



HAL
open science

Étude des décroissances semi-muoniques de saveurs lourdes à bas Pt, et de l'efficacité de trajectographie du spectromètre à muons d'ALICE.

Nicolas Le Bris

► **To cite this version:**

Nicolas Le Bris. Étude des décroissances semi-muoniques de saveurs lourdes à bas Pt, et de l'efficacité de trajectographie du spectromètre à muons d'ALICE.. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université de Nantes, 2009. Français. NNT: . tel-00464809

HAL Id: tel-00464809

<https://theses.hal.science/tel-00464809>

Submitted on 18 Mar 2010

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITÉ DE NANTES
FACULTÉ DES SCIENCES ET TECHNIQUES

ÉCOLE DOCTORALE
MOLÉCULES, MATIÈRE ET MATÉRIAUX EN PAYS DE LOIRE

Année : 2009

N° attribué par la bibliothèque

--	--	--	--	--	--	--	--	--	--

Étude des décroissances semi-muoniques de saveurs lourdes à bas p_t , et de l'efficacité de trajectographie du spectromètre à muons d'ALICE

THÈSE DE DOCTORAT
Discipline : Physique Nucléaire
Spécialité : Physique des Ions Lourds

Présentée et soutenue publiquement par

Nicolas LE BRIS

Le 25 Septembre 2009, devant le jury ci-dessous

Président K. WERNER, *Professeur, Université de Nantes, SUBATECH, Nantes*
Rapporteurs H. BOREL, *Ingénieur de recherche, CEA, Saclay*
J.Y GROSSIORD, *Directeur de recherche, IPNL, Lyon*
Examineurs F. ANTINORI, *Primo Ricercatore, INFN, Padova*
C. FINCK, *Chargé de recherche, IRES, Strasbourg*
G. MARTINEZ GARCIA, *Chargé de recherche, Subatech, Nantes*

Directeur de thèse : G. MARTINEZ GARCIA
Co-encadrant : C. FINCK



Low momentum heavy-flavours
measurements in the semi-muonic channel,
and tracking efficiency of the ALICE's muon
spectrometer

*Étude des décroissances semi-muoniques de
saveurs lourdes à bas p_t , et de l'efficacité de
trajectographie du spectromètre à muons
d'ALICE*

Nicolas LE BRIS

SUBATECH, Nantes (France), 2009

Table des matières

I	Introduction	1
1	Cosmos et formation du PQG	3
1.1	Apparition de la matière	3
1.2	La matière	5
1.2.1	Atomos	5
1.2.2	Confinement et déconfinement	6
1.3	Evolution de la matière et PQG	9
2	Laboratoire et formation d'un PQG	13
2.1	Transition de phase vers un PQG	14
2.1.1	Transition à température nulle	14
2.1.2	Transition à potentiel baryonique nul (ou quasi-nul)	15
2.1.3	Approche théorique par la QCD sur réseau	16
2.1.4	Transitions de phase et collisions d'ions lourds	17
2.2	Accélération de particules au LHC	17
2.2.1	Chaîne d'injection du LHC	17
2.2.2	Anneaux du LHC	23
2.3	Les collisions au LHC	24
2.3.1	Les paramètres initiaux d'une collision	24
2.3.2	Chronologie d'une collision	27
II	Détection du PQG	33
3	Observables et observations	35
3.1	Les sondes	35
3.2	Observations	37
3.2.1	Les photons et di-leptons thermiques	37
3.2.2	L'écoulement elliptique	38
3.2.3	Production d'étrangeté	40
3.2.4	Atténuation des gerbes	42

4	Le charme et la beauté du PQG	45
4.1	Charmonium, bottomonium et PQG	45
4.1.1	Formation des quarkonia	47
4.1.2	Les J/ψ dans le PQG : phénomène d'écrantage	48
4.1.3	Des conclusions expérimentales?	49
4.1.4	Les prévisions au LHC	52
4.2	La beauté et le charme ouverts	56
5	ALICE et son spectromètre à muons	59
5.1	A Large Ion Collider Experiment (ALICE)	60
5.1.1	Partie centrale	60
5.1.2	Les détecteurs globaux	71
5.2	Le spectromètre à muons	75
5.2.1	Les absorbeurs	77
5.2.2	Le dipôle	78
5.2.3	Le système de déclenchement	78
5.2.4	Le système de trajectographie	80
6	Collecte et analyse des données d'ALICE	87
6.1	Simulation, acquisition, gestion des données d'ALICE	87
6.1.1	Simulation	89
6.1.2	Données brutes "réelles"	89
6.1.3	Reconstruction	91
6.1.4	La grille de calcul AliEn	93
6.2	Sélection des traces et calcul d'impulsion	94
6.2.1	Le déclenchement	94
6.2.2	La trajectographie	97
III	Efficacité du spectromètre à muons d'ALICE	105
7	Efficacité du spectromètre à muons	107
7.1	Définition des efficacités et de l'acceptance du spectromètre	107
7.1.1	Acceptance	108
7.1.2	Efficacité globale	110
7.2	Efficacité intrinsèque du spectromètre	111
7.2.1	Evaluation de l'efficacité intrinsèque à partir des données réelles . . .	111
7.2.2	Calcul d'erreur	113
7.2.3	Calcul de l'efficacité intrinsèque en pratique	114
7.3	Efficacité intrinsèque et simulation	118
7.3.1	Efficacité intrinsèque par défaut	120

7.3.2	Efficacité en fonction des angles θ , ϕ , $\theta_{incidence}$	121
7.4	Défaillances électroniques et efficacité intrinsèque	122
7.4.1	Suppression équi-probable de canaux dans le spectromètre	126
7.4.2	Suppression de cartes MANU	128
7.4.3	Suppression aléatoire d'éléments de détection dans le spectromètre	131
7.4.4	Etude chambre par chambre	133
7.4.5	Cas de suppressions dans la chambre 5	136
7.4.6	Cas de suppressions dans la station 3	138
7.5	Conclusions et application au calcul de l'efficacité du spectromètre à muons	139
IV	Etude du charme ouvert par la méthode DCA	143
8	“Distance Closest Approach” (DCA)	145
8.1	Muons : “bruit” et “signal”	145
8.1.1	Les muons dits du “signal”, issus des décroissances de résonances	146
8.1.2	Les particules dites du “bruit”	147
8.1.3	Sections efficaces différentielles des muons simples	147
8.2	La méthode DCA pour le spectromètre à muons	148
8.2.1	DCA : définition et utilisation	150
8.2.2	Un ajustement combiné	151
8.2.3	Traitement des données	153
9	Application de la méthode DCA	157
9.1	PDC08 : simulation Monte Carlo	157
9.2	Les traces reconstruites	159
9.2.1	Le DCA des muons provenant du charme et de la beauté	159
9.2.2	Le DCA des particules dites de bruit	161
9.3	Ajustement des distributions en DCA	171
9.3.1	Ajustement du signal	171
9.3.2	Ajustement du bruit de fond	173
9.4	Validité de la méthode DCA	174
9.5	Les erreurs systématiques	176
9.6	Conclusion sur le DCA dans ALICE	177
V	Conclusions	179
10	Conclusions	181

Table des figures

1.1	Schéma naïf du déconfinement.	7
1.2	Vue schématique du modèle du sac du M.I.T.	8
1.3	Constante de couplage de la force forte en fonction du moment transféré dans l'interaction (Q^2). A basse énergie, c'est-à-dire pour des petites valeurs de Q , la constante de couplage est importante, expliquant le fait que les quarks sont confinés dans un état neutre en couleur. Au contraire, à haute énergie le moment transféré augmente et la constante diminue; les quarks sont de moins en moins soumis à cette force [1].	9
1.4	Schéma simplifié de l'évolution de l'univers.	12
2.1	Diagramme de phase de la matière hadronique, température en fonction de la densité baryonique.	15
2.2	Densité d'énergie en fonction de la température de la matière hadronique à nombre baryonique nul [2].	16
2.3	Shéma du LHC et de sa chaîne d'injection. Pour les protons à gauche et les ions à droite.	18
2.4	Schéma d'une source duo-plasmatronique.	19
2.5	Photo de LINAC 2 à gauche et LINAC 3 à droite.	20
2.6	Photo de LEIR.	21
2.7	Photo d'un tronçon du PS à gauche et du SPS à droite.	22
2.8	Génération d'un train de paquets de protons via le PS au LHC (l'espace temporel entre les paquets est de 25 ns) [3].	23
2.9	Photo d'un tronçon du LHC.	25
2.10	Plan de réaction, plan transverse, et paramètre d'impact d'une collision. . .	26
2.11	Première étape du déroulement spatio-temporel d'une collision selon Bjorken (le cône est celui de la lumière $t = z/c$). Les chiffres ne sont que des ordres de grandeurs, reflets des différentes échelles de temps.	28
2.12	Deuxième étape de la collision dans le cas d'une collision d'ions lourds. De la même manière les chiffres ne sont que des ordres de grandeurs, reflets des différentes échelles de temps.	29

2.13	Dernière étape de la collision.	31
3.1	Spectres en masse invariante des dimuons (à gauche) et en impulsion transverse (à droite) donnés par NA50 (collision Pb-Pb à 158 GeV). Les simulations de la contribution du Drell-Yann, du charme ouvert, ainsi que les muons thermiques y sont ajoutées [4].	37
3.2	Représentation schématique de l'anisotropie spatiale de la zone de recouvrement des noyaux.	38
3.3	v^2 en fonction du p_t . Les lignes sont des calculs de modèles hydrodynamiques [5].	39
3.4	Diagramme de Feynman des modes de formation des quarks étranges.	40
3.5	Les graphiques représentent l'augmentation relative de l'étrangeté en collision Au+Au et Cu+Cu par rapport aux collisions p+p mesurée avec le détecteur STAR. La partie gauche concerne les Λ , Ξ et $\Omega + \bar{\Omega}$ et la droite $\bar{\Lambda}$, $\bar{\Xi}$ et $\Omega + \bar{\Omega}$. Les résultats sont normalisés par le nombre de particules détectées [6].	41
3.6	Vision schématique du phénomène d'atténuation des gerbes.	42
3.7	R_{AB} en fonction du p_t pour les collisions d+Au centrales et pour les collisions Au+Au centrales avec $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Le premier graphique (en haut à gauche) sont les données de PHENIX; le deuxième (en haut à droite) sont les données de PHOBOS; le troisième (en bas à gauche) présente les données de BRAHMS; le dernier (en bas à droite) est obtenu par les données de STAR.	43
4.1	Modèle de l'octet de couleur dans le cas de la formation d'un J/ψ	47
4.2	Vision schématique de l'écrantage d'un méson J/Ψ	48
4.3	Diagramme de Feynman du Drell-Yan.	49
4.4	Rapport des sections efficaces de production du J/ψ et du DY en collision p-A, S-U, en fonction de la longueur de matière nucléaire traversée L . $B_{\mu\mu}$ correspond au rapport d'embranchement du J/ψ en di-muons ($\sim 6\%$).	51
4.5	Rapport des sections efficaces de production du J/ψ et du DY en collision p-A, S-U, en fonction de la longueur de matière nucléaire traversée L . $B_{\mu\mu}$ correspond au rapport d'embranchement du J/ψ en di-muons ($\sim 6\%$).	52
4.6	Absorption nucléaire "anormale" en fonction du nombre de participants mesuré par NA50, NA60, et NA38 [7].	53
4.7	Facteur de modification nucléaire en fonction du nombre de participants mesuré par diverses expériences au RHIC et au SPS.	54
4.8	Evolution du rapport R_A pour les gluons, les quarks de la mer et les quarks de valence. Les valeurs sont calculées via le modèle EK98 [8] et appliquées à un noyau de plomb ($A = 208$). Le rapport est donné en fonction du paramètre x pour différentes valeurs de Q^2	55
4.9	Vision schématique de la recombinaison du J/Ψ	56

5.1	Schéma de l'expérience ALICE.	61
5.2	Photo de l'aimant L3.	62
5.3	Schémas et photographie de l'ITS.	63
5.4	Schémas et photographie de la TPC.	64
5.5	Schémas et photographie du TRD.	66
5.6	Schémas et photographie de TOF.	67
5.7	Schémas et photographie du HMPID.	68
5.8	Schémas et photographies de PHOS.	69
5.9	Schémas et photographie de EMCal.	70
5.10	Schéma et photographie du PMD.	71
5.11	Schéma de l'ensemble FMD, T0, et V0.	72
5.12	Schéma et photographie du FMD.	72
5.13	Schémas et photographie du V0.	73
5.14	Photographie du T0.	74
5.15	Schémas et photographies du ZDC.	75
5.16	Schéma du spectromètre à muons d'ALICE.	76
5.17	Schéma et photographies des absorbeurs du spectromètre.	77
5.18	Schéma et photographies du dipôle du spectromètre.	79
5.19	Schéma et photographie du système de déclenchement du spectromètre.	80
5.20	Schéma et photographies des lattes du système de trajectographie du spectromètre.	81
5.21	Disposition des éléments de détection. La figure supérieure représente la disposition dans une demi-chambre des stations 4 et 5. La figure centrale correspond à une demi-chambre de la station 3. La figure inférieure montre une demi-chambre des stations 1 et 2. Les chambres figurent dans le plan Oxy sur les cotés, et Oyz au centre (le numéro de l'élément de détection équivaut à : $n + 100 * N_{ch}$ avec N_{ch} le numéro de la chambre entre 1 et 10).	83
5.22	Schéma de la récolte des données durant l'acquisition.	85
6.1	Fonctionnement du logiciel AliROOT.	88
6.2	Traitement des données brutes.	90
6.3	Gestion des données par le logiciel AliROOT (le format des fichiers est également indiqué).	92
6.4	Schéma du calcul de l'impulsion par le système de déclenchement d'ALICE.	94
6.5	Schéma du calcul de l'impulsion par le système de déclenchement d'ALICE.	95
6.6	Schéma représentant le quart du spectromètre et sa coupe dans le plan de courbure (Ozy).	98
6.7	Première étape de la trajectographie du spectromètre à muons.	99
6.8	Chronologie de la trajectographie du spectromètre à muons : deuxième étape.	100
6.9	Chronologie de la trajectographie du spectromètre à muons : dernières étapes.	101

7.1	Acceptance du J/Ψ dans le spectromètre à muons [9].	109
7.2	Histogrammes donnés par la classe de calcul d'efficacité pour la chambre 5. L'efficacité (%) est donnée pour chaque élément de détection en fonction de la position xy (cm).	116
7.3	Nombre total de traces détectées par chambre de trajectographie.	117
7.4	Efficacité (%) donnée pour chaque chambre du spectromètre.	117
7.5	Efficacité des chambres pour une suppression d'impacts dans tout le spec- tromètre (graphiques de gauche), ou dans la chambre 5 (graphiques de droite).	119
7.6	Système de coordonnées du détecteur ALICE [10].	120
7.7	Efficacité des stations 1 et 3 en fonction de θ	122
7.8	Efficacité (représentée entre 99% et 100%) en fonction de θ et ϕ	123
7.9	Efficacité des stations 1 et 3 en fonction de ϕ	124
7.10	Efficacité des chambres 2 et 5 en fonction de $\theta_{incidence}$	124
7.11	Efficacité (%) intrinsèque en fonction d'une suppression de canaux (%). Les carrés représentent l'efficacité totale : ϵ_{tot} ; les cercles l'efficacité moyenne des chambres : ϵ_{moy}	126
7.12	Efficacité (%) en fonction d'une suppression de cartes MANU (%).	128
7.13	Effet d'une défaillance de cartes MANU sur la reconstruction des impacts. Le schéma représente l'effet sous une seule direction (il faut voir l'effet sur les canaux déterminant la position en x et ceux servant pour la position en y). La topologie des cartes (et de leurs canaux) ne sont que schématiques.	130
7.14	Effet d'une disparition de canaux sur la reconstruction de la position des impacts. Comme pour le cas précédant une seule direction est représentée et la géométrie est simplifiée.	131
7.15	Efficacité intrinsèque avec une suppression d'éléments de détection.	132
7.16	Efficacité (%) en fonction d'une défaillance en canaux (%) chambre par chambre.	134
7.17	Efficacité (%) en fonction d'une défaillance de cartes MANU (%) chambre par chambre.	135
7.18	Efficacité intrinsèque (%) en fonction d'une suppression de canaux (%) dans la chambre 5.	137
7.19	Efficacité intrinsèque (%) en fonction d'une suppression de cartes MANU (%) dans la chambre 5.	137
7.20	Efficacité (%) en fonction d'une disparition de canaux (%) dans la station 3.	138
7.21	Efficacité (%) en fonction d'une défaillance en cartes MANU (%) dans la station 3.	139
7.22	Exemples de cartes d'efficacité pour les parties droites des chambres 2 (en haut) et 5 (en bas), sans défaillances électroniques (à gauche), avec une suppression de cartes MANU à droite (chambre 2 : 20% de défaillances ; chambre 5 : 10% de défaillances).	142

8.1	Différenciation des muons dits du “signal” et dits du “bruit” en fonction de l’instant dans la collision ou ceux-ci sont émis.	146
8.2	Sections efficaces différentielles des muons simples en fonction de leur source d’émission et de leur impulsion transverse [9].	148
8.3	Sections efficaces en muons simples aux basses et intermédiaires impulsions transverses.	149
8.4	Schéma représentant le DCA dans le cadre de la méthode globale utilisée pour le spectromètre à muons.	151
8.5	Valeur en DCA des muons du “signal”, des particules du “bruit” et de la mesure (somme du “signal” et du “bruit”) pour une gamme en impulsion transverse entre 0, 5 et 1 GeV/c [11].	152
8.6	Schéma de la méthode d’ajustement combiné des données réelles par les fonctions de “signal” et de “bruit” simulées (S_{sim} et B_{sim}). L’ajustement est effectué via les paramètres libres que sont le nombre de muons du “signal” et le nombre de particules du “bruit” dans les données réelles ($N_{\text{S(réel)}}$ et $N_{\text{B(réel)}}$).	154
9.1	Distribution en DCA du signal, du bruit, et totale pour toutes les traces reconstruites dans le spectromètre à muons sans le système de déclenchement.	158
9.2	Distribution en DCA du signal, du bruit, et totale pour toutes les traces reconstruites dans le spectromètre à muons avec le système de déclenchement.	160
9.3	Distribution en DCA des muons du signal pour quatre tranches en impulsion transverse (en GeV/c).	160
9.4	Dispersion (en haut), et valeur moyenne (en bas) de la distribution en DCA du signal en fonction de l’impulsion transverse (GeV/c).	161
9.5	Distribution en DCA de toutes les traces du bruit. Les points rouges représentent la totalité du bruit, les points bleus les muons primaires, les points verts les muons secondaires, et les points marrons les hadrons.	162
9.6	Distribution en DCA des muons primaires pour quatre tranches en impulsion transverse (en GeV/c).	162
9.7	Dispersion (en haut), et valeur moyenne (en bas) de la distribution en DCA des muons primaires en fonction de l’impulsion transverse (GeV/c).	163
9.8	Distribution de la position Vz (en cm) suivant l’axe Oz des vertex de formation des particules de bruit.	164
9.9	Distribution en DCA des muons secondaires pour quatre tranches en impulsion transverse (en GeV/c).	164
9.10	Dispersion (en haut), et valeur moyenne (en bas) de la distribution en DCA des muons secondaires en fonction de l’impulsion transverse (GeV/c).	166
9.11	Distribution en DCA des hadrons issus du point d’interaction (rouge), issus de l’absorbeur (violet).	167
9.12	Distribution en DCA des hadrons pour quatre tranches en impulsion transverse (en GeV/c).	167

9.13	Distribution en DCA (cm) en fonction de R (cm) pour les hadrons produits proche du bout de l'absorbeur ($V_z < -450$ cm), et avec une impulsion transverse comprise entre 0,75 GeV/c et 1 GeV/c (graphique (a)). Distribution en impulsion transverse (en GeV/c) des traces possédant un DCA autour de 170 cm (graphique(b)).	168
9.14	Valeur moyenne quadratique (en haut), et valeur moyenne (en bas) de la distribution en DCA des hadrons en fonction de l'impulsion transverse (GeV/c).169	
9.15	Contribution relative au bruit de fond des hadrons du "punch through", des hadrons provenant de l'absorbeur, des muons en fonction de l'impulsion transverse (GeV/c).	170
9.16	Ajustement des distributions en DCA des muons du signal pour deux tranches en impulsion transverse (en GeV/c).	172
9.17	Qualité de l'ajustement des distributions en DCA des muons du signal (χ^2/ndf) et erreur relative commise sur le nombre de muons ajustés en fonction de l'impulsion transverse (rapport entre le nombre de muons simulés et le nombre de muons trouvés par l'ajustement exprimé en pourcent).	172
9.18	Ajustement des distributions en DCA des particules du bruit pour deux tranches en impulsion transverse (en GeV/c).	173
9.19	Qualité de l'ajustement des distributions en DCA des particules de bruit (χ^2/ndf) et erreur relative commise sur le nombre de particules ajusté en fonction de l'impulsion transverse (rapport entre le nombre de particules simulé et le nombre de particules trouvé par l'ajustement).	174
9.20	Ajustement via la méthode DCA des données simulées pour quatre tranches en impulsion transverse (en GeV/c).	175
9.21	Qualité de l'ajustement des distributions en DCA des données simulées (χ^2/ndf) et erreur commise sur le nombre de muons du signal retrouvés.	176
9.22	Modification de la distribution en DCA du bruit de fond. En bleu le maximum est augmenté de 5 % et le minimum diminué d'autant, en rouge la maximum est diminué de 5 % et le minimum augmenté de 5 %.	177
9.23	Erreurs systématique pour une variation du maximum (minimum) de la distribution en DCA de +5 % (-5 %) à droite et -5 % (+5 %) à gauche. . . .	178

Liste des tableaux

1.1	Charge électrique et masse des 3 générations de fermions et des bosons . . .	6
2.1	Valeurs importantes de la chaîne d'injection du LHC pour un faisceau de plomb [12, 13, 14, 3, 15, 16].	24
4.1	Caractéristiques des charmonia : la masse ; la taille ; la température de dissociation rapportée à celle de formation du PQG. r_0 est le rayon de la résonance et T_c la température critique.	46
4.2	Caractéristiques des bottomonia : la masse ; la taille ; la température de dissociation rapportée à celle de formation du PQG.	46
5.1	Résumé des grandeurs atteintes dans les différents grands accélérateurs (SPS, RHIC, LHC). \sqrt{s} est l'énergie disponible dans le centre de masse par collision entre deux nucléons, ϵ est la densité d'énergie moyenne, et T est la température atteinte.	59
5.2	Grandeurs caractéristiques des zones actives de l'ITS.	64
7.1	Efficacité intrinsèque des chambres pour une simulation de J/Ψ et de Υ . . .	121
7.2	Comparaison entre l'efficacité réelle et l'efficacité mesurée dans le cas d'une suppression de canaux de détection.	127
7.3	Comparaison entre l'efficacité réelle et l'efficacité mesurée dans le cas d'une suppression de cartes MANU.	129

Remerciements

M'ayant aidé aussi bien activement que passivement, beaucoup de personnes sont à remercier. Je commencerai en premier lieu par Christian FINCK mon premier directeur, qui est également le premier à m'avoir donné une chance et à m'avoir aidé et soutenu. Ensuite, je remercie mon deuxième directeur, Ginès MARTINEZ pour avoir accepté de prendre la suite de Christian, pour sa gentillesse et son aide. Plus particulièrement, je remercie les membres du groupe dimuon, ceux encore présents : Phillippe PILLOT, Guillaume BATTIGNE, Laurent APHECETCHE, Diego STOCCO ; ceux déjà partis : Zaida CONESA DEL VALLE, Sébastien GADRAT, Frédéric YERMIA. Je les remercie non seulement de m'avoir aidé mais également d'avoir rendu mes trois années agréable à Subatech. Je remercie également par le biais de son directeur Jacques MARTINO, ce laboratoire.

Je remercie les membres du jury ainsi que les rapporteurs, Klaus WERNER, Federico ANTINORI, Jean-Yves GROSSIORD, Hervé BOREL, de m'avoir accordé leur temps et leurs regards sur mes travaux.

D'un point de vue personnel, je remercie les trois femmes de ma vie, qui sont également mes trois correctrices. Celle sans qui je ne serai certainement rien devenu, qui a toujours cru en moi et que j'espère rendre fière, merci M'man. Celle qui m'épaula, qui me protège depuis toujours, qui m'a aidé à travailler et qui m'a donné, grâce aussi à Jean-To, les plus beaux neveux du monde, merci ma petite soeur, merci ma Nani. Celle qui a été l'objet de mon inattention en classe pendant plusieurs années, qui depuis quelques temps maintenant et pour encore beaucoup plus longtemps me supporte et va devoir me supporter au quotidien, merci ma puce.

Je continuerai en remerciant mon papa, désolé de ne pas avoir mis de photos de Vanille, Quéops et Chandard mais j'espère que ce "rapport de stage" te plait quand même. Mon Frangin, qui ne m'a pas du tout aidé pour cette thèse, mais beaucoup dans d'autres domaines grâce à ses conseils qui m'ont, me sont et me seront utiles, je suis fier d'être ton frère, merci Jul. Je remercie Claude pour son soutien silencieux mais toujours présent. Je remercie mes grands-parents et mes tatas, qui sont toujours là pour me soutenir. Je ne remercie pas les cousins, car ils ne m'ont pas du tout aidé : Seb qui m'a fait perdre du

temps au téléphone ; Jérem pour les soirées difficiles à digérer ; Benj à qui j'ai été obligé de mettre des corrections sur Play. Le temps qu'ils m'ont fait perdre aurait été précieux mais les souvenirs ensemble le sont encore plus, donc merci quand même. Merci à Pascale et Mick de m'avoir accepté aussi chaleureusement chez eux et à Jean-François de bien vouloir me laisser sa fille. Finalement, je remercie celui qui ne me juge jamais, qui est toujours heureux de me voir, et avec qui je suis toujours content d'être, merci momo.

En ce qui concerne mes amis, je remercie d'abord ma troupe d'élite, Julie, K-Lu, Nopi, Waner et Amélie de ne pas m'avoir aidé dans mon travail mais fortement dans ma vie et de faire partie des personnes avec qui il fait toujours bon être. Je remercie également, les anciens comme les nouveaux, Nono et Olivier, Rozenn et Benoit, Isa et Jean-Marie, Myriam et André, Marion et Matthieu.

Je voudrais également remercier les autres thésards leurs compagnies lors de nos quelques pauses ou nos repas. Je remercie en particulier : Sarah, pour son organisation à toutes épreuves qui m'a sauvé un bon nombre de fois, son aide, son amitié et sa bonne humeur ; Olivier, pour son soutien, ses conseils, sa petite moto et les tours de circuits que j'espère refaire un jour ; Mickael pour son aide et sa gentillesse.

Enfin, je remercie tout ceux que j'ai oubliés : les informaticiens pour leur travail souvent sous-estimé, les sportifs qui m'ont offert de bon moments de difficile détente (Olivier, Laurent, Abdel, Jean-Michel, François).

*Même si la vie est une guerre perpétuelle contre soit,
les victoires y sont plus communes que personnelles,
de petits pas vers la paix.*

*Celle-ci ne pourra m'être retirée
Celle-ci ne pourra nous être retirée*

Résumé

A travers des collisions, il est possible de reproduire un Plasma de Quarks et de Gluons. Dans ce cadre, le détecteur ALICE installé auprès du collisionneur LHC (CERN) est optimisé pour étudier la transition vers cet état hypothétique de la matière. Il est équipé d'un spectromètre mesurant les sondes muoniques (quarkonia, saveurs lourdes). La première partie de cette thèse présente la méthode calculant l'efficacité du système de trajectographie de ce spectromètre. Les résultats, obtenus par simulation, sont replacés dans le contexte du calcul global d'efficacité. Ceux-ci montrent l'évolution de l'efficacité en fonction des défaillances électroniques probables. Ils établissent que le bon fonctionnement du détecteur implique moins de 10% de canaux défaillants et 15% de cartes dites MANU défaillantes. La deuxième partie présente la mise en place de la méthode dite « Distance Closest Approach », permettant l'identification des muons provenant de particules charmées ou belles. Pour des impulsions transverses $p_t < 4$ GeV/c, la détermination de la contribution des saveurs lourdes (du charme en particulier) au spectre des muons simples impose qu'une soustraction de la décroissance de pions et de kaons soit effectuée. Cette discrimination n'est pas possible trace par trace, le développement d'une méthode alternative de soustraction des hadrons légers a été introduite. La méthode de DCA utilise la distance entre les traces extrapolées dans le plan transverse au vertex primaire et ce vertex. La différence de forme entre les distributions en DCA du signal et du bruit provenant des différentes longueurs de décroissances, liées aux types des particules, autorisera une meilleure séparation permettant ainsi de remonter aux sections efficaces de production du charme et de la beauté.

Mots clés : Plasma de Quarks et de Gluons, Collision de particules, ALICE, LHC, Spectromètre à muons, efficacité de trajectographie, DCA, Saveurs lourdes.

Abstract

In accelerators as the one of LHC, collisions will help to reproduce the Quark Gluon Plasma. With such a purpose, the ALICE detector is optimized to study the transition toward this hypothetic state of matter. The ALICE's muon spectrometer will measure the muon related probes (quarkonia, heavy flavours). The first part of this thesis presents the method to calculate the tracking efficiency of this spectrometer. The results, obtained by simulation, are placed in the global efficiency context. They show the evolution of the efficiency as a function of likely electronics failures. They establish that a proper working of the detector involves less than 10% of channels failures and 15% of missing so-called MANU cards. The second part presents the Distance Closest Approach method which enhance the identification of muons from charm and beauty particle decays. For momentum as for $p_t < 4$ GeV/c, the determination of heavy flavours contribution (charm in particular) in the single muon spectrum requires subtracting the decay part from pions and kaons. This discrimination is not possible track by track, an alternative method to subtract the light-hadrons has been developed. The DCA method uses the distance between the extrapolated track in the primary vertex transverse plan and the vertex itself. The different shapes of the distributions in DCA between the signal and the noise, arising from the different decay length path to the particle types, permit a better separation, and therefore a better estimation of the corresponding cross sections.

