentalement, le seul moyen connu pour chauffer et comprimer la matière nucléaire consiste à transférer à la matière nucléaire du noyau atomique l'énergie cinétique disponible dans les collisions entre ions lourds. C'est pour cela, que depuis une vingtaine d'années, tant d'efforts sont consacrés à la physique des ions lourds ultra relativistes, d'un côté de la part des expérimentateurs pour la création du plasma, la détection des observables et l'identification des signatures révélatrices de la formation du plasma. D'un autre côté, les théoriciens s'acharnent à décrire, en incluant tous les degrés de liberté, l'évolution d'une collision d'ions lourds en vue, justement, d'identifier ces signatures et de faire le lien entre les principes premiers de la théorie et la phénoménologie des collisions. La dynamique d'une collision entre ions lourds étant un phénomène particulièrement complexe, les signatures, qui s'imposent comme signatures privilégiées, sont celles véhiculées par des observables issues directement du plasma (ou de la phase la plus chaude et la plus dense de la collision) et qui quittent le milieu de production sans être perturbées par l'environnement créé par la collision. Les photons réels ou virtuels qui rayonnent du plasma ou des particules faiblement liés, de courte durée de vie et possédant une décroissance électromagnétique mesurables fournissent les observables les plus indiquées à la recherche du plasma de quarks et de gluons. Leur mesure, du fait de leur relativement faible taux de production, pose néanmoins un réel défi technologique.

Commencées en 1994, les campagnes expérimentales, réalisées avec l'accélérateur SPS du CERN délivrant un faisceau de plomb et une énergie dans le centre de masse de 17 GeV par nucléons, ont aboutis à un certain nombre de résultats, résumés, pour le grand public, dans un communiqué de presse [80]. Même si la communauté scientifique considère que l'ensemble des résultats obtenus fournit un faisceau d'indices, plutôt que des preuves indiscutables, sur la formation d'un plasma de quarks et de gluons, il est correct d'affirmer, comme le fait le communiqué de presse, que, et toutes les observations le confirment, un nouvel état de la matière a bel et bien été formé. Conforté par ces résultats, un nouveau programme expérimental a démarré tout récemment, utilisant le premier collisionneur d'ions lourds jamais construit : RHIC (*Relativistic Heavy Ions Collider*) au Brookhaven National Laboratory où des noyaux d'or rentrent en collision avec une énergie dans le centre de masse de 200 GeV par nucléon. Une nouvelle et, peut-être, ultime étape sera franchie avec le collisionneur LHC (*Large Hadron*

Collider) en construction au CERN qui permettra de disposer d'une énergie dans le centre de masse de la collision de deux noyaux de plomb égale à 5 TeV par nucléon.

Si les collisions entre ions lourds sont les seules en mesure de former un plasma de quarks et de gluons, il est indispensable de bien connaître les phénomènes qui accompagnent les collisions dans lesquelles la formation d'un plasma est très peu probable. Ainsi, par exemple, dans l'approximation où une collision d'ions lourds est assimilée à une somme incohérente de collisions entre nucléons, il faut dans un premier temps décrire la structure des objets en interaction (structure du nucléon libre et du nucléon dans le noyau étudiée dans les diffusions profondément inélastiques d'électrons), ensuite le comportement de l'observable étudiée dans les collisions libres nucléon-nucléon (mesurées expérimentalement dans les collisions proton-proton, ou proton-antiproton) et finalement la modification du comportement lorsque le nucléon est lié dans le noyau (étudiée dans les collisions proton-noyau). La comparaison de l'ensemble de ces données avec les données obtenues dans les collisions entre ions lourds permettra alors d'identifier les effets collectifs propres à ces dernières. Cette démarche purement expérimentale va bien évidemment de paire avec des études théoriques qui s'alimentent des données expérimentales pour calculer les effets "triviaux" et prédire les signatures liées à la formation du plasma.

Les résultats de cette thèse contribuent à cette problématique en fournissant des données sur la production de pions neutres et de photons directs mesurés dans les collisions hadron (proton et pion) sur noyau à 17 GeV par nucléon dans le centre de masse. Ils ont été obtenus par l'expérience WA98 réalisée avec le SPS du CERN. A partir de la mesure, relativement aisée, des pions, les hadrons les plus légers et donc produits abondamment durant la collision, il est possible de déterminer les effets nucléaires qui influent sur leur production. La mesure des photons directs, expérimentalement plus ardue, permettra d'identifier la production par collisions dures entre un parton du projectile et un parton de la cible. Comme cette production suit strictement une loi d'échelle avec le nombre de partons en collision, la mesure proton-noyau servira de référence à la mesure noyau-noyau. Cette mesure de photons directs est tout particulièrement intéressante. En effet, le spectre de photons directs mesuré par la collaboration WA98 dans les collisions plomb-plomb a constitué un des indices de la formation du plasma de quarks et de gluons. Déterminer la part fournie par les collisions dures de partons et qui n'a rien à voir avec la formation du plasma est donc un exercice indispensable.

Le plan de ce document est organisé comme suit. Le deuxième chapitre est consacré à une description générale de la dynamique des collisions d'ions lourds et à l'exposé des différentes signatures les plus aptes à révéler l'existence d'un plasma de quarks et de gluons. Nous insisterons plus particulièrement sur la production des pions et des photons directs à cours des différentes étapes de la collision et sur le phénomène de *jet-quenching*. Dans le troisième chapitre nous présenterons le dispositif expérimental de l'expérience WA98. Nous nous attarderons plus particulièrement sur la description du calorimètre de photons LEDA grâce auquel les photons et les pions neutres ont été détectés et identifiés. Le traitement des données conduisant à la construction des spectres inclusifs des photons et des pions neutres est exposé dans le quatrième chapitre. Les résultats des mesures et les méthodes d'extraction des photons directs sont présentés dans le cinquième chapitre. Finalement, avant de conclure, le dernier chapitre est dédié à la discussion des résultats en s'appuyant sur des comparaisons soit

avec des résultats expérimentaux obtenus dans d'autres systèmes, soit avec des prédictions de modèles théoriques.

Chapitre 2

Collisions $p + A$, référence dans la compréhension des collisions d'ions lourds ultra relativistes.

Dans l'introduction, nous avons souligné que l'un des thèmes majeurs de recherche de la physique des ions lourds ultra relativistes, était la quête de l'existence d'un plasma de quarks et de gluons et l'étude subséquente de ses propriétés grâce au recours à des collisions entre ions lourds accélérés aux plus grandes énergies possibles. Une première approche, simpliste, mais qui peut servir de fil conducteur, consiste à décrire une collision entre deux ions lourds comme une superposition incohérente de chocs entre les nucléons constituant chaque noyau incident. La phénoménologie de tels chocs peut s'étudier en réalisant des mesures expérimentales lors de collisions $p + p$. Nous allons comparer les résultats de ces mesures, après les avoir normalisés (ou encore mis à l'échelle) de façon appropriée, aux résultats des mêmes mesures réalisées dans les collisions $A+A$. Nous attribuerons tout comportement déviant de cette simple loi d'échelle à des effets générés par le milieu nucléaire, comme ceux, par exemple, attendus lors de la formation d'un plasma de quarks et de gluons. Cette approche simpliste a rapidement montré ses limites lorsqu'ont été analysées les mesures réalisées dans un système plus complexe mettant en jeu le milieu nucléaire comme dans les collisions $p + A$. En effet, des effets nucléaires générés dans la matière nucléaire froide venaient brouiller cette vision simpliste d'une collision $A+A$ comme une superposition de chocs indépendants entre nucléons. Il s'avère donc indispensable à la compréhension d'une collision $A+A$ et à l'identification des effets caractéristiques d'un milieu nucléaire à forte densité d'énergie, de comprendre d'abord les collisions élémentaires réalisables dans le laboratoire, en l'occurrence les collisions $p+p$, et ensuite de rechercher leurs modifications lorsqu'elles ont lieu dans le milieu nucléaire en étudiant les collisions $p+A$.

Les programmes expérimentaux réalisés auprès des grands accélérateurs ne procèdent pas toujours dans cet ordre. Ainsi, auprès du SPS, les expériences dédiées à la recherche du plasma de quarks et de gluons ont d'abord recherché ces signaux prédits par la théorie et les modèles dans les collisions $A+A$ avant de comprendre les mêmes signatures dans les collisions plus simples $p+p$ et $p+A$. C'est pour cela que nous pouvons décrire, succinctement, dans ce chapitre, l'état actuel des connaissances sur les collisions $A + A$. Cet exposé, qui fera également

référence aux prédictions théoriques, insistera sur les caractéristiques des observables expérimentales qui profiteront le mieux de la comparaison avec des données obtenues dans les collisions $p + A$, objet de notre travail.

2.1 Le plasma de quarks et de gluons dans les collisions d'ions lourds

Une collision d'ions lourds est la façon la plus efficace de transmettre une grande quantité d'énergie cinétique dans un petit volume. Quand la densité d'énergie dans ce volume est suffisante, la matière nucléaire ainsi formée va abandonner son état fondamental pour parcourir d'autres états dans le diagramme de phase (Fig. 2.3). En particulier, la théorie de la chromodynamique quantique prévoit une transition de phase vers une phase partonique où les hadrons perdent leur identité pour se dissoudre en leurs composants élémentaires, les quarks. La recherche de cet état rapproche la physique nucléaire de l'astrophysique car cet état partonique aurait existé peu après le Big Bang.

Dans cette section nous décrirons brièvement les diverses étapes apparaissant dans l'évolution du système créé dans une collision d'ions lourds et les caractéristiques de la phase constituée éventuellement par un plasma de quarks et de gluons, en insistant sur les signatures attendues théoriquement.

2.1.1 Généralités

Lors d'une collision entre ions, les noyaux vont se traverser et les nucléons qui les composent vont interagir les uns avec les autres. Les nucléons vont déposer une partie de leur énergie cinétique dans le milieu et vont changer leur direction première imposée par le faisceau. Dans le calcul des différents variables cinématiques, en identifiant l'axe du faisceau, le système de coordonnées souvent pris et tel que l'axe z correspond à la direction du faisceau et le plan xy sera transversal au faisceau. Les ions après accélération vont acquérir des énergies très importantes et un traitement relativiste est alors nécessaire. Un rappel des variables utilisées habituellement (impulsion transverse, angle azimutal, rapidité et pseudo-rapidité) se trouve dans l'annexe A.

Il faut remarquer que, en passant des collisions relativistes (avec une énergie du faisceau entre 0,1 et 10 GeV/nucléon) aux collisions ultra relativistes (avec une énergie supérieure à 10 GeV/nucléon), la façon d'interagir entre les nucléons du projectile et de la cible change. Ceci est lié au pouvoir d'arrêt des nucléons et se traduit dans la distribution de la production de particules en rapidité.

Si l'on regarde la distribution en rapidité avant la collision, elle comporte deux pics à la rapidité de la cible et du faisceau, figure 2.1 (dans notre cas, la rapidité de la cible est zéro et celle du projectile est de 6). Pour les collisions aux énergies relativistes, le cas extrême, l'interaction entre nucléons les arrêtera et ils vont déposer leur énergie dans la zone de collision créant une zone de haute pression comme dans les étoiles à neutrons. Enfin, cette énergie déposée produit des particules. Il résulte de ce cas, appelé de pouvoir d'arrêt complet, une distribution finale de multiplicité de particules piqué à mi-rapidité (figure 2.1). En revanche,

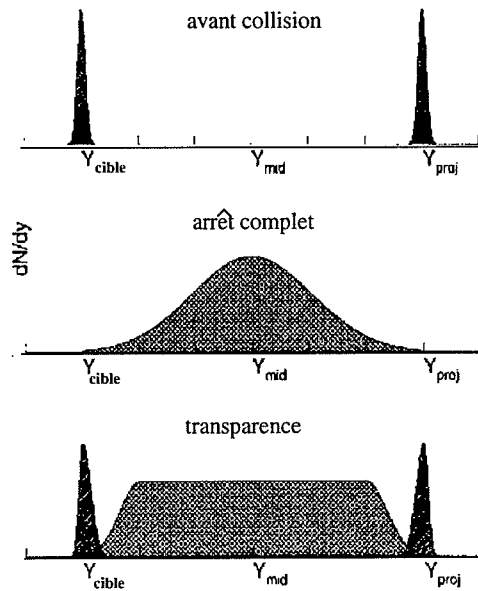


FIG. 2.1 – Distributions en rapidité d'une collision générique d'ions lourds. La première figure montre la distribution avant la collision. La deuxième montre le cas d'un pouvoir d'arrêt complet et la troisième le cas contraire, de haute transparence.

le cas extrême des collisions à des énergies ultra relativistes les nucléons vont continuer sans s'arrêter considérablement et la zone de collision sera chauffée (sans être spécialement comprimée) et l'énergie sera dépensée en la production de particules. Ce scénario de transparence complète serait mesurable sous la forme d'une multiplicité des baryons identique à celle des antibaryons à mi-rapidité. Ce cas n'a pas encore été observé dans les premières collisions étudiés au RHIC à 130 GeV/nucléon [3]. Le résultat de ces collisions serait une distribution en rapidité constante à mi-rapidité des particules nouvelles et les pics à la rapidité de la cible et du projectile. De plus dans ces collisions à partir d'une énergie d'environ 10 GeV, les interactions entre les partons composants des nucléons doivent être prises en compte.

Les cas de collisions aux énergies ultra relativistes est le plus propice à la formation d'un plasma de quarks et de gluons.

2.1.2 QCD et le plasma de quarks et de gluons

Durant le siècle dernier, la physique a profondément changé l'image des constituants élémentaires de la matière. Les atomes ont été divisés en un noyau et des électrons autour. Ce même noyau est apparu composé par des nucléons à l'intérieur (les protons et les neutrons). Les nucléons, et en général tous les hadrons, sont formés par des partons (quarks et gluons) qui s'y trouvent confinés par l'interaction dénommée forte.

La chromodynamique quantique, QCD, est la théorie qui décrit ces interactions fortes. La QCD propose un modèle où les quarks sont des entités ponctuelles. Ce sont des fermions avec un spin $\frac{1}{2}$ et un degré de liberté appelé saveur qui les partage en six sortes des quarks : u, d, c, s, t, b (pour *up*, *down*, charme, étrange, *top* et beau). La charge de couleur va jouer le rôle dans

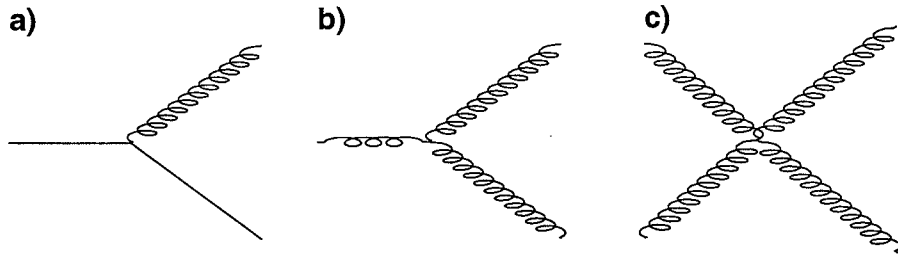


FIG. 2.2 – Les trois types de vertex dans le cadre de l'interaction forte. Les quarks sont représentés par des lignes continues et les gluons par les lignes bouclées.

la QCD de la charge électrique dans l'électrodynamique quantique. Chaque quark porte une charge de couleur parmi les trois existantes : vert, bleu et rouge (v, b et r). C'est la force forte associée à cette couleur qui maintient les quarks confinés dans des objets neutres en couleur, soit des baryons avec trois quarks de différents couleurs (qqq), soit des mésons avec deux quarks de charge de couleur opposée ($q\bar{q}$). Le propagateur de cette force, par échange duquel les quarks interagissent, est le gluon, noté g. Les gluons portent deux couleurs différentes et leur émission ou absorption par les quarks permet le changement de couleur de ces derniers. De plus, les interactions entre gluons sont possibles du fait qu'ils portent aussi une charge de couleur (propriété propre à la chromodynamique quantique). Les trois types de vertex possibles avec changement de la couleur sont montrés dans la figure 2.2.

Pour rendre compte du fait que la matière est incolore (autrement dit que le quark à l'état libre n'existe pas) QCD a introduit, de façon ad hoc, la notion de confinement. À partir de cela la force effective entre les partons (les quarks et les gluons) a été définie. Cette force est donnée par la constante de couplage, α_s , qui est définie comme suit :

$$\alpha_s(Q^2) = \frac{\alpha_0}{1 + \alpha_0 \frac{33-2n_f}{12\pi} \log\left(\frac{Q^2}{\Lambda^2}\right)}, \quad (2.1)$$

où n_f est le nombre de saveurs, Q est le transfert d'impulsion lors d'une interaction, α_0 est la valeur de $\alpha_s(Q^2)$ quand l'impulsion transférée Q est égale à Λ et Λ représente qualitativement l'échelle d'impulsion à partir de laquelle la valeur de la constante de couplage divergerait. Il est important de noter que cette explication du monde incolore est purement phénoménologique et ne découle pas des principes premiers de QCD. Ainsi, la valeur de ce paramètre Λ , qui est clef dans la théorie, doit être déterminé expérimentalement. La valeur mesurée est de l'ordre de 150-200 MeV.

Ainsi, à faible distance, ou grande impulsion transférée, cette constante de couplage va diminuer de façon logarithmique. Ce régime où les quarks et les gluons seront faiblement couplés est celui de la liberté asymptotique. Aussi, dans ce régime de constante de couplage faible, des techniques perturbatives peuvent être utilisées (pQCD) basées sur l'expansion en puissances de α_s et cela permet le traitement analytique correct des interactions. En revanche, à grande distance, ou petit transfert d'impulsion Q , la constante de couplage effective est grande. Cela est la cause du confinement des quarks dans les hadrons. Nous remarquons que les interactions fortes dans ce régime ne peuvent pas être traitées par des méthodes

perturbatives et des méthodes phénoménologiques sont donc utilisées.

De façon schématique l'ordre d'un processus détermine la propre importance du processus, c'est-à-dire, le plus petit est l'ordre le plus important est le processus. L'ordre du processus est la multiplication des ordres donnés par chaque vertex du processus. Chaque vertex d'un processus contribue à son ordre avec un ordre égal à la constante de sa force d'interaction (pour cela, pour les processus purement d'interaction forte, l'ordre sera donné par des puissances de α_s). Dans un régime perturbatif (où la constante d'interaction forte α_s est faible), l'ordre prédominant sera celui avec la puissance de la constante la plus petite. De habitude nous parlons du processus d'ordre dominant comme LO (de l'anglais *leading order*), l'ordre suivant sera appelé NLO (de l'anglais *next to leading order*) et ainsi de suite NNLO (*next to next to leading order*), etc.

La chromodynamique quantique prévoit une transition de phase vers un plasma de quarks et de gluons agissant en liberté pour une densité d'énergie de $2 \text{ GeV}/fm^3$ (selon des calculs sur réseau[69]). Il est avéré en électrodynamique classique que le potentiel de Coulomb est réduit en présence d'un milieu à grande densité de charges, il s'agit de l'écrantage de Debye. Ceci se produit parce que les charges du milieu vont neutraliser de façon partielle une autre charge test. Dans le cas d'un milieu constitué d'atomes, si la densité de charge électrique augmente de façon telle que le rayon de Debye, r_D devient plus petit que le rayon atomique les électrons seront en liberté. L'écrantage de Debye transforme un isolant en un conducteur. De façon analogue avec la QCD, un milieu avec une forte densité de charges de couleur fera diminuer le potentiel entre deux charges comme suit :

$$V(r) \sim \sigma r \longrightarrow \sigma r \left(\frac{1 - \exp(-\mu r)}{\mu r} \right), \quad (2.2)$$

ou σ représente la tension de cordes (qui mesure l'énergie par unité de distance de séparation entre deux quarks) et μ est l'inverse du rayon de Debye, r_D qui diminue au fur et à mesure que la densité du milieu augmente. Pour des densités suffisantes, la force entre deux charges sera telle qu'elles vont agir librement. C'est la création d'un plasma de quarks et de gluons.

Comme nous l'avons déjà mentionné précédemment, le recours à des collisions entre ions lourds est une méthode expérimentale privilégiée pour la création en laboratoire de ce nouvel état partonique de la matière. En effet, à condition que l'énergie cinétique des ions incidents soit suffisante et que la collision soit centrale, il est possible d'atteindre une densité d'énergie assez importante pour atteindre et franchir la valeur de la densité critique et ainsi générer, éventuellement, un milieu nucléaire de forte densité de couleur. Cependant, par essence, la collision est dynamique et il n'est pas possible de former cet état de la matière dans un état stationnaire. Cependant, il est attendu que l'état déconfiné dure suffisamment longtemps pour former un système en équilibre thermique et chimique par interaction entre ses constituants. Sous l'effet de la pression thermique, le système résultant de la collision va immédiatement entrer en expansion. Il va alors se refroidir progressivement jusqu'à une température inférieure à la température critique où le système va retourner à son état normal. C'est le phénomène d'hadronisation par lequel le système de quarks se transforme en un système de hadrons. Le gaz de hadrons résultant est encore suffisamment chaud pour que des collisions entre constituants y aient lieu et ce jusqu'à une température dite température de gel (ou, suivant

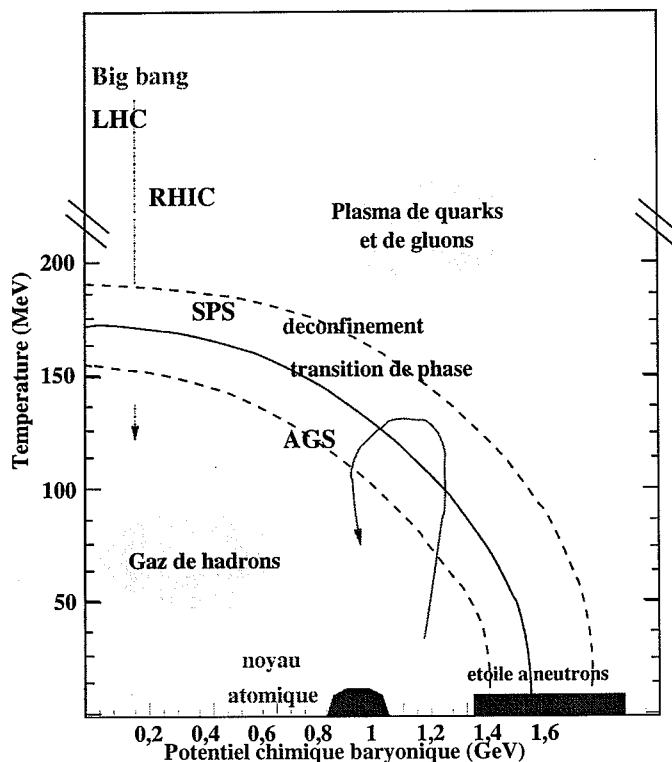


FIG. 2.3 – Diagramme de phases de la matière nucléaire.

la dénomination anglo-saxonne, le *freeze-out*). Dès lors les particules issues de la collision se déplaceront librement jusque vers les détecteurs. Un diagramme de phases de la matière nucléaire est exposé dans la figure 2.3. La flèche montre le parcours que cette matière peut subir pendant une collision. Le passage par des différentes phases explique que, dans une expérience des collisions d'ions lourds, il est difficile de mettre en évidence la création d'un plasma. Il n'est pas évident de trouver des signatures sensibles à la formation d'un tel état survivant au passage par les autres phases.

2.1.3 L'observation du plasma de quarks et de gluons

Dans chacune des phases de la collision, que nous venons de décrire, des particules sont produites avec des caractéristiques propres au milieu dans lequel elles ont été créées. Le défi expérimental consistera alors à identifier les particules révélatrices des propriétés de la phase plasma et pour cela il est indispensable de bien apprécier les effets de la dynamique de production des particules tout au long de la collision. Suivant la règle générale, nous distinguerons les sondes pénétrantes, qui sont produites dans la phase la plus chaude de la collision et qui parviennent aux détecteurs sans être perturbées et les sondes de l'état final qui caractérisent le système à la température de gel. Pour ces deux types de sonde, il est indispensable de recourir à des modèles pour extraire les propriétés du milieu à partir des caractéristiques observées. Et c'est finalement à partir des corrélations entre observables que nous dresserons des conclusions sur la nature de la matière nucléaire formée au début de la collision et sur la nature des degrés de liberté en action.

Parmi les sondes de l'état final, citons :

- Les spectres en impulsion transverse p_T de particules produites lors de la collision, sont caractéristiques de l'état du système lorsque la température de gel a été atteinte. En considérant les valeurs du paramètre de pente de ces spectres et à partir de l'observation de la loi d'échelle en masse transverse, deux conclusions s'imposent. D'une part, les particules produites l'ont été lorsque l'équilibre thermique et chimique ont été atteints. D'autre part, la valeur de la température de gel et celle de la vitesse d'écoulement de ces particules peuvent être déduites. A l'aide de modèles de type hydrodynamique, il est alors possible de remonter aux conditions d'équilibre initiales.
- L'écoulement collectif des particules dans des directions spatiales privilégiées, et connu sous le nom de flot (transverse, elliptique), est une autre indication que l'équilibre ait été atteint, ou du moins que les constituants du système formé sont en interaction. Dans ces conditions et avec un certain nombre d'hypothèses, il est possible de remonter à l'instant initial.
- Les mesures de corrélations à petit moment relatif des particules identiques, ou corrélations HBT, sont interprétées en terme d'extension spatio-temporelle de la source des particules étudiées. Cette interprétation est actuellement plus compliquée qu'attendu à la lumière des derniers résultats obtenus à RHIC [4, 2].
- La production inhabituelle de particules contenant des quarks lourds, notamment les particules étranges, signe la synthèse de quarks lourds. Comme elle est favorisée dans un plasma de quarks, elle peut être interprétée, alors, comme une évidence de la formation d'un tel plasma en équilibre thermique.

Parmi les sondes pénétrantes de l'état initial, relevons :

- La suppression anormale des états de quarkonia, tel le J/ψ , traduirait l'existence de l'écrantage de Debye généré dans un plasma de quarks et qui dissocie les états liés.
- La dissolution ou perte de masse subie par les mésons vecteurs implantés dans un plasma dans lequel la symétrie chirale a été restaurée. Ces mésons vecteurs sont observés grâce à leur décroissance électromagnétique.
- La perte d'énergie par rayonnement de gluons que subissent les partons diffusés de grande impulsion transverse en traversant un milieu partonique et qui serait plus forte que lors de la traversée d'un milieu hadronique (phénomène de *jet-quenching*).
- Finalement, le rayonnement électromagnétique du plasma dont le spectre est caractéristique de la température et de la composition chimique du milieu rayonnant.

Nous allons par la suite élaborer sur les derniers points.

Rayonnement thermique

Pendant l'existence d'un plasma à haute température, il y aura émission directe de photons réels et virtuels, via les processus d'annihilation (photons réels, $q\bar{q} \rightarrow g\gamma$ et virtuels $q\bar{q} \rightarrow \gamma^* \rightarrow l^+l^-$) et ceux d'effet Compton, $qg \rightarrow q\gamma$ et $\bar{q}g \rightarrow \bar{q}\gamma$ (photons réels). Ces photons peuvent être détectés directement (photons réels) ou après leur décroissance en paires di-leptons, l^+l^- (photons virtuels). Du fait de leur caractère électromagnétique, photons et di-leptons n'interagissent pas par interaction forte et seront détectés sans perturbation de l'information dont ils sont porteurs et qui a été imprimée au moment de leur création. La

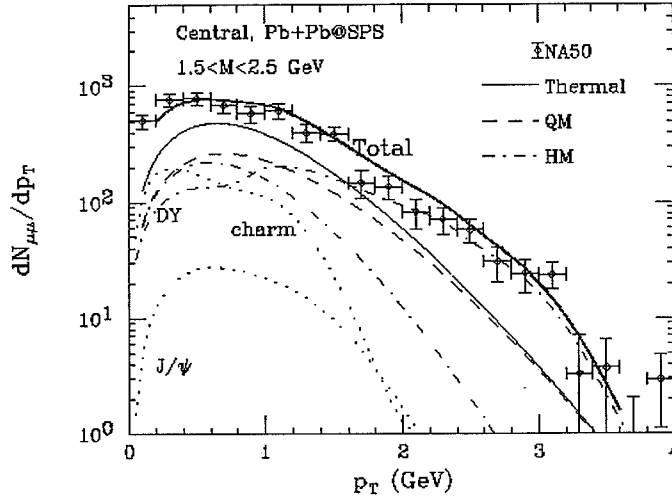


FIG. 2.4 – *Distribution en impulsion transverse des di-leptons mesurée par la collaboration NA50 dans les collisions centrales Pb+Pb à 158 A GeV. Également les contributions, calculées, provenant de différentes sources sont présentées. Figure tirée de la référence [91]*

source la plus importante des paires l^+l^- est le processus dur Drell-Yan, similaire au processus d'annihilation, mais avec des quarks de différents nucléons participant à la collision.

En dehors d'une production mettant directement en jeu des quarks, il existe des sources hadroniques, moins intenses cependant, à l'origine des paires de leptons, comme la décroissance des particules charmées, l'annihilation des pions chargés ($\pi^+\pi^- \rightarrow l^+l^-$), ou la désintégration de mésons neutres (ρ et ω). Toutes ces productions s'ajoutent à la production thermique à partir d'un plasma chaud, pour constituer les spectres de di-leptons observés expérimentalement. Les collaborations NA50 et NA38 [1] ont mesuré la production de di-leptons dans les collisions centrales Pb+Pb à 158 A GeV. Cette production est supérieure à celle estimée à partir d'autres sources hadroniques (voir Fig. 2.4).

Pour les photons réels, le plasma n'est pas non plus leur seule source d'émission. Dans l'état initial, les interactions dures entre partons produisent des photons, selon les mêmes processus élémentaires que ceux à l'origine des photons thermiques du plasma et constituent la contribution dominante du spectre au delà d'environ 5 GeV. Plus tard dans l'évolution du système, les collisions entre constituants du gaz de hadrons constituent une autre source copieuse de photons directs, avec, cependant, un spectre moins dur que celui des photons thermiques rayonnés par le plasma du fait de la température plus basse du gaz de hadrons. Finalement, la source la plus intense de photons provient de la dernière étape de la collision, au moment du gel. Les mésons légers, comme les pions neutres et mésons η , sont des particules abondamment produites dans la collision et génèrent, après leur décroissance, la majeure partie ($\approx 98\%$ s'il n'y a pas des photons directs) des photons réels observés dans une collision d'ions lourds. Et c'est là que réside le défi expérimental : extraire du spectre de photons inclusifs, le spectre de photons directs. Une fois cette tâche accomplie, il restera à identifier dans le spectre de photons directs, la contribution provenant du rayonnement thermique émis par un éventuel plasma de quarks et de gluons. La plupart des estimations théoriques s'accordent pour prédire que la plage en énergie optimale pour l'observation des photons thermiques se situe entre 1 et 2 GeV. La collaboration WA98 au SPS a mesuré et identifié le spectre des photons directs,

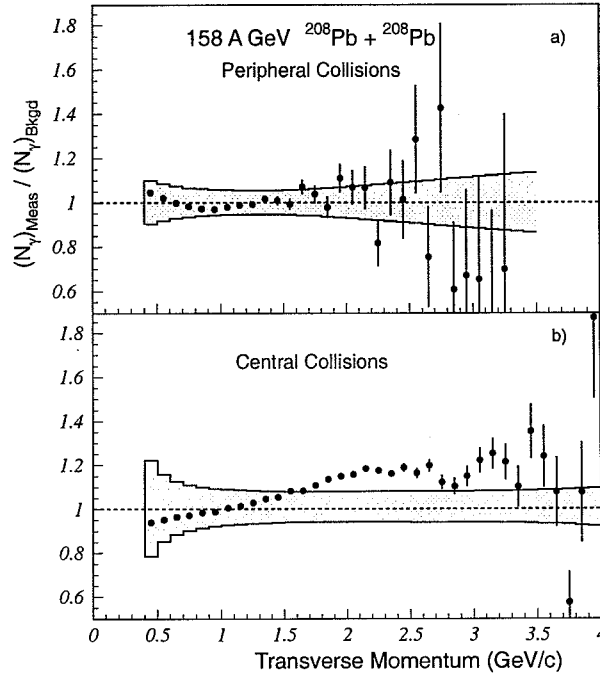


FIG. 2.5 – Excès de photons trouvé dans les collisions Pb+Pb à 158 A GeV par la collaboration WA98 [7]. Cet excès est significatif uniquement dans le cas des collisions centrales.

dans les collision centrales Pb+Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 17,3$ GeV[7] (Fig. 2.5). L'interprétation théorique est double. Il faut dans un premier temps évaluer la contribution des photons directs produits par processus durs, ce qui est réalisé, soit en effectuant des calculs théoriques de QCD perturbatif, soit en extrapolant les mesures réalisées dans les collisions p+p et adéquatement mis à l'échelle (les processus durs suivent une loi d'échelle en A, où A est le nombre atomique des noyaux en collision). Les contributions de type thermique (partonique et hadronique) sont ensuite estimées à partir de modèles mettant en jeu les processus élémentaires de production des photons et la modélisation de la dynamique de la collision en partant d'un état d'équilibre initial paramétré. Les résultats de tels calculs ne sont à ce jour pas satisfaisants et il n'est pas possible de conclure, de façon définitive, si oui ou non le spectre de photons directs mesuré est compatible avec la formation d'un plasma. Il s'avère, dès lors, de la plus haute importance de déterminer expérimentalement la contribution au spectre de photons directs des processus durs en répétant la mesure avec un système où la chance de former un plasma est négligeable. C'est là qu'intervient notre mesure de photons directs dans le système p+A.

Spectre de hadrons à grand moment transverse Au cours des collisions dures entre partons dans la phase initiale de la réaction nucléaire, des partons (quarks ou gluons) très énergétiques sont libérés du système et les hadrons produits lors de leur fragmentation sont observés expérimentalement à mi-rapacité et à grand moment transverse. Dans le processus d'hadronisation, ces partons vont produire un ensemble de hadrons localisés dans l'espace et vont se matérialiser dans le détecteur de façon topologique par l'observation de *jets* ou l'observation de hadrons eux-mêmes de grand moment transverse et distribués selon la distri-

bution caractéristique en $1/p_T$. Lorsque les partons, initiateurs de jets, traversent la matière nucléaire environnante ils vont perdre de l'énergie en rayonnant des gluons et cette perte d'énergie sera plus forte si les constituants du milieu sont des partons (l'interaction forte est alors en action). Ainsi, si un plasma est formé, il faut s'attendre à une suppression anormale de jets de haute énergie et par conséquent également une suppression des hadrons de grand p_T , issus de la fragmentation. Comme dans la plupart des cas, du fait d'une couverture spatiale limitée des détecteurs, l'identification des jets n'est pas possible, il faut rechercher une éventuelle suppression des hadrons de haute énergie. Dans les expériences à SPS, aucun indice de cette perte d'énergie des partons initiaux n'a été trouvé. En revanche, les premières mesures de pions neutres, effectuées par la collaboration PHENIX auprès du RHIC [40] à $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV, indiquent que leur spectre, dans les collisions les plus centrales, présente une suppression importante dans la partie à grande impulsion transverse. Cependant, avant de pouvoir conclure quant au passage des partons à travers un plasma, il faut bien évidemment identifier l'absorption normale des partons dans un milieu nucléaire froid ou, encore, les effets nucléaires modifiant la production de partons, comme l'effet d'ombre ("shadowing") ressenti par les gluons ou les collisions multiples (effet Cronin observé par ailleurs [35]).

2.2 Production de pions neutres et de photons directs

Dans cette section nous allons décrire, plus en détail, les mécanismes et leurs sections efficaces, de la production de particules dans les collisions d'ions lourds. Plus précisément nous nous intéressons aux aspects concernant les hadrons (avec une attention particulière portée au cas des pions neutres) et à ceux liés aux photons. Aux différentes étapes de la collision, des processus propres de production de particules, entrent en jeu. Les limites temporelles séparant les diverses étapes ne sont pas très précises mais nous avons choisi de les diviser de la manière suivante. D'abord interviennent les collisions initiales entre les partons. Ensuite, après équilibration, la production thermique de particules peut commencer. Si la densité atteinte est suffisante il y aura formation d'un plasma de quarks et de gluons, qui après expansion et refroidissement, s'hadronisera pour conduire à un gaz de hadrons. À la fin, les particules seront trop éloignées pour interagir entre elles, c'est la phase de gel (le *freeze-out*). C'est le moment, également, de la décroissance d'un certain nombre de particules, donnant naissance à des particules secondaires. Ces différentes étapes privilégient chacune un régime particulier en impulsion transverse des particules produites : les collisions partoniques initiales vont privilégier la production de particules à grand p_T ; les processus intervenant lors de l'équilibre thermique, des particules à impulsion transverse moyenne et faible ; et les décroissances vont peupler l'ensemble du spectre en fonction de l'énergie des particules primaires.

2.2.1 Origine des pions neutres

Collisions partoniques initiales

Quand l'impulsion du faisceau devient suffisamment importante pour distinguer les partons à l'intérieur des nucléons (supérieure à ≈ 10 GeV/nucléon dans le cadre de collisions entre partons), cette première étape est régie par l'interaction forte. Il faut remarquer l'importance

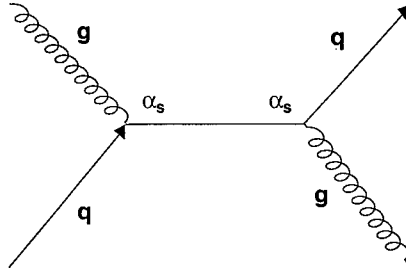


FIG. 2.6 – Un exemple d'un processus dur QCD à l'ordre α_s^2 entre partons.

de ces premières interactions qui vont poser les conditions initiales des autres étapes, et donc déterminer l'évolution du système.

La théorie de la Chromodynamique Quantique modélise l'interaction forte et elle est déterminée par la constante de couplage de l'interaction forte, α_s (équation 2.1). Uniquement quand cette constante de couplage est faible (ce qui correspond avec une impulsion transférée grande) l'interaction entre partons peut se résoudre analytiquement à l'aide des méthodes perturbatives (pQCD). À grande énergie, les transferts d'impulsion deviennent exclusivement transverses. Ceci explique l'introduction d'une limite artificielle entre deux régimes : un régime de collisions dites dures (à grande impulsion transverse) et un régime de collisions dites molles (à faible impulsion transverse) séparés par une limite en $p_T \geq p_0 \approx 1 - 2 \text{ GeV}/c$. Pour les calculs de variables comparables avec les expériences, comme les sections efficaces de production de particules, le régime dur est traité avec la pQCD bien qu'il existe des composantes non perturbatives comme il sera exposé plus loin.

Comme cela a été précédemment expliqué, la production inclusive de particules créées à grande impulsion transverse dans des collisions entre hadrons à haute énergie peut être calculée dans le cadre du modèle partonique QCD. Si bien le centre de ce modèle est l'interaction entre partons il faut aussi connaître l'état initial des partons dans les hadrons et l'état final d'évolution et hadronisation des partons à l'issue de l'interaction. L'avantage du modèle est que la QCD suppose le principe de factorisation : la section efficace invariante pour la production des particules sujettes à détection se calculera par la convolution de la section efficace élémentaire, la fonction de distribution des partons dans le hadron et la fonction de fragmentation (voir schéma 2.8).

La section efficace du processus élémentaire (la collision parton-parton) est directement calculable grâce aux approximations avec des méthodes perturbatives de la QCD. Le processus élémentaire est composé par les vertex déjà exposés dans la figure 2.2. Dans l'exemple de la figure 2.6 ce processus $qg \rightarrow qg$ contribue à l'ordre α_s^2 . Si nous imaginons un autre processus avec un vertex de la QCD supplémentaire il y aura un α_s supplémentaire à l'ordre du processus qui, dans le régime perturbatif, lui enlèvera de l'importance.

En revanche, la voie d'entrée, c'est-à-dire la distribution initiale des impulsions des partons dans un hadron, et la voie de sortie, l'hadronisation finale du parton diffusé, ne sont pas directement calculables par la QCD. Ces fonctions ont été mesurées avec précision dans d'autres

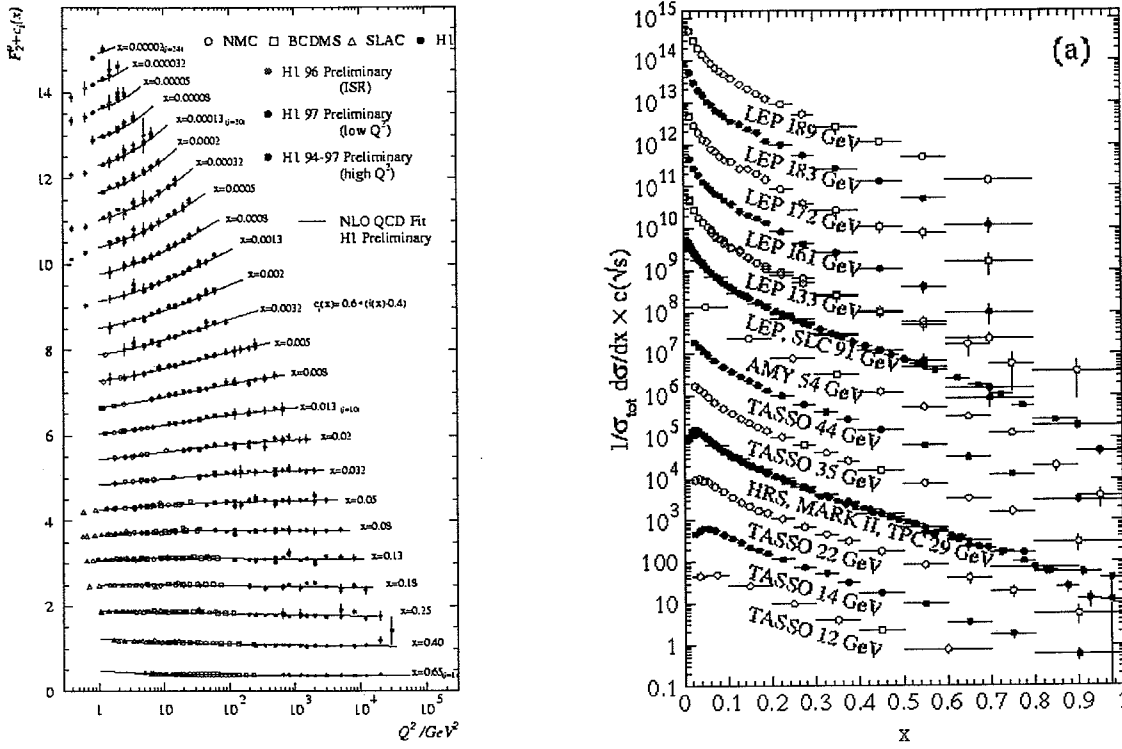


FIG. 2.7 – Exemple de mesures d’une fonction liée à la fonction de distribution de partons dans le proton pour la collaboration ZEUS à gauche et de sections efficaces de production de jets (liées à la fonction de fragmentation) à droite, figure adaptée de la référence[25].

processus durs (par exemple l’annihilation e^-e^+ et les collisions profondément inélastiques ep). Ainsi, une fois connues les fonctions de distributions (PDF de l’anglais *parton distribution function*) et les fonction de fragmentation de partons (FF, de l’anglais *fragmentation function*) à une certaine valeur de transfert d’impulsion Q_0 , nous pouvons encore appliquer des méthodes perturbatives pour les calculer à une autre Q plus grande. Ce sont les fonctions d’évolution DGLAP [58] [13] qui décrivent l’évolution de ces fonctions $F_i(x, t)$ par rapport à l’impulsion transféré Q (qui sera transverse, t), à l’échelle $s = t$,

$$t \frac{\partial}{\partial t} F_i(x, t) = \sum_j \int_x^1 \frac{dz}{z} \frac{\alpha_s}{2\pi} P_{ij}(z, \alpha_s) F_j(x/z, t). \quad (2.3)$$

En général les fonctions $P_{ab}(z, \alpha_s)$ sont des fonctions de division (*splitting functions*) qui sont calculées analytiquement par des méthodes perturbatives. Les indices ab sont ij dans le cas de PDF et ji dans le cas de FF (représente l’hadronisation du parton final). Dans la figure 2.7 nous montrons comme exemple des mesures de fonctions de distribution de partons dans le proton (par la collaboration ZEUS) pour différentes échelles de Q^2 et des fonction de fragmentation de jets pour différentes énergies.

Dans le cadre du modèle de partons de QCD, la section efficace invariante de production inclusive des hadrons h (et des pions neutres en particulier), dans des collisions proton-proton

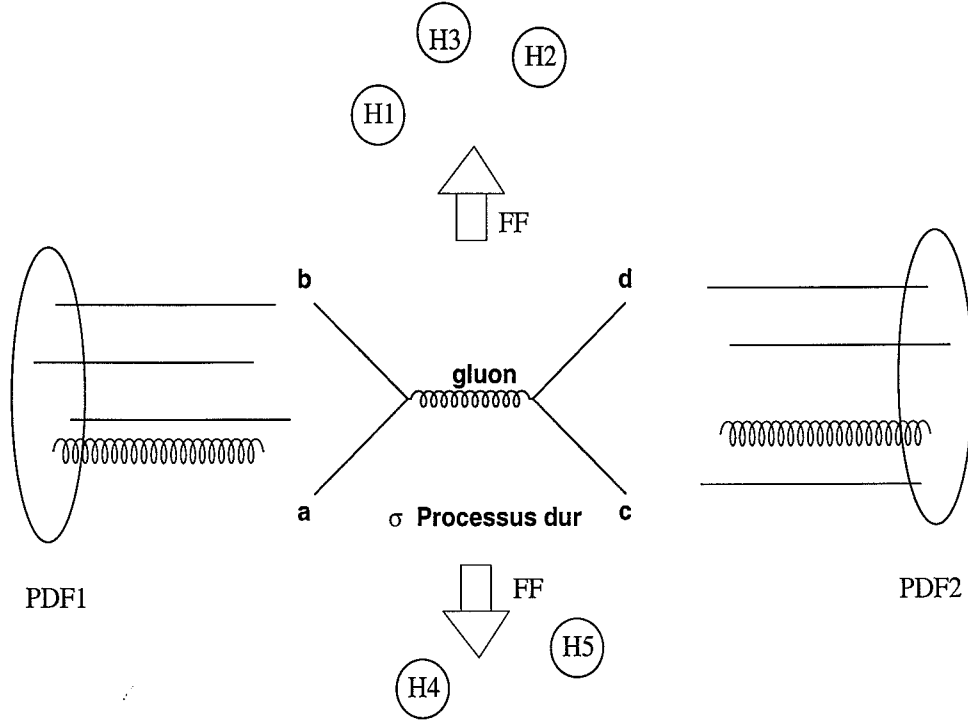


FIG. 2.8 – Dans le cadre du modèle des partons de la théorie QCD, le calcul de la section efficace inclusive du mécanisme $p + p \rightarrow \text{hadrons}$ repose sur le théorème de factorisation et correspond à une convolution de différents termes : la distribution des partons dans les hadrons (PDF), dans l'état initial ; la section efficace du processus dur élémentaire associée à l'interaction des partons a et b donnant naissance aux partons c et d [$\sigma(ab \rightarrow cd)$] ; la fonction de fragmentation des partons (FF) libérant les particules finales (H1, H2, etc). Cette figure est simplement un schéma succinct illustrant un exemple de collision.

est calculée grâce à l'expression suivante :

$$E \frac{d\sigma_{pp}^h}{dp^3} = \sum_{abcd} \int dx_a dx_b f_{a/p}(x_a, Q^2) f_{b/p}(x_b, Q^2) K \frac{d\sigma}{dt}(ab \rightarrow cd) \frac{D_{h/c}^0(z_c, Q^2)}{\pi z_c}, \quad (2.4)$$

où $f_{a/p}$ et $f_{b/p}$ sont les fonctions de distribution dans le proton des partons a et b portant une fraction x_a et x_b de l'impulsion totale du proton et à l'échelle d'impulsion Q^2 ; σ , la section efficace du processus élémentaire entre les partons a et b , donnant naissance aux partons c et d . Cette section efficace peut être calculée au premier ordre de pQCD, LO (de l'anglais *Leading Order*). Le facteur K tient compte de la contribution des ordres supérieurs, à la valeur de la section efficace et il est souvent pris égal à une constante $K \approx 2$ [42], bien que certains auteurs recommandent un facteur K dépendant de p_T [66]. Le transfert d'impulsion intervenant dans la section efficace élémentaire, est représenté par la variable de Mandelstam, $\hat{t}$, puisqu'à grand transfert d'impulsion, l'impulsion est purement transverse. La fonction $D_{h/c}^0(z_c, Q^2)$ est la fonction de fragmentation qui décrit la probabilité de produire un hadron h avec la fraction d'impulsion z_c , à partir du parton c (Fig. 2.8). La somme doit être étendue sur tous les processus élémentaires possibles.

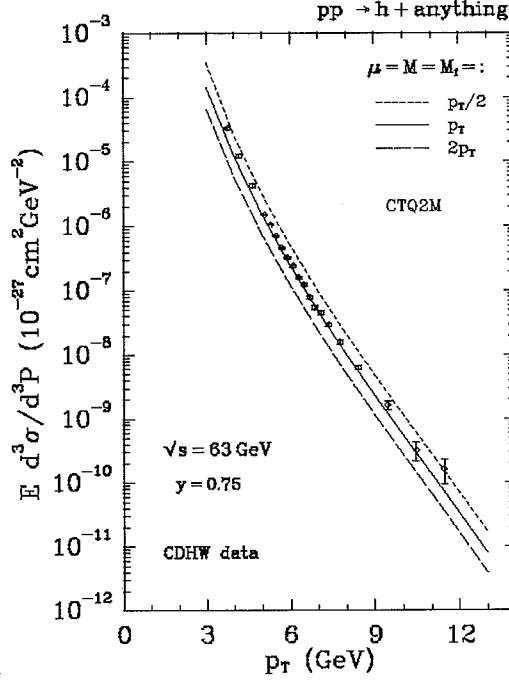


FIG. 2.9 – Exemple de calculs de section efficace de production des hadrons à NLO à $\sqrt{s} = 63$ GeV, comparées aux données mesurées par la collaboration UA1. Cette figure est tirée de [26].

– Collisions nucléon-nucléon et Introduction du k_T intrinsèque

La technique de QCD perturbative, brièvement décrite précédemment, a été appliquée avec succès dans la description de la production, dans les collisions de protons à haute énergie, de particules de grande impulsion transverse ; comme, par exemple, les collisions $p\bar{p}$ à $\sqrt{s} \geq 50$ GeV [26] [65] (exemple dans Fig. 2.9). Cependant, la description des données accumulées dans les expériences à cible fixe et à plus basse énergie ne donne pas un accord satisfaisant (voir Fig. 2.10). Les sections efficaces calculées sous-estiment les données. Pour pallier à ce défaut, deux approches sont, généralement, suivies. La première consiste à réaliser le calcul des sections efficaces à l'ordre supérieur, NLO, et d'optimiser le choix de l'échelle de renormalisation Λ_{QCD} et l'échelle d'impulsion Q , pour avoir le meilleur rapport entre les prédictions et les données expérimentales [17].

L'autre approche consiste à inclure une impulsion transverse, k_T , dans la description de l'état initial permettant d'augmenter, de façon considérable, la valeur de la section efficace inclusive. Ce paramètre qui est purement phénoménologique, a été introduit dans les calculs pQCD comme un degré de liberté supplémentaire dans la définition de la distribution de partons. L'intégration sur le domaine d'espace de phase, en considérant l'impulsion longitudinale et l'impulsion transverse, s'écrit :

$$dx_i f_{i/p}(x_i, Q^2) \rightarrow dx_i d^2 k_T g_p(k_{iT}, Q^2) f_{i/p}(x_i, Q^2). \quad (2.5)$$

Une forme gaussienne est souvent adoptée pour la distribution de k_T :

$$g_N(k_T, Q^2) = \frac{1}{\pi \langle k_T^2 \rangle_N} \exp - \frac{k_T^2}{\langle k_T^2 \rangle_N}. \quad (2.6)$$

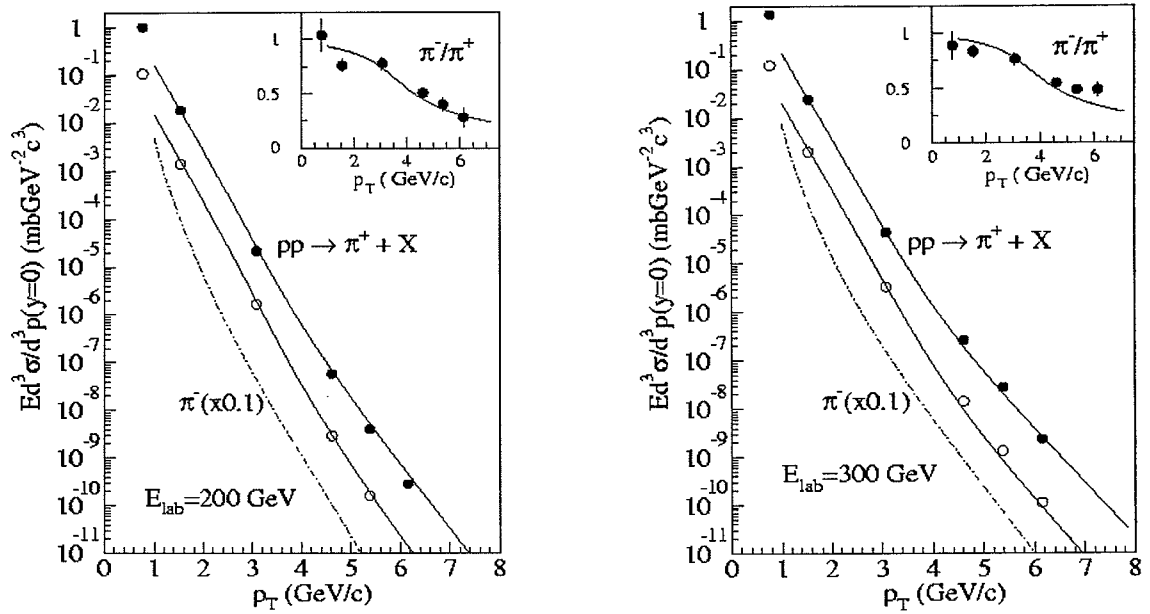


FIG. 2.10 – Sections efficaces invariantes mesurées [14] de production de π^+ et π^- , dans des collisions proton proton aux énergies de 200 et 300 GeV respectivement. Les lignes continues représentent les résultats de calcul QCD sans inclusion de k_T intrinsèque et les lignes en pointillés avec. Les figures sont tirées de la référence [102].

La valeur de la variance $\langle k_T^2 \rangle$, est déduite de la comparaison avec les données existantes. L'interprétation de l'origine physique de cette impulsion transverse a d'abord fait appel à l'existence d'une impulsion intrinsèque résultant de l'application du principe d'incertitude de Heisenberg et à la taille finie du proton (ce qui implique des valeurs de $\langle k_T^2 \rangle$ de l'ordre de $0,131 \text{ GeV}^2$). Néanmoins cette hypothèse n'est pas satisfaisante pour expliquer les grandes valeurs de $\langle k_T \rangle$ de l'ordre de 1 GeV, déduites des expériences sur cible fixe auprès de l'accélérateur Tevatron [16] et $\sim 3\text{-}4 \text{ GeV}$, déduites, elles, des expériences en mode collisionneur auprès du même accélérateur [109]. Ce paramètre $\langle k_T \rangle$ varie d'une réaction à l'autre (son évolution dépend aussi bien de $\sqrt{s}$ que de la nature de la particule finale) entre des valeurs de quelques MeV à quelques GeV. De nouveaux efforts théoriques sont en cours pour trouver une autre interprétation de ce paramètre. Une explication possible de l'origine de k_T intrinsèque serait l'intervention des processus QCD d'ordre supérieur, tels le rayonnement initial ou des sous-processus de type $2 \rightarrow 3$ qui sont accompagnés par l'émission de gluons. Il est important de remarquer que ce rayonnement multiple de gluons par les partons avant la collision dure proprement dite [71] serait dépendant du type de la réaction et de variables dépendant de l'énergie, comme l'impulsion transverse intrinsèque. En l'absence d'une description complète, k_T peut être utilisé comme paramètre phénoménologique pour permettre d'inclure ces effets non calculables dans l'approximation perturbative.

– Collisions nucléon-noyau et élargissement de la distribution en k_T

Dans le calcul de la section efficace de production de particules dans les collisions proton sur noyaux, il est nécessaire d'introduire la fonction d'épaisseur du noyau, t_A , et de faire la somme sur les différents paramètres d'impact b ,

$$E \frac{d\sigma_{pA}^h}{dp^3} = \sum_{abcd} \int d^2b t_A(b) \int dx_a dx_b d^2k_{aT} d^2k_{bT} g_p(k_{aT}, Q^2) g_p(k_{bT}, Q^2) f_{a/p}(x_a, Q^2) f_{b/p}(x_b, Q^2) K \frac{d\sigma}{dt}(ab \rightarrow cd) \frac{D_{h/c}^0(z_c, Q^2)}{\pi z_c}. \quad (2.7)$$

La fonction d'épaisseur doit être normalisée tel que $\int d^2b t_A(b) = A$. Dans ces collisions, les effets nucléaires jouent un rôle important. Le proton qui traverse le noyau, va gagner de l'impulsion transverse suite à des collisions molles qui peuvent se produire avant le choc dur entre partons, c'est l'effet Cronin. Cet effet tend à augmenter le taux de production de particules à haute impulsion transverse. Un élargissement du k_T initial peut être inclus pour permettre un meilleur ajustement aux données [76]. Sa valeur ne dépendra pas de l'échelle Q^2 , de la collision dure finale, mais en revanche, dépendra de l'énergie initiale $\sqrt{s}$ dans le centre de masse et de la taille du noyau considéré.