Keywords : Quark Gluon Plasma, Heavy ion collisions, ALICE, LHC, Muon Spectrometer, Tracking efficiency, DCA, Heavy flavours.

Introduction

Comprendre le monde, sa création, sa composition ; expliquer les phénomènes physiques qui nous entourent ; se détacher de la peur de l'inconnue ancrée dans la mémoire collective. Voilà les objectifs fixés par les hommes depuis Sumer¹ jusqu'à l'époque contemporaine. Peu à peu, les sciences ont su élargir l'horizon de la connaissance et éloigner les limites de l'incompréhension. La recherche tente aujourd'hui d'expliquer, entre autres la formation de l'univers et d'interpréter l'imbrication de ses briques les plus élémentaires.

Pour cela de grands accélérateurs de particules ont été construits. Le plus grand d'entre eux, le LHC, doit apporter de nouvelles réponses à nombres de questions théoriques. En effet, les collisions engendrées par les accélérateurs peuvent permettre d'étudier le cœur de la matière et d'aller jusqu'à recréer, à moindre échelle, des états qui auraient prévalu lors de la formation de l'univers tel le plasma de quarks et de gluons. Dans ce cadre, les muons font partie des particules pouvant caractériser ces collisions et donc contribuant à la compréhension du système. Pour les étudier, un spectromètre a été installé sur l'expérience ALICE construite autour d'un des points de collision du LHC. Ce spectromètre à muons est le détecteur sur lequel ce travail de thèse est articulé.

Après une introduction sur le plasma de quarks et de gluons, ainsi que sur sa place dans la formation de l'univers, la possibilité de le recréer en laboratoire par les collisions d'ions lourds sera présentée. Une seconde partie décrira les moyens de caractériser les collisions, aussi bien au niveau théorique qu'expérimental, notamment via l'étude des muons. La troisième partie se consacrera à l'un des deux volets de mon travail de thèse à savoir le calcul de l'efficacité de détection du spectromètre et en particulier de l'efficacité intrinsèque des chambres de trajectographie composant le spectromètre à muons. La méthode de calcul de cette efficacité sera présentée, puis l'étude de celle-ci sera entreprise. Finalement, une quatrième partie traitera du deuxième volet de cette thèse, la méthode dite DCA. Cette

¹Sumer est une région de la Mésopotamie antique. Origine des civilisations et de l'écriture (cunéiforme), cette côte du golfe persique marque le commencement de l'histoire 4000 ans avant notre ère. La civilisation sumérienne a influencé jusqu'à l'époque contemporaine, notamment au niveau des croyances (plusieurs chapitres de la Bible s'en seraient inspirés).

technique permettra de séparer différents types de muons en fonction des particules les émettant.

Première partie

Introduction

“Voyage dans le temps”

Chapitre 1

Cosmos et formation du PQG

*Rien ne sort du néant ; rien de ce qui est ne peut être détruit.
Tout changement n'est que réunion ou séparation d'éléments.
Rien ne se produit par hasard. Tout se produit pour une raison et par nécessité.
Rien n'existe que les atomes et le vide. Tout le reste est opinion
F. Mehring d'après Démocrite*

Synopsis

Dans ce chapitre sera présentée la formation d'un Plasma de Quarks et de Gluons (PQG) durant les premiers instants de notre univers. Dans un premier temps, l'apparition de la matière après le Big-Bang sera évoquée. Par la suite, les composants élémentaires de la matière ainsi que l'évolution de leurs ordonnancements (du déconfinement au confinement) seront décrits.

1.1 Apparition de la matière

Dans le modèle du Big-Bang, l'univers est né d'une explosion primordiale (figure 1.4). A partir d'une singularité, va croître au cours du temps le monde qui est le notre. Une telle expansion laisse envisager des conditions dans le milieu bien différentes de celles connues. Le passage de la singularité à un environnement aussi vaste et divers qu'il peut l'être aujourd'hui, implique une forte diminution de la densité de matière, de la température et de la densité d'énergie au cours du temps. Pour comprendre l'évolution de l'univers, il faut par conséquent imaginer la matière ordinaire dans des conditions extraordinaires, il y a environ quinze milliards d'années.

La théorie d'unification des interactions entre particules tente d'expliquer cette évolution et permet l'extrapolation des caractéristiques de la matière dans l'univers jusqu'aux premiers instants de sa formation. Dans cette théorie, au commencement, les forces nucléaires (faible et forte), la force électromagnétique, et la gravitation seraient confondues en une seule et unique force. Cependant, la théorie autorise l'unification de la force électromagnétique avec les forces nucléaires (faible et forte), mais pas le couplage avec la force de gravitation qui reste un point mal décrit. Or, au-delà d'une certaine densité, appelée la densité de Planck, les effets gravitationnels sont comparables aux effets quantiques et la description du système ne peut se faire sans une théorie quantique gravitationnelle [17]. Cette densité, peut être décrite par [17] :

$$\rho_{Planck} = \frac{c^5}{G^2 \hbar} \sim 5.10^{93} \text{ g.cm}^{-3}; \quad (1.1)$$

correspond au temps de Planck¹ avant lequel les conditions extrêmes régnant dans l'univers ne permettent plus de le décrire en l'état de nos connaissances. Le temps de Planck peut s'écrire [18] :

$$t_{Planck} = \sqrt{\frac{G\hbar}{c^5}} \sim 5,38.10^{-44} \text{ s.} \quad (1.2)$$

De ce fait, d'un point de vue cosmologique, nous appelons ère de Planck la période de 10^{-43} s (durée indicative) suivant la naissance de l'univers, durant laquelle il y aurait une unification des forces de la nature et où l'univers serait des milliards de milliards de fois inférieur en taille à un atome d'hydrogène (10^{-35} m contre 10^{-15} m) [19].

A la suite de cette ère, l'univers est constitué de deux forces ; la gravitation et la force de grande unification dissocié de celle-ci. La matière ordinaire n'existe pas encore. Le milieu présente une grande densité d'énergie et les particules le composant apparaissent et disparaissent en des temps très courts. Vers 10^{-38} s, l'interaction forte et le champ électrofaible se dissocient, la température du milieu est alors de 10^{15} GeV [17, 19]. L'inflation qui suit cette dissociation reste un des nombreux points obscurs de l'évolution de l'univers, cependant on estime qu'elle se terminerait vers 10^{-30} s avec un espace agrandi 10^{50} fois. C'est à la fin de cette période que la matière apparaît et qu'une asymétrie matière anti-matière permet la prédominance de la matière sur l'anti-matière. Bien qu'aucune observation astronomique n'ait prouvé la présence d'anti-matière en grande quantité (notamment sous forme d'objets cosmologiques comme les étoiles par exemple), l'apparition d'un tel déséquilibre reste encore mal expliqué [20]. C'est à partir de cet excédent de matière, que l'univers a évolué vers un état que nous connaissons.

¹Le temps de Planck caractérise la plus petite longueur temporelle ayant une signification physique.

1.2 La matière

1.2.1 Atomos

Les constituants de la matière (atomos²) dans la théorie du modèle standard³ sont des fermions qui interagissent par l'intermédiaire des bosons de jauge. Les fermions sont des particules à spin⁴ demi-entier; elles obéissent à la statistique de Fermi-Dirac. Ils se répartissent en trois générations suivant leurs masses (la matière ordinaire est composée à partir de la première génération, c'est-à-dire les faibles masses). Dans cette famille, on trouve (Cf - tableau 1.1) [22, 23] :

- les leptons : particules non soumises à l'interaction forte :
 - l'électron et le positon (e^-/e^+);
 - le muon et l'anti-muon (μ^+/μ^-);
 - le tau et l'anti-tau (τ^+/τ^-);
 - les neutrinos : à chacun des précédents leptons correspond un neutrino (neutrino électronique ν_e , muonique ν_μ ou encore tauique ν_τ) et son anti-neutrino;
- les quarks : particules subissant toutes les forces de la nature :
 - Haut (u - "up");
 - Bas (d - "down");
 - Étrange (s - "strange");
 - Charme (c - "charm");
 - Beauté (b - "bottom");
 - Vérité (t - "Top").

Les bosons fondamentaux (bosons de jauge) sont les porteurs des interactions fondamentales. Ils possèdent un spin entier et obéissent à la statistique de Bose-Einstein. On y trouve (Cf - tableau 1.1) :

- le photon, vecteur de l'interaction électromagnétique;
- le gluon, vecteur de l'interaction forte;
- les bosons Z^0 , W^- , et W^+ vecteurs de l'interaction faible.

Il existe également le boson de Higgs prédit par le modèle standard, qui conférerait aux particules une partie de la masse via un champ de Higgs (particule essentielle pour le modèle standard) [23, 24].

²Le terme atomos, qui donnera atome, provient de Démocrite et ses pairs et signifie indivisible ou insécable. Ce terme n'étant plus valable pour les atomes, il l'est pour les particules évoquées ici tant que leur élémentarité n'est pas remise en cause [21].

³Le modèle standard décrit les particules élémentaires ainsi que les interactions nucléaires et l'électromagnétisme.

⁴Le spin est un nombre quantique définissant l'attitude d'un type de particules face à une rotation spatiale. D'un point de vue classique, le spin s'apparente à un moment angulaire ou cinétique intrinsèque d'une particule, son mouvement propre de rotation. Le spin définit une particule au même titre qu'une masse ou qu'une charge.

Remarque : un autre boson peut être ajouté, le graviton, celui-ci porterait l'interaction gravitationnelle (particule théorique non découverte à ce jour).

FERMIONS	Charge électrique	Masse		BOSONS	Charge électrique	Masse
1 ^{ière} génération				1 ^{ière} génération		
e^\pm	± 1	511 KeV		γ	0	0
ν_e	0	< 2 eV		W^\pm	± 1	~ 80 GeV
u	$+2/3$	~ 3 MeV		Z^0	0	~ 91 GeV
d	$-1/3$	~ 6 MeV		H	0	> 114 GeV
2 ^{ième} génération						
μ^\pm	± 1	105,7 MeV				
ν_μ	0	< 2 eV				
s	$-1/3$	~ 100 MeV				
c	$+2/3$	$\sim 1,2$ GeV				
3 ^{ième} génération						
τ^\pm	± 1	1,777 GeV				
ν_τ	0	< 2 eV				
b	$-1/3$	$\sim 4,5$ GeV				
t	$+2/3$	175 GeV				

TAB. 1.1 – Charge électrique et masse des 3 générations de fermions et des bosons

1.2.2 Confinement et déconfinement

Dans la nature, les quarks se trouvent confinés à l'intérieur de particules (baryons⁵) stables comme les protons (uud) et les neutrons (ddu). La théorie caractérisant les interactions entre les quarks et les gluons (la QCD : Quantum ChromoDynamic) explique cet état naturel par le postulat de l'existence d'une charge de couleur. Cette charge de couleur est à l'interaction forte ce que la charge électrique est à la force électromagnétique. Elle peut prendre trois valeurs : bleue, verte, ou rouge. Chaque quark possède une couleur et son anti-quark une anti-couleur. Les gluons, portant une combinaison de couleur et d'anti-couleur, sont les vecteurs de la force forte (les quarks interagissent par échange de gluons). Cette charge portée par les quarks et les gluons conduit, d'après la théorie de la QCD, au confinement soit sous forme de mésons⁶, soit sous forme de baryons. Ces états portent une

⁵Les baryons sont formés de trois quarks.

⁶Les mésons sont formés d'un quarks et d'un anti-quark.

charge de couleur nulle. Néanmoins, il est théoriquement possible au-delà d’une certaine densité hadronique (baryons et mésons) de redonner une liberté aux quarks et aux gluons : c’est le déconfinement, figure 1.1.

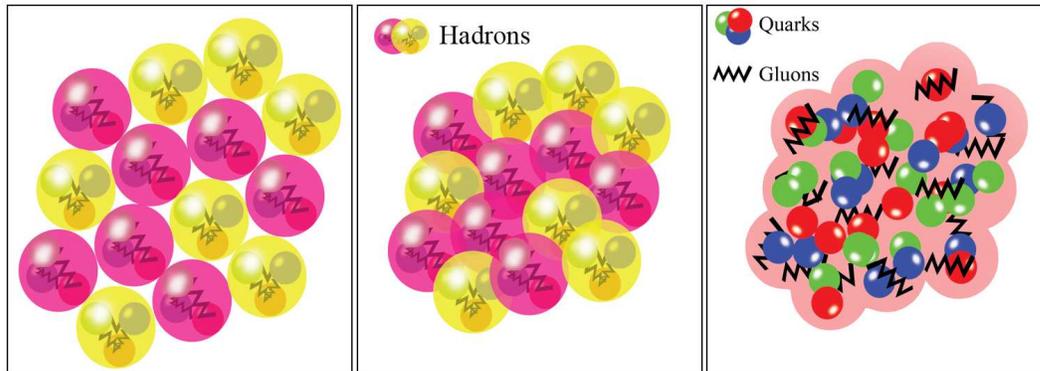


FIG. 1.1 – Schéma naïf du déconfinement.

Phénoménologiquement, le confinement provient du potentiel d’interaction de la force forte qui est attractive et divergente à “grande” distance. Cela permet de représenter un nucléon comme un sac sphérique d’une dimension de l’ordre du fermi (sac de M.I.T [25], voir figure 1.2) et l’atome comme une juxtaposition de sacs. La compression d’un milieu constitué d’atomes conduit au rapprochement de ses sous-structures jusqu’à provoquer une inter-pénétration de ces sacs virtuels. Les quarks provenant de baryons distincts vont commencer à interagir entre eux. Finalement, lorsque les distances inter-quarks, à l’intérieur même d’un sac, deviennent comparables aux distances entre ces quarks et ceux des autres structures des atomes, il y a écrantage de l’interaction forte. Les forces du milieu sont compensées au point de résulter en une force nulle. Le rayon de Debye (longueur caractéristique des interactions collectives ⁷) devient inférieur à la distance typique de l’interaction forte. Comme pour l’écrantage de la force électromagnétique exercée sur un électron dans un plasma électromagnétique, les quarks et les gluons sont ainsi en quasi-liberté dans le milieu.

D’un point de vue théorique, le confinement des quarks est directement lié à la différence fondamentale qui existe entre la description de l’interaction forte et de la force

⁷La longueur de Debye représente en fait l’échelle de longueur sur laquelle les charges fondamentales d’interaction (quarks pour l’interaction forte ou électrons pour la force électrique) écrantent le champ de la dite force dans le milieu.

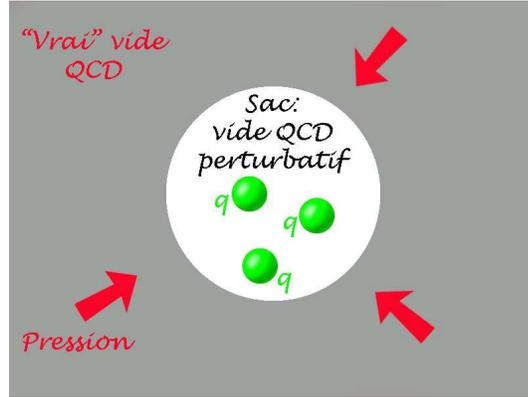


FIG. 1.2 – Vue schématique du modèle du sac du M.I.T.

électromagnétique. Le gluon (porteur de l'interaction forte) possède une charge de couleur, alors que le photon est électriquement neutre. En QED (Quantum ElectroDynamics⁸), la constante de couplage α_{em} est de l'ordre de $1/137$, mais, lors d'une interaction, celle-ci varie en fonction du moment transféré (Q) comme [24] :

$$\alpha_{QED}(Q^2) = \frac{\alpha_{em}}{1 - \frac{\alpha_{em}}{3\pi} \ln(\frac{Q^2}{m^2})}. \quad (1.3)$$

L'intensité de l'interaction augmente avec le carré du moment transféré dans l'interaction Q^2 (pour de petites distances). Dans le cas de l'interaction forte, on observe un comportement inverse pour la constante de couplage (voir formule⁹ 1.4 avec n_f le nombre de saveurs de quarks actives à l'échelle d'énergie Q et Λ_{QCD} un paramètre dimensionnel introduit par commodité¹⁰.) : en effet, plus Q^2 est grand moins l'intensité de l'interaction est élevée [1].

$$\alpha_{QCD}(Q^2) = \frac{4\pi}{(11 - \frac{2}{3}n_f) \ln(\frac{Q^2}{\Lambda_{QCD}^2})} \quad (1.4)$$

⁸Théorie quantique décrivant la force électromagnétique.

⁹L'équation est donnée dans le cas des hautes énergies, c'est-à-dire dans le cadre d'un calcul perturbatif possible.

¹⁰ Λ_{QCD} fournit une paramétrisation de la dépendance en μ (échelle d'énergie) de α_s .

Quand l'énergie est élevée, le moment transféré est plus important et ainsi la constante de couplage n'en est que plus petite. Les quarks sont de plus en plus "libres" (voir figure 1.3), c'est la liberté asymptotique (prix Nobel 2004 attribué à D. Gross, D. Politzer et F. Wilczek) [26, 27].

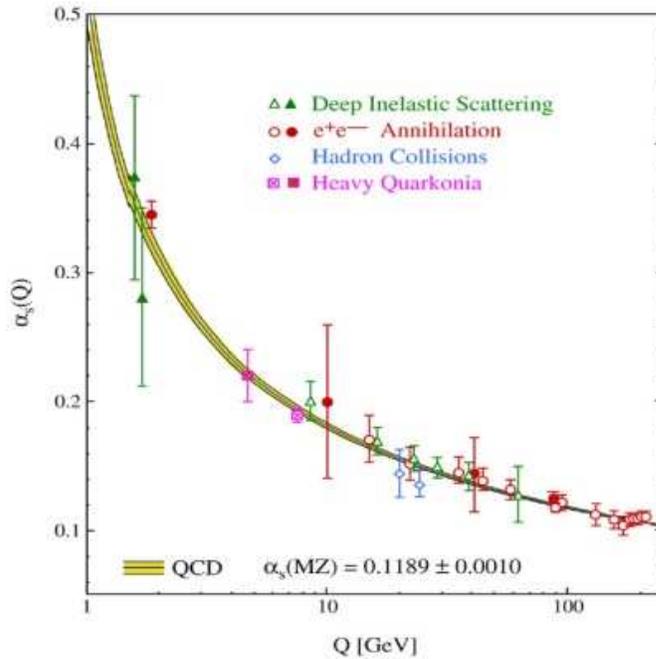


FIG. 1.3 – Constante de couplage de la force forte en fonction du moment transféré dans l'interaction (Q^2). A basse énergie, c'est-à-dire pour des petites valeurs de Q , la constante de couplage est importante, expliquant le fait que les quarks sont confinés dans un état neutre en couleur. Au contraire, à haute énergie le moment transféré augmente et la constante diminue; les quarks sont de moins en moins soumis à cette force [1].

1.3 Evolution de la matière et PQG

Le plasma de quarks et de gluons est un état de la matière dans lequel les quarks et les gluons ne sont plus confinés. Cet état correspondrait directement à celui de l'univers après

l'inflation (voir § 1.1.1). En effet, de 10^{-30} s à 10^{-6} s après le Big-Bang¹¹, la température comprise entre 10^{27} K et 10^{13} K ne permet pas encore le confinement des quarks¹². La force forte ne peut pas contrecarrer l'agitation thermique. Au-delà de cette période, la matière va subir une hadronisation accompagnée par une baisse de la température. Par la suite, le refroidissement de l'univers va engendrer quatre grandes modifications de ces composants.

1. *L'arrêt de la formation de paires proton/anti-proton et neutron/anti-neutron ($t \sim 10^{-3}$ s et $T \sim 10^{12}$ K) :*
 les protons et les neutrons ne peuvent que s'annihiler¹³ avec respectivement les anti-protons et les anti-neutrons. Ceci réduit considérablement le nombre de baryons. Le déséquilibre entre matière et anti-matière restant¹⁴ présent, seuls les protons et les neutrons vont survivre. Le milieu est un plasma électromagnétique [20].

2. *La disparition des positons ($t \sim 10^{-2}$ s et $T \sim 10^{10}$ K) :*
 de la même manière que pour les baryons, l'énergie n'est plus assez conséquente pour la création de paires électron/positon. Il y a annihilation, seuls les électrons sont encore présents. De plus, le neutron étant instable dans le vide a contrario du proton ($n \rightarrow p + e^- + \bar{\nu}_e$ [20]), il subsiste en plus faible nombre et sa décroissance provoque une formation supplémentaire d'électrons [20, 29].

3. *La nucléosynthèse primordiale ($t \sim 100$ s et $T \sim 10^9$ K) :*
 les photons ne peuvent plus briser les liaisons entre protons et neutrons (dans le noyau, à la différence du vide, les neutrons possèdent une durée de vie presque infini [29]). Des noyaux peuvent ainsi perdurer.

4. *La recombinaison ($t \sim 300000$ ans et $T \sim 10000$ K) :*
 les photons ne peuvent également plus briser les liaisons entre électrons et noyaux, les atomes se forment. L'univers est alors transparent aux photons. Les photons présents se propagent sans entrave. Ce rayonnement dit fossile est encore visible de nos jours (il n'atteint plus que 2,725 K) [19, 30].

Le PQG est donc une des clés de la connaissance de l'évolution de l'univers. Depuis plusieurs décennies, la recherche essaye de recréer cet état en laboratoire grâce, en particulier,

¹¹Il faut noter que c'est au cours de cette période que le champ électrofaible va se scinder en une force électromagnétique et une force faible (vers 10^{-20} s pour une température de 100 GeV) [19, 17].

¹²Le plasma de quarks et de gluons apparaît seulement 10 picosecondes après le Big-Bang et disparaît à une température proche des 100 MeV soit environ $1,2 \cdot 10^{12}$ K [28].

¹³A ce niveau, il est également possible de passer du neutron au proton et inversement via : $\nu_e + n \leftrightarrow p + e^-$ et $e^+ + n \leftrightarrow p + \bar{\nu}_e$, mais ceci ne modifie pas le nombre global de baryons [29].

¹⁴Ce déséquilibre, encore discuté, proviendrait d'un surnombre de quarks et/ou d'un défaut d'anti-quarks survenu pendant la période d'inflation de l'univers (voir § 1.1.1).

1.3. EVOLUTION DE LA MATIÈRE ET PQG

aux collisions d'ions lourds.

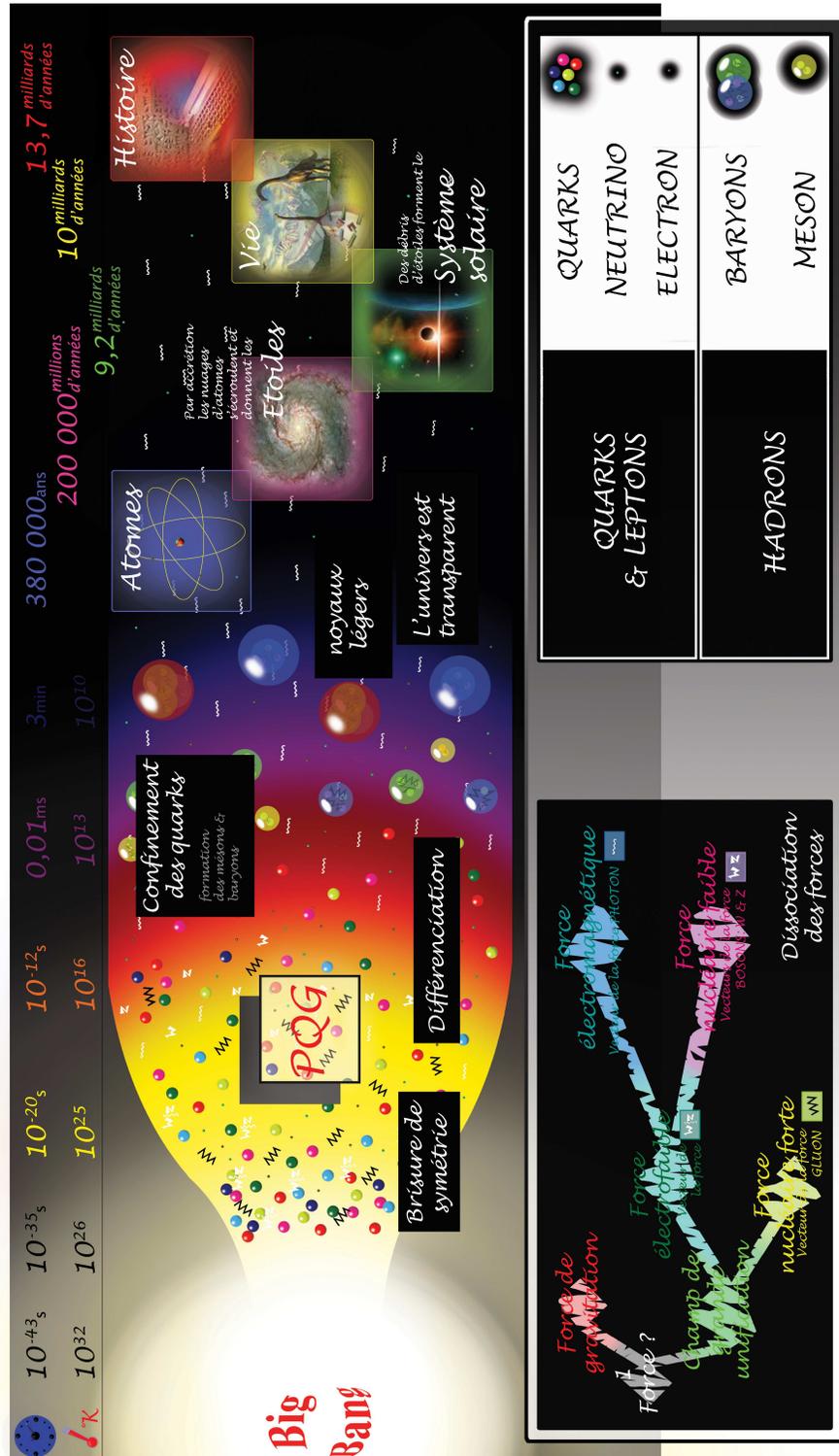


FIG. 1.4 – Schéma simplifié de l'évolution de l'univers.

Chapitre 2

Laboratoire et formation d'un PQG

*Au fond, Dieu veut que l'homme désobéisse.
Désobéir, c'est chercher.
Victo Hugo*

Synopsis

Ce chapitre décrit les moyens mis en œuvre pour former un PQG en laboratoire à partir de la matière confinée. Dans un premier temps, les différentes transitions possibles vers le PQG seront présentées. Ensuite, les moyens expérimentaux pour observer ou signer ces transitions par collisions d'ions lourds seront exposés. Finalement, l'évolution de la matière au cœur des collisions (les états et la chronologie) sera soulignée.

Dans la matière les changements d'état sont imposés par les variations de température et ou de pression. De ce fait, il est possible, en théorie, de former tous les états de la matière en modifiant la température et la pression d'un système « ordinaire ». A la différence du plasma électromagnétique où il n'y a pas de transition de phase (changement continu entre 10000 et 50000 K), pour le PQG la brisure de symétrie chirale¹ [31] implique une transition de phase². Historiquement, l'existence d'un phénomène critique à haute température a été prédit par Hagedorn phénoménologiquement [32]. Du fait de ses degrés de liberté, la physique statistique imposait à la matière hadronique une température dite limite ou maximale infranchissable : la température d'Hagedorn T_H (de l'ordre de 180 MeV). Or, il

¹La découverte de la brisure de la symétrie chirale permit à Y. Nambu d'obtenir le prix Nobel de physique 2008.

²D'après la physique statistique une restauration ou une violation de symétrie est une condition suffisante pour une transition de phase.

fut démontré expérimentalement que la taille typique d'un hadron est de l'ordre de 1 fm et que pour des températures proches de T_H , la densité peut être supérieure à 1 fm^{-3} . La possibilité de placer plusieurs hadrons dans l'espace couvert par un seul, contredit l'élémentarité du hadron lui-même. Il existe d'autres degrés de liberté accessibles et donc plus d'états possibles :

- le nombre de saveurs ;
- états de spin ;
- états de couleur ;
- nombre de gluons.

Après la découverte de la liberté asymptotique de QCD [27], la possibilité pour les quarks de se déplacer librement fut prédite (état qui pourrait exister au cœur des étoiles à neutrons ou dans les trous noirs [33]).

2.1 Transition de phase vers un PQG

La figure 2.1 montre schématiquement les différentes transitions entre le gaz de hadrons et le PQG, en représentant les diverses phases de la matière hadronique en fonction de la température et de la densité baryonique³ (nombre de baryons moins le nombre d'anti-baryons par unité de volume). A température nulle, la densité baryonique d'un noyau est de $\rho_0 = 0,17 \text{ GeV/fm}^3$ soit $0,18 \text{ nucleon/fm}^3$ (pour une masse de nucléon moyenne de 939 MeV [23]).

2.1.1 Transition à température nulle

A température nulle, c'est la compression de la matière qui va engendrer une transition de phase (voir diagramme 2.1) [34]. A des densités de quelques ρ_0 , la matière pourrait acquérir des propriétés exotiques comme la super-conductivité de couleur ou encore la super-fluidité. De tels phénomènes pourraient exister au cœur des étoiles à neutrons. Ces astres, qui font référence aux étoiles d'une masse supérieure à 1,5 fois la masse du soleil pour un rayon de l'ordre de 12 km, possèderaient une densité centrale cinq à dix fois supérieure à la densité baryonique d'un noyau. A ces densités, la matière pourrait se trouver sous forme déconfinée et présenter de la superfluidité et/ou de la superconductivité. Cependant, ce changement d'état est obtenu grâce à la pression engendrée par la gravitation. Ainsi, il implique une quantité importante de masses mises en jeu, ce qui rend son étude impossible en laboratoire (du moins à température nulle). Seules les observations astronomiques⁴ et la

³Le nombre baryonique d'un quark est de $1/3$ et celle d'un anti-quark de $-1/3$, pour un baryon elle est de 1 et pour les mésons de 0.

⁴Récemment, en juin 2008, le télescope GLAST (Gamma-Ray Large Area Space Telescope) a été mis sur orbite pour l'étude des pulsars (étoiles à neutrons en rotation rapide ; inférieure à la seconde, voir à la milliseconde) dans le domaine d'émission gamma [35, 36].