– Collisions noyau-noyau et perte d'énergie des partons

Dans le cas des collisions noyau sur noyau, $A + B$, il faudra logiquement tenir compte de la fonction d'épaisseur de chacun des deux noyaux. La section efficace de production des hadrons h sera modélisée par :

$$E \frac{d\sigma_{AB}^h}{dp^3} = \sum_{abcd} \int d^2b d^2r t_A(r) t_B(|\mathbf{b} - \mathbf{r}|) \int dx_a dx_b d^2k_{aT} d^2k_{bT} g_p(k_{aT}, Q^2, r) g_p(k_{bT}, Q^2, |\mathbf{b} - \mathbf{r}|) f_{a/p}(x_a, Q^2, r) f_{b/p}(x_b, Q^2, |\mathbf{b} - \mathbf{r}|) K \frac{d\sigma}{dt}(ab \rightarrow cd) \frac{D_{h/c}^0(z_c, Q^2, \Delta L)}{\pi z_c}. \quad (2.8)$$

D'autres effets nucléaires seront importants et impliqueront une suppression de section efficace, comme la perte d'énergie des partons de la voie de sortie au passage à travers une matière partonique (*jet quenching*). Cet effet peut être inclus dans ce modèle en incorporant de manière appropriée dans la fonction de fragmentation le paramètre $P_a(n)$. Ce paramètre représenterait la probabilité d'un parton de saveur a traversant une distance ΔL dans le milieu d'engendrer un nombre n de collisions [66]. La valeur de l'énergie perdue par unité de distance est souvent prise comme dépendant de l'énergie, comme c'est le cas le modèle développé par les auteurs de [20].

Un autre effet nucléaire, mesuré à haute énergie [46] [50], est la modification apportée dans les PDF d'un noyau A , par rapport à celle d'un nucléon n . Cette fonction de modification, qui est plus qu'une simple loi d'échelle, peut se définir comme,

$$F(x, Q^2, A) = \frac{f_i^A(x, Q^2)}{A f_i^n(x, Q^2)}. \quad (2.9)$$

Cette fonction dépend de x et de l'échelle Q^2 et selon les régions atteintes, il s'agira, soit, d'un effet d'ombre (*shadowing*), qui correspond à une diminution de l'amplitude des PDF pour les petits x , soit, de l'effet contraire (*antishadowing*), qui se traduit par l'augmentation de l'ampleur des PDF, pour les grands x . Cette fonction de modification est, souvent, paramétrée

de façon phénoménologique (comme par exemple dans la référence [23]).

Pour résumer, il faut remarquer que, malgré les efforts théoriques et expérimentaux dans la compréhension de la production de particules issues des collisions entre partons, celle-ci a besoin d'être affinée, plus particulièrement dans les conditions où un traitement perturbatif n'est plus approprié. En effet, à des énergies incidentes dans le centre de masse inférieures à 50 GeV et pour des systèmes où les effets nucléaires (collisions proton sur noyau ou noyau sur noyau) sont sensibles, les approches théoriques sont purement phénoménologiques. Des mesures expérimentales, dans ces conditions, sont nécessaires pour approfondir le développement de telles approches.

Contribution thermique : HG et QGP Comme nous l'avons exposé précédemment, dans les collisions d'ions lourds à une énergie incidente élevée, si le nombre des collisions entre partons est suffisante, la matière nucléaire arrivera à l'équilibre thermique et émettra des particules. L'équilibre chimique n'arrivera que plus tard par des réactions $gg \leftrightarrow q\bar{q}$ et $gg \leftrightarrow ggg$. Si les conditions de la collision ont permis d'obtenir un déconfinement des partons, il y aura d'abord émission par un plasma de quarks et de gluons, QGP, et ensuite, après hadronisation, il y aura émission de particules par le gaz de hadrons, HG.

L'évolution du système dans ce régime thermique, expansion et refroidissement, se calcule par des méthodes d'hydrodynamique. Le modèle le plus utilisé est le modèle hydrodynamique de Bjorken qui décrit le système comme un cylindre en expansion, le long de la coordonnée longitudinale (dans le repère du centre de masse). L'hydrodynamique procurera une série d'équations de conservation couplées. Pour que la description du système soit complète, il faut inclure les conditions initiales (données par l'étape des collisions partoniques antérieures) et l'équation d'état du système. L'introduction de ce degré de liberté supplémentaire et son couplage au calcul de la phase antérieure expliquent la difficulté de tester ces modèles avec des résultats expérimentaux.

La théorie QCD prédit une transition de phase vers un QGP à la température critique $T_C = 140 - 160 \text{ MeV}$ (pour une densité baryonique nulle). Dans le régime des hautes températures, l'équation d'état utilisée sera celle d'un gaz idéal de quarks (u , d et s avec des masses $m_u = m_d = 0 \text{ MeV}$ et $m_s = 150 \text{ MeV}$) et de gluons sans interaction décrit par le modèle du sac du MIT [32]. Plusieurs paramétrisations ont été proposées, comme, par exemple, celle développée par Sollfrank et Srivastava [90, 88].

$$P = g_q \frac{\pi^2}{90} T^4 - B \quad (2.10)$$

$$\epsilon_q = g_q \frac{\pi^2}{30} T^4 + B. \quad (2.11)$$

Pour des valeurs de température inférieures à T_C , l'équation d'état représentera un gaz idéal de hadrons de masses inférieures à 2 GeV (π , K , η , ρ , ω , K^* , p , n , η' , ϕ , Λ , Σ , Δ , a_1 , Ξ et $\Sigma(1385)$, voir [45] pour plus des détails). La coexistence des deux phases est définie par la condition d'une pression identique à l'équilibre, soit $p_{HG} = p_{QGP}$. La description de cette phase mixte, bénéficie de l'introduction de la notion de fraction de volume de QGP,

$$u(\epsilon, \rho_B) = \frac{V_{QGP}}{V_{QGP} + V_{HG}}. \quad (2.12)$$

Il convient de spécifier [39] les conditions initiales dans l'hyperbole de temps propre $\tau = \tau_i$ (le temps propre étant défini comme $\tau \equiv \sqrt{t^2 - z^2}$). À part ce temps propre initial τ_i , il faut préciser l'entropie par densité de baryons, s/ρ_B et la densité de baryons par unité de rapidité à mi-rapidité, dN_B/dy . Les valeurs des densités d'énergie et baryonique initiales (ϵ et ρ_B), sont imposées par le choix d'équation d'état, ainsi que celles de la température T et du potentiel chimique μ_B .

Pendant l'expansion du gaz le long du cône de lumière, et ce, dans certaines régions de l'espace-temps, le taux des réactions ne sera pas assez élevé pour maintenir l'équilibre local thermique et/ou chimique. Cette transition entre l'état gaz et le régime de particules libres (appelé *freeze-out*) s'accompagne d'une diffusion à travers une surface dans l'espace-temps quadri-dimensionnel. Il est nécessaire de calculer les paramètres de ce courant de particules libres (sa distribution dans l'espace et en impulsion) à partir des propriétés du gaz. Ce problème théorique n'est pas encore résolu de façon satisfaisante. Il s'agit d'abandonner l'approche macroscopique (la connaissance pour chaque unité de volume de sa pression, densité d'énergie et potentiel chimique) pour calculer une distribution de particules, et de recourir à une approche microscopique. Un des modèles les plus utilisés est celui de Cooper et Frye (voir [33] et [34] pour plus de détails), lequel permet de calculer le nombre de particules réelles de masse m qui traversent la surface du *freeze-out* $d\sigma_\mu$:

$$dN = \int f(p_\mu u^\mu) p^\mu d\sigma_\mu \theta(p_0) \delta(p^2 - m^2) d^4p, \quad (2.13)$$

où $f(p_\mu u^\mu)$ est la fonction de distribution invariante de Lorentz. Supposant que les particules arrivent au *freeze-out* à la température T_f , cette distribution sera celle d'un gaz de Bose idéal :

$$f(p_\mu u^\mu) \propto \frac{1}{\exp(p_\mu u^\mu / T_f) - 1}. \quad (2.14)$$

2.2.2 Dynamique d'émission de photons

Au contraire des hadrons soumis à l'interaction forte tout au long des étapes de la collision, les photons sont des particules soumises uniquement à l'interaction électromagnétique. Les hadrons nous informeront sur les propriétés de la dernière étape de l'évolution du système, avant qu'ils ne quittent celui-ci (le gel ou *freeze-out*). Par contre, les photons, dont le libre parcours moyen dans la matière nucléaire est grand, vont sortir sans interagir de petits systèmes formés lors des tous premiers instants de la collision et cette information arrivera aux détecteurs sans être modifiée. De plus, les photons sont produits tout au long de la collision ce qui leur confère la capacité d'informer sur la nature de toutes ces étapes. Il y aura des photons produits dans les collisions initiales entre partons, des photons issus de la matière nucléaire en équilibre (soit un QGP soit un gaz de hadrons) et après le *freeze-out* il y aura des photons dus à la décroissance de mésons de vie longue (π , η , ω etc., par ordre décroissant d'importance). Nous appellerons photons directs, l'ensemble des photons qui ne sont pas issus de ces dernières décroissances.

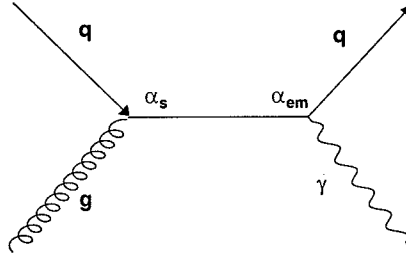


FIG. 2.11 – Exemple d'un diagramme de Feynman pour l'émission d'un photon dur.

La radiation directe des photons par le plasma a toujours été considérée comme une signature relevant de ce nouvel état de la matière [81]. De plus, l'étude des photons dans les premières collisions entre partons apportera des informations sur les caractéristiques des PDF dans les noyaux (en particulier, la fonction de distribution des gluons). Du point de vue expérimental, la détection de photons a toujours été considérée comme un défi, déjà pour la physique des particules et d'autant plus pour les collisions d'ions lourds. Bien que beaucoup de progrès ait été accompli pendant la dernière décennie, c'est une sonde de laquelle est attendue et espérée une mesure claire de photons directs pour les expériences auprès de collisionneurs à RHIC et LHC. Des compilations des résultats d'expériences abordées avec les photons comme sonde de la matière nucléaire dans les collisions d'ions lourds, se trouvent dans les références [79] et [85].

Photons durs initiaux

Les photons durs ou photons initiaux sont les photons créés dans les premiers instants de la collision par l'interaction directe entre partons. Les quarks, particules chargées, vont subir aussi des interactions électromagnétiques avec émission de photons (voir exemple dans Fig. 2.11). L'importance de l'interaction électromagnétique est liée à la valeur de sa constante d'interaction, la constante de structure fine,

$$\alpha_{em} = \frac{e^2}{4\pi\hbar c} = \frac{1}{137}.$$

Elle est, sensiblement, plus faible que α_s . Par conséquent ce processus, qui est en concurrence avec les processus impliquant uniquement des quarks et des gluons en voie de sortie, sera défavorisé par rapport à la production de jets. En revanche, l'avantage de cette sonde est que, comme les photons n'interagissent plus, ils sont détectés directement. Ainsi la prise en considération de la fonction de fragmentation n'est plus nécessaire et ce fait qualifie les photons comme une sonde très pure de ce processus, sonde spécialement indiquée dans la recherche sur les fonctions de distributions de partons (des gluons plus particulièrement).

Les processus (voir Fig.2.15) qui contribuent à la production de photons initiaux ou durs à l'ordre le plus bas sont le processus Compton ($qg \rightarrow q\gamma$ et $\bar{q}g \rightarrow \bar{q}\gamma$) et les processus d'annihilation ($q\bar{q} \rightarrow g\gamma$), importants aux énergies SPS. À l'ordre supérieur les processus du type bremsstrahlung (exemple dans Fig. 2.12), qui deviennent importants aux énergies RHIC

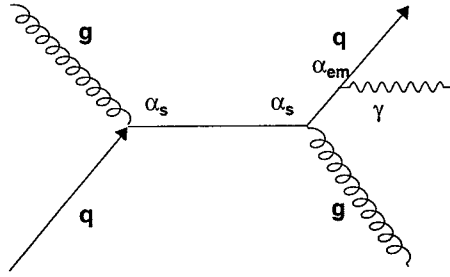


FIG. 2.12 – Exemple d'un diagramme de contribution à la production d'un photon dur d'ordre supérieur, $O(\alpha_s^2 \alpha_{em})$.

et LHC, ont comme caractéristique que cet ordre a une contribution comparable à celle de l'ordre inférieur. Cela est dû au fait que la fonction de fragmentation du quark contienne un facteur logarithmique qui équilibre la valeur de l'une des α_s [41]). Les différents diagrammes qui contribuent au processus de bremsstrahlung sont présentés en Fig. 2.15.

Il existe une grande quantité de données de production de photons directs dans des collisions pp et pA (voir compilation [98]) à des énergies dans le domaine $19,4 \text{ GeV} < \sqrt{s} < 1,8 \text{ TeV}$. Les données aux énergies les plus basses (jusqu'à $\sqrt{s} = 30,6 \text{ GeV}$) correspondent aux mesures effectuées sur des cibles fixes (auprès du CERN et Fermilab). Les énergies les plus hautes sont atteintes dans des collisionneurs (ISR, SPS et Tevatron). A certaines énergies, les sections efficaces mesurées par les différentes expériences peuvent être comparées directement avec les résultats des calculs théoriques. Cette comparaison ne montre pas qu'il y ait un complet accord [79] entre théorie et expérience. De façon générale, cet accord se dégrade aux énergies incidentes les plus basses (jusqu'à un facteur 10 à grande impulsion transverse). Bien que les différences entre théorie et expérience soient réduites à des énergies plus élevées, un accord parfait n'est pas atteint (un facteur d'environ 1,5). Ces comparaisons nous montrent la difficulté existant dans la mesure des photons directs et leur exploitation ultérieure pour tester différents modèles.

Le calcul des section efficaces de production de photons initiaux procède selon le même schéma décrit dans le cas des pions π^0 (voir Eq. 2.4), mais sans considération de la fonction de fragmentation, comme nous venons de l'indiquer. Par conséquent, les problèmes rencontrés dans les calculs précédents pour les pions, sont aussi présents. Il y a nécessité d'introduire, de manière phénoménologique, un paramètre k_T intrinsèque dans la distribution initiale des partons et la difficulté de prendre en compte, de façon satisfaisante, les effets nucléaires et les effets de milieu en scrutant les résultats de production de photons des collisions pp , pA et AA . Aussi la validité des calculs perturbatifs QCD dans des domaines de faible impulsion transverse doit être critiquée et mise en perspective. Cela nous conduit à resouligner l'importance de mesurer, dans le même dispositif expérimental, la production de photons dans les différents collisions pp , pA et AA .

Ces lacunes théoriques et l'existence de données expérimentales possédant de grandes incertitudes font de l'étude des photons durs, un sujet de recherche à approfondir. Utilisant pQCD, les auteurs de [18] ont tenté de reproduire, au mieux, l'ensemble des données existantes,

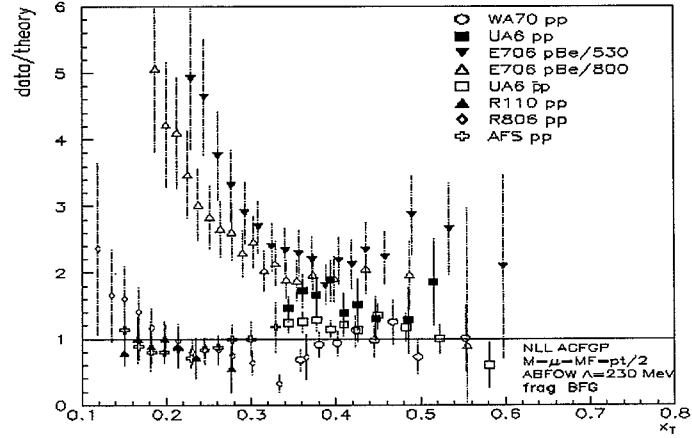


FIG. 2.13 – Comparaison entre données expérimentales et résultats de calcul pQCD pour la production des photons directs, après optimisation des paramètres de la théorie. Travail publié dans la référence [18].

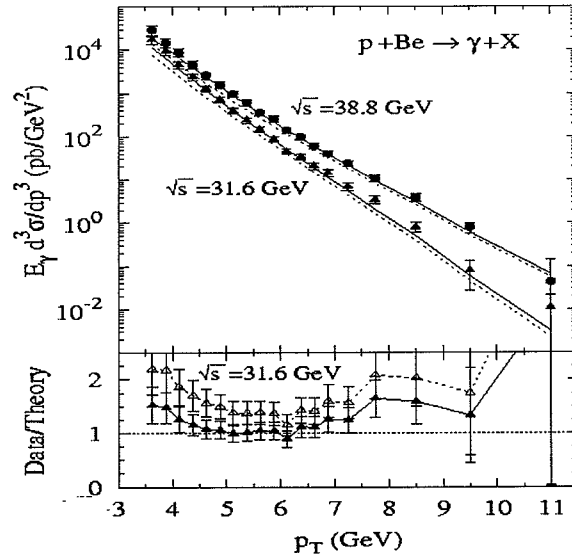
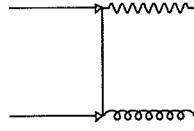
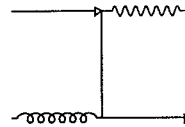
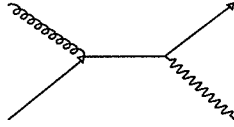


FIG. 2.14 – Comparaison des données expérimentales de production de photons directs mesurés par la collaboration E706 à $\sqrt{s} = 31,6$ GeV et 38,8 GeV [15] et des résultats de calculs pQCD qui incorporent des distributions PDF, avec un k_T intrinsèque et un élargissement en k_T . Figure adaptée de la référence [77].

a) Annihilation



b) Compton



c) Bremsstrahlung

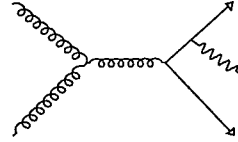
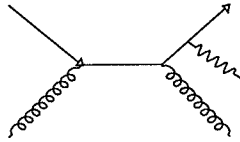
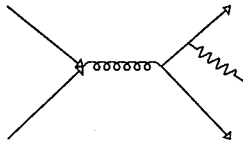
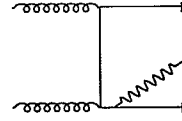
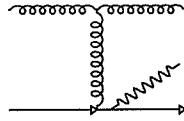
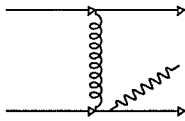


FIG. 2.15 – Diagrammes de Feynman relatifs à la production de photons. Les processus d'annihilation et d'effet Compton sont les processus du premier ordre. Les processus de bremsstrahlung sont du deuxième ordre.

en optimisant les paramètres de la théorie comme Λ et les fonctions de distribution des partons. Ils ont obtenu un excellent accord entre théorie et expérience (pour les différentes énergies incidentes et différentes fenêtres en p_T) sauf dans le cas des données obtenues par la collaboration E706 à $\sqrt{s} = 31,6$ GeV et 38,8 GeV [15] (Fig. 2.13). Malgré des améliorations apportées dans le calcul, l'inclusion des corrections à l'ordre supérieur NLO et la resommation imposée par la prise en compte des gluons mous [70], un bon accord entre ces données pA et la théorie ne s'obtient qu'en introduisant un k_T intrinsèque dans les distributions initiales des partons et un élargissement de ce k_T à cause des effets nucléaires [77] (Fig. 2.14).

Photons thermiques : QGP et HG

Les mécanismes de production de photons rayonnés par une phase partonique en équilibre thermique (le QGP), diffèrent sensiblement de ceux déjà exposés pour l'émission des hadrons, des π^0 en particulier. Il ne s'agit plus de faire évoluer le système des partons existants jusqu'au *freeze-out*. Les photons ne se trouvent pas dans le système initial mais ils vont être créés par

les interactions entre les partons dans le système en équilibre. Dans le plasma de quarks et de gluons, les processus donnant lieu à l'émission de photons seront les mêmes que ceux qui conduisent à la production de photons durs : effet Compton, annihilation et bremsstrahlung (Fig. 2.15). Pour estimer les caractéristiques de l'émission de photons dans le régime thermique, il faut calculer son taux de production et le convoluer avec les conditions imposées par l'évolution du système, volume d'émission et sa durée.

Le taux de production des particules h avec une énergie E est donnée par l'expression :

$$\Gamma_{prod}(E) = \frac{1}{2E} \int \frac{d^3p_1}{(2\pi)^3 2E_1} \cdots \frac{d^3p_m}{(2\pi)^3 2E_m} \frac{d^3p'_1}{(2\pi)^3 2E'_1} \cdots \frac{d^3p'_n}{(2\pi)^3 2E'_n} \quad (2.15)$$

$$(2\pi)^4 \delta(P - \sum_{i=1}^m P_i + \sum_{i=1}^n P'_i) \sum_{i,j} |M|^2 f_1 \cdots f_m (1 \pm f'_1) \cdots (1 \pm f'_n) \quad , \quad (2.16)$$

avec M , l'élément de matrice associé aux processus de la production de la particule h . Il y a m particules qui participent dans l'état initial et n particules en voie de sortie (les paramètres associés avec ces dernières sont identifiés par un prime). La somme $\sum_{i,j}$ se fait sur tous les états possibles des particules dans les deux canaux, initial et final (à l'exception de la particule h). Leurs vecteurs d'impulsion sont dénotés par P et la fonction delta assure la conservation de l'énergie. Les fonctions de distribution des particules initiales sont f_i et f'_i correspondent à celles des particules finales. Pour les particules finales, le signe plus est réservé aux bosons et le signe moins aux fermions. Ces fonctions de distribution sont :

$$f(E_i) = \frac{1}{\exp(E_i/T) \mp 1}, \quad (2.17)$$

où le signe moins caractérise les bosons, le signe plus, les fermions, et T représente la température.

Pour calculer la distribution des photons thermiques, il existe une autre définition intéressante qui est une alternative à celle présente dans équation 2.16. Elle se fonde sur l'introduction du tenseur de polarisation ou d'énergie propre du photon, $\Pi_{\mu\nu}(P)$. Le taux de production de photons est proportionnel à la valeur de la partie imaginaire de ce tenseur, dans sa couche de masse ($p_0 = E = p$), en accord avec la théorie quantique des champs dans le vide [56] :

$$\frac{dN}{d^4x d^3p} = -\frac{1}{(2\pi)^3} \frac{1}{E} \frac{1}{\exp(E/T) - 1} \text{Im} \Pi_\mu^\mu(E).$$

Cette expression est exacte au premier ordre dans le cas du couplage électromagnétique, lié à sa constante, α_{em} et à tous les ordres avec la prise en compte du couplage de l'interaction forte et de sa constante α_s . L'énergie propre du photon peut se représenter par une série de boucles, c'est l'expansion en boucles thermiques (HTL de l'anglais *hot thermal loop*). Sa partie imaginaire se calcule à partir de l'ensemble des diagrammes de Feynman, obtenus en réalisant des coupures dans les boucles.

Les processus calculés avec une seule boucle, sont l'annihilation et le processus Compton, donc le taux de production est [68] [21] :

$$E \frac{dN}{d^4x d^3p} \Big|_{1 \text{ boucle}} = 0,0281 \alpha_{em} \alpha_s \ln \left(\frac{0,23 E}{\alpha_s T} \right) T^2 \exp(-E/T). \quad (2.18)$$

Intuitivement, la contribution à deux boucles devrait être moins significative. Elle résulte d'ordre en $\alpha_s \alpha_{em}$ [19]. Les processus associés sont le bremsstrahlung et l'annihilation dans le milieu (après diffusion) dont les taux de production sont les suivants, respectivement :

$$E \frac{dN}{d^4x d^3p} \Big|_{\text{bremss}} = 0,0219 \alpha_{em} \alpha_s T^2 \exp(-E/T) \quad (2.19)$$

$$E \frac{dN}{d^4x d^3p} \Big|_{q\bar{q}-aws} = 0,0105 \alpha_{em} \alpha_s E T \exp(-E/T). \quad (2.20)$$

Les processus à trois boucles sont, toujours, en cours d'étude mais ils semblent être du même ordre de grandeur que ceux à deux boucles. Il se pourrait que l'émission des photons ne remplit pas les conditions d'un processus perturbatif et, donc, que son taux soit de calcul très difficile. D'ailleurs, les deux premières contributions (à une et deux boucles) ne peuvent pas être considérées comme une limite inférieure à cause des interférences destructives dans des ordres supérieurs, (effet existant en l'électrodynamique quantique, dit effet Landau-Pomeranchuk-Migdal).

Dans une étape ultérieure de la collision, la matière va s'hadroniser. Les spectres de particules dans ce gaz de hadrons (HG) vont posséder une forme réminiscente de la distribution de l'espace de phase, avec une pente reliée à la valeur de la température du gaz. Ces hadrons, dans le bain thermique, vont interagir entre eux et produire des photons. Évidemment les interactions entre ces hadrons ne peuvent plus être traitées dans le cadre de pQCD, alors il faudra utiliser un Lagrangien effectif pour le traitement de ces interactions. Les auteurs de la référence [68] ont été les premiers à réaliser le calcul de la production des photons par un gaz de hadrons dans un tel cadre.

Les processus les plus importants de production de photons sont : l'annihilation de pions ($\pi^+ \pi^- \rightarrow \rho \gamma$) ; l'effet Compton ($\pi^\pm \rho \rightarrow \pi^\pm \gamma$) qui est augmenté par l'émission à partir d'une résonance intermédiaire $\pi^\pm \rho \rightarrow a_1 \rightarrow \pi^\pm \gamma$ [108] ; la décroissance du méson ρ ($\rho \rightarrow \pi^+ \pi^- \gamma$). De moindre importance, sont les processus $\pi^+ \pi^- \rightarrow \eta \gamma$, $\pi^\pm \eta \rightarrow \pi^\pm \gamma$, $\pi^+ \pi^- \rightarrow \gamma \gamma$ et $\omega \rightarrow \pi^0 \gamma$. Les auteurs de la référence [92] proposent une expression simple pour décrire le taux des production des photons dans le HG :

$$E \frac{dN}{d^4x d^3p} \simeq 4,8 T^{2,15} e^{-1/(1,35 E T)^{0,77}} e^{-E/T}. \quad (2.21)$$

C'est dans le traitement des effets du milieu que surgissent les plus grandes incertitudes. Ces effets peuvent être essentiels dans le cas des mésons vecteurs. De ce fait, cette contribution n'est connue qu'à un facteur 3 près et les différentes prédictions montrent une contribution, au moins aussi importante que celle du QGP (Fig. 2.16).

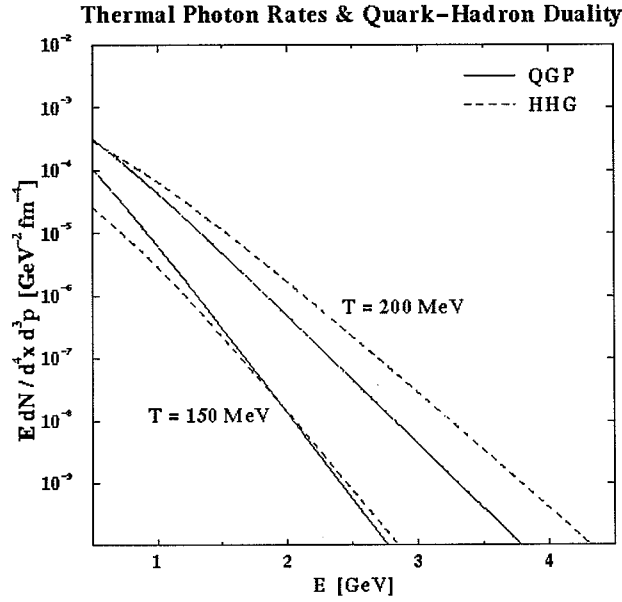


FIG. 2.16 – Taux d'émission de photons rayonnés par le plasma de quarks et de gluons (QGP) et un gaz de hadrons (HHG) à deux températures différentes. Figure adaptée de la référence [92].

2.3 Motivations et objectifs de la mesure des particules dans pA. Notre stratégie.

Dans cette thèse, nous exposerons les mesures de pions neutres et de photons directs, réalisées par la collaboration WA98 au SPS, dans des collisions pA à 160 GeV, dans un domaine en impulsion transverse ainsi défini : $0,5 < p_T < 3,5$ GeV/c. Dans ce type de système, le petit volume d'interaction ne permet pas la création d'une phase thermalisée et l'étude de la production des particules durant l'interaction entre partons sera plus ciblée sur les effets présents dans la matière froide. Les taux de production de particules dans ces systèmes pA seront comparées à ceux mesurés dans des collisions pp pour déceler l'importance des effets nucléaires durant les collisions partoniques initiales. De plus, la comparaison des sections efficaces de production de particules dans les systèmes pA et AA, (dans ce dernier cas, le volume d'interaction permet une équilibration) servira à préciser les particularités liées à la création d'une phase en équilibre thermique dans les collisions noyau-noyau.

- Comme nous l'avons exposé dans ce chapitre, dans l'état actuel des développements théoriques en chromodynamique quantique, sur l'utilisation des méthodes perturbatives et sur l'inclusion des effets nucléaires, des approches phénoménologiques sont nécessaires dans les calculs de la production des particules dans les collisions entre ions. Dans ce contexte, la production des pions neutres se situe dans un domaine où les méthodes perturbatives ne sont pas censées d'être correctes (valeurs d'impulsion transverse inférieures à 1-2 GeV/c). De cette façon nous pourrions étudier si les méthodes phénoménologiques appliquées pour tenir compte des contributions non perturbatives et des effets nucléaires (l'introduction d'un k_T intrinsèque et son élargissement) reproduisent les données. De même, nous pourrions étudier les effets nucléaires (l'effet Cronin) en comparant la pro-

duction des π^0 pour les deux cibles étudiées, le plomb et le carbone, qui présentent une grande différence en masse. Les spectres des π^0 peuvent aussi être comparés à ceux mesurés dans les collisions entre des ions de plomb par la même collaboration pour étudier les effets nucléaires dans la région de haute impulsion transverse (supérieure à 1-2 GeV/c). Il s'agit d'étudier l'existence des effets liés à la perte d'énergie dans la matière en équilibre thermique (le *jet-quenching*) qui aboutirait une diminution de la production de particules à haut p_T .

- La collaboration WA98 a mesuré, pour la première fois, un excès de photons directs dans des collisions d'ions lourds. La détermination de l'origine de ces photons passe par la connaissance de la contribution des photons initiaux, laquelle peut être calculée avec QCD perturbatif ou étalonnée à partir des mesures réalisées dans des collisions pp et pA. Nous avons déjà discuté des lacunes de la théorie et la problématique dans la systématique des données de production de photons directs. De plus, ces mesures ont été effectuées à des énergies incidentes plus importantes et doivent être étalonnées avant la comparaison. Pour ces raisons, la recherche des photons directs dans les collisions pPb à pratiquement la même énergie incidente, adoptant la même méthode d'analyse et avec le même dispositif expérimental que dans le cas de l'étude du système PbPb facilite l'étalonnage entre les deux systèmes et aide à l'identification des photons thermiques dans les collisions PbPb.

Chapitre 3

Expérience WA98

Dans ce chapitre nous décrivons l'expérience WA98 du CERN. Cette expérience a été réalisée auprès de l'accélérateur SPS (*Super Proton Synchrotron*) de 1994 à 1996 et avait pour but l'étude des collisions noyau-noyau et proton-noyau à une énergie, dans le centre de masse d'environ 17 AGeV. Pour notre part, nous ne nous sommes intéressés qu'aux données recueillies dans les collisions proton-noyau pendant la campagne de 1996. Nous avons, plus particulièrement, étudié dans ces collisions la production de photons mesurée à l'aide du spectromètre électromagnétique LEDA.

Dans ce chapitre, nous commencerons par rappeler les motivations générales de l'expérience en insistant sur l'intérêt que présente l'analyse qui fait l'objet de cette thèse. Ensuite, nous décrivons le système d'accélération et les détecteurs utilisés. Pour finir, nous passerons rapidement en revue les astuces électroniques utilisées pour tirer le meilleur profit de l'enregistrement des données.

3.1 Objectifs de l'expérience

En 1995, le SPS (*Super Proton Synchrotron*) a commencé sa campagne de collisions de noyaux de plomb ($A=208$) sur des cibles de plomb et d'or à une énergie dans le centre de masse de 17,3 AGeV. La densité d'énergie qu'il est possible d'atteindre dans ces collisions (estimée à 3 GeV/fm) serait suffisante pour former le plasma de quarks et de gluons [67]. Pour mettre en évidence et étudier cette phase partonique et déconfinée de la matière un certain nombre d'expériences ont été mises sur pied. La plupart d'entre elles ont été dédiées quasi exclusivement à un type de physique bien défini, se focalisant sur l'étude d'une signature expérimentale unique. Ainsi, NA44 [103] et NA49 [104] ont privilégié les fonctions de corrélation entre pions, protons ou kaons. L'expérience NA45/CERES [107] étudie le spectre des photons virtuels par l'observation des paires électron-positron et, plus particulièrement, les propriétés des mésons dans le milieu nucléaire. L'expérience NA50 s'intéresse aux propriétés des états liés du charmonium implantés dans le milieu nucléaire chaud et dense. L'expérience NA52/WA97 [105][106] étudie la production d'étrangeté. À l'opposé de ces expériences au but bien ciblé, l'expérience WA98 se veut plus généraliste. Expérience privilégiée dans la mesure de photons directs, la variété des systèmes de détection mis en oeuvre pour la détection d'une grande variété de particules et offrant une grande acceptance, a permis une étude exhaustive

des collisions pA et AA à travers de nombreuses observables. Citons, entre autres, les corrélations HBT entre particules chargées [10, 9], l'écoulement collectif des particules chargées [48], les fluctuations du rapport chargés sur neutres liés à la formation d'un condensât chiral désorienté ou DCC [8] et, finalement, l'observable qui nous intéresse plus particulièrement, les photons directs.

L'un des résultats les plus significatifs obtenus et la mise en évidence de photons directs produits dans les collisions centrales Pb-Pb et l'établissement de leur spectre en énergie (voir [6, 7] et pour plus de détails [29]). Pour pouvoir affirmer sans ambiguïté que cette production est un signal de la formation du plasma de quarks et de gluons, il est indispensable d'estimer au préalable la section efficace de production des photons directs issus des collisions parton-parton initiales. Comme nous l'avons exposé dans la chapitre précédent, cette contribution initiale peut être calculée dans le cadre de la Chromodynamique Quantique dans le domaine perturbatif. Cependant des études plus approfondies sont nécessaires, d'un côté pour avaliser l'hypothèse perturbative dans un régime de "basse" impulsion transverse (inférieure à 5 GeV/c) et, d'un autre côté, pour estimer les effets nucléaires modifiant les collisions proton-proton dans le vide. La mesure de la production des photons directs dans un système comme proton sur noyau à la même énergie, où l'émission thermique n'est pas possible mais où se manifestent déjà les effets nucléaires, permettra d'établir une bonne estimation de la contribution au spectre de photons des photons produits dans les collisions initiales. La mesures de pions neutres à haute énergie permettra également d'apprendre davantage sur les effets nucléaires, tel l'effet Cronin [14] et servira de référence pour étudier dans les collisions noyau-noyau des effets plus liés à la formation du plasma de quarks et de gluons, telle la perte d'énergie dans la matière des partons diffusés (effet du *jet-quenching*) [61].

3.2 Dispositif expérimental

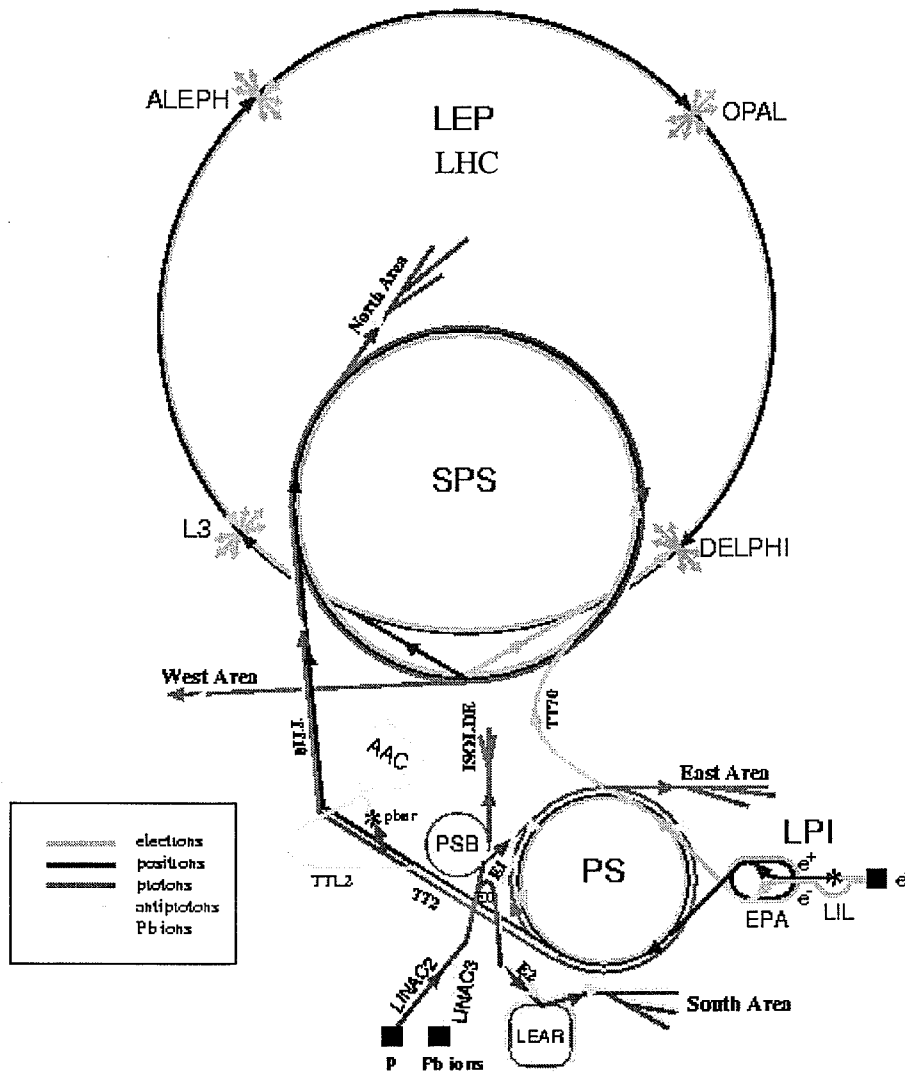
Ce paragraphe est dédiée à la description du dispositif expérimental utilisé par la collaboration WA98 : le complexe d'accélération, les différents détecteurs. Puisque je n'ai pas participé à l'expérience proprement dite, je ne décrirai que brièvement les détecteurs mais en insistant, cependant, sur le spectromètre de photons constitué de LEDA (*Lead Glass Calorimeter*) et de CPV (*Charge Particle Veto detector*).

3.2.1 L'accélérateur d'ions : le SPS au CERN

Le complexe d'accélérateurs du CERN (Fig. 3.1) est très complet et souple d'emploi. Ses accélérateurs et collisionneurs peuvent gérer des faisceaux d'électrons, de positrons, de protons, d'antiprotons et d'ions lourds (oxygène, soufre et plomb) à des énergies diverses, ainsi que toute une panoplie de faisceaux secondaires. Chacune des particules accélérées a son propre processus de production mais elles passent toutes par une succession similaire d'étapes d'accélération avant d'arriver au point d'interaction de chaque expérience.

L'expérience WA98 a bénéficié de deux faisceaux du SPS (*Super Proton Synchrotron*) : le faisceau d'ions lourds de plomb, d'énergie incidente de 158 AGeV et un faisceau secondaire, composé d'un mélange de protons et pions, de 160 GeV/c d'impulsion incidente. Pour cette

CERN Accelerators



LEP: Large Electron Positron collider
 SPS: Super Proton Synchrotron
 AAC: Antiproton Accumulator Complex
 ISOLDE: Isotope Separator OnLine DEvice
 PSB: Proton Synchrotron Booster
 PS: Proton Synchrotron

LPI: Lep Pre-Injector
 EPA: Electron Positron Accumulator
 LIL: Lep Injector Linac
 LINAC: LINear ACcelerator
 LEAR: Low Energy Antiproton Ring

FIG. 3.1 – Système d'accélération du CERN, incluant SPS qui a fourni les faisceaux de notre expérience, LEP (Large Electron Positron collider) définitivement arrêté et LHC (Large Hadron Collider) actuellement (2002) en cours de construction.

	particules positives	particules négatives
p	49,3 %	1,2 %
K	4,7 %	5,4 %
π	46,0 %	93,3 %

TAB. 3.1 – Le tableau présente la composition du faisceau secondaire à 160 GeV d'impulsion pour les particules positives et négatives [64].

thèse, nous avons étudié la production de photons dans des collisions proton et pion sur noyau, nous nous intéresserons donc à l'obtention de ce faisceau secondaire.

Les protons sont extraits d'un gaz d'hydrogène en utilisant une source de type duoplasmatron. Le gaz est introduit à haute pression (entre 0,7 et 2 Torr) dans la source. Le plasma y est créé et confiné à l'aide d'une électrode et d'un aimant. Le faisceau chargé positivement est extrait du plasma à l'aide d'une électrode d'extraction. Ce faisceau, de 100 KeV, est ensuite accéléré dans l'accélérateur linéaire LINAC 2 où il atteint une impulsion de 50 MeV/c. L'étape d'accélération suivante se fait dans le PSB (*Proton Synchrotron Booster*) qui consiste en une série de quatre petits synchrotrons empilés verticalement et qui donnent au faisceau une impulsion de 1.0 GeV/c avant d'être injecté dans le PS (*Proton Synchrotron*). Chaque cycle d'accélération du PS dure 2,4 s. Le PS peut accélérer simultanément différents types de particules dans chaque cycle. Le faisceau de protons ainsi accéléré va être injecté dans le SPS (*Super Proton Synchrotron*) avec 28 GeV/c. Le SPS, un accélérateur circulaire de 6 km de circonférence, donne aux protons une impulsion de 450 GeV/c. Ce faisceau primaire est dirigé vers les aires expérimentales ouest (*West Area* sur la figure 3.1) par la ligne H1. Cependant, le faisceau utilisé par WA98 était un faisceau secondaire, résultant de la collision du faisceau primaire de protons sur une cible, T1, de Béryllium de 500 mm d'épaisseur. Les projectiles secondaires issues de la collision sont acheminés par la ligne H3, directement vers l'aire expérimentale de WA98.

A chaque cycle du SPS (de 2,58 s, répété toutes les 14,4 s), un nombre de $1,5 \cdot 10^{12}$ protons est transporté vers la cible T1 dans l'aire ouest. L'épaisseur de la cible était choisie telle qu'elle offre une probabilité d'interaction de 3 à 4 collisions par particule incidente, ce qui réduit l'intensité finale du faisceau secondaire sur H3 à $1,1 \times 10^6$ particules par cycle. Après interaction avec la cible et production des particules secondaires, une série de dipôles et quadrupoles minimise la contamination des protons primaires, sélectionne l'énergie des particules secondaires et focalise le faisceau. La composition du faisceau secondaire et son intensité dépendent de l'angle entre les faisceaux primaire et secondaire, de l'énergie sélectionnée pour ce dernier et de l'épaisseur de la cible de Be. Dans le cas des particules chargées positivement, la composition en hadrons du faisceau (Fig. 3.2) est riche en pions à basse énergie et s'enrichit en protons au fur et à mesure que l'énergie augmente. Dans notre cas, le faisceau de 160 GeV/c était principalement composé de protons et de pions (les intensités relatives, proches de 50 %, sont résumées dans le tableau 3.1). Pour des valeurs d'impulsion de 150 GeV/c et plus, les électrons perdent beaucoup d'énergie par rayonnement synchrotron. Il en résulte que la contamination d'électrons est négligeable.

Composition du faisceau

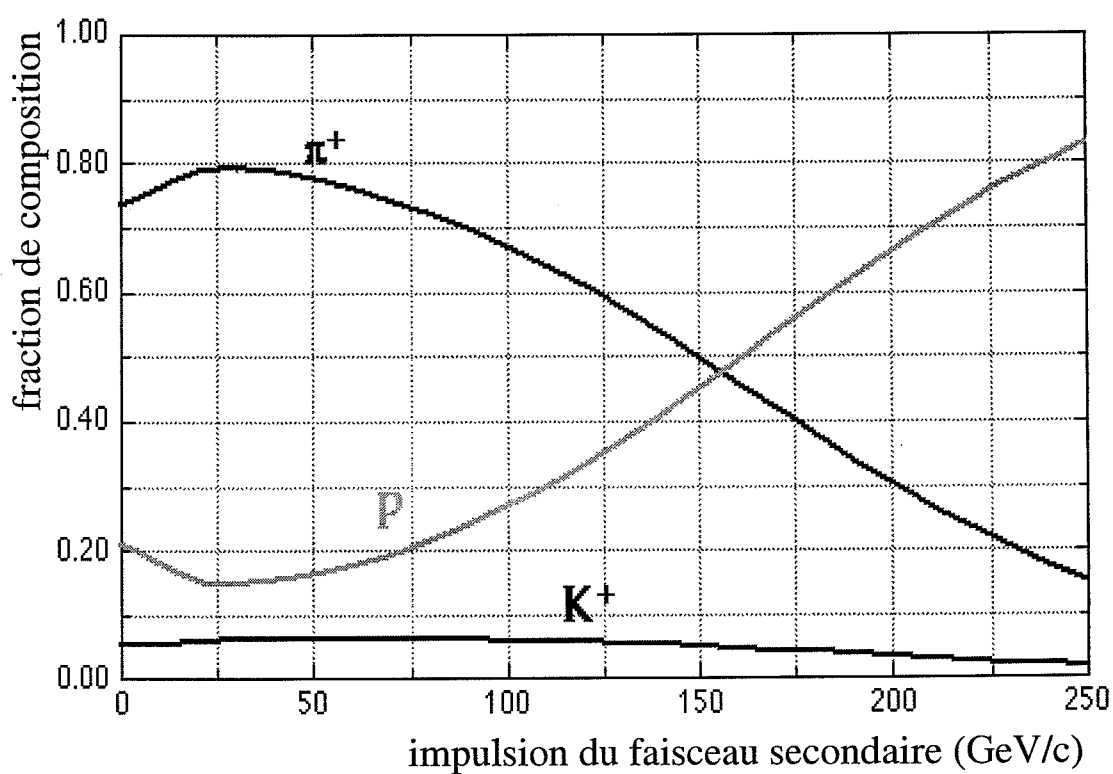


FIG. 3.2 – Composition du faisceau secondaire en H^3 obtenu par bombardement d'un faisceau primaire des protons à 450 GeV sur une cible, en T1, de Béryllium de 500 mm d'épaisseur, le faisceau secondaire étant collinéaire avec le faisceau primaire.

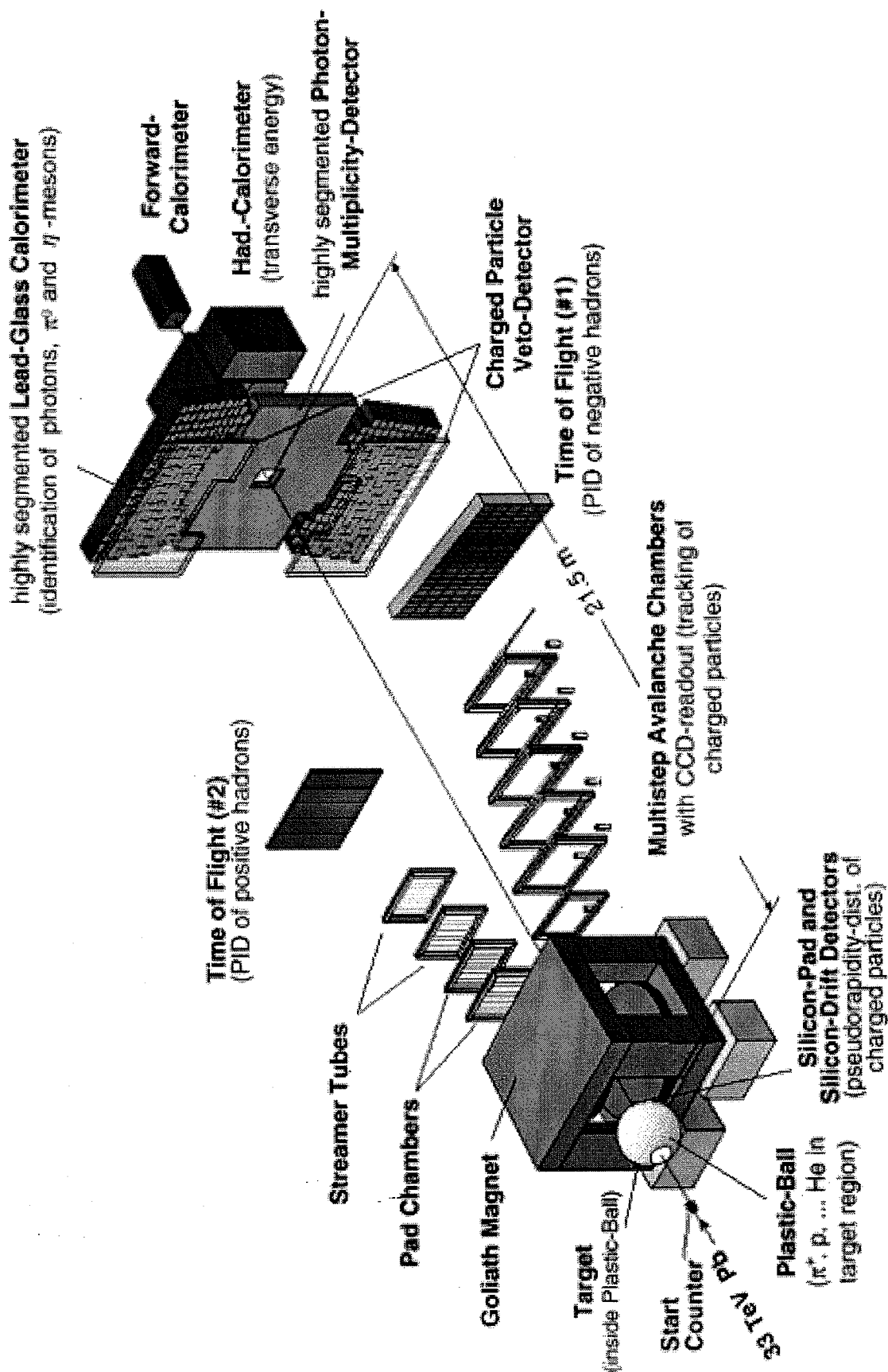


FIG. 3.3 – Schéma du dispositif expérimental utilisé par la collaboration WA98 dans la campagne de 1996 auprès de l'accélérateur SPS du CERN.

3.2.2 Les détecteurs pour la mesure des variables globales

Dans l'expérience WA98 (Fig. 3.3), une série de détecteurs sert à caractériser l'événement de façon globale. Ils sont utilisés comme déclencheurs pour la prise de données. Un groupe de détecteurs est situé en amont de la cible pour analyser le faisceau et deux calorimètres sont situés en aval pour caractériser la violence de la collision au moyen de la mesure de l'énergie totale déposée à zéro degré et de l'énergie transverse totale. Pour les collisions les plus périphériques, le faisceau ne perdra qu'une fraction faible de son énergie longitudinale qui sera déposée à zéro degré. En revanche, pour les collisions les plus violentes, l'énergie longitudinale du projectile sera perdue dans la collision et, par conséquent, l'énergie transverse mesurée sera importante.

Compteurs et veto de faisceau

Deux compteurs en plastique scintillateur (S1 et S2), distants de 20 cm entre eux et situés à 3,3 m en amont de la cible, signalent le passage du faisceau (Fig. 3.4). Ces compteurs S1 et S2, d'une épaisseur respectivement de 3 mm et 5 mm, ont une résolution d'environ 100 ps et servent à valider l'occurrence de collisions nucléaires (voir paragraphe 3.4.2). Deux autres scintillateurs plastiques, séparés de 30 cm, sont situés en dehors de l'aire expérimentale, à 6 m en amont de la cible. Ces détecteurs veto (*Inner* et *Outer Halo*) signalent, pour rejet, le passage de particules du halo du faisceau, en particulier, les muons créés lors de la décroissance des pions chargés. Un deuxième détecteur veto est situé à 2,7 m devant la cible, *Little Veto* : un petit scintillateur, percé d'un trou de 3 mm pour laisser passage au faisceau, signale, pour rejet, le passage des particules issues de l'interaction du faisceau avec les compteurs S1 et S2. Pour l'expérience avec le faisceau secondaire de protons et de pions, deux autres détecteurs ont été mis en place : deux grands détecteurs gazeux à effet Čerenkov (C1 et C2) situés, le premier, à 21 m et, le deuxième, à 6,4 m de la cible. Toute particule possédant une vitesse dans le gaz supérieure à celle de la lumière émettra un rayonnement dans un cône caractéristique de sa vitesse : c'est l'effet Čerenkov. Les détecteurs C1 et C2, remplis hélium, permettent ainsi l'identification de la particule projectile. Chacun des détecteurs a une efficacité d'environ 90% pour l'identification des pions. En utilisant les deux détecteurs conjointement, l'efficacité devient alors supérieure à 99,0%.

Calorimètres MIRAC et ZDC

Les calorimètres MIRAC (*Mid-rapidity calorimeter*) et ZDC (*Zero Degree Calorimeter*), sont les détecteurs les plus en amont.

MIRAC [52] est un calorimètre couvrant le domaine de pseudorapidité compris entre 3,7 et 5,5 unités pseudorapidité, percé d'un orifice central pour laisser passer les particules du faisceau qui n'ont pas interagi (Fig. 3.3, 3.5). Il est positionné à 25 m en aval de la cible. Il est dédié à la mesure de l'impulsion transverse des particules issues de la collision. Il mesure séparément les contributions électromagnétique et hadronique de l'énergie transverse.

Ce détecteur est composé de 30 modules disposés en 6 blocs. Pour pouvoir mesurer de façon indépendante l'impulsion transverse des particules électromagnétiques et des particules hadroniques chaque module comporte deux sections. La première de 22,3 cm est la section

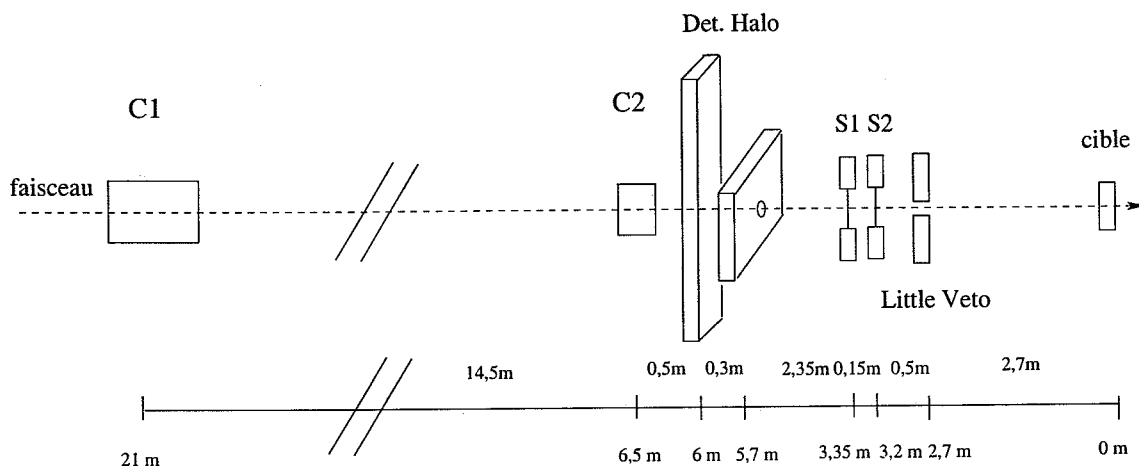


FIG. 3.4 – Schéma de la position des compteurs et détecteurs de veto du faisceau. L'échelle (en bas du schéma) indique la distance des détecteurs par rapport à la position de la cible prise comme origine de l'échelle. La ligne en pointillé indique l'axe du faisceau.

électromagnétique constituée de plaques de plomb comme absorbeurs, d'aluminium comme support et de plaques de plastique scintillateur comme détecteurs. La section hadronique est constituée de plaques d'acier alternées avec des plaques de plastique scintillateur.

ZDC [43] permet de mesurer l'énergie du projectile en l'absence de cible ou l'énergie des fragments spectateurs du noyau après interaction. Il couvre le domaine de pseudorapidité du faisceau pour des valeurs inférieures à 5,5 unités de pseudorapidité (Fig. 3.5). Il est situé à 30 m de la cible et c'est le dernier détecteur du dispositif expérimental. Il couvre le trou laissé par MIRAC en décrivant un cône de $0,3^\circ$ d'angle par rapport à l'axe du faisceau. De même que MIRAC, ZDC mesure séparément les contributions électromagnétique et hadronique de l'énergie déposée à zéro degré.

De même que le détecteur MIRAC, ZDC, composé de 35 modules, possède deux sections électromagnétique et hadronique séparées. Chacun de ces modules comporte en alternance des plaques de plomb et des plaques de plastique scintillateur.

3.2.3 Détecteurs de multiplicité

La mesure de la multiplicité des particules neutres et des particules chargées peut aussi être utilisée pour la détermination de la centralité de la collision. Cependant, cette détermination est moins précise que celle réalisée par les calorimètres. Les détecteurs de multiplicité sont surtout utilisés pour des analyses particulières. Ainsi, l'analyse des fluctuations entre la multiplicité des particules chargées par rapport à celle des particules neutres, dans un même domaine de l'espace des phases, a été mise à profit pour l'étude de la formation éventuelle d'un condensât chiral désorienté (DCC) [8] et a permis de déterminer la limite supérieure de la probabilité d'occurrence de ce type d'événements. Le dispositif expérimental consiste en deux détecteurs silicium SPMD (*Silicon Pad Multiplicity Detector*) et SDD (*Silicon Drift Detector*) pour la mesure de multiplicité des particules chargées et en un détecteur PMD (*Photon Multiplicity Detector*) pour la mesure de multiplicité des photons. Ces deux détecteurs partagent un domaine commun d'acceptance.