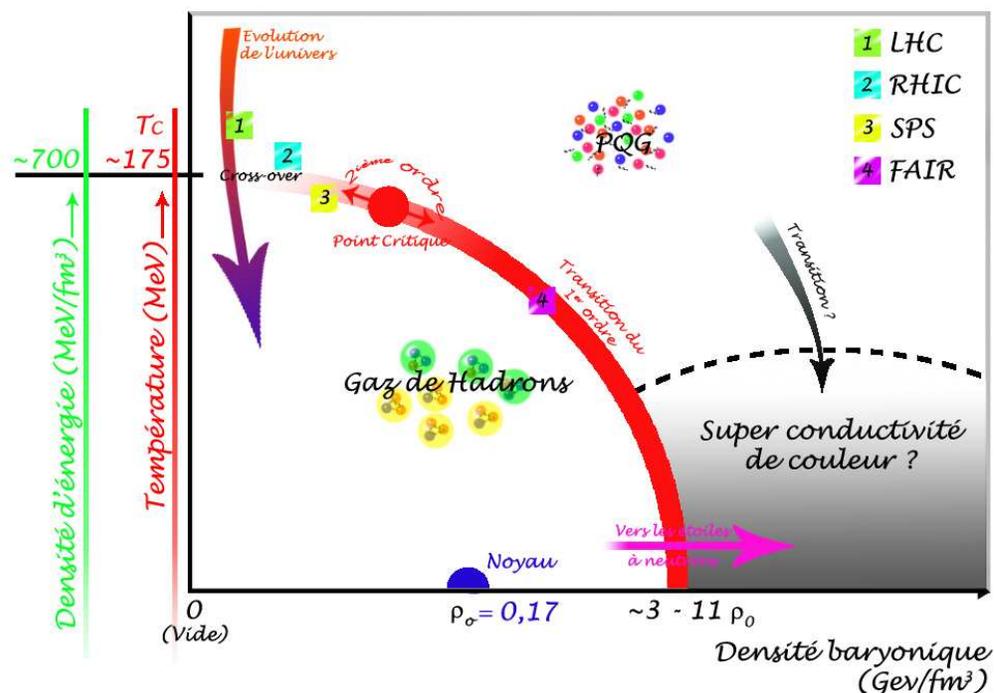


FIG. 2.1 – Diagramme de phase de la matière hadronique, température en fonction de la densité baryonique.

théorie peuvent nous renseigner sur ce genre de transitions [37, 38].

2.1.2 Transition à potentiel baryonique nul (ou quasi-nul)

A basse densité baryonique, c'est l'augmentation de la température qui permet un changement d'état (voir diagramme 2.1), la formation de paires particule et anti-particule (formation directement liée à la densité d'énergie) réduit la distance inter-quarks tout en maintenant un nombre baryonique stable. Ainsi, les degrés de liberté pertinents du système sont les quarks et les gluons car ils ne peuvent plus être associés à un hadron en particulier ; le PQG est formé. Mais, cet état n'est pas irréversible, le PQG peut évoluer vers un gaz hadronique.

2.1.3 Approche théorique par la QCD sur réseau

L'étude des variables d'états et de leurs évolutions au cours des transitions, ainsi que la prédiction des conditions d'un changement d'état, imposent l'utilisation d'un modèle de QCD non-perturbatif. Ces calculs, numériquement lourds, sont effectués par la QCD sur réseau ou "lattice QCD" (lQCD) [39]. La lQCD divise l'espace-temps en un système cristallin cubique. Chaque paramètre de maille doit être du domaine de la QCD perturbative (typiquement au dixième de fm), alors que l'ensemble doit pouvoir contenir des objets de l'échelle d'un hadron (plusieurs fm). Diverses configurations de champs de quarks et de gluons attachés respectivement aux points du réseau, sont simulées par méthode Monte-Carlo. De ce réseau sont extraites les valeurs physiques recherchées par moyenne statistique entre les configurations. Les interactions entre quarks (petite distance = QCD perturbative) se calculent analytiquement alors que tous les phénomènes à grandes distances sont calculés numériquement (variables d'état du système).

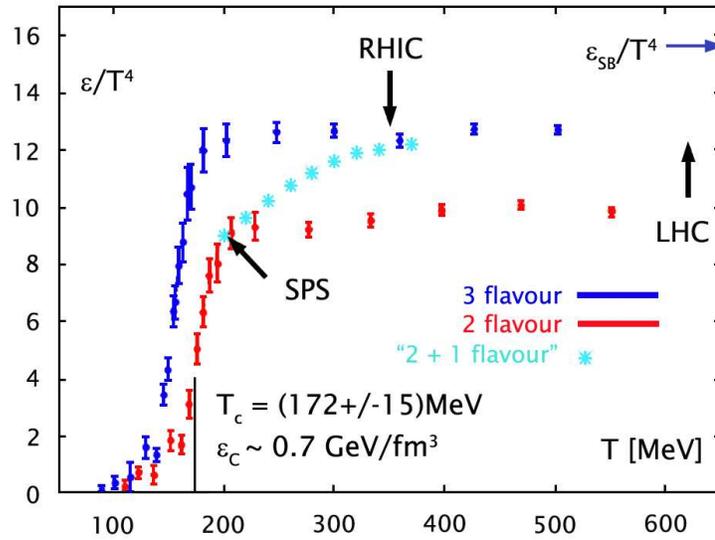


FIG. 2.2 – Densité d'énergie en fonction de la température de la matière hadronique à nombre baryonique nul [2].

Les calculs effectués ont montré la présence d'une transition à densité nulle pour une

température T_c et une densité d'énergie ϵ_c (voir graphique 2.2) [2] :

$$T_c \sim 173 \pm 15 \text{ MeV} \quad \text{et} \quad \epsilon_c \sim 0,7 \text{ GeV/fm}^3 \quad (2.1)$$

Cette transition, toujours d'après la lQCD, serait un cross-over, c'est-à-dire une transition rapide et continue. Pour des densités baryoniques non-nulles, les récents calculs montrent que la transition de phase serait du deuxième ordre, sous entendant la présence d'un point critique (pour une température de ~ 160 MeV et une densité de ~ 725 MeV/fm³). Finalement, pour de plus grandes valeurs de densité la transition serait du premier ordre [40] (voir diagramme 2.1).

Remarque : ces transitions font toujours débat dans la communauté. En effet, si la densité baryonique n'est pas nulle, il faut plutôt parler de modèles que directement de lQCD. Ainsi, la valeur de la température critique ainsi que le type de transition varient en fonction des modèles utilisés.

2.1.4 Transitions de phase et collisions d'ions lourds

Dans le cadre des collisions d'ions lourds, la formation d'un plasma de quarks et de gluons est provoquée par une augmentation simultanée de la température et de la pression. Pour atteindre cet état, les ions sont accélérés à des vitesses proches de celle de la lumière (>99,99 % de c), puis focalisés afin de permettre des collisions. C'est le rôle des grands accélérateurs ou collisionneurs (SPS, RHIC et LHC [3, 41]).

2.2 Accélération de particules au LHC

Dans un accélérateur collisionneur comme le LHC (Large Hadron Collider), les particules injectées dans deux sens différents circulent dans deux tubes. Un vide est créé grâce à des chambres à vide évitant ainsi l'interaction particules/air. Les particules sont accélérées par le champ électrique des cavités RF (Radio-Frequency), par transfert d'énergie des ondes vers les particules (plusieurs circulations au sein de l'anneau sont effectuées afin d'augmenter l'énergie). Plusieurs types d'aimants (supraconducteurs au LHC permettant des champs de l'ordre de la dizaine de Teslas) vont contrôler la direction des faisceaux ; soit pour la courbure (dipôles), soit pour la focalisation (quadripôles).

2.2.1 Chaîne d'injection du LHC

L'accélération des ions ou des protons au LHC peut se diviser en plusieurs maillons (voir schéma 2.3) [42] :

- extraction des ions (source de plomb), ou des protons (à partir d'hydrogène) ;

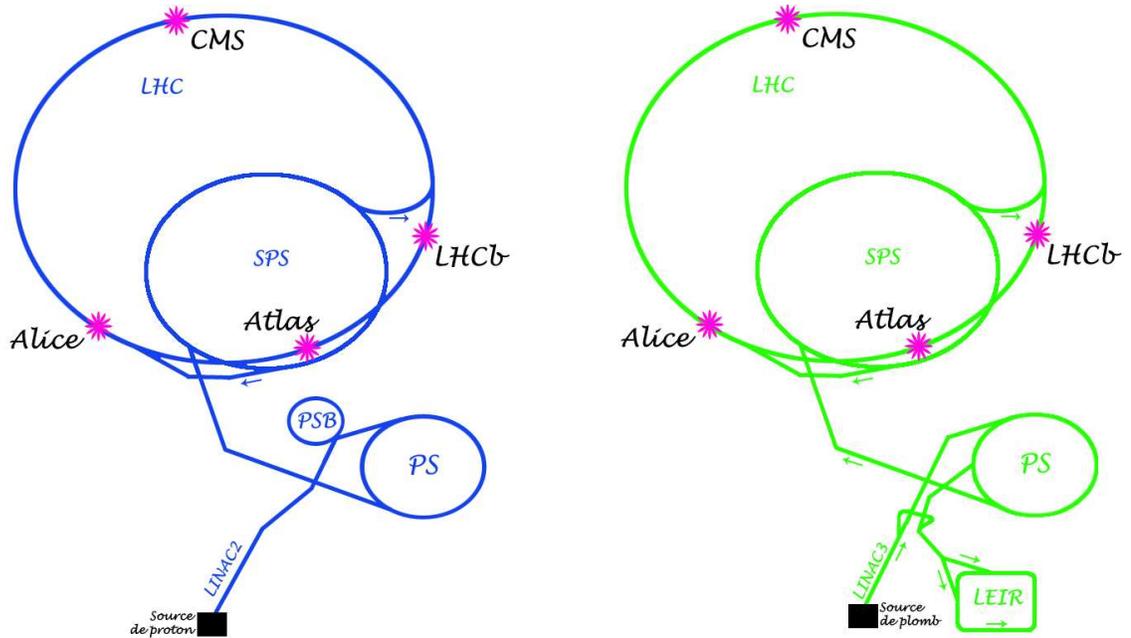


FIG. 2.3 – Schéma du LHC et de sa chaîne d'injection. Pour les protons à gauche et les ions à droite.

- accélération primaire via les accélérateurs linéaires LINAC⁵ 2 (protons) ou 3 (ions) ;
- accélération dans l'injecteur du LHC grâce au PSB (Proton Synchrotron Booster) ou LEIR (Low Energy Ion Ring), PS (Proton Synchrotron) et SPS (Super Proton Synchrotron) ;
- accélération et focalisation dans le LHC lui-même.

1^{er} maillon : source de protons et source d'ions

La production de faisceau de particules au LHC diffère entre les ions lourds et les protons.

Les protons sont produits dans une source duo-plasmatronique [43, 44]. Cette source, œuvre de Manfred von Ardenne, consiste en l'introduction d'hydrogène gazeux dans une chambre à vide. Dans cette chambre, une cathode sous forme de filament émet des électrons.

⁵LINear ACcelerator.

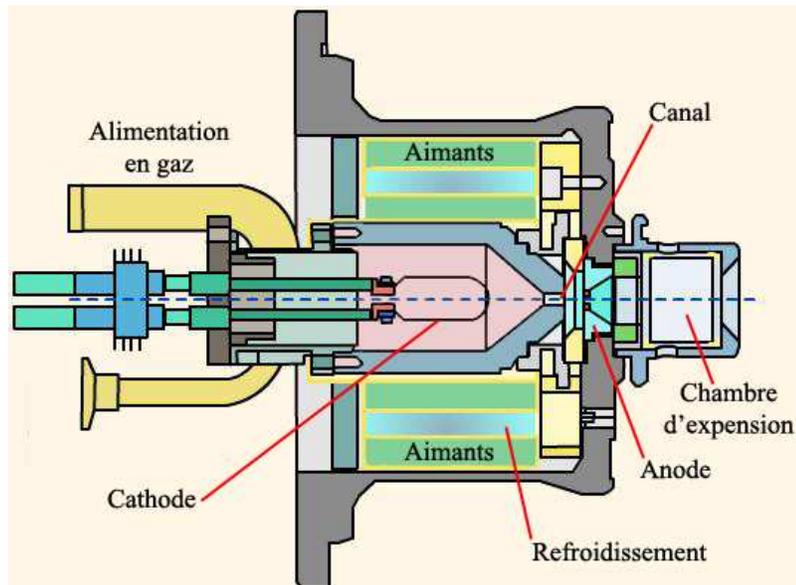


FIG. 2.4 – Schéma d'une source duo-plasmatronique.

L'interaction des électrons et du gaz entraîne l'ionisation de l'hydrogène et la formation d'un plasma électromagnétique. La constriction de l'hydrogène (maintenant H^+) par un champ magnétique permet son extraction grâce à l'anode au travers d'un canal [45] (voir figure 2.4). Le faisceau, ainsi généré, peut être étendu avant de former le faisceau de protons qui sera injecté dans l'accélérateur linéaire LINAC 2 [3].

Pour les ions, la source est à résonance cyclotronique (ECRIS - Electronic Cyclotronic Resonance Ion Source). C'est dans les années 70 qu'apparaissent les premiers développements d'ECR (Electronic Cyclotronic Resonance). Dans ces sources, les ions sont obtenus par ionisation d'un gaz (ou vapeur métallique). Au LHC, du métal est évaporé puis placé sous forme de plasma électromagnétique au cœur d'une enceinte où règne un champ magnétique⁶. Par action du champ, les électrons du milieu vont commencer à orbiter. Le principe de la résonance cyclotronique va consister en l'application d'ondes (radio-fréquences) sur le système. Ces ondes en résonance avec la fréquence d'orbite des électrons, imposeront une accélération des électrons et par là même un accroissement de leurs rayons orbitaux. Les électrons énergétiques vont alors arracher les électrons aux ions et former des ions multi-chargés (parmi eux le Pb^{+27} dans le cas du plomb) qui seront extraits de la source vers le

⁶Le champ est créé par trois aimants solénoïdaux et un hexapôle [46].

LINAC 3 [12, 13, 14, 3].

2^{ème} maillon : première accélération (LINAC 2 et LINAC 3)



FIG. 2.5 – Photo de LINAC 2 à gauche et LINAC 3 à droite.

Les ions émis par la source ECR ou les protons de la source duo-plasmatronique sont groupés par paquets puis pré-accélérés par un dispositif RFQ (Radio-Frequency Quadripole) avant d'être insérés dans respectivement LINAC 3 et LINAC 2 (voir la photo de la figure 2.5). LINAC 3 et 2 sont des accélérateurs linéaires.

LINAC 2 accélère les protons d'une énergie de 750 keV⁷ à 50 MeV. Les protons seront transférés vers le système de post-accélération PSB (voir § 2.2.1 le 3^{ème} maillon) le long d'une ligne de 80 m. Le faisceau sera focalisé par 20 quadripôles, et contrôlé par deux aimants de courbures et huit aimants directifs [3]. Il traversera ainsi trois zones de transfert nommées : "LT line", "LTB line" (ligne droite de transfert utilisant l'aimant nommé BHZ30), et "BI line" [48].

LINAC 3 (Cf - photo de la figure 2.5) permet d'atteindre, pour les ions, une énergie de 4,2 MeV par nucléon et une rigidité magnétique⁸ de 2,28 Tm. Il possède, en sortie, un éplucheur ou « stripper » constitué de faibles sections de matière à travers lesquelles

⁷Initialement de 90 keV, le faisceau atteint l'énergie de 750 keV après le dispositif RFQ [47].

⁸La rigidité magnétique correspond au rayon de giration d'une particule placée dans un champ de 1 Tesla. Plus la rigidité est élevée plus il est « difficile » de défléchir le faisceau. La rigidité vaut : $B\rho[\text{T.m}] = kp/Q$ (p en GeV/c ; la charge Q en unité de charge du proton ; $k \sim 1/0,3$) [49].

le faisceau passe et qui permettent d'arracher des électrons aux ions. Le Pb^{+27} devient du Pb^{+54} [3, 42]. Les ions vont ensuite être transféré de l'accélérateur LINAC vers le dispositif LEIR, puis de LEIR vers le cyclotron PS (2 dipôles horizontaux et 2 verticaux pour la courbure, 6 quadripôles), par [3, 15, 16] :

- la ligne ITH (2 quadripôles triplets) ;
- le dispositif ITE (4 dipôles horizontaux permettant la courbure à 180° du faisceau et 5 quadripôles) ;
- le système ETL permettant la circulation du faisceau dans deux sens.

3^{ème} maillon : PSB et LEIR



FIG. 2.6 – Photo de LEIR.

Par les lignes de transfert, les protons sont introduits dans le PSB. Celui-ci augmente l'énergie des paquets de protons jusqu'à 1,4 GeV. Il se divise en seize sections constituées d'aimants de courbure, d'aimants de focalisation et de cavités RF. En sortie, le PSB délivre deux groupes de six paquets de protons qui sont dirigés vers le PS [3].

Lors de l'entrée dans LEIR (Cf - photo de la figure 2.6) le faisceau d'ions est composé de paquets d'ions de faible intensité et d'une longueur temporelle d'environ $200 \mu s$. Le rôle de LEIR va alors être double : augmentation de l'intensité en regroupant quatre paquets d'ions, puis diminution de la durée à environ 200 ns. Après accélération, l'énergie atteinte

est de l'ordre de 72 MeV par nucléon et la rigidité magnétique est de 4,8 Tm [3, 15, 16]. Les deux pulses simultanément présents dans LEIR (séparés de 350 ns) sont transférés via ETL (voir paragraphe précédent) vers le PS.

4^{ème} maillon : PS, SPS



FIG. 2.7 – Photo d'un tronçon du PS à gauche et du SPS à droite.

Outre une simple accélération (jusqu'à 5,88 GeV par nucléon pour les ions et 26 GeV pour les protons), le PS va devoir adapter (notamment d'un point de vue temporel) le faisceau pour l'injection dans le LHC (Cf - figure 2.7).

Pour les protons, le PS délivre un groupe de paquets de protons tous les 3,6 s. Chaque groupe possède 72 paquets espacés de 25 ns [3, 50] (Cf - figure 2.8).

Pour les ions, les deux pulses émis par LEIR vont être dégroupés en quatre pulses puis accélérés (en sortie la durée d'un pulse est de 3,9 ns). Une nouvelle ionisation va ensuite permettre le passage de l'état Pb^{+52} vers l'état de charge Pb^{+82} totalement épluché [3].

Le SPS (Cf - figure 2.7) est le dernier dispositif d'injection du LHC. Il accumule trois groupes de 81 paquets de protons produits dans le PS (espacés de 25 ns). Ceux-ci seront portés à une énergie de 450 GeV et injectés dans le LHC par groupe de 243 paquets de protons [51, 3].

Le tableau 2.1 présente les grandeurs importantes en sortie des diverses accélérations dans l'injecteur pour les ions, notamment pour le SPS. Dans ce cas, les ions doivent atteindre

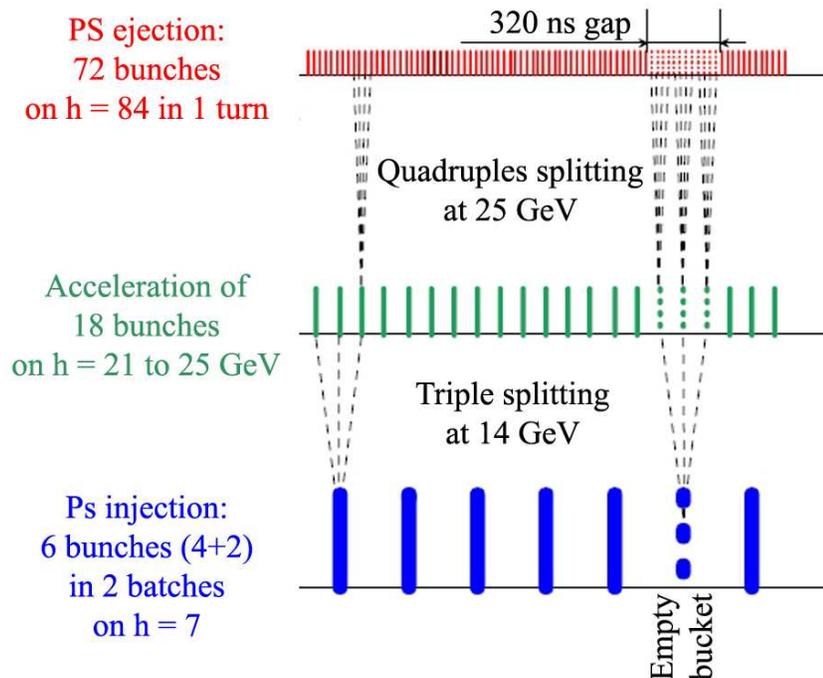


FIG. 2.8 – Génération d’un train de paquets de protons via le PS au LHC (l’espace temporel entre les paquets est de 25 ns) [3].

une énergie de 176 GeV/n. En moins d’une minute, le SPS va accumuler 52 paquets d’ions issus du PS.

2.2.2 Anneaux du LHC

Placé dans le tunnel du LEP (Large Electron Positron collider), le LHC (voir la photo de la figure 2.9) va permettre les collisions de proton sur proton et d’ion sur ion. Dans le centre de masse, l’énergie devrait atteindre, au maximum : $\sqrt{s_{NN}} = 14$ TeV (p-p) et $\sqrt{s_{NN}} = 5,5$ TeV/A (Pb-Pb). Pour ce faire, deux faisceaux sont accélérés (en 20 min, 12 lots de 48 pulses sont injectés dans chacun des deux anneaux du LHC) dans le même cryostat. La luminosité attendue du LHC est de $L_{LHC} = 10^{34}$ $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ en proton-proton et $L_{LHC} = 10^{27}$ $\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ en Pb-Pb [3, 52, 53].

L’énergie atteinte lors des collisions est finalement liée à l’énergie de l’ensemble de la

-	LINAC3	LEIR	PS	SPS
Energie de sortie	4,2 MeV/n	72,2 MeV/n	5,9 GeV/n	176,4 GeV/n
Etat de charge (Pb)	27 ⁺	54 ⁺	54 ⁺	82 ⁺
Rigidité magnétique (Tm)	2,28	4,8	86,7	1500
Pulse par anneau	-	2	4	52
Ions par pulse	1,15.10 ⁹	9.10 ⁸	4,8.10 ⁸	< 4,7.10 ⁹
Temps entre chaque pulse (ns)	-	350	100	100
Durée d'un pulse (ns)	-	200	3,9	3,9

TAB. 2.1 – Valeurs importantes de la chaîne d'injection du LHC pour un faisceau de plomb [12, 13, 14, 3, 15, 16].

chaîne d'injection ainsi que celle du LHC. La rencontre entre les deux faisceaux va permettre les collisions d'ions ou de protons qui seront décrites dans les paragraphes suivants.

2.3 Les collisions au LHC

2.3.1 Les paramètres initiaux d'une collision

Une collision se définit littéralement par le choc de deux corps. Dans le cadre des collisions de particules, on peut comparer ces deux corps à deux galettes rondes. Un proton ou un ion à "l'arrêt" étant sphérique, c'est la contraction relativiste qui lui confère sa forme "aplatisse". Pour un observateur, un objet voyageant à une vitesse non-nulle par rapport au



FIG. 2.9 – Photo d'un tronçon du LHC.

référentiel de l'observateur paraîtra écrasé dans la direction de son déplacement. Ainsi, la longueur observée sera donnée en fonction de celle mesurée dans le référentiel propre de l'objet (cette longueur est également celle de l'objet au repos) par le rapport de contraction γ . C'est la contraction de Lorentz [54].

Ainsi, au LHC cette contraction donnera :

$$\gamma_{(p-p)} = \frac{E}{mc^2} \sim 7.10^3 / 0,938 \sim 7462 \quad (2.2)$$

$$\gamma_{(Pb-Pb)} \sim \frac{(2,75.10^3 [GeV/A] * 208)}{193} \sim 2963 \quad (2.3)$$

Les conditions initiales d'une collision de particules sont caractérisées par la centralité qui permet un calcul de la densité d'énergie initiale. La gamme en centralité d'une collision est accessible via :

- le plan de réaction (plan de symétrie de la collision englobant l'axe du faisceau) (voir figure 2.10) ;
- b le paramètre d'impact (distance entre les "centres" des particules en collision ; voir figure 2.10) ;
- N_{part} le nombre de participants à la collision (typiquement ce sont les nucléons ayant subi au moins une collision) ;

– N_{coll} le nombre de collisions binaires (nucléon-nucléon).

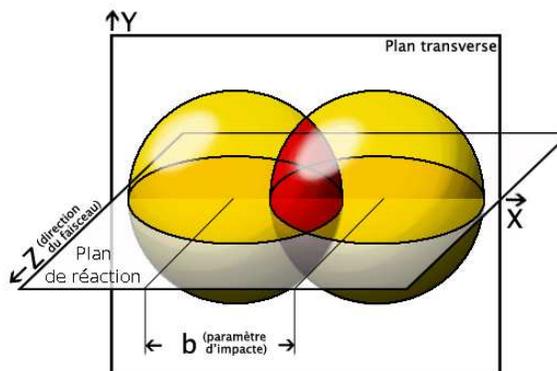


FIG. 2.10 – Plan de réaction, plan transverse, et paramètre d'impact d'une collision.

Bien que ces paramètres ne soient pas mesurables directement d'un point de vue expérimental, le modèle de Glauber [52, 55], en permet une estimation.

La description des paramètres oblige l'utilisation de variables pertinentes. Nous les décrirons dans les paragraphes suivants.

L'impulsion transverse : p_t

L'impulsion transverse est la partie de l'impulsion générée par la collision. Elle est indépendante du référentiel (ceci facilite les comparaisons directes entre les mesures des différentes expériences) et perpendiculaire à la direction des particules qui collisionnent :

$$p_t = \sqrt{p_x^2 + p_y^2} \quad (\text{cas de particules se déplaçant suivant l'axe } Oz) \quad (2.4)$$

L'énergie transverse : E_t

Comme pour l'impulsion transverse, cette énergie correspond à celle émise dans le plan transverse au plan de réaction. Elle se calcule à partir de l'énergie totale (E) et de l'angle (θ) formé par l'axe du faisceau et la droite entre le point d'interaction et le point où l'énergie est calculée :

$$E_t = E \sin(\theta) \quad (2.5)$$

L'énergie transverse se confond avec l'énergie totale à la perpendiculaire de la collision.

Rapidité et pseudo-rapidité : y et η

La rapidité est reliée à l'énergie (E) et à l'impulsion longitudinale (p_z) qui suit la direction de propagation des particules initiales (ici l'axe Oz) :

$$y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_z}{E - p_z} \right) \quad (2.6)$$

La pseudo-rapidité est une variable expérimentale qui se confond avec la rapidité pour les grandes impulsions. Si $p \gg m$:

$$y \sim \frac{1}{2} \ln \left(\frac{p + p \cos \theta}{p - p \cos \theta} \right) = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1 + \cos \theta}{1 - \cos \theta} \right); \quad (2.7)$$

en posant θ tel que $p_t = p \sin \theta$ et $p_z = p \cos \theta$. Comme :

$$\cos \theta = \frac{1 - \tan^2(\frac{\theta}{2})}{1 + \tan^2(\frac{\theta}{2})}; \quad (2.8)$$

on a :

$$y \sim \frac{1}{2} \ln \left(\frac{1}{\tan^2(\frac{\theta}{2})} \right). \quad (2.9)$$

Finalement la pseudo-rapidité η est donnée par :

$$\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2} \sim y \text{ pour } m \ll p \text{ et } \theta \gg \frac{1}{\gamma}. \quad (2.10)$$

Par le biais de ces paramètres, les différentes étapes d'une collision peuvent être décrites et quantifiées. Ce sont des observables de description de la chronologie d'une collision.

2.3.2 Chronologie d'une collision

Lors d'une collision, les particules ultra-relativistes interagissent plus ou moins en fonction de leurs énergies dans le centre de masse et leurs paramètres d'impact. Les nucléons participants à la collision laissent une zone très dense en énergie qui se matérialise le plus souvent en un gaz de hadrons. Seulement, dans le cas d'une collision d'ions lourds (à la différence d'une collision de protons), la densité d'énergie peut être suffisante pour former un milieu déconfiné. La collision se divise en différentes étapes.

1. Dans un premier temps, il y a les processus durs : interaction entre deux partons⁹

⁹Les partons ont été définis historiquement comme les constituants d'un nucléon. Depuis que le modèle des quarks et des gluons existe, parton est un terme générique les définissant.

(Cf - figure 2.11).

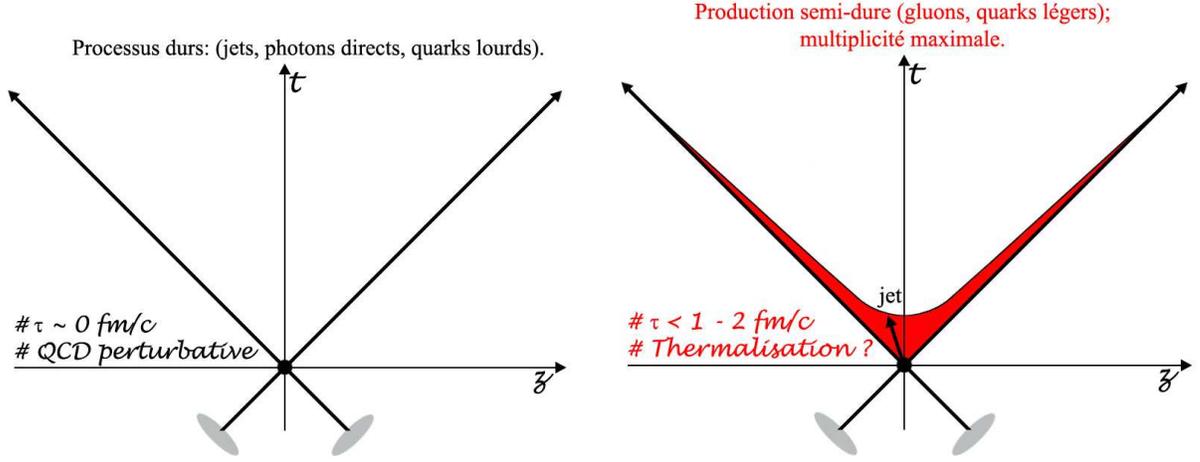


FIG. 2.11 – Première étape du déroulement spatio-temporel d'une collision selon Bjorken (le cône est celui de la lumière $t = z/c$). Les chiffres ne sont que des ordres de grandeurs, reflets des différentes échelles de temps.