SPMD[93, 74] mesure la position des particules chargées dans un domaine de pseudorapidité compris entre 2 et 3,75 unités de pseudorapidité (Fig. 3.5). Il est situé à 32,8 cm de la cible. Le détecteur est constitué de 1012 diodes silicium, de $300\text{ }\mu\text{m}$ d'épaisseur, réparties sur quatre quadrants circulaires de 7.5 cm de rayon et avec un trou de 15 mm pour permettre le passage des particules du faisceau qui n'ont pas interagi.

SDD[74] est constitué de diodes silicium à dérivation, segmentées en 360 anodes collectrices. Il est situé à 15,5 cm de la cible et couvre le même domaine de pseudorapidité que SPMD

PMD [49], permet de compter les photons produits dans la collision. Le principe de détection repose sur la création de gerbes électromagnétiques dans un convertisseur passif en plomb ($1,7\text{ cm}$ d'épaisseur, soit $3 X_0$) et la collecte subséquente des électrons de la gerbe dans un empilement de scintillateurs. Les photons ne déposant qu'une faible fraction de leur énergie dans le détecteur, il ne pourra pas jouer le rôle de calorimètre. En revanche, sa basse densité limite le développement latéral des gerbes et offre ainsi une efficacité importante dans la séparation des gerbes proches et, par conséquent, dans la mesure de la multiplicité de photons. PMD est situé à 21,5 m en aval de la cible et couvre un domaine en pseudorapidité compris entre 2,5 et 4,2 unités de pseudorapidité. La couverture azimutale est complète dans la région $3,2 < \eta < 4,0$. PMD est un détecteur de haute granularité, les pavés de plastique scintillateur ont une surface de $20\text{ mm} \times 20\text{ mm}$ et une épaisseur de 3 mm.

3.2.4 Spectromètres des particules chargées

Une série de détecteurs permet d'identifier les particules chargées et d'en mesurer le spectre. Le détecteur *Plastic-Ball* mesure l'impulsion des particules chargées émises dans le domaine de rapidité de la cible. Il est destiné aux études de flot [48] mais il ne fut pas utilisé pendant le faisceau de protons et de pions. Les particules chargées déviées dans le champ magnétique de l'aimant dipolaire GOLIATH sont détectées dans les deux bras d'un trajectographe, l'un MSAC (*Multi-Stage Avalanche Chamber*) et l'autre constitué de chambres à pavés (*Pad-Chambers*) et de tubes à décharges (*Streamer-Tubes*). Ils sont situés de part et d'autre de l'axe du faisceau (Fig. 3.3). Le centre de GOLIATH est situé à une distance de 3,28 m de la cible et son pouvoir de déviation est : $B\rho = 1,6\text{ T}\cdot\text{m}$. Les deux bras du trajectographe, placés en-dehors du champ magnétique, permettent de réaliser la mesure simultanée des trajectoires des particules de charges différentes. Associés à l'aimant GOLIATH, ces spectromètres permettent la mesure de l'impulsion des particules. Les détecteurs temps de vol, situés à l'arrière des trajectographes, vont mesurer la vitesse des particules, qu'associé à la mesure de l'impulsion, nous donne la masse des particules. Ces données ont fourni l'objet des études de corrélation entre particules [10, 9].

Pour les mesures avec le faisceau de protons et de pions, un détecteur additionnel, INT, a été installé à 10 cm en aval de la cible, pour signaler l'occurrence d'une interaction dans la cible (voir paragraphe 3.4.2 pour plus de détails). Il couvre le domaine de rapidité compris entre zéro et 2,9 unités de rapidité. Ce détecteur est particulièrement important pour identifier les événements de basse multiplicité, car il en fournit une information moins biaisée que celle fournie par Plastic-Ball.

Le premier bras trajectographe MSAC [47, 84], est un détecteur formé de six chambres à

avalanche, multi-étages, constitue le bras pour la mesure des particules chargées négativement. Il est prolongé d'un détecteur de temps de vol (Fig. 3.3). Les chambres sont composées de trois espaces : une partie pour l'ionisation du gaz au passage d'une particule chargée et la création d'un nuage d'électrons, une autre partie pour l'amplification du signal électrique et sa dérive vers l'autre côté de la chambre grâce au champ électrique, et une dernière partie pour la transformation du signal électrique en signal lumineux via l'excitation et dés-excitation par émission de lumière des molécules du gaz. La résolution en position est d'environ 1,5 mm.

L'autre bras trajectographe [44] pour les particules chargées positivement est constitué par quatre chambres avec lecture par pavés, qui fonctionnent selon le même principe que les chambres MSAC et deux autres chambres des tubes à décharge. Dans les premières chambres à pavés se différencient de celles de MSAC parce que les électrons après amplification sont directement récoltés par des pavés et amplifiés à leur tour. Sa résolution en position est de 0,5 mm dans la direction horizontale de 1,7 mm dans la direction verticale. Les deux dernières chambres basées sur le principe des tubes à décharge (en anglais *streamer tubes*) ont une résolution spatiale est moins bonne que celle des chambres à pavés : 3 mm dans la direction horizontale et 6,5 mm dans la direction verticale. Des détails sur cette technologie sont précisés dans le paragraphe 3.3.2 qui traite du détecteur des particules chargées CPV, basé sur le même principe.

Les détecteurs de temps de vol complètent les deux bras du trajectographe. Associés aux détecteurs Čerenkovs S1 et S2 (qui définissent le temps zéro), la mesure du temps de vol permet de déduire la masse des particules. Parallèlement, ces détecteurs peuvent être utilisés comme plan de trajectographie additionnel. Les détecteurs de temps de vol des deux bras sont constitués d'un damier de plastiques scintillateurs situés à 16,5 m de la cible (Fig. 3.3) pour le bras du côté des particules négatives et à 18 m de l'autre côté. La résolution intrinsèque en temps est de 120 ps pour le premier bras et de 90 ps pour le deuxième, qu'il faut convoluer avec la résolution des compteurs Čerenkov de 30 ps.

3.2.5 Le spectromètre des photons

Le spectromètre de photons est constitué d'un calorimètre segmenté, LEDA (*Lead-Glass Detector Array*), et d'un détecteur veto de particules chargées, CPV (*Charged Particle Veto*). Il est situé à 21,5 m de la cible. LEDA est conçu pour mesurer avec précision l'énergie des photons en collectant le maximum de la gerbe électromagnétique créée dans le matériau. Les gerbes induites dans le matériau par les particules chargées étant une source de nuisance à la bonne mesure des photons, peuvent être identifiées puis rejetées à l'aide du CPV, un détecteur à gaz situé devant LEDA.

La spectromètre de photons permet l'étude de la production de mésons neutres (pions et mésons η) et des photons directs. Dans les collisions d'ions lourds Pb + Pb à 158 AGeV l'un des résultats le plus significatif est la mesure du spectre des pions neutres jusqu'à des valeurs d'impulsion transverse de 4 GeV/c [5]. Dans le domaine de haute impulsion transverse, le spectre mesuré suit la prédiction de calculs basés sur la théorie de Chromodynamique Quantique perturbative sans faire appel à une perte d'énergie dans la matière partonique [101]. Un autre résultat remarquable est la mise en évidence dans les collisions Pb + Pb centrales

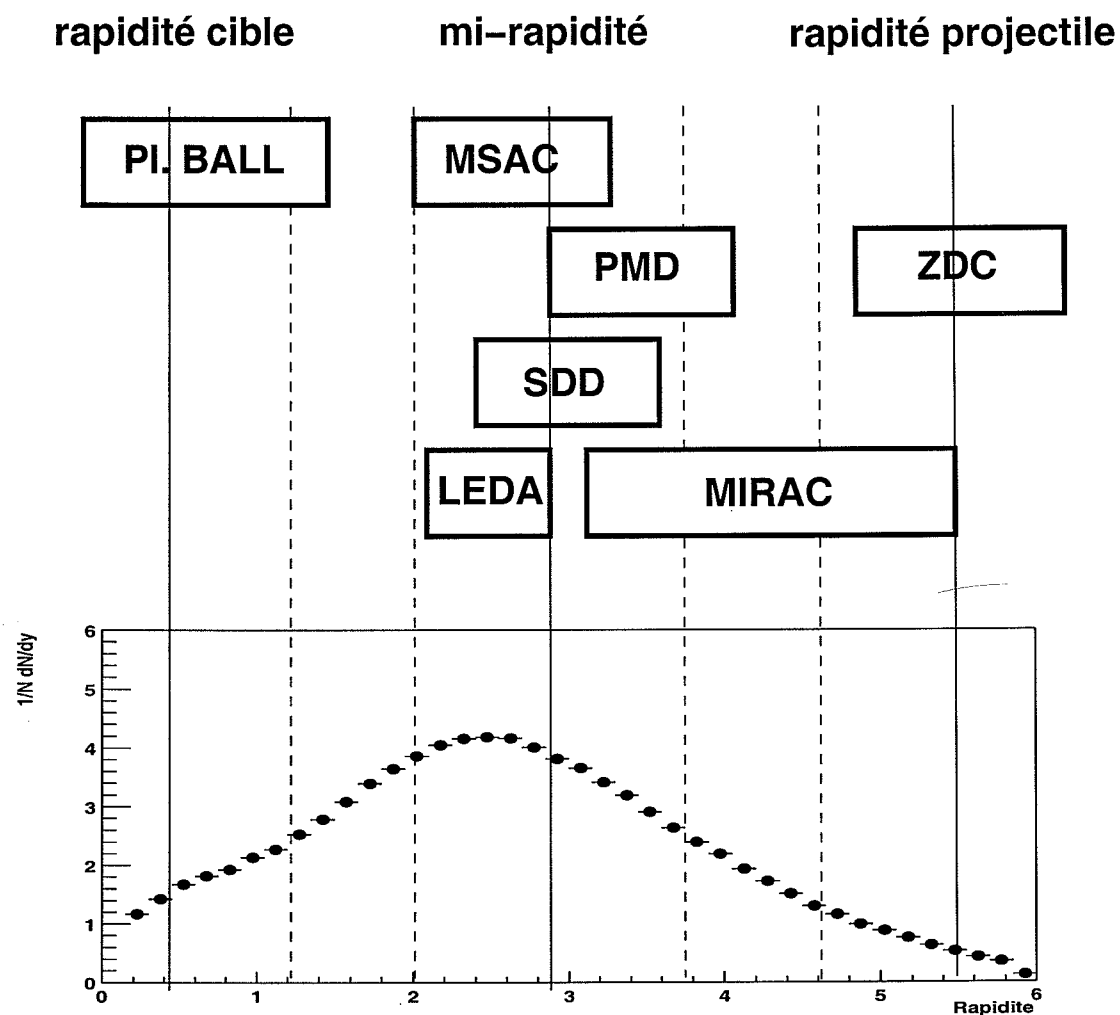


FIG. 3.5 – Schéma de la couverture en rapidité des différents systèmes détecteurs du dispositif expérimental de WA98 auprès de l'accélérateur SPS au CERN. L'histogramme représente la distribution en rapidité des toutes les particules produites dans des collisions proton sur plomb à 160 GeV, selon les prédictions d'une simulation réalisée avec le générateur d'événements NeXus.

d'une production de photons directs [7] avec des impulsions transverses supérieures à 1,5 GeV/c. Des calculs utilisant des méthodes perturbatives de la Chromodynamique Quantique et décrivant les processus non perturbatifs à l'aide de paramètres phénoménologiques prédisent des taux de production de photons directs inférieurs à ceux mesurés. En attendant des progrès dans la théorie QCD pour ce domaine d'impulsion, qui n'est pas considéré valide pour des méthodes perturbatives, l'étude de la production des particules dans des systèmes pA peut donner de l'information sur l'origine des photons directs dans les collisions AA.

Les détails sur les deux détecteurs principaux (LEDA et CPV) dans l'analyse des photons décrite dans cette thèse seront présentés dans le paragraphe suivant 3.3.

3.3 Le spectromètre de photons

3.3.1 Spectromètre en verre au plomb, LEDA

Principe de fonctionnement

Le principe physique de détection de LEDA est basé sur le développement d'une gerbe électromagnétique dans le matériau, du verre au plomb, suite à l'interaction d'une particule électromagnétique, l'émission de lumière Čerenkov, et sa transformation en signal électrique à l'aide de photomultiplicateurs.

Les photons de haute énergie pénétrant LEDA déposent leur énergie dans le verre au plomb par création d'une paire électron-positron. Les particules de la paire continueront à perdre de l'énergie par rayonnement de freinage (*bremsstrahlung*) et annihilation. Les photons ainsi créés se matérialiseront en paires et ainsi de suite : c'est la gerbe électromagnétique. Cette gerbe se développera jusqu'à ce que l'énergie des électrons de la gerbe soit suffisamment faible pour ioniser les atomes. Pour des énergies supérieures à 100 MeV, la section efficace du mécanisme de perte d'énergie est indépendante de l'énergie de la particule. Pour cette raison, dans les collisions aux énergies ultra-relativistes, la gerbe électromagnétique peut être caractérisée par une section efficace constante. Cette caractéristique implique un libre parcours moyen constant entre deux collisions.

Des calculs d'électrodynamique quantique [96] prévoient que l'évolution géométrique de la gerbe dépend uniquement de la densité d'électrons dans le milieu. Il en résulte que le développement de la gerbe est défini par le matériau lui-même caractérisé par sa longueur de radiation, son énergie critique et son rayon de Molière.

La longueur de radiation d'un matériau, noté X_0 , définit la longueur au bout de laquelle les électrons de haute énergie qui le traversent perdent une fraction $1/e$ de leur énergie par rayonnement de freinage :

$$\frac{\Delta E}{E_0} = -\frac{\Delta X}{X_0}, \quad (3.1)$$

ou ΔE et ΔX sont respectivement la perte d'énergie et la distance parcourue, et E_0 et X_0 les valeurs initiales correspondantes. La valeur théorique de la longueur de radiation, mesuré en unités de $g\,cm^{-2}$, calculée pour un matériau donné, peut être paramétrée de la façon suivante [59] :

$$X_0[g\text{ cm}^{-2}] = \frac{716,4[g\text{ cm}^{-2}] A}{Z(Z-1)\ln(287/\sqrt{Z})}, \quad (3.2)$$

avec A et Z le nombre de masse et le nombre atomique du matériau, respectivement.

La dispersion longitudinale de la gerbe électromagnétique est également déterminée par la longueur de radiation X_0 du matériau. La multiplication des particules de la gerbe prendra fin lorsque ces particules auront atteint une énergie critique, autre caractéristique du matériau. Les phénomènes d'ionisation prendront alors le dessus. L'énergie critique est paramétrée uniquement en fonction du nombre atomique Z du milieu [73] :

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{radiation}} = \left(\frac{dE}{dx}\right)_{\text{collision}} \quad \text{pour } E = \epsilon \quad (3.3)$$

$$\epsilon[MeV] \simeq \frac{800[MeV]}{Z+1,2}. \quad (3.4)$$

Les propriétés de dispersion latérale de la gerbe électromagnétique sont déterminées par la valeur du rayon de Molière, ρ_M , qui définit le cône qui contient 90% de l'énergie de la gerbe. Ce paramètre est également une caractéristique du matériau et s'exprime en fonction des deux paramètres précédents :

$$\rho_M[cm] = \sqrt{\frac{4\pi}{\alpha}} m_e c^2 \frac{X_0[cm]}{\epsilon[MeV]}, \quad (3.5)$$

avec $\sqrt{4\pi/\alpha} m_e c^2 = 21,2 \text{ MeV}$.

Le signal visible par le système de détection est la lumière Čerenkov émise par les électrons de la gerbe. Dans un milieu d'index de réfraction, n , toute particule chargée qui le traverse avec une vitesse, $\beta = v/c$, supérieure à $1/n$ génère une émission de photons. Cette émission résulte de l'asymétrie de la polarisation du milieu générée par le passage de la particule. Ce dipôle électrique instantané rayonne des photons selon une direction définie par l'angle, θ_C , par rapport à la direction de la particule :

$$\cos \theta_C = \frac{1}{\beta n(\lambda)}, \quad (3.6)$$

où λ c'est la longueur d'onde de la radiation émise, dans le domaine des longueurs d'onde ultraviolettes.

La résolution en énergie de LEDA dépend du nombre des photons Čerenkov détectés (voir [95]) et, par conséquent, de l'émission et de l'absorption de ces photons. Puisque les photons de basse énergie génèrent préférentiellement la gerbe électromagnétique dans les premiers centimètres des modules de LEDA, les photons Čerenkov doivent traverser, pour arriver au photomultiplicateur, plus de matériau que ceux créés par les photons de plus grande énergie. L'absorption sera donc également plus importante, ce qui entraîne une non-linéarité dans la réponse du détecteur. Cet effet peut être corrigé comme nous le décrirons dans le chapitre traitant de l'analyse des données 4. Les caractéristiques du verre au plomb utilisé pour LEDA sont résumées dans le tableau 3.2.

Matériau	TF1 (51% de PbO et 49% de SiO_2)
Longueur de radiation X_0	2,778 cm
Densité, ρ	3,85 g/cm ³
Rayon de Molière, ρ_M	3,90 cm
Longueur d'interaction, λ_I	38,1 cm
Longueur du module	40 cm (correspond à 14,4 X_0 et 1,05 λ_{int})
Énergie critique, ϵ	16 MeV
Angle de Čerenkov, θ_C	53°
section d'un module	4 × 4 cm ²
nombre de modules	10080 donc 420 super modules

TAB. 3.2 – Propriétés techniques des modules constituant le détecteur LEDA.

Structure du détecteur

Le spectromètre LEDA est constitué par deux bras quasi symétriques positionnés en dessus et en dessous de l'axe du faisceau (Fig. 3.3). Les deux bras font un angle de 8° par rapport à la verticale afin que l'incidence des photons issus du point d'interaction soient au centre des bras perpendiculaire à la face frontale du détecteur 3.6. Le domaine de rapidité couvert par LEDA est compris entre 2,4 et 3 unités de rapidité. Sous l'effet du champ magnétique de GOLIATH les particules chargées sont déviées hors de l'acceptance de LEDA et ainsi la densité de particules chargées dans le spectromètre est réduite.

LEDA est composé de 100,080 modules en verre au plomb, TF1 (51% de PbO et 49% de SiO_2). Chaque module a une section de 4 × 4 cm² et une longueur de 40 cm, ce qui correspond à 14,4 X_0 . La lumière Čerenkov est collectée et conduite vers des photomultiplicateurs, sensibles à un domaine de longueurs d'onde compris entre 350 nm et 550 nm. Chaque photomultiplicateur est alimenté par son propre système de haute tension.

Pour augmenter la modularité du détecteur, les modules sont assemblés par groupes de 4 × 6 et constituent des *super modules* (figure 3.7). Les modules à l'intérieur d'un super module se partagent un même système de calibration et de contrôle qui permet de surveiller les fluctuations en gain de chaque module.

Dans cette thèse nous n'allons pas détailler le système d'électronique et acquisition utilisé par LEDA, ses informations peuvent être trouvées dans les références [57] et [6].

Calibration

La réponse de tous les modules a été calibrée à partir des mesures réalisées avec un faisceau d'électrons d'énergie comprise entre 0,7 et 10 GeV. Les résolutions en énergie, σ_E , et en position, σ_x , des modules de verre au plomb sont paramétrées comme suit :

$$\frac{\sigma_E}{E} = \frac{(5,5 \pm 0,6)}{\sqrt{E[GeV]}} + (0,8 \pm 0,2) \quad (3.7)$$

$$\sigma_x = \frac{(8,35 \pm 0,25)mm}{\sqrt{E[GeV]}} + (0,15 \pm 0,07)mm. \quad (3.8)$$

Ces expressions fournissent les valeurs de référence absolues qui ne varient pas avec le temps.

Au cours de la prise de données, divers paramètres, comme des fluctuations des valeurs de

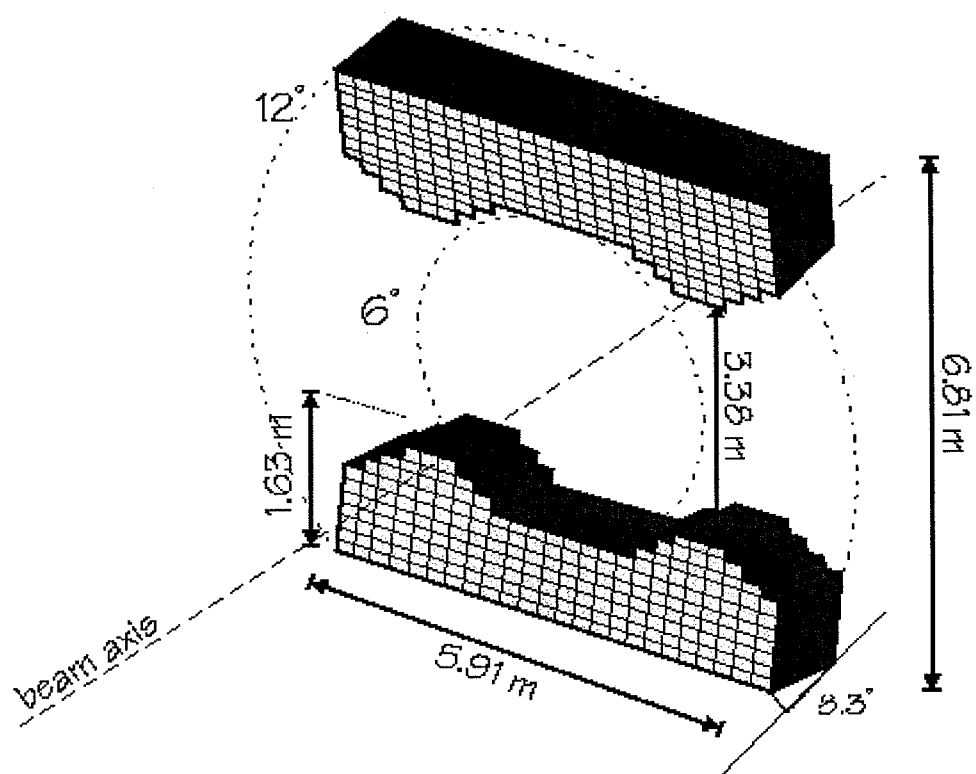


FIG. 3.6 – Schéma de la géométrie des deux bras du détecteur LEDA autour de l'axe du faisceau.

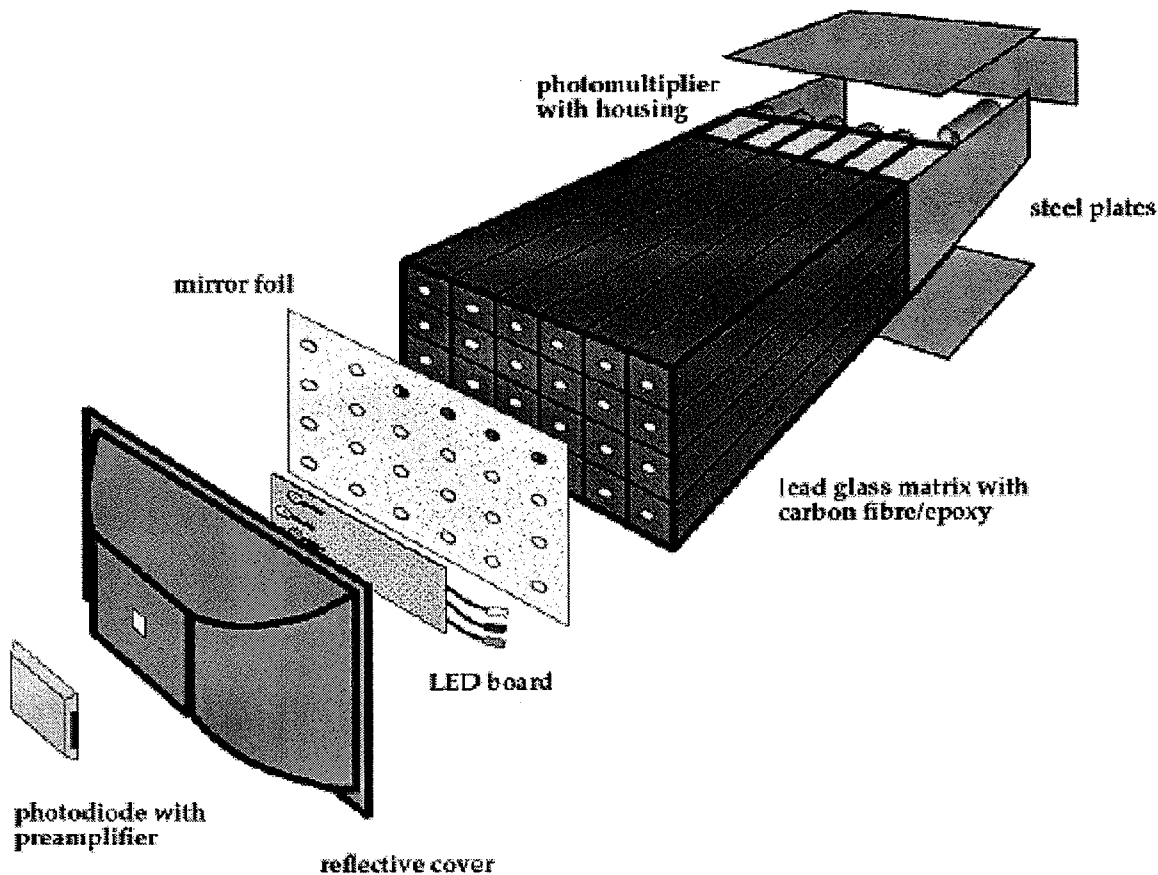


FIG. 3.7 – Structure d'un super module de LEDA composé de 4×6 modules de verre au plomb. Chaque super module est précédé par un système qui permet de contrôler les fluctuations du gain du détecteur. Ce système consiste en un couvercle réflecteur, de trois LED, une photodiode et d'un thermomètre. La feuille réfléchissante percée de trous dirige la lumière vers le centre de chaque module.

hautes tensions alimentant les photomultiplicateurs, les variations de température et l'usure du verre au plomb et des photomultiplicateurs soumis aux radiations perturbent la réponse du détecteur et nécessitent de modifier les paramètres de calibration. Les fluctuations de la réponse du détecteur sont surveillées par un système associé à chaque détecteur et mis en commun entre les détecteurs d'un même super module [78]. Ce système consiste en trois diodes électroluminescentes, LED, pulsées émettant dans trois longueurs d'onde différentes, une photodiode et une sonde de température (figure 3.7). Le principe consiste à surveiller la réponse des modules aux impulsions de lumière fournies par les LED. Pour distribuer la lumière sur tout le super module, la lumière directe des LED est réfléchiée par un miroir couvrant le super module. La lumière pénètre chaque module en son centre au travers d'orifices perforés dans une feuille réfléchissante.

La stabilité des LED est elle même contrôlée par les photodiodes et un thermomètre contrôle les possibles variations avec la température. Ces variations se sont finalement avérées négligeables.

3.3.2 Veto de particules chargées, CPV

Le détecteur CPV, veto de particules chargées, est placé devant le spectromètre LEDA. Il signale le passage des particules chargées. En corrélant cette information avec celle collectée par LEDA, il est possible d'identifier les gerbes induites ou polluées par des particules chargées. La corrélation entre les deux détecteurs se fera lors de l'analyse des données traitée dans la section 4.5 du chapitre suivant.

Principe de fonctionnement

Le principe de mesure des hadrons chargés dans CPV repose sur des tubes à décharge (pour plus de détails voir [82]). Ils fonctionnent comme une chambre à fils à haut gain ; les tubes sont soumis à une haute tension et servent de cathodes. Ils sont remplis de gaz et un fil métallique passant en son centre sert d'anode. Quand une particule chargée les traverse, le gaz s'ionise en créant une avalanche avec des électrons rapides et des ions plus lents. Cette avalanche produit des décharges localisées dans l'espace et les électrons résultant sont dirigés vers l'anode. Le gain étant assez important, le détecteur ne nécessite aucune amplification supplémentaire.

Le mécanisme de décharge se déclenche par un cumul de différentes raisons : quand la densité des électrons dans l'avalanche est supérieure à la limite de Raether, c'est-à-dire, 10^8 électrons [75], dû à une densité forte des photons dans l'ultra-violet (photons générés par réorganisation des atomes du gaz après l'avalanche) qu'ionisent à son tour le gaz, ou dû au mouvement de recul des ions qui peut atteindre des vitesses importantes et qui arrache des électrons dans la cathode.

Structure du détecteur

Les deux bras du CPV occupent une surface de 19 m^2 et sont formés par 86 tubes à décharge en plastique PVC de type Iarocci (recouvert d'une couche de graphite pour le rendre conducteur) remplis de gaz. La mixture utilisée dans l'expérience a été de 10% d'argon, de 30% d'isobutane et de 60% d'oxyde carbonique. Pour éviter que les particules traversent les tubes selon une direction perpendiculaire à la direction des tubes, ces derniers sont inclinés de 30° par rapport à la direction des particules incidentes. L'inefficacité géométrique due aux parois de tubes est ainsi limitée à 7%. Ces décharges induisent un signal de charge par capacitance dans des pavés installés à l'extérieur des tubes dont la taille est de $42 \times 7 \text{ mm}^2$ et son nombre total pour le CPV est de 49120.

Ce détecteur est presque insensible aux photons de haute énergie car seulement le 2% d'entre eux produisent un signal mesurable [82]. Son efficacité aux particules chargées est 87% (utilisant la méthode d'analyse que sera décrite dans le chapitre 4).

Nomenclature	élément	épaisseur (mm)	densité (mg/cm ²)
S1	²⁰⁸ Pb	0,210	239
S2	²⁰⁸ Pb	0,436	495
NO	vide	0	0
C1	¹² C	5,057	944
C2	¹² C	10,022	1879

TAB. 3.3 – *Caractéristique des cibles utilisées pendant la prise de données de l'expérience WA98, campagne de 1996. Dans cette thèse nous analysons les données obtenues avec les cibles épaisses de plomb et de carbone (S2 et C2 respectivement).*

3.4 Systèmes étudiés

3.4.1 Projectiles et cibles

Dans le cadre de cette thèse, nous avons étudié les collisions de protons et de pions sur des noyaux à une impulsion de 160 GeV/c. Comme nous l'avons exposé dans le paragraphe décrivant le système d'accélération 3.2.1, nous disposions d'un faisceau composé à la fois de protons et de pions. Pour cette raison, les détecteurs Čerenkov C1 et C2 sont utilisés pour déterminer le type de projectile à l'origine de chaque collision. Les protons ne déclenchent de signaux dans aucun des deux détecteurs Čerenkov. En revanche, le passage des pions est signalé par chacun des deux détecteurs. A partir des données nous avons déduit que pour environ 33% des événements aucun des détecteurs Čerenkovs ne donnait un signal, événements donc interprétés comme dus à l'interaction de protons, et que pour 33% des événements les deux détecteurs délivraient un signal, donc des événements dus à l'interaction de pions. Pour les 33% d'événements restants l'information recueillie par les détecteurs Čerenkov n'a pas permis d'identifier la particule incidente et n'ont pas été retenus dans l'analyse finale comme d'un faisceau particulier. Ces valeurs sont en accord avec la composition supposée du faisceau ($\approx 50\%$ pour chaque espèce, Tab. 3.1).

Le cadre porte-cible à l'intérieur de la Boule de Plastique possédait cinq orifices pour placer les cibles (Tab. 3.3). Les données obtenues avec les cibles de plomb et de carbone, d'épaisseur respective de 0,436 mm et de 10,022 mm ont été analysées pour cette thèse.

3.4.2 Déclencheurs

Le système d'acquisition d'une expérience n'est pas capable d'enregistrer la totalité des événements. Pour réduire le nombre d'événements à enregistrer et équilibrer le taux de comptage des déclencheurs associés aux divers détecteurs, il faut adapter les différents types de déclencheurs de sorte à ce qu'ils remplissent les fonctions suivantes :

- Procéder à l'enregistrement uniquement des événements identifiés comme corrects. Cela implique la connaissance aussi bien des qualités du faisceau que du fonctionnement instantané des détecteurs.
- Requérir en priorité l'enregistrement des événements rares.

Pour réaliser ces deux fonctions, le système de déclencheurs de l'expérience WA98 est constitué de trois composantes [72] :

- le déclencheur physique (*physics trigger*) : qui identifie les événements dus à l'impact

S1	Scintillateur 1	$S1_{droite} \& S1_{gauche}$
S2	Scintillateur 1	$S2_{droite} \& S2_{gauche}$
LV	Little Veto	$LV_{droite} + LV_{gauche}$
IH	Inner Halo	$\sum_{i=1}^{16} IH_i$
$E_{T_{bas}}$	MIRAC	$E_T > Seuil_{MIRAC_{bas}}$
C1	Čerenkov 1	C1
C2	Čerenkov 2	C2
Int	Interaction	$Int_1 Int_2 Int_3 Int_4$
HEC	4×4 modules voisins	$\sum_{i=1}^{16} LEDA_i > Seuil_{agrégat}$

VB	faisceau valide	$S1 \& S2 \& (IH + LV)$
VS	événement valide	VB & Int
Proton	faisceau de protons	$C1 \& C2$
Pion	faisceau de protons	C1 & C2

BM	biais minimal	VS & $E_{T_{bas}}$
HEP	photon de haute énergie	VS & HEC

TAB. 3.4 – Signaux participant à la définition des déclencheurs biais minimum (BM) et photons de haute énergie (HEP) utilisés dans la campagne de WA98 en 1996 avec le faisceau secondaire de protons et de pions.

d'une particule du faisceau sur la cible en utilisant les compteurs et les détecteurs veto du faisceau (Fig.3.4).

- le déclencheur de calibration (*pulse trigger*) : qui signale les événements de calibration, il est obtenu à partir des systèmes de calibration intégrés dans certains détecteurs (comme LEDA). Ces événements serviront à la calibration en ligne de détecteurs.
- le déclencheur de porte (*gate trigger*) : qui détermine l'enregistrement des données, il est obtenu à partir des informations du déclencheur physique, du déclencheur de calibration et les conditions d'opération dans les détecteurs (pour éliminer les signaux quand les détecteurs ne sont pas opérationnels). Ce déclencheur qui relie correctement les différents signaux (avec les retards et les portes de lectures adéquats).

Dans ce mémoire nous n'avons pas l'intention d'exposer en détail ce système complexe des déclencheurs : les modules électroniques utilisés, les relations entre eux, les différents niveaux avant d'arriver aux déclencheurs physiques, etc. Ceci a déjà été bien détaillé dans la littérature (par exemple [57] ou [72]) et nous nous contenterons de la description de principes pour les deux déclencheurs qui seront utilisés pour l'analyse pA, à savoir le déclencheur de biais minimal et le déclencheur HEP pour les photons de haute énergie.

L'identification d'un événement correct du à l'impact d'une particule du faisceau sur la cible est l'étape essentielle pour la définition du déclencheur. Le faisceau est d'abord validé (VB, *Valid Beam*) en requérant que les compteurs de faisceau S1 et S2 délivrent un signal et que les détecteurs veto *Inner/Outer Halo* et *Little Veto* ne délivrent aucun signal (Tab. 3.4)¹. Ensuite, l'événement est validé (VS, *Valid Start*) en requérant, en plus d'un faisceau valide, un signal dans le détecteur scintillateur d'interaction. Le déclencheur physique de biais minimal (BM) est défini par un événement valide et un signal délivré par MIRAC lorsque

¹l'information du compteur S2 a été retiré de la définition du déclencheur peu après le commencement de l'expérience.

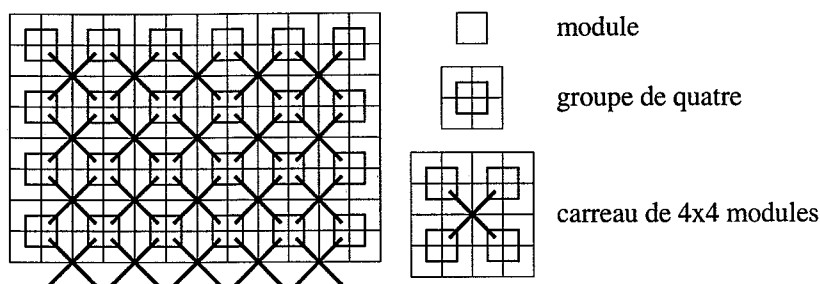


FIG. 3.8 – Schéma représentant l'association des modules de LEDA utilisée pour la définition du déclencheur HEP.

l'énergie déposée dépasse un seuil pré défini pour être sûr d'avoir eu une collision.

Puisque nous nous intéressons tout particulièrement à la partie haute énergie du spectre des particules produites, nous devons définir un autre déclencheur car ces événements sont rares et seraient statistiquement perdus sans l'utilisation de déclencheur approprié. Ce déclencheur est appelé déclencheur photon de haute énergie ou HEP (*High Energy Photon*). Pour la recherche d'agrégats correspondant à un dépôt d'énergie élevé, un seuil est nécessaire, $Seuil_{agrégat}$. De plus, LEDA a été divisé en deux types de groupes qui définissent les agrégats : des groupes A de 2×2 modules et des groupes B de 4×4 modules qui se chevauchent (Fig.3.8). Lorsque le signal est déposé dans un module une somme est faite avec les signaux délivrés par les quatre modules du groupe A. En suite, cette somme de quatre modules est copiée quatre fois pour créer les quatre agrégats du groupe B de 4×4 possibles. Si finalement l'énergie déposée dans des groupes B dépasse le dernier seuil, $Seuil_{agrégat}$, le déclencheur HEP est généré.

Un certain nombre d'informations globales caractérisant la réaction nucléaire et fournies par les détecteurs MIRAC, ZDC et LEDA sont représentées dans la figure 3.9 selon le choix du déclencheur, biais minimal ou HEP.

Le nombre d'événements réellement produits est calculé à partir du nombre d'événements enregistrés corrigés pour le temps mort de l'acquisition et l'échantillonnage des événements. Malgré la limitation du nombre d'événements à garder au cours de l'expérience, ce nombre est trop important et le temps mort électronique de l'acquisition (le temps nécessaire après l'enregistrement d'un événement pour que l'acquisition soit prête à recevoir un autre) empêchera d'en garder la totalité. Les compteurs de faisceau vont mesurer le nombre des particules projectiles même si l'événement ne pourra pas être enregistré pour évaluer cette perte par le temps mort. En plus du temps mort, pour les types d'événements le plus commun, de biais minimal, le système d'acquisition applique un échantillonnage, c'est-à-dire qu'elle ne permet que l'enregistrement d'une fraction concrète (choisie antérieurement) des événements. Cette valeur doit être gardée pour connaître la fraction perdue.

Deux informations importantes ne participent pas à la définition des déclencheurs de biais minimal et HEP, mais ont été utilisées lors de l'analyse. Il s'agit de l'information recueillie par les détecteurs Čerenkov C1 et C2 qui permet d'identifier le type de particule incidente. Comme nous avons déjà exposé, chaque Čerenkov réalise une identification de son côté ; le seuil est mis de tel façon qu'un proton projectile ne laisse pas de signal par opposition au pion qui en laisse. Pour augmenter l'efficacité d'identification les deux Čerenkovs sont utilisés et

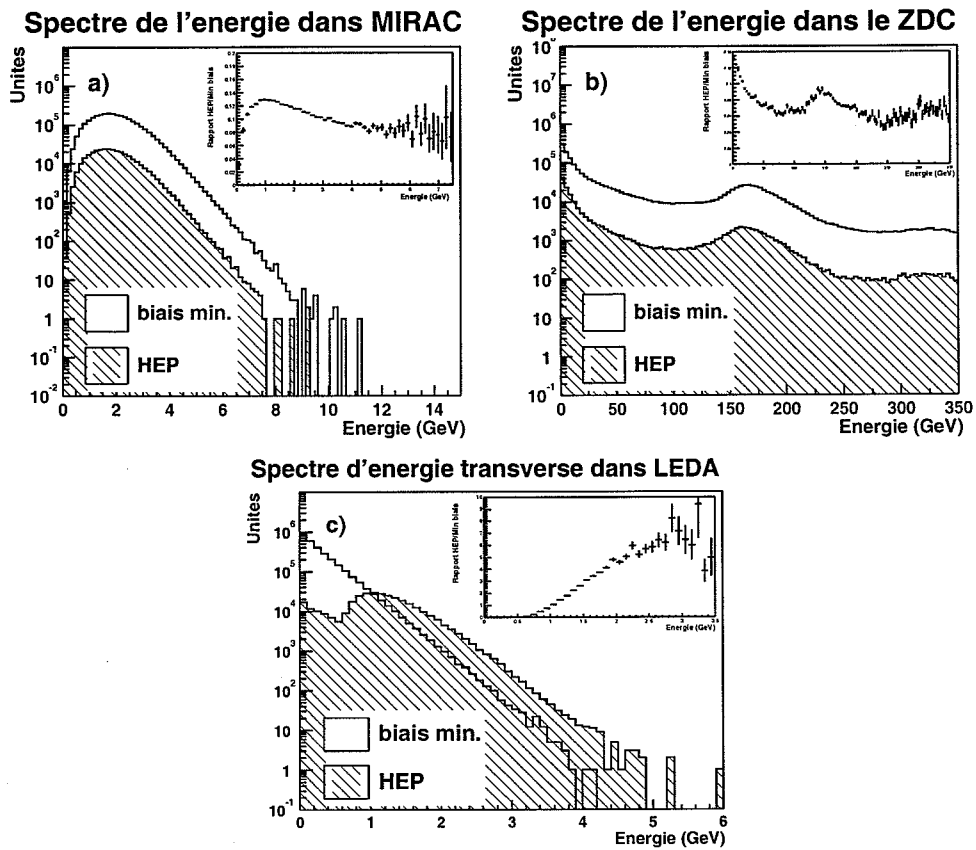


FIG. 3.9 – Paramètres globaux caractérisant la réaction et enregistrés par MIRAC (énergie transverse totale), par ZDC (énergie totale à l'avant) et par LEDA (énergie transverse totale). Ces paramètres ont été obtenus soit les événements sélectionnés soit par le déclencheur MB, soit par le déclencheur HEP.

le faisceau de proton sera signé par aucun signal dans C1 et C2 et le faisceau de pion par les deux détecteurs touchés (tableau 3.4).

Chapitre 4

Analyse des données

L'analyse d'une expérience de physique nucléaire, mettant en jeu des multi-détecteurs complexes, consiste à réduire l'énorme quantité des données digitalisées à des paramètres physiques tels que le type de la particule détectée, son énergie ou son impulsion. Les spectres de ces paramètres, leur distribution spatiale et leurs corrélations entre paramètres permettront de déceler des effets physiques ou fourniront les points d'entrée ou de repère pour les modèles théoriques. D'une façon générale, l'analyse des données peut se diviser en deux parties indépendantes :

- La première partie est dédiée à la reconstruction des paramètres physiques des particules détectées. Les méthodes employées dépendent du détecteur et, dans le cas d'un spectromètre, la méthode consiste en la calibration, l'identification de la particule (la construction des agrégats pour les photons, l'étude de la masse invariante des paires de photons pour les mésons neutres) et la correction des contributions non identifiées.
- La deuxième partie est dédiée à la déduction des paramètres permettant de décrire la réaction étudiée à partir des données mesurées. Par exemple, pour un détecteur couvrant un angle solide limité, il faudra extrapoler la mesure à l'espace complet pour pouvoir comparer avec d'autres mesures ou avec les prédictions des modèles, : il s'agit de la correction d'acceptance géométrique du détecteur. De même, l'analyse des données introduisant un certain nombre de restrictions (seuils en énergie, rejet des modules défaillants, etc...), il faudra tenir compte de ces restrictions en corrigeant les données par l'inefficacité de détection.

L'analyse des données réalisée dans cette thèse porte sur la production des photons et des mésons neutres (π^0 et mésons η), dont leurs décroissance se fait dans le canal de deux photons. Nous avons étudié les collisions proton (et pion chargé) sur noyau avec une impulsion incidente de 160 GeV/c. Dans ce chapitre nous détaillons comment passer des données brutes aux spectres des photons et mésons. D'abord, nous décrivons la calibration du détecteur ; nous abordons ensuite l'identification des photons et nous présentons les différentes corrections nécessaires pour aboutir à une section efficace. Finalement, nous discutons de l'identification des mésons à partir des photons ainsi que des différentes corrections apportées aux données pour aboutir aux spectres finaux.

4.1 Calibration

La calibration du détecteur est l'une des premières tâches à réaliser lors de l'analyse des données. Il s'agit, bien sûr, d'une calibration en énergie mais aussi d'une calibration géométrique. Étant donné que le calcul de la masse invariante des paires de photons implique la mesure de leur angle relatif, une identification correcte des mésons passe par la connaissance exacte de la position géométrique de chaque module du détecteur par rapport à la position de la cible.

Le signal de sortie des convertisseurs analogiques-numériques ADC, est donné en unité de canaux (le terme $Q(t)$ de l'équation 4.1). La calibration du détecteur le transforme en unité d'énergie (des électron-volts) au moyen du terme $k(t)$ de la même équation. Cependant cette calibration n'est pas un processus simple et linéaire. Nous pouvons diviser la calibration en trois étapes suivant l'équation :

$$E_m^i = k^i(t) \cdot Q^i(t) = H k^i(t_0) g^i(t) \cdot (Q^i(t) - P^i). \quad (4.1)$$

La partie, appelée précalibration, est donnée par le terme $k^i(t_0)$ (l'indice i indique un module particulier et le temps t_0 l'instant précis où ces calibrations ont été calculées). Des expériences ont été réalisées auprès de la ligne X_1 du CERN SPS en octobre 1993 et avril et mai 1994 avec un faisceau secondaire d'électrons à 10 GeV. Chaque module de TF1 a été irradié pour établir cette première calibration qui restera constante tout au long des différentes expériences ultérieures. De la même façon, pendant la prise des données, un temps est réservé à la détermination des piédestaux, qui représentent le zéro dans l'intégration des ADC (charge mesurée en l'absence de signal), et leurs valeurs en canaux varient d'un module à l'autre (P dans l'équation). La valeur du piédestal sera soustraite de la valeur donnée par les ADC en présence d'un signal.

Pour une multitude de raisons (changements de température, usure du matériau, etc...) le gain de chaque photomultiplicateur va fluctuer pendant la prise des données. Pour répertorier ces fluctuations, un système basé sur des photodiodes APD et PIN est prévu pour chaque supermodule (voir section 3.3). Entre les paquets de faisceau, des mesures de la réponse du détecteur au signal LED d'avalanche sont systématiquement effectuées et le rapport entre cette réponse au temps t et la première mesure au temps de référence t_0 donne le facteur $g(t)$. Puisque les LED fluctuent elles-aussi au fil du temps, ces variations sont contrôlées en utilisant le rapport de la mesure de la réponse aux diodes PIN à l'instant t et à l'instant t_0 de référence; cette correction est également incluse dans le facteur $g(t)$.

Malgré cette double calibration, il s'avère qu'une dernière correction est nécessaire. Le facteur H de l'équation 4.1 n'est déterminé qu'après la reconstruction de la masse invariante des paires de photons et l'identification du pic des pions neutres à leur masse au repos. La valeur du facteur H , que nous avons adopté pour notre analyse, est égale à 1,035.

4.2 Déclencheurs pour l'analyse

Les deux déclencheurs de l'acquisition des données utilisés lors des collisions de protons et pions avec des noyaux (cibles de plomb et de carbone) sont le déclencheur de biais minimal et le

déclencheur de photons de haute énergie (HEP, *high energy photon* en anglais). Le déclencheur de biais minimal, par définition, impose une restriction minimale dans l'enregistrement des données et pour cela il est facile à simuler. En revanche, la construction du déclencheur HEP est plus complexe : il requiert que le signal ADC d'un des modules touchés passe un seuil donné et, lorsque le seuil est passé, un seuil additionnel est imposé aux modules contigus (voir sous-section 3.4.2). Pour reproduire les effets du déclencheur HEP lors, par exemple, des simulations d'acceptance de LEDA, il faudrait reproduire tous les détails du développement des gerbes électromagnétiques dans le verre au plomb. Cependant pour économiser le temps de calcul, il nous est apparu plus simple de simuler ce déclencheur en imposant des seuils sur l'énergie du photon, ce dernier une fois reconstruit (la reconstruction sera exposé dans la sous-section 4.3.1). Nous avons vérifié ensuite que notre déclencheur HEP d'analyse conduisait à des effets similaires à ceux du déclencheur HEP de l'expérience pour les particules de grande impulsion transverse.

Lors de la définition de ce déclencheur HEP au niveau de l'analyse, il faut trouver un compromis dans le choix de la condition de déclenchement : elle doit être plus restrictive que le déclencheur HEP de base pour les événements, pour ne pas changer ses caractéristiques en reproduisant les effets du déclencheur HEP de l'expérience à grande énergie, mais elle doit garder le plus grand nombre d'événements possible.

Nous avons défini le déclencheur HEP d'analyse en requérant dans l'événement reconstruit la présence d'au moins un photon d'énergie supérieure à 6 GeV. En comparant les spectres de photons (Fig. 4.1) obtenus à partir des événements sélectionnés, soit avec le déclencheur HEP de l'expérience, soit avec celui de l'analyse, nous constatons qu'à partir d'environ 8 GeV les deux spectres sont identiques. Cela valide notre choix pour la définition du déclencheur HEP d'analyse. La comparaison (Fig. 4.1) des spectres précédents avec le spectre des photons obtenu à partir des événements sélectionnés avec le déclencheur de biais minimal indique qu'à haute énergie la pente des spectres ne change pas et donc que le déclencheur ne modifie pas artificiellement la forme du spectre. On peut également constater l'efficacité du déclenchement HEP puisqu'il a permis d'enrichir les données accumulées par un facteur 6 avec des événements incluant un photon de haute énergie.

Par la suite, et pour l'étude de la distribution des particules de haute impulsion transverse, nous utiliserons le déclencheur HEP pour l'analyse construit à partir des événements analysés avec le déclencheur HEP de l'expérience.

4.3 Reconstruction des photons

Les photons d'énergie supérieure à deux fois la masse de l'électron interagissent avec les modules en verre au plomb qu'ils traversent en se matérialisant en une paire électron-positron. Les positrons s'annihilent avec les électrons du matériau pour donner une paire de photons et les électrons, en ralentissant dans le matériau, émettent un photon par rayonnement de freinage. Ces photons secondaires, s'ils ont l'énergie suffisante, se matérialisent et ainsi de suite pour donner naissance à une gerbe électromagnétique d'électrons, de positrons et de photons. Cette gerbe s'étend au fur et à mesure qu'elle pénètre dans le détecteur dans un cylindre dont le rayon est donné par le rayon de Molière (ρ_M est de 3,9 cm), caractéristique

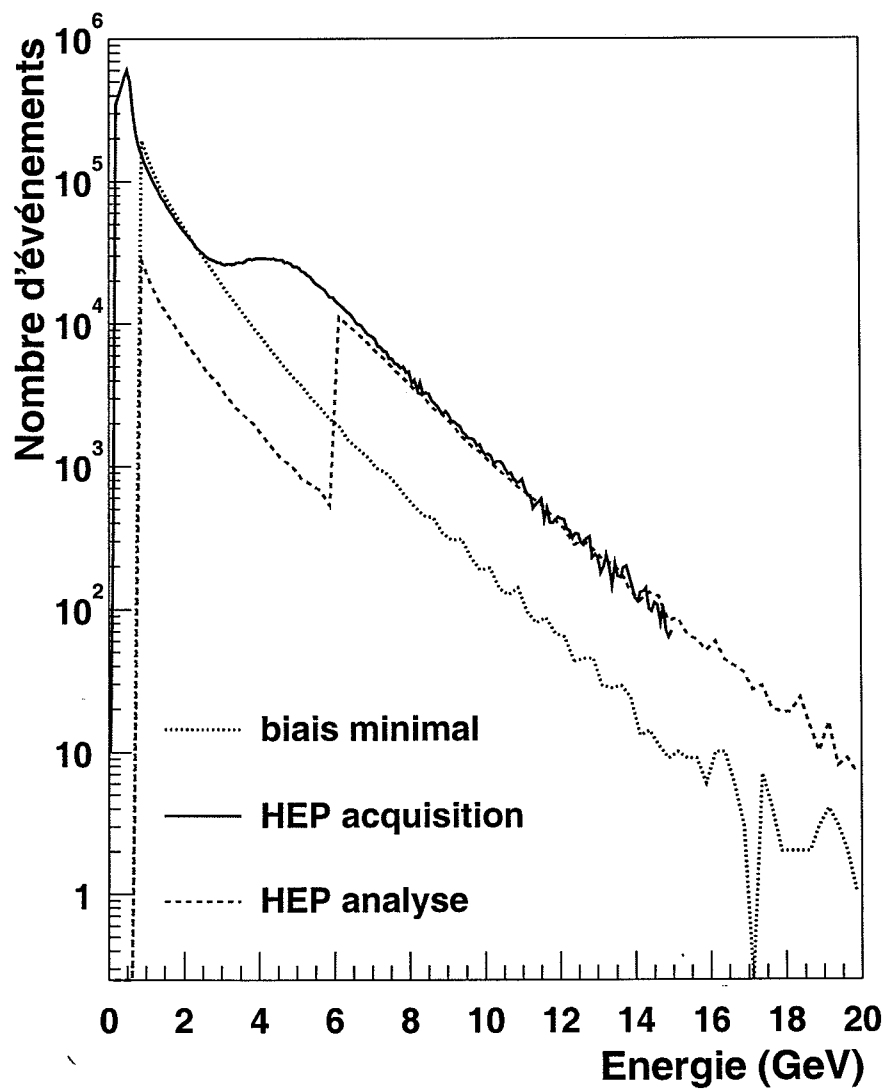


FIG. 4.1 – Spectres d'énergie des photons reconstruits à partir d'événements sélectionnés par différents déclencheurs : biais minimal de l'acquisition (ligne en pointillée), photons de haute énergie (HEP) de l'expérience (ligne continue) et HEP de l'analyse, c'est-à-dire présence d'au moins un photon d'énergie supérieure à 6 GeV (ligne discontinue).

du matériau. La modularité de LEDA a été choisie telle (la section des modules est de 4×4 cm) que la gerbe électromagnétique s'étend dans plusieurs modules. Pour connaître l'énergie déposée par le photon, il faudra sommer l'énergie calibrée des modules touchés. C'est le rôle de la construction de l'agrégat de déterminer quel ensemble de modules touchés correspond à la gerbe électromagnétique déclenchée par le passage d'un photon et, ensuite, calculer l'énergie et la position précise du photon. Par ailleurs, dans l'environnement créé par les collisions d'ions lourds aux énergies ultra-relativistes, la multiplicité élevée des particules produites peut conduire à un chevauchement des gerbes et l'algorithme de reconstruction doit être capable d'en faire la séparation.

Cependant, les photons ne sont pas les seuls particules à déposer de l'énergie dans le verre au plomb. Les particules chargées peuvent, par exemple, déposer de l'énergie selon deux mécanismes distincts. La plupart d'entre elles déposent une énergie constante de ≈ 550 MeV [30], qui correspond à l'énergie déposée par une particule d'ionisation minimale, MIP, traversant 40 cm de verre au plomb. Quelques unes (de même que les neutrons et les antineutrons) déclenchent par interaction nucléaire avec les noyaux du matériau une gerbe dite hadronique (environ le $\approx 63\%$ des hadrons en produisent [30]) qui, elle aussi, s'étend dans plusieurs modules. Pour réaliser dans ces conditions l'identification des photons nous nous appuierons sur l'étude des paramètres de l'agrégat, caractéristiques de chaque type de particules incidentes.

4.3.1 Construction des agrégats

Par définition, nous appellerons agrégat un ensemble de modules dans lesquels une énergie a été déposée par la même particule incidente. L'algorithme de construction des agrégats regroupe les modules touchés et les identifie à des gerbes électromagnétiques ou hadroniques déclenchées par des particules incidentes sur LEDA. L'algorithme caractérise chaque agrégat avec son énergie totale déposée dans les modules constituant l'agrégat, la position du point d'impact de la particule incidente, identifiée par le barycentre de l'agrégat, et sa dispersion latérale. L'algorithme est contrôlé par deux paramètres, deux seuils en énergie : un seuil haut, S_H , et un seuil bas, S_B . Chaque fois que la présence d'un module, dans lequel une énergie supérieure à S_H a été déposée, est détectée, l'algorithme déclenchera la construction d'un nouvel agrégat et associe tous les modules contigus dans lesquels une énergie supérieure à S_B a été déposée. Évidemment, le choix de ces deux paramètres influence la nature des agrégats reconstruits :

- Le seuil haut S_H génère une coupure pour les particules de basse énergie. Une trop petite valeur de S_H introduirait une confusion entre les hadrons chargés au minimum d'ionisation déposant une énergie d'environ 500 MeV et les gerbes électromagnétiques déclenchées par les photons de basse énergie, ce qui diminuerait la pureté des photons identifiés. En revanche, une valeur trop grande de S_H réduirait l'efficacité de reconstruction des photons de basse énergie.
- Le seuil bas S_B influe sur la résolution en énergie du détecteur. Pour maximiser la résolution il faut diminuer la valeur de S_B (pour collecter au maximum l'énergie de la gerbe), mais dans ce cas-là, la taille des agrégats augmente de façon telle que la

Paramètres de l'algorithme	canal ADC	équivalent en énergie du photon
S_B	4.5	48 MeV
S_H	8.0	69 MeV

TAB. 4.1 – Valeurs des seuils bas et haut en énergie, qui entrent dans l'algorithme de construction des agrégats, données en nombre de canaux ADC et en énergie équivalente déposée par le photon. Ces valeurs ont été prises de la référence [57].

probabilité de chevauchement de deux gerbes électromagnétiques dans un agrégat unique devient trop importante. De plus, une valeur de S_B trop basse aurait pour effet d'inclure dans l'agrégat les modules pour lesquels seul le bruit de l'électronique a été enregistré.

Pour déterminer ces paramètres, une étude sur l'efficacité d'identification des pions neutres a été réalisée [57]. A partir d'une simulation de la décroissance des pions, l'algorithme d'analyse identifie les pions en calculant la masse invariante des paires de photons résultant de la simulation. Le calcul est effectué à plusieurs reprises en faisant varier les valeurs des deux seuils en énergie. Les valeurs retenues sont celles pour lesquelles l'algorithme d'analyse identifie le plus grand nombre de pions (Tab. 4.1).

Parfois, la reconstruction de gerbes se complique lorsque l'analyse identifie un agrégat avec deux maximums locaux (ou plus) avec un module possédant une énergie supérieure à S_H . Un tel cas se présente lorsque deux gerbes (ou plus) sont assez proches pour se superposer et tromper l'algorithme de reconstruction qui n'identifie qu'un seul agrégat. Il est alors fait appel à une méthode de séparation des gerbes qui s'appuie sur le développement radiale des gerbes dans LEDA étudiée expérimentalement en fonction de l'énergie de la particule [24]. En supposant une division équitable de l'énergie entre les deux gerbes, une méthode itérative effectuera leur séparation et calculera l'énergie et la position des particules incidentes. Bien que, dans le cas des collisions proton-noyau que nous analysons dans cette thèse, les effets de chevauchement des gerbes sont peu importants à cause de la basse multiplicité des particules détectées (voir détails dans la sous-section 4.3.6).

Pour chaque agrégat identifié, nous calculons ensuite ses paramètres caractéristiques :

1. L'énergie obtenue, en sommant l'énergie déposée dans les modules de l'agrégat,

$$E_m = \sum_{i=1}^N E_i, \quad (4.2)$$

où N est le nombre de modules appartenant à l'agrégat et E_i l'énergie calibrée déposée dans chaque module. Cette énergie de l'agrégat doit être corrigée par des effets de non linéarité. En effet, il existe une tendance à la perte d'énergie entre l'énergie mesurée E_m et l'énergie de la particule incidente E_0 . Particulièrement, il y a un effet non linéaire dû à l'absorption de la lumière Čerenkov dans le verre au plomb. Cette absorption est d'autant plus importante pour les photons de basse énergie lesquels déclenchent la gerbe dans le front de LEDA. Ainsi, le parcours traversé par les photons sera plus grand et la lumière perdue sera plus importante. Une correction sera appliquée telle que,

$$E = h(E_0)E_m, \quad (4.3)$$

où E_m est l'énergie mesurée (équation 4.2) et $h(E_0)$ une fonction dépendante de l'énergie de la particule incidente. Pour le calcul de cette fonction une expérience a été réalisée dans le *Brookhaven National Laboratory* qui montre une non linéarité importante pour les photons de moins de 3 GeV. La fonction $h(E_0)$ appliquée sera une fonction polynômiale ajustée aux données, voir [30] et [57].

2. La position $\vec{r} = (x, y)$, calculée comme le barycentre de l'énergie déposée avec une pondération logarithmique, qui tient compte de la distribution exponentielle du spectre en énergie des photons,

$$\vec{r} = \frac{\sum_{i=1,N} w_i \vec{r}_i}{\sum_{i=1,N} w_i}, \quad \text{avec} \quad w_i = \max \left(0, \left[\lg \frac{E_i}{\sum_{i=1,N} E_i} + w_0 \right] \right), \quad (4.4)$$

où $\vec{r}_i$ est la position de chaque module dans le référentiel lié à LEDA et $w_0 = 4,0$ est un paramètre libre choisi pour optimiser la résolution en position [30].

3. La dispersion latérale [36] définie comme la variance de la distribution des modules dans l'agrégat,

$$D_x = \frac{\sum_{i=1,N} E_i x_i^2}{\sum_{i=1,N} E_i} - \left(\frac{\sum_{i=1,N} E_i x_i}{\sum_{i=1,N} E_i} \right)^2 = \overline{x^2} - \bar{x}^2, \quad (4.5)$$

où E_i est l'énergie déposée dans le module i et x_i sa coordonnée dans l'axe x mesurée avec des unités de module, $x=0$ pour le centre du module et $x=\pm 0,5$ pour les bords. La structure fortement modulaire de LEDA entraîne la définition d'une dispersion minimale pour les agrégats de deux modules ou plus par rapport aux agrégats d'un seul module ou la dispersion est égal a zéro. Cette dispersion minimale doit être corrigée :

$$D_x^{\min} = |\bar{x} - x_D| |\bar{x} - x_G| \quad \text{et la correction ;} \quad D_x^{\text{corr}} = D_x - D_x^{\min}, \quad (4.6)$$

où x_D est la limite droite du module et x_G sa limite gauche. Cette analyse s'étend aux deux coordonnées x et y , et la dispersion retenue sera

$$D_{xy}^{\text{corr}} = \max [D_x^{\text{corr}}, D_y^{\text{corr}}]. \quad (4.7)$$

4.3.2 Identification des photons

Une première sélection, permettant de discriminer les photons des hadrons chargés, consiste à imposer un seuil minimum à l'énergie de l'agrégat pour éliminer les particules qui déposent par ionisation minimale une énergie constante dans le matériau. En combinant l'information de LEDA et du CPV, nous avons conclu (voir section 4.5) que la plupart des hadrons déposent une énergie inférieure à 750 MeV.

Les particules électromagnétiques ne sont pas les seules à créer une cascade dans le verre au plomb. Par interaction nucléaire avec les noyaux du matériau et donc avec une probabilité moins importante que les photons, les hadrons peuvent déclencher une gerbe dite hadronique. La différence entre ces processus physiques se reflète dans les caractéristiques des deux types de gerbe, électromagnétique et hadronique. Ainsi, à énergie incidente égale, les photons déposent plus d'énergie dans le verre au plomb que les hadrons. D'autre part, les hadrons génèrent plus

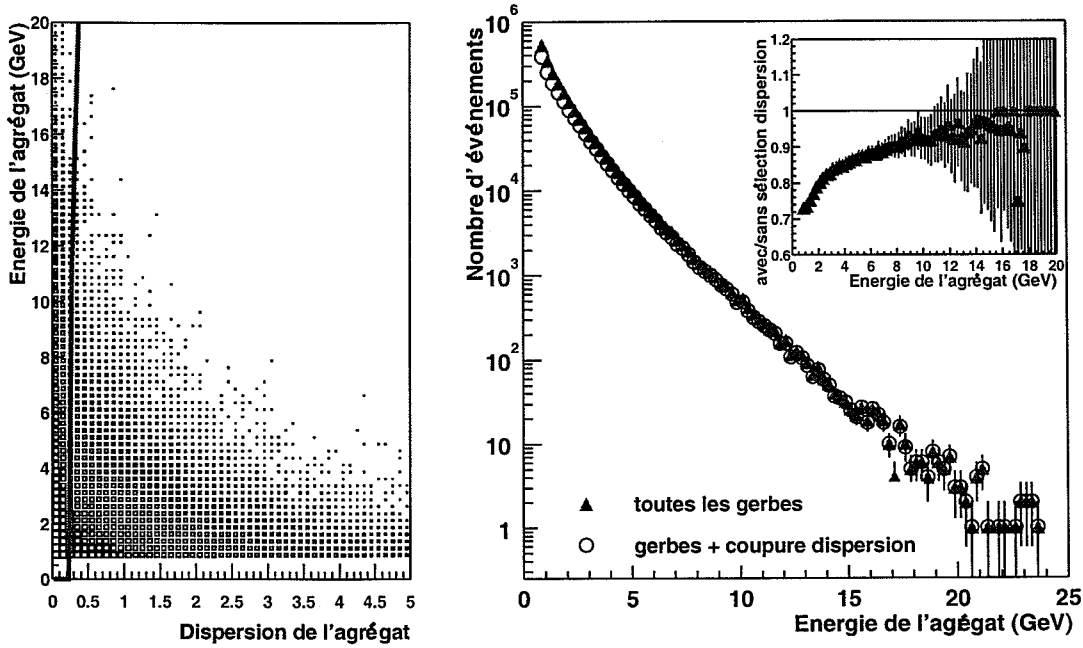


FIG. 4.2 – Événements analysés de l'expérience $p+A$ à 160 GeV/c : Énergie reconstruite des agrégats en fonction de leur dispersion (histogramme de gauche), la ligne continue représente le critère de sélection de l'Eq.4.8; Spectre en énergie des agrégats (histogramme de droite) construit avec (triangles) et sans (rond) sélection par la dispersion, et le rapport des deux spectres (encart).

de particules secondaires et, par conséquent, la dispersion latérale de la gerbe hadronique est supérieure à celle des gerbes électromagnétiques. Ces deux caractéristiques sont exploitées pour l'identification des photons. À partir de simulations de l'interaction des particules avec le verre au plomb [30] et de mesures expérimentales[97] il a été conclu que la sélection suivante :

$$D_x^{\text{corr}} = \begin{cases} 0,267 & \text{pour } E \leq 10 \text{ GeV} \\ E \cdot 0,01 + 0,167 & \text{pour } E > 10 \text{ GeV} \end{cases} \quad (4.8)$$

permet de rejeter de 65 à 80 % des hadrons tout en ne rejetant que 1% des photons. À partir de nos données (figure 4.2), nous constatons que la discrimination par le paramètre dispersion de l'agrégat rejette jusqu'à 30% des photons à basse énergie ($\approx 1,0$ GeV), domaine où se regroupent les hadrons chargés déposant leur énergie par ionisation minimale. À haute énergie (> 10 GeV), le pourcentage de photons rejetés ne représente que 10%. Cette valeur correspond à peu près à la fraction des hadrons ayant développé une gerbe hadronique : nous pouvons supposer que le nombre de hadrons chargés ($\approx \pi^+$ et π^-) est similaire au nombre de photons par unité d'impulsion transverse ; et si l'on estime que 63% des hadrons développent une gerbe et, qu'à haute énergie, seulement 15% des gerbes déposent une énergie similaire à l'énergie initiale du hadron, nous avons une contribution de $\approx 10\%$.

Par la suite, lors de l'analyse de nos données, la sélection des gerbes par le seuil à basse énergie de 750 MeV sera systématiquement appliquée. En revanche, nous considérerons les gerbes avec et sans sélection par la dispersion, pour comparer après l'application des différentes

corrections, la cohérence des spectres de photons mesurés selon les différentes identifications.

4.3.3 Acceptance géométrique

Comme nous l'avons déjà indiqué dans le chapitre précédent, le détecteur de photons LEDA couvre le domaine de pseudo-rapacité $2.3 < \eta < 3.0$ et le domaine d'angle azimutal $0 < \varphi < 2\pi$. Cependant, du fait de sa configuration géométrique, la couverture n'est pas homogène. Il nous faut donc, corriger la section efficace mesurée avec l'acceptance géométrique du détecteur, afin d'obtenir une section efficace de production de particules qui puisse être comparée à celle obtenue dans d'autres expériences ou aux prédictions des différents calculs et simulations.

Pour calculer l'acceptance géométrique de LEDA pour les pions neutres et les photons, la méthode consiste à évaluer la réponse du détecteur à des pions simulés avec des paramètres homogènes dans l'espace, les plus proches possibles de ceux des distributions réelles. Ces pions simulés vers la région du détecteur décroissent de façon systématique en deux photons qui seront détectés ou non dans LEDA. Le rapport entre le spectre des particules détectées et le spectre des particules simulées fournit une mesure de l'acceptance. Nous avons simulé des pions distribués uniformément dans le domaine de rapidité entre 2,0 et 3,2 et dans le domaine de φ entre 0 et 2π . La distribution en p_T a été choisie similaire à la distribution mesurée par notre analyse entre 0 et 5 GeV/c. Nous supposons que tous les pions neutres sont issus du point d'interaction et, la durée de vie étant très courte ($\approx 8,4 \cdot 10^{-17} s$), ils décroissent instantanément en deux photons.

L'acceptance de LEDA ainsi obtenue pour les photons en fonction de leur impulsion transverse (Fig.4.3) est constante et égale à 24,4 %. L'acceptance pour les pions est plus faible et dépend fortement de leur impulsion transverse. Cette distinction résulte de la dynamique de la décroissance. Un photon détecté correspond à un photon émis dans l'angle solide couvert par la géométrie de LEDA ; en revanche, un pion détecté implique que les deux photons de décroissance aient été émis dans ce même angle solide. Ainsi à basse impulsion transverse (basse énergie), l'entraînement de Lorentz est tel que les deux photons de décroissance sont assez éloignés l'un de l'autre pour que l'acceptance géométrique pour les pions soit égale au carré de l'acceptance pour un photon seul. En revanche, à haute énergie (haute impulsion transverse), l'entraînement de Lorentz rapprochera les deux photons dans la direction du pion initial tels que soit les deux soit aucun des deux soient émis dans l'angle solide de LEDA et, par conséquent, l'acceptance du pion approchera celle du photon.

Il est également important de noter que, à haute impulsion transverse (1,1 GeV/c pour les photons et 2 GeV/c pour les pions), nous retrouvons les mêmes valeurs d'acceptance pour les particules venant des événements sélectionnés par le déclencheur de biais minimal et pour les particules qui viennent des événements sélectionnés par le déclencheur de haute énergie. Cette observation veut dire que, à partir de cette valeur de l'impulsion, les distributions de photons issus de deux déclencheurs n'ont pas été modifiées l'une par rapport à l'autre par cette acceptance géométrique et nous permet de relier les données des deux déclencheurs pour créer une distribution de particules avec une amplitude en énergie plus importante. Ceci est détaillé dans la sous-section suivante.

Acceptance Geometrique de LEDA pour $2. < y < 3.2$

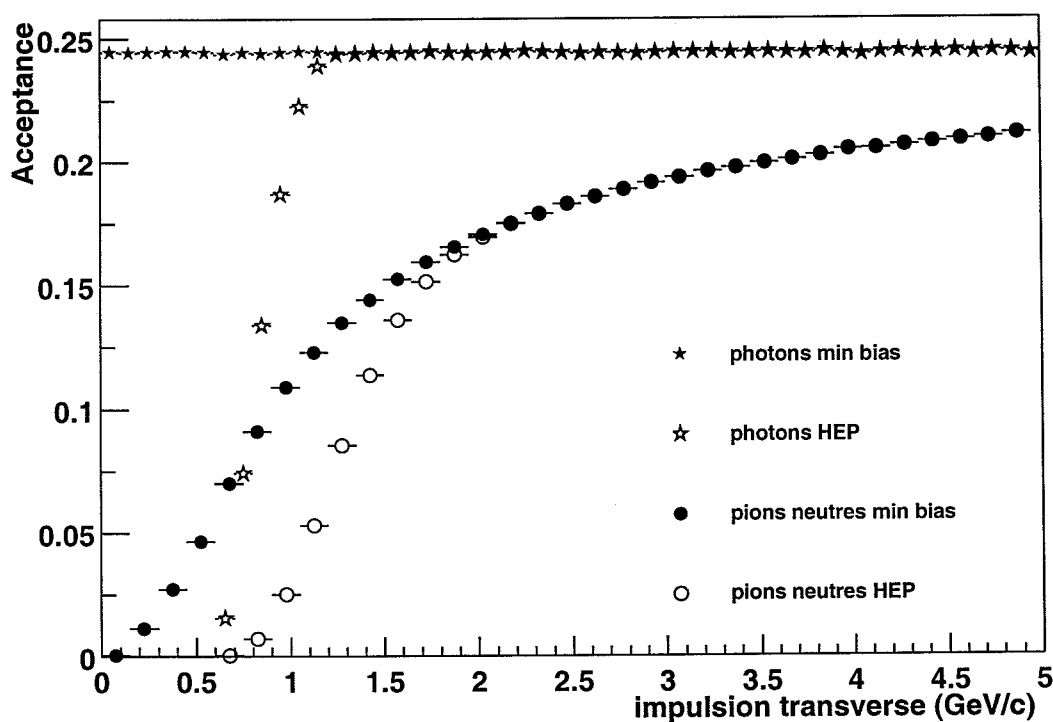


FIG. 4.3 – Acceptances géométriques du détecteur LEDA pour les pions neutres et les photons en fonction de leur moment transverse. Elles ont été obtenues en simulant la dynamique de pions et de photons présentant une distribution uniforme dans les domaines en rapidité et en angle azimutal couverts par LEDA. La distribution en moment transverse est déterminée expérimentalement dans la réaction $p+A$ à 160 GeV/c. L'acceptance a été calculée pour les deux déclencheurs, biais minimal et photon de haute énergie (HEP).

4.3.4 Déclencheur général

Les événements sélectionnés lors de la prise de données par le déclencheur de biais minimal, c'est-à-dire sans imposer de contraintes (ou en imposant le minimum possible) sur les dispositifs expérimentaux, sont représentatifs d'une distribution "naturelle" de la section efficace d'interaction projectile-cible en fonction du paramètre d'impact b . Cependant, dans un noyau, la distribution des nucléons est très diffuse et les événements de biais minimal seront dominés par les collisions périphériques (le modèle de Glauber). Lors des collisions périphériques, dont le transfert d'énergie entre particules qui interagissent est faible, se produisent principalement des particules à faible impulsion transverse. Nous nous sommes intéressés également à l'étude des processus durs associés à des impulsions de particules créées plus importantes, il est donc important d'utiliser, pendant la prise de données, des seuils dans l'énergie déposée par les particules et de donner une priorité à l'acquisition de ces événements. Il s'agit de pouvoir étudier un spectre large en p_T de particules avec le même temps de faisceau pour l'expérience.

Afin de permettre une étude exhaustive du spectre de photons sur toute la gamme d'énergie accessible par l'expérience, deux types de déclencheurs ont été définis lors de la prise de données. Le premier, celui de biais minimal, permet d'enregistrer les événements à partir desquels sont reconstruits les spectres des particules de basse énergie qui dominent la production des particules. Le deuxième, HEP, celui des photons de haute énergie, permet d'enrichir les données avec des événements contenant des particules de grande impulsion transverse. Lors de la prise de données, les taux d'acquisition correspondant à chacun des déclencheurs ont été équilibrés en échantillonnant électroniquement celui des déclencheurs qui induisaient le plus fort taux, en l'occurrence le déclencheur de biais minimum. Nous avons déjà vu (Fig.4.3) que l'acceptance géométrique de LEDA pour les photons et pions neutres de grande impulsion transverse est identique quel que soit le déclencheur avec lequel les événements ont été sélectionnés. Après avoir corrigé le spectre construit à partir des événements sélectionnés par le déclencheur de biais minimum pour le taux d'échantillonnage appliqué pendant la prise de données, nous avons reconstitué un spectre unique en combinant les événements à bas p_T sélectionnés par le déclencheur de biais minimum et les événements de grand p_T sélectionnés par le déclencheur HEP. Plutôt que de prendre la valeur de l'échantillonnage donné par l'électronique d'acquisition, nous avons recalculé le facteur d'échantillonnage moyen sur toute la durée de la prise de données en comparant à haute impulsion transverse ($p_T > 1,3$ GeV) le spectre construit à partir des événements sélectionnés par le déclencheur de biais minimal et celui construit avec les événements sélectionnés par le déclencheur HEP. Les valeurs, résumées dans le tableau 4.2, sont calculées pour les spectres mesurés pour le système avec la cible de plomb, les spectres mesurés avec la cible de carbone et les spectres mesurés sans cible. Ces derniers spectres sans cible sont calculés en faisant la différence entre les données sans cible mesurées pendant la période de prise de données dédiée à la cible de plomb et celle dédiée à la cible de carbone. Ces valeurs sont en accord avec les valeurs d'échantillonnage données par l'acquisition.

	Échantillonnage faisceau proton	Échantillonnage faisceau pion
cible Pb	0,159±0,002	0,161±0,002
Cible C	0,0348	0,0361
Hors cible (Pb)	—	—
Hors cible (C)	0,1493	0,1859

TAB. 4.2 – Facteurs d'échantillonnage des événements sélectionnés par le déclencheur de biais minimal calculés en comparant les spectres correspondant aux deux type de déclenchement, biais minimal et HEP. Dans le cas des données sans cible, nous avons fait le calcul séparément dans une période de temps autour de la période de prise de données avec le plomb et sans cible mais autour des données prises avec la cible de carbone.

Cible	Nombre de projectiles	R_N	Photons hors cible	Pions hors cible
Pb	$4,16 \times 10^{10}$	0.20082 ± 0.00003	4.8%	3.5%
C	$4,28 \times 10^{10}$	0.16006 ± 0.00002	30.0%	31.5%

TAB. 4.3 – Nombre de projectiles du faisceau incidents, rapports entre le nombre de projectiles pendant la mesure sans cible et la mesure avec cible, R_N et fraction de photons (pions neutres) provenant de collisions en dehors de la cible.

4.3.5 Correction hors-cible

Les projectiles du faisceau, si ce dernier n'est pas parfaitement aligné, peuvent interagir avec la ligne de faisceau, le cadre métallique du support de cible, ou avec d'autres détecteurs. Ces interactions créent des particules, dont l'origine ne peut être déterminée, lors qu'elles sont détectées par les dispositifs expérimentaux. La contribution de ces particules provenant de ces collisions indésirables doit être identifiée pour être soustraite des événements enregistrés. Ainsi, régulièrement au cours de l'expérience, des mesures dites hors-cible ont été réalisées en laissant vide le cadre porte-cible et une simple soustraction de la contribution mesurée est faite. Le temps de prise des données n'a pas été le même dans les deux cas (avec et sans cible) donc le nombre de collisions n'est pas égal. Avant la soustraction il faudra, évidemment, normaliser pour tenir compte de la différence de la durée des prises de données avec et sans cible. La normalisation, R_N , est obtenue grâce aux compteurs de faisceau (les détecteurs Čerenkov positionnés en amont de la cible) qui mesure le nombre de projectiles incidents (Tab.4.3).

À partir des distributions de photons et de pions neutres mesurées pour les systèmes projectile + Pb et projectile + C, et celles obtenues sans cible (Fig. 4.4) nous déduisons que la contribution des événements issus d'interactions en dehors de la cible est de l'ordre de 5% pour les mesures avec plomb et de 30% dans le cas du carbone. Cette importante différence s'explique par un mauvais alignement du faisceau lors de la mesure avec la cible de carbone. Bien qu'en général la contribution hors-cible ne soit pas très importante pour les photons, elle est cependant du même ordre de grandeur que celle avec cible pour les photons à basse impulsion transverse.

Pour cerner plus précisément l'origine de ces collisions hors-cible, il faudra étudier la contribution des données avec et sans cible, cette fois-ci pour les pions neutres (voir paragraphe 4.4.2).

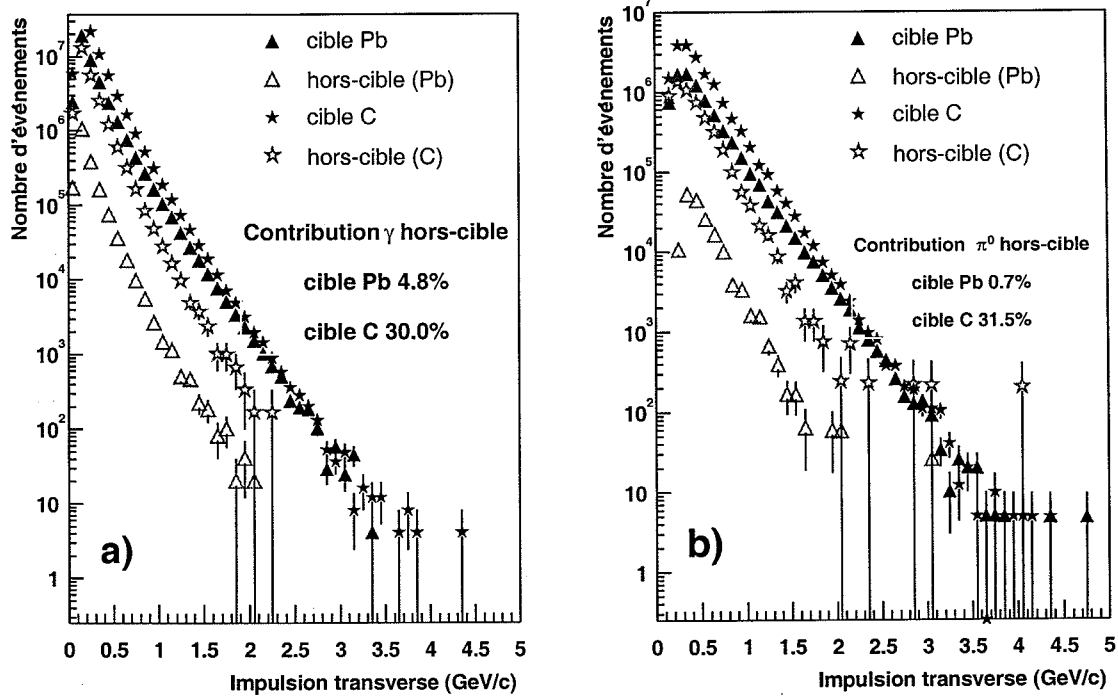


FIG. 4.4 – La contribution à la production de particules d'autres collisions que celles que l'on étudie, projectile + Pb et projectile + C. La figure de gauche représente la production de photons et la figure de droite les pions neutres. Dans les deux cas les spectres correspondent au déclencheur général et ils ont été corrigés par l'acceptance géométrique.

4.3.6 Efficacité de reconstruction

À partir de l'énergie déposée par les particules dans chaque élément du détecteur, nous construisons un agrégat de modules touchés, qui contient l'information sur l'énergie et la position de la particule incidente à l'origine de la gerbe. Cependant, cet agrégat ne peut pas, de façon systématique, reconstruire correctement les paramètres de la particule :

- La gerbe peut être incomplète du fait des seuils en énergie appliqués dans l'algorithme de construction des agrégats ; du fait de la fuite d'une partie de la gerbe hors de la couverture géométrique du détecteur, ce sont les effets de bord ; et du fait de la présence de modules défaillants qui n'ont pas enregistré d'énergie déposée pendant l'expérience, ce sont les modules morts.
- La gerbe peut être mal reconstruite suite au chevauchement de deux gerbes qui ont été déclenchées dans un même domaine géométrique et que l'algorithme de construction des agrégats est incapable de séparer correctement.

Pour tenir compte de ces effets, nous définissons une efficacité de reconstruction pour laquelle les spectres de photons et de pions neutres devront être corrigés. Cette efficacité se calcule en deux étapes. Dans la première, la réponse de LEDA aux photons est calculée en tenant compte des modules défaillants. Ceci permet de déterminer l'inefficacité résultant de la collection incomplète de la gerbe. Dans la deuxième étape, la réponse de LEDA aux photons imbriqués dans des événements de multiplicité identique à celle des événements produits lors de l'expérience est étudiée, ceci permet de déterminer l'inefficacité résultant du recouvrement des gerbes.

Le programme informatique officiel de simulation de la collaboration WA98, GWA98 est basé sur le code de simulation GEANT [27]. Ce programme inclut la description de l'ensemble des détecteurs utilisés dans l'expérience, et donc également le spectromètre de verre au plomb ; il nous permet de simuler la réponse du détecteur aux particules données et de comparer leur paramètres avant et après interaction avec LEDA.

Pour ce faire, nous avons généré des événements constitués d'un pion unique émis de façon isotrope à partir de la cible dans l'angle solide couvert par LEDA (fenêtre en rapidité entre 2 et 3,2) et présentant une distribution uniforme en impulsion transverse entre zéro et 5 GeV/c. La réponse de LEDA à ces événements est simulée à l'aide de GWA98 et les données résultantes sont ensuite traitées par le même algorithme de reconstruction de gerbes et la même analyse, avec les mêmes paramètres que ceux utilisés pour les données réelles. Le rapport entre les paramètres des photons incidents et les valeurs de ces paramètres après reconstruction et analyse donneront la correction à appliquer aux spectres expérimentaux pour tenir compte des effets de collection incomplète de gerbe. Pour étudier l'effet du chevauchement des gerbes, il faut créer des événements avec un taux d'occupation de LEDA et une distribution spatiale et d'énergie des particules incidentes les plus réalistes possibles. La méthode la plus sûre pour créer de tels événements consiste à superposer des événements simulés avec un pion unique à des événements réels mesurés. On procède ensuite à la reconstruction de ces événements superposés et de la comparaison des paramètres des photons reconstruits avec ceux obtenus précédemment lors de reconstruction de l'événement avec un pion unique nous déduisons la correction à appliquer pour les effets de recouvrement de gerbes.

Lors de l'analyse des données, nous avons constaté la présence de modules dont la calibration est suspecte. En effet, les spectres d'énergie enregistrés par ces modules présentent une pente qui s'éloigne de la pente moyenne déduite de l'ensemble des modules. Le nombre de ces modules, que nous appellerons modules défectueux, étant nombreux, nous avons jugé judicieux de poursuivre deux analyses en parallèle : l'une sans tenir compte de l'existence de ces modules défectueux et l'autre en éliminant les agrégats dont la position du centre coïncide avec un de ces modules. Évidemment, pour chacune des deux analyses il faut calculer l'efficacité de reconstruction correspondante et, pour connaître l'ampleur des effets résultant de la calibration défectueuse, nous devons comparer les spectres de photons pour les deux analyses corrigés par les deux efficacités.

L'analyse des données simulées pour le calcul de l'efficacité est identique à celle appliquée aux données réelles et tient compte de tous les contraintes déjà mentionnées : le seuil de basse énergie de 0,75 GeV et seuil en distance de 2,5 modules à un module mort pour la prise en considération de la gerbe, les effets de bord et le chevauchement des gerbes. Nous avons ainsi déterminée (Fig. 4.5) que l'efficacité de LEDA pour la détection des photons est de 82%. Cette efficacité décroît à 61% si nous excluons les particules touchant les modules suspect défectueux. Cette différence de 21 points dénote le grand nombre de modules défectueux. La distribution de l'efficacité calculée en fonction de l'impulsion transverse des photons est quasi constante, à l'exception de la région à très basse impulsion où elle chute drastiquement du fait du seuil en énergie de 0,75 GeV que nous avons appliqué lors de l'analyse. Par ailleurs, nous observons pour les photons d'impulsion transverse inférieure à 1 GeV/c une légère diminution de l'efficacité lorsque nous imposons une condition sur la dispersion latérale de l'agrégat.

Nous avons étudié séparément le déficit d'efficacité dû au chevauchement de gerbes que l'algorithme est incapable de résoudre (Fig. 4.5). Il s'agit de comparer les paramètres des particules simulées une fois reconstruites après la réponse du détecteur avec ceux des particules reconstruites après la superposition d'un événement réel. Pour les photons nous n'observons pratiquement pas de déficit (efficacité ≈ 1 sur la figure), ce qui s'explique par le fait que pour les collisions proton(pion)-noyau la multiplicité moyenne de photons produits, de l'ordre de 4-5, n'induit des chevauchements qu'avec une très faible probabilité. Nous observons cependant que cette efficacité n'est pas constante ; elle diminue légèrement avec l'impulsion transverse. Cet effet résulte du fait que pour reconstituer les gerbes qui se chevauchent l'algorithme a tendance à reconstruire la gerbe de grande énergie avec une énergie plus faible que l'énergie réelle. Il en résulte une efficacité inférieure à 1 à grande impulsion transverse et, par conséquent, supérieure à 1 à basse impulsion.

4.3.7 Correction pour la détection de n et $\bar{n}$

Les hadrons (protons, neutrons, antineutrons, mésons chargés, etc.) peuvent aussi déclencher une gerbe, dite hadronique, dans les modules de verre au plomb. Ces signaux, lorsqu'ils sont mal identifiés, contaminent le spectre de photons identifiés comme tels par notre analyse. Les différentes sélections que nous avons explicitées précédemment sont insuffisantes pour identifier de façon totalement inambiguë les particules électromagnétiques et un certain nombre de hadrons et baryons sont identifiés comme des photons. Dans le cas des particules

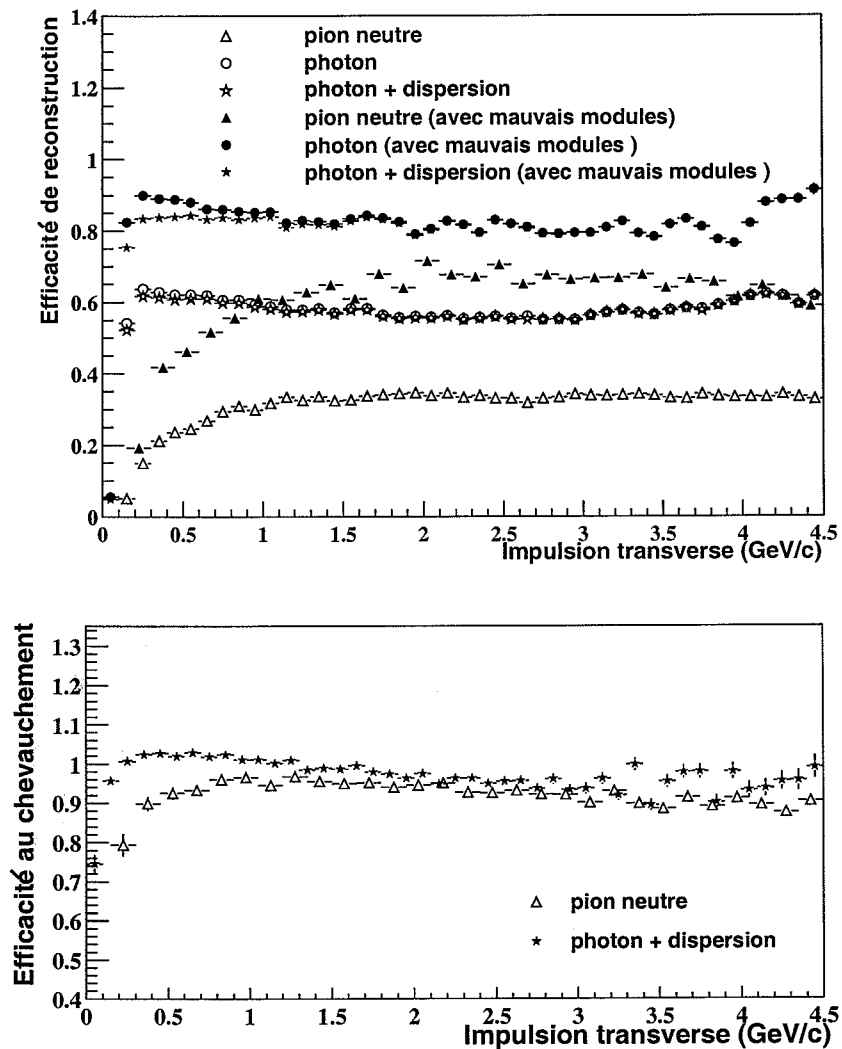


FIG. 4.5 – Efficacité calculée pour la reconstruction des photons détectés dans LEDA (histogrammes du haut) en utilisant toutes les agrégats identifiés (cercles fermés), en ne retenant que les agrégats qui satisfont la condition de dispersion (Eq.4.8) (étoiles fermées) et efficacité calculée pour la reconstruction des pions neutres (les triangles). Le même calcul a été répété en éliminant les agrégats coïncidant avec un module défectueux (symboles ouverts). Efficacité de reconstruction (histogrammes du bas) pour le chevauchement des gerbes pour les photons (étoiles) et les pions neutres (triangles).

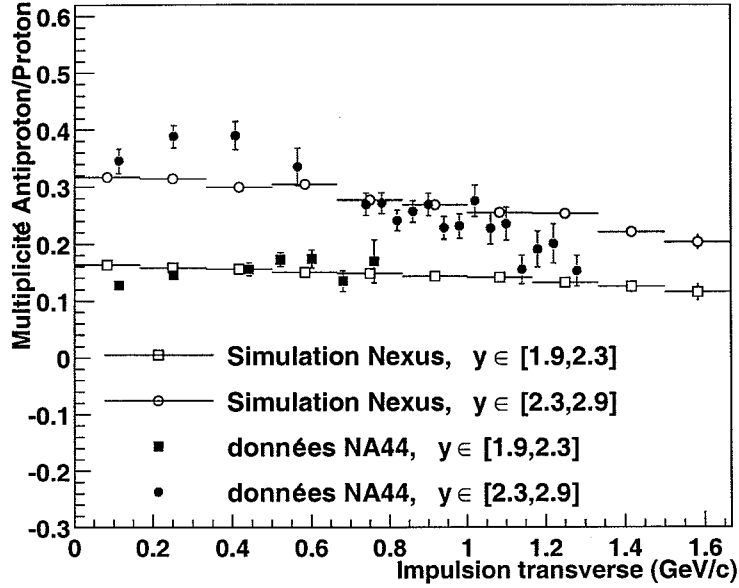


FIG. 4.6 – Rapport entre la multiplicité des antiprotons et la multiplicité des protons en fonction de l'impulsion transverse pour la réaction $p + Pb$ à 450 GeV et pour deux fenêtres en rapidité. Les données, représentées par des symboles en noir, ont été mesurées par la collaboration NA44 [22]; et l'accord avec la simulation du générateur d'événements Nexus [37], les points en blanc, est correct notamment à haute impulsion transverse.

chargées, l'information fournie par le détecteur CPV positionné devant le spectromètre LEDA permet d'estimer leur contribution (la méthode sera détaillée dans la section 4.5). Cependant, il n'y a aucun moyen d'identifier la contribution des neutrons et des antineutrons. Nous devons donc l'estimer à l'aide de simulations. Pour cela, dans un premier temps, nous avons estimé le flux de neutrons et d'antineutrons vu par le détecteur pour les réactions étudiées en nous appuyant sur les prédictions du générateur d'événements Nexus [37]. Ensuite, la réponse du spectromètre aux neutrons et antineutrons est simulée, les données ainsi obtenues sont analysées et la contamination résultante du spectre des photons estimée.

Pour vérifier la validité des prédictions de Nexus [37], nous avons d'abord émis l'hypothèse que le rapport entre la production des neutrons et la production des antineutrons est semblable à celui de la production des protons et la production des antiprotons. Pour ce dernier rapport, nous avons adopté la valeur mesurée par l'expérience NA44 [22] pour les réactions protons sur cible de plomb à 450 GeV et pour deux fenêtres en rapidité différentes : $1,9 < \eta < 2,3$ et $2,3 < \eta < 2,9$ (Fig. 4.6). En général, nous trouvons un bon accord entre les données et la simulation du code Nexus. En effet, si nous nous restreignons aux caractéristiques de notre système (nos données sont prises à mi-rapidité) et en tenant compte du fait que les particules neutres ne déposeront dans les modules qu'une fraction de leur énergie, nous pouvons nous limiter à la comparaison de la simulation dans la deuxième fenêtre en rapidité et dans un domaine de haute impulsion transverse (supérieur à 0,5 GeV/c). Nous remarquons que dans ces conditions, l'accord entre les données et Nexus est satisfaisant.

En comparant la production des photons de décroissance et des divers hadrons et baryons prédite par Nexus (Fig. 4.7) nous constatons que :

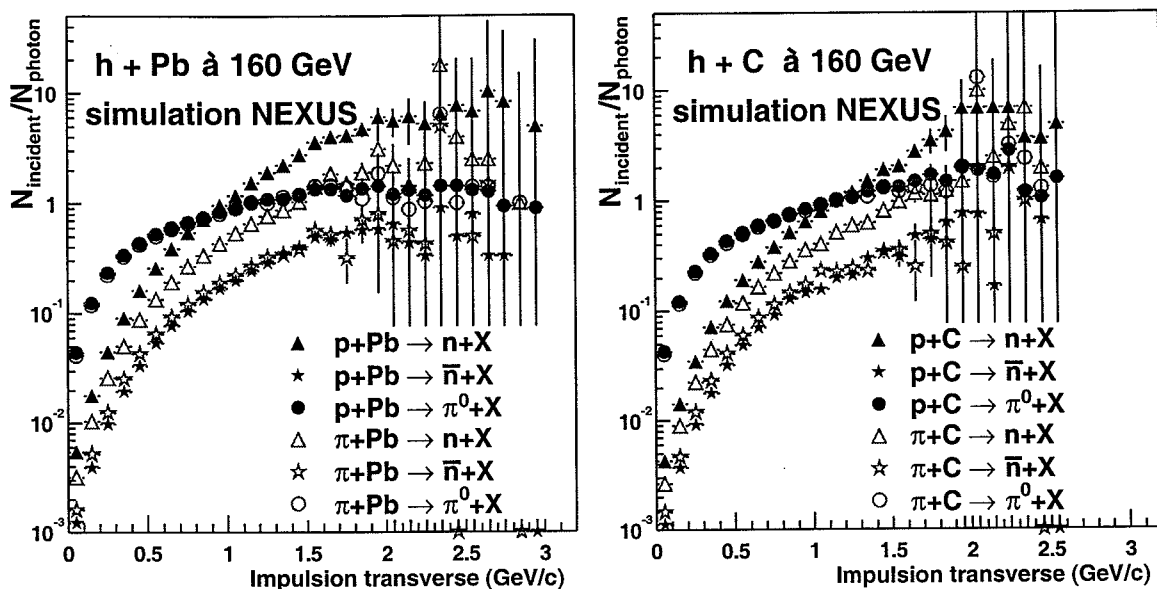


FIG. 4.7 – Prédiction du générateur d'événements Nexus [37] pour la production des neutrons, antineutrons et pions neutres (calculée comme la moyenne pour les pions positifs et négatifs) comparée à la production des photons de décroissance pour les $p(\pi) + \text{Pb}$ et $p(\pi) + \text{C}$ à 160 GeV/c.

- Dans la région des basses impulsion transverses, inférieures à 1 GeV/c, la production des neutrons et des antineutrons est faible par rapport à celle des photons.
- A plus grandes impulsions, au delà d'environ 1 GeV/c, les deux contributions sont comparables et la production de neutrons et antineutrons devient plus importante que celle des photons pour de plus grandes impulsions, dès 2 GeV/c.
- La contribution des antineutrons reste inférieure à celle des neutrons dans tout le domaine d'énergie et reste négligeable par rapport à celle des photons.
- Le rapport particules-photons est systématiquement inférieur dans les collisions induites par les pions sauf pour les antineutrons où cette tendance est inversée.

Le modèle de transport microscopique relativiste RQMD [89], *Relativistic Quantum Molecular Dynamics* prédit de rapports des distributions entre particules similaires à Nexus pour les systèmes étudiés [63].

Sachant que les particules neutres ne déposeront qu'une fraction de leur énergie dans le verre au plomb, il est important de connaître la réponse de LEDA au flux des particules calculées par Nexus. Cependant, l'interaction des neutrons et des antineutrons avec la matière est difficile à simuler et le code officiel des simulations du dispositif expérimental GWA98, basé sur GEANT, doit être complété par un autre code spécialisé pour ces calculs : Fluka [53], Gheisha [54] ou GCalor [55]. Les calculs de la trajectoire de ces particules sont particulièrement lents, et pour cette raison la réponse du LEDA a été paramétrée. Nous avons étudié la contamination du spectre de photons, définie comme le rapport entre la somme de neutrons et antineutrons et le nombre total de particules neutres identifiés comme des photons (Fig. 4.8) pour les trois codes de simulation. Nous remarquons d'abord que les trois codes ne donnent pas les mêmes résultats : nous avons Fluka, GCalor et Gheisha par ordre d'import-

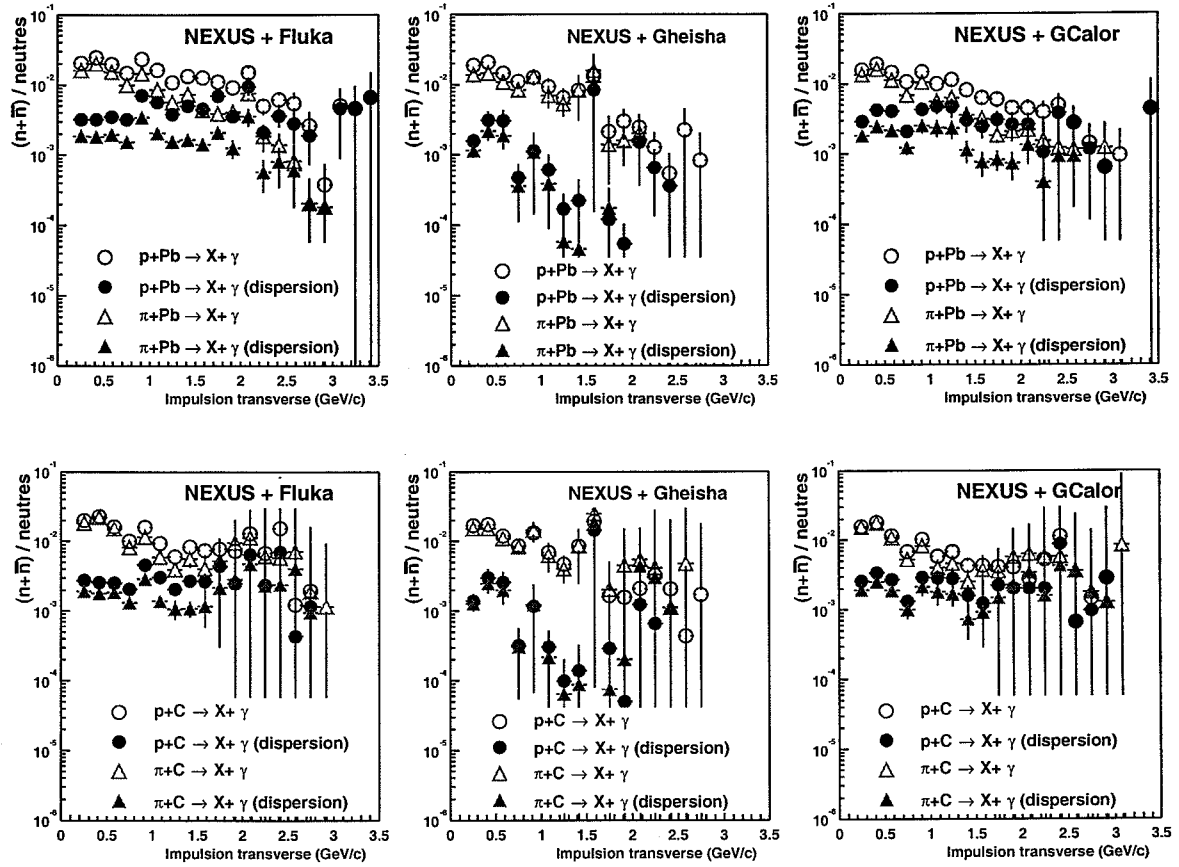


FIG. 4.8 – Contribution des neutrons et antineutrons au spectre des photons après la réponse de LEDA pour les différents systèmes étudiés. Les calculs sont faits avec trois programmes différents qui simulent les interactions des neutrons et des antineutrons dans la matière : Fluka, Gheisha et GCalor.

tance pour l'estimation de cette contamination. Cependant les trois s'accordent pour prédire une contamination non significative. Cette contamination dépend par ailleurs de la méthode d'identification des photons ; par exemple elle passe de 2% en incluant tous les agrégats identifiés à 0.3% en excluant les agrégats qui ne vérifient pas le critère de sélection pour la dispersion (Eq. 4.8) dans le système $p + Pb$ et avec les prédictions du code Fluka. Pour la suite, nous adopterons la prédiction de la plus grande contribution des baryons. La contamination prédite en neutrons et antineutrons est à peine inférieure pour le faisceau de pions.

4.3.8 Vérification du spectre de photons

Après toutes les corrections appliquées au spectre de photons, une vérification de la cohérence de l'analyse et du détecteur doit être faite. Une façon de contrôler de façon générale le fonctionnement du détecteur consiste à réaliser l'analyse séparément pour le bras haut de LEDA, le bras bas et le détecteur complet. Un fois les trois multiplicités des photons calculées, nous vérifions qu'elles sont en accord (Fig. 4.9). La cohérence de l'analyse de photons peut se vérifier en comparant la multiplicité des photons pour les deux méthodes d'identification avec ou sans coupure en dispersion. Dans la Fig. 4.9 nous présentons le rapport entre la multiplicité

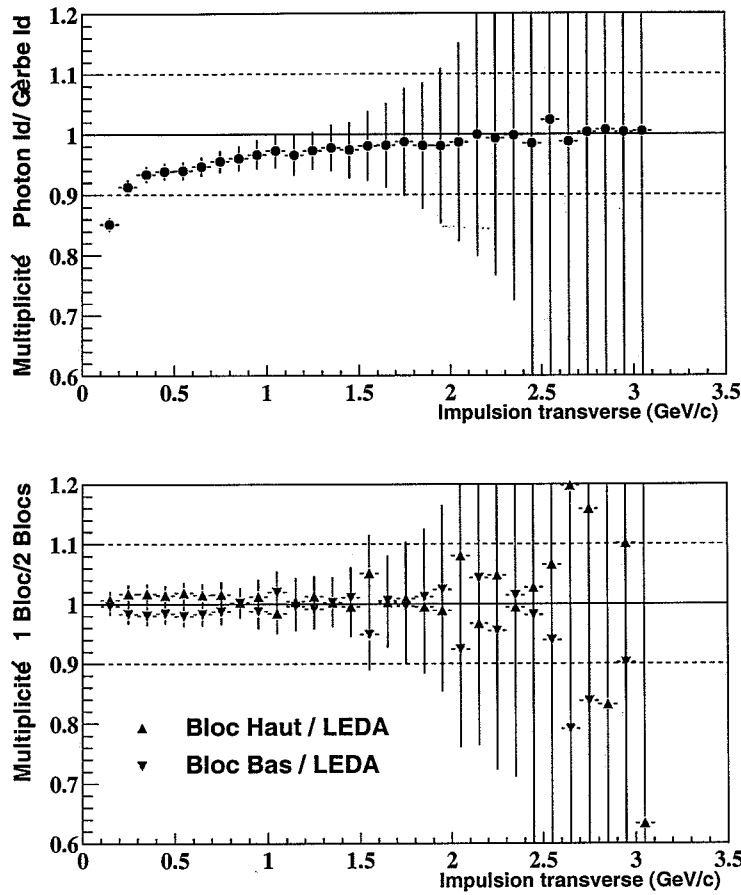


FIG. 4.9 – La figure du haut montre le rapport de la multiplicité des photons, après corrections, pour les deux méthodes d'identification : gerbes avec coupure en dispersion sur toutes les gerbes. La figure du bas montre le rapport entre la multiplicité des photons entre l'un des blocs de LEDA et le détecteur complet.

de toutes les gerbes et des gerbes avec la condition de dispersion après toutes les corrections : l'acceptance géométrique, l'efficacité de reconstruction, la contribution des particules chargées en tenant compte la probabilité de conversion (qui sera détaillée dans la section 4.5 dédiée à l'étude du CPV) et la contribution des neutrons et antineutrons. Si bien qu'il existe une tendance à perdre cet accord à basse impulsion transverse de façon générale, nous pouvons dire que la distribution de photons mesurée par LEDA à une erreur systématique de 10%. La perte d'accord pour des petites valeurs de p_T peut être due à la difficulté de simuler le développement latéral de la gerbe dans le code de simulation de la réponse du détecteur GWA98 utilisé dans le calcul de l'efficacité de reconstruction.

4.4 Reconstruction des mésons neutres

Comme décrit précédemment, nous construisons pour chaque événement la liste de tous les agrégats, dont nous avons identifié un photon pour origine, à partir desquels nous allons identifier les mésons neutres π^0 et η en exploitant leur décroissance par émission de deux photons corrélés. Du fait de la différence de leur masse ($m_\pi = 134,98$ MeV et $m_\eta = 547,30$

MeV), qui détermine leur taux de production, et de leur différent rapport de branchement électromagnétique ($B_{\pi}^{\gamma\gamma} = 98,78\%$ et $B_{\eta}^{\gamma\gamma} = 38,8\%$), les pions neutres seront produits bien plus abondamment que les mésons η . Nous nous intéresserons donc, dans un premier temps, plus particulièrement à l'identification des pions neutres et à la construction de leur spectre. Nous consacrerons un paragraphe à part pour détailler la recherche de mésons η dans nos données.

4.4.1 Extraction du signal pion neutre

Analyse de masse invariante

Les deux photons produits dans la décroissance d'un pion neutre doivent vérifier la relation qui identifie leur masse invariante, $M_{inv}^{\gamma\gamma}$, avec la masse au repos, M_{π^0} , du pion :

$$M_{inv}^{\gamma\gamma} = \sqrt{2E_{\gamma_1}E_{\gamma_2}(1 - \cos \theta)} = M_{\pi^0}, \quad (4.9)$$

où $E_{\gamma_{1(2)}}$ sont les énergies des photons et θ l'angle relatif entre les deux photons. A partir des agrégats reconstruits et identifiés comme étant dus à l'impact d'un photon selon la méthode décrite précédemment, nous allons construire pour chaque paire d'agrégats leur masse invariante et vérifions l'égalité de l'équation 4.9. L'énergie du photon est identifiée avec l'énergie de l'agrégat et l'angle relatif est calculé à partir du centre de gravité des deux agrégats et en adoptant l'hypothèse que les photons sont créés au point d'interaction faisceau-cible (ceci est justifié par le très petit temps de vie du pion neutre de seulement $8,4 \times 10^{-17}$ s, soit un $c\tau$ d'à peine 21,5 nm).

Cependant du fait de la multiplicité des particules créées lors de la collision, l'identification des pions neutres ne pourra pas se faire événement par événement puisque la masse invariante calculée pour deux photons non corrélés (provenant, par exemple de deux pions distincts) peut aléatoirement être égale à la masse du pion. Ainsi, pour un événement avec M agrégats identifiés comme un photon, le nombre de paires distinctes possibles est égal à $\frac{M(M-1)}{2}$. Dès lors, dans le spectre de masse invariante, apparaîtra un pic étroit positionné à la masse du pion et superposé à un fond combinatoire dû à l'appariement de photons qui ne proviennent pas du même pion, d'une paire de photons non corrélés ou de paires où l'un des partenaires au moins est erronément identifié. Il devient dès lors primordial de réduire au maximum ce fond, même dans les collisions proton ou pion sur noyau où la multiplicité moyenne n'est qu'à peine de quatre ou cinq photons. Pour ce faire, nous nous limitons dans notre analyse uniquement aux paires de photons pour lesquelles les deux photons ont été détectés dans un même bloc de LEDA. Cette limitation réduit la multiplicité M , intervenant dans l'analyse en masse invariante de moitié, et réduit le fond combinatoire en conséquence. Elle n'induit qu'une faible perte de pions, principalement des pions à basse énergie, c'est-à-dire ceux pour lesquels l'angle relatif des photons est le plus grand. Le spectre en masse invariante résultant de cette analyse (Fig. 4.10) présente un pic à la masse du pion superposé à un fond combinatoire continu. La forme de ce fond combinatoire change selon le domaine d'énergie des photons. Ainsi, la région à basse masse invariante présente un fond plus important pour le déclencheur du biais minimal que celui correspondant au déclencheur HEP. Le rapport signal sur bruit est de l'ordre de 47 % pour le déclencheur de biais minimal et de l'ordre de 13 % pour HEP.

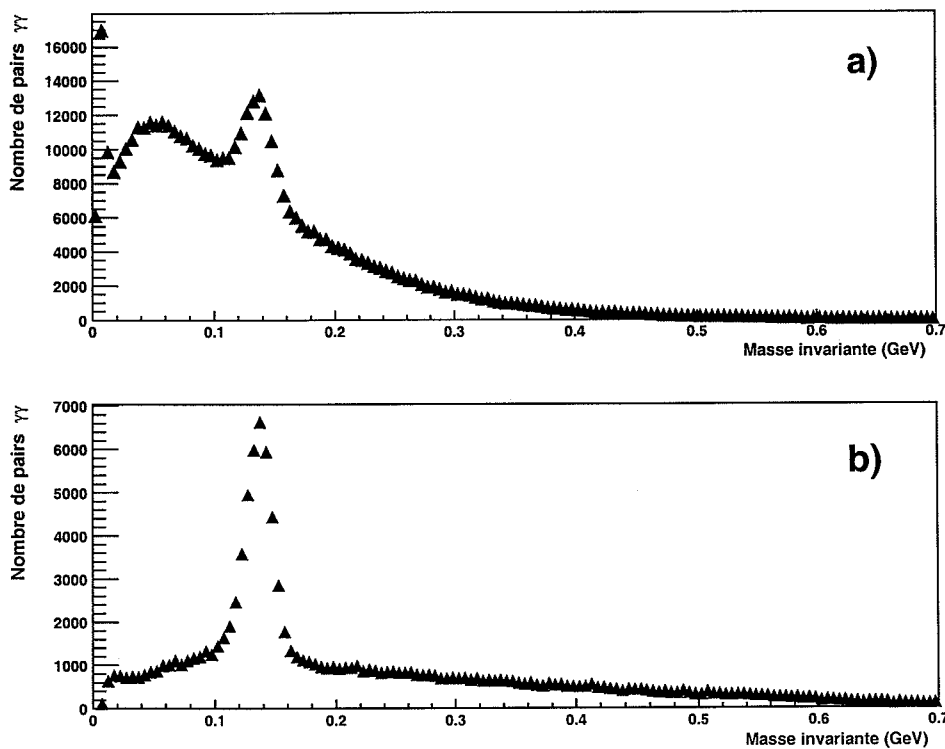


FIG. 4.10 – Distributions de masse invariante calculées pour les paires d'agrégats identifiés comme photons pour les événements réels pour les systèmes sans identification du projectile sur cible de plomb et pour les déclencheurs biais minimal (a), et HEP (b) .

Pour compter le nombre de pions détectés, nous devons procéder statistiquement en soustrayant le fond combinatoire qui se trouve sous le pic identifiant les pions. Pour l'évaluer, nous avons simulé un fond combinatoire en appliquant la méthode des événements mélangés.