Ces processus sont associés au début de la collision pendant l'interpénétration des particules. La durée de ces processus est d'autant plus courte que la contraction de Lorentz est importante. Elle se trouve, dans le cas du LHC, inférieure au temps caractéristique de l'interaction forte $\tau_{interaction\ forte} \sim 1 \text{ fm}/c$. Il y a ici, formation de gerbes (jets), de quarks lourds (charme et beauté) ou encore de bosons de jauge (W^\pm ou Z^0). Il faut noter que, du fait de leurs temps de formation, ces particules apparaissent après l'entrecroisement des projectiles. Ensuite, les particules laissent dans leurs sillages une zone très dense en énergie et, notamment pour les collisions d'ions lourds, de faible densité baryonique. Un nombre important de quarks et d'anti-quarks légers et de gluons dits mous sont créés. La distinction entre les processus durs et mous est mal définie. En théorie, c'est l'impulsion transverse qui permet de les différencier. Cette impulsion étant orthogonale à la direction des particules incidentes, on considère en général qu'un processus est dur si : $p_t > 2-3 \text{ GeV}$. De plus, il n'y a pas de réelle séparation temporelle entre ces processus, les interactions doivent plutôt être considérées simultanément ¹⁰. Cependant, les domaines en énergie étant différents, il est généralement admis que les processus durs provenant de collisions partoniques

¹⁰Ces interactions multiples sont décrites par le modèle Gribov-Regge [56].

“directs”, plus gourmandes en énergie, sont parmi les premières interactions.

Dans le cas de collisions d’ions lourds, cette région peut être thermalisée¹¹. C’est la première étape de la collision, d’après le scénario de Bjorken, représenté par la figure 2.11 [57].

2. Ensuite, dans le cas des collisions entre ions, un milieu thermalisé de quarks et de gluons se forme. Le système possède 6 degrés de liberté par saveur pour les quarks et 24 pour les gluons (2 (spin) * 3 (couleur) pour les quarks et 3 (spin) * 8 (couleur) pour les gluons). Les particules présentes vont subir les propriétés du plasma, figure 2.12 :

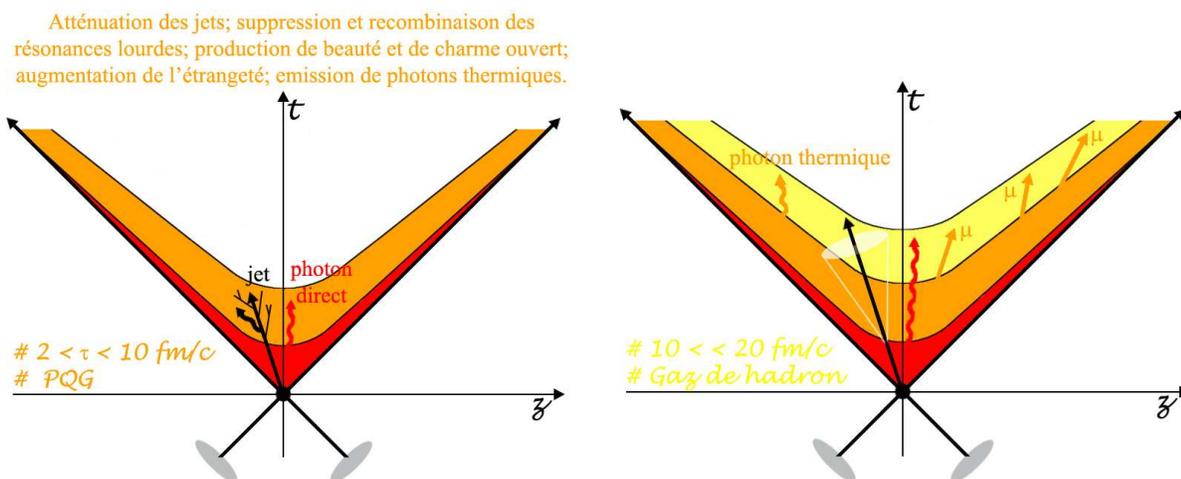


FIG. 2.12 – Deuxième étape de la collision dans le cas d’une collision d’ions lourds. De la même manière les chiffres ne sont que des ordres de grandeurs, reflets des différentes échelles de temps.

- les partons de haute impulsion transverse contenus dans les gerbes peuvent être “ralentis” ; c’est l’atténuation des gerbes ou jet quenching (voir : § 3.2.4) ;
- les résonances de quarks lourds peuvent se trouver “fondus” par la température du milieu (voir chapitre 4) ;
- de nouvelles résonances lourdes pourraient se former (recombinaison ; voir chapitre 4) ;
- des quarks étranges en plus grand nombre (en comparaison avec des collisions sans PQG comme proton sur proton) apparaîtraient par les processus $u\bar{u} \rightarrow s\bar{s}$, $d\bar{d} \rightarrow s\bar{s}$, $g\bar{g} \rightarrow s\bar{s}$ (voir : § 3.2.3) ;

¹¹La thermalisation du milieu, si thermalisation il y a, est un point encore très discuté.

- des photons thermiques peuvent être émis par le PQG (voir : § 3.2.1).

Remarque : en collision proton-proton, la densité d'énergie ne permet pas la formation d'un milieu partonique.

3. Le milieu va subir une expansion thermodynamique provoquant en premier lieu un refroidissement global du système : c'est le moment de l'hadronisation. Cette étape est plus ou moins longue et peut être mixte ou pas (toujours pour les collisions d'ions lourds) selon l'ordre de la transition de phase. Ce gaz hadronique est principalement formé de pions et de kaons (voir figure 2.12) et apparaît aussi bien en collision proton sur proton qu'en ion sur ion.
4. Finalement, la distance typique entre les particules dans le gaz de hadrons devient trop importante et l'énergie trop faible pour permettre les collisions inélastiques : c'est le gel chimique (chemical freeze-out). Et, de la même manière, les collisions élastiques vont par la suite être réduites, les particules se déplacent librement dans le milieu : c'est le gel thermique (thermic freeze-out) (voir figure 2.13).

A la fin de la collision, les particules encore présentes dans le milieu seront les messagères de toute l'évolution décrite dans ce chapitre. Elles devront rendre compte : du parcours de la matière dans l'accélérateur (luminosité, énergie faisceau) (voir : § 2.2) ; des conditions initiales de la collision dont elles sont issues (centralité) ; du ou des milieux formés par la collision. Le choix de ces messagères, leurs détections ainsi que l'interprétation du message qu'elles portent seront présentés dans le chapitre suivant.

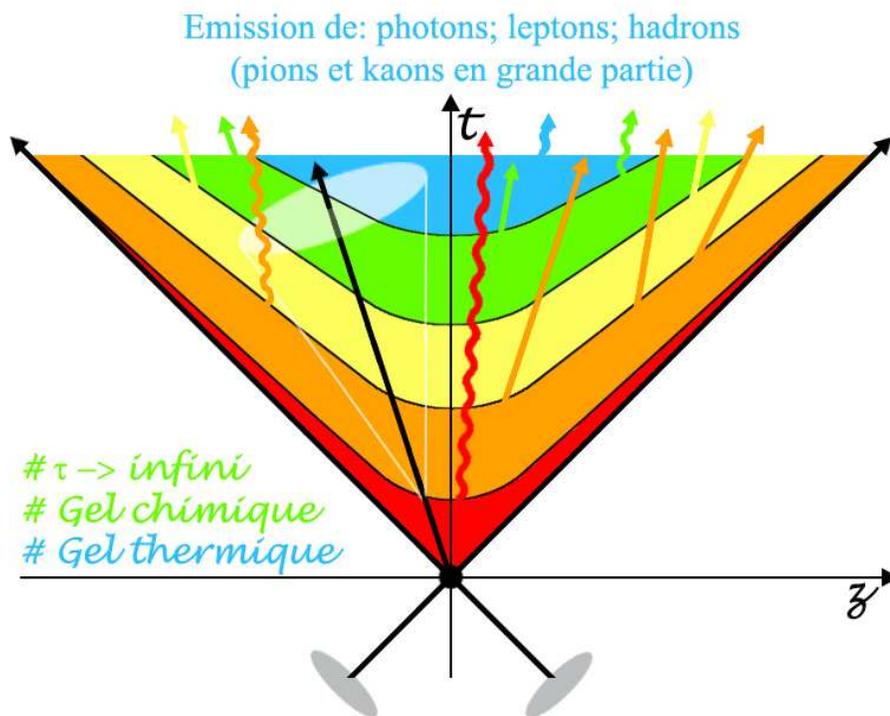


FIG. 2.13 – Dernière étape de la collision.

Deuxième partie

Détection du PQG

“Observations d’observables”

Chapitre 3

Observables et observations

*L'expérience est une lanterne attachée dans notre dos,
elle n'éclaire que le chemin parcouru.
Confucius*

Synopsis

Ce chapitre présente les moyens d'étudier les collisions. Une première partie décrira les particules utiles ou sondes pouvant rendre compte de la collision et quelles informations ces sondes délivrent. Une deuxième partie sera consacrée aux observations effectuées auprès de détecteurs déjà en service.

3.1 Les sondes

Du fait de sa durée de vie¹ et de sa taille, le PQG n'est pas mesurable de façon directe lors des collisions d'ions. La taille des détecteurs, leurs granularités, leurs temps de réponse et la spécificité des mesures possibles, impliquent le besoin d'un grand nombre de détecteurs et d'un choix de sondes judicieux. Les sondes doivent distinguer le milieu dans lequel elles sont créées, celui qu'elles traversent et celui avec lequel elles interagissent dans le détecteur.

Théoriquement, les modifications découlant de la formation du plasma sont nombreuses. Nous parlerons ici des plus prometteuses ayant fait l'objet de mesures au SPS (Super Proton

¹Le temps de vie du PQG est comparable au temps que met la lumière pour traverser un noyau, environ 10^{-23} s.

Synchrotron) ou au RHIC (Relativistic Heavy-Ion Collider). Il est possible de distinguer les sondes dites dures de celles dites molles. Les premières correspondent aux processus à grand moment transféré (interactions partoniques liées au début de la collision, voir la partie 2.3), tels que :

- les photons thermiques : l’annihilation de paires $q\bar{q}$ ainsi que la diffusion Compton de gluons sur des quarks impliqueraient la génération de photons et de di-leptons dits thermiques (voir : § 3.2.1) ;
- l’atténuation de gerbes (“jet quenching”) : le PQG pourrait “ralentir” les partons de haute impulsion transverse responsables de la formation des gerbes (voir : § 3.2.4) ;
- la suppression (et/ou l’augmentation) des résonances de quarks lourds : la présence d’un milieu à haute température serait capable d’écranter les quarkonia. Ce phénomène faisant l’objet de cette thèse sera discuté en détail dans le chapitre suivant (voir : § 4.1).

Les autres processus correspondent à l’état final du système car ils ont lieu à plus basse densité d’énergie :

- l’écoulement elliptique : l’asymétrie spatiale de la zone de collision provoque une asymétrie dans l’espace des impulsions (voir : § 3.2.2) ;
- la production d’étrangeté : augmentation de la production de paires $s\bar{s}$ par fusion de gluons ou annihilation $q\bar{q}$ (voir : § 3.2.3).

En outre, les sondes du PQG ne suffisent pas à elles seules. En effet, il faut distinguer les effets nucléaires froids (sans formation de PQG) avec ceux directement liés à un milieu dense et chaud (avec formation éventuelle d’un PQG). Pour cela, la comparaison entre différents type de données est nécessaire (comparaison des données Pb-Pb, p-p, p-A ou encore en fonction du nombre de participants par exemple). Ainsi, en plus de la mesure du milieu, une caractérisation de la collision (centralité, plan de réaction, volume ou densité d’énergie) doit être faite. Pour accéder au type de la collision, il faut mesurer :

- la multiplicité des particules chargées ;
- l’énergie transverse à mi-rapidité ;
- l’énergie emportée par les nucléons (énergie issue de la partie dite spectatrice de la collision).

Ces mesures sont effectuées par un ensemble de détecteurs globaux installés sur les expériences tels que :

- des calorimètres à angle nul pour mesurer le nombre de nucléons spectateurs de la réaction et donc la centralité ;
- des détecteurs de mesure de multiplicité ;
- des systèmes de déclenchement globaux aidant aux mesures de centralité et de positionnement du point d’interaction primaire, ou vertex primaire.

De plus, il est important de connaître les conditions initiales de la collision. Les particules issues des processus durs qui ne subissent pas d’interactions avec un plasma sont privilégiées. On trouve parmi ces particules les bosons électrofaibles (W^\pm , Z^0) [58, 9] et les photons de

haute impulsion transverse.

Finalement, seule la confrontation entre les observations attendues et les observation faites peut valider la signature de la formation d'un PQG. Les paragraphes suivants présentent certaines de ces confrontations pour les différentes sondes choisies. Les données pour le charme et la beauté seront présentées dans le chapitre suivant.

3.2 Observations

3.2.1 Les photons et di-leptons thermiques

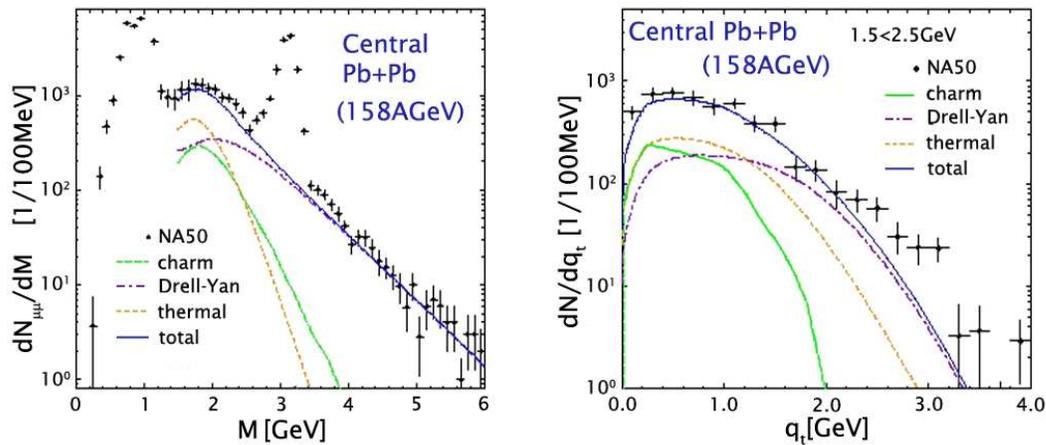


FIG. 3.1 – Spectres en masse invariante des dimuons (à gauche) et en impulsion transverse (à droite) donnés par NA50 (collision Pb-Pb à 158 GeV). Les simulations de la contribution du Drell-Yann, du charme ouvert, ainsi que les muons thermiques y sont ajoutées [4].

La production de photons et de di-leptons issus directement du plasma, prédite par des modèles thermodynamiques [59, 60], provient de l'annihilation de quarks ou de la diffusion Compton de gluons se matérialisant soit en photons, soit en paires de leptons via des photons virtuels. Ceux-ci, très sensibles à l'état thermodynamique du milieu lors de leur création, ne subissent pas l'interaction forte et donc ne sont pas affectés par la matière hadronique. De plus, la zone favorable de leur observation se trouve aux masses intermédiaires, c'est-à-dire entre les mésons légers (ρ , ω , ϕ) et les résonances lourdes (J/ψ). L'importance de

cette région réside dans le fait que d'un côté, les processus hadroniques de basse énergie sont suffisamment négligeables à ce niveau, et de l'autre côté, les processus durs prévalent aux régions des masses élevées (> 4 GeV). Ainsi, le signal est peu pollué et permet à ces photons et di-leptons de donner une valeur de la température du milieu. Ainsi, une surproduction de photons et de di-leptons lors de collisions peut impliquer la formation d'un milieu plus chaud comme le PQG.

Au CERN (Conseil Européen de Recherche Nucléaire), l'expérience WA98 [61] a observé l'augmentation de la production de photons en collisions Pb-Pb centrales (voir graphique de la figure 3.1, [62]). Parallèlement, la mesure du spectre en dileptons des masses intermédiaires a été entreprise par le canal de décroissance di-muonique. Les collaborations de NA38, NA50 et HELIOS-3 ont mesuré, pour les collisions centrales entre nucléons, une surproduction de muons dans la région en masse entre le méson ϕ et le méson J/ψ [63, 64, 65] d'un facteur d'environ 2. Depuis, les résultats préliminaires de NA60, où la soustraction de la contribution des muons provenant de la décroissance semi-leptonique du charme ouvert (désintégration des mésons D et \bar{D}) a pu être effectuée, confirment cette tendance [66, 67].

3.2.2 L'écoulement elliptique

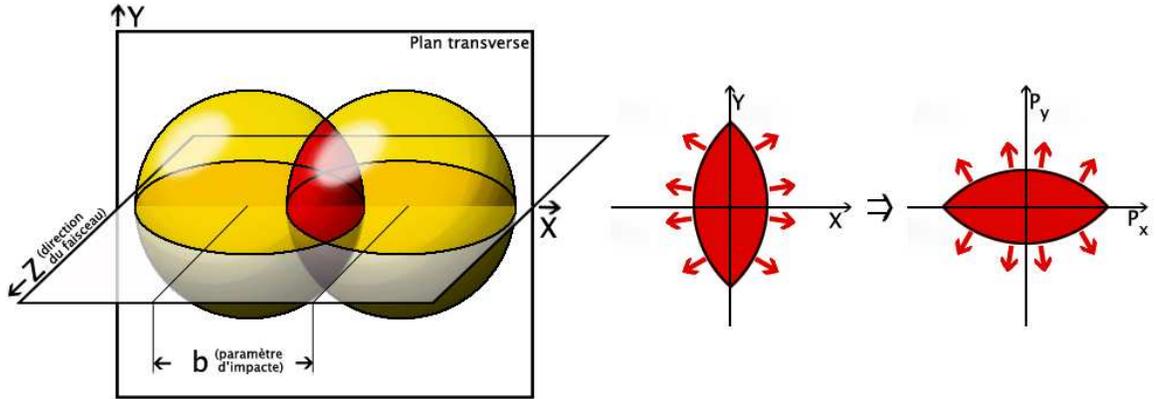


FIG. 3.2 – Représentation schématique de l'anisotropie spatiale de la zone de recouvrement des noyaux.

Lors de la collision, le grand nombre d'interactions génère des phénomènes dits collectifs, ou écoulement (flow). Cet écoulement décrit l'évolution de la matière dans l'espace des

phases. La disposition spatiale de la zone de recouvrement, schématisée sur la figure 3.2, induit un gradient de pression générateur d'anisotropie des impulsions (notamment pour les collisions semi-centrales).

La décomposition en série de Fourier de cet écoulement, distribué par unité de rapidité, de moment transverse et d'angle azimutal, peut être donnée sous la forme [68, 69, 5] :

$$\frac{dN}{dydp_t d\phi} = \frac{1}{2\pi} \frac{dN}{dydp_t} * \left(1 + 2v_1(y, p_t) \cos(\phi - \phi_R) + 2v_2(y, p_t) \cos(2(\phi - \phi_R)) + \dots \right) \quad (3.1)$$

(avec ϕ_R l'angle du plan de réaction) et s'écrit de façon simplifiée comme suit :

$$\frac{dN}{d\phi} \sim 1 + 2v_1 \cos\phi + 2v_2 \cos(2\phi) + \dots \quad (3.2)$$

v_N étant les coefficients de Fourier : v_1 représente l'écoulement direct, et v_2 l'écoulement elliptique.

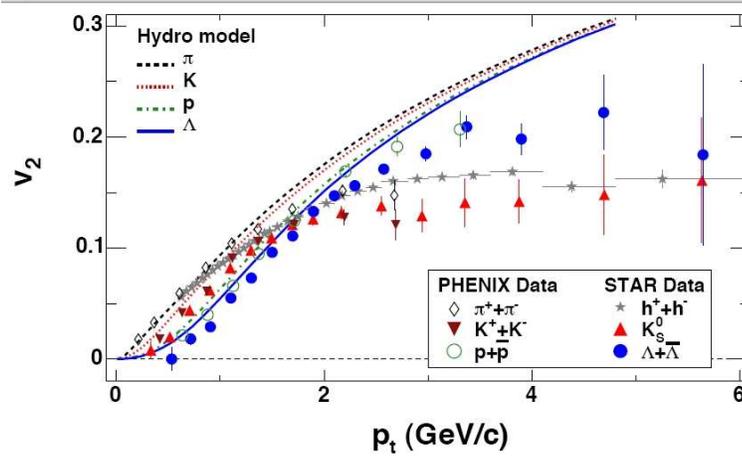


FIG. 3.3 – v^2 en fonction du p_t . Les lignes sont des calculs de modèles hydrodynamiques [5].

Bien que l'écoulement de la matière soit un phénomène collectif d'autant plus marqué dans un milieu thermalisé, il n'est pas forcément dû à un milieu partonique (un milieu hadronique est suffisant). L'intérêt de l'étude de l'écoulement va être de confirmer ou d'infirmer les modèles hydrodynamiques impliquant la formation d'un milieu partonique. Dans ce

cadre, l'observable v_2 qui implique une forte pression transverse (ce paramètre représentant la dépendance azimutale de la production de particules) est en bon accord avec les modèles hydrodynamiques [70, 71, 72, 5] (voir le graphique de la figure 3.3). L'écoulement elliptique mesuré indique que la symétrie azimutale en impulsion à bas p_t devient asymétrique à plus haut p_t . La magnitude de cette déformation peut être expliquée par des modèles de PQG en admettant que le temps de thermalisation soit rapide ($\sim 0,6$ fm/c) [73, 74, 75], hypothèse qui suscite encore un important débat.

3.2.3 Production d'étrangeté

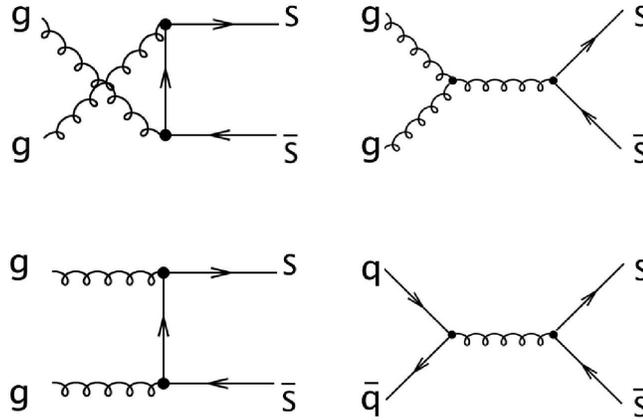


FIG. 3.4 – Diagramme de Feynman des modes de formation des quarks étranges.

Dans la matière hadronique l'étrangeté est un nombre quantique entier qui doit se conserver au cours de la collision. Ce qui implique que les quarks s doivent se former par paires $s\bar{s}$. L'augmentation de ces quarks étranges reposerait en premier lieu sur leurs modes de formation dans un PQG, c'est-à-dire par fusion gluonique ou annihilation de paires $q\bar{q}$, figure 3.4.

Ces modes sont beaucoup moins exigeants en énergie que les modes de formations de particules étranges dans un gaz de hadrons car à faible densité baryonique et haute énergie la masse du quark s devrait diminuer. Typiquement, 200 – 300 MeV suffisent à former une paire étrange dans un PQG alors qu'il en faut au moins 500 MeV dans un gaz d'hadrons. De plus, le temps d'équilibration des quarks étranges est beaucoup plus faible dans un

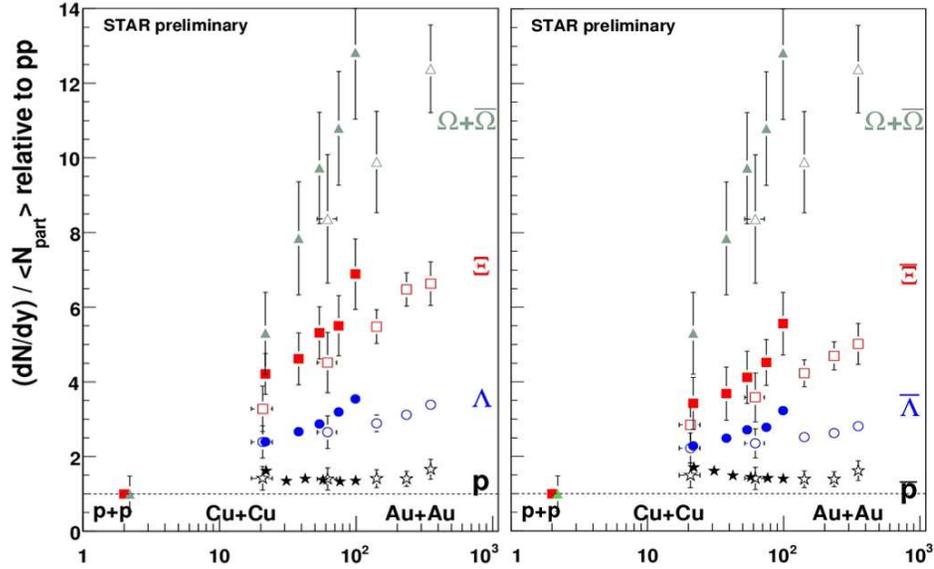


FIG. 3.5 – Les graphiques représentent l’augmentation relative de l’étrangeté en collision Au+Au et Cu+Cu par rapport aux collisions p+p mesurée avec le détecteur STAR. La partie gauche concerne les Λ , Ξ et $\Omega + \bar{\Omega}$ et la droite $\bar{\Lambda}$, $\bar{\Xi}$ et $\bar{\Omega} + \bar{\Omega}$. Les résultats sont normalisés par le nombre de particules détectées [6].

PQG. Dans ce dernier la densité de paires étranges devrait saturer ce qui implique, par conservation de l’étrangeté, la formation d’un grand nombre de particules étranges [76, 77].

Les mesures faites au RHIC, avec l’expérience STAR (voir graphique de la figure 3.5) et celles prises au SPS confirment cette tendance [6, 78]. En effet, dans le graphique de la figure 3.5, nous notons une augmentation relative de cette production de quarks s entre les collisions en protons et celles en ions lourds. Ces mesures effectuées sur l’expérience STAR [6] montrent une forte augmentation de particules étranges. Toutefois, il faut rester prudent étant donné que certains modèles hadroniques peuvent expliquer ce phénomène sans formation de PQG [6].

3.2.4 Atténuation des gerbes

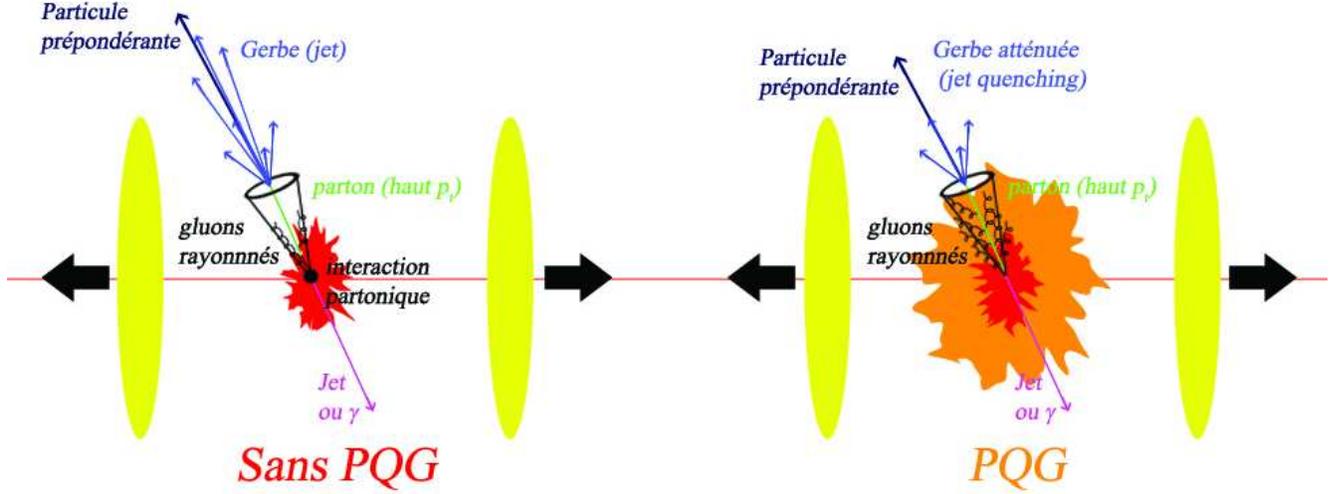


FIG. 3.6 – Vision schématique du phénomène d’atténuation des gerbes.

Lors des collisions partoniques du début de collision (voir : § 2.3), des partons de haute impulsion transverse peuvent être émis. Ces partons vont alors interagir avec le milieu pour former une gerbe de particules. Dans le cas d’une création d’un milieu dense et chaud, le parton va perdre beaucoup plus d’énergie que dans un milieu hadronique. En effet, le PQG possédant une grande densité de charge de couleurs, les partons colorés vont interagir de façon plus intense que dans un milieu hadronique sans couleur, l’énergie des gerbes va donc diminuer : c’est le “jet quenching” ou l’atténuation des gerbes [79] (voir figure 3.6).

Pour quantifier ce phénomène le facteur de modification nucléaire est introduit : R_{AB} . Ce rapport compare les taux de production entre les collisions du type A sur B et les collisions plus élémentaires du type p-p. Il s’écrit [80] :

$$R_{AB}(p_t) = \frac{\frac{d^2 N}{d\eta dp_t}}{T_{AB} \frac{d^2 \sigma^{pp}}{d\eta dp_t}} \quad (3.3)$$

- $d^2 N/d\eta dp_t$ = taux de production différentiel dans une collision entre A et B.
- $T_{AB} = \langle N_{bin} \rangle / \sigma_{inl}^{pp}$ description géométrique des collisions binaires, N_{bin} est le nombre de collisions binaires et σ_{inl}^{pp} la section efficace inélastique.