Méthode des événements mélangés

Pour simuler le fond combinatoire présent dans le spectre de masse invariante tout en restant le plus proche possible du fond combinatoire réel, nous avons fait usage de la technique des événements mélangés. L'idée revient à créer des événements similaires aux événements réels, c'est-à-dire qui possèdent les mêmes caractéristiques globales et qui rendent compte des conditions expérimentales : la distribution propre de l'événement, les caractéristiques du détecteur, le mode de déclenchement ou la période de prise de données ; à partir de photons provenant d'événements différents. Ceci permet d'éliminer les corrélations dues, par exemple, à la décroissance des mésons. Pour ce faire, nous créons, pour chaque événement réel correspondant à un certain déclencheur et possédant une multiplicité de photons donnée M , un événement mélangé de même multiplicité M . Le premier photon pour l'événement mélangé sera pris parmi ceux de l'événement réel. Ensuite nous recherchons $M-1$ autres événements réels, sélectionnés parmi ceux accumulés pendant la même période de prise de données, de même multiplicité et correspondant au même déclencheur pour prendre de chacun d'eux un photon au hasard (Fig. 4.12). Évidemment, plus la multiplicité des photons dans un événement est grande, plus la probabilité de ne pas trouver ces $M-1$ événements est importante.

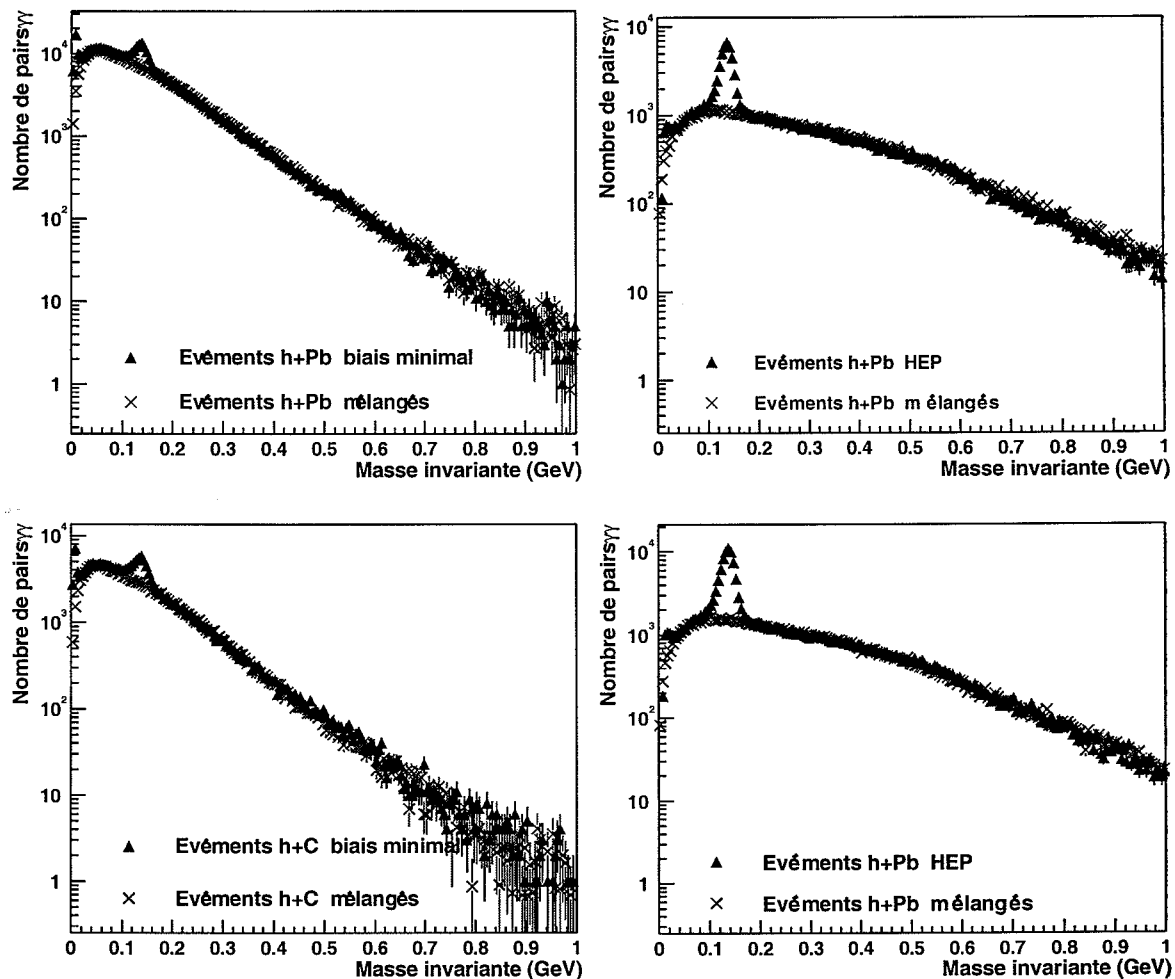


FIG. 4.11 – Spectres de masse invariante calculés pour les paires d'agrégats identifiés comme photons pour les événements réels (triangles) et les événements mélangés (croix) pour les systèmes proton et pion (sans identification du projectile) sur cible de plomb (histogrammes du haut) et de carbone (histogrammes du bas) et pour les déclencheurs biais minimal (histogrammes de gauche) et HEP (histogrammes de droite) .

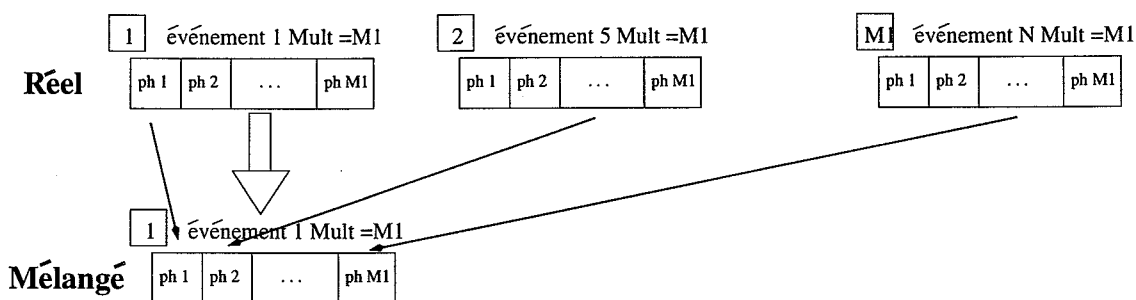


FIG. 4.12 – Schéma décrivant la construction des événements mélangés pour simuler le fond combinatoire dans le spectre de masse invariante.

Pour éviter ce problème, nous avons choisi de placer un seuil à une valeur de multiplicité égale à neuf : tout événement dont la multiplicité est supérieure ou égale à neuf peut être mélangé avec n'importe quel autre événement dans le même domaine de multiplicité. La valeur du seuil est la plus haute possible sans avoir une perte significative dans le nombre d'événements mélangés.

Ceci est la méthode appliquée aux données correspondant au déclencheur de biais minimal. Pour les événements correspondant au déclencheur HEP, nous devons nous assurer en plus que l'événement mélangé vérifie lui aussi la présence d'un photon de haute énergie (supérieure à 6 GeV). Ceci est réalisé en mélangeant le photon de plus haute énergie d'un événement HEP réel avec des photons pris d'autres événements réels mais correspondant au déclencheur du biais minimal.

La distribution de masse invariante calculée à partir des événements mélangés est semblable au fond combinatoire présent dans le spectre obtenu à partir des données réelles. Puisque les deux spectres ont été calculés exactement avec le même nombre d'événements, et du fait de l'absence du pic de pion dans le spectre simulé, la distribution des données mélangées sera légèrement supérieure à celle des données réelles et une normalisation est nécessaire. La différence de forme du fond pour les deux déclencheurs suggère que la normalisation variera selon le domaine d'énergie ou d'impulsion transverse considéré. Le facteur de normalisation est calculé dans le domaine de masse invariante compris entre 0,22 et 0,32 GeV et, dans une première approche, individuellement pour chaque canal en impulsion transverse de nos histogrammes (Fig. 4.13). Dans la limite des erreurs statistiques, la valeur ainsi déterminée du facteur de normalisation reste constante pour tous les valeurs en impulsion transverse et nous avons donc opté pour un facteur de normalisation constant indépendant du domaine d'impulsion.

Nous constatons (Fig.4.11) que le fond simulé reproduit parfaitement la forme du fond combinatoire dans le spectre de masse invariante calculé à partir des données réelles. Nous pouvons maintenant calculer le nombre de pions détectés en intégrant le spectre de masse invariante entre 100 et 170 MeV et en soustrayant le fond calculé intégré sur la même gamme de masse invariante. Nous avons obtenu les résultats résumés dans le tableau 4.4.

nombre des pions	déclencheur biais minimal	déclencheur de haute énergie
cible de Pb	$1,04 \times 10^5$	$1,18 \times 10^4$
cible de C	$4,55 \times 10^5$	$3,69 \times 10^4$

TAB. 4.4 – Nombre de pions détectés en intégrant le spectre de masse invariante entre 100 et 170 MeV et en soustrayant le fond combinatoire simulé.

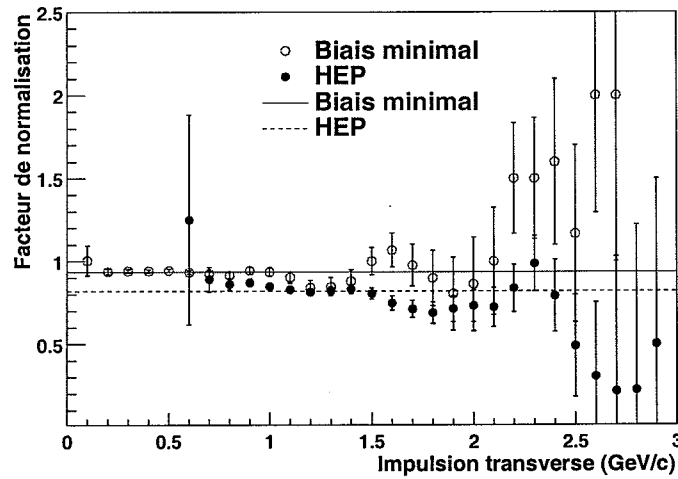


FIG. 4.13 – Facteur de normalisation entre le spectre de masse invariante calculé à partir des événements réels et le fond combinatoire calculé à partir des événements mélangés pour la cible de plomb et pour les événements sélectionnés par le déclencheur de biais minimum (cercles ouverts) ou le déclencheur HEP (cercles fermés), représenté en fonction de impulsion transverse de la paire de photons. Les valeurs constantes retenues pour notre analyse sont représentées par les lignes continues (déclencheur biais minimum) et discontinues (déclencheur HEP).

Résolution en masse invariante

La résolution de l'énergie et du point d'impact pour les pions est intrinsèquement liée aux résolutions en énergie et en position du point d'impact avec lesquelles les photons de décroissance sont mesurés. Puisque la masse invariante est calculée à partir de l'énergie et de l'angle relatif des photons, la position du pic dû aux pions dans le spectre de masse invariante et sa largeur nous donne une idée de la résolution avec laquelle le spectromètre de photons LEDA peut identifier les pions. Pour des valeurs de $p_T > 0,3$ GeV/c la position du pic est bien à la masse au repos du π^0 ($135,50 \pm 0,05$ MeV pour le système avec la cible de plomb et $134,03 \pm 0,08$ MeV pour le carbone) et ne dépend pas, ou pas significativement, de l'impulsion transverse de la paire de photons (Figs.4.14 et 4.15), alors que la largeur du pic est de ≈ 12 MeV mais augmente avec la basse impulsion transverse. Ceci est dû à la limite de LEDA pour mesurer les photons de trop basse énergie. Pour les petits valeurs de p_T (inférieures à 0,3 GeV/c) le pic des pions n'est pas vraiment trouvé et cela nous donne la limite inférieure pour les spectres de pions neutres.

Les valeur de la position du pic des π^0 provenant des événement simulés par GEANT et en appliquant la réponse du détecteur est semblable aux données réelles. Par contre l'écart type est meilleur comme on peut l'attendre des simulations. Pour présenter les mêmes valeurs, l'énergie et la position des photons dans les simulations a été étalée artificiellement. L'accord trouvé avec les données réelles valide l'utilisation des ces simulation pour le calcul des efficacités de reconstruction.

4.4.2 Corrections du signal de pions

De la même façon que pour les photons, les spectres des pions neutres sont corrigés pour l'acceptance géométrique de LEDA, l'efficacité de l'algorithme de reconstruction et la contribution des collisions hors cible. La méthode de correction sera identique à celle détaillée dans la section précédente, mais en prenant en compte le fait que la détection d'un pion est équivalente à celle de ses deux photons de décroissance dans un même bloc de LEDA.

Acceptance géométrique et déclencheur général

La simulation de pions dans le domaine en rapidité $2,0 < y < 3,2$ permet de déterminer l'acceptance géométrique de LEDA pour la détection de pions (Fig. 4.3). Cette acceptance est fortement dépendante de l'impulsion transverse. Par exemple, elle passe d'à peine 4 % pour une impulsion de 0,5 GeV/c à 18 % pour une impulsion de 2,5 GeV/c. Nous remarquons que l'acceptance à basse énergie est inférieur pour les pions HEP (pion dont un des photons de décroissance a une énergie supérieure à 6 GeV), cependant, à partir d'une impulsion d'environ 2 GeV/c, les acceptances des deux déclencheurs sont identiques.

Tenant compte du fait, qu'à haute énergie, la forme des spectres obtenu à partir des événements sélectionnés avec les deux déclencheurs est le même, les deux spectres peuvent être combinés pour n'en former qu'un seul. Pour éviter d'altérer les distributions en impulsion transverse, nous avons normalisé l'un par rapport à l'autre dans la région de moment transverse où les acceptances sont les mêmes pour les déclencheurs. La valeur phénoménologique pour normaliser les spectres de pions des déclencheurs sera la même valeur de la suppression

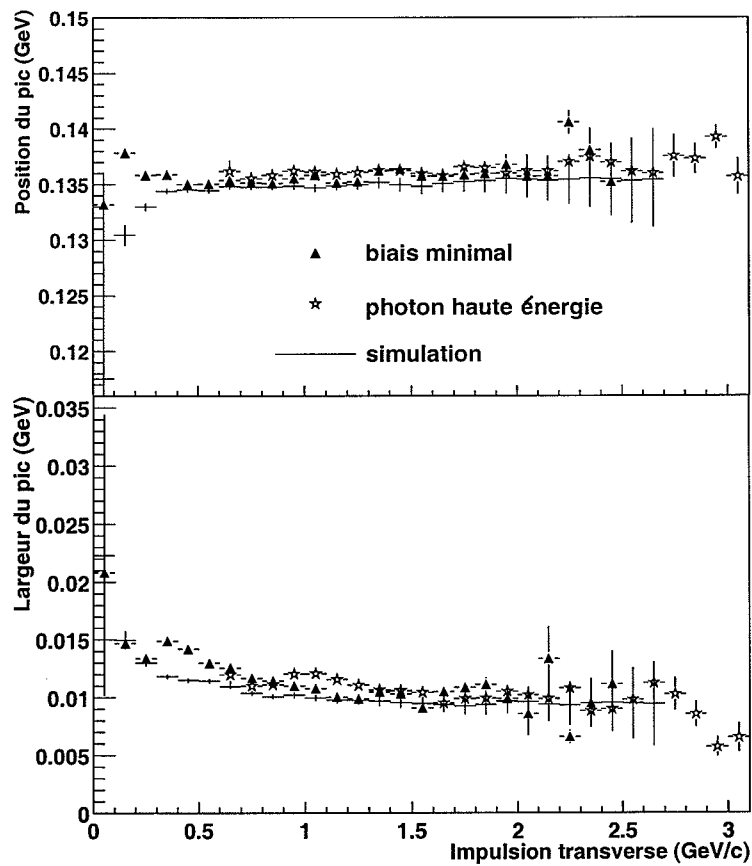


FIG. 4.14 – Position du pic (histogrammes du haut) attribué aux pions neutres dans le spectre de masse invariante calculé par ajustement gaussien en fonction de l'impulsion transverse du pion pour les événements sélectionnés par le déclencheur de biais minimum (triangles) et le déclencheur HEP (étoiles). Écart type (histogrammes du bas) de la gaussienne. Les événements sont ceux collectés pour la cible de plomb. Les traits continus sont les données obtenus à partir d'événements simulés.

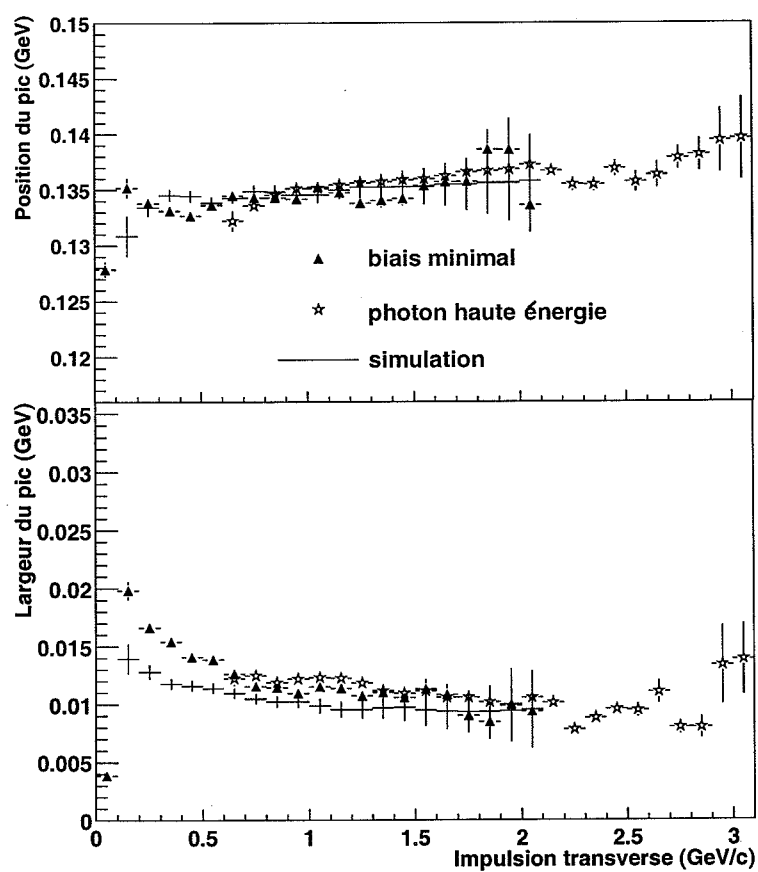


FIG. 4.15 – *Idem Fig.4.14 pour les événements collectés avec la cible de carbone.*

des événements par l'acquisition (l'échantillonnage) pour les photons qui a déjà été calculée à l'aide de la comparaison des multiplicités de photons, voir le tableau 4.2 et sa légende.

Correction hors cible

En présence du faisceau, et malgré l'absence de cible, des particules sont produites et détectées dans les dispositifs expérimentaux. A partir de ces événements nous avons calculés un spectre de masse invariante (Fig.4.4). Tout comme lors de l'analyse des photons, nous observons une grande différence dans la contribution hors cible autour de la prise de données pour la cible de plomb (2 %) par rapport à celle autour de la prise de données pour la cible de carbone (24 %). En revanche, l'analyse en masse invariante pourra nous informer sur l'origine de cette contribution. Nous constatons (Fig.4.16) que pour les événements du carbone, le pic attribué aux pions est important et se trouve positionné à une masse de 117,5 MeV, donc décalé par rapport à la masse au repos du pion neutre (134,98 MeV). Cette observation peut s'expliquer par la présence d'une source décalée par rapport à la position habituelle de la cible, et plus précisément en aval de la cible (voir Eq. 4.9) à environ 2,5 m. Au contraire, pour les événements sans cible du plomb aucun pic n'est visible et nous concluons qu'il faudra tenir compte de l'existence d'un bruit blanc représentant une contribution de 3,5 %.

Efficacité de reconstruction

La même méthode que celle détaillée pour les photons dans le paragraphe 4.3.6 est utilisée pour le calcul de l'efficacité de reconstruction des pions : la simulation de particules avec GEANT, le calcul de la réponse de LEDA à cette particule avec GWA98 et la superposition à un événement réel. L'effet du seuil en énergie des photons de 750 MeV reste visible (Fig. 4.5) jusqu'à une valeur de l'impulsion transverse de 1.5 GeV/C, plus grande que celle observée dans le cas des photons. Ceci n'est pas surprenant étant donné le seuil appliqué aux deux photons. À partir de 1,5 GeV/c la valeur de l'efficacité de reconstruction des pions est constante. Elle est égale à 66 % si l'on utilise tous les modules, et à 37 % si l'on rejette les modules suspects d'être défectueux. Ces valeurs vérifient la règle intuitive qui permet de déduire l'efficacité des pions à partir du carré de la valeur de l'efficacité des photons, c'est-à-dire : $\epsilon_{\pi^0} = (\epsilon_{\gamma})^2$. Nous observons également (Fig. 4.5) l'effet du chevauchement des gerbes dans la reconstruction des pions. Bien que légèrement plus important que dans le cas des photons, le chevauchement affecte les pions d'à peine 8%.

4.4.3 Vérification du spectre de pions neutres

Du même que pour les photons, après toutes les corrections appliquées aux spectres, une vérification de la cohérence de l'analyse et du détecteur doit être faite aussi pour les pions neutres. Ainsi, nous avons réalisé l'analyse séparément pour le bras haut de LEDA, le bras bas et le détecteur complet. À nouveau, les trois multiplicités des π^0 sont en accord (Fig. 4.17). La cohérence de l'analyse des π^0 peut se vérifier en comparant sa multiplicité selon différentes méthodes d'identification. Comme pour les photons, la coupure en dispersion de la gerbe sera le trait distinctif et nous avons réalisé l'analyse des pions sans coupure en dispersion, avec la coupure dans un des photons du couple et coupure dans les deux photons. Dans la Fig. 4.17

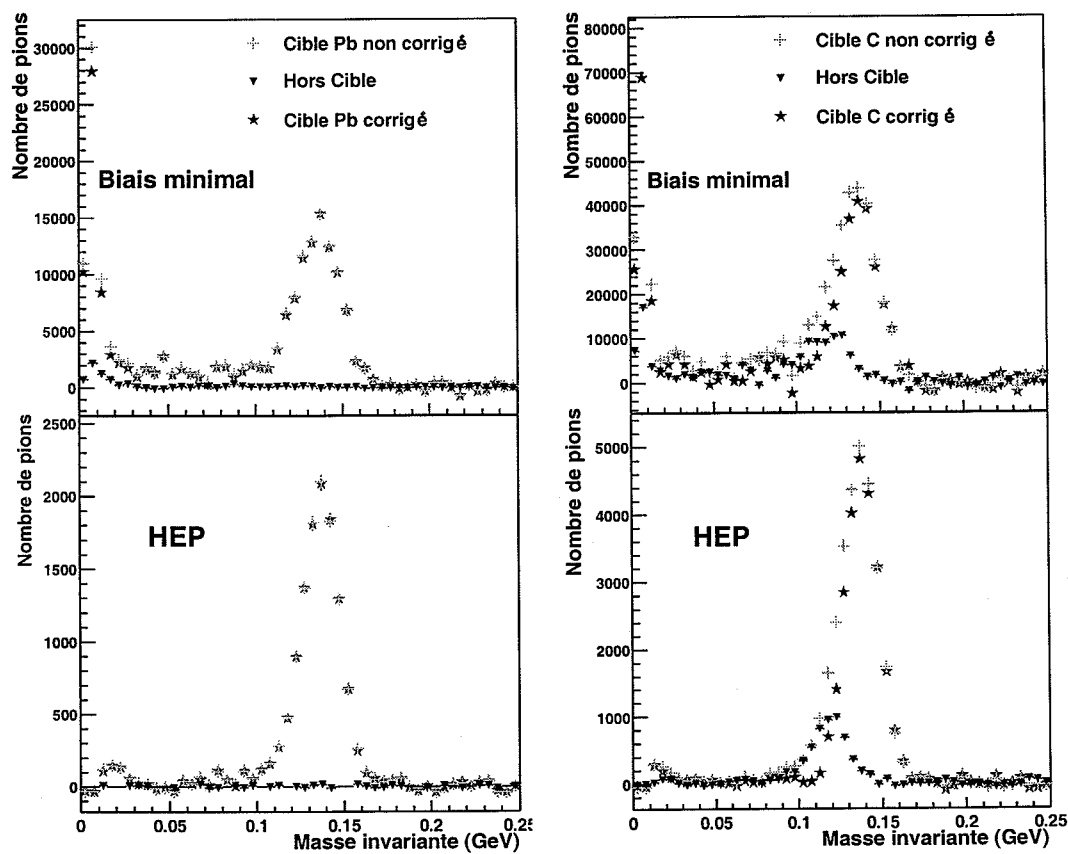


FIG. 4.16 – Spectre de masse invariante calculé en présence d'une cible (étoiles) et en absence de cibles (triangles) pour les données accumulées pour la cible de plomb (histogrammes de gauche) et celles accumulées pour la cible de carbone (histogrammes de droite) et pour des événements sélectionnés avec le déclencheur de biais minimum (histogrammes du haut) et celles sélectionnées avec le déclencheur HEP (histogrammes du bas).

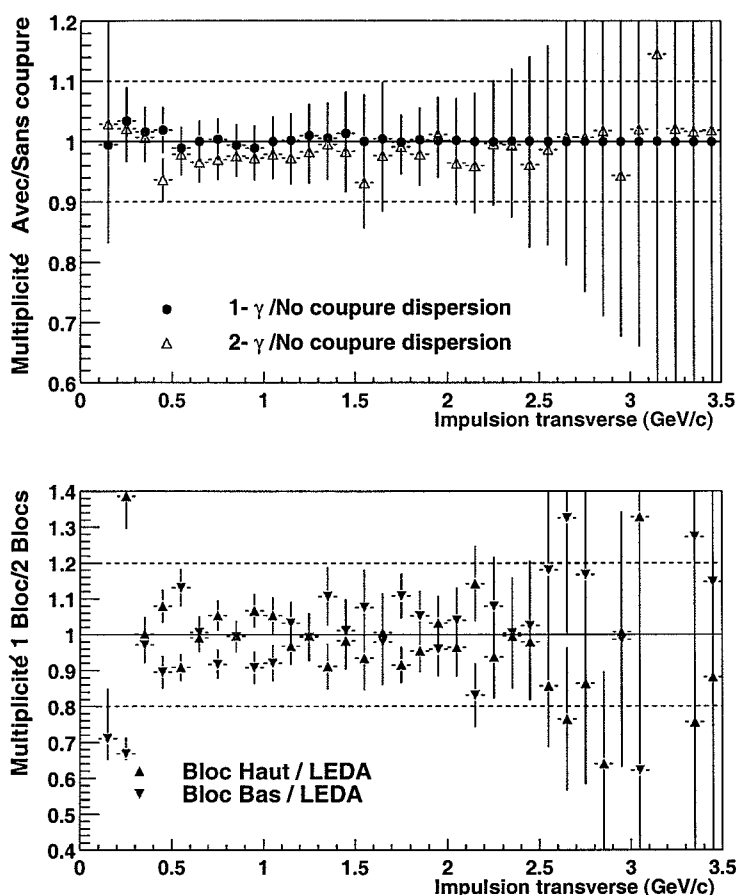


FIG. 4.17 – La figure du haut montre le rapport de la multiplicité des pions, après corrections, pour les trois méthodes d'identification : paires entre toutes les gerbes, paires avec coupure en dispersion sur l'un des photons de la paire et les deux photons. La figure du bas montre le rapport entre la multiplicité des pions entre l'un des blocs de LEDA et le détecteur complet.

nous présentons le rapport entre la multiplicité de pions avec coupure en dispersion et celle avec toutes les gerbes pour former la paire après toutes les corrections : l'acceptance géométrique, contribution hors cible et l'efficacité de reconstruction. Les différentes multiplicités sont en parfait accord. Cela indique que la petite perte de photons à basse impulsion transverse trouvé dans l'analyse qui applique la coupure en dispersion (voir 4.3.8) n'entraîne pas une perte de π^0 . En fait, les particules perdues n'étaient pas identifiées de façon erronée à des photons.

4.4.4 Recherche des mésons η

Les mésons η sont, après les pions neutres, les mésons les plus légers à présenter une décroissance en deux photons. Par conséquent, la méthode de l'étude de la masse invariante des paires de photons est applicable aussi pour l'identification des η et le spectre de masse invariante doit présenter un pic à la valeur de la masse au repos du méson η , 547,30 MeV. Cependant, il existe un grand écart entre le nombre de pions détectés par LEDA et le nombre de mésons η attendu. Cette différence en défaveur des mésons η , rend leur identification difficile. Elle résulte des raisons suivantes :

- La différence du taux de production des particules. En effet, la production des mésons

Acceptance Geometrique de LEDA pour $2. < y < 3.2$

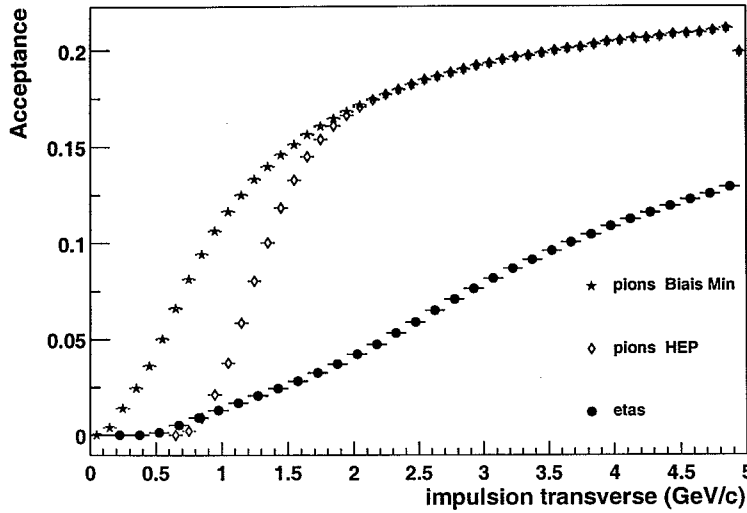


FIG. 4.18 – Acceptance géométrique du spectromètre LEDA aux pions neutres et aux mésons η via sa décroissance en deux photons dans la région en rapidité entre 2 et 3,2.

semble vérifier une règle d'échelle par rapport à la masse transverse $m_T = \sqrt{m_0^2 + p_T^2}$, où m_0 est la masse au repos (en anglais *m_T -scaling*), c'est-à-dire qu'à une masse transverse donnée le taux de production est soit identique, soit présente un rapport S constant quelque soit le type de particules. Le rapport entre méson η et pion neutre a été mesurée égal à : $S_{\eta/\pi} = 0,55$ [51].

- Alors que les π^0 ont un rapport de branchement pour la décroissance en deux photons de 98,798 %, pour les mésons η il est seulement de 38,8 %.
- À cause de la différence de masse entre les mésons, l'acceptance de LEDA aux mésons η (figure 4.18) est considérablement inférieure à l'acceptance aux pions neutres (par exemple, pour une valeur d'impulsion de 1,5 GeV, l'acceptance est de 15 % pour les pions est de 2,5 % pour les mésons η).

Le spectre de masse invariante (Fig. 4.19) n'indique pas de façon évidente, dans la région de masse attendue, la présence d'un pic qui se détache du fond combinatoire et que l'on pourrait attribuer à la détection de mésons η .

Connaissant l'acceptance et la réponse du détecteur et le nombre de pions détecté, nous pouvons estimer la contribution attendue des mésons η au spectre de masse invariante et la comparer aux données. Nous décrivons d'abord la distribution en masse invariante des paires de photons issus de la décroissance des mésons par une fonction gaussienne :

$$N = A e^{-\frac{(m-m_0)^2}{2\sigma^2}} \quad (4.10)$$

où A est l'intensité du pic, m_0 sa position et σ sa largeur. Pour les pions ces paramètres ont été déterminés en ajustant la fonction 4.10 au spectre de masse invariante mesuré autour du pic à 135 MeV, et les paramètres pour les mésons η seront extrapolés à partir des valeurs obtenues pour les pions. Nous avons réalisé cette estimation pour les données sélectionnés par le déclencheur HEP et en introduisant un seuil supplémentaire pour l'impulsion transverse des paires de photons de 1 GeV/c. Ce seuil supplémentaire élimine les événements qui conduisent

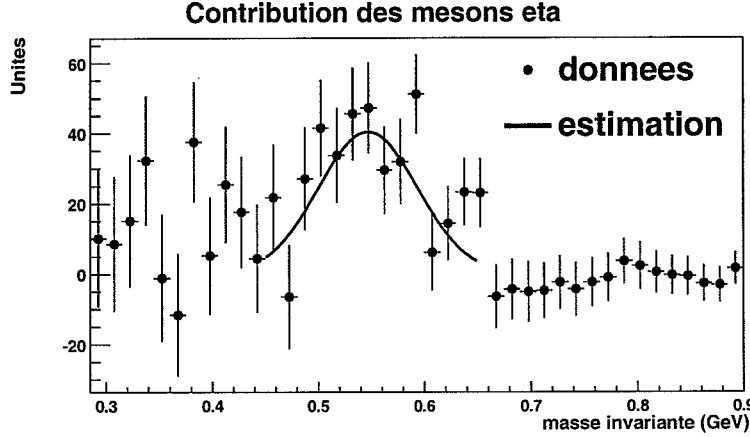


FIG. 4.19 – Spectre de masse invariante, après soustraction du fond combinatoire, représenté dans la région de masse du méson η , mesuré dans les collisions $p(\pi)$ sur plomb à 160 GeV/c. Seules les paires d'impulsions transverses supérieures à 1 GeV/c ont été retenues pour cette analyse. L'estimation théorique extrapolée à partir du signal des pions neutres mesurées dans les mêmes conditions est représentée par la distribution gaussienne en trait continu.

à une distribution des pions avec un pic en masse invariante légèrement décalé et avec une résolution moins bonne (figure 4.14). En même temps il évite de prendre en considération les événements η pour lesquels l'acceptance géométrique de LEDA est trop faible (Fig. 4.18). Les relations entre les paramètres des deux mésons sont les suivantes :

- Évidemment, $m_\pi = 134,98$ MeV et $m_\eta = 547,30$ MeV.
- La résolution en énergie du spectromètre LEDA est constante (hormis à basse énergie) et cela se traduit par une résolution en masse invariante qui suit la masse de la particule qui décroît c'est-à-dire : $\sigma_\eta = \frac{m_\eta}{m_\pi} \sigma_\pi$.
- Le nombre de pions mesurés se calcule en intégrant la gaussienne. Il est lié au nombre des η s attendus par le rapport $R_{\pi/\eta} = N_\pi/N_\eta$. On a alors : $N_\pi = A_\pi \sqrt{2\pi} \sigma_\pi = R_{\pi/\eta} N_\eta = R_{\pi/\eta} A_\eta \sqrt{2\pi} \sigma_\eta$. Dans le calcul du rapport $R_{\pi/\eta}$ il faut tenir compte des sections efficaces de production de mésons suivant la loi d'échelle en masse transverse avec la constante $S_{\pi/\eta} = 0,55$, de l'acceptance de LEDA et du rapport de branchement de la décroissance en deux photons $E_{\pi/\eta} = 2,512$. Ainsi la relation entre le nombre de mésons mesurés par LEDA (pions et η s) est d'environ $R_{\pi/\eta} \approx 30$.

A partir des paramètres théoriques ainsi obtenus, nous construisons une distribution gaussienne, d'après l'équation 4.10 (Fig. 4.19). Nous concluons que les mésons η s sont mesurés par LEDA dans les collisions proton et pion sur cible à 160 GeV, bien que la faible statistique de l'expérience et les caractéristiques du détecteur ne permettent pas d'avoir un signal plus important. Nous observons que la mesure des η est compatible avec l'hypothèse de d'échelle avec la masse transverse (m_T -scaling) qui sera utilisée par la suite dans le calcul de l'excès des photons. En revanche, la faible statistique ne nous permet pas de présenter des section efficaces de production de mésons η .

4.5 Les particules chargées dans le CPV

Le détecteur de particules chargées, CPV, situé devant LEDA, détecte et identifie les particules chargées et fournit ainsi une information de veto lorsque ces particules chargées déposent également de l'énergie dans le spectromètre de photons. La méthode permettant d'associer l'information recueillie par les deux détecteurs (c'est-à-dire déterminer l'impact dans LEDA correspondant à un impact dans CPV) ainsi que l'efficacité de la méthode seront détaillées dans le paragraphe 4.5.1. Toutes les particules chargées ne doivent pas être considérées comme une source de bruit perturbant l'identification des photons. En effet, les photons peuvent par interaction avec le matériau sur leur trajectoire subir une conversion et donner naissance à une paire électron-positron qui signalera son passage dans CPV. Cette paire emportera l'information de l'énergie du photon et elle ne doit pas être exclue par sa charge, comme présenté dans le paragraphe 4.5.2.

4.5.1 Efficacité de CPV aux particules chargées

Comme nous l'avons déjà mentionné précédemment, les particules chargées peuvent déclencher une gerbe hadronique dans le verre au plomb, et être faussement identifiées comme des particules électromagnétiques, nuisant ainsi à la qualité du spectre de photons. La méthode d'identification des gerbes électromagnétiques, en imposant un seuil sur la dispersion latérale de la gerbe, n'étant pas suffisante, nous allons en plus exploiter l'information fournie par CPV qui signale le passage des particules chargées tout en restant aveugle aux photons.

Pour chaque impact dans CPV nous projetons la position de l'impact $(x_{CPV}, y_{CPV}, z_{CPV})$ sur la surface de LEDA, z_L , et calculons la distance D entre la position projetée et la position des impacts dans LEDA (x_L, y_L) :

$$D = \sqrt{\left(\frac{x_L - x_{CPV}/P}{\sigma_x}\right)^2 + \left(\frac{y_L - y_{CPV}/P}{\sigma_y}\right)^2} \quad (4.11)$$

où

$$P = z_L / z_{CPV}$$

et $\sigma_{x(y)}$ sont les valeurs des dimensions d'un module LEDA. Elles ont été choisies respectivement égales à 1,8 et 2,1 cm pour rendre compte des inhomogénéités de LEDA (dans un cas sans inhomogénéité le σ aurait la même valeur pour les deux axes de 2,0 cm qui est la dimension d'un module).

Pour chaque agrégat identifié par l'analyse comme un photon nous calculons la plus petite distance D_{min} . Cette distance minimale (Fig. 4.20) est distribuée selon une fonction gaussienne centrée autour de 0 et dont la base s'étend jusqu'à environ 4 cm. Ces événements sont attribués aux particules chargées qui ont déposé un signal dans les deux détecteurs. Les événements présentant des distances supérieures à 4 cm résultent d'une association aléatoire entre impacts qui n'ont aucun lien physique, un fond dans la distribution. A partir de la distribution normalisée à la distance (Fig. 4.20) nous déterminons la largeur de la distribution en y ajustant une distribution gaussienne. La largeur à mi-hauteur, σ , résultant de cet ajustage, a été calculée en fonction de l'impulsion transverse associée à l'agrégat détecté dans LEDA (Fig.

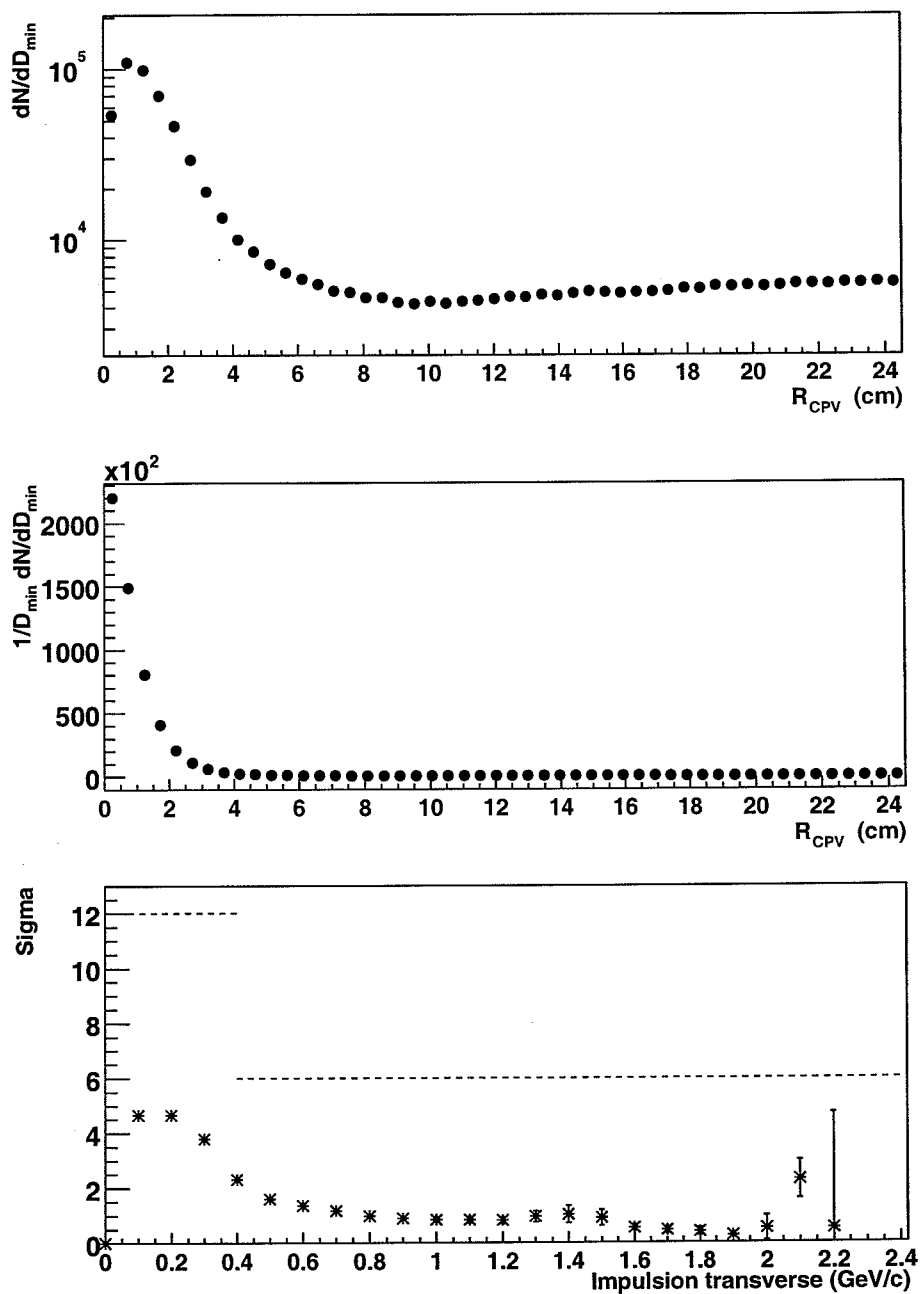


FIG. 4.20 – Distribution de la distance entre impact sur LEDA et impact sur CPV projeté sur la surface de LEDA (histogramme du haut). Même distribution normalisée à la distance (histogramme du milieu). Largeur de la distribution normalisée obtenue par ajustage gaussien en fonction de l'impulsion transverse de la particule détectée par LEDA (figure du bas). La ligne en pointillé représente le seuil pris dans l'analyse, R_{CPV} comme distance minimale entre les impacts LEDA-CPV pour rejeter les particules chargées.

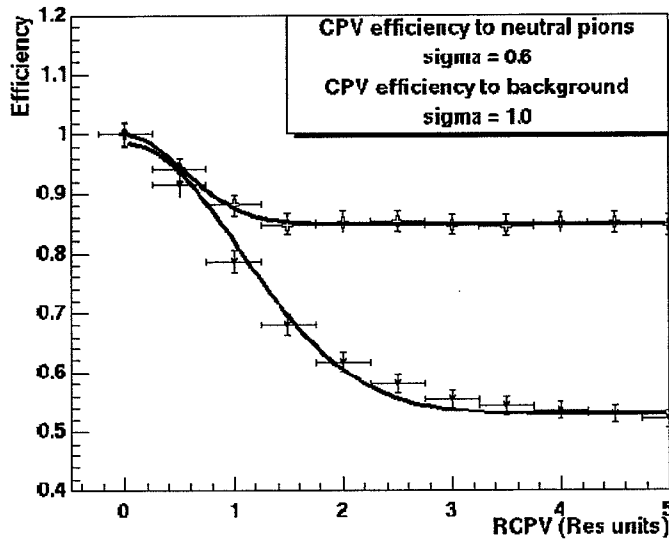


FIG. 4.21 – Efficacité du CPV aux pions (croix blanches) et au fond combinatoire (étoiles noires), pour différentes valeurs de la distance R_{CPV} , normalisée à la mesure pour $R_{CPV} = 0$. Voir texte pour plus de détails.

4.20). Nous remarquons que la valeur de σ reste petite est constante pour les grandes valeurs d'impulsion transverse mais, pour des valeurs plus petites que 0,4 GeV/c, elle augmente de façon importante.

Pour identifier une particule chargée, nous imposons donc une contrainte sur les agrégats reconstruits dans LEDA telle que la distance D soit inférieure à une valeur donnée, R_{CPV} . La valeur de ce paramètre a été choisie dépendante de l'impulsion transverse, cette valeur sera, approximativement, égale à la valeur de 3σ :

$$R_{CPV} = \begin{cases} 12 \text{ cm} & \text{pour } p_T \leq 0,4 \text{ GeV/c} \\ 6 \text{ cm} & \text{pour } p_T > 0,4 \text{ GeV/c} \end{cases} \quad (4.12)$$

Il est important maintenant d'évaluer la quantité de photons qui seront ainsi faussement étiquetés comme des particules chargées. Ces particules non liées entre elles qui se trouvent à petite distance de façon aléatoire qui sont le fond dans la distribution. Pour ce faire, nous avons calculé le rapport entre particules chargées et photons mal étiquetés comme le rapport entre l'intégrale de la distribution gaussienne, calculée jusqu'à la valeur R_{CPV} , et le fond sous la gaussienne, obtenu en ajustant une fonction polynômiale de deuxième degré à la distribution aux grandes valeurs de D et extrapolée aux petites valeurs de D (Fig. 4.22). Ce calcul est réalisé en fonction du moment transverse des photons. Le spectre de photon sera corrigé pour cette contribution de particules chargées faussement identifiées par ce rapport.

Malheureusement, pendant la prise de données le détecteur CPV n'a été disponible que pendant 80% du temps lors de la mesure avec la cible de plomb. Nous avons donc calculé une correction avec les données existantes et l'avons appliquée à l'ensemble des données y compris celles collectées en l'absence de CPV. Pour les données correspondant à la cible de carbone, nous avons également appliqué la même correction mais corrigé pour la différence dans le rapport : nombre de photons / nombre de particules chargées produites. Ce dernier rapport

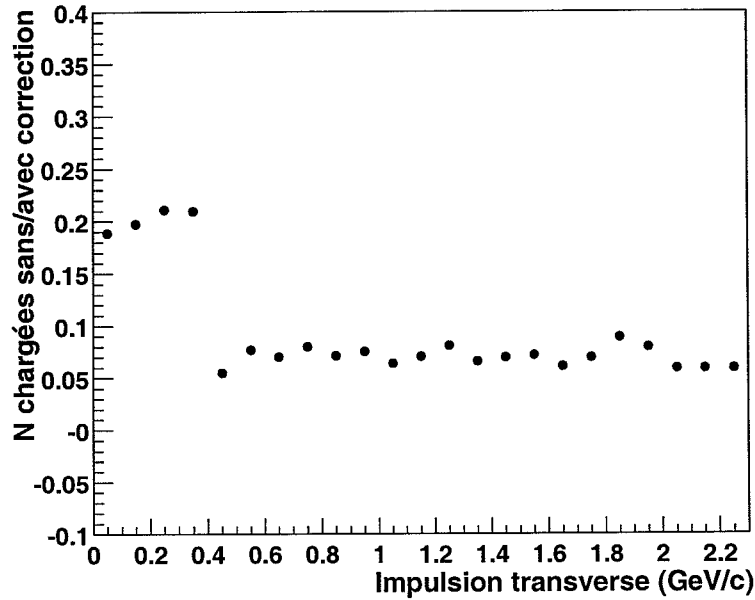


FIG. 4.22 – Rapport entre les particules chargées détectées par le CPV avec et sans correction par le fond statistique, en fonction de l'impulsion transverse. L'échelon à 0,4 GeV/c provient de l'échelon dans la coupure en distance R_{CPV} montré dans l'équation 4.12.

a été estimé à partir des prédictions du générateur d'événements Nexus.

Selon les critères d'identification des photons, la contribution des particules chargées au spectre de photons est de 22 % lorsque tous les agrégats sont retenus, et tombe à 16 % lorsque seuls sont retenus les agrégats satisfaisant la sélection en dispersion latérale de l'équation 4.8 (Fig. 4.23). Les particules chargées sont particulièrement nombreuses dans la région d'impulsion transverse inférieure à 0,25 GeV/c, résultat logique dû au pic des particules d'ionisation minimale qui se trouve autour d'une énergie de 550 MeV.

Avant de corriger le spectre de photons nous devons tenir compte de la conversion des photons en une paire électron-positron qui est considérée comme une particule chargée.

4.5.2 Contribution de la conversion de photons

Avant d'atteindre LEDA, des photons peuvent se convertir en paire électron-positron et seront étiquetés comme particules chargées par CPV et donc éliminés par l'algorithme d'analyse. Deux cas se présentent selon la valeur de l'angle relatif entre l'électron et le positron : si cet angle est suffisamment petit, les gerbes électromagnétiques générées par les deux particules se superposent dans LEDA et l'analyse identifiera un seul agrégat dont l'énergie et la position seront celles du photon initial (schéma de la figure 4.24) ; si l'angle relatif est assez grand pour générer deux gerbes distinctes dans LEDA, il ne sera pas possible de recouvrer l'information sur le photon initial.

La distribution de l'angle relatif entre l'électron et le positron dans la matérialisation de photons est la suivante [27] :

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} \propto C u \left[e^{-au} + de^{-3au} \right], \quad (4.13)$$

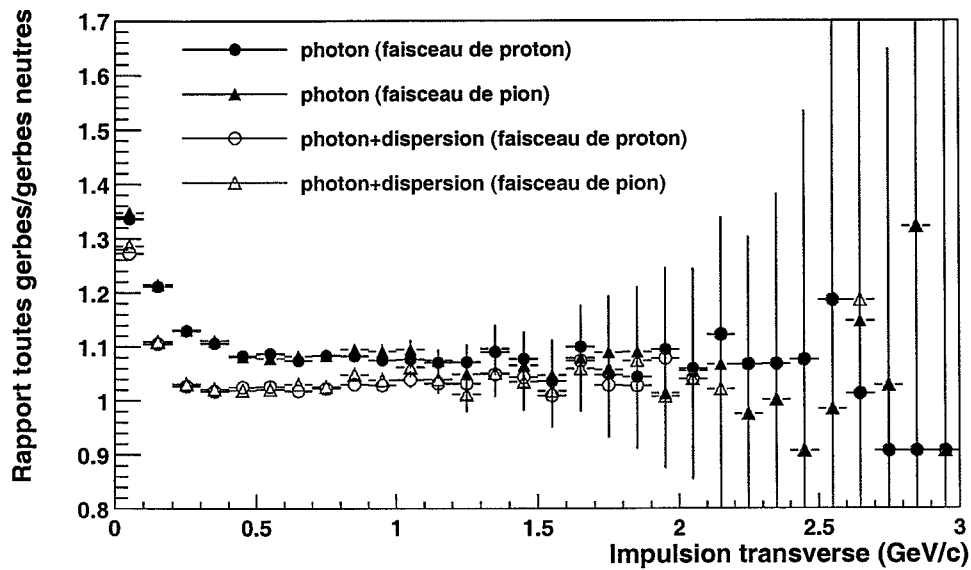


FIG. 4.23 – Rapport entre tous les agrégats et les agrégats satisfaisant le critère de l'équation 4.12 en fonction de l'impulsion transverse associée à l'agrégat. Le rapport est calculé pour les agrégats avec ou sans sélection par la dispersion (Eq. 4.8). Ce rapport est une mesure des particules chargées faussement identifiées comme des photons. La contribution de la conversion des photons de 10,2 % a été enlevée.

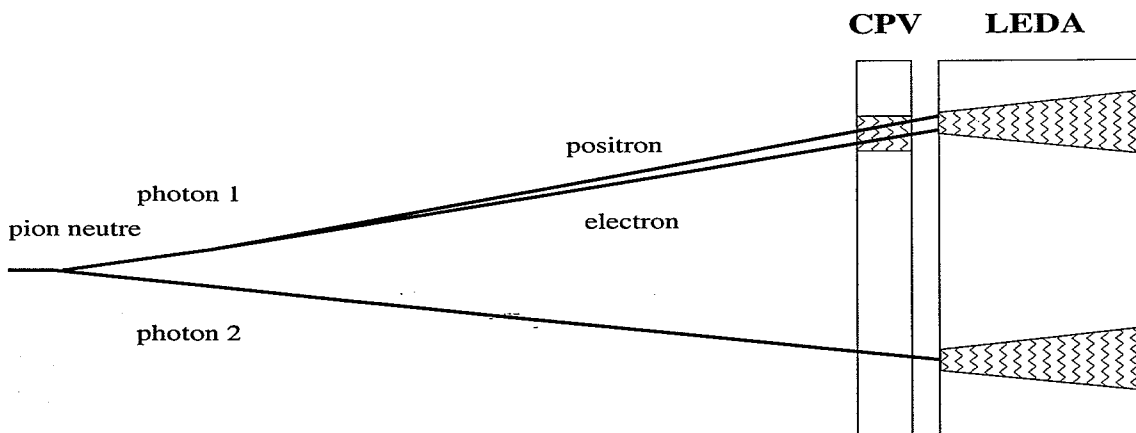


FIG. 4.24 – Schéma illustrant l'effet de la conversion de photons dans la mesure des particules chargées dans le CPV.

où $C = (9a)^2$, $u = \frac{E\theta}{m}$, E l'énergie de l'électron (et du positron), m sa masse et θ l'angle relatif, $a = 0,625$ et $d = 27,0$. Cette distribution est maximale à $\theta_{max} = \frac{m}{3aE}$. Un calcul rapide nous permet de conclure que pour l'énergie moyenne des photons détectés dans l'expérience, l'angle relatif restera suffisamment petit pour que la paire électron-positron soit toujours détectée comme un seul agrégat. Par exemple, pour un photon de 1 GeV d'énergie et pour une énergie moyenne de l'électron de 0,5 GeV, l'angle relatif de la paire correspond à 21,5 m de distance (distance entre le point de la cible et LEDA) à 1,2 cm de séparation entre l'électron et le positron ce qui reste inférieur à la section des modules ($4 \times 4 \text{ cm}^2$). Nous concluons donc que notre algorithme d'analyse identifiera toujours les photons convertis comme des particules chargées (Fig. 4.24).

Pour mesurer la probabilité de conversion nous avons calculé le rapport entre la quantité de pions reconstruits obtenus avec et sans utilisation du CPV. Notre hypothèse est que, une fois la valeur R_{CPV} est suffisamment grande pour éliminer les particules chargées, le nombre des pions perdus avec l'utilisation de cette coupure dans l'identification des photons est du à la conversion de photons. En particulier, dans cette étude en fonction de la valeur de R_{CPV} utilisé, pour des raison de simplicité, le nombre des pions est calculé comme la différence entre l'hauteur du pic de pions moins l'hauteur du fond combinatoire (pour la même valeur de masse invariante). Ainsi, le rapport entre le nombre de pions perdus (normalisé par la valeur à trouvée à $R_{CPV} = 0$ unités de module) calculé pour différentes valeurs de R_{CPV} (Fig. 4.21) baisse légèrement jusqu'à la valeur $R_{CPV} = 1,5$ unités de module (6 cm) puis se stabilise à la valeur de 0,87. L'étude en impulsion transverse montre que cette valeur est constante donc la probabilité de conversion est constante en p_T .

Si P est la probabilité de mesurer la particule (γ ou π^0), Q la probabilité de la perdre et $P_{e^+e^-}$ la probabilité de conversion, ces 3 paramètres sont reliés de la façon suivante :

- $P_{\pi^0} = 1 - Q_{\pi^0}$
- $P_{\pi^0} = P_{\gamma_1} P_{\gamma_2}$
- $P_{\gamma} = 1 - P_{e^+e^-}$

On déduit donc la probabilité de conversion à partir de la probabilité de perdre un pion, avec l'usage des photons non étiquetés par le CPV : $P_{e^+e^-} = 1 - \sqrt{1 - Q_{\pi^0}}$. En mesurant cette probabilité de perdre les pions pour $R_{CPV} = 1,5$ unités de module (6 cm) comme nous avons exposé dans le paragraphe antérieur (et cette fois-ci avec une mesure correcte du nombre des pions en faisant l'intégration du pic de pions), nous déduisons une valeur de 10,2 % pour le système avec cible de plomb. Rappelons que cette probabilité est constante en fonction de l'impulsion transverse des pions.

Une fois prise en compte la création des paires, la contribution des particules chargées au spectre de photons (figure 4.23) est d'environ 14 % pour toutes les agrégats et de 8 % pour les agrégats sélectionnés par la dispersion latérale.

Procédons au calcul théorique de probabilité de conversion des photons dans les matériaux qui précèdent le spectromètre LEDA. La probabilité de conversion [73] d'un photon dans le milieu est :

$$P_{e^+e^-} = \frac{7}{9} \frac{\Delta x}{X_0} \quad (4.14)$$

Prob. de conversion	$P_{e^+e^-}$ cible	$P_{e^+e^-}$ CPV	$P_{e^+e^-}$ air	$P_{e^+e^-}$ total	$P_{e^+e^-}$ mesurée
cible de plomb	3,0 %	1,5 %	5,4 %	9,9 %	10,2%
cible de carbon	1,7 %	1,5 %	5,4 %	8,6 %	-

TAB. 4.5 – *Probabilité théorique de conversion des photons dans les différents milieux qu'ils traversent avant d'être détectés par LEDA : la cible, l'air et le détecteur CPV. La probabilité totale est aussi indiquée avec la probabilité mesurée.*

avec Δx la densité du milieu et X_0 sa longueur de radiation. Cette longueur de radiation caractéristique d'un matériau [59] dépend du numéro atomique, Z et du nombre de masse, A (voir équation 3.2).

La probabilité de création de paires totale sera la somme des probabilités dans la cible (avec les caractéristiques du tableau 3.3 et avec l'hypothèse que le photon traverse, en moyenne, la moitié de la cible), en vol (21 m avec une densité de l'air de $0,001205 \text{ g/cm}^3$ et $X_0 = 37 \text{ g/cm}^2$), et dans le CPV ($X_0 = 0,02 \text{ g/cm}^2$). Les valeurs pour les données avec la cible de plomb est 9,9 % et pour la cible de carbone de 8,6% (tableau 4.5), valeurs qui sont en accord avec la mesure.

De façon parallèle à l'étude de l'efficacité du CPV aux pions neutres, un étude de l'efficacité du CPV au fond combinatoire se réalise par la mesure de l'hauteur fond proche au pic des π^0 pour des valeurs de R_{CPV} en unités de distance d'un module, et il est normalisé par la valeur correspondante à $R_{CPV} = 0$ unités de module (figure 4.21). Cette efficacité descend aussi avec la valeur croissante de R_{CPV} et se stabilise pour la valeur de 3 unités de distance de modules.

Chapitre 5

Résultats Expérimentaux

Dans ce chapitre, nous présenterons les sections efficaces pour la production des photons et des pions neutres mesurées dans les collisions $(p, \pi) + (C, Pb)$ à 160 GeV.

Ensuite, nous décrirons deux méthodes d'analyse complémentaires permettant d'extraire le spectre de photons directs produits lors de ces collisions. La première méthode, dite statistique, est la méthode traditionnellement utilisée par la collaboration WA98 [7, 6]. Elle consiste en la soustraction de la contribution des photons issus de la décroissance des mésons neutres du spectre inclusif de photons. La deuxième méthode est nouvelle, et a été développée au cours de ce travail de thèse. Nous l'avons dénommée la méthode du cône. Elle permet d'identifier événement par événement les pions neutres ou corollèrément les photon directs.

5.1 Calcul des sections efficaces

Dans l'étude de particules produites dans la collision nucléaire, la première observable à déterminer est la section efficace d'interaction. Elle est reliée à la probabilité d'interaction d'un projectile du faisceau avec un noyau de la cible. Le nombre d'interactions, N_i est égal au produit de la probabilité d'interaction, P_i , par le nombre de projectiles incidents, N_f , soit

$$N_i = P_i \cdot N_f$$

La probabilité d'interaction dépend de la section efficace d'interaction σ_i (exprimée en unité de barns ou cm^2 : $1 \text{ cm}^2 = 10^{24} \text{ barns}$) :

$$P_i = \rho_N \cdot V = \rho_N \cdot \sigma_i \cdot e, \quad (5.1)$$

où ρ_N est la densité de la cible exprimée en unités de noyaux/ cm^3 , V est le volume d'interaction exprimé en $\text{cm}^3/\text{noyaux}$, et e est l'épaisseur de la cible en cm . La densité ρ_N est calculée à partir des caractéristiques de la cible :

$$\rho_N [\text{noyaux}/\text{cm}^3] = N_A [\text{noyaux}/\text{mol}] \frac{\rho [\text{g}/\text{cm}^3]}{A [\text{g}/\text{mol}]}, \quad (5.2)$$

où N_A est le nombre d'Avogadro, A le nombre de masse de l'élément constituant la cible et ρ la densité.

	Nombre d'événements ($\times 10^6$)		
mesure	avec cible	sans cible	après correction
Pb	109,59	5, 039	84, 499
C	877,56	23, 001	733, 854

TAB. 5.1 – Nombre d'événements mesurés pour deux cibles (plomb et carbone) et sans cible. Pour tenir compte de l'évolution de l'optique du faisceau au cours du temps, des mesures en absence de cible ont été effectuées tout au long de la période de bombardement. Ces mesures étaient dédiées à la correction des données obtenues pour une cible donnée.

Expérimentalement, le calcul de la section efficace d'un phénomène dépend des conditions de déclenchement appliquées lors de la mesure. Ainsi, pour calculer la section efficace d'interaction de biais minimal (la condition MB requière la présence d'un signal faisceau valide et d'une énergie déposée minimale dans le détecteur MIRAC), nous utilisons l'expression suivante, obtenue à partir des expressions 5.1 et 5.2 :

$$\sigma_{MB}[mb] = \frac{N_{MB}}{N_f} \frac{10^{27} \cdot A}{\rho \cdot e \cdot N_A}, \quad (5.3)$$

Et $d = \rho \cdot e$ est défini comme l'épaisseur de la cible utilisée, exprimée en g/cm^2 .

Comme cela a été évoqué précédemment, pour obtenir le nombre d'événements par particule incidente et correspondant aux seules interactions ayant lieu dans la cible, il faut corriger le nombre d'événements bruts, N_i^c , mesurés pendant le bombardement de la cible, grâce au nombre d'événements N_i^{hc} induits par des collisions ayant eu lieu en dehors de celle-ci, soit :

$$\widetilde{N}_i = N_i^c - \left[\frac{N_f^c}{N_f^{hc}} \right] N_i^{hc}. \quad (5.4)$$

Dans cette équation, N_f^c est le nombre de particules incidentes du faisceau délivrées pendant le bombardement de la cible et N_f^{hc} est ce même nombre correspondant au bombardement en absence de cible.

La section efficace d'interaction est calculée à partir des valeurs de la densité des cibles (tableau 3.3), du nombre de particules du faisceau détectées par les compteurs scintillateurs S1 et S2 (tableau 4.3) et du nombre d'événements de biais minimal (tableau 5.1). Les résultats obtenus sont présentés dans le tableau 5.2.

En fait, la section efficace d'interaction correspond à un faisceau mélangé de protons et de pions. Pour séparer les deux contributions, nous avons utilisé les sections efficaces proton-noyau et pion-noyau séparément, calculées à l'aide d'un modèle de type Glauber. Ce modèle géométrique calcule la probabilité d'interaction entre ions en utilisant comme base les sections efficaces des collisions individuelles nucléon-nucléon (voir annexe B pour plus de détails). Dans cette analyse la section efficace inélastique proton-nucléon, σ_{pn} est égale à 30 mb et la section efficace inélastique pion-nucléon, $\sigma_{\pi n}$, est égale à 20 mb.

Ce modèle repose sur une approximation classique, qui ne tient compte que des collisions inélastiques et où les nucléons sont représentés par des fonctions delta. Il est difficile d'inclure dans le modèle les effets dus aux conditions de déclenchement. Pour cela, les résultats des calculs de type Glauber ne pourront pas reproduire les valeurs des sections efficaces expéri-

sections efficaces d'interaction à biais minimal σ_{int} :

cible	expérimental (mb)	Glauber (proton) (mb)	Glauber (pion) (mb)
Pb	1408,6	1756 (1,06)	1554 (0,94)
C	181,9	226 (1,14)	171 (0,86)

TAB. 5.2 – Section efficace d'interaction à biais minimal pour les systèmes p/π + cible mesurée dans l'expérience. La section efficace calculée par un modèle de type Glauber est aussi montrée en faisant la différence entre le projectile proton et le projectile pion.

mentales. Néanmoins, nous pourrions utiliser les résultats du modèle pour estimer le rapport des sections efficaces correspondant aux deux projectiles et ainsi différencier les deux sections efficaces à partir de notre moyenne expérimentale.

Nous observons (voir tableau 5.2) que les résultats obtenus sont systématiquement supérieurs aux valeurs expérimentales pour les deux cibles C et Pb. Cette tendance est générale. Par exemple, pour la section efficace $p+\text{Cu}$ [11] à 200 GeV mesurée par la collaboration HELIOS, le résultat du modèle de type Glauber donne une section efficace de 765 mb, qui est aussi supérieure à la valeur mesurée de 548 mb.

En appliquant à nos données les rapports calculés, nous déduisons les sections efficaces suivantes :

$$\sigma_{pPb} = 1494 \text{ mb} , \sigma_{\pi Pb} = 1322 \text{ mb} , \sigma_{pC} = 207 \text{ mb} \text{ et } \sigma_{\pi C} = 157 \text{ mb}.$$

Une fois la section efficace d'interaction mesurée, nous pouvons calculer la section efficace de production des particules générées dans les collisions (dans notre cas nous nous intéressons aux photons et aux pions neutres).

5.1.1 Section efficace invariante des photons

La section efficace invariante est une quantité indépendante du référentiel dans lequel elle est calculée. Elle est définie comme :

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} = \frac{d^3\sigma}{d\phi dy p_T dp_T} = \frac{\sigma_{MB}}{N_{MB} \Delta y 2\pi} \frac{\Delta N}{p_T \Delta p_T}. \quad (5.5)$$

Sa détermination repose sur les valeurs des quantités mesurées expérimentalement : σ_{MB} est la section efficace d'interaction dans les conditions de biais minimal, N_{MB} est le nombre d'événements mesurés dans les mêmes conditions, ΔN le nombre de particules produites et dans un intervalle Δp_T d'impulsion transverse (0,1 GeV/c pour cette analyse). La fenêtre en rapidité autorisée par la géométrie de LEDA, Δy , est égale à 1,2 unités de rapidité. La fenêtre en angle azimutal $\Delta\phi$ est prise égale à 2π .

Dans la mesure du nombre de photons lors des conditions de biais minimal, il faut tenir compte de deux facteurs qui ont limité la saisie de ce type d'événements. Le premier, est le facteur d'échantillonnage (en anglais *Scaledown*), k_{SD} , avec lequel le système d'acquisition a enregistré les données. Le deuxième facteur est le temps efficace de l'acquisition, ou temps actif, (en anglais *Lifetime*), T_A . Pendant le temps d'enregistrement d'un événement, qui est supérieur au temps séparant deux collisions d'intérêt, l'acquisition est bloquée et ne peut pas enregistrer d'autres événements. La durée de ce blocage, ou, en complément à 1, le temps actif T_A , est mesuré en comparant le nombre d'événements, N_S , comptabilisés par des échelles de

comptage extérieures à la chaîne d'acquisition, à celui des événements N_A , effectivement enregistrés par la chaîne d'acquisition : $T_A = N_A/N_S$. La durée de cette inhibition se calcule grâce à la mesure du nombre d'événements avant et après ce temps mort. Le nombre d'événements corrigé est donc :

$$\Delta N = \Delta N^{(m)} \frac{1}{k_{SD} \cdot T_A}, \quad (5.6)$$

où $\Delta N^{(m)}$ est le nombre de photons mesurés (après correction par l'acceptance et l'efficacité comme nous avons vu dans le chapitre précédent). Dans notre expérience, le temps actif d'acquisition a une valeur d'approximativement, $T_A \sim 0,55$ pour les données avec la cible de plomb et $T_A \sim 0,38$ pour la cible de carbone. Les valeurs des facteurs d'échantillonnage ont été présentées précédemment et les spectres de production de particules ont déjà été corrigés par ce facteur dans la création du déclencheur général (voir chapitre d'analyse des données, sous-section 4.3.4).

Les spectres de la production inclusive de photons ainsi obtenus présentent une très forte évolution en fonction de l'impulsion transverse, p_T (Fig. 5.4). S'inspirant du modèle de partons et en utilisant les méthodes perturbatives de la chromodynamique quantique, la collaboration UA1 et l'auteur Hagedorn [62] ont décrit la section efficace invariante de production de particules par une fonction en loi de puissance :

$$E \frac{d^3\sigma}{dp^3} = f(p_T) = A \cdot \left(\frac{p_0}{p_0 + p_T} \right)^n \quad (5.7)$$

où A , P_0 et n sont des paramètres ajustables permettant de reproduire les sections efficaces invariantes expérimentales. Le calcul de la pente exponentielle équivalente de la distribution nous donne la température apparente T qui, pour la fonction Hagedorn, correspond à l'expression :

$$T = - \frac{f(p_T)}{\frac{\partial f(p_T)}{\partial p_T}} = \frac{p_0}{n} + \frac{p_T}{n}. \quad (5.8)$$

A représente la section efficace pour une valeur d'impulsion transverse égale à zéro, le rapport $\frac{p_0}{n}$ caractérise la pente exponentielle de la distribution quand $p_T \ll p_0$ et $\frac{1}{n}$ est une mesure de la convexité du spectre. A grande impulsion transverse, la température apparente T est proportionnelle à l'impulsion transverse, $\frac{p_T}{n}$, et, bien entendu, le terme température apparente n'as plus de sens physique.

5.1.2 Section efficace invariante des pions neutres

La section efficace invariante de production des pions neutres est calculée de la même façon à partir de l'équation 5.5. Les résultats sont présentés dans la figure 5.3, pour les trois types de faisceau : le faisceau de hadrons mélangés, le faisceau de protons et le faisceau de pions, et les deux cibles de plomb et de carbone. Les paramètres, obtenus par ajustement d'une fonction de Hagedorn (équation 5.7), sont reportés dans la table 5.3.

	faisceau h^+	faisceau p^+	faisceau π^+
	cible Pb		
$A(mb/GeV^2)$	10588 ± 1531	13192 ± 3115	5366 ± 2027
$p_0(GeV)$	$2,13 \pm 0,27$	$2,35 \pm 0,45$	$2,38 \pm 0,68$
n	$16,8 \pm 1,3$	$18,3 \pm 2,3$	$17,3 \pm 3,1$
χ^2/NDF	1,08085	1,24081	2,79811
$p_0/n(GeV)$	0,127	0,128	0,138
	cible C		
$A(mb/GeV^2)$	270,4	411,3	1179
$p_0(GeV)$	4,32	2,86	1,36
n	29,3	21,7	14,2
χ^2/NDF	1,73512	2,67947	1,31283
$p_0/n(GeV)$	0,147	0,132	0,096

TAB. 5.3 – Paramètres de la fonction Hagedorn ajustée aux données (équation 5.7) de section efficace invariante de production de pions neutres mesurée dans la réaction hadron (proton et pion) sur Pb et sur C à 160 GeV/c .

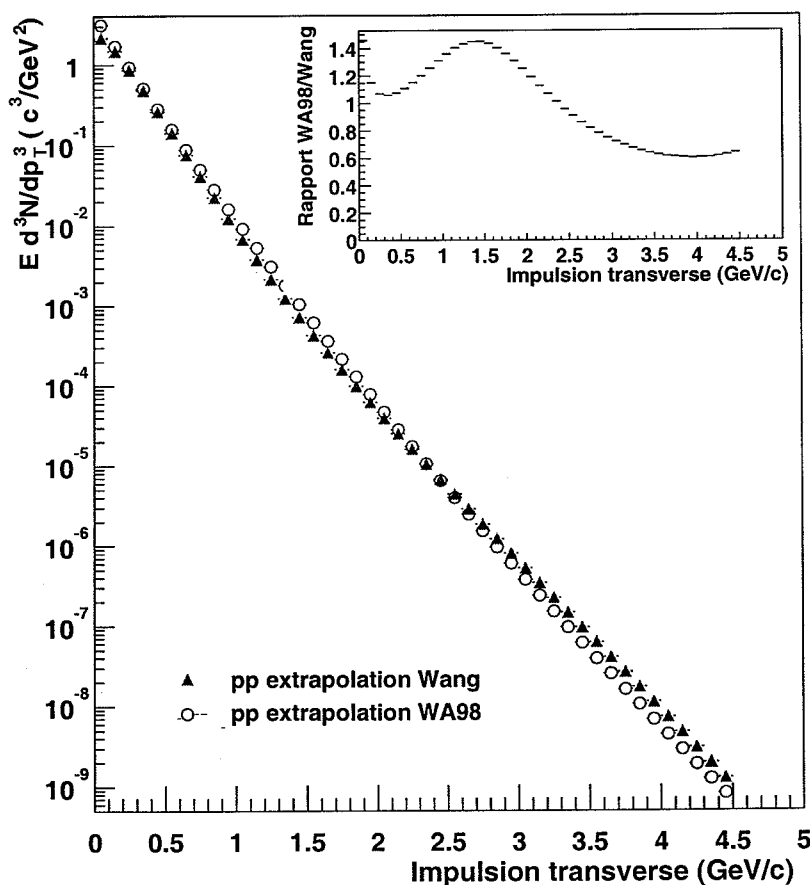


FIG. 5.1 – Prédiction pour multiplicité invariante des pions neutres dans des collisions proton proton à 160 GeV. Spectres ont été obtenus selon les données UA1 [14, 12] à plus haute énergie par l'extrapolation proposée par Wang et la collaboration WA98.

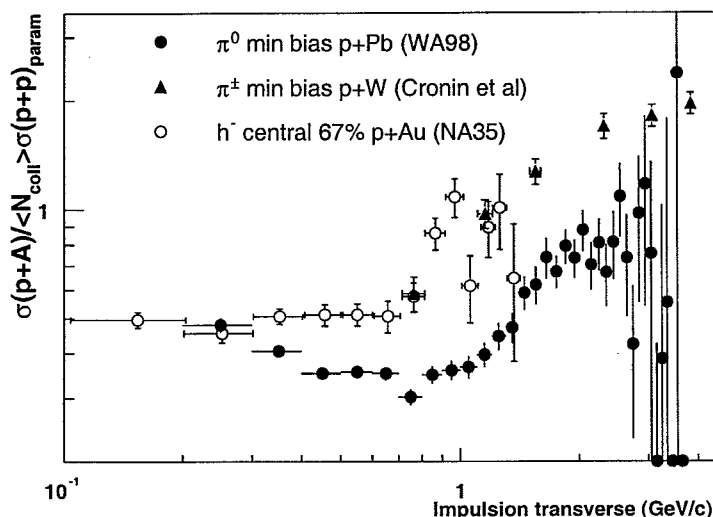


FIG. 5.2 – Rapport entre sections efficaces de production de particules entre les collisions $p+A$ et les collisions $p+p$ (une extrapolation proposée par les auteurs E. Wang et X-N. Wang [100]), normalisée par le nombre des collisions binaires. Il existe un désaccord entre les données des collaborations NA35 et UA1 [94, 14] et les données présentées dans cette thèse.

5.1.3 Comparaison avec les section efficace de production dans les collisions $p+p$ à 160 GeV

Tout d'abord, nous avons comparé la section efficace différentielle des pions neutres avec celle obtenue dans les collisions $p+p$ à la même énergie faisceau. Les mesures des π^0 dans des collisions $p+p$ ont été réalisées à des énergies plus importantes, 200 GeV, et une extrapolation à nos énergies doit être faite. La collaboration WA98 a déjà utilisé une extrapolation à partir des mesures de la collaboration UA1 [14, 12]. Les auteurs E. Wang et X-N. Wang proposent une autre extrapolation [100] également à partir de mesures à 200 GeV. Les deux extrapolations sont présentées dans la figure 5.1. Nous remarquons qu'elle conduisent à des spectres différents : par exemple à $p_T = 1,5$ GeV/c la multiplicité extrapolée par la collaboration WA98 est supérieure de 40%, en revanche, à $p_T = 4,0$ GeV/c c'est l'extrapolation de Wang qui est supérieure de 40%. En revanche, pour des valeurs d'impulsion transverse inférieure à 0,5 GeV/c les deux extrapolations conduisent pratiquement aux mêmes valeurs.

Pour comparer les sections efficaces différentielles $p+A$ et $p+p$, nous avons normalisé avec le nombre moyen de collisions binaires calculé par un modèle de type Glauber. Nous observons (Fig. 5.2) que ce rapport est d'un facteur ≈ 2 inférieur à la valeur attendue, déduite d'autres mesures réalisées par les collaborations NA35 et UA1 [94, 14]. En étudiant systématiquement les différents rapports [100] pA/pp et AA/pp à des énergies de 200 AGeV et 158 AGeV, il a été conclu que tous présentent pratiquement la même allure et les mêmes valeurs absolues, spécialement au valeurs d'impulsion transverse autour de 0,5 GeV.

Au vu de ce résultat contradictoire, nous avons choisi de normaliser les sections efficaces différentielles en utilisant le rapport des sections efficaces (normalisées avec le nombre de collisions binaires pour les systèmes $p+Au$ et $p+p$) ($p_T \sim 0.4-0.6$ GeV/c) à 200 GeV comme étalonnage absolu de nos sections efficaces. Ce facteur de normalisation, égal à $N_f = 1,69 \pm$

0,14, sera appliqué aux sections efficaces des photons et pions neutres présentées dans les figures 5.4 et 5.3.

5.2 Extraction des photons directs

Pour obtenir un spectre de photons directs, nous avons utilisé deux méthodes différentes. La première méthode est une méthode statistique qui consiste à construire le spectre de photons issus de la décroissance des mésons. Ce spectre sera comparé au spectre inclusif de photons. Les éventuelles différences sont attribuées à la présence des photons directs. La deuxième méthode traite le problème événement par événement et vérifie pour chaque photon détecté sa provenance ou non de la décroissance d'un pion neutre.

5.2.1 Méthode statistique

La méthode statistique consiste à comparer le spectre mesuré de photons inclusifs avec le spectre des photons issus des produits de la décroissance des mésons neutres, que nous appellerons spectre de photons du fond. Ce dernier spectre ne peut être mesuré et doit être simulé. Pour ce faire nous procédons selon deux étapes :

- la première consiste à déterminer la distribution en multiplicité des mésons qui peuvent contribuer à ce fond. Pour cela nous utilisons la loi d'échelle en masse transverse.
- la deuxième consiste à simuler leur décroissance pour obtenir la distribution des photons qui en résultent.

Spectre de mésons et loi d'échelle en masse transverse

Les π^0 sont les mésons les plus légers et, par conséquence, les plus abondamment produits dans les collisions nucléaires qui nous concernent. Le rapport de branchement de sa décroissance en deux photons est de 98,8 %. Nous pouvons estimer que la contribution des π^0 au spectre des photons du fond sera de l'ordre de 90 %. Comme nous l'avons vu dans le chapitre précédent, le spectromètre LEDA nous permet de mesurer de façon concomitante le spectre des photons inclusifs et le spectre des pions neutres. Nous disposons donc d'une donnée expérimentale sur la production des π^0 . Après le pion neutre, le méson neutre qui contribue le plus au spectre des photons de décroissances est le méson η , qui a un rapport de branchement pour la décroissance en deux photons de 38,8 %. Les mésons η ont été aussi identifiés par LEDA (voir sous-section 4.4.4), malgré la faible statistique. Nous avons vu que les spectres mesurés des π^0 et mésons η vérifient la loi d'échelle en masse transverse. Les autres mésons qui décroissent en photons : ω , K^0 et η' (voir tableau 5.4 pour plus des détails) sont trop peu abondants pour pouvoir être mesurés ou présentent des décroissances à plus de deux particules. Nous nous appuyons donc sur la loi d'échelle en masse transverse pour calculer leur contribution au spectre de photons du fond.

Dans la détermination du spectre de fond, il n'est pas nécessaire de tenir compte des particules qui décroissent par émission de mésons π^0 près de la zone d'interaction. En effet, les pions neutres issus des décroissances décroîtront à leur tour en deux photons et seront détectés par LEDA et identifiés comme pions neutres. Ils sont donc déjà inclus dans le spectre

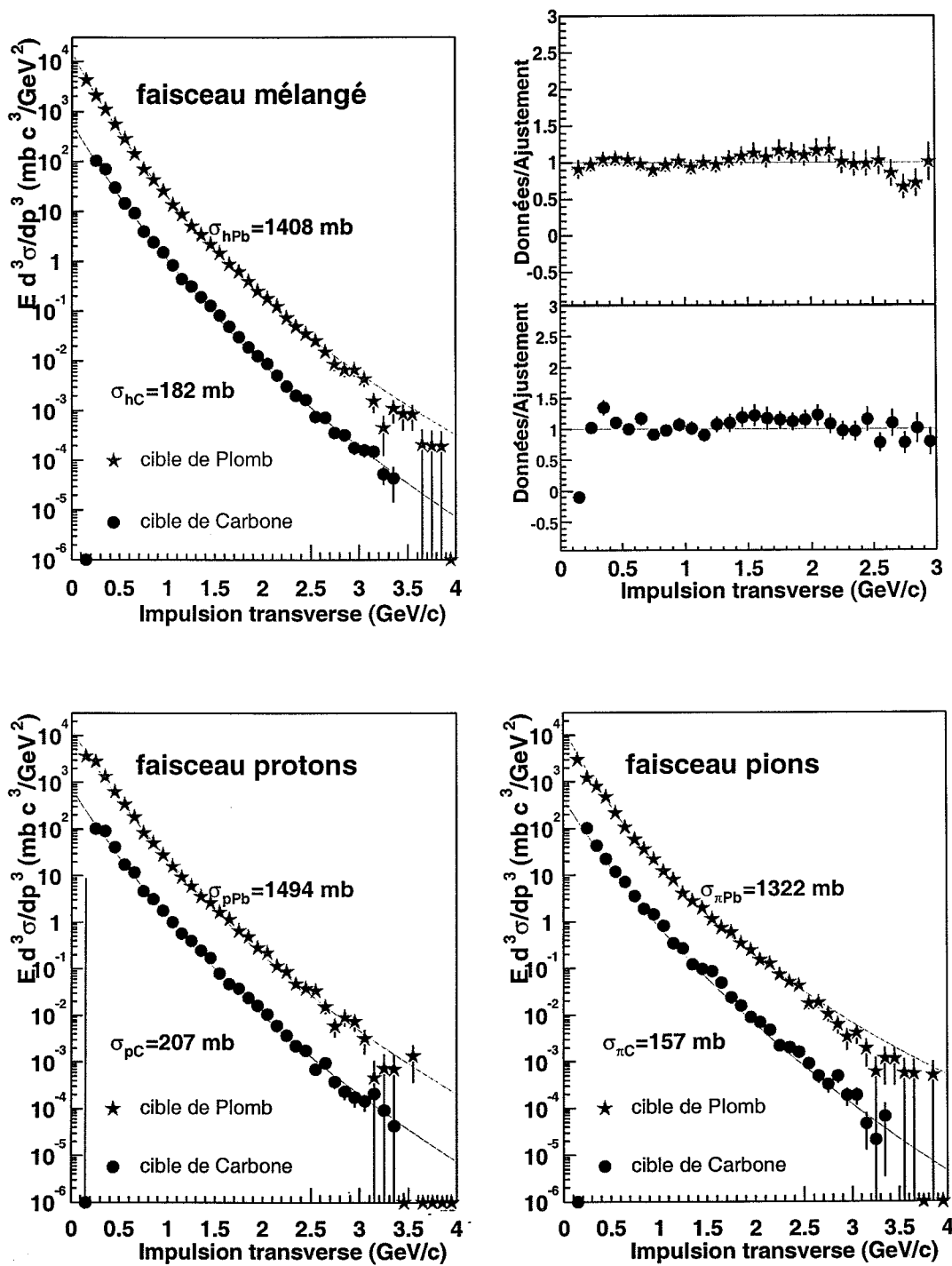


FIG. 5.3 – Sections efficaces de production de pions inclusifs à une énergie de 160 GeV/c dans les réactions $p/\pi + Pb/C$. Les sections efficaces sont ajustées à une fonction de type Hagedorn (les lignes continues) : a) faisceau mélangé, c) faisceau de protons, d) faisceau de pions et b) comparaison entre les données et l'ajustement Hagedorn.

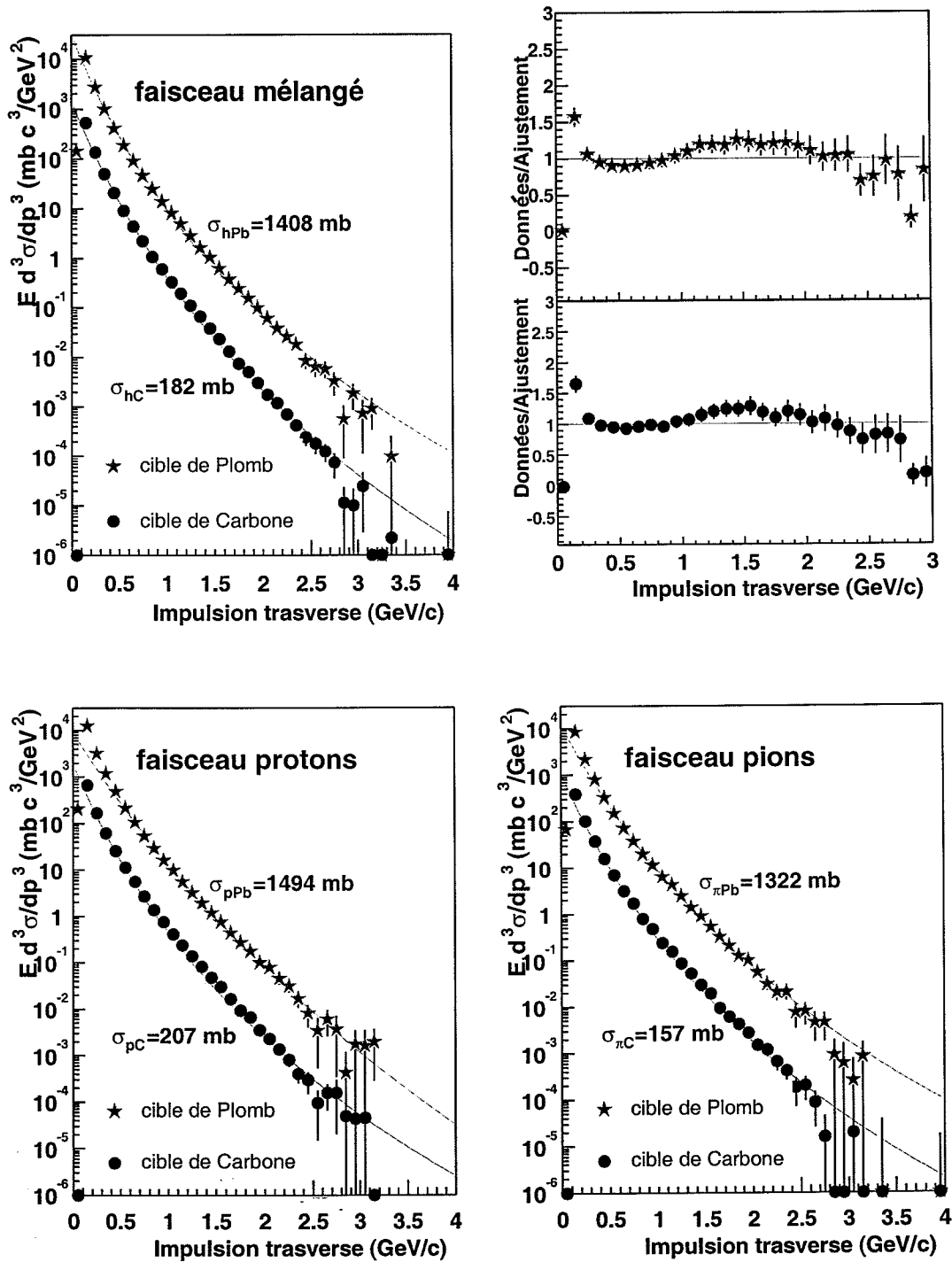


FIG. 5.4 – Sections efficaces de production de photons inclusifs à une énergie de 160 GeV/c dans les réactions $p/\pi + Pb/C$. Les sections efficaces sont ajustées à une fonction de type Hagedorn (les lignes continues) : a) faisceau mélangé, c) faisceau de protons, d) faisceau de pions et b) comparaison entre les données et l'ajustement Hagedorn.

décroissance	masse au repos (MeV/c ²)	rapport de branchement
$\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$	134,98	98,8
$\eta \rightarrow \gamma\gamma$	547,3	39,2
$\eta \rightarrow \pi^+\pi^-\gamma$	547,3	4,77
$\omega \rightarrow \pi^0\gamma$	781,9	8,5
$\eta' \rightarrow \rho^0\gamma$	957,8	30,2
$\eta' \rightarrow \omega\gamma$	957,8	3
$\eta' \rightarrow \gamma\gamma$	957,8	2,1
$K_{short} \rightarrow \pi^0\pi^0$	497	31,4

TAB. 5.4 – Décroissances de mésons légers (de masse inférieure à 1 GeV/c²) qui contribuent de façon significative au spectre de photons du fond (avec un rapport de branchement supérieur à 1 %).

mesuré. Il y a, cependant, le cas des mésons K_L et K_S qui vont décroître par émission des pions neutres à une distance considérable de la zone d'interaction. Les mésons K_L ont une vie moyenne de $5,17 \cdot 10^{-8} s$, assez longue pour que leur décroissance survienne en-dehors de l'acceptance du détecteur LEDA et les particules seront ainsi perdues. On peut estimer le parcours d'un K_L comme $c \cdot \tau \cdot \gamma$, où γ sera de l'ordre de 24 pour une impulsion transverse de 2 GeV/c, donc plus de 300 m. En revanche, les mésons K_S ont une vie moyenne de $8,9 \cdot 10^{-11} s$, assez courte ($c \cdot \tau \cdot \gamma \simeq 0,80$ m) pour que la décroissance se produise entre la cible et le détecteur. Pour ces raisons, la contribution due à la décroissance des K_S en pions neutres sera incluse dans le calcul du fond de photons.

La section efficace des mésons π^0 a été ajusté à une fonction Hagedorn. La loi d'échelle en masse invariante, m_T , prédit [86] que le spectre en fonction de m_T est identique pour tous les mésons. La construction du spectre des mésons π^0 en fonction de m_T se fait en effectuant le changement de variable suivante :

$$m_T = \sqrt{p_T^2 + m_M^2} \Rightarrow m_T dm_T = p_T dp_T \quad (5.9)$$

Comme nous l'avons vu, la section efficace invariante de production de mésons π^0 est bien représentée par une fonction de type Hagedorn. La distribution en masse transverse obtenue est donc :

$$\frac{d\sigma}{2\pi \cdot m_T dm_T dy} = A \cdot \left(\frac{p_0}{p_0 + \sqrt{m_T^2 - m_\pi^2}} \right)^n. \quad (5.10)$$

La loi d'échelle en masse transverse nous permet de calculer la distribution en masse transverse du méson M à partir de la distribution en masse transverse du pion neutre selon :

$$\frac{d\sigma_M}{2\pi \cdot m_T dm_T dy} = S_{M/\pi} \cdot A \cdot \left(\frac{p_0}{p_0 + \sqrt{m_T^2 - m_M^2}} \right)^n. \quad (5.11)$$

Dans cette équation, m_M est la masse au repos du méson considéré et $S_{M/\pi}$ une constante que nous considérerons égale à l'unité pour tous les mésons à l'exception des mésons η . La collaboration WA80 [51] a mesuré dans des collisions S+S et Au+S à 200 AGeV que la valeur de cette constante était égale à $0.55 \pm 0,07$ pour ce méson.

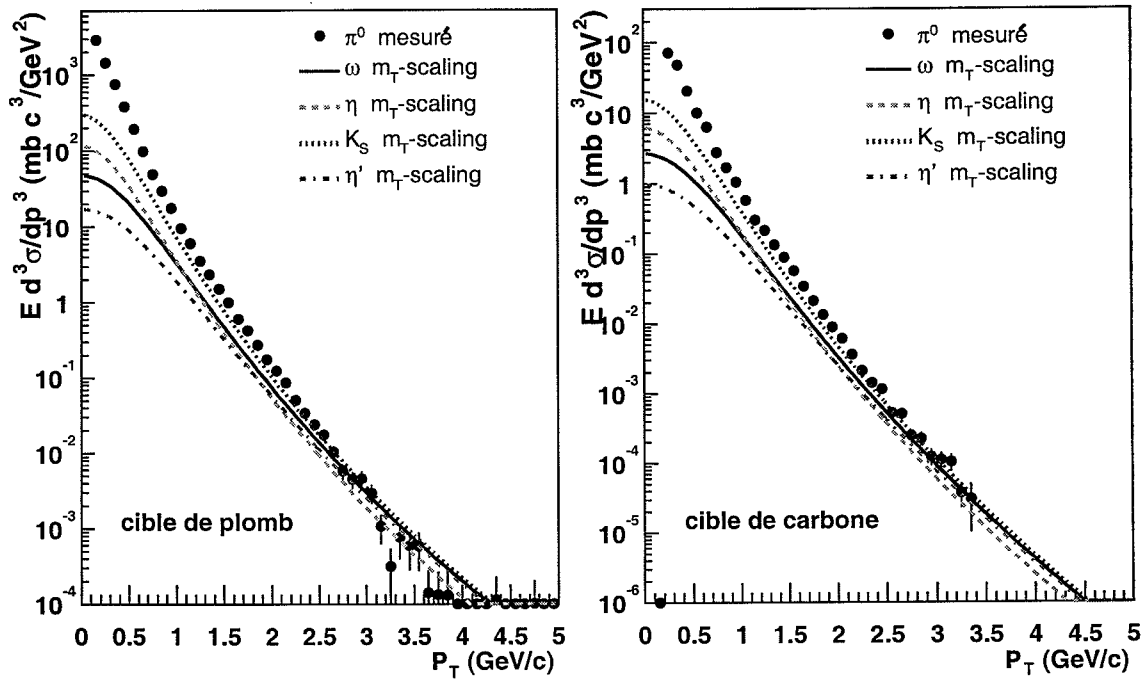


FIG. 5.5 – Section efficace invariante de production des mésons qui contribuent de façon significative au spectre de photons dans les collisions $p+A$ à 160 GeV/c. Le spectre des pions neutres est déduit de nos mesures. Pour les autres mésons, les sections efficaces différentielles ont été calculées en appliquant la loi d'échelle en masse transverse. a) cible de plomb et b) cible de carbone.

	$\sigma_{hPb \rightarrow \text{particule}} \text{ (mb)}$		
	faisceau mélangé	faisceau de protons	faisceau de pions
π^0	1581	1815	1237
K_{short}	275	305	234
η	120	132	103
ω	76	82	68
η'	35	38	33

	$\sigma_{hC \rightarrow \text{particule}} \text{ (mb)}$		
	faisceau mélangé	faisceau de protons	faisceau de pions
π^0	65	80	50
K_{short}	13	16	10
η	5,6	6,9	4,5
ω	3,5	4,3	2,9
η'	1,6	2,0	1,3

TAB. 5.5 – Sections efficaces totales de production des mésons pour les différents systèmes déterminées après intégration des sections efficaces mesurées (pour les pions neutres) ou calculées en appliquant la loi d'échelle en masse transverse (pour les autres mésons).

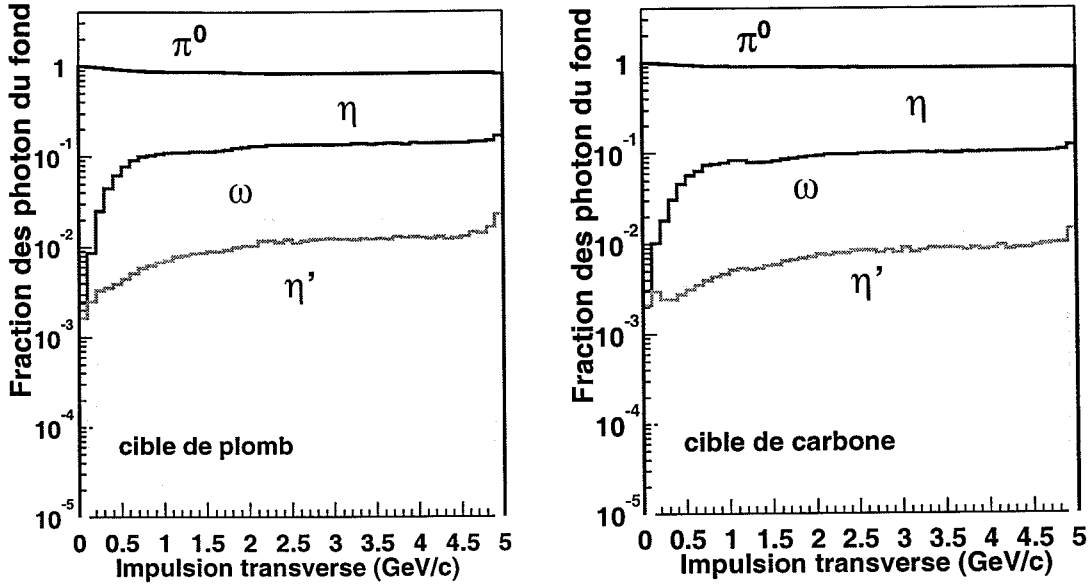


FIG. 5.6 – Fraction des photons du fond issus de la décroissance des hadrons qui contribuent le plus significativement, avec un pourcentage supérieur à 0,1 %, pour les deux systèmes étudiés (a) cible du plomb et b) cible de carbone).

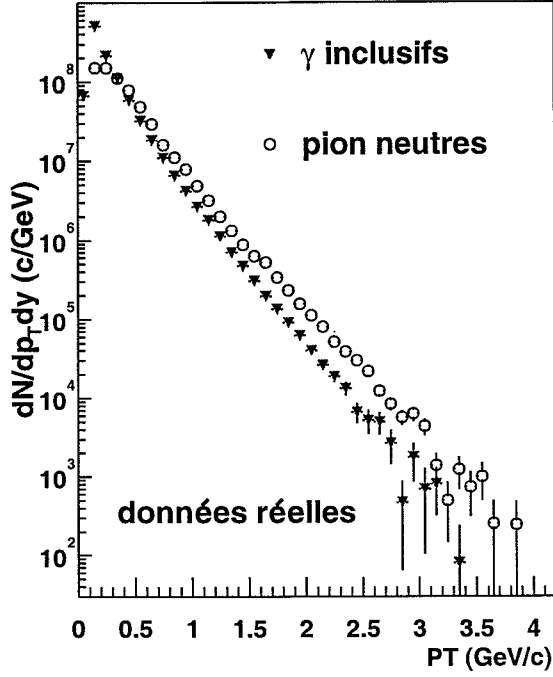
Simulation du spectre de photons du fond

La deuxième étape de cette méthode consiste à simuler la décroissance des mésons pour construire le spectre de photons du fond. Pour réaliser ces simulations nous avons utilisé le code Monte-Carlo PYTHIA [87] dans sa version incorporée dans l'environnement logiciel Root [28]. Nous avons procédé de la façon suivante. Un méson unique par événement est généré avec un angle azimutal d'émission choisi au hasard selon une distribution uniforme s'étendant entre zéro et 2π . La valeur de la rapidité est également tirée au hasard selon une distribution uniforme entre 2,0 et 3,2. Ces contraintes correspondent aux contraintes expérimentales. En revanche, pour éviter les effets de bord, seuls les photons de décroissance dans une fenêtre en rapidité inférieure, entre 2,2 et 3,0, sont pris en compte. Pour s'approcher au mieux de la distribution en impulsion transverse expérimentale, la distribution de pions neutres est choisie identique à celle mesurée aux valeurs de p_T inférieures à 1,9 GeV/c; elle est choisie égale à la fonction d'ajustement pour des valeurs d'impulsion transverse supérieures. Pour les autres mésons, cette distribution est prise identique à la fonction d'ajustement obtenue en appliquant la loi d'échelle en masse transverse.

Les simulations de la décroissance des différents mésons sont faites de façon indépendante. Nous avons ainsi simulé un même nombre de mésons de chaque sorte et, avant de sommer les différentes contributions, nous avons normalisé les distributions aux taux relatifs de production, en utilisant le facteur $\frac{\sigma_M}{\sigma_{\pi^0}}$ avec M le méson considéré et les valeurs des sections efficaces totales calculées en intégrant la section efficace ajustée à des fonctions Hagedorn. Elles sont reportées dans le tableau 5.5.

Les résultats des multiplicités par unité de rapidité et d'impulsion transverse sont représentés dans les figures 5.7 et 5.8. Notons que, par définition, la multiplicité des pions neutres a

Multiplicité de données hPb à 160 GeV



Multiplicité de simulations hPb à 160 GeV

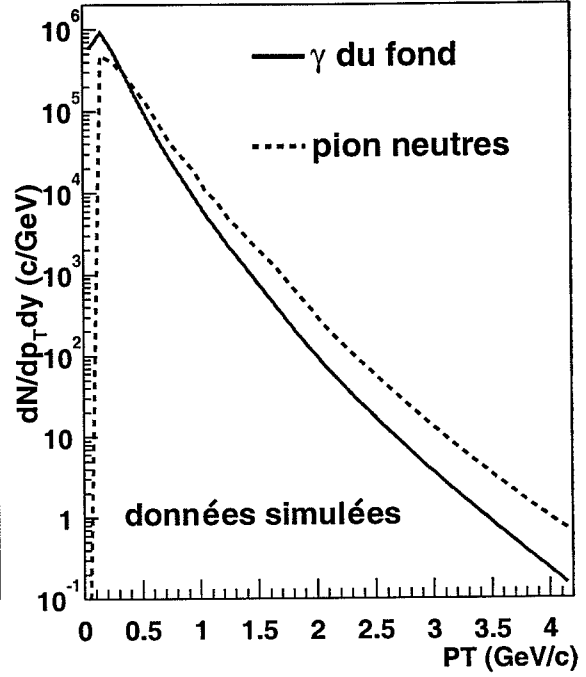


FIG. 5.7 – Multiplicités de photons et de mésons neutres pour le système $h+Pb$ à 160 GeV/c. a) Spectre des pions neutres et de photons mesurés et b) spectre de pions neutres mesurés et spectre de photons simulés à partir de la contribution de toutes les décroissances des mésons.

la même distribution dans le cas des données expérimentales que dans le cas des simulations.

Détermination de l'excès de photons

L'excès des photons est défini comme la contribution de tous les photons qui ne sont pas issus de la décroissance de mésons. Dans le paragraphe précédent, nous avons exposé comment est construite la distribution en impulsion transverse des photons du fond à partir de la distribution des pions neutres mesurée. La soustraction du spectre de photons du fond simulé, $F_\gamma(p_T)$, du spectre expérimental, $S_\gamma(p_T)$, de photons inclusifs donnera l'excès de photons, $\widetilde{S}_\gamma(p_T)$:

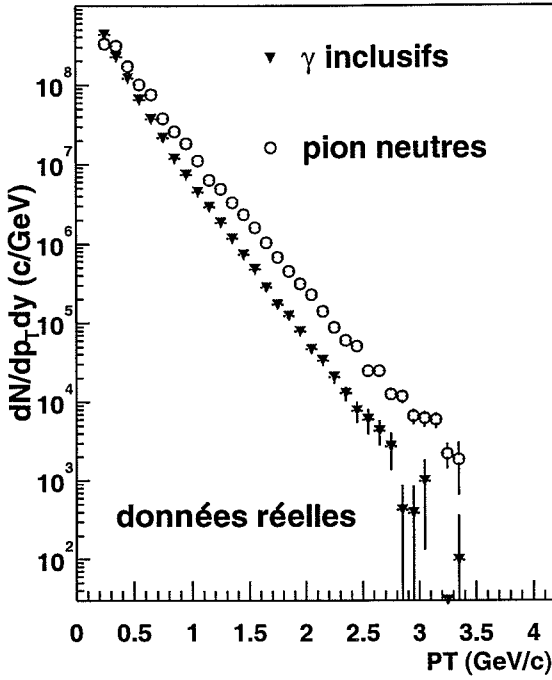
$$\widetilde{S}_\gamma = S_\gamma - F_\gamma = \left(1 - \frac{F_\gamma}{S_\gamma}\right) \cdot S_\gamma. \quad (5.12)$$

Le rapport entre les multiplicités de photons et de pions neutres, N_γ/N_{π^0} , peut être, également, utilisé dans le calcul de l'excès de photons de la façon suivante :

$$\frac{S_\gamma}{F_\gamma} = \frac{\left(\frac{N_\gamma}{N_{\pi^0}}\right)_{\text{mesuré}}}{\left(\frac{N_\gamma}{N_{\pi^0}}\right)_{\text{fond}}}. \quad (5.13)$$

Par définition, la distribution de la multiplicité de pions neutres reste la même pour les données expérimentales et pour la simulation du fond. L'utilisation du rapport entre multiplicités de photons et de pions évite d'avoir à recourir à la normalisation entre les données expérimentales

Multiplicité de données hC à 160 GeV



Multiplicité de simulations hC à 160 GeV

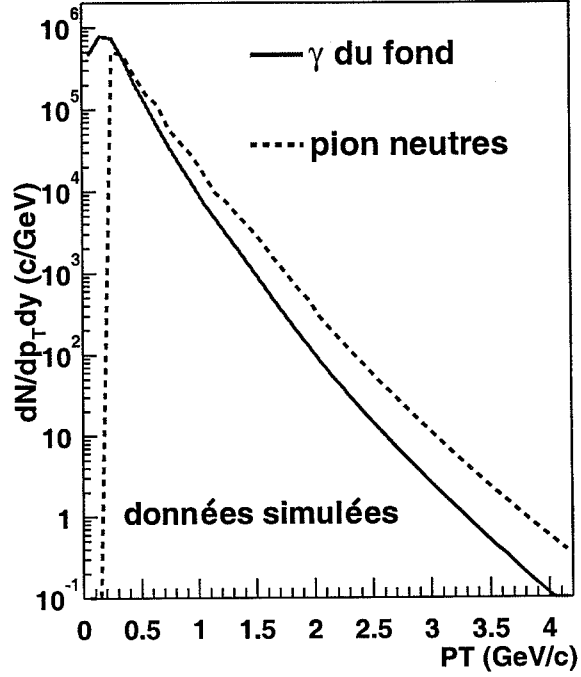


FIG. 5.8 – Multiplicités de photons et de mésons neutres pour le système $h+C$ à 160 GeV/c. a) Spectre des pions neutres et de photons mesurés et b) spectre de pions neutres mesurés et spectre de photons simulés à partir de la contribution de toutes les décroissances des mésons.

et les données simulées. De plus, un certain nombre d'erreurs systématiques, comme l'erreur dans la calibration d'énergie où l'erreur résultante de l'utilisation d'une distribution plate en rapidité sont atténuées.

Les rapports N_γ/N_{π^0} , présentés dans les figures 5.9 et 5.10 atteignent la valeur maximale à basse impulsion transverse et décroissent vers des valeurs de 0,25 à haute impulsion transverse. En fait, pour une distribution Hagedorn, le rapport N_γ/N_{π^0} tend vers $\frac{2(p_T+p_0)}{p_T(n-1)}$. Pour les valeurs reportées des paramètres de la distribution de Hagedorn à une impulsion transverse de 3 GeV, ce rapport vaut 0,22 et est proche de la valeur mesurée.

L'excès de photons calculé à partir de l'équation 5.13 (voir les figures 5.9 et 5.10) est, pour les données avec la cible de carbone, toujours inférieur à l'unité sur toute la plage d'impulsion transverse. En revanche, pour le système avec la cible de plomb, nous trouvons un excès significatif à partir d'une valeur d'impulsion transverse de 0,7 GeV/c.

5.2.2 Méthode du cône

Nous avons étudié une autre méthode pour l'extraction des photons directs. Il s'agit d'une méthode d'identification des pions événement par événement. Pour chaque photon mesuré nous déterminons son appartenance ou non à la décroissance d'un pion neutre, ce qui représente environ 90% de la source de photons du fond (figure 5.6).

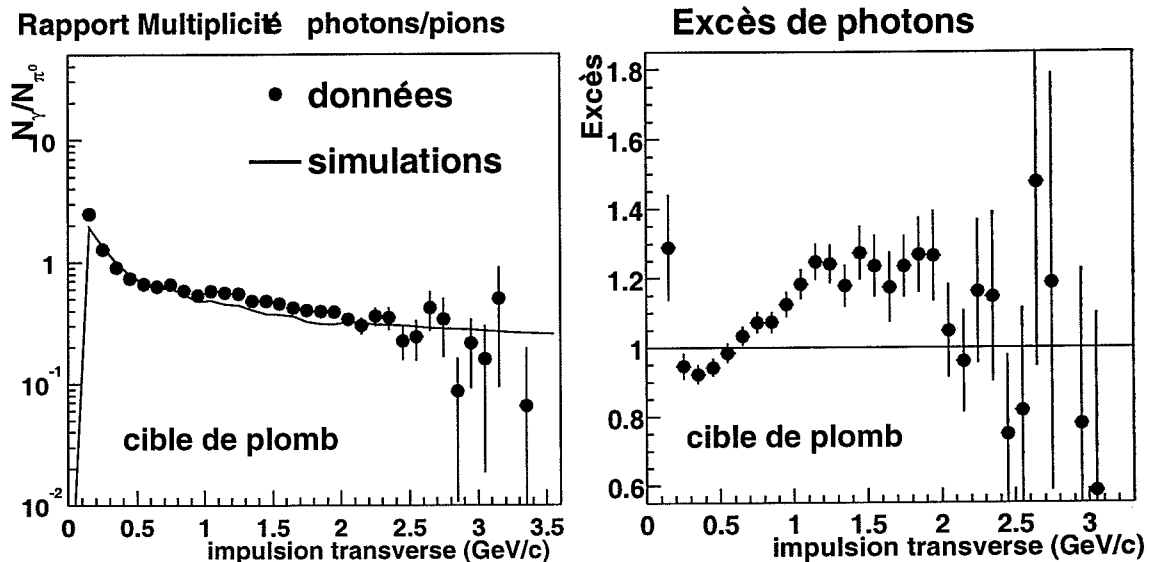


FIG. 5.9 – a) Rapport des distributions de photons (inclusifs pour le données, marqueurs noirs et les photons du fond de la simulation, ligne continue) et de la distribution des pions neutres obtenue à partir des données pour le système $p+Pb$ à 160 GeV/c. b) Excès de photons obtenu en faisant le rapport (voir équation 5.13) des deux distributions précédentes.

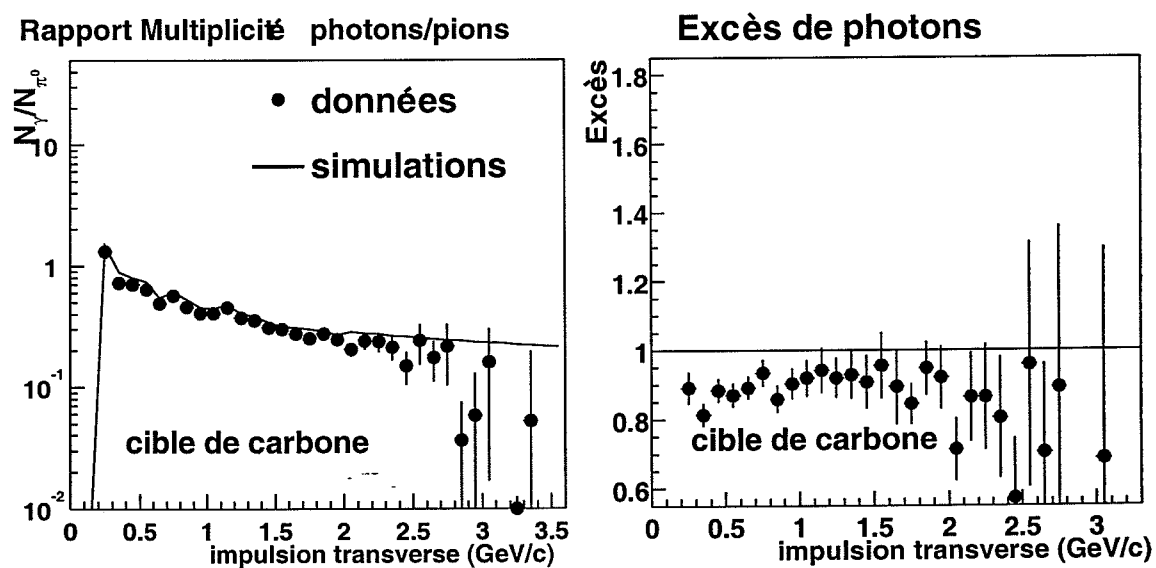


FIG. 5.10 – a) Rapport des distributions de photons (inclusifs pour le données, marqueurs noirs et les photons du fond de la simulation, ligne continue) et de la distribution des pions neutres obtenue à partir des données pour le système $p+C$ à 160 GeV/c. b) Excès de photons obtenu en faisant le rapport (voir équation 5.13) des deux distributions précédentes.

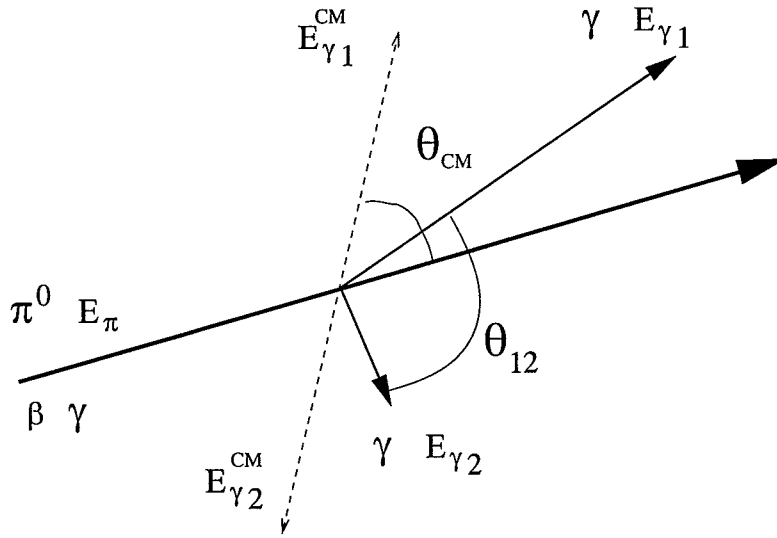


FIG. 5.11 – Variables cinématiques de la décroissance d'un pion neutre en deux photons.