3.2. OBSERVATIONS

Les mesures du facteur R_{AB} au RHIC et au SPS, montrent une atténuation (voir graphique de la figure 3.7) [81, 82, 83, 84]. Les graphiques de la figure 3.7, comparent le facteur de modification nucléaire entre les collisions d-Au et Au-Au mesuré par diverses expériences (PHENIX [85], STAR [86], BRAHMS [87], PHOBOS [88]). Ceux-ci soulignent clairement une diminution du facteur qui peut être due à l'atténuation dans un milieu déconfiné.

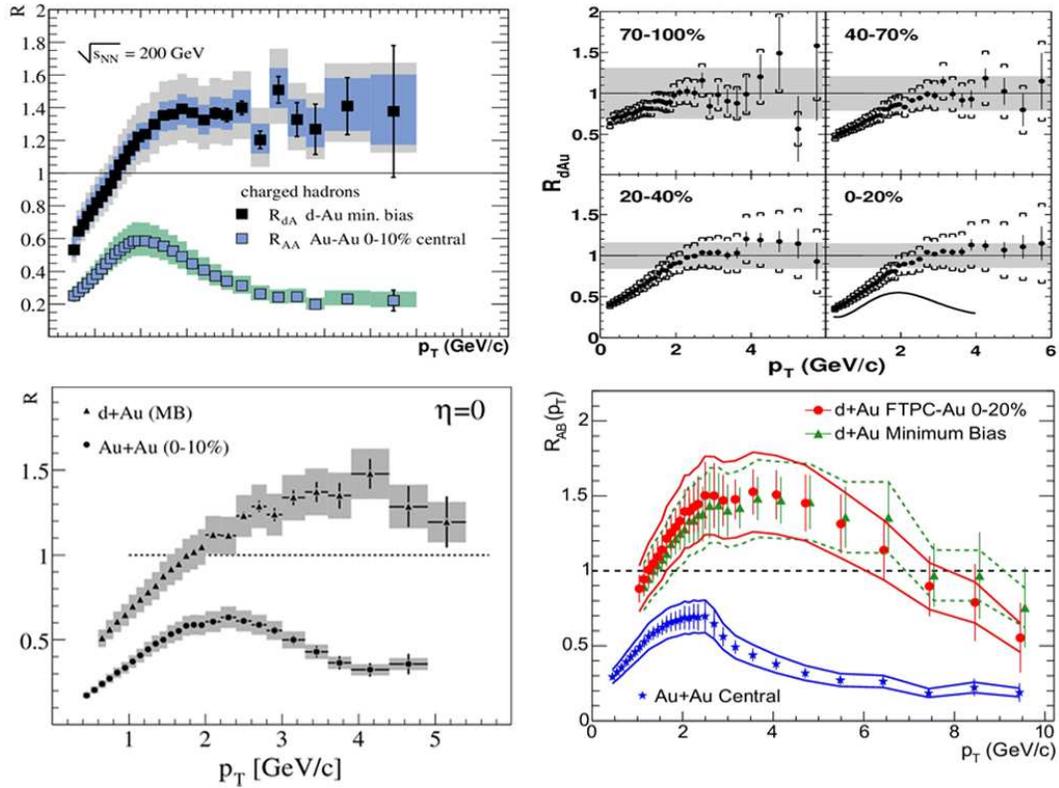


FIG. 3.7 – R_{AB} en fonction du p_t pour les collisions d+Au centrales et pour les collisions Au+Au centrales avec $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Le premier graphique (en haut à gauche) sont les données de PHENIX ; le deuxième (en haut à droite) sont les données de PHOBOS ; le troisième (en bas à gauche) présente les données de BRAHMS ; le dernier (en bas à droite) est obtenu par les données de STAR.

Même si les différentes sondes déjà étudiées expérimentalement ne démentent pas la formation d'un PQG, le fait qu'elles prouvent sa création n'est pas encore démontré clai-

rement. Dans certains cas (écoulement élliptique, production d'étrangeté), les modèles de PQG permettent d'expliquer les résultats mais n'excluent pas les phénomènes purement hadroniques. Dans d'autres cas (photons thermiques, atténuation des jets) les mesures ne sont pas encore suffisamment claires pour permettre une conclusion univoque. Cependant, les données de RHIC (beaucoup ne sont pas présentées ici) tendent à indiquer la formation d'un milieu déconfiné. Le prochain chapitre se focalisera plus en détails sur la dernière sonde non évoquée ici, à savoir l'étude du charme et de la beauté dans les collisions.

Chapitre 4

Le charme et la beauté du PQG

*Chercher à connaître,
n'est souvent qu'apprendre à douter.
Madame Deshoulière*

Synopsis

Ce chapitre se focalise sur les sondes issues du charme et de la beauté qui sont les principales mesures que devra effectuer le spectromètre à muons d'ALICE. Dans la première partie, les charmonia et bottomonia seront présentés. Cette partie décrira leurs formations, leurs propriétés dans un PQG, les observations effectuées et les prévisions faites pour les expériences auprès du LHC. La deuxième partie discutera des conséquences d'une formation de PQG sur la production de charme et de beauté ouverte.

Dans les collisions ions lourds (voir : § 2.3.2) les quarks charmés et beaux sont formés principalement par processus durs. En effet, du fait de leurs masses élevées, leurs formations nécessitent un apport important en énergie et ne peuvent provenir que de processus a priori durs. Les états liés de quarks lourds vont par ce biais être formés avant la création d'un hypothétique PQG et ainsi subir les effets de ce milieu. Par conséquent, il peut y avoir une suppression des états liés et une augmentation des saveurs lourdes (états liés entre quarks lourds et quarks légers).

4.1 Charmonium, bottomonium et PQG

Les quarkonia sont des états liés entre deux quarks de même saveur ($q\bar{q}$). Pour les charmonia et les bottomonia, la liaison se fait respectivement entre quarks $c\bar{c}$ et $b\bar{b}$. L'importance

de ces résonances pour l'étude du PQG a été exposée par Matsui et Satz [89]. En effet, la production des quarkonia devrait décroître du fait de l'écrantage de couleur dans le PQG. Pour une température suffisamment élevée (température de dissociation T_d) les résonances pourraient être dissociées (voir tableaux 4.1 et 4.2) [90, 91, 92, 93, 94, 95].

Etat	J/ψ	χ_c	ψ'
m (GeV/ c^2)	3, 1	3, 5	3, 7
r_0 (fm)	$\sim 0, 5$	$\sim 0, 7$	$\sim 0, 9$
T_d/T_c	$\sim 1, 2 - 2$	$\sim 1 - 1, 2$	$\sim 1 - 1, 1$

TAB. 4.1 – Caractéristiques des charmonia : la masse ; la taille ; la température de dissociation rapportée à celle de formation du PQG. r_0 est le rayon de la résonance et T_c la température critique.

Etat	Υ	χ_b	Υ'	χ'_b	Υ''
m (GeV/ c^2)	9, 460	9, 9	10, 023	10, 26	10, 355
r_0 (fm)	$\sim 0, 25$	$\sim 0, 4$	$\sim 0, 55$	$\sim 0, 7$	$\sim 0, 8$
T_d/T_c	$> 3 - 4$	$\sim 0, 7 - 1, 5$	$\sim 1 - 1, 6$	$\sim 1 - 1, 2$	$\sim 1 - 1, 2$

TAB. 4.2 – Caractéristiques des bottomonia : la masse ; la taille ; la température de dissociation rapportée à celle de formation du PQG.

L'idée directrice est que le potentiel liant ces paires de quarks varie en fonction du milieu où elles évoluent et que dans un milieu coloré déconfiné, ce potentiel chute (voir : § 4.1.2). Les différents quarkonia vont être dissociés ("fondus") à diverses températures, voir tableaux 4.1 et 4.2. Cette dissociation séquentielle donne également une idée de la température du milieu.

D'un point de vue expérimental, le canal de décroissance di-leptonique est privilégié. En effet, les leptons interagissent peu avec le milieu car ils ne sont pas sensibles à l'interaction forte (voir : § 1.2). Ils vont transporter l'information au travers des différentes phases de la collision sans altérations majeures.

Remarque : du fait de la masse plus élevée du Υ son étude est encore préliminaire vu le faible taux de production dans les expériences précédant le LHC. Les résultats présentés porteront en grande partie sur le J/ψ .

4.1.1 Formation des quarkonia

Lors des processus durs (collisions partoniques ; voir : § 2.3), une paire de quarks lourds est produite. L'échelle de temps de production des quarks est inversement proportionnelle à leur masse (de l'ordre de $\hbar/(2m_q c^2)$), ainsi le temps de formation des paires de quarks c ($\sim 0,06$ fm/c) est supérieur à celui du b ($\sim 0,02$ fm/c). Bien que la production de quarkonia peut découler de plusieurs processus, le mode par fusion gluonique est le plus important. Après leur formation, ces paires se lient dans un état dit pré-résonant¹ par le biais d'un autre gluon, permettant la conservation de la couleur. Finalement, le gluon rattaché fusionne avec la paire pour former une résonance. Le modèle de l'octet de couleur décrit ce mécanisme [98](voir figure 4.1).

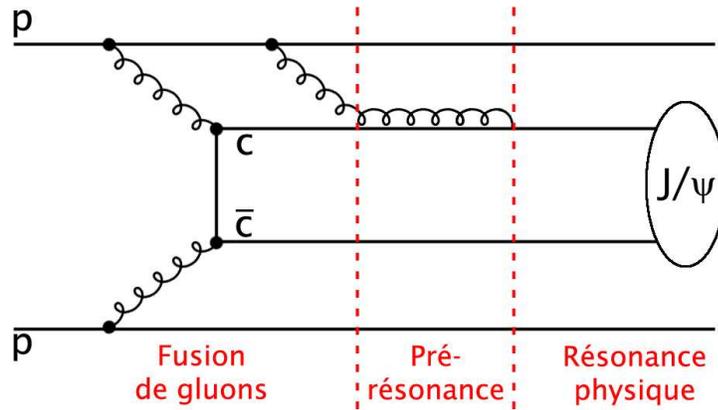


FIG. 4.1 – Modèle de l'octet de couleur dans le cas de la formation d'un J/ψ .

La formation de quarkonia peut également résulter de décroissances multiples. Par exemple le J/ψ provient à 40% de décroissance de résonances plus lourdes comme ψ' et χ_c ; d'autres mesures auprès de l'expérience Tevatron [99], confirmées avec le détecteur PHENIX montrent également qu'une partie des J/ψ provient du méson B (notamment à haute impulsion transverse) [100].

¹D'après ce modèle, l'état pré-résonant subirait une absorption nucléaire plus importante dans les collisions d'ions lourds. Seulement, avec une section efficace entre 1 et 3 mb, cette absorption n'est à priori pas susceptible de détruire complètement le J/ψ [96, 97].

4.1.2 Les J/ψ dans le PQG : phénomène d'écrantage

De façon simple, le potentiel d'interaction entre les deux charmes liés en J/ψ peut s'écrire (l'interaction coulombienne est bien sûr négligée) :

$$V(r) = \sigma r - \alpha/r \quad (4.1)$$

où σ peut se décrire comme la tension entre les quarks (confinement) et α est l'équivalent de l'interaction coulombienne pour la couleur (couplage fort par échange de gluons). Dans un PQG, les charges de couleur du milieu vont contribuer et ainsi ce potentiel devient :

$$V(r) = \sigma r_D(T)(1 - e^{-r/r_D(T)})r - \frac{\alpha}{r} e^{r/r_D(T)} \quad (4.2)$$

r_D est le rayon de Debye (ici c'est le rayon au-delà duquel l'interaction de couleur est évanescence, voir la partie 1.2.2). Quand la température augmente, la longueur d'écran (r_D) diminue. Ainsi, quand r_D est inférieur à la taille de la résonance, celle-ci est dissoute, figure 4.2.

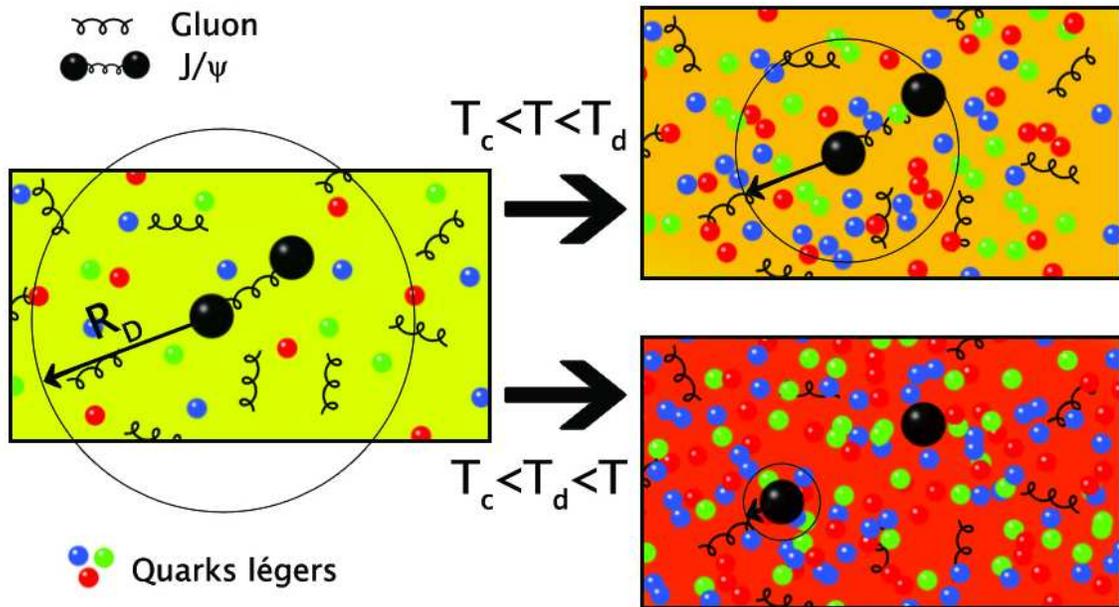


FIG. 4.2 – Vision schématique de l'écrantage d'un méson J/ψ .

Remarque : même si la température de dissociation d'une résonance est inférieure à

celle du PQG, la suppression n'est à priori possible que dans le PQG (du moins pour les résonances les plus lourdes). En effet, d'un point de vue macroscopique, l'énergie emportée par les gluons est susceptible de dissocier une résonance dans le PQG quand ceci n'est pas possible dans un gaz hadronique. Typiquement, pour une même température, quand un milieu hadronique permet la dissociation du ψ' , un PQG dissociera le χ_c et le J/ψ .

4.1.3 Des conclusions expérimentales ?

Du côté expérimental, le méson J/ψ et sa formation a fait l'objet de beaucoup de mesures principalement au SPS (NA38, NA50, NA51), mais également au RHIC. Bien qu'il soit encore difficile de signer la formation d'un PQG grâce au processus de suppression du J/ψ [101, 102], de nombreuses mesures ont été effectuées. Les données répertoriées par les différentes expériences traitant des J/ψ peuvent difficilement en donner la section efficace de production. Néanmoins, la mise en rapport de la section efficace de production du J/ψ et celle de production d'autres processus, permet de s'affranchir des erreurs systématiques liées aux mesures (efficacité de détection, intensité, luminosité...). Dans ce cadre, le Drell-Yan (DY) a pu être utilisé comme référence pour le taux de production des mésons J/ψ . Le DY est une annihilation quark anti-quark par émission de muons lors des collisions primaires (Cf - figure 4.3).

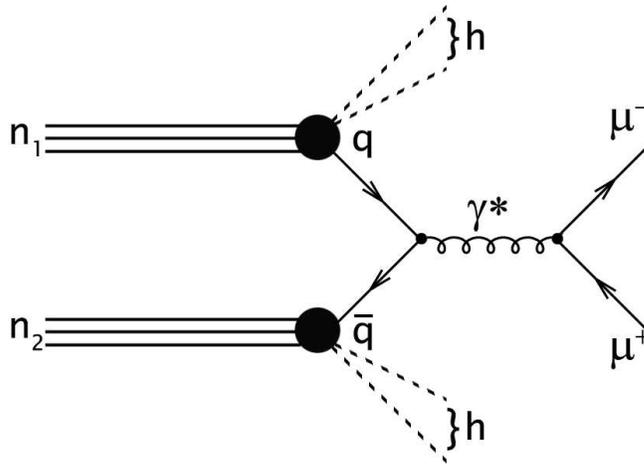


FIG. 4.3 – Diagramme de Feynman du Drell-Yan.

Le DY est choisi comme référence car, d'une part sa section efficace de production est indépendante du milieu produit par la collision et d'autre part, les leptons issus de ce

processus ne sont pas ou peu affectés par le milieu.

La section efficace de production du DY dans une collision A-B est proportionnelle à celle obtenue en collision nucléon sur nucléon et peut s'écrire sous la forme :

$$\sigma_{AB}^{DY} = AB * \sigma_{NN}^{DY} \quad (4.3)$$

où σ_{NN}^{DY} est la section efficace de production du DY dans les collisions N-N (cette section efficace tient compte du rapport neutrons et protons des noyaux A et B), et AB est le produit des masses atomiques.

Suppression “normale”

Pour étudier les phénomènes intervenant lors de la formation d'un PQG, il faut comprendre les collisions plus “élémentaires”, comme les collisions proton-proton, deuteron-proton ou encore proton-noyau. Dans ce cadre, une suppression appelée absorption nucléaire, a été observée sur NA38 [103, 104], NA50 [105, 106] et NA60 [7] au SPS. Les données² montrent une suppression en fonction de la quantité de matière traversée par la paire $c\bar{c}$. Le graphique de la figure 4.4, montre le rapport entre les sections efficaces du DY et du J/ψ en fonction de la longueur de matière nucléaire traversée L^3 . Ces données de NA38, NA50 et NA51 démontrent une suppression indépendante du système mais corrélée à L . Cette suppression exponentielle de la formation de J/ψ est interprétée comme l'absorption nucléaire [107, 7] et est liée à l'existence de l'état de pré-résonance.

Suppression “anormale”

Les données enregistrées par NA50 en collision Pb-Pb à 158 GeV [105, 106], graphique de la figure 4.5, montrent une suppression plus importante que celle due à l'absorption normale. Cette dernière appelée “anormale” a été étudiée en fonction du nombre de participants (NA50 et NA60). Le graphique de la figure 4.6, montre l'absorption nucléaire normalisée par rapport à l'absorption “normale”.

Ce graphique a permis d'observer que cette suppression augmente avec le nombre de participants. De plus, une baisse brutale apparaît au niveau des collisions semi-centrales en Pb-Pb (chute du facteur aux environs de $N_{part} = 125$).

Cette tendance semble être confortée par les données issues des expériences auprès du RHIC. Cependant, au RHIC, l'énergie réduit l'importance de la contribution du DY. Cette baisse, ne permettant plus de prendre le DY comme référence, nécessite l'introduction d'une nouvelle référence, le facteur de modification nucléaire R_{AA} . Ce facteur compare la production de J/ψ à celle observée en p-p ramenée au nombre moyen de collisions.

²Les données ont été effectuées sur différentes cibles avec des faisceaux d'oxygène ou de soufre pour NA38, en collision plomb-plomb pour NA50 et en indium-indium pour NA60.

³ L est calculée par le modèle de Glauber à partir de la géométrie de la collision.

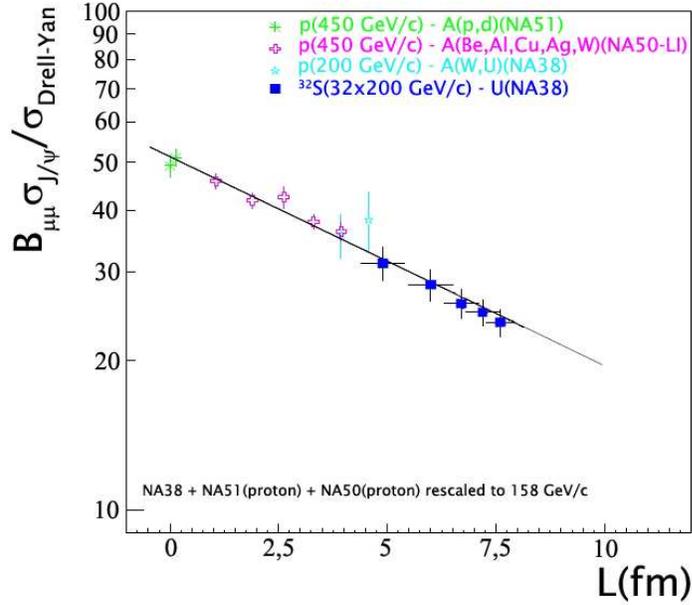


FIG. 4.4 – Rapport des sections efficaces de production du J/ψ et du DY en collision p-A, S-U, en fonction de la longueur de matière nucléaire traversée L . $B_{\mu\mu}$ correspond au rapport d'embranchement du J/ψ en di-muons ($\sim 6\%$).

$$R_{AA} = \frac{J/\psi_{AA}}{\langle N_{coll} \rangle J/\psi_{pp}} \quad (4.4)$$

Le graphique de la figure 4.7, résumant les données du RHIC et les comparant aux précédentes mesures, montre également une suppression [108].

Bien que le modèle de l'écrantage du méson J/ψ dans le PQG reproduise bien les données, d'autres modèles s'affranchissant du PQG permettent de reproduire le phénomène.

- Les co-voyageurs (“comovers”) : des hadrons secondaires voyageant avec le J/ψ vont interagir comme :

$$J/\psi + h_{comover} \rightarrow D + \bar{D} + X \quad (4.5)$$

via une collision inélastique provoquant une suppression.

- La percolation partonique : des condensats de partons déconfinés se forment localement. Ces condensats, dans ce modèle géométrique, seraient les prémices de la formation d'un PQG.

Le nombre des possibilités liées à la disparition et/ou l'augmentation des quarkonia

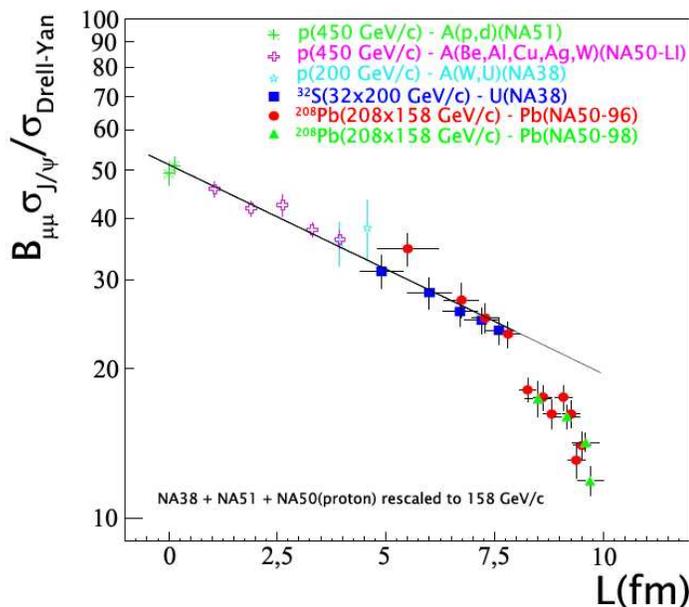


FIG. 4.5 – Rapport des sections efficaces de production du J/ψ et du DY en collision p-A, S-U, en fonction de la longueur de matière nucléaire traversée L . $B_{\mu\mu}$ correspond au rapport d’embranchement du J/ψ en di-muons ($\sim 6\%$).

en fait finalement une observable de choix pour le LHC. En effet, avec l’augmentation de l’énergie, on peut espérer une meilleure séparation des différents processus.

4.1.4 Les prévisions au LHC

Au LHC, l’énergie dans le centre de masse devrait atteindre des niveaux trente fois supérieurs par rapport à ceux accessibles dans les autres accélérateurs. Ainsi, des phénomènes seront d’autant plus accentués :

- le “shadowing” ;
- l’augmentation des processus durs ;
- la formation beaucoup moins négligeable de quarks b .

Pour comprendre les enjeux, nous allons dans un premier temps décrire ces phénomènes.

“Shadowing”

Le shadowing est une modification des fonctions de distribution partoniques (PDF) à l’intérieur même d’un noyau par rapport aux PDF dans un nucléon. Ce rapport est

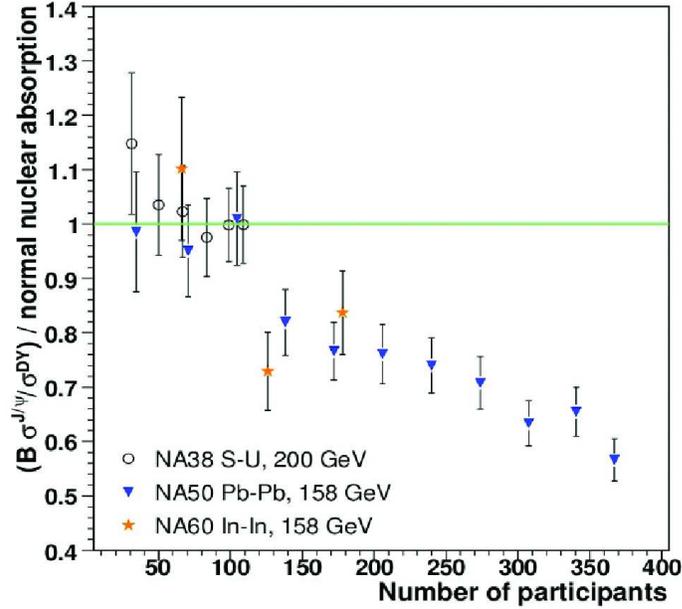


FIG. 4.6 – Absorption nucléaire “anormale” en fonction du nombre de participants mesuré par NA50, NA60, et NA38 [7].

représenté par :

$$R_A(x, Q^2) = \frac{f_A(x, Q^2)}{A * f_n(x, Q^2)} \quad (4.6)$$

- f_A = PDF dans un noyau de masse atomique A.
- f_n = PDF dans un nucléon.
- Q^2 = moment transféré.
- x = fraction d’impulsion emportée par le parton.

Le graphique de la figure 4.8, présente ce rapport dans le cas des gluons, des quarks de la mer et des quarks de valence pour différentes valeurs de moment transféré en fonction de x (de plus les zones couvertes par les différents accélérateurs sont notées) [8, 109].

Pour les petites valeurs de x, le rapport R_A est inférieur à 1. Donc aux énergies du LHC, le phénomène de shadowing va dominer et ainsi provoquer une baisse de la densité moyenne de gluons entre les collisions p-p et Pb-Pb. Du fait de sa formation par fusion gluonique (voir : § 4.1.1), le J/ψ devrait être produit en plus petit nombre en collision Pb-Pb. Alors qu’au SPS un “anti-shadowing” était présent, aux énergies du LHC, il serait important d’étudier ce shadowing, notamment en collision p-A.

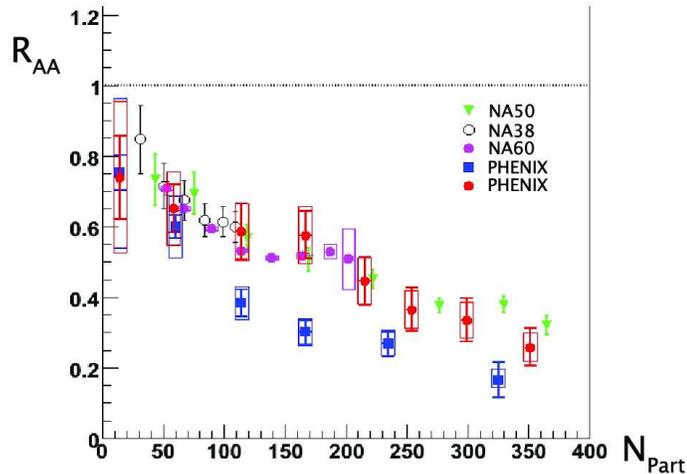


FIG. 4.7 – Facteur de modification nucléaire en fonction du nombre de participants mesuré par diverses expériences au RHIC et au SPS.

Processus durs

Avec l'augmentation de l'énergie, la section efficace de production des processus durs augmente drastiquement. Au LHC, ces processus devraient couvrir une grande partie de la production totale de particules. L'augmentation de l'énergie va (notamment par rapport au RHIC) multiplier le nombre de paires $c\bar{c}$. Si un PQG se forme, alors la nouvelle mobilité conférée aux quarks dans le milieu autorise le regroupement de deux quarks lourds formés séparément, figure 4.9 [110, 111]. Ce regroupement de quarks lourds est en accord avec le scénario proposé par Matsui et Satz à condition que la distance entre les quarks lourds soit de l'ordre de la longueur d'écrantage de Debye. Ainsi, une recombinaison de J/ψ peut entrer en concurrence avec le processus de suppression.

Remarque : à haute énergie ce mécanisme de formation de quarkonia peut s'avérer non-négligeable. Malgré cela, le quarkonium reste une sonde de choix pour le PQG, car cette augmentation drastique ou pas du nombre de J/ψ n'est plausible qu'en cas de formation de ce dernier.