Cinématique de la décroissance électromagnétique du pion neutre

Pour étudier les caractéristiques des photons provenant de la décroissance d'un pion neutre, nous devons considérer la dynamique de décroissance. Dans le repère du centre de masse du π^0 , les deux photons sont émis avec la même énergie, égale à $\frac{m_\pi}{2}$ (où m_π est la masse au repos du pion neutre) et avec un angle relatif égal à 180° . Dans le repère du laboratoire, l'énergie de chaque photon se calcule par transformation Lorentz :

$$E_\gamma = \frac{\gamma m_\pi}{2} (1 \pm \beta \cos \theta_{CM}) \quad (5.14)$$

où γ et β sont les paramètres cinématiques du pion et θ_{CM} est l'angle d'émission du photon dans le repère du centre de masse (voir schéma 5.11). L'angle relatif entre les deux photons dans le laboratoire est donc :

$$\cos \theta_{12}^{lab} = \frac{\gamma^2 \beta^2 (1 - \cos^2 \theta_{CM}) - 1}{\gamma^2 (1 - \beta^2 \cos^2 \theta_{CM})} \quad (5.15)$$

Il est important de remarquer que, puisque les photons sont spatialement émis de façon isotrope dans le repère du centre de masse du pion, les valeurs de $\cos \theta_{CM}$ seront distribuées uniformément entre -1 et 1. Pour cette raison, un autre paramètre important dans cette étude est l'asymétrie de la décroissance, α , définie comme suit :

$$\alpha = \frac{|E_{\gamma_1} - E_{\gamma_2}|}{|E_{\gamma_1} + E_{\gamma_2}|} = |\beta \cos \theta_{CM}| \approx |\cos \theta_{CM}| \quad (5.16)$$

Le paramètre asymétrie est donc uniformément distribué entre 0 et 1, dans l'approximation $\beta = 1$. En outre, l'asymétrie est intrinsèquement liée à l'angle relatif entre les deux photons dans le repère du laboratoire (voir équation 5.15) :

$$\cos \theta_{12}^{lab} = \frac{\gamma^2 \beta^2 - \gamma^2 \alpha^2 - 1}{\gamma^2 (1 - \alpha^2)} \quad (5.17)$$

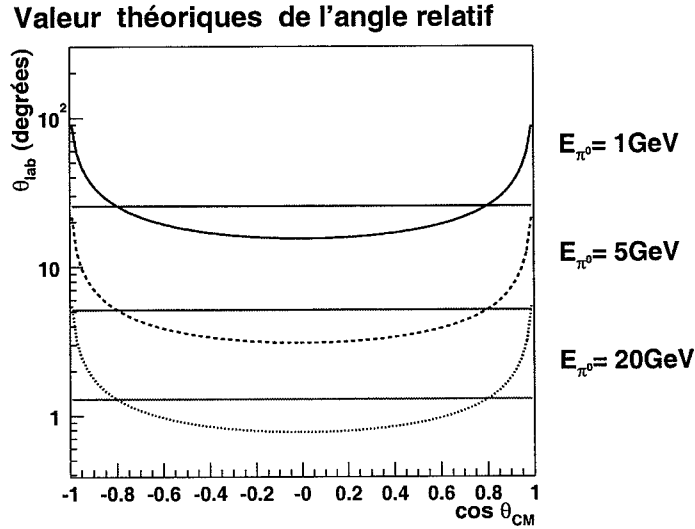


FIG. 5.12 – L'angle relatif entre photons dans le repère du laboratoire en fonction de $\cos \theta_{CM}$ pour trois énergies différentes du pion (équation 5.15) : ligne continue pour 1 GeV, ligne discontinue pour 5 GeV et ligne en pointillé pour 20 GeV. Les lignes horizontales signalent la valeur de l'angle limite pour une valeur de $\cos \theta_{CM}$ de 0.8 (qui représente 80% des pions).

De cette façon, l'angle relatif est minimal pour une décroissance symétrique, $\alpha = 0$, cette-à-dire les deux photons ont la même énergie. Pour $\alpha \approx 1$ l'angle relatif est proche de π .

Les valeurs de l'angle relatif entre les photons dans le repère du laboratoire sont représentées en fonction de $\cos \theta_{CM}$ pour trois énergies différentes du pion (figure 5.12) : 1, 5 et 20 GeV. Il est intéressant de noter que, à une énergie du pion donnée, l'angle relatif reste plus ou moins constant sauf pour des valeurs de $|\cos \theta_{CM}| \approx 1$ où l'angle relatif augmente de façon importante. Aussi, plus l'énergie du pion est grande plus l'angle relatif entre les photons est petit. En fait, pour une décroissance symétrique ($\alpha = 0$), nous trouvons que :

$$\theta_{12} \approx \frac{2}{\gamma}$$

Le principe de cette méthode d'identification consiste à calculer, pour chaque pion, un angle limite entre les deux photons. En d'autres termes, à partir de la mesure d'un photon identifié, nous estimons la taille du cône dans lequel peut se trouver, avec une probabilité donnée, un éventuel compagnon de décroissance. Une limite inférieure pour l'angle relatif est donnée par le minimum de la fonction de l'équation 5.15. En revanche, nous avons vu qu'une limite supérieure pour l'angle relatif n'est pas possible pour les valeurs extrêmes de $\cos \theta_{CM}$ (autour de 1 et de -1). Toutefois, du fait de la distribution homogène des décroissances, nous pouvons contrôler la fraction de pions pour une certaine limite donnée. Par exemple, pour un pion de 20 GeV (figure 5.12), 80% des photons de décroissance auront un angle relatif inférieur à $1,28^\circ$. Avec cette même probabilité, l'angle supérieur pour un pion d'une énergie de 5 GeV est de $5,15^\circ$ et ainsi de suite. Cette probabilité est liée aussi à l'asymétrie (équation 5.16) qui, elle-même, est liée à l'énergie du deuxième photon. En effet, l'asymétrie nous permet de calculer l'énergie d'un photon en fonction de son compagnon de décroissance tel que, en supposant $E_{\gamma_1} > E_{\gamma_2}$:

$$E_{\gamma_2} = \left(\frac{1 - \alpha}{1 + \alpha} \right) E_{\gamma_1}, \quad (5.18)$$

sachant que l'asymétrie est uniformément distribuée pour une valeur de β fixée (Eq. 5.16).

En conséquence, une fois connue la position et l'énergie d'un photon dans le détecteur, nous pouvons calculer, avec une probabilité donnée par la valeur maximale de l'asymétrie, un cône dans lequel pourrait se trouver son compagnon dans le cas d'une décroissance d'un pion neutre. Évidemment la présence des photons directs va modifier cette probabilité et cela nous permettra de calculer l'excès de photons directs dans les données expérimentales.

Application à un pion neutre mono-énergétique.

Dans le cas d'une émission de pions neutres mono-énergétiques, l'algorithme de la méthode du cône est relativement simple. On suppose que l'énergie du pion est connue, E_π , et que le pion décroît en deux photons γ_1 et γ_2 :

1. Le premier paramètre à définir, après avoir détecté un photon dans le détecteur, est la taille du cône dans lequel on recherchera son compagnon. La taille est paramétrée selon l'asymétrie maximale permise : α_{max} , et elle est définie selon l'angle $\theta_{12}(E_\pi, \alpha_{max})$ calculée à l'aide de l'équation 5.17.
2. Nous devons ensuite vérifier que le cône est entièrement contenu dans l'acceptance du détecteur. Si cela est le cas, le photon devient un **photon candidat**. Le fait que le détecteur ait toujours une acceptance finie justifie l'existence du paramètre α_{max} , comme paramètre de l'analyse. Si la valeur de α_{max} est proche de l'unité, la taille du cône sera proche de la totalité de l'angle solide et nous n'aurons pratiquement aucun photon candidat. Si la valeur de α_{max} est proche de zéro, la taille du cône sera minimale, et nous aurons beaucoup de candidats (si, bien entendu, la valeur de E_π est suffisamment grande) ; la probabilité de trouver le photon compagnon sera, en revanche, très faible. Par la suite, nous avons choisi de tester notre analyse pour sept valeurs de α_{max} entre 0.60 et 0.90. Le résultat final de notre analyse devra être indépendant du choix de cette valeur de α_{max} .
3. Nous recherchons, ensuite, des photons dans le cône autour du photon candidat. Pour chaque photon trouvé, nous calculons la masse invariante de la paire. Si cette masse invariante est comprise entre 110 MeV et 160 MeV, le photon candidat est étiqueté comme photon provenant de la décroissance d'un pion neutre. En revanche, si aucun compagnon satisfait la condition, le photon est étiqueté comme **photon isolé**.
4. Finalement, nous calculons le rapport entre le nombre de photons isolés et le nombre des photons candidats. Dans le cas particulier de pions neutres mono-énergétiques, le rapport $R_\pi = (N_i/N_c)_\pi$ évolue en fonction du paramètre de l'analyse α_{max} comme $1 - \alpha_{max}$ (voir la figure 5.14, graphe nommé "libre"). Ce comportement est une conséquence, comme nous l'avons déjà signalé, de l'isotropie de la décroissance du pion neutre dans le référentiel où il est au repos.

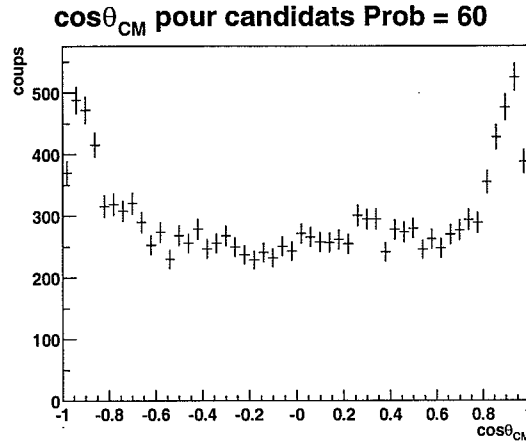


FIG. 5.13 – La distribution en $\cos\theta_{CM}$ n'est plus uniforme quand la distribution réelle des pions a été introduite dans les simulations : fonction du type Hagedorn un impulsion transverse.

Application aux données réelles p+A à 160 GeV

Pour appliquer cette méthode aux données réelles d'une expérience, il faut tenir compte de plusieurs effets qui nous éloignent de la situation idéale :

1. Tout d'abord, nous devons calculer l'excès de photons isolés en fonction de leur impulsion transverse : $\frac{d\epsilon}{dp_T}$;
2. L'émission des pions neutres n'est plus mono-énergétique ou uniformément distribuée, mais suit un spectre en impulsion transverse du type exponentiel ou Hagedorn. En fait, un spectre de type Hagedorn, par exemple, conduit à une distribution en asymétrie qui n'est plus uniforme (voir figure de $\cos\theta_{CM}$ pour ces candidats 5.13). Cette distribution maximale pour l'asymétrie proche de l'unité, aura pour effet d'augmenter le rapport (N_i/N_c) par rapport à sa valeur $1 - \alpha_{\max}$.
3. Il faut ensuite tenir compte de la multiplicité supérieure à l'unité des pions dans chaque événement. Il en résulte un fond combinatoire qui peut modifier de façon importante le résultat de cette analyse. Cependant, dans le cas des collisions p+A, la multiplicité reste assez faible pour que cet effet reste peu important.
4. La couverture géométrique, les détecteurs morts, les effets de bords, etc ... modifieront de façon sensible l'analyse.
5. Il est évident que l'énergie du pion d'origine n'est, à priori, pas connue et doit donc être estimée à partir de l'énergie du photon détecté. Comme nous le verrons dans la suite, nous ne pouvons calculer qu'une valeur minimale de l'énergie du pion.
6. Enfin, il faut tenir compte de diverses contaminations, principalement dues aux particules chargées, mais aussi aux réactions en dehors de la cible et aux photons provenant de la décroissance d'autres mésons comme les mésons η . En fait, un excès du rapport (N_i/N_c) n'implique pas forcément un excès de photons directs.

Nous avons d'abord estimé les effets de ces diverses contaminations. Il faut noter que la méthode du cône ne peut être utilisée pour les mésons η qu'avec une faible efficacité. Le méson η est presque 4 fois plus lourd que le pion et, donc, la taille du cône devient, dans la limite relativiste, presque 4 fois plus grande pour une énergie donnée.

Méthode du cône

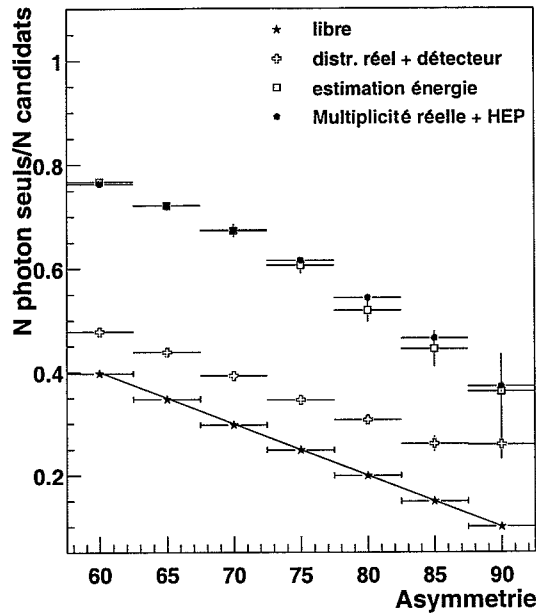


FIG. 5.14 – Différentes étapes de la simulation dans le calcul de la fraction de photons isolés par nombre de candidats.

Pour comprendre la portée de ces effets et les déviations par rapport à la situation idéale, nous avons fait appel à des simulations. Nous avons d'abord simulé la décroissance des pions isolés pour tester la méthode, puis nous avons ajouté les différents effets induits par notre environnement expérimental. Avec tous les éléments en place, les résultats de la simulation pourront être directement comparés aux résultats expérimentaux.

La première étape consiste à simuler des pions neutres avec une distribution uniforme en énergie entre 0 et 100 GeV, et une distribution angulaire isotropique, donc uniforme en angle azimutal ϕ entre 0 et 2π , et uniforme en $\cos\theta$ entre -1 et 1. Pour chaque photon de décroissance, nous calculons l'intersection du cône d'angle donné avec un plan situé à 2150 cm (distance cible-LEDA) selon l'équation 5.15, et recherchons son éventuel compagnon. Si l'on s'intéresse au rapport entre le nombre de photons isolés et le nombre de photons candidats, nous trouverons une valeur de 0.4, pour l'asymétrie maximale de 60%, une valeur de 0.3, pour l'asymétrie maximale de 70% et ainsi de suite (figure 5.14). Ce sont les valeurs théoriques $1 - \alpha_{\max}$.

La deuxième étape consiste à introduire les effets dus au détecteur et à la distribution réelle des pions. La distribution réelle des π^0 a été décrite par une fonction de Hagedorn ajustée aux spectres mesurés, et nous avons supposé une distribution uniforme en rapidité entre 2 et 3.2 et en angle azimutal entre 0 et 2π . Puisque le spectre est une fonction considérablement décroissante de l'impulsion transverse, les photons mesurés proviennent des décroissances asymétriques de pions (il n'y aura pas beaucoup de pions d'énergie double à celle du photon) et l'identification des pions est détériorée par rapport à la valeur théorique (figure 5.14, graphe nommé "distribution réel + détecteur").

Dans la troisième étape, l'énergie du pion est estimée à partir de l'énergie du photon candidat. En effet, si l'on tient compte de l'asymétrie de la décroissance, nous pouvons estimer

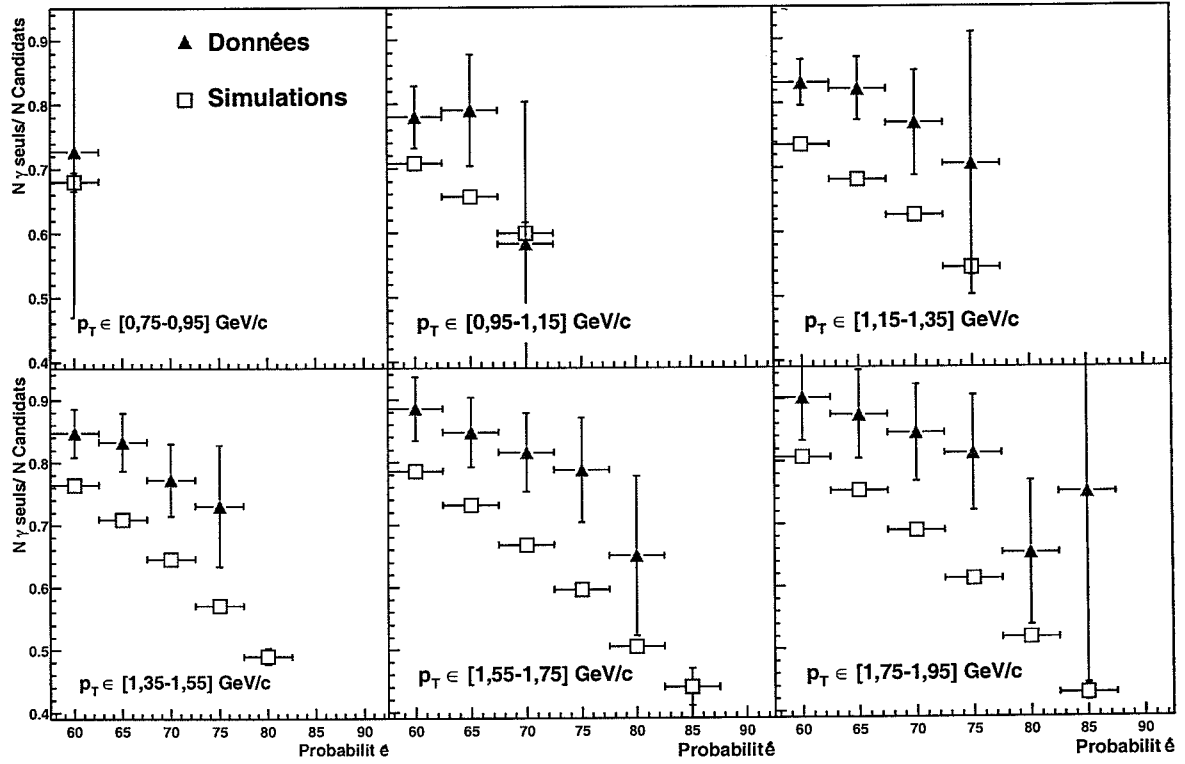


FIG. 5.15 – Rapport entre les photons seuls et les photons candidats pour les simulations des pions et les données (le système $h+Pb$ à 160 GeV) pour des différentes valeurs d'impulsion transverse.

l'énergie du pion comme

$$E_{\pi} \geq E_{\pi}^{estimé} = E_{\gamma_1} + \left(\frac{1 - \alpha_{max}}{1 + \alpha_{max}} \right) E_{\gamma_1} = \left(\frac{2E_{\gamma_1}}{1 + \alpha_{max}} \right), \quad (5.19)$$

où α_{max} est l'asymétrie maximale permise. Passer de l'énergie réelle à cette estimation a pour effet de dégrader la capacité d'identification des π^0 (figure 5.14, graphe nommé "estimation énergie").

La dernière étape de la simulation consiste à inclure les effets dus à la multiplicité réelle des photons mesurés dans chaque événement et d'appliquer la coupure qui simule le déclencheur HEP (au moins un des photons avec une énergie supérieure à 6 GeV). Dans le cas de collisions $p+A$, ceci ne change pas de façon significative la capacité d'identification des π^0 , car le taux d'occupation du détecteur reste faible, (figure 5.14, graphe nommé "multiplicité réelle + HEP").

Nous pouvons résumer de la façon suivante l'algorithme que nous avons utilisé pour établir l'excès de photons isolés dans les données réelles $p+A$:

1. Nous avons appliqué notre algorithme aux données réelles, D , et aux simulations, S . Les résultats de ces simulations sont utilisés comme référence pour établir l'excès de photons. Nous avons donc réalisé des simulations réalistes en supposant que : i) une source de photons purement pionique, ii) une distribution en impulsion transverse des pions neutres identique à la forme mesurée expérimentalement, iii) la multiplicité des pions neutres simulés est égale à la multiplicité moyenne mesurée, iv) l'acceptance de

LEDA est correctement traitée et v) le seuil de 750 MeV pour la détection de photons est appliqué. Pour les données réelles, le seuil dans la distance au CPV est appliqué pour avoir un ensemble de photons le plus propre possible.

2. Pour chaque photon détecté, l'énergie du pion neutre père est estimée à partir de l'équation 5.19.
3. Pour chaque photon détecté, la taille du cône, dans lequel son compagnon sera recherché, est paramétrée selon l'asymétrie maximale permise : $\alpha_{max} : \theta_{12}(E_\pi, \alpha_{max})$ donnée par l'équation 5.17. Nous avons réalisé plusieurs analyses pour les valeurs de α_{max} de : 0,60 à 0,90 avec un pas de 0,05.
4. Nous vérifions que la totalité du cône $\theta_{12}(E_\pi, \alpha_{max})$ autour du photon, rentre dans l'acceptance de LEDA. Si cela est le cas, ce photon devient un **photon candidat**.
5. Ensuite, nous cherchons des photons dans le cône autour du photon candidat. Pour chaque photon trouvé nous calculons la masse invariante de la paire. Si la masse invariante se trouve entre 110 MeV et 160 MeV, notre photon candidat est étiqueté comme un photon provenant de la décroissance d'un pion neutre. En revanche, si aucun compagnon n'est trouvé, le photon candidat devient un **photon isolé**.
6. Finalement nous calculons le rapport entre le nombre de photons isolés et le nombre de photons candidats : $R = (N_i/N_c)$ pour les simulations R^S et les données R^D .

Extraction de l'excès de photons directs : $\varepsilon(p_T)$

Nous remarquons que le rapport R^D doit être supérieur au rapport R^S (figure 5.15). Naïvement, s'il y a des photons directs, tous les candidats des photons directs seront des photons isolés, $(N_i^D)_{dire} = (N_c^D)_{dire} = \varepsilon \times (N_c^S)$, et la différence $R^D - R^S$, sera intrinsèquement liée à l'excès recherché, ε . Malheureusement, ceci n'est pas tout à fait exacte, car d'autres effets qui ne sont pas inclus dans la simulation peuvent générer un excès :

1. L'efficacité de détection des photons dans LEDA est limitée à environ 80% (voir figure 4.5). Si, dans le couple de photons provenant d'un pion, l'un d'entre eux n'est pas mesuré l'autre sera identifié comme photon isolé.
2. Dans le cas des collisions avec la cible de carbone, où le CPV n'était pas utilisable, les particules chargées seront aussi faussement identifiées comme photons isolés.
3. Dans le cas des collisions avec la cible de plomb, où le CPV était utilisé, c'est la conversion des photons, et non les particules chargées, qui contribue à l'excès. Le photon de la paire qui décroît en paire e^+e^- sera rejeté par le CPV et son compagnon sera identifié comme isolé.
4. Les photons provenant de la décroissance des mésons η contribuent aussi à l'excès.

Pour extraire les photons directs il est donc nécessaire de soustraire les autres sources de photons isolés :

$$(N_i^D) = (N_i^D)_\pi + (N_i^D)_{inef} + (N_i^D)_{conv} + (N_i^D)_{cont} + (N_i^D)_\eta + (N_i^D)_{dire}$$

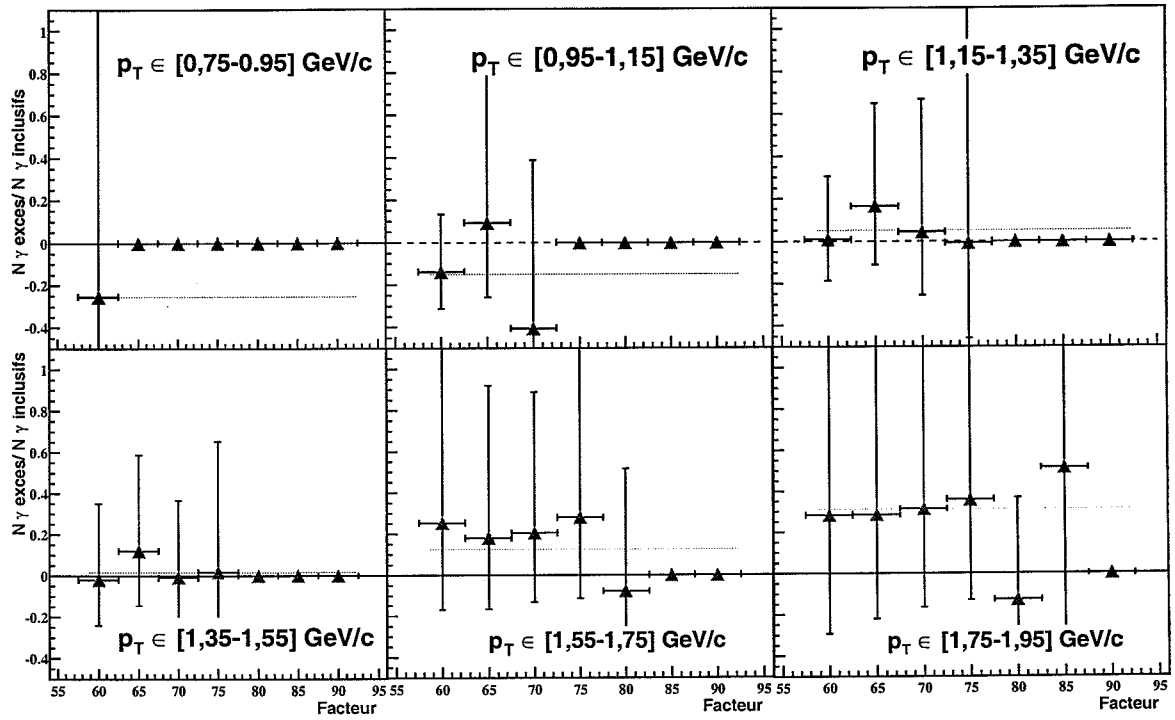


FIG. 5.16 – Rapport entre les photons seuls et les photons inclusifs pour les données du système $h+Pb$ à 160 GeV pour des différentes valeurs d'impulsion transverse.

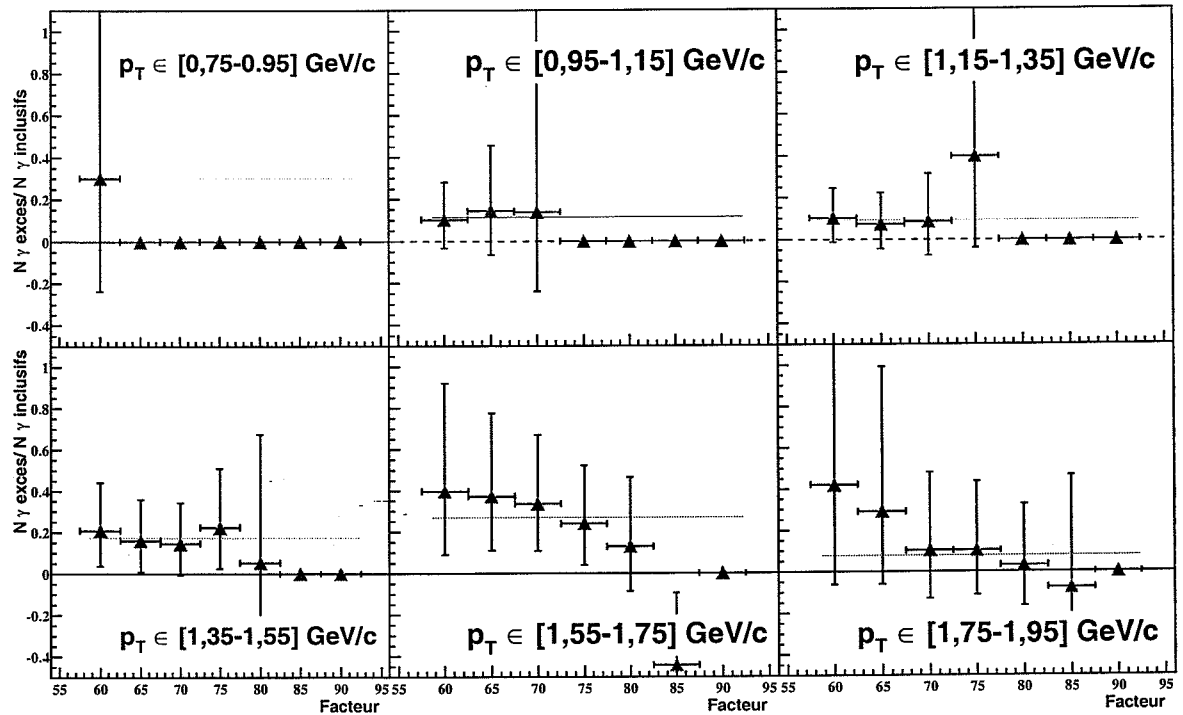


FIG. 5.17 – Rapport entre les photons seuls et les photons inclusifs pour les données du système $h+C$ à 160 GeV pour des différentes valeurs d'impulsion transverse.

où π dénote les photons isolés de la décroissance du pion neutre, *inef* les photons isolés dus à une mauvaise reconstruction du photon compagnon, *conv* les photons isolés dus à la conversion de son compagnon, *cont* les photons isolés dus à une mauvaise identification (les particules chargées, les neutrons et les antineutrons) et *dire* les photons isolés dus à la présence des photons directs. On peut écrire que :

$$\begin{aligned}
(N_i^D)_\pi &= (R^S) \times (N_c^D)_\pi \\
(N_i^D)_{inef} &= (N_c^D)_{inef} = (1 - \varepsilon_{ef}) \times (1 - R^S) \times (N_c^D)_\pi \\
(N_i^D)_{dire} &= (N_c^D)_{dire} = \varepsilon(p_T) \times (N_c^D)_\pi \\
(N_i^D)_{conv} &= (N_c^D)_{conv} = \varepsilon_{conv} \times (1 - R^S) \times (N_c^D)_\pi \\
(N_i^D)_{cont} &= (N_c^D)_{cont} = \varepsilon_{cont} \times (N_c^D)_\pi \\
(N_i^D)_\eta &= (N_c^D)_\eta = \varepsilon_\eta \times (N_c^D)_\pi \\
(N_c^D) &= (N_c^D)_\pi + (N_c^D)_{dire} + (N_c^D)_{cont} + (N_c^D)_\eta
\end{aligned}$$

où ε_{ef} représente l'efficacité de détection, ε_{conv} la probabilité de conversion, ε_{cont} le taux de contamination du spectre de photons, et ε_η et le taux de photons du méson η . Les valeurs de ces paramètres vont dépendre des conditions expérimentales pendant la prise des données. Ils ont été mesurés et déjà détaillés dans le chapitre précédent.

L'excès des photons est finalement donné par l'expression suivante :

$$\varepsilon = \frac{R^D/(1 - \varepsilon_{cont}) - R^S - (1 - R^S) \times (\varepsilon_{conv} + 1 - \varepsilon_{ef}) - \varepsilon_{cont}/(1 - \varepsilon_{cont})}{1 - R^D/(1 - \varepsilon_{cont}) + \varepsilon_{cont}/(1 - \varepsilon_{cont})} - \varepsilon_\eta \quad (5.20)$$

Nous pouvons résumer les paramètres mesurés (en fonction de l'impulsion transverse) comme suit :

- $\varepsilon_{conv}^{Pb} = 0.102 \pm 0.01$, $\varepsilon_{ef}^{Pb}(p_T) \approx 0.80 \pm 0.01$, $\varepsilon_{cont}^{Pb}(p_T) \approx 0.03 \pm 0.01$ et $\varepsilon_\eta^{Pb}(p_T) \approx 0.10$ pour la cible de plomb. L'excès trouvé selon le facteur d'asymétrie maximal et pour différentes valeurs de l'impulsion transverse est présenté dans la figure 5.16.
- $\varepsilon_{conv}^C = 0.0 \pm 0.01$, $\varepsilon_{ef}^C(p_T) \approx 0.80 \pm 0.01$, $\varepsilon_{cont}^C(p_T) \approx 0.12 \pm 0.01$ et $\varepsilon_\eta^C(p_T) \approx 0.10$ pour la cible de carbone. L'excès trouvé selon le facteur d'asymétrie maximal et pour différentes valeurs de l'impulsion transverse est présenté dans la figure 5.17.

Ces valeurs en fonction de l'asymétrie maximale (ou probabilité) sont ajustées à une constante pour obtenir une valeur unique en fonction de p_T . Ces résultats sont montrés sur la figure 5.18 pour les deux cibles. Dans les deux cas nous trouvons un excès positif (et/ou croissant avec l'impulsion transverse). Malheureusement, l'erreur sur l'excès est dominée par l'erreur sur R^D qui est importante du fait de la faible statistique des photons candidats et photons isolés et notre excès est toujours compatible avec un excès nul.

Si nous comparons les deux méthodes pour le calcul de photons directs, et en tenant compte des erreurs, nous trouvons des résultats similaires pour le système avec cible de plomb. En

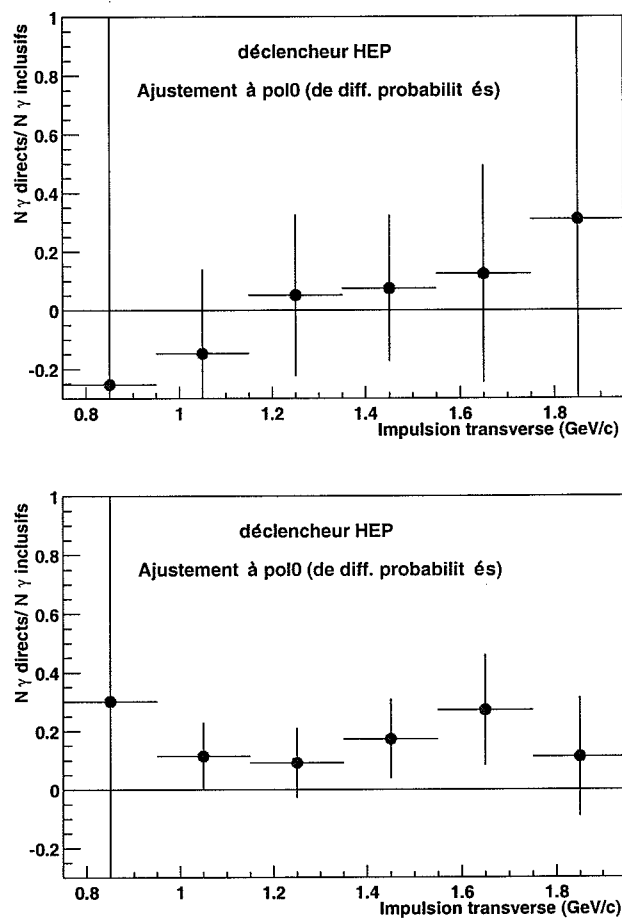


FIG. 5.18 – Fraction de photons directs obtenus avec la méthode du cône pour l'identification des pions. Les données utilisées sont celles du système hPb à 160 GeV avec le déclencheur HEP (histogramme du haut) et du système hC (histogramme du bas).

revanche, le défaut de photons trouvé dans le système avec la cible de carbone (lequel n'est pas complètement compris) n'apparaît pas avec la méthode du cône; nous trouvons un excès similaire à celui du plomb (environs 15-20 % à haute impulsion transverse). Ceci montre que les deux méthodes ont des caractéristiques différentes. La méthode du cône est moins dépendante de la distribution de pions. Une erreur dans la distribution de π^0 dans le système avec le carbone (avec une contribution hors-cible importante qui n'a pas dû être parfaitement corrigée) génère un défaut de photons directs. En revanche, avec cette deuxième méthode ceci n'arrive pas.

Chapitre 6

Discussion des résultats

Dans ce chapitre nous voulons présenter la discussion des résultats dans la production de pions neutres et photons directs obtenus dans les collisions proton et pion sur plomb et carbone à 160 GeV. Nous allons comparer les multiplicités mesurées dans les différents systèmes (section 6.1). Dans la section 6.2 les mesures seront comparées à des prédictions théoriques données par des générateurs d'événements.

Dans le cas des π^0 nous pourrions étudier des effets nucléaires en comparant nos distributions dans les collisions p+A avec celles des collisions p+p. Aussi, nous pourrions voir l'évolution de la distribution des pions neutres à haute impulsion transverse pour les deux différentes cibles que nous étudions, le carbone et le plomb. La comparaison de nos distributions avec celle des collisions pp doit se faire à partir des extrapolations des données à plus haute énergies. Cependant, la comparaison avec des distribution des π^0 dans des collisions AA nous allons utiliser les données de la collaboration WA98 dans les collisions Pb+Pb à 158 AGeV.

Le but principal de l'étude de la production des photons directs dans les collisions pA est la comparaison avec le spectre des photons directs mesurés dans les collisions Pb+Pb[7] pour estimer la contribution des photons initiales. Pour réaliser cette comparaison et conclure sur l'existence des photons d'origine thermique dans les collisions centrales Pb+Pb le point clef de cette étude est de réaliser un bon étalonnage de notre distribution.

6.1 Comparaison entre données

6.1.1 Étalonnage dans la production des particules

La comparaison entre les données de la production de particules entre les différentes sortes de collisions passe par l'étalonnage des distributions. D'une façon générale et naïve la production des particules générées par des processus durs devrait avoir un étalonnage selon le nombre moyen de collisions binaires. De même, les particules produites par d'autres processus considérés comme mous devraient avoir un étalonnage selon le nombre moyen de participants. Dans le cas d'une collision proton/pion sur noyau, ce nombre de collisions binaires est défini par l'équation[60] :

$$\langle N_{coll\ bin} \rangle = \frac{A \cdot \sigma_{pp}^{in}}{\sigma_{pA}}, \quad (6.1)$$

système	$\langle N_{coll bin} \rangle$	$\langle N_{part} \rangle$
Pb+Pb (10% central)	651,5	332,1
Pb+Pb (20% périph)	11,0	13,3
p+Pb	3,7	4,7
π +Pb	2,7	3,7
p+C	1,6	2,6
π +C	1,4	2,4
p+p	1	2

TAB. 6.1 – Nombre moyen de collisions binaires et nombre moyen de participants pour les différentes collisions calculés par un modèle du type de Glauber[83].

c'est-à-dire avec le rapport entre la section efficace inélastique pp et la section efficace des collisions pA. Ce nombre moyen de collisions ainsi que le nombre de participants peuvent être calculés par des modèles géométriques du type Glauber. Les résultats calculés pour les systèmes auxquels nous nous sommes intéressés se trouvent dans le tableau 6.1 (pour des détails du modèle, l'annexe A et la référence [83]).

Basés sur des mesures exhaustives des sections efficaces des collisions des proton et pion sur proton et deuteron entre 200 et 370 GeV/c [31] les nombres moyens de collisions binaires ont été paramétrés par les équations

$$\langle N_{coll bin}^{pA} \rangle = 0,83 A^{0,28} \quad \langle N_{coll bin}^{\pi A} \rangle = 0,80 A^{0,24}, \quad (6.2)$$

où A est le nombre de masse atomique du noyau. Nous remarquons l'existence d'une différenciation entre le faisceau de protons et de pions. Les valeurs données par ces paramétrisations correspondent parfaitement aux valeurs calculées par notre modèle de Glauber.

En revanche, cette approche naïve n'est pas exacte. Dans les collisions pA il faut tenir compte des collisions de partons multiples dans le noyau et ses interférences. À cause des effets d'interférence de cohérence et d'absorption, l'étalonnage aura une dépendance sur l'impulsion transverse p_T . Depuis une première observation en 1975 [35] nous savons qu'à haute impulsion transverse la production des hadrons dans les collisions pA n'est pas supprimée mais développée par rapport aux collisions pp. En revanche, à basse impulsion transverse, où les processus mous sont dominants, les processus d'absorption vont supprimer la production des hadrons par rapport à l'étalonnage selon les collisions binaires. De façon phénoménologique la définition d'un facteur de modification nucléaire, R_{AB} sert à étudier la dépendance en p_T de l'étalonnage entre la production des particules dans des collisions AB (et pA en particulier) et sa référence pp. Ce facteur de modification nucléaire[100],

$$R_{AB/NN} = \frac{d\sigma_{AB}/dyd^2p_T}{\langle N_{coll bin} \rangle d\sigma_{NN}/dyd^2p_T}, \quad (6.3)$$

sera étudié dans les sous-sections suivantes.

6.1.2 Production des pions neutres

Dans cette comparaison entre distributions de pions neutres des différents systèmes nous allons utiliser les mesures faites par la collaboration WA98 pour les collisions Pb+Pb à 158

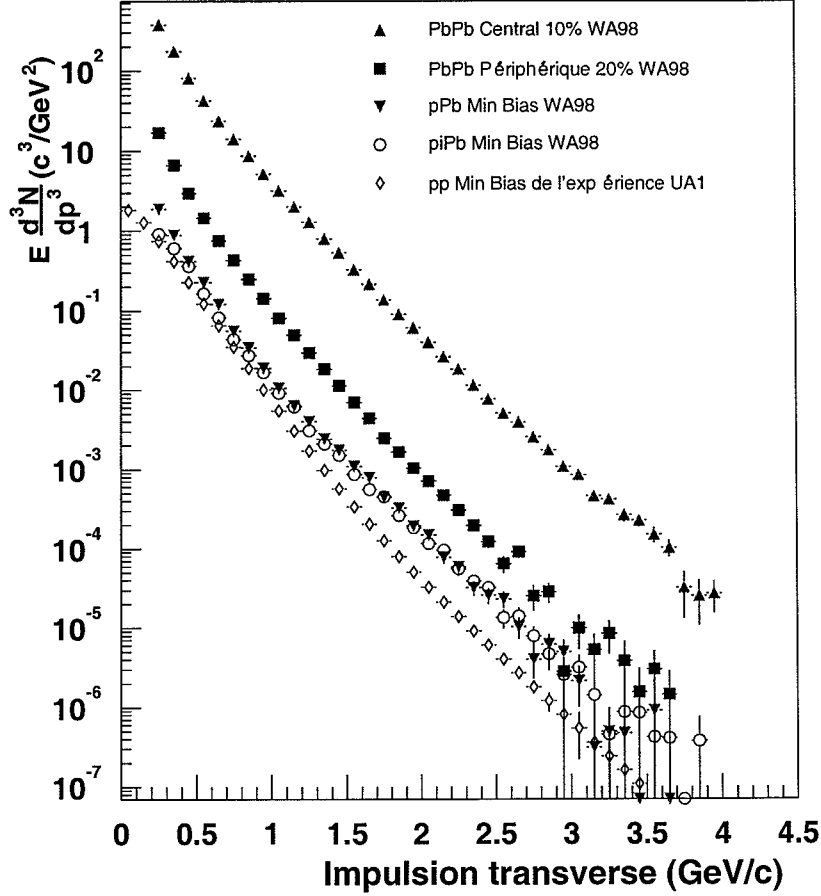


FIG. 6.1 – *Compilation des multiplicités invariantes de pions neutres dans des collisions d'ions lourds à ≈ 160 AGeV. Les multiplicités dans les collisions pA et AA ont été mesurées par la collaboration WA98, pour les collisions pp il s'agit d'une factorisation à partir des données à 200 GeV de la collaboration UA1 (voir chapitre 5 pour plus de détails)*

AGeV[6] (centrales et périphériques), les collisions proton et pion sur Pb et C à 160 GeV présentées dans ce travail de thèse. Nous utiliserons également une paramétrisation des mesures réalisées dans des collisions pp que nous avons décrite dans le chapitre précédent. Les multiplicités invariantes de ces distributions sont exposées dans la figure 6.1 et les paramètres d'un ajustement à une fonction Hagedorn (de la section efficace invariante) sont dans le tableau 6.2.

Sensibilité à la distribution des partons

Dans les systèmes que nous étudions nous disposons de deux faisceaux différents, des protons et des pions. En faisant entrer en collision ces deux particules à la même impulsion sur la même cible, les différences trouvées dans les spectres des particules produites sont le résultat de la différence dans la fonction de distribution de partons $f_{i/p}(x_i, Q^2) \sim f_{i/\pi}(x_i, Q^2)$. Une différence dans la distribution de partons entre ces particules est son nombre de quarks constituants, deux pour le pion et trois pour le proton. De façon intuitive, si la production des

	p+p (min. bias)	p+Pb(m.b.) (min. bias)	π^+ +Pb (m.b.) (min. bias)	Pb+Pb (20%périph.)	Pb+Pb (10% central)
$A(mb/GeV^2)$	132,00	13192 ± 3115	5366 ± 2027	57927 ± 2621	504222 ± 13024
$p_0(GeV)$	9,02	$2,35 \pm 0,45$	$2,38 \pm 0,68$	$3,64 \pm 0,06$	$5,08 \pm 0,18$
n	55,77	$18,3 \pm 2,3$	$17,3 \pm 3,1$	$24,9 \pm 0,2$	$29,3 \pm 0,8$

TAB. 6.2 – Paramètres de la fonction Hagedorn ajustée aux données (équation 5.7) des sections efficaces invariantes de la production de pions neutres montrées dans la figure 6.1.

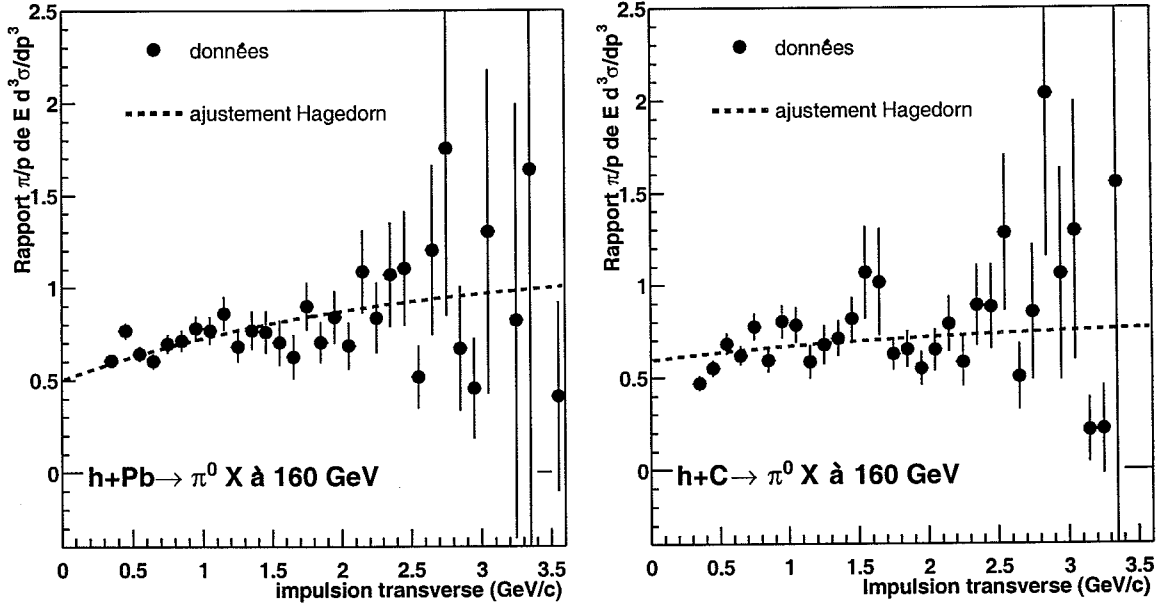


FIG. 6.2 – Rapport de la section efficace invariante de pions neutres avec le projectile des pions sur le projectile des protons. À gauche le système avec cible de plomb et à droite avec cible de carbone. Les cercles correspondent aux données et les lignes aux fonctions Hagedorn ajustées aux données.

π^0 à cette énergie à une contribution des collisions dures, ou partoniques, la même impulsion pour les deux particules du faisceau sera partagée entre les partons; comme conséquence le pion produira plus de particules à haute impulsion transverse en comparaison avec le proton. Ceci a été clairement montré dans des collisions à plus haute énergie, où les processus perturbatifs sont dominants (donaldson78 Published in PL 73B,375 (1978)). Aux énergies du SPS cet effet est perceptible (figure 6.2) bien que moins important. Cependant nous pouvons conclure que la production des π^0 dans les collisions proton(pion)+Pb(C) à 160 GeV présente une contribution des processus durs.

Effets nucléaires (effet Cronin)

Les effets nucléaires dépendent des caractéristiques du noyau, en particulier la taille ou le nombre de masse atomique A . La production de particules à haute impulsion transverse dans les collisions pA est augmentée par rapport à celle des collisions pp à cause de collisions multiples entre partons. Cet effet (effet Cronin) sera plus important pour les noyaux les

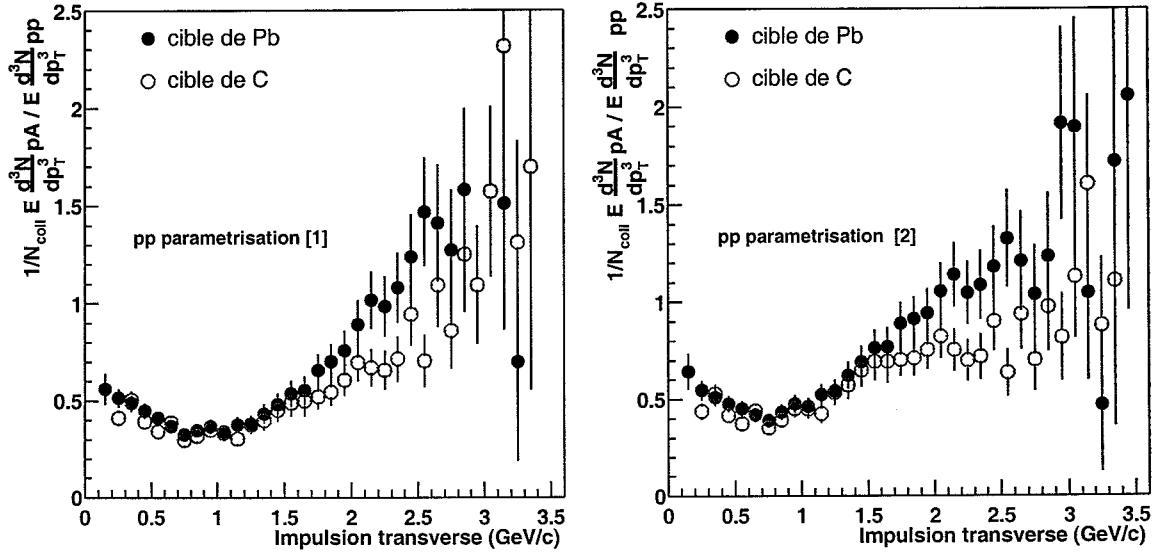


FIG. 6.3 – Factor de modification nucléaire (équation 6.4) du plomb et du carbone, $R_{pPb/pp}$ et $R_{pC/pp}$. Pour la section efficace des pions neutres dans les collisions proton-proton deux paramétrisations ont été prises. La paramétrisation [1], à la gauche, est utilisée par la collaboration WA98 [30] et la paramétrisation [2], à la droite, a été prise de la référence [100].

plus lourds. Ceci est illustré dans la figure 6.3 où nous avons représenté le rapport entre les multiplicités invariantes de la production de pions neutres des collisions pA sur pp, normalisées avec le nombre des collisions binaires :

$$R_{pA/pp} = \frac{\frac{1}{\langle N_{coll bin} \rangle_{pA}} \left(E \frac{d^3N}{dp_T^3} \right)_{pA}}{\left(E \frac{d^3N}{dp_T^3} \right)_{pp}}, \quad (6.4)$$

c'est à dire les facteurs de modification nucléaire (équation 6.3) du plomb et du carbone. Ceci est exposé pour les deux paramétrisations des sections efficaces pp avec lesquelles nous travaillons. Dans la région de bas p_T ($p_T < 1 \text{ GeV/c}$) les deux facteurs de modification nucléaire ont les mêmes valeurs. En revanche, au fur et à mesure que l'impulsion transverse augmente, la différence entre les deux cibles augmente à son tour.

Au delà des effet nucléaires

Dans les collisions d'ions lourds produisant des densités d'énergie suffisantes pour la création d'une matière nucléaire en équilibre thermique, les particules produites vont interagir avec cette matière en perdant une partie de leur énergie. Le résultat sera un spectre de particules avec une certaine suppression à haute impulsion transverse, le *jet-quenching*. Cette perte d'énergie des jets est une des signatures du plasma de quarks et de gluons dont l'existence a été question dans les collisions Pb+Pb au SPS/CERN [101], en particulier avec le spectre des π^0 . L'auteur arrive à reproduire le spectre des pions neutres à partir des calculs pQCD et sans avoir besoin d'introduire une perte d'énergie. Cependant la validité des calculs perturbatifs aux impulsions qui nous concernent ($p_T < 4,0 \text{ GeV/c}$) n'est pas assurée, du même

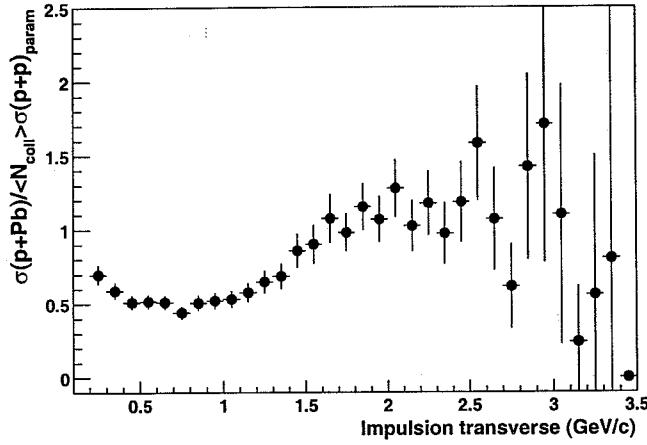


FIG. 6.4 – Facteur de modification nucléaire du plomb, $R_{pPb/pp}$ (équation 6.4).

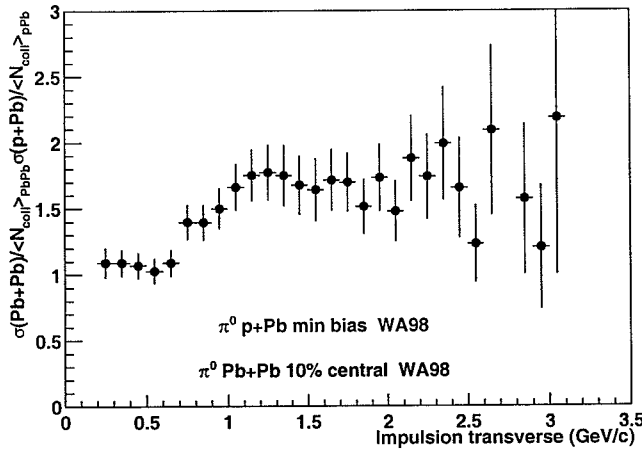


FIG. 6.5 – Rapport de la section efficace invariante des pions neutres des collisions centrales Pb+Pb entre celles du biais minimal p+Pb, $R_{PbPb/pPb}$ mesurés par la collaboration WA98. les sections efficaces invariantes sont normalisées avec le nombre moyen des collisions binaires.

que le traitement phénoménologique des effets nucléaires. Dans ce travail, notre approche sera expérimentale. Nous nous basons sur la section efficace de production des pions neutres des collisions p+Pb, où une phase thermique ne peut pas avoir lieu mais où les effets nucléaires dus à des collisions multiples initiales sont présents. Cette section efficace est comparée à celle mesurée dans les collisions centrales (10% de la section efficace total) Pb+Pb par la collaboration WA98 au SPS où une phase thermique pourrait avoir été atteinte (figure 6.5). Dans la région de basse impulsion transverse ($p_T < 0,7$ GeV/c) la production des pions semble être étalonnée avec le nombre de collisions binaires. La valeur du rapport est donc proche de un et augmente avec p_T de la même façon que le rapport pPb/pp. Il stagne à la valeur de $\approx 1,5$. En revanche, nous ne trouvons aucun signe d'atténuation à haute impulsion transverse due à une possible perte d'énergie des jets.

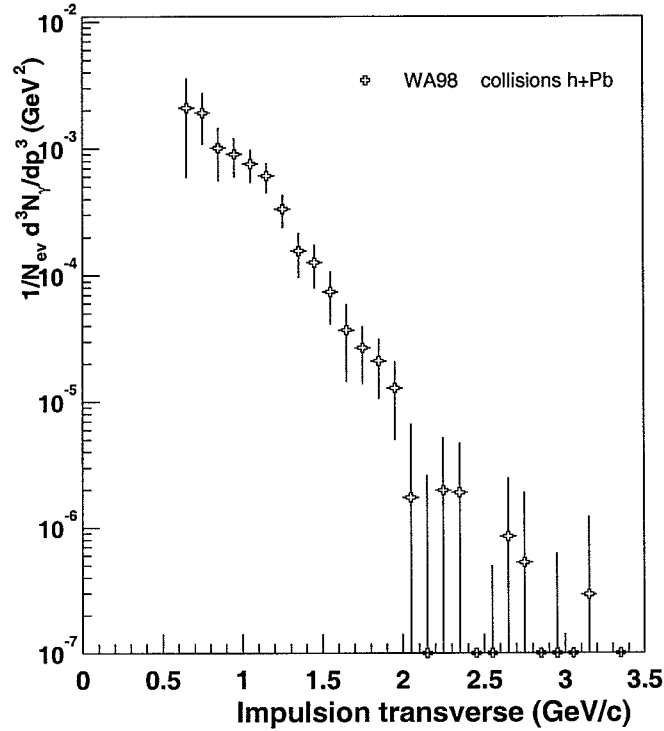


FIG. 6.6 – Multiplicité invariante de la production des photons directs dans des collisions $h+Pb$ obtenue avec la méthode statistique.

6.1.3 Production des photons directs

Dans la sous-section 5.2.1 nous venons d'exposer une méthode statistique pour la recherche de photons directs dans notre spectre de photons inclusifs. Cette méthode est similaire à celle utilisée par la collaboration WA98 dans la mesure des photons directs dans les collisions centrales[7]. Dans les collisions $h+Pb$ à 160 GeV nos résultats montrent (figure 5.9) un excès de photons au delà de ceux provenant de la décroissance des mésons de vie longue. Cet excès correspond à la multiplicité invariante présentée dans la figure 6.6. Ce spectre, malgré les erreurs importants, s'étend dans une région en impulsion transverse entre 0,7 et 2,0 GeV/c et sur deux ordres de grandeur.