La beauté versus le charme

L'énergie de collision du LHC permet une production de quarks b plus importante. Ainsi, le LHC facilitera l'étude de la famille des Υ . Cependant cela implique deux complications quant à l'étude du PQG par le biais des quarks lourds :

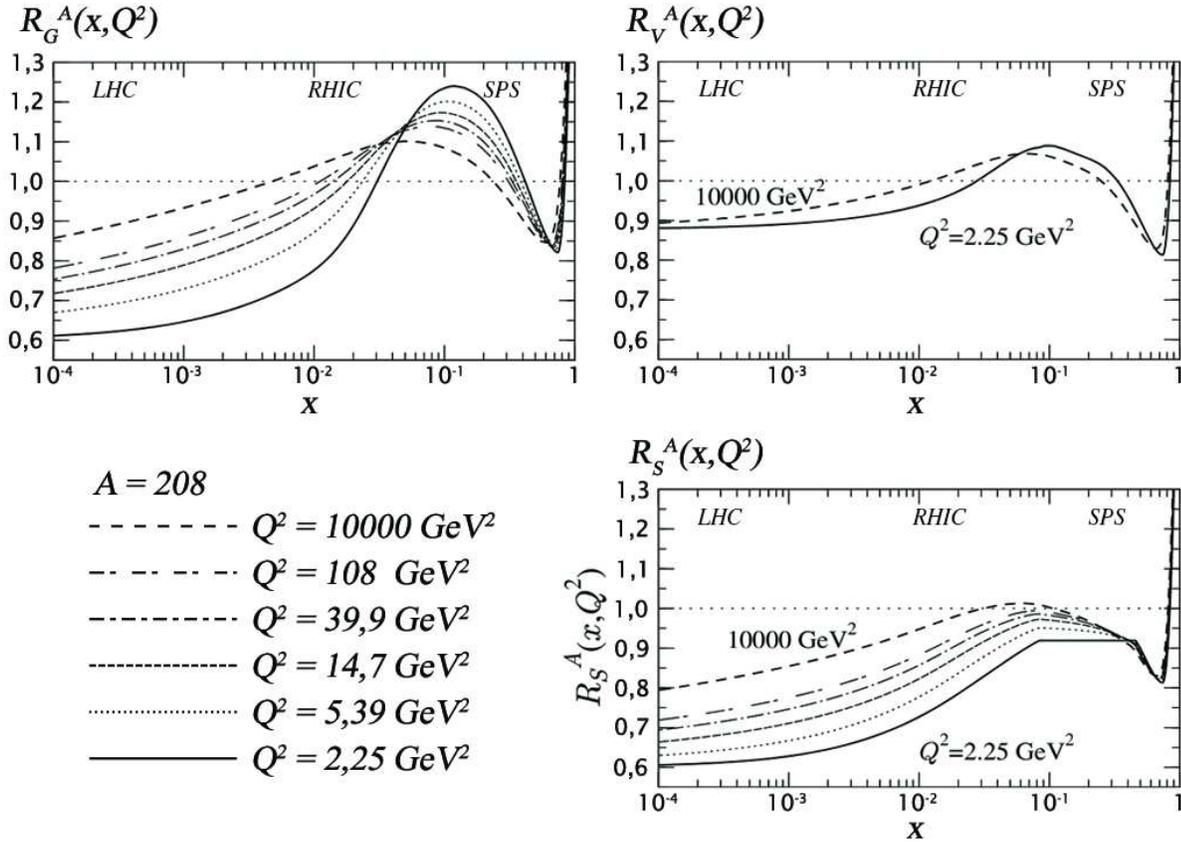


FIG. 4.8 – Evolution du rapport R_A pour les gluons, les quarks de la mer et les quarks de valence. Les valeurs sont calculées via le modèle EK98 [8] et appliquées à un noyau de plomb ($A = 208$). Le rapport est donné en fonction du paramètre x pour différentes valeurs de Q^2 .

- la production de J/ψ par décroissance des mésons beaux B va “dégrader” le signal de ce premier.
- les muons provenant du quark b se distinguent mal de ceux provenant du quark c (il faut utiliser des méthodes globales d’analyse).

Finalement, comme pour le charme au SPS et au RHIC, la beauté va jouer le rôle de sonde privilégiée au LHC. Le spectromètre à muons de l’expérience ALICE, l’un des détecteurs pour l’étude du charme et de la beauté en collision d’ions lourds, doit permettre une étude précise à travers l’étude de ces sondes. Pour cela, le calcul de son efficacité ainsi

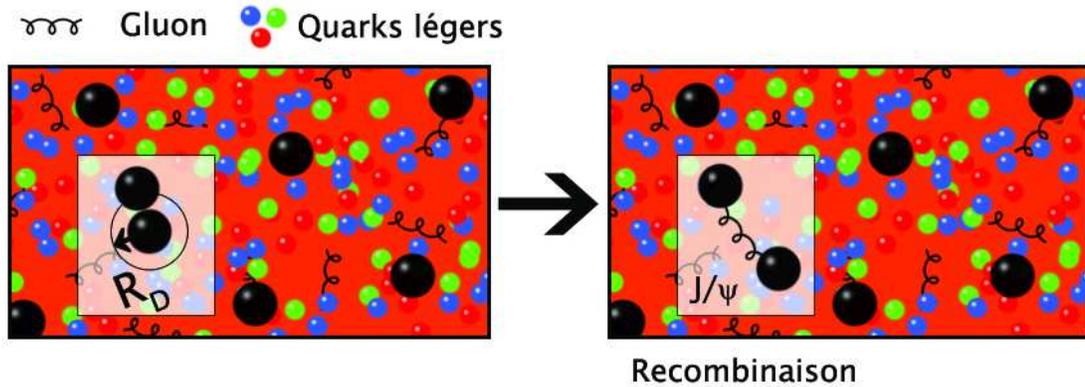


FIG. 4.9 – Vision schématique de la recombinaison du J/ψ .

qu'une méthode permettant l'extraction du signal du charme est indispensable. Ce sera un des sujets présentés dans ce travail de thèse.

4.2 La beauté et le charme ouverts

A l'inverse des résonances lourdes, les particules charmées et belles ouvertes, devraient bénéficier de deux effets :

- l'augmentation de l'énergie qui augmente le nombre global de quarks lourds et donc la probabilité de former du charme et de la beauté ouvert ;
- la dissolution des résonances qui ajoute dans le PQG des quarks c et b non liés et aptes à s'associer aux autres quarks (légers pour la grande majorité).

Parmi ces deux processus, la dissolution des résonances lourdes reste minime par rapport à la production importante due à l'énergie. En effet, une forte quantité de quarks lourds devrait être produite par fragmentation des produits des processus durs initiaux.

Les saveurs lourdes devraient permettre de tester, entre autres, le degré de thermalisation du système via l'étude de son écoulement elliptique (voir : § 3.2.2).

Le bruit de fond important dans les collisions d'ions lourds est la principale source de complications pour l'étude des saveurs lourdes. Une méthode d'identification des saveurs lourdes fait l'objet de la deuxième thématique de cette thèse et sera discutée en dernière partie.

Chapitre 5

ALICE et son spectromètre à muons

Synopsis

Ce chapitre présentera les différents détecteurs de la partie centrale de l'expérience ALICE. Il montrera comment, à l'aide de ces détecteurs, il est possible d'étudier les sondes présentées dans le chapitre précédent. Ensuite, une deuxième partie s'attardera sur le spectromètre à muons, ses composants, leurs caractéristiques, et leurs modes de fonctionnement.

Placé au CERN, le LHC a été construit dans le but de trouver des réponses aux interrogations de la physique des particules. Pour cela, il produira des collisions à des énergies bien supérieures à celles atteintes au SPS ou même au RHIC (tableau 5.1).

-	\sqrt{s} (GeV/Coll _{n-n})	ϵ (GeV/fm ³)	T (MeV)
SPS	17	3, 5	190
RHIC	200	2 – 10	230
LHC	5500	20 – 30	260

TAB. 5.1 – Résumé des grandeurs atteintes dans les différents grands accélérateurs (SPS, RHIC, LHC). \sqrt{s} est l'énergie disponible dans le centre de masse par collision entre deux nucléons, ϵ est la densité d'énergie moyenne, et T est la température atteinte.

Aux différents points de croisement des faisceaux sur l’anneau sont placées plusieurs expériences :

- ALICE [112], qui est dédiée à l’étude du PQG ;
- ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS) [113], un détecteur polyvalent, qui doit permettre, entre autre, la découverte du boson de Higgs et l’étude de la matière noire ;
- CMS (Compact Muon Solenoid) [114], qui a les mêmes objectifs qu’ATLAS, se différencie de ce dernier par les techniques de détections employées ;
- LHCb (Large Hadron Collider beauty) [115], qui doit comprendre le déséquilibre matière/anti-matière apparu à la formation de l’univers (voir : § 1), étudiera la formation des quarks b ;
- TOTEM (TOTal Elastic and diffractive cross section Measurement) [116], qui permet la détection des particules à très petits angles, et qui donnera une valeur de la luminosité atteinte au LHC.
- LHCf (Large Hadron Collider forward) [117], qui comme TOTEM mesure les particules aux petits angles, et qui obtiendra des mesures d’intérêt pour la physique des rayons cosmiques.

5.1 A Large Ion Collider Experiment (ALICE)

L’expérience ALICE (figure 5.1) est la seule qui soit conçue spécifiquement pour l’étude du PQG à l’aide des collisions d’ions lourds. Bien que les collisions entre protons soient d’une grande importance pour l’étude du PQG, les détecteurs faisant partie d’ALICE ont été conçus pour supporter une grande multiplicité. Le détecteur ALICE se divise en deux grandes parties : le tonneau central auquel on peut ajouter les détecteurs plus globaux (pour la multiplicité par exemple), et le spectromètre à muons placé à l’arrière. Nous nous contenterons dans cette section d’une vision d’ensemble des détecteurs centraux et globaux. Le spectromètre à muons quant à lui fera l’objet de la section suivante [118, 119, 120, 121, 122].

5.1.1 Partie centrale

La partie centrale d’ALICE se trouve contenue dans un aimant (aimant L3). Cet aimant peut créer un champ magnétique suivant l’axe des faisceaux (axe Oz) de 0,5 T pour une puissance de 4,2 MW (voir la photo de la figure 5.2). L3 est un aimant solénoïdal ; sa longueur est de 12 m et son rayon de 5 m.

Ce tonneau couvre un domaine en pseudo-rapacité compris entre $-0,9$ et $0,9$ et couvre les 360° dans le plan azimutal. Ce système est formé d’une série de détecteurs placés en couches. De l’intérieur (au point d’interaction) vers l’extérieur (L3) on trouve :

- un système de trajectographie interne, l’“Inner Tracking System” ou ITS ;

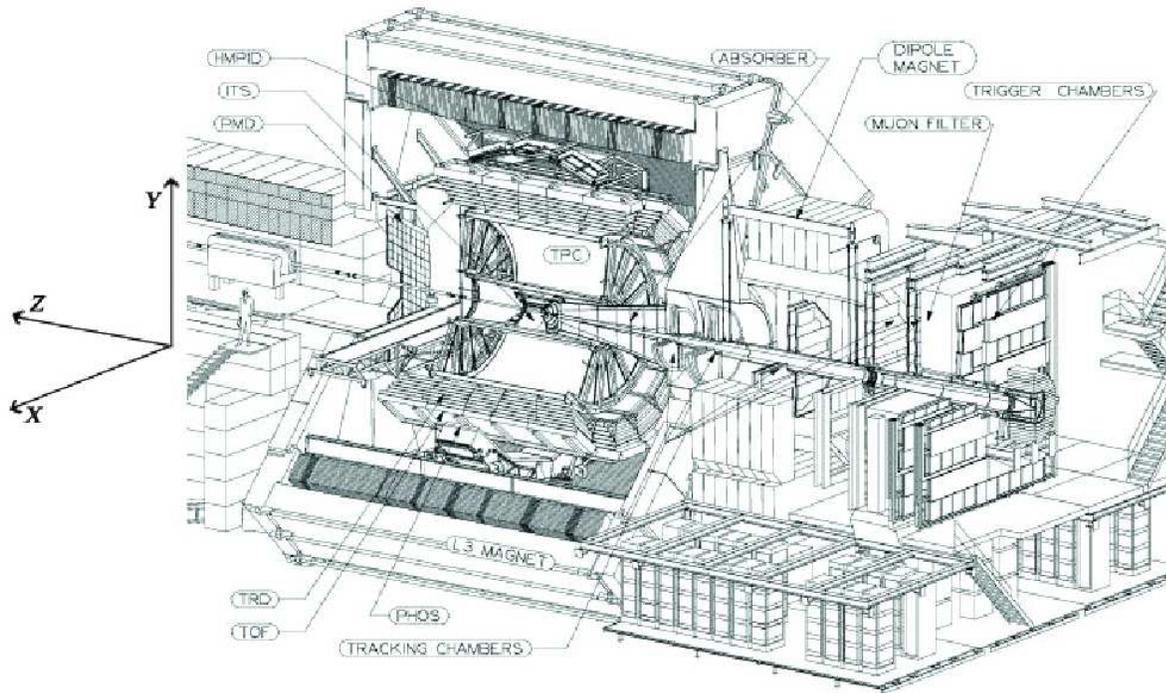


FIG. 5.1 – Schéma de l'expérience ALICE.

- une chambre à projection temporelle, la “Time-Projection Chamber” ou TPC ;
- un identificateur d'électrons, le “Transition Radiation Detector” ou TRD ;
- un détecteur de temps de vol, “Time Of Flight” ou TOF ;
- un détecteur d'identification de particules de hautes impulsions le “High Momentum Particle Identification Detector” ou HMPID ;
- un spectromètre à photons, le “PHOTon Spectrometer” ou PHOS ;
- un calorimètre électromagnétique, “Electo-Magnetic Calorimeter” ou EMCal.

A ces détecteurs centraux viennent s'ajouter à grande rapidité un compteur de photons, le “Photon Multiplicity Detector” ou PMD.

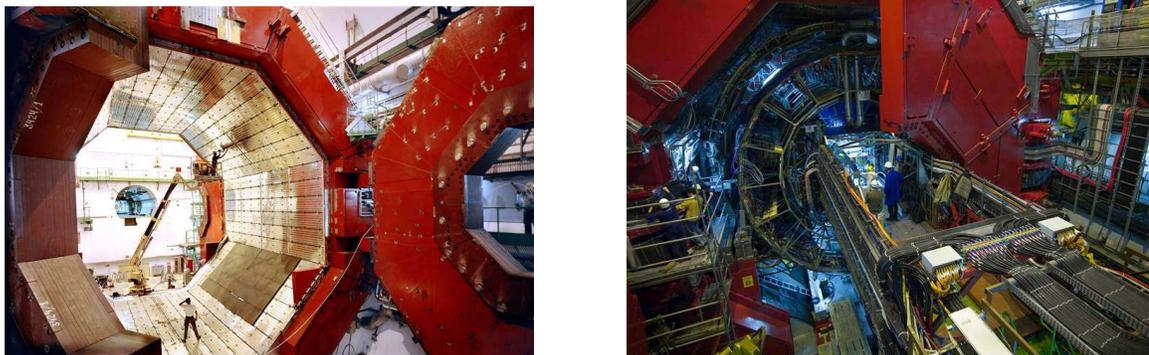


FIG. 5.2 – Photo de l’aimant L3.

ITS

L’ITS (figure 5.3) est un détecteur dédié à la trajectographie et à l’identification des particules au plus près du point d’interaction (IP). Il devrait permettre de déterminer les vertex primaires et secondaires des charmes¹ et des hypérons², d’identifier les particules de bas p_t (~ 100 MeV/c), et pour finir, améliorer la trajectographie de la TPC [123].

Pour répondre à ces exigences, l’ITS se compose de six couches cylindriques de détecteurs silicium placés respectivement à $r = 4, 7, 15, 24, 39, 44$ cm. Il couvre la totalité du domaine en rapidité de la partie centrale. De plus au vu de la variation de densité de particules entre la première et la dernière couche (respectivement 80 particules par cm^{-2} et 1 particule par cm^{-2}), la granularité de l’ITS ainsi que les technologies employées diffèrent en fonction du rayon. Les couches se divisent en trois groupes composés de deux couches.

- Le premier est constitué de pixels en silicium (“Silicon Pixel Detector” : SPD). Il fait référence aux deux couches les plus proches de l’IP.

¹Il faut noter ici que dans le cadre de l’étude du charme via le spectromètre à muons, l’acceptance de l’ITS ne permet pas d’utiliser cette identification. Les muons du charme détectés dans le spectromètre ne peuvent être détectés par l’ITS, d’où l’utilisation de la méthode présentée dans cette thèse.

²Les hypérons ressemblent aux nucléons, se sont des baryons qui se désintègrent en mésons+nucléons. Parmi les hypérons on trouve : $\Sigma, \Omega, \Xi, \Lambda$.

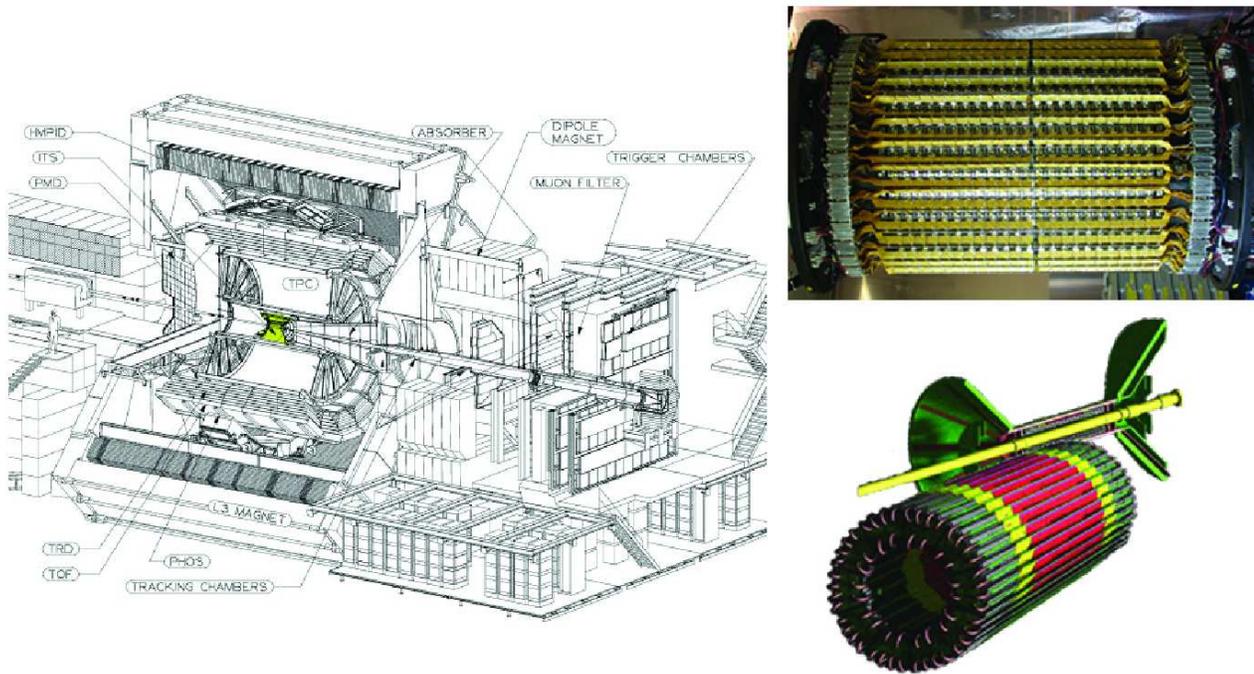


FIG. 5.3 – Schémas et photographie de l'ITS.

- Le deuxième est un détecteur de dérive également en silicium (“Silicon Drift Detector” : SDD) ; ce sont les deux couches centrales de l'ITS.
- Le troisième est un ensemble de bandes de silicium détectrices (“Silicon Strip Detector” : SSD) ; ce groupe englobe les deux couches externes.

La résolution et la granularité des différents groupes, résumées dans le tableau 5.2, sont meilleures à mesure que la zone active de détection se trouve proche du faisceau (petit rayon).

TPC

La TPC (figure 5.4) est le trajectographe le plus important et le plus imposant d'ALICE. Elle permettra la mesure de l'impulsion des particules chargées grâce à une bonne trajec-

Technologie	surface active	nombre de zones actives	Résolution transverse
SPD	$50 * 425 \mu\text{m}$	1.10^7	$15 \mu\text{m}$
SDD	$150 * 300 \mu\text{m}$	$2, 3.10^7$	$40 \mu\text{m}$
SSD	$95 \mu\text{m} * 4 \text{ cm}$	$2, 6.10^6$	$95 \mu\text{m}$

TAB. 5.2 – Grandeurs caractéristiques des zones actives de l'ITS.

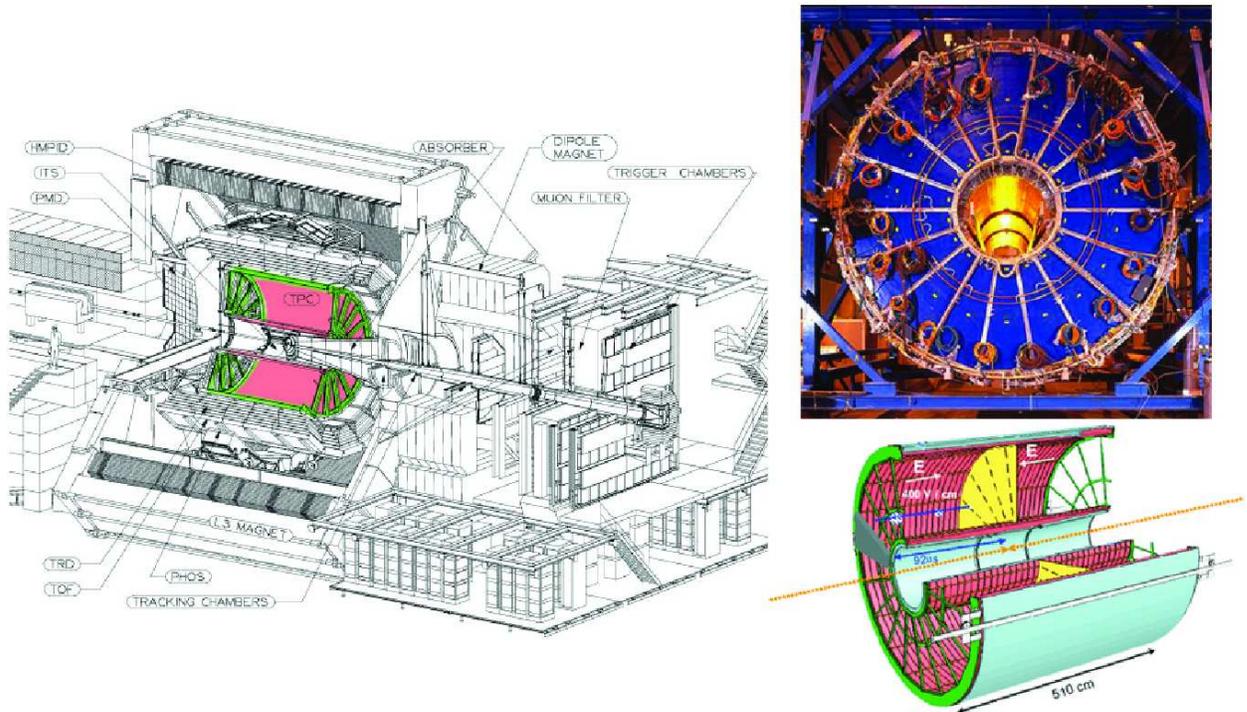


FIG. 5.4 – Schémas et photographie de la TPC.

tographie (sélection des traces). La TPC doit être capable de différencier toutes les traces, et ainsi d'identifier les particules.

La TPC couvre le segment en pseudo-rapidité entre $-0,9$ et $+0,9$ et est principalement utilisée pour la détection des particules de moment transverse inférieur à $100 \text{ GeV}/c$ [124].

Du fait de la quantité de traces attendues dans la TPC (supérieure à 10000) en collision d'ions lourds centrale, la TPC se trouve être la plus grande au monde. Sa longueur est de 5,6 m et son diamètre atteint les 5,1 m. Le mélange gazeux utilisé est à base de néon et de dioxyde de carbone.

Les électrons libérés par les particules dans le gaz vont migrer (via un champ électrique) en moins de 100 μs vers les extrémités qui sont dotées de 560000 canaux de lectures. Malgré ses dimensions, la TPC devrait posséder un taux de déclenchement, imposé par le système d'acquisition, de 200 Hz [124].

Finalement, la TPC devrait avoir une résolution en impulsion entre 1% et 2% pour $p < 1$ GeV/c, tandis qu'à plus haute impulsion, grâce à l'ITS et au TRD, la résolution serait de l'ordre de 10% et ce jusqu'à $p = 100$ GeV/c. L'utilisation complémentaire des détecteurs TRD et ITS simplifiera la distinction entre les pions et les électrons.

TRD

Le TRD (figure 5.5) est une chambre à rayonnement de transition, ou chambre à expansion. Son objectif principal est une meilleure identification des électrons pour des p_t élevés. Ainsi, il améliore la différenciation entre pions/électrons aux impulsions supérieures au GeV/c en complément de la TPC.

En association avec la TPC et l'ITS, le TRD devrait pouvoir étudier les résonances de quarks légers et lourds ainsi que le continuum di-leptonique. Pour cela le TRD doit :

- permettre de rejeter 100 fois plus de pions pour les signaux d'impulsions supérieures à 3 GeV/c ;
- atteindre une résolution en masse de 100 MeV/c² (pour le Υ) ;
- avoir une résolution en impulsion proche de 5% pour 5 GeV/c.

D'un point de vue technique le TRD couvre la même zone en pseudo-rapacité que la TPC. Il détecte avec un angle azimutal de 360°. Il se compose de 6 cylindres de 7 m de longueurs et de rayons compris entre 2,9 et 3,7 m. Ces cylindres se divisent en 540 modules, il y a :

- 5 modules dans le sens longitudinal ;
- 18 modules sur la couverture azimutale ;
- 6 cylindres.

La surface active du détecteur atteint 736 m². Les zones actives sont des radiateurs en fibres associés à des chambres à expansion temporelle utilisant un mélange gazeux Xe/CO₂ [125].

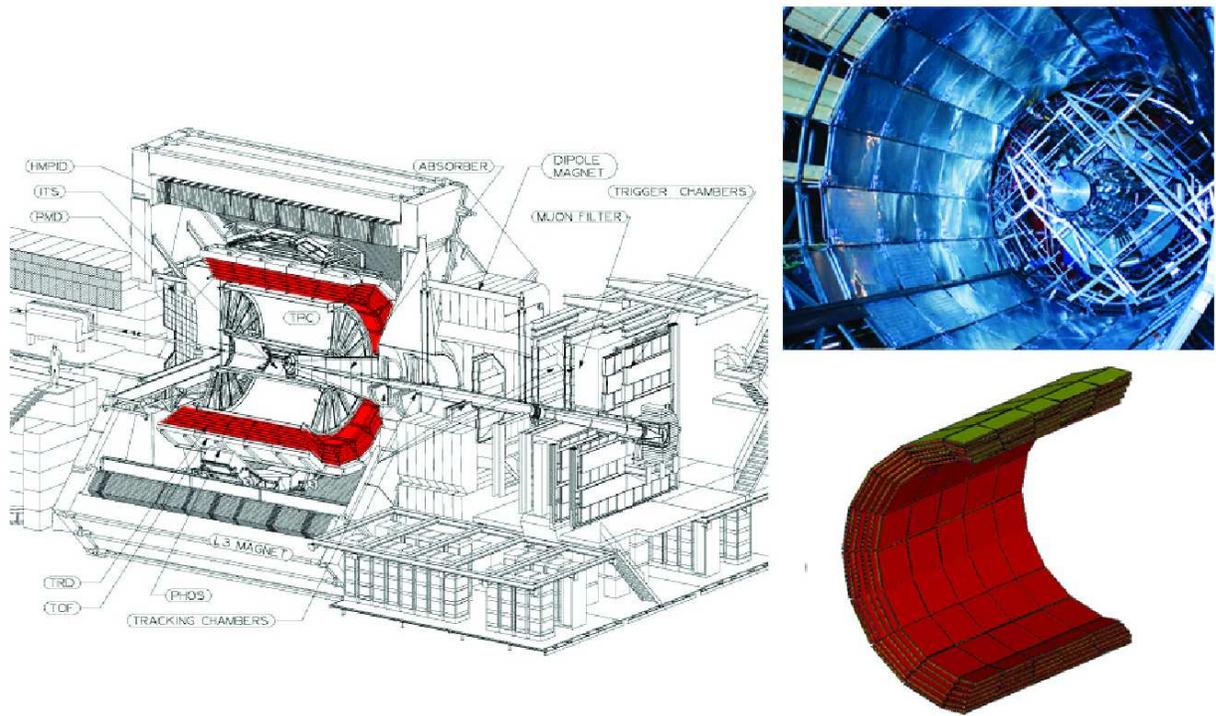


FIG. 5.5 – Schémas et photographie du TRD.

TOF

TOF (figure 5.6) est un détecteur de temps de vol basé sur la technologie GRPC (Glass Resistive-Plate Chamber). Il permet l'identification des particules aux impulsions dites intermédiaires ($0,2 \text{ GeV}/c < p < 2,5 \text{ GeV}/c$).

La majorité des particules provenant de l'interaction (pions et kaons en particulier) étant incluses dans la zone en impulsion détectée par le détecteur TOF, ses performances sont donc cruciales pour ALICE. Le couplage de TOF, TPC et l'ITS devrait permettre de séparer événement par événement les pions, les kaons et les protons.

Le TOF entoure complètement le TRD, et possède 90 modules (divisés de la même manière qu'un des cylindres du TRD) équipés d'un mélange gazeux de $C_2H_2F_4/i-C_4F_{10}/SF_6$. Le signal est collecté par l'intermédiaire de 157248 canaux électroniques [126, 127].