Un point important dans cette analyse est la comparaison de la production des photons directs dans ce type des collisions, sans contribution thermique, avec celle des collisions $Pb+Pb$. L'idée est de réaliser un étalonnage pour pouvoir estimer la contribution des photons directs $Pb+Pb$ qui ne proviennent pas des effets de la matière nucléaire en équilibre présents dans des collisions $p+Pb$. Un des points clef est l'exactitude de cet étalonnage qui n'est pas évident à réaliser. Le paramètre utilisé pour la réalisation de l'étalonnage dépendrait de l'origine des photons directs qui n'est pas prouvée. Ainsi, si les photons directs observés dans $p+Pb$ avaient un origine dite dure (photons provenant des processus partoniques, processus Compton et annihilation principalement) l'étalonnage sera donné par le nombre moyen des collisions binaires. À l'opposé, si l'origine des photons directs serait des processus mous (bien que c'est une hypothèse peu probable parce que la source principale de photons, les photons du fond qui présentent des contributions mous, a été mesurée et enlevée) l'étalonnage sera donné par

le nombre de participants. Un autre problème est la méconnaissance de l'erreur commise dans le calcul du nombre de collisions et du nombre de participants (voir tableau 6.1). Nous avons utilisé un modèle du type Glauber, qui est le type de modèle le plus utilisé dans les études de physique d'ions lourds. Quand même il s'agit d'un modèle semi-classique où les partons sont traités comme des points durs, et la densité nucléaire est paramétrée par une fonction concrète avec des paramètres concrets. Il est difficile de savoir l'exactitude de ces nombres. Une autre approche est d'utiliser le rapport PbPb/pPb calculé avec les distributions des π^0 . Dans ce rapport nous allons trouver la superposition d'une contribution dure (qui dominera la partie à haute impulsion transverse) et une contribution molle (dans la région de bas p_T). Les résultats sont les suivants :

Étalonnage avec nombre des collisions binaires

La multiplicité de photons directs p+Pb, rapportée à celle des collisions centrales Pb+Pb avec le nombre moyen de collisions binaires, est présentée dans la figure 6.7. Nous remarquons que la pente des deux distributions est différente, étant plus importante pour la distribution Pb+Pb. Dans la région en p_T entre 1,5 et 2,0 GeV/c, où il existe une superposition entre les deux distributions (Pb+Pb et p+Pb étalonnée), la distribution p+Pb est supérieure à celle Pb+Pb. Les erreurs statistiques sont importantes et en les tenant compte, nous pouvons conclure que, au plus, les deux distributions se superposent. Comme nous l'avons déjà exposé, l'erreur dans le calcul du nombre des collisions binaires n'est pas connue. Dans ce cas, nous pouvons conclure qu'il n'y a pas de trace d'une contribution thermique dans le spectre de photons directs Pb+Pb dans la région d'impulsion transverse inférieure à 2 GeV/c.

Étalonnage suivant les pions neutres

La multiplicité de photons directs p+Pb, rapportée à celle des collisions centrales Pb+Pb avec le rapport trouvé dans les mêmes collisions pour les pions neutres, est présentée dans la figure 6.8. Nous pouvons ainsi la comparer avec la multiplicité des collisions centrales Pb+Pb. Pour cela nous avons calculé d'abord le paramètre α qui caractérise le rapport entre les deux distributions des pions :

$$E \left(\frac{d^3\sigma}{dp_T^3} \right)_{AA}^{-} = A^\alpha E \left(\frac{d^3\sigma}{dp_T^3} \right)_{pA}, \quad (6.5)$$

où A est le nombre de masse atomique du noyau de plomb, 208. Cette variation de α en fonction de l'impulsion transverse (figure 6.9) est utilisée pour l'étalonnage des photons directs. Dans la région entre 1,5 et 2,0 GeV/c où il existe une superposition entre les deux distributions, la distribution p+Pb est semblable, voir très légèrement inférieure, à celle Pb+Pb. De même que dans le cas précédent, et en tenant compte des erreurs statistiques, nous ne trouvons pas d'évidence d'une contribution des photons thermiques. Aussi, à cause des larges barres d'erreurs, la possibilité de cette contribution ne peut pas être rejetée non plus.

Etalonnage des photons directs ($N_{\text{bin coll}}$)

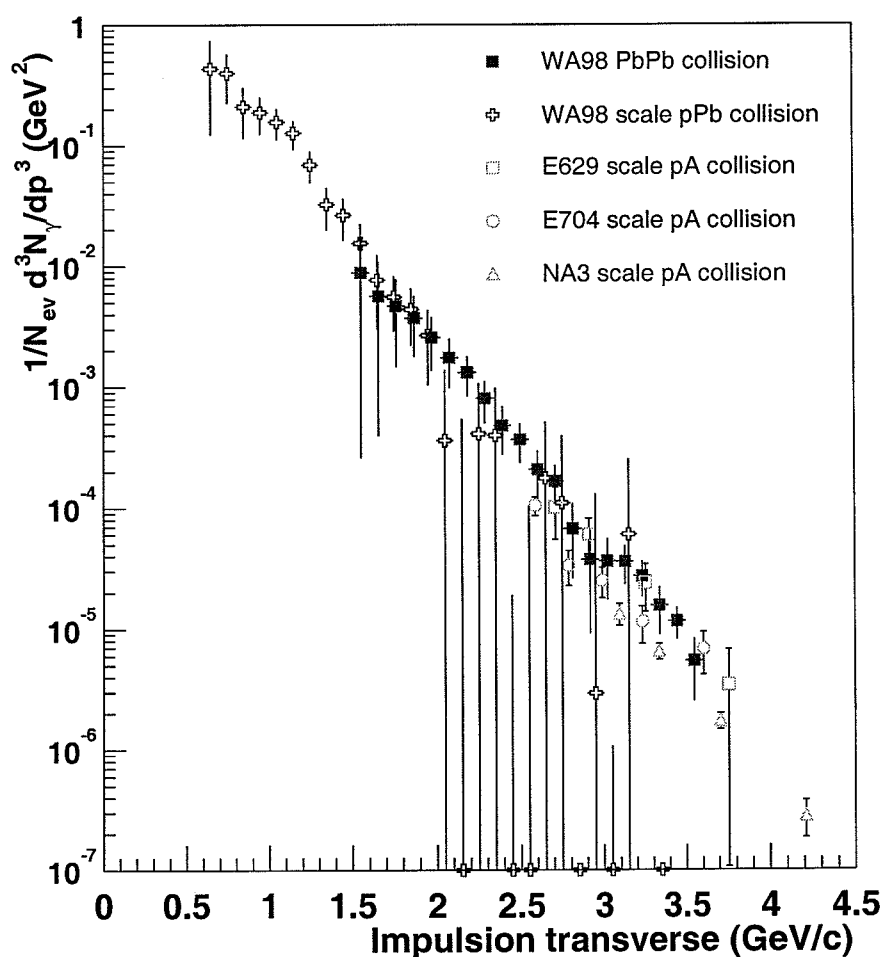


FIG. 6.7 – Multiplicité invariante de la production des photons directs dans des collisions $h+Pb$ étalonnée avec le rapport du nombre des collisions binaires d'un calcul du type Glauber. Elle peut ainsi être comparée avec la multiplicité trouvée dans les collisions 10% centrales $Pb+Pb$ à 158 GeV/c.

Etalonnage des photons directs ($A_{\pi^0}^\alpha$)

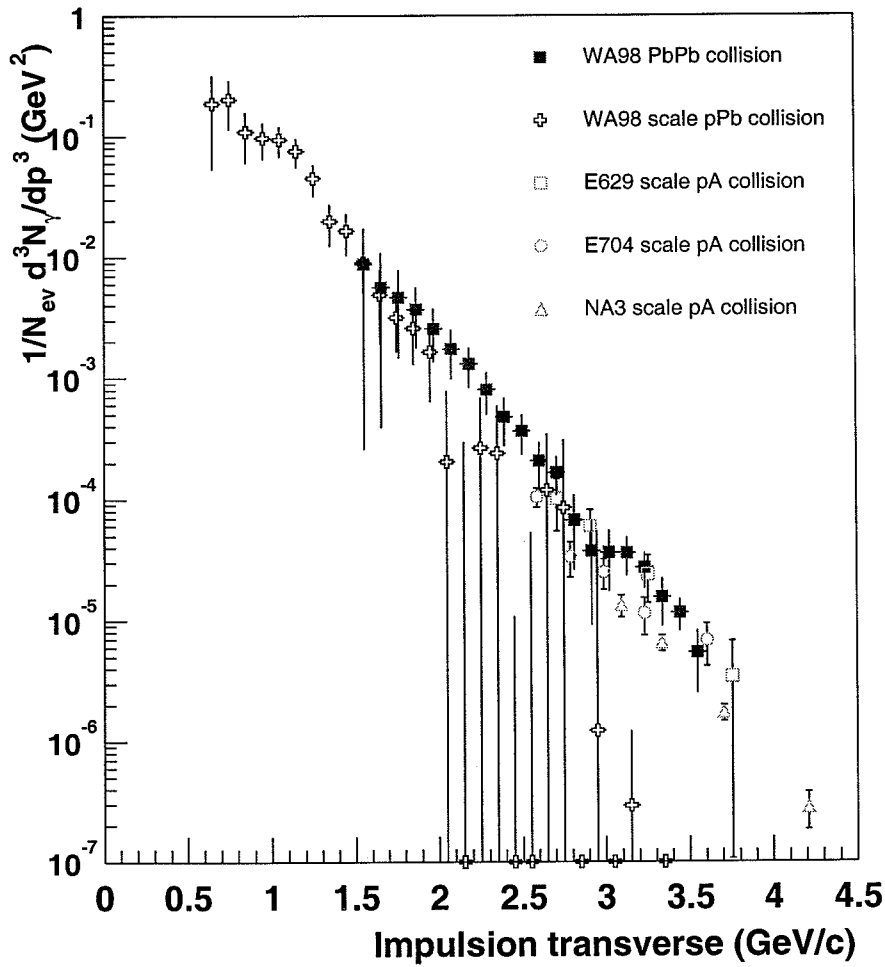


FIG. 6.8 – Multiplicité invariante de la production des photons directs dans des collisions $h+Pb$ étalonnée pour être comparée avec la multiplicité trouvée dans les collisions 10% centrales $Pb+Pb$ à 158 GeV/c. L'étalonnage est effectué avec le rapport entre la production des pions neutres des collisions $Pb+Pb/h+Pb$.

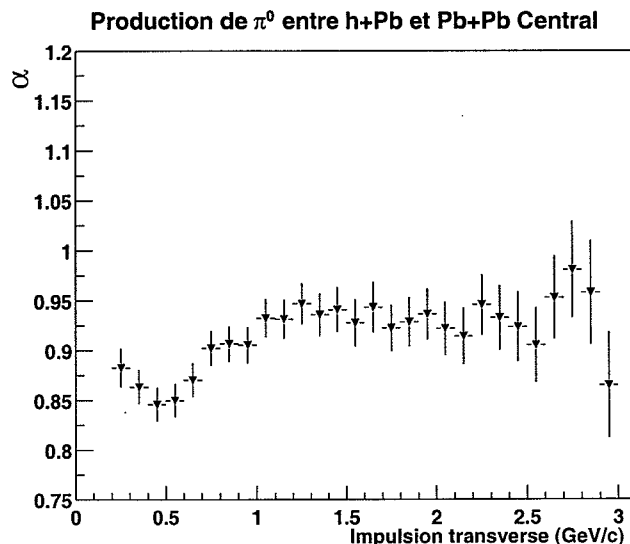


FIG. 6.9 – Paramètre α (équation 6.5) de la distribution des pions neutres entre les collisions de biais minimal $h+Pb$ et les collisions 10% centrales $Pb+Pb$.

Étalonnage selon le nombre de participants

La multiplicité de photons directs $p+Pb$, rapportée à celle des collisions centrales $Pb+Pb$ avec le nombre moyen de participants, est présentée dans la figure 6.10. Dans la région en p_T avec une superposition entre les deux distributions, la distribution $p+Pb$ est inférieure à celle $Pb+Pb$ d'un facteur ≈ 2 . L'hypothèse d'un étalonnage avec le nombre de participants n'est pas crédible. Si nous utilisons le nombre de participants pour normaliser la production des pions neutres (figure 6.11) nous remarquons des valeurs toujours trop importants dans toute la fenêtre en p_T pour correspondre à un bon étalonnage (toujours supérieures à deux). Mais même dans le cas de cet étalonnage, les erreurs des deux distributions se superposent et une contribution dans les collision $Pb+Pb$ au delà de la superposition des collisions $p+Pb$ n'aurait pas été prouvée.

Nous venons de montrer trois types d'étalonnages pour la multiplicité de photons directs trouvée dans des collisions $p+Pb$ aux collisions $Pb+Pb$, pour lesquelles un autre spectre a été trouvé. Nous avons essayé les deux étalonnages extrêmes : avec le nombre des collisions binaires et avec le nombre de participants. Dans aucun cas nous pouvons assurer l'existence d'une contribution thermique au spectre des photons directs $Pb+Pb$. Dans le cas le plus plausible d'un étalonnage en suivant le même paramètre α que les pions neutres (équation 6.5), cette possibilité n'est pas rejetée, bien que nous ne trouvons aucun signe d'une contribution thermique.

6.2 Comparaison aux modèles

Dans cette sous-section nous voulons comparer nos distributions mesurées de pions neutres dans les collisions proton(pion)+ plomb(carbone) à 160 GeV avec les calculs théoriques, particulièrement avec deux générateurs d'événements (Nexus[37] et HIJING) et avec des calculs

Etalonnage des photons directs (N_{part})

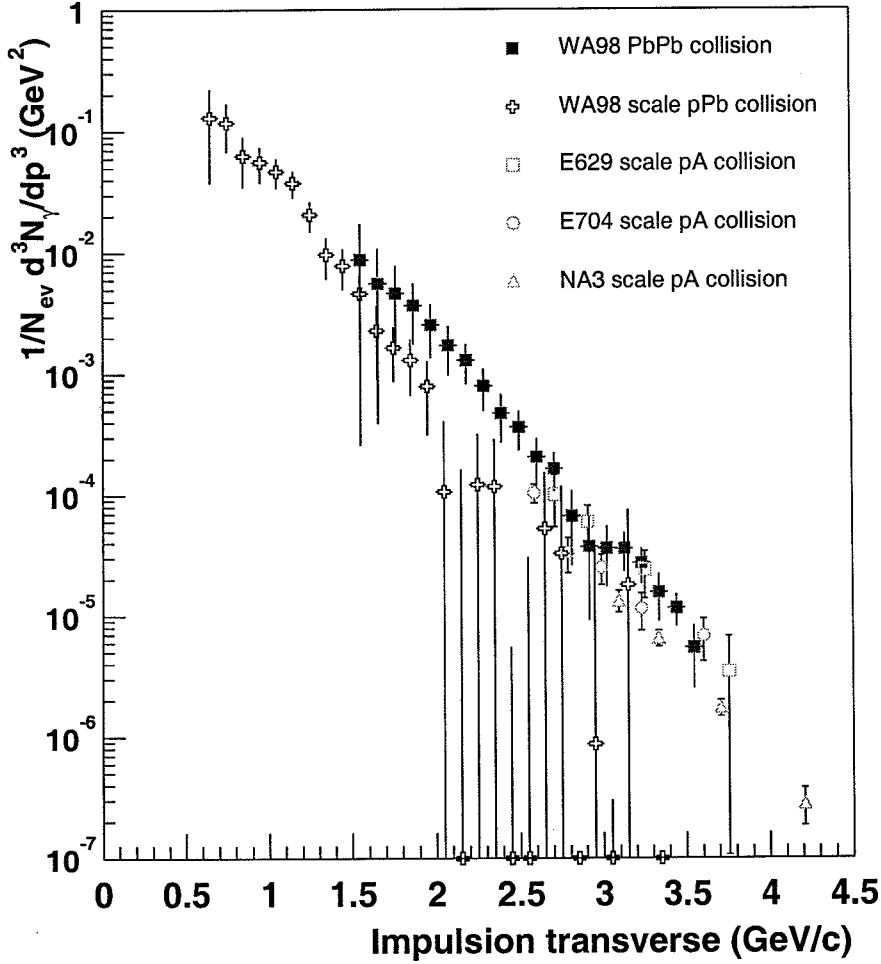


FIG. 6.10 – Multiplicité invariante de la production des photons directs dans des collisions $h+Pb$ étalonnée avec le rapport du nombre de participants d'un calcul du type Glauber pour être comparée avec la multiplicité trouvée dans les collisions $Pb+Pb$ à 158 GeV/c.

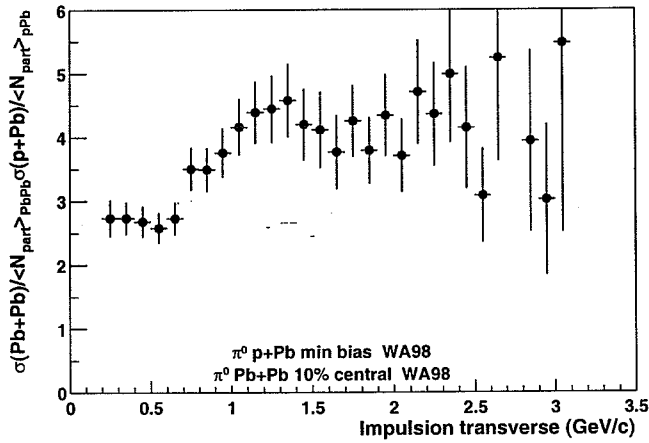


FIG. 6.11 – Rapport de la section efficace invariante des pions neutres des collisions centrales $Pb+Pb$ entre celles du biais minimal $p+Pb$ mesurés par la collaboration WA98, $R_{PbPb/pPb}$. Les sections efficaces invariantes sont d'abord normalisées avec le nombre moyen des participant.

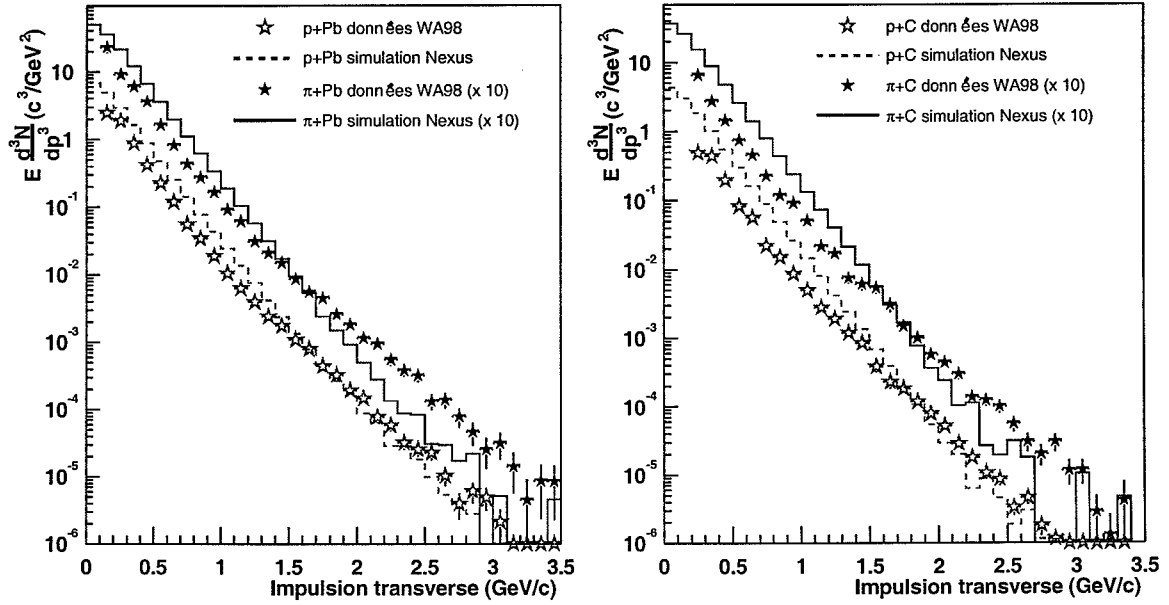


FIG. 6.12 – Multiplicité invariante des pions neutres de données mesurées dans les collisions $p(\pi^+) + Pb$ (à la gauche) et $p(\pi^+) + C$ (à la droite). Les histogrammes sans marqueurs correspondent aux distributions générées avec le programme de simulation Nexus [37]. Les multiplicités avec le faisceau des pions a été multiplié par un facteur 10 pour des raisons de visibilité.

analytiques basés sur des méthodes perturbatives de la QCD.

6.2.1 NEXUS

Le générateur d'événements Nexus[37] (version 2) est basé sur la théorie de Gribov-Regge qui modélise la partie molle des collisions entre partons avec l'échange des Pomerons, des objets phénoménologiques qui décrivent ces interactions. Cette approche a été généralisée pour inclure les processus durs étudiés avec la QCD perturbative. De cette façon, le passage entre les deux régimes se fait d'une façon souple, sans coupure artificielle en impulsion, et en gardant une cohérence dans le calcul de la section efficace totale. En revanche, la version que nous avons utilisé de Nexus n'a pas d'impulsion transverse initiale ni de collisions multiples, lesquelles sont importantes à notre énergie et pour les collisions entre ions. À cause de ce manque les multiplicités des pions neutres calculées ne correspondent pas à celles mesurées (figure 6.12). Pour les quatre systèmes étudiés nous remarquons que les multiplicités simulées en fonction de l'impulsion transverse présentent un excès à basse impulsion et un défaut à haute impulsion.

6.2.2 HIJING

Le générateur d'événements HIJING [99] traite les collisions entre ions avec la production de jets et de minijets qui proviennent de l'interaction entre partons. Cette production de jets est régie par la théorie QCD perturbative. Si l'échange d'impulsion entre les partons n'est pas suffisante pour appliquer des méthodes perturbatives, HIJING utilise les modèles de cordes

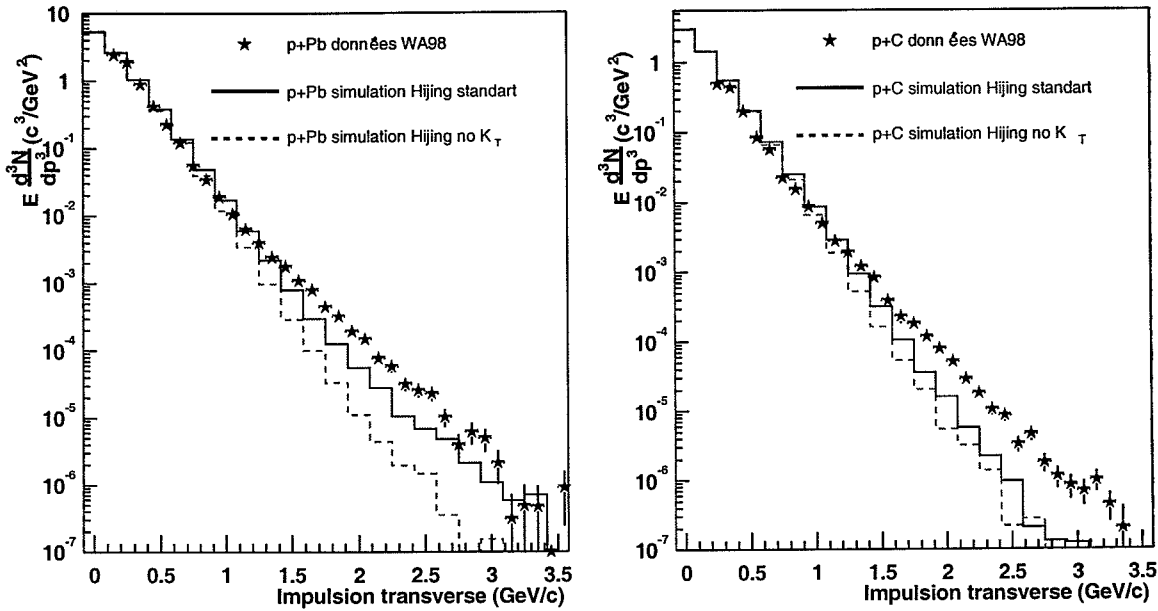


FIG. 6.13 – Multiplicité invariante des pions neutres de données mesurées dans les collisions $p+Pb$ (à la gauche) et $p+C$ (à la droite). Les histogrammes sans marqueurs correspondent aux distributions générées avec le programme de simulation HIJING [99]. Ces simulation sont faites avec et sans k_T intrinsèque.

avec une section efficace constante. Les paramètres du modèle des cordes sont fixés pour arriver au bon accord avec les données expérimentales. En opposition avec Nexus, HIJING inclut un K_T intrinsèque dans ces calculs des sections efficaces (ce k_T intrinsèque peut être mis à zéro ou à sa valeur par défaut). Nous remarquons que la distribution en impulsion transverse des pion neutres calculée par HIJING est en accord avec les données à bas p_T (inférieur à 0,7 GeV/c) et en désaccord à haut p_T . Nous remarquons aussi que dans les simulations sans k_T intrinsèque le désaccord présente un défaut plus important à grande impulsion transverse. Bien que l'introduction de cette impulsion initiale n'est pas suffisante pour reproduire les données et il serait nécessaire d'inclure un élargissement du k_T pour y arriver.

6.2.3 Calculs pQCD

Les calculs des photons durs ou *prompt* et la production des pions neutres se font d'une façon analytique en appliquant des méthodes perturbatives à la théorie de la Chromodynamique Quantique. Des effets d'un k_T intrinsèque dans la distribution des partons peuvent être inclus (comme nous l'avons rappelé dans le chapitre 2) d'une façon plus ou moins phénoménologique, de même que pour un élargissement du k_T . En revanche, pour pouvoir appliquer des méthodes perturbatives, ces calculs présentent un seuil en impulsion qui génère une limite inférieure dans les distributions en $p_T \approx 1,0 - 1,5$ GeV/c, (voir par exemple [38] pour le calcul de photons durs). La région en impulsion transverse où se superpose nos données avec les calculs est alors, soit inexistante soit fortement biaisé par ce seuil et rend impossible les comparaisons.

En résumé nous pouvons dire que les comparaisons entre nos données de la production des pions neutres et des photons directs avec les calculs théoriques et les simulations par des générateurs d'événements (Nexus et HIJING) ne sont pas en accord. Cela est dû, principalement, à l'importance des effets nucléaires comme les collisions multiples dans les collisions proton sur noyau qui ne sont pas faciles à traiter. Aussi, comme nous venons d'indiquer dans la sous-section précédente, les calculs pQCD ne peuvent pas produire une distribution à basse impulsion transverse car elle est biaisée par la coupure en impulsion transférée qu'implique la méthode perturbative.

Chapitre 7

Conclusions et perspectives

La campagne expérimentale au CERN-SPS a été dédiée principalement à la recherche d'un nouvel état de la matière, le plasma de quarks et de gluons, QGP. Il peut être créé dans des collisions centrales entre des ions de plomb à 158 GeV par nucléon. Parmi les propositions des signatures de cette phase partonique, les photons thermiques sont très prometteurs. En effet, ils emportent l'information thermique de l'instant de sa création et ne subissent guère d'interactions secondaires dans ce milieu chaud et dense. En dehors de cet état en équilibre thermique il existe d'autres sources de photons dans les collisions d'ions lourds : Les photons durs provenant des collisions partoniques initiales à haut transfert d'impulsion, les photons thermiques du gaz de hadrons et ceux créés à partir de la décroissance des mésons neutres aux derniers instants de la réaction. Seulement une bonne connaissance des différentes contributions permet une identification non-ambiguë des photons créés dans le QGP. Pour cette connaissance il est important d'étudier des réactions plus simples, sans source thermique de particules, comme les collisions proton sur proton et proton sur noyau.

La collaboration WA98 a mesuré le spectre de photons directs dans les collisions centrales plomb sur plomb. Ce spectre est la somme de la contribution des photons durs et de celle des photons thermiques. Donc, avant de prouver la radiation d'un plasma de partons il est nécessaire d'estimer cette contribution initiale. Dans ce travail nous avons étudié la méthode expérimentale la plus privilégiée pour cette estimation : la mesure des photons avec le même dispositif expérimental, dans des réactions proton sur noyau et à presque même énergie. En particulier :

- Au sein de la collaboration WA98 au CERN nous avons étudié les collisions proton (pion) sur noyau (carbone et plomb) à 160 GeV.
- Nous avons présenté la mesure de pions neutres et de mésons η dans ces collisions avec la technique d'événements mélangés. La connaissance des spectres des mésons neutres nous permet l'extraction des photons directs d'une façon statistique. Cette connaissance provient de la mesure directe des pions neutres et de l'estimation des autres mésons en appliquant l'hypothèse de l'étalonnage en masse transverse (*m_T -scaling*). Cette méthode est semblable à celle utilisée par la collaboration WA98 dans la mesure des photons directs dans les collisions entre des ions de plomb.
- Un autre méthode originale pour la mesure des photons directs a été étudiée basée sur l'identification des pions événement par événement. Cette méthode du cône donne des

résultats compatibles avec la méthode classique et semble être prometteuse car elle n'est que très légèrement dépendante du spectre mesuré des pions. Néanmoins le manque de statistique dans nos données n'as pas permit de l'utiliser dans la comparaison avec les photons directs des réactions Pb+Pb. Cependant, elle pourra être utilisée dans les analyses futures des photons directs (PHENIX au RHIC ou ALICE au sein de LHC).

- Les sections efficaces des pions neutres sont comparés à celles des réactions extrapolées proton sur proton. Le rapport des sections efficaces est comparé à d'autres rapports expérimentaux et cela nous servira comme étalonnage global.
- Les sections efficaces des pions neutres sont comparées à celles trouvées dans les collisions centrales entre des ions de plomb. Le comportement du rapport à haute impulsion transverse ne montre aucune lacune des particules à grand p_T dans les collisions Pb+Pb. Cette lacune serait une signature de la perte d'énergie des jets dans un milieu chaud comme un plasma de partons.
- La section efficace de photons directs extraite des collisions proton sur plomb sert à estimer la contribution des photons initiaux dans des collisions centrales Pb+Pb. Pour cela, la distribution mesurée doit être étalonnée pour tenir compte de la différence du nombre de collisions à l'origine des photons. Les différents étalonnages crédibles sont compatibles avec le spectre des photons directs Pb+Pb mesuré.
- Il n'y a pas de preuve d'une source de rayonnement thermique dans le spectre de photons directs entre les collisions des ions de plomb au CERN-SPS. Néanmoins, au regard des erreurs importantes, cette radiation thermique n'est pas non plus exclue.

Annexe A

Rappels de cinématique relativiste

Dans le cas du faisceau de protons accélérés à une énergie de 160 GeV, la vitesse imprimée à ceux-ci est $\beta = \frac{v}{c}$ égale à 0,99998 et un traitement relativiste est alors nécessaire. Les variables cinématiques, caractéristiques de ces particules, définies par rapport à la direction perpendiculaire à l'axe du faisceau sont invariantes par transformation de Lorentz. Ce sont l'impulsion transverse p_T ,

$$p_T = \sqrt{p_x^2 + p_y^2}, \quad (\text{A.1})$$

et l'angle azimutal ϕ ,

$$\phi = \arctan\left(\frac{p_y}{p_x}\right). \quad (\text{A.2})$$

Pour définir l'impulsion longitudinale, la variable utilisée est la rapidité, y ,

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right). \quad (\text{A.3})$$

La rapidité a la propriété de se transformer sous l'action d'une vitesse d'entraînement β' le long de l'axe z ou axe du faisceau, de la façon suivante,

$$y \rightarrow y' = y + \tanh^{-1}(\beta') \quad (\text{A.4})$$

L'énergie et l'impulsion des particules qui permettent la définition de la rapidité, n'étant pas toujours mesurées par les expériences, une autre variable géométrique peut remplacer y , la pseudo-rapidité, η , qui s'exprime comme,

$$\eta = -\ln \left[\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right], \quad (\text{A.5})$$

où θ est l'angle entre l'impulsion de la particule et l'axe du faisceau. Pour les particules non massives ($p \gg m$) et à grand angle ($\theta \gg 1/\gamma$), la rapidité sera, approximativement, égale à la pseudo-rapidité. La variable γ est le facteur de Lorentz,

$$\gamma = \frac{1}{\sqrt{1 - \beta^2}}. \quad (\text{A.6})$$

Annexe B

Modèle Glauber

Un modèle du type Glauber pour les collisions d'ions lourds aux énergies relativistes est un modèle géométrique de collisions nucléon-nucléon au sein des noyaux. Il est basé sur l'idée de que les nucléons qui passent à travers du noyau ont un certain libre parcours moyen et, pendant les collisions avec des autres nucléons, il peuvent être excités ou changer leurs identités, mais il resteront les mêmes. Par conséquent, les nucléons peuvent faire plusieurs collisions inélastiques avec des autres nucléons.

Dans la base de ce modèle se trouve la fonction d'épaisseur du noyau A en fonction du paramètre d'impact $\vec{b}$ définie comme :

$$T_A(\vec{b}) = \frac{1}{N_A} \int_{-\infty}^{\infty} \rho(\vec{b}, z) dz, \quad (\text{B.1})$$

où $\rho(\vec{r})$ est la densité nucléaire et N_A est le nombre effectif des nucléons dans le noyau A qui normalise la fonction d'épaisseur,

$$N_A = 2\pi \int_0^{\infty} \int_0^{\pi} \rho(r) r^2 \sin \phi d\phi dr. \quad (\text{B.2})$$

Avec la fonction d'épaisseur d'un noyau, nous pouvons définir la probabilité d'avoir une collision inélastique nucléon-nucléon à un certain paramètre d'impact $\vec{b}$ dans la collision entre les ions A et B. Cette probabilité est la fonction d'épaisseur fois la section efficace de collision inélastique σ_{in}^{nn} ,

$$P_1(\vec{b}) = T(\vec{b})\sigma_{in}^{nn} = \int T_A(\vec{b}_A) T_B(\vec{b}_B) t(\vec{b} - \vec{b}_A - \vec{b}_B) d\vec{b}_A d\vec{b}_B \sigma_{in}^{nn}. \quad (\text{B.3})$$

avec $t(\vec{r})$ la fonction du profile nucléaire qui peut s'approcher par la fonction d'une sphere dure. La section efficace de collision nucléon-nucléon, σ_{in}^{nn} , a été mesurée avec une valeur de 30 mb, et est presque indépendante de l'énergie à partir de 3 GeV. Pour nos calculs des collisions πA la section efficace de base sera celle de la collision pion-nucléon de 20 mb qui correspond à l'idée intuitive $\sigma_{in}^{\pi n} = \frac{2}{3}\sigma_{in}^{nn}$, par rapport à la différence du contenu en partons entre un baryon et un méson.

Le calcul de la section efficace d'interaction entre noyaux AB (σ_{in}^{AB}), passe par le calcul de la probabilité de faire un nombre N des collisions nn, c'est une fonction de $\vec{b}$ lié à la

probabilité d'en faire une (équation B.3) :

$$P_N(\vec{b}) = \binom{AB}{N} [P_1(\vec{b})]^N [1 - P_1(\vec{b})]^{AB-N}; \quad (\text{B.4})$$

en faisant la somme de N égal à 1 jusqu'à N égal à AB , nous retrouvons la section efficace σ_{in}^{AB} :

$$\sigma_{in}^{AB} = \int \left(1 - [1 - P_1(\vec{b})]^{AB} \right) d\vec{b}. \quad (\text{B.5})$$

En plus d'une section efficace d'interaction, le modèle Glauber permet aussi calculer le nombre des collisions binaires,

$$N_{coll}(\vec{b}) = \sum_{i=1}^{AB} i P_i(\vec{b}) = AB T(\vec{b}) \sigma_{in}^{nn}. \quad (\text{B.6})$$

Une fonction de densité nucléaire souvent prise, et utilisée dans les calcul pour cette analyse, est celle de Wood-Saxon :

$$\rho(\vec{r}) = \frac{1}{1 + \exp(\vec{r} - R_A/a)}, \quad (\text{B.7})$$

avec les paramètres R_A et a définis selon le nombre de masse du noyau A :

$$R_A = (1, 19A^{\frac{1}{3}} - 1, 6A^{-\frac{1}{3}}) fm \quad (\text{B.8})$$

$$a = 0, 54 fm \quad (\text{B.9})$$

Bibliographie

- [1] M. C. Abreu et al. Dimuon and charm production in nucleus nucleus collisions at the cern-sps. *Eur. Phys. J.*, C14 :443–455, 2000.
- [2] K. Adcox et al. Transverse mass dependence of two-pion correlations in au + au collisions at $s(\text{nn})^{1/2} = 130\text{-gev}$. *Phys. Rev. Lett.*, 88 :192302, 2002.
- [3] C. Adler. Mid-rapidity anti-proton to proton ratio from au + au collisions at $s(\text{nn})^{1/2} = 130\text{-gev}$. *Phys. Rev. Lett.*, 86 :4778–4782, 2001.
- [4] C. Adler et al. Pion interferometry of $s(\text{nn})^{1/2} = 130\text{-gev}$ au + au collisions at rhic. *Phys. Rev. Lett.*, 87 :082301, 2001.
- [5] M. M. Aggarwal and col. Centrality dependence of neutral pion production in 158A GeV 208Pb + 208Pb collisions. *Phys. Rev. Lett.*, 81 :19, 1998.
- [6] M. M. Aggarwal and col. Direct photons production in 158A GeV 208Pb +208Pb collisions. 2000.
- [7] M. M. Aggarwal and col. Observation of direct photons in central 158A GeV 208Pb +208Pb collisions. *Phys. Rev. Lett.*, 85 :3595, 2000.
- [8] M. M. Aggarwal and col. Search for disoriented chiral condensates in 158A GeV Pb+Pb collisions. *Phys. Lett.*, B420 :169, 2000.
- [9] M. M. Aggarwal et al. Central pb + pb collisions at 158-a-gev/c studied by pi- pi-interferometry. *Eur. Phys. J.*, C16 :445–451, 2000.
- [10] M. M. Aggarwal et al. Three pion interferometry results from central pb + pb collisions at 158-a-gev/c. *Phys. Rev. Lett.*, 85 :2895, 2000.
- [11] T. Akesson and col. Transverse energy measurements in proton-nucleus interactions at high energy. *Z. Phys.*, C58 :239, 1993.
- [12] C. Albajar et al. A study of the general characteristics of proton - anti-proton collisions at $s^{1/2} = 0.2\text{-tev}$ to 0.9-tev . *Nucl. Phys.*, B335 :261, 1990.
- [13] G. Altarelli and G. Paresi. Asymptotic freedom in parton language. *Nucl. Phys.*, B126, 1977.
- [14] D. Antreasyan et al. Production of hadrons at large transverse momentum in 200-gev, 300-gev and 400-gev p p and p n collisions. *Phys. Rev.*, D19 :764, 1979.
- [15] L. Apanasevich et al. Evidence for parton k(t) effects in high-p(t) particle production. *Phys. Rev. Lett.*, 81, 1998.
- [16] L. Apanasevich et al. K(t) effects in direct photon production. *Phys. Rev.*, D59 :074007, 1999.

- [17] P. Aurenche et al. Scheme invariant higher order qcd predictions for large $p(t)$ photo-production reactions. *Nucl. Phys.*, B286 :509, 1987.
- [18] P. Aurenche et al. A critical phenomenological study of inclusive photon production in hadronic collisions. *Eur. Phys. J.*, C9 :107–119, 1999.
- [19] P. Aurenche, F. Gelis, R. Kobes, and H. Zaraket. Bremsstrahlung and photon production in thermal QCD. *Phys. Rev.*, D58 :085003, 1998.
- [20] R. Baier, YL. Dokshitzer, A Mueller, S. Peigne, and D. Schiff. Radiative energy loss of high energy quarks and gluons in a finite-volume quark-gluon plasma. *Nucl. Phys.*, B483, 1997.
- [21] R. Baier, H. Nakkagawa, A. Niegawa, and K. Redlich. Production rate of hard thermal photons and screening of quark mass singularity. *Z. Phys.*, C53 :433–438, 1992.
- [22] I. G. Bearden et al. Proton and antiproton distributions at mid-rapidity in proton nucleus and sulphur nucleus collisions. *Phys. Rev.*, C57 :837–846, 1998.
- [23] C.J. Benesh, J. Qiu, and J.P. Vary. J/ψ suppression in hadron - nucleus collisions. *Phys. Rev.*, C50, 1994.
- [24] F. Berger et al. Particle identification in modular electromagnetic calorimeters. *Nucl. Instrum. Meth.*, A321 :152–164, 1992.
- [25] O. Biebel, P. Nason, and B.R. Webber. Jet fragmentation in e^+e^- annihilation. 2001.
- [26] F. M. Borzumati and G. Kramer. Inclusive particle production in p anti- p collisions. *Z. Phys.*, C67 :137–142, 1995.
- [27] R. Brun, R. Hagelberg, M. Hansroul, and J. C. Lassalle. Geant : Simulation program for particle physics experiments. user guide and reference manual. *CERN-DD-78-2-REV*, 1978.
- [28] R. Brun and F. Rademakers. Root : An object oriented data analysis framework. *Nucl. Instrum. Meth.*, A389 :81–86, 1997.
- [29] D. Bucher. *Produktion direkter Photonen in ultrarelativistischen Schwerionenstößen*. Thèse doctorale, Universität Münster, 1999.
- [30] H. Büsching. *Untersuchung nichtlinearer Effekte im Bleiglaskalorimeter LEDA - Eine Computersimulation*-. Diplomarbeit, Universität Münster, 1997.
- [31] A. S. Carroll et al. Total cross-sections of $\pi^+,-$, $K^+,-$, p and anti- p on protons and deuterons between 200-gev/c and 370-gev/c. *Phys. Lett.*, B80 :423, 1979.
- [32] A. Chodos, R.L. Jaffe, K. Johnson, C.B. Thorn, and V.F. Weisskopf. A new extended model of hadrons. *Phys. Rev.*, D9, 1974.
- [33] F. Cooper and G. Frye. Comment on the single particle distribution in the hydrodynamic and statistical thermodynamic models of multiparticle production. *Phys. Rev.*, D10, 1974.
- [34] F. Cooper, G. Frye, and E. Schonberg. Landau's hydrodynamic model of particle production and electron positron annihilation into hadrons. *Phys. Rev.*, D11, 1975.
- [35] J. W. Cronin et al. Production of hadrons with large transverse momentum at 200-gev, 300-gev, and 400-gev. *Phys. Rev.*, D11 :3105, 1975.

- [36] V. A. Davydov et al. Particle identification in hodoscope cerenkov spectrometer. *Nucl. Instr. Meth.*, 145 :267, 1977.
- [37] H. J. Drescher, M. Hladik, S. Ostapchenko, T. Pierog, and K. Werner. Parton-based gribov-regge theory. *Phys. Rept.*, 350 :93–289, 2001.
- [38] A. Dumitru, L. Frankfurt, L. Gerland, H. Stöcker, and M. Strikman. Nuclear broadening effects on hard prompt photons at relativistic energies. *Phys. Rev.*, C64 :054909, 2001.
- [39] A. Dumitru and D.H. Rischke. Collective dynamics in highly relativistic heavy-ion collisions. *Phys. Rev.*, C59 :354, 1999.
- [40] K. Adcox et al. Suppression of hadrons with large transverse momentum in central au+au collisions at $\sqrt{s} = 130$ gev. *Phys. Rev. Lett.*, 88 :22301, 2002.
- [41] R.K. Ellis, W.J. Stirling, and B.R. Webber. *QCD and collider physics*. Cambridge University Press, 1996.
- [42] K. J. Eskola and X.-N. Wang. High $p(t)$ jet production in p p collisions. *Int. J. Mod. Phys.*, A10 :3071, 1995.
- [43] G.R. Young et al. The zero-degree calorimeter for the relativistic heavy-ion experiment WA80 at CERN. *Nucl. Instr. Meth.*, A279 :503, 1989.
- [44] L. Carlen et al. Performance of multi-step avalanche chambers equipped with two-dimensional electronic readout. *Nucl. Instr. Meth.*, A412 :361, 1998.
- [45] L.A. Winckelmann et al. Microscopic calculations of stopping and flow from 160-a-mev to 160-a-gev. *Nucl. Phys.*, A610, 1996.
- [46] M. Arneodo et al. Nuclear effects in structure functions. *Phys. Rep.*, 240, 1994.
- [47] M. Izycki et al. A large multistep avalanche chamber : description and performance. *Nucl. Instr. Meth.*, A310 :92, 1991.
- [48] M. M. Aggarwal et al. Directed flow in 158-a-gev pb-208 + pb-208 collisions. *Sumit Phys.Rev.Lett.*, 1998.
- [49] M.M. Aggarwal et al. A preshower photon multiplicity detector for the WA93 experiment. *Nucl. Instr. Meth.*, A372 :143, 1996.
- [50] M.R. Adams et al. Saturation of shadowing at very low $x(bj)$. *Phys. Rev. Lett.*, 68, 1992.
- [51] R. Albrecht et al. Production of eta mesons in 200 AGeV/c S+S and S+Au reactions. *Phys. Lett.*, B361 :14–20, 1995.
- [52] T.C. Awes et al. The mid-rapidity calorimeter for the relativistic heavy-ion experiment WA80 at CERN. *Nucl. Instr. Meth.*, A279 :479, 1989.
- [53] A. Fasso, A. Ferrari, P. R. Sala, and J. Ranft. Fluka : Status and prospects for hadronic applications. *Lisbon 2000, Advanced Monte Carlo for radiation physics, particle transport simulation and applications*, 2000.
- [54] H. Fesefeldt. Gheisha, the simulation of hadronic showers : physics and applications. 1985. PITHA-85-02.

- [55] T. A. Gabriel, J. D. Amburgey, and B. L. Bishop. Calor : Monte carlo program package for the design and analysis of calorimeter systems. 1977. ORNL/TM-5619.
- [56] C. Gale and J.I. Kapusta. Vector dominance model at finite temperature. *Nucl. Phys.*, B357, 1991.
- [57] F. J. M. Geurts. *Neutral meson production in hot matter*. Thèse doctorale, Universiteit Utrecht, 1998.
- [58] V.N. Gribov and L.N. Lipatov. Deep inelastic e p scattering in perturbation theory. *Sov. J. Nucl. Phys.*, 15, 1972.
- [59] Particle Data Group. Review of particle properties. *Phys. Rev.*, D50, 1994.
- [60] A. Gurtu et al. Energy dependence of multiplicity in proton - nucleus collisions and models of multiparticle production. *Pramana*, 3 :311, 1974.
- [61] M. Gyulassy and M. Plumer. Jet quenching in dense matter. *Phys. Lett.*, B243 :432-438, 1990.
- [62] R. Hagedorn. Multiplicities, p(t)distributions and the expected hadron $\rightarrow$ quark-gluon phase transition. *Riv. Nuovo Cim.*, 6N10 :1-50, 1984.
- [63] C. Harnack. Communication privé, 2000.
- [64] L. Gatignon. Information dans la page web. <http://cern.ch/gatignon/partprod.html>.
- [65] B. A. Kniehl J. Binnewies and G. Kramer. Inclusive hadron production in photon-photon collisions at next-to-leading order. *Phys. Rev.*, D53 :6110-6119, 1996.
- [66] J. Jalilian-Marian, K. Orginos, and I. Sarcevic. Prompt photons at rhic. *Phys. Rev.*, C63 :041901, 2001.
- [67] K. Kajantie and R. Raitio. Quark gluon plasma in ultrarelativistic nucleus-nucleus collisions. *Phys. Lett.*, B121 :415, 1983.
- [68] J. Kapusta, P. Lichard, and D. Seibert. High-energy photons from quark - gluon plasma versus hot hadronic gas. *Phys. Rev.*, D44 :2774-2788, 1991.
- [69] F. Karsch. The phase transition to the quark gluon plasma : Recent results from lattice calculations. *Nucl. Phys.*, A590 :367, 1995.
- [70] N. Kidonakis and J. F. Owens. Soft-gluon resummation and nnlo corrections for direct photon production. *Phys. Rev.*, D61 :094004, 2000.
- [71] H. L. Lai and H. N. Li. Origin of the k(t) smearing in direct photon production. *Phys. Rev.*, D58 :114020, 1998.
- [72] Y.Y. Lee. Trigger system for wa98. *Internal Repport WA98/94-01*, 1994.
- [73] W.R. Leo. *Techniques for Nuclear and Particle Physics Experiments*. Springer Verlag, 1992.
- [74] W. T. Lin et al. Development of a double metal, ac-coupled silicon pad detector. *Nucl. Instrum. Meth.*, A389 :415-420, 1997.
- [75] V. Peskov P. Fonte and B. Ramsey. The fundamental limitations of high-rate gaseous detectors. *IEEE Nuclear Scien.*, 46 :321, 1999.

- [76] Gabor Papp, Gergely Barnafoldi, George Fai, Peter Levai, and Yi Zhang. Effects of dense matter on hadron production in heavy-ion collisions. 2000.
- [77] Gabor Papp, Peter Levai, and George Fai. Saturating Cronin effect in ultrarelativistic proton nucleus collisions. *Phys. Rev.*, C61 :021902, 2000.
- [78] T. Peitzmann et al. A new monitoring system for the photon spectrometer used in the WA98 experiment. *Nucl. Instr. Meth.*, A376 :368, 1996.
- [79] T. Peitzmann and M.H. Thoma. Direct photons from relativistic heavy-ion collisions. *Phys. Rept.*, 364 :175–246, 2002.
- [80] CERN press release. New state of matter created at CERN. 2000.02.10 CERN press release, 2000.
- [81] Proceeding QM99. 14th international conference on ultra-relativistic nucleus-nucleus collisions. *Nucl. Phys.*, A661, 1999.
- [82] K. Reygers. *Teilchenproduktion in ultrarelativistischen p+Pb- und Pb+Pb- Reaktionen*. Thèse doctorale, Universität Münster, 1999.
- [83] K. Reygers. Communication privé, 2001.
- [84] J. M. Rubio et al. Performance of a light emitting multistep avalanche chamber tracking system in pb + pb collisions. *Nucl. Instrum. Meth.*, A367 :358–361, 1995.
- [85] Y. Schutz. Photon physics at ultrarelativistic-energy heavy ion collisions. *Talk presented to the 12th Indian Summer School RHIP 99*, 1999.
- [86] A. Shor. Scaling patterns for particle production in relativistic nuclear collisions. *Phys. Lett.*, B274 :11, 1992.
- [87] T. Sjostrand. High-energy physics event generation with pythia 5.7 and jetset 7.4. *Comput. Phys. Commun.*, 82 :74–90, 1994.
- [88] J. Sollfrank et al. Hydrodynamical description of 200-A-GeV/c s + Au collisions : Hadron and electromagnetic spectra. *Phys. Rev.*, C55 :392–410, 1997.
- [89] H. Sorge, H. Stocker, and W. Greiner. Relativistic quantum molecular dynamics approach to nuclear collisions at ultrarelativistic energies. *Nucl. Phys.*, A498, 1989.
- [90] Dinesh Kumar Srivastava, Munshi Golam Mustafa, and Berndt Muller. Expanding quark-gluon plasmas : Transverse flow, chemical equilibration, and electromagnetic radiation. *Phys. Rev.*, C56 :1064–1074, 1997.
- [91] Dinesh Kumar Srivastava, Bikash Sinha, Ioulia Kvasnikova, and Charles Gale. Emission of single photons, hadrons, and dileptons in pb + pb collisions at CERN SPS and quark hadron phase transition. *Nucl. Phys.*, A698 :432–435, 2002.
- [92] Frank D. Steffen and Markus H. Thoma. Hard thermal photon production in relativistic heavy ion collisions. *Phys. Lett.*, B510 :98–106, 2001.
- [93] P. Steinberg. *Search for disoriented chiral condensate*. Thèse doctorale, M.I.T. Boston, 1998.
- [94] H. et al Ströbele. Negative particle production in nuclear collisions at 60-GeV/nucleon and 200-GeV/nucleon. *Z. Phys.*, C38 :89, 1988.

- [95] M.J. Tannenbaum. *Quark-Gluon Plasma*. Springer Verlag, 1990.
- [96] Y.S. Tsai. Pair production and bremsstrahlung of charged leptons. *Rev. Mod. Phys.*, 46 :815, 1974.
- [97] C. Twenhöfel. Thèse doctorale, Universiteit Utrecht, 1997.
- [98] W. Vogelsang and M.R. Whalley. A compilation of data on single and double prompt photon production in hadron hadron interactions. *J. Phys. G.*, 23 :A1, 1997.
- [99] X-N Wand and M. Gyulassy. Hijing 1.0 : A monte carlo program for parton and particle production in high-energy hadronic and nuclear collisions. *Comp. Phys. Comm.*, 83 :307, 1994.
- [100] Enke Wang and Xin-Nian Wang. Interplay of soft and hard processes and hadron p(t) spectra in p a and a a collisions. *Phys. Rev.*, C64 :034901, 2001.
- [101] X.-N. Wang. Where is the jet quenching in Pb + Pb collisions at 158 AGeV? *Phys. Rev. Lett.*, 81, 1998.
- [102] Xin-Nian Wang. Systematic study of high p(t) hadron spectra in p p, p a and a a collisions at ultrarelativistic energies. *Phys. Rev.*, C61 :064910, 2000.
- [103] Page web de la collaboration NA44. <http://www.nbi.dk/na44>.
- [104] Page web de la collaboration NA49. <http://na49info.cern.ch>.
- [105] Page web de la collaboration NA52. <http://www.lhep.unibe.ch/newmass>.
- [106] Page web de la collaboration WA97. <http://www.cern.ch/WA97>.
- [107] Page web des collaborations NA45 et CERES. <http://ceres6.physi.uni-heidelberg.de/groups/ceres/>.
- [108] L. Xiong, E. Shuryak, and G. E. Brown. Photon production through ω resonance in high-energy heavy ion collisions. *Phys. Rev.*, D46 :3798-3801, 1992.
- [109] Marek Zielinski. Effects of parton kt in high-pt particle production. 2000.

Remerciements

Un travail de thèse n'est jamais un travail individuel mais le résultat des interactions entre l'étudiant et le groupe des personnes qui l'entourent durant la longue période de travail (en dehors et au sein du laboratoire...). D'abord il y a le directeur de thèse et le groupe auquel on appartient qui nous guident avec ses idées, opinions, expériences, exigences etc. Mais le cadre est aussi une grande collaboration internationale qui surveille l'avancement du travail avec un point de vu plus lointain, c'est à dire, plus critique. Tout cela se passe dans un laboratoire avec les échanges scientifiques et humains entre les différents membres que cela comporte. Aussi, les appuis personnels de l'étudiant en dehors des scientifiques vont aider à passer les mauvais moments dans ce travail qui est long et qui nécessite de la ténacité. Ici je voudrais remercier à toutes ces personnes. Le fait de côtoyer et de travailler avec un ensemble des gens grand et inhomogène, de différentes coutumes et nationalités, a fait de mon séjour à Nantes, au moins, un grand apprentissage humain et du travail scientifique.

Je voudrais remercier d'abord à mon directeur de thèse Yves Schutz d'avoir voulu encadrer mon travail depuis notre rencontre comme étudiante étrangère qui passait sa maîtrise en France et qui voulait faire un stage au sein de son laboratoire. Il m'a accueilli dans son groupe où j'ai pu profiter de l'excellente ambiance scientifique pendant ces années. Cette thèse en est le résultat. Je ne veux pas oublier à mon "deuxième" directeur de thèse, Ginés Martínez, avec lequel j'ai travaillé tête-à-tête depuis le début. Il m'a accompagné dans cette aventure de faire part de la collaboration WA98 "en solitaire". Je tiens aussi à remercier aux membres mon groupe de travail, le groupe photon de SUBATECH, pour tellement des heures passées dans notre réunion hebdomadaire en discutant sur la physique des photons en général et dans lesquelles j'ai beaucoup appris.

Aussi remercier aux membres de la collaboration WA98 et en particulier son *spokeperson* Terry Awes. Sa profonde connaissance de l'expérience et de tous les détails qui peuvent concerner les analyses m'a aidé à rester critique avec mon travail et à connaître les aspects techniques que, d'une autre façon, seraient passés inaperçus pour moi.

Besonders mag ich einige Worte schreiben um der Professor Santo Arbeitsgruppe in Münster zu danken. Sie hatten Erfahrung mit der Photonanalyse von WA98 und waren immer in der Nähe für meinen fernen Fragen. Mein Aufenthalt in dieser Universität hat die geschäftliche Beziehung auch in eine freundschaftliche umgewandelt. Danke an alle Aktuellen und Ehemaligen : R. Santo, T. Peitzmann, Klaus, Hubertus, Damian, Steffen, Henner, Christian und Urban.

Merci aussi à mes amis et collègues de SUBATECH, qui ont tous été de sympathiques compagnons de travail. Les pauses café de l'après-midi entre les jeunes ont été une source des discussions, plus ou moins scientifiques, mais surtout d'un repos et soulagement mérité. Merci à ma *cobureauitaire* Regina pour son amitié, à mon *cobureauitaire* Cyrille pour les moments de détente en parlant sur la belle langue de Molière. Merci à Tanguy et Fabrice I, Xiaomei, Fuming, Marc, Sandra. J'ai beaucoup appris et je me suis amusée avec eux. Sans oublier à Ludovic, Fabrice II et Javier pour son support, spécialement pendant le *nundinum horrible*. À Raquel pour tellement de week-ends "au soleil"... trop dur sans sa compagne.

Je remercie bien sûr pour leur travail de relecture et de corrections des erreurs de langue (travail vraiment très long et fastidieux) Ginés, Hugues, Yves et au groupe de "bénévoles" : Ludo, Sandrine, Brice, Xavier et Tanguy.

Je suis reconnaissante à Terry Awes et Francisco Fernández González d'avoir acceptés d'être rapporteurs de ma thèse. De plus la tâche était particulièrement difficile parce que le français n'est pas la langue maternelle d'aucun d'entre nous. Leurs commentaires et leurs questions m'ont permis de clarifier ma rédaction et m'ont donné de nouvelles pistes de réflexion.

Je remercie tous les membres de mon jury de thèse, Daniel Adouin, Philippe Chomaz, Thomas Peitzmann et Klaus Werner, de me faire l'honneur de lire le mémoire avec intérêt et d'assister à ma soutenance.

Muchas gracias también a mi familia que me sigue apoyando desde la distancia, desde hace ya algún tiempo. Sin ellos no estaría aquí. Gracias a mi *comunidad* de Salamanca : Beatriz, Julia, Rosa, Luis, Sandra, Upe y Cruz. Tampoco sin ellos sería lo que soy.

Je laisse pour la fin l'individu le plus important. Si il y a une personne que doit se sentir responsable de la finalisation de ce travail, c'est Hajo. Les derniers mois avant la fin sont devenus intenable et sans son support je ne serais pas maintenant en train d'écrire ces dernières lignes.