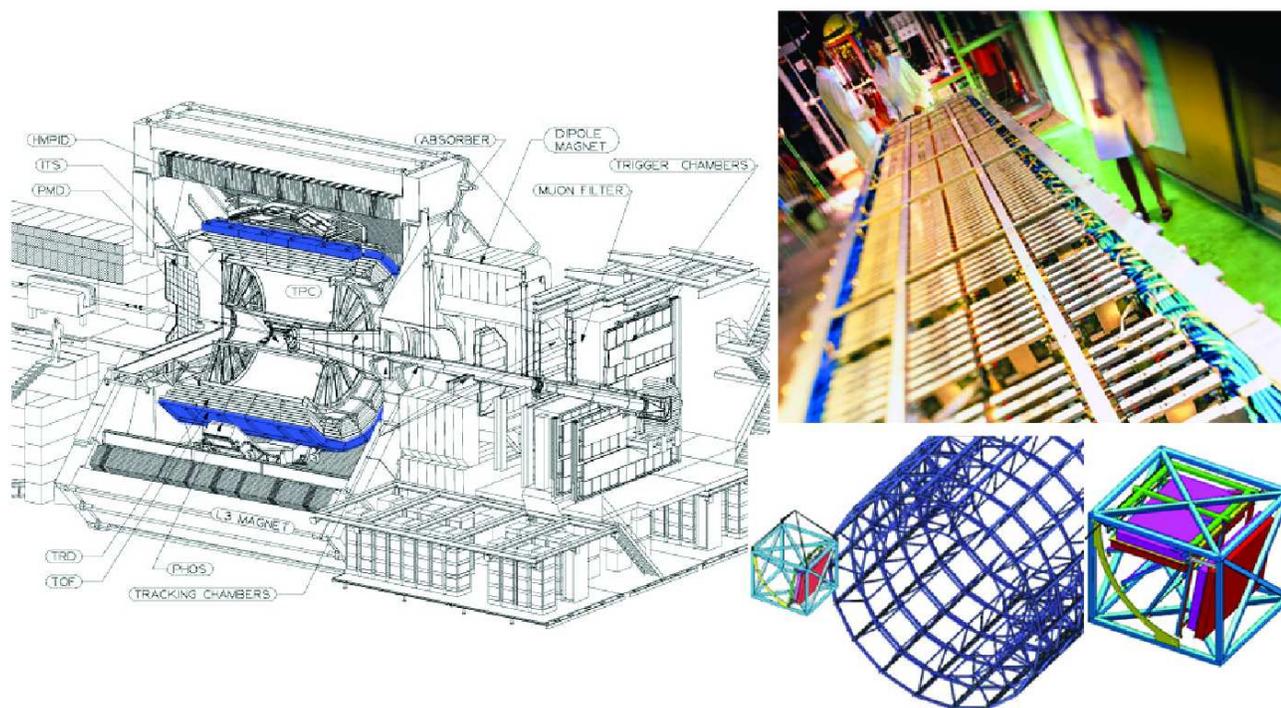


FIG. 5.6 – Schémas et photographie de TOF.

HMPID

Le HMPID (figure 5.7) est un détecteur de particules de hautes impulsions. Il est particulièrement dédié à la détection des hadrons au $p_t > 1 \text{ GeV}/c$. Sa couverture en pseudo-rapacité est inférieure à celle des précédents détecteurs : $-0,6 < \eta < 0,6$. Placé au dessus du TOF, à 5 m du faisceau, il couvre une section azimutale de $57,61^\circ$. Ses 7 modules sont constitués de radiateurs plongés dans du perfluohexane (C_6F_{14}). Le HMPID utilise un convertisseur de photons d'iodure de Césium qui transforme le rayonnement Cherenkov³

³Le rayonnement Cherenkov est l'équivalent du cône de Mach (issu d'un objet se déplaçant plus vite que le son qu'il émet) pour la lumière. Une particule à très grande vitesse (proche de c) peut dans un milieu particulier se déplacer plus vite que la lumière. En effet, la lumière se propage dans un milieu d'indice n à : $c_n = c/n < c$; il n'est pas impossible qu'une particule très énergétique puisse se déplacer à une vitesse : $v_{n(\text{particule})} > c_n$. La lumière émise au passage de la particule dans le milieu se déplace moins vite que la particule elle-même, l'onde formée est par conséquent

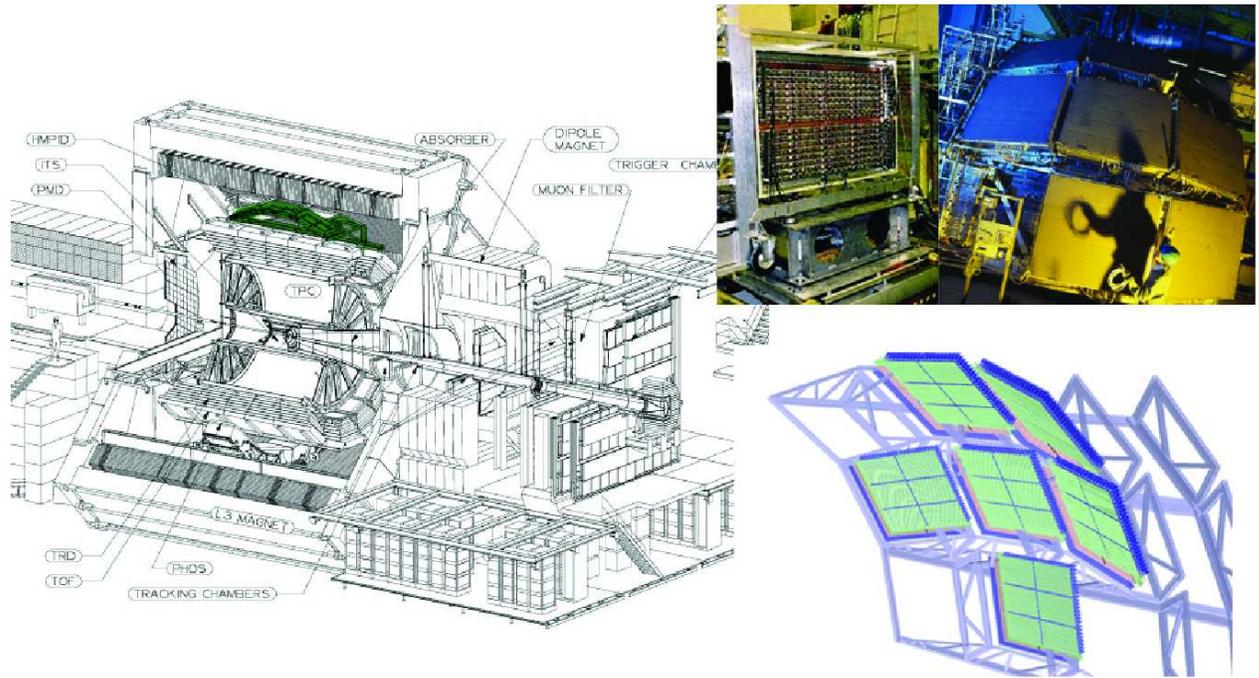


FIG. 5.7 – Schémas et photographie du HMPID.

en photo-électrons. Le signal est issu des électrons du photo-convertisseur qui sont récoltés sur les 161280 pavés de détection (“cathode strip chambers”) [128].

PHOS

PHOS (figure 5.8) est un spectromètre électromagnétique de haute résolution permettant la détection des photons, et par là même celle des mésons neutres via leurs canaux de décroissance di-photonique. Son objectif sera l’étude des propriétés thermiques et dynamiques de l’état initial de la collision, notamment la température initiale et les dimensions spacio-temporelles de la zone dense et chaude. Il tentera également de mesurer l’atténuation des gerbes (voir : § 3.2.4) au travers de la mesure du spectre en π^0 et de la corrélation γ -jet ou jet-jet. PHOS couvre une plus faible gamme en pseudo-rapacité : $-0,12 < \eta < 0,12$ et

conique et cohérente : c’est la lumière Cherenkov.

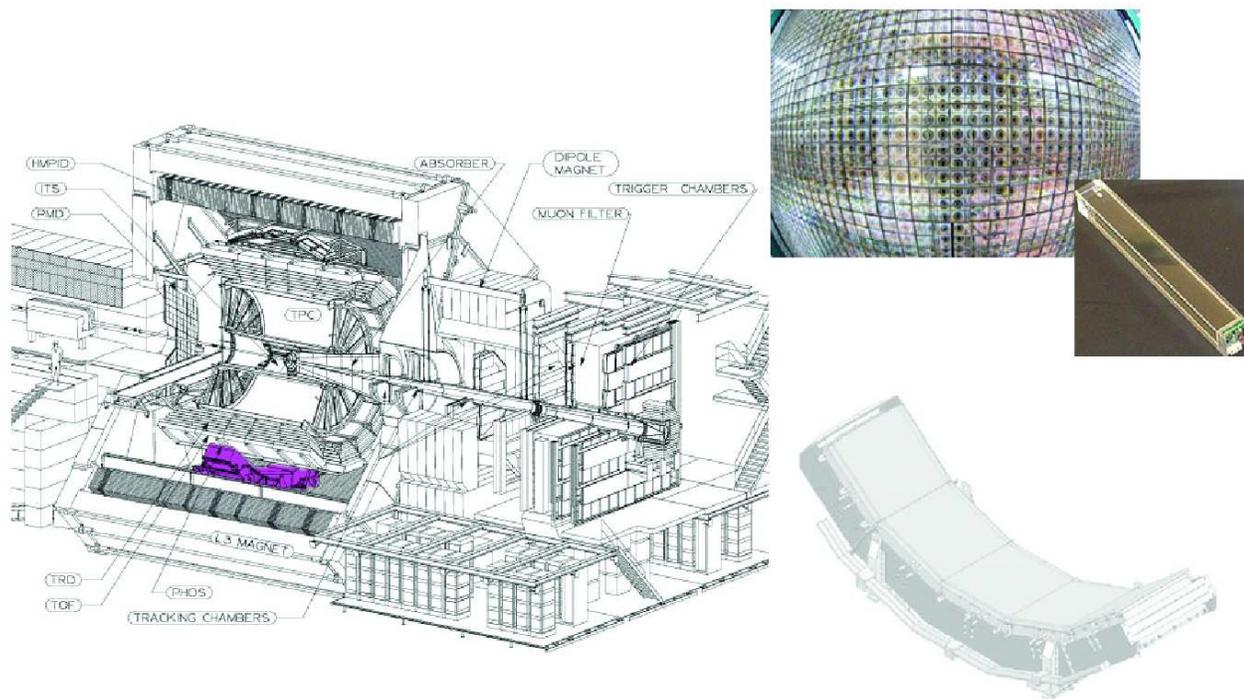


FIG. 5.8 – Schémas et photographies de PHOS.

un angle azimutal de 100° . Placé à 4,6 m du faisceau, il utilise 17920 cristaux de plomb-tungstène (PWO) agencés en 5 modules [129].

EMCal

EMCal (figure 5.9) est un calorimètre électromagnétique dédié à l'étude des gerbes (voir : § 3.2.4). Pour cela il devrait avoir la capacité de mesurer les particules chargées (électrons) et les particules neutres (photons). Il se composera de 11 supermodules eux-mêmes compartimentés en 288 modules. Les modules se composent de tours qui se présentent sous forme d'empilements de plomb et de scintillateurs. La lumière de scintillation sera transférée par fibres optiques à une photodiode à avalanche. EMCal englobe le quart de la couverture azimutale totale, et atteint $\Delta\eta = 1,4$. Il sera placé sur la partie la plus externe, en face de PHOS, à 4,8 m du faisceau. Sa construction n'étant pas complète, EmCal possèdera quatre super-modules lors du démarrage de la première campagne de prise de données du LHC.

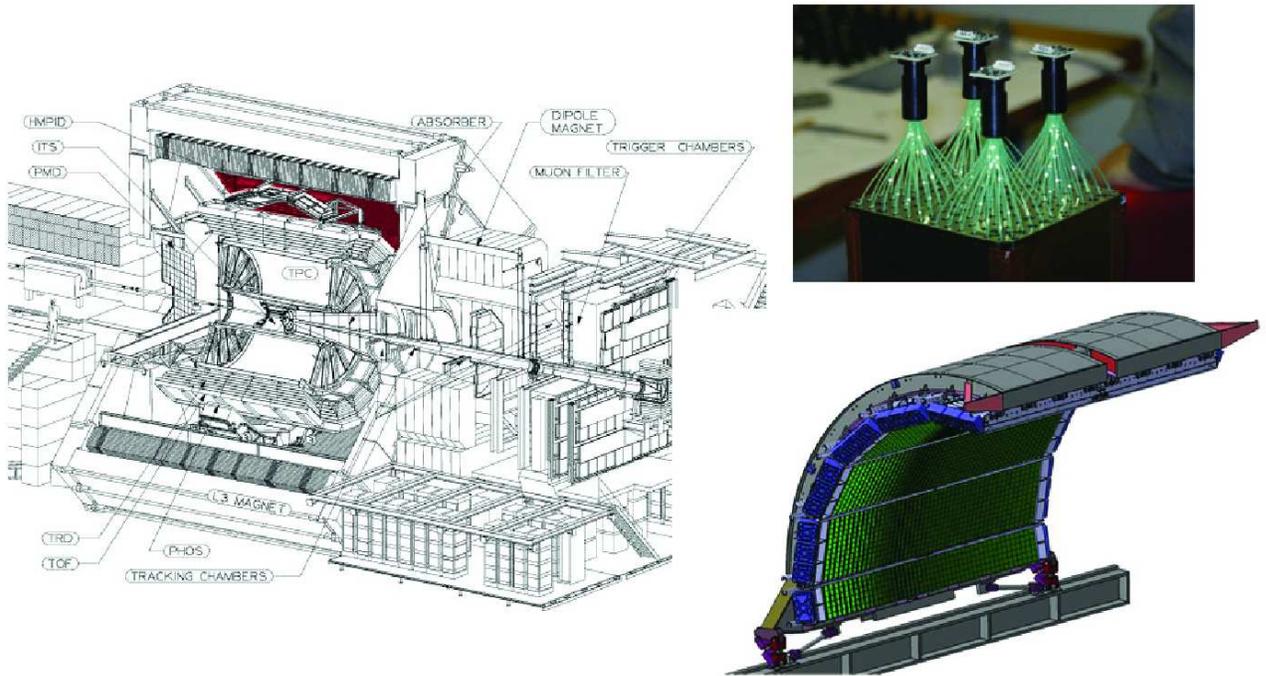


FIG. 5.9 – Schémas et photographie de EMCal.

PMD

Le PMD (figure 5.10) est un détecteur donnant la distribution spatiale et la multiplicité des photons événement par événement. Le PMD permettra, entre autre, d'estimer l'énergie électromagnétique transverse et le plan de réaction. Il se place à 360 cm du point d'interaction du côté opposé au spectromètre à muons (pour $z > 0$). Il couvre une région en pseudo-rapidité comprise entre 2,3 et 3,5 et les 360° de la partie azimutale. Il se compose de deux plans, du type chambre à fils, utilisant un mélange gazeux de Ar/CO_2 . Entre ces deux plans sont placés des convertisseurs au plomb. Les quatres modules s'organisent en 221184 cellules [130, 131].

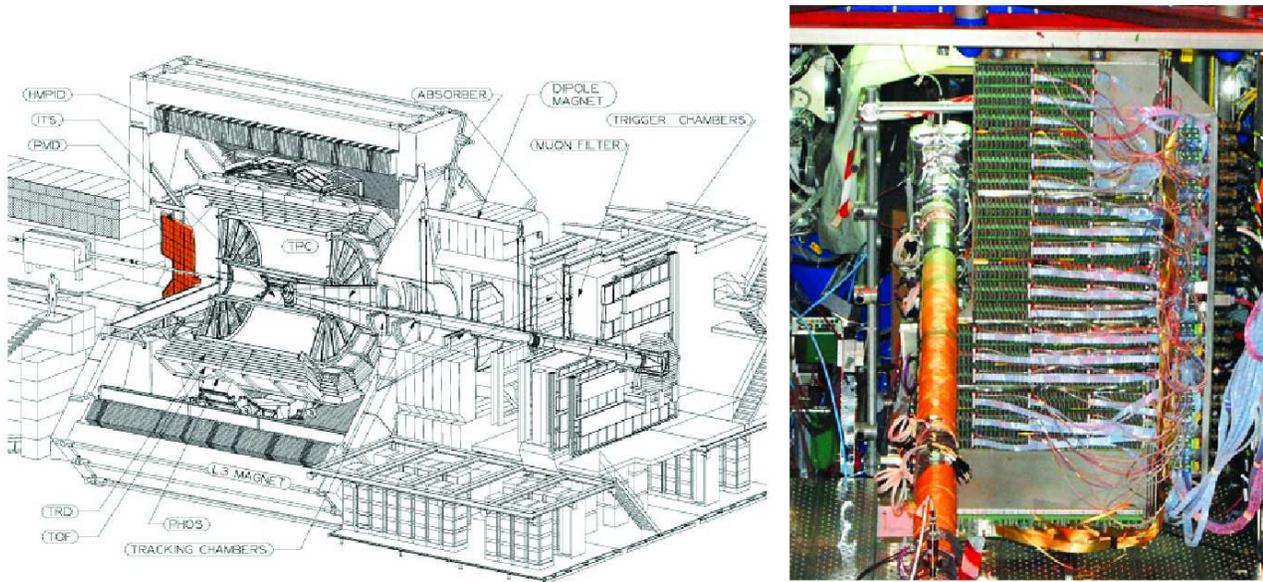


FIG. 5.10 – Schéma et photographie du PMD.

5.1.2 Les détecteurs globaux

Les détecteurs globaux se placent à grande rapidité. Ils sont des indicateurs des conditions initiales de la collision, typiquement des indications : de centralité, de temps, de position. Sur le détecteur ALICE ces capteurs sont [132, 133] :

- un détecteur de multiplicité, le FMD ou “Forward Multiplicity Detector” ;
- un système de déclenchement rapide, V0 et T0 ;
- un évaluateur du paramètre d’impact, le ZDC ou “Zero Degree Calorimeter”.

FMD

Le FMD (figure 5.12) fait partie des capteurs détectant aux grandes rapidités. Il possède une fenêtre de détection de : $-3,4 < \eta < -1,7$ et $1,7 < \eta < 5,1$. Ses bandes en silicium donnent une estimation de la multiplicité des particules chargées. Le FMD doit par ce biais permettre l’étude des fluctuations de multiplicité ainsi que la mesure de l’écoulement

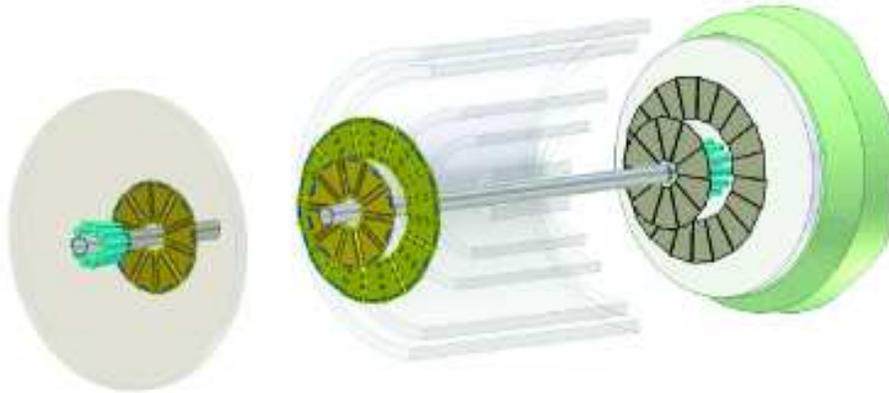


FIG. 5.11 – Schéma de l'ensemble FMD, T0, et V0.

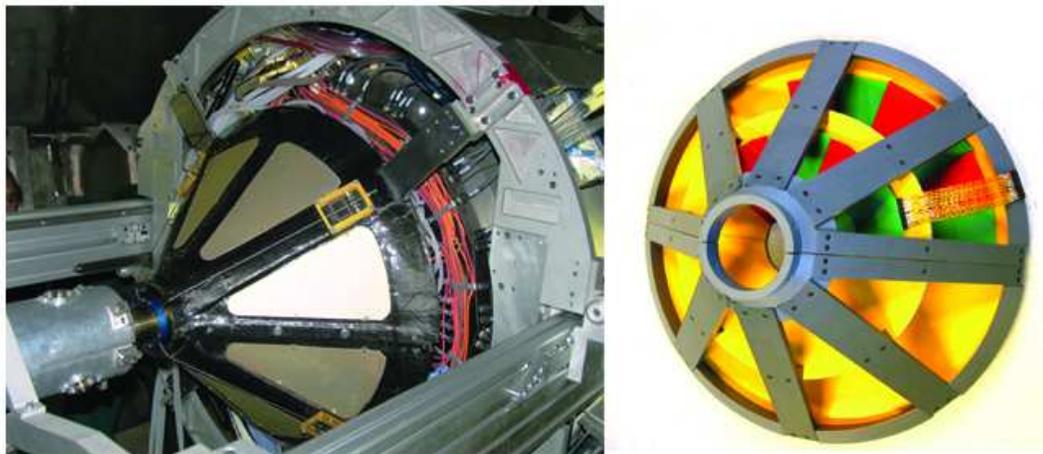


FIG. 5.12 – Schéma et photographie du FMD.

elliptique. Le FMD permettra également de déterminer le plan de réaction de la collision. La mesure du plan de réaction est une étape cruciale pour la plupart des études.

V0

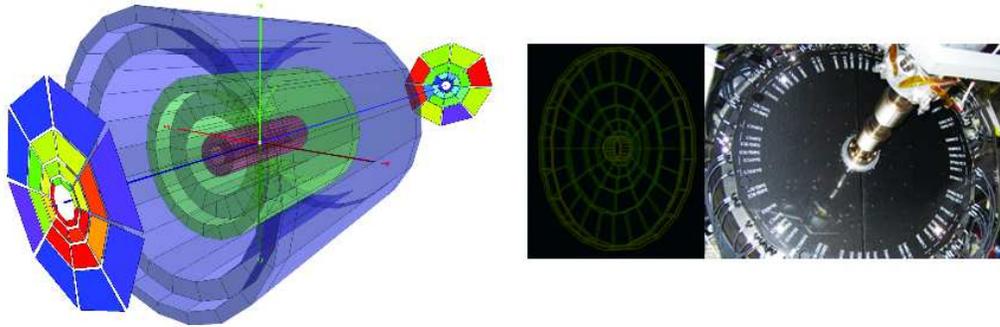


FIG. 5.13 – Schémas et photographie du V0.

Le V0 (figure 5.13) est divisé en deux détecteurs (V0-A et V0-C). V0-A et V0-C sont placés de chaque côté du point d'interaction, respectivement à 3,4 et 0,9 m (soit $z_{V0-A} = 3,4$ et $z_{V0-C} = -0,9$). Ils sont divisés en quatre anneaux sub-divisés en 8 secteurs couvrant une fenêtre en pseudo-rapacité de : $[2, 8; 5, 1] \cup [-3, 7; -1, 7]$. Ils sont les déclencheurs globaux du tonneau central d'ALICE ; ils permettent la mesure et le contrôle de la centralité ; ils donnent des informations quant à la luminosité ; ils peuvent valider le signal du système de déclenchement du spectromètre à muons pour filtrer une partie du bruit de fond lié au faisceau (interactions faisceau/gaz).

T0

De la même façon que le V0, le T0 (figure 5.14) se divise en deux parties (T0-A et T0-C). T0-A et T0-C se placent respectivement à $z_{T0-A} = 3,5$ m et $z_{T0-C} = 0,7$ m. Ce sont des détecteurs Cherenkov englobant un domaine en pseudo-rapacité de $[2, 9; 3, 3] \cup [-5; -4, 5]$. Ils donnent :

- le temps de départ au TOF (déclenchement) : ce signal temporel correspond à celui de la collision (avec un décalage fixe) et est indépendant de la position du vertex primaire (point d'interaction de la collision) ;
- une mesure spatiale du point d'interaction (position donnée à $\pm 1,5$ cm) ;
- la multiplicité des particules et la possibilité d'avoir trois signaux de déclenchement en fonction des collisions : $T0_{min-bias}$, $T0_{semi-central}$, $T0_{central}$.



FIG. 5.14 – Photographie du T0.

ZDC

Le calorimètre à angle nul (figure 5.15) est un indicateur de la géométrie de la collision : il mesure le nombre de nucléons spectateurs et par là-même la centralité. Pour cela, il mesure le nombre de nucléons restant après la collision aux angles avant, ainsi que l'énergie qu'ils transportent.

Le capteur ZDC se divise en trois détecteurs aux fonctionnalités distinctes.

- Deux d'entre eux, ZN et ZP, sont placés à grande distance du point d'interaction (116 m), et permettent la détection des neutrons (ZN) et des protons (ZP) qui, à cette distance, sont séparés par les champs magnétiques du LHC. Ces deux calorimètres utilisent des fibres de quartz pour capter la lumière Cherenkov (voir : § 5.1.1 paragraphe 5) émise par les protons et neutrons au travers d'un absorbeur placé devant.
- Le troisième détecteur, ZEM, est un calorimètre électromagnétique placé symétriquement de part et d'autre du point d'interaction à une distance de 7 m. Ce calorimètre utilise la même technologie que les précédents à la seule différence qu'ici les fibres de quartz sont inclinées de 45° (contre 0° sur ZN et ZP).

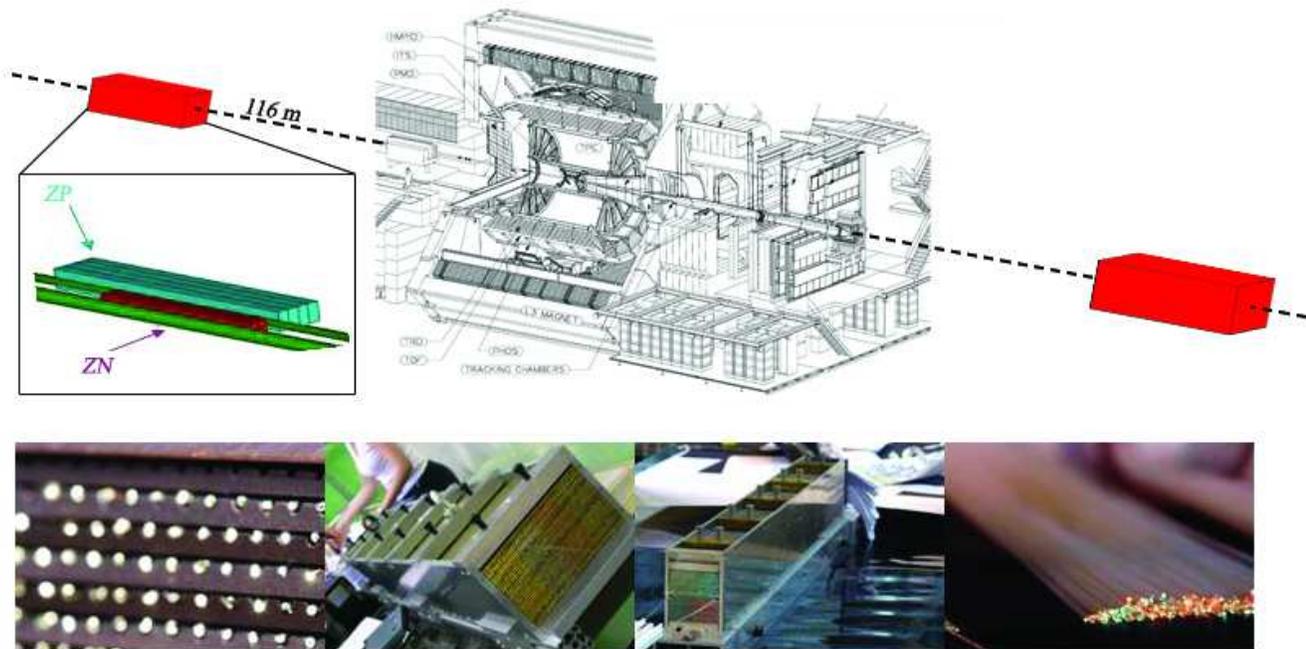


FIG. 5.15 – Schémas et photographies du ZDC.

5.2 Le spectromètre à muons

Le spectromètre, qui correspond à la partie arrière de l'expérience ALICE ($z \leq -90$ cm), a été conçu pour la détection des muons. Celui-ci est optimisé pour identifier les quarkonia (J/ψ , ψ' , Υ , Υ' et Υ'') et les résonances de basses masses (ρ , ω , ϕ) au travers de leurs canaux de décroissance di-muonique. Il peut également détecter les saveurs lourdes et les bosons de jauge (W^\pm , Z^0) via leur décroissance muonique [23].

Le spectromètre détecte dans un cône d'angle polaire θ et azimutal ϕ avec [134, 135] :

$$171^\circ \leq \theta \leq 178^\circ \quad (5.1)$$

$$0 \leq \phi \leq 2\pi \quad (5.2)$$

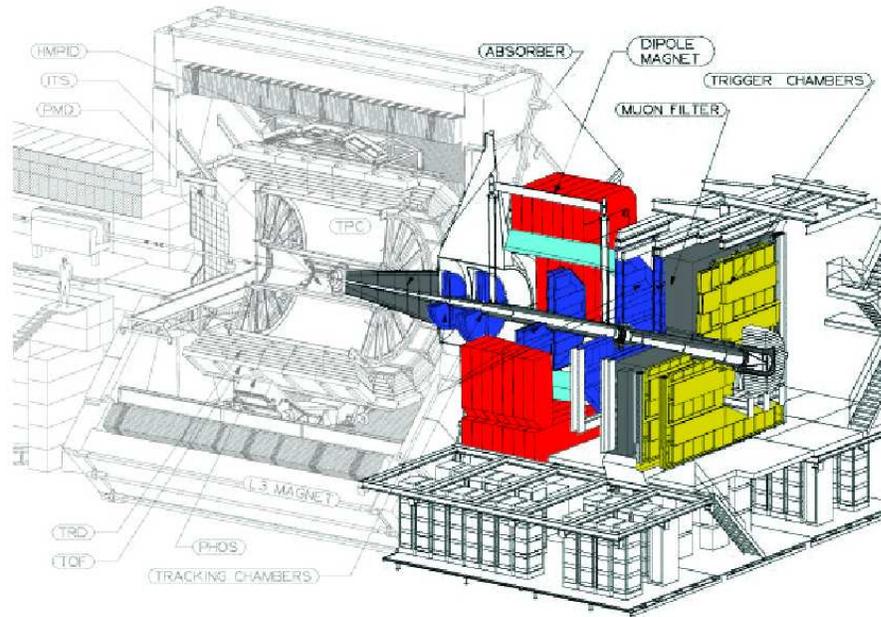


FIG. 5.16 – Schéma du spectromètre à muons d'ALICE.

Il couvre une fenêtre en rapidité de :

$$-4,0 \leq \eta \leq -2,5 \quad (5.3)$$

A la vue des objectifs fixés, l'acceptance du spectromètre doit [134, 135] :

- être géométriquement suffisante pour palier à la faible statistique de Υ attendue ;
- être, pour la détection du J/ψ , grande aux faibles impulsions transverses, car pour les plus hauts p_t , sa formation est principalement due à la décroissance du bottomonia.

Le spectromètre comporte comme suit :

- des absorbeurs (un frontal, un autour du faisceau et un mur de fer) pour réduire le bruit de fond et sélectionner les muons ;
- un dipôle magnétique permettant la déviation des muons au travers du champ ;
- un système de trajectographie divisé en cinq stations pour reconstruire les traces des muons dans le spectromètre ;

- un système de déclenchement pour sélectionner les traces de muons.

5.2.1 Les absorbeurs

Le grand nombre de particules attendues en collisions d'ions lourds crée un bruit de fond très important (dans notre cas : pions et kaons) pour l'étude des résonances lourdes. Pour réduire ce bruit, trois absorbeurs sont placés dans le spectromètre (figure 5.17). Ceux-ci sélectionnent les particules aux impulsions supérieures à 4 GeV/c [134, 135].

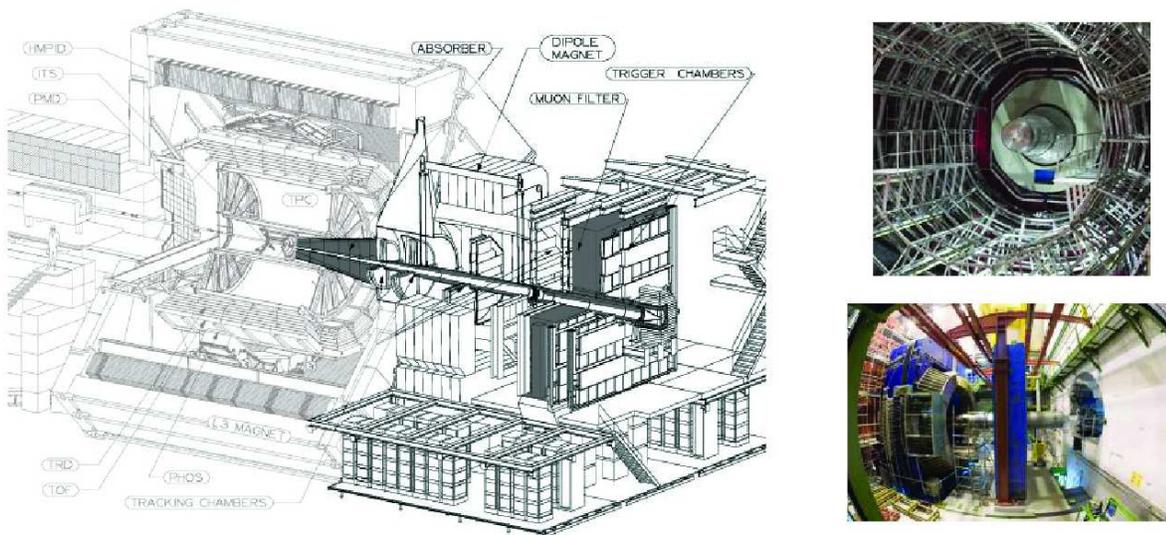


FIG. 5.17 – Schéma et photographies des absorbeurs du spectromètre.

- L'absorbeur frontal est placé à 90 cm du point d'interaction à l'intérieur de la partie centrale. Il possède une masse de 34 tonnes et une longueur de 4,13 m. Tout en étant le premier rempart aux pions et kaons pour la majorité, mais aussi aux photons et neutrons de basse énergie, il doit limiter les diffusions multiples ainsi que la perte d'énergie des muons en son sein (pour ne pas dégrader la résolution). De plus, à la

vue de sa position avancée dans la partie centrale, il ne doit pas influencer les autres détecteurs de la partie centrale en créant des secondaires par l'absorption des particules.

Ainsi, pour remplir ces critères, son cœur se compose de carbone (absorption de pions et kaons) ; sa partie arrière est une organisation de plomb, de béton, de tungstène et de polycarbure (rempart aux photons et aux neutrons) ; son enveloppe possède du plomb et du tungstène (protection de la partie centrale).

- Le mur de fer est placé à 15 m du point d'interaction et filtre les muons avant le système de déclenchement du spectromètre. Son épaisseur de 1,2 m et son poids de 13 tonnes permet de réduire, comme l'absorbeur frontal, le nombre de particules de basse impulsion arrivant au détecteur.
- L'absorbeur faisceau est un blindage localisé sur toute la longueur du spectromètre et englobant le faisceau. Sa composition de plomb, de tungstène et d'acier inoxydable (à sa périphérie) protège le spectromètre des interactions secondaires au niveau du tube faisceau.

5.2.2 Le dipôle

Le dipôle magnétique (figure 5.18) pèse environ 850 tonnes et est constitué de 28 modules de fer et de 2 bobines d'excitations parcourues d'un courant allant jusqu'à 6 kA. C'est le plus grand dipôle à bobines résistives chaudes pouvant atteindre un champ de :

$$\int |B| dz \approx 3 \text{ Tm} \Leftrightarrow B \approx 0,7 \text{ T.} \quad (5.4)$$

Le champ créé par le dipôle déflèche les particules chargées (a priori des muons) et permet le calcul de l'impulsion. Du fait de la force de Lorentz et d'après le principe fondamental de la dynamique, le moment est directement connecté au rayon de courbure ($R_c[\text{m}]$) de la trace de la particule chargée ($q[\text{C}]$) dans le champ magnétique ($B[\text{T}]$) [136], équation 5.5.

$$R_c = \frac{p}{|qB|} \quad (5.5)$$

\Downarrow

$$p[\text{GeV}] = 0,3BR_c \quad (5.6)$$

5.2.3 Le système de déclenchement

Les chambres de déclenchement sont localisées à 16 m et 17 m du point d'interaction. Elles sont composées de deux plans composés de RPC ("Resistive Plate Chambers") tra-

5.2. LE SPECTROMÈTRE À MUONS

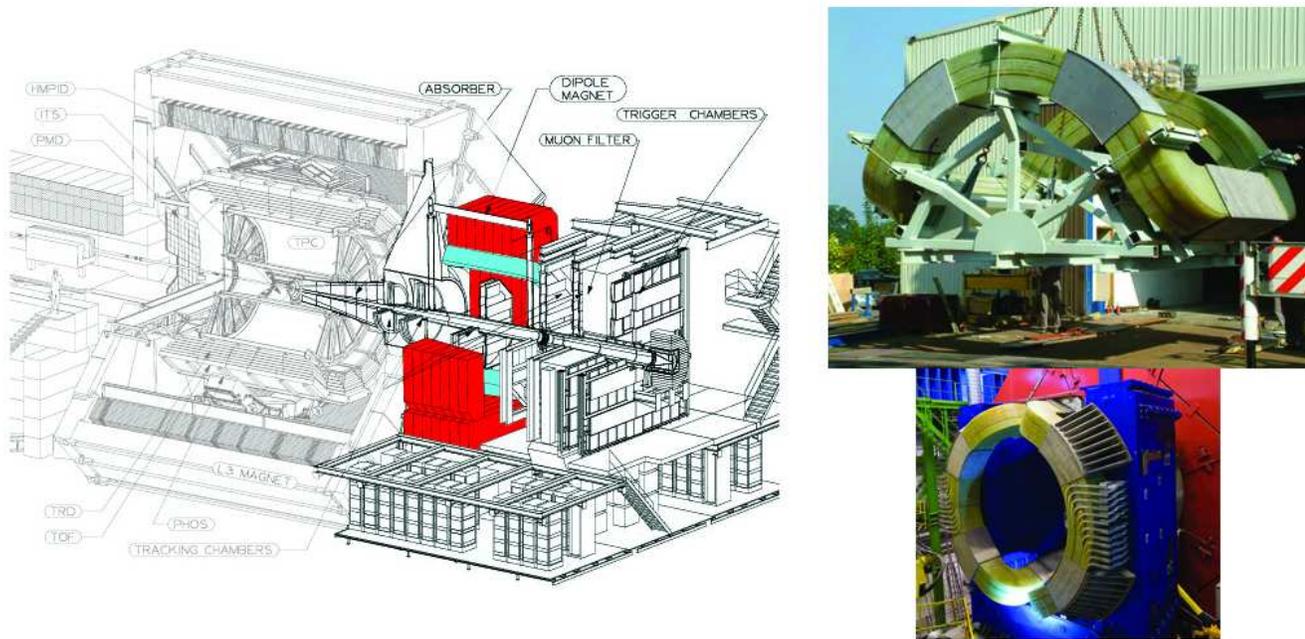


FIG. 5.18 – Schéma et photographies du dipôle du spectromètre.

vaillant en mode “streamer” ou en mode avalanche. Le système de déclenchement possède ainsi quatre plans de détections (2x2). Les 72 RPC donnent une surface active totale de 150 m². Le mélange gazeux (Ar , CH_2F_6 , C_4H_{10} et de SF_6) circule entre les deux plans de bakelite.

Le système de déclenchement va déterminer grossièrement le moment transverse des muons et ainsi réduire la contribution des décroissances issues de pions et de kaons à l’aide d’une coupure en impulsion. En moins d’une microseconde :

- le signal va être traité dans chaque bande de lecture d’une RPC avec un double seuil de discrimination (permet de garder une bonne résolution temporelle) ;
- les informations des différentes chambres sont regroupées dans des cartes dites locales qui déterminent l’impulsion⁴ ;

⁴Le calcul est basé sur la mesure de la déviation des traces.

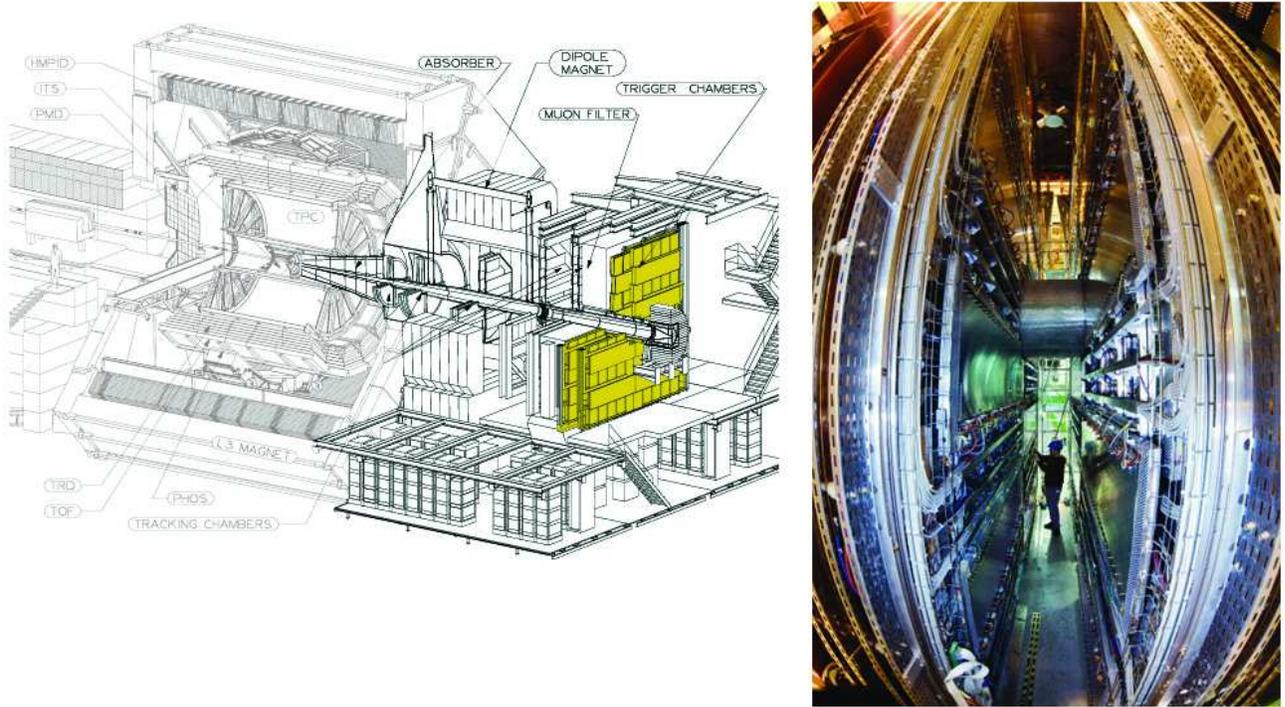


FIG. 5.19 – Schéma et photographie du système de déclenchement du spectromètre.

- les cartes dites régionales et globales collectent les données et déterminent les conditions de coupure ($p_t > 1$ GeV/c pour le J/ψ , et $p_t > 2$ GeV/c pour le Υ).

5.2.4 Le système de trajectographie

Les 10 chambres de trajectographie (il y en a deux dans chacune des 5 stations) sont placées (figure 5.20) :

- entre le dipôle et le point d'interaction, à 5,4 m et 6,8 m pour les stations 1 et 2 ;
- à l'intérieur même du dipôle, à 9,7 m dans le cas de la station 3 ;
- entre le dipôle et le mur de fer pour les deux dernières stations, soit à 12,65 m et 14,25 m.

5.2. LE SPECTROMÈTRE À MUONS

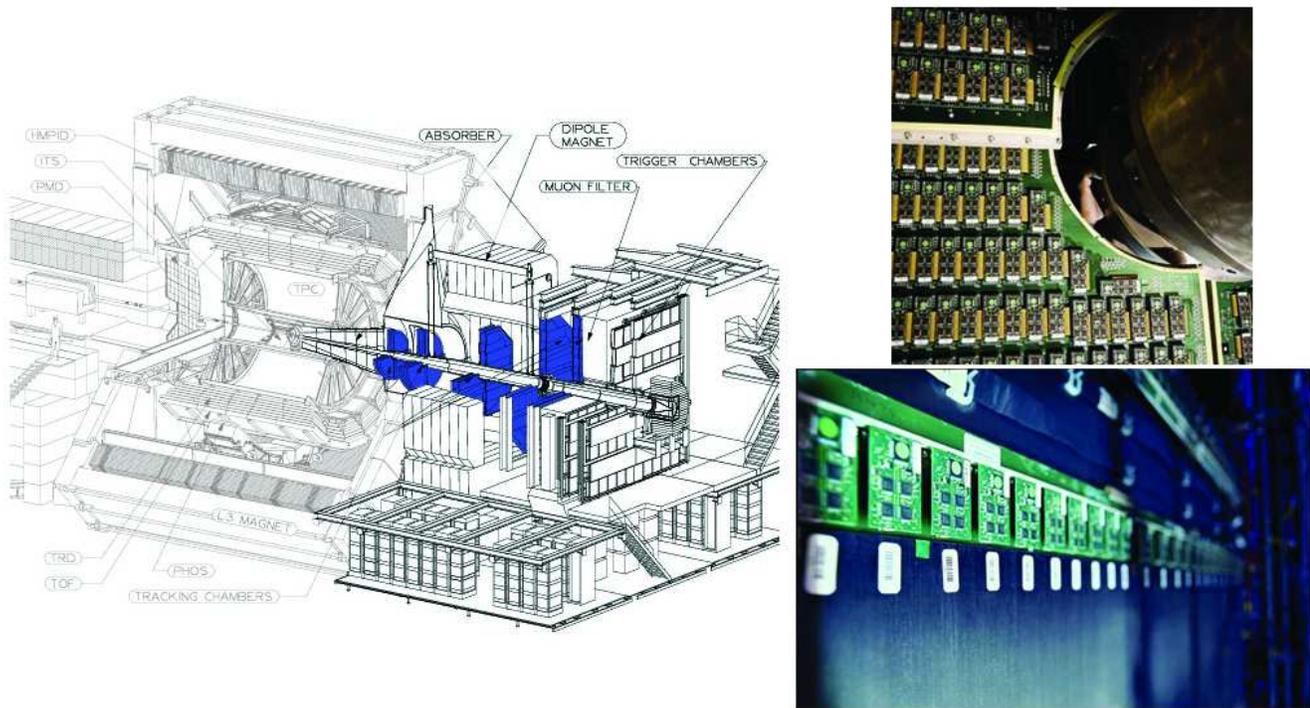


FIG. 5.20 – Schéma et photographies des lattes du système de trajectographie du spectromètre.

Ces chambres sont des CPC (Cathode Pad Chambers) sous forme de quadrants pour les chambres 1 à 4 et sous forme de lattes pour les chambres 5 à 10. Ces éléments sont des chambres à fils (invention de G. Charpak [137, 138, 139, 140]) se présentant comme un sandwich de différents matériaux composites (excepté pour les cathodes, anodes et pour l'électronique). De la couche extérieure à la couche intérieure, elles se composent [141] :

- de 8,4 mm d'un panneau sandwich de carbone et d'une structure en forme de nid d'abeille (200 μm de carbone + 8 mm de "Nomex" + 200 μm de carbone) ;
- d'une couche de "Nomex" pour réduire le bruit capacitif ;
- de circuits imprimés (PCB ou "Printed Circuit Boards") servant à la connexion par bandes entre les pavés de détection et l'électronique ;
- des fils d'anode en tungstène (avec un diamètre de 20 μm) placés dans les interstices, créés par des espaceurs de 5 mm d'épaisseur, où circule un mélange gazeux composé

de Ar/CO_2 (80% ; 20%).

Chaque quadrant (pour les deux premières stations) et chaque latte (pour les autres stations) constituent des éléments de détection (“detection element”). Le spectromètre possède 156 éléments de détections (voir la figure 5.21).

Le système de trajectographie va déterminer les caractéristiques cinématiques des muons (position, angle d’incidence, impulsion, signe) en déterminant leurs points de passage au niveau de chacun des dix plans de détection. Ces informations permettent entre autre de reconstruire la masse invariante des paires de muons et ainsi d’identifier leurs origines (désintégration de J/ψ , Υ , ...). La séparation des dimuons issus des différents états de la famille du Υ nécessite une résolution en masse du spectromètre inférieure à $100 \text{ MeV}/c^2$. Pour des muons de respectivement 3 et $10 \text{ GeV}/c^2$, cette résolution impose :

- une résolution meilleure que :
 - $100 \mu\text{m}$ dans le plan de courbure (le plan où la longueur des pavés est perpendiculaire à l’axe des fils),
 - 1 mm perpendiculairement (le plan où la longueur des pavés est dans la même direction que les fils),
 - 1 cm pour la position du point d’interaction (donnée par les pixels de l’ITS) le long de l’axe du faisceau ;
- et une longueur de radiation inférieure à 3%.

Les muons traversant un volume gazeux ionisent le gaz et créent des avalanches électroniques sur les fils et sur les pavés. Les signaux des pavés mis en forme et amplifiés sont ensuite collectés par les cartes FEE MANU (Muon Arm NUmerization) qui totalisent 10^6 canaux. Les cartes MANU sont placées sur les bords des lattes et sur la totalité du plan pour les quadrants⁵. Elles amplifient et mettent en forme le signal via des puces intégrées : les MANAS (Multiplexed ANalogSignal Processor). Ces signaux sont par la suite numérisés grâce à deux ADC (Analog Digital Converter). Le contrôle des puces MANU est fait via des MARC (Muon Arm Readout Chips). Finalement le contrôle du flux des données est géré par des cartes CROCUS-FRT (Cluster Read Out Concentrator Unit System FRont End) via des câbles méplats dits “buspatch” [142]. Ces nappes de méplats, pouvant atteindre les 8,5 m, relient les éléments de détection d’une demi-chambre vers les cartes FRT placées dans le châssis du CROCUS (figure 5.22). Chaque carte FRT peut supporter jusqu’à 10 de ces nappes et chaque CROCUS est capable de contrôler 5 cartes FRT. Finalement, l’ensemble des CROCUS transmettent le flux de données (Cf - figure 5.22) au niveau du système de gestion informatique (voir § 6).

Une fois les données prises par les différents détecteurs, celles-ci doivent être traitées, regroupées, comparées puis analysées. Pour cela ALICE est dotée d’un système d’acquisition

⁵Ceci est une raison expliquant la différence de forme des cartes entre celles des lattes et celles des quadrants.

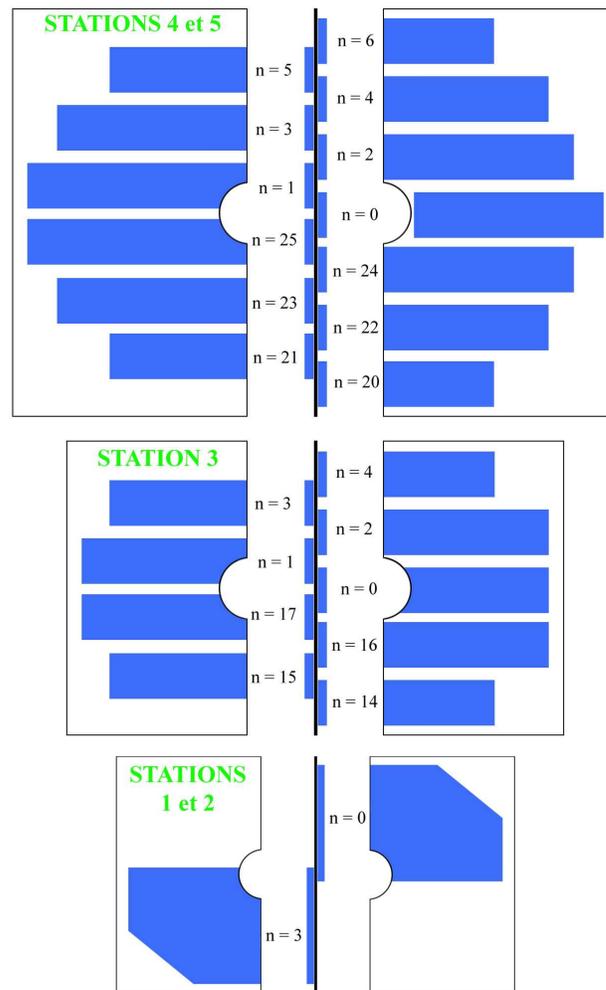


FIG. 5.21 – Disposition des éléments de détection. La figure supérieure représente la disposition dans une demi-chambre des stations 4 et 5. La figure centrale correspond à une demi-chambre de la station 3. La figure inférieure montre une demi-chambre des stations 1 et 2. Les chambres figurent dans le plan Oxy sur les cotés, et Oyz au centre (le numéro de l'élément de détection équivaut à : $n + 100 * N_{ch}$ avec N_{ch} le numéro de la chambre entre 1 et 10).

performant. Ce système, qui sera discuté dans le chapitre suivant, doit remplir les objectifs évoqués mais également simuler l'ensemble du système pour en estimer les performances.

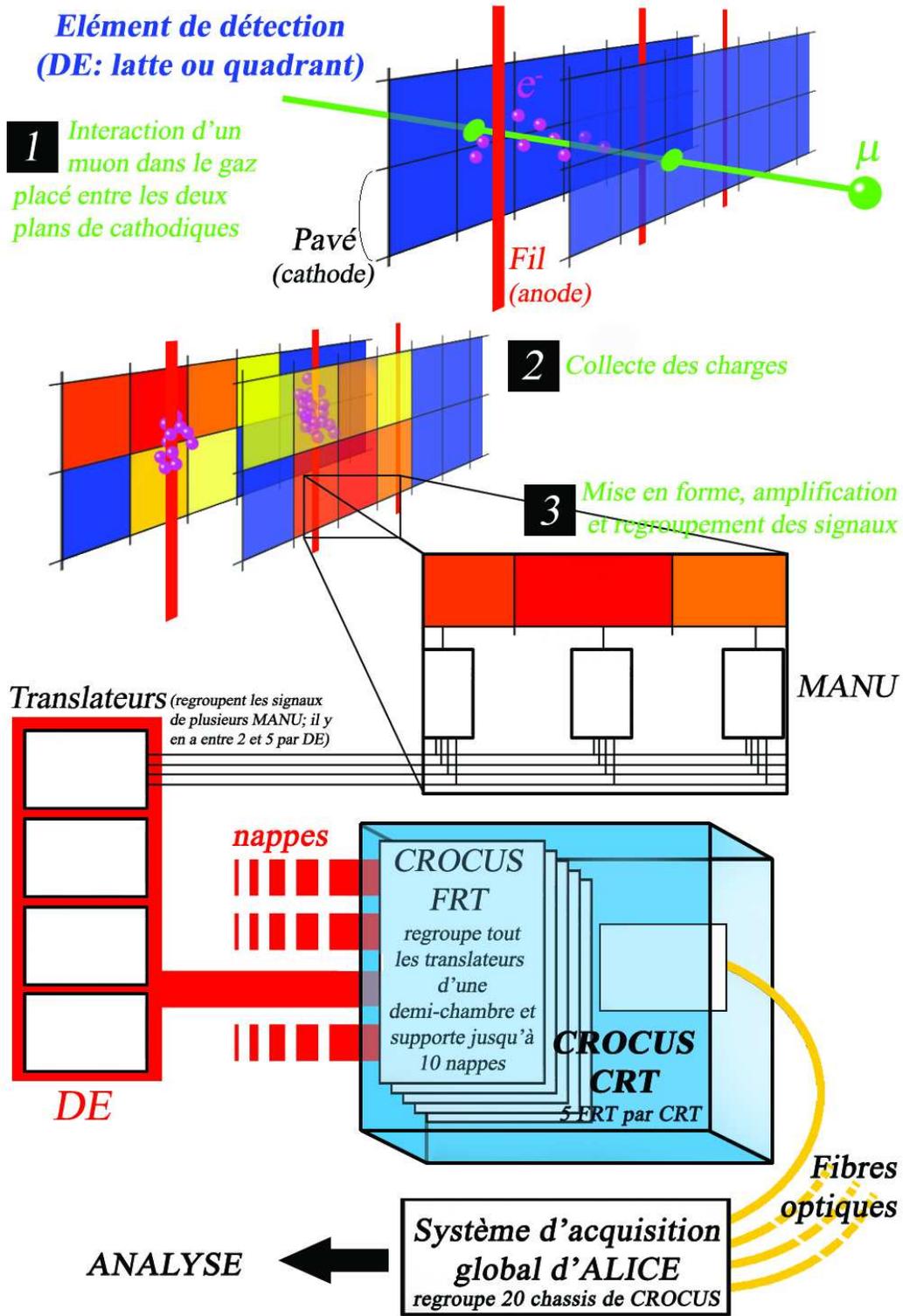


FIG. 5.22 – Schéma de la récolte des données durant l'acquisition.

Chapitre 6

Collecte et analyse des données d'ALICE

Synopsis

Ce chapitre est consacré au traitement du flot de données avant l'analyse. Dans un premier temps, il décrira la manière d'obtenir les fichiers d'entrée pour l'algorithme de reconstruction utilisé par le programme de simulation AliROOT : en partant soit des données simulées, soit des données réelles. La reconstruction de la trajectoire des particules et les moyens utilisés pour l'analyse seront alors présentés. Finalement, le cas particulier du spectromètre à muons (déclenchement, trajectographie et calcul de masse invariante) sera traité.

6.1 Simulation, acquisition, gestion des données d'ALICE

La mise en place d'une expérience comme ALICE demande l'intervention massive d'outils informatiques pour :

- étudier par simulation la pertinence des mesures à effectuer ;
- simuler la réponse des différents détecteurs dans le but d'étudier leurs performances (efficacité, résolution) ;
- gérer et analyser le flux de données récoltées par le système ;
- analyser les données pour en extraire les grandeurs pertinentes.

L'objectif principal du système est la reconstruction de données réelles, néanmoins le développement des outils informatiques, notamment pour l'analyse, a débuté par des simulations. Le code AliROOT [143], écrit en langage C++ orienté objet, est la pierre angulaire de la simulation et de l'analyse des données. C'est un outil de simulation, de reconstruction et d'analyse codant ses fichiers sous format ROOT [144]. Le logiciel AliROOT se divise en différents modules (figure 6.2) :

- un module central, STEER, liant et coordonnant les autres modules et permettant le lien entre la simulation et la reconstruction ou encore les données brutes (RawData) et la reconstruction ;
- les modules liés à la simulation, typiquement : la gestion des interactions dans les milieux ; la génération d'évènements (simulation de la collision et des décroissances secondaires) ;
- les modules liés à chaque détecteur : géométrie du détecteur ; fonctions de réponses ; gestion de la reconstruction de ses traces.

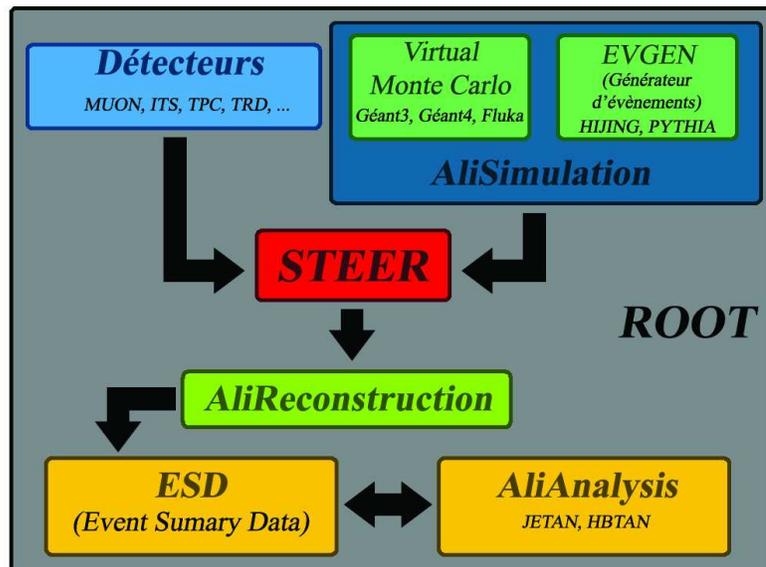


FIG. 6.1 – Fonctionnement du logiciel AliROOT.

Le premier rôle du logiciel AliROOT est la reconstruction des données réelles, non seulement pour les études physiques mais également pour les études comparatives entre

expérience et théorie. Pour cela il est capable de simuler l'ensemble du système et d'estimer les performances du détecteur.

6.1.1 Simulation

La simulation des collisions d'ions lourds du logiciel AliROOT est orchestrée par une classe nommée *AliSimulation* et s'effectue en trois parties.

1. Elle génère les collisions et les particules issues de celles-ci. Pour cela, le code AliROOT utilise un générateur d'évènement PYTHIA (the Lund Monte Carlo generator) [145, 146, 147, 148] pour les collisions proton/proton et le logiciel HIJING [149] pour les ions lourds.
 - Le programme PYTHIA repose sur une méthode Monte Carlo (MC) utilisant les nombres aléatoires pour résoudre numériquement des problèmes analytiques complexes. Plus précisément, par méthode MC, le logiciel PYTHIA va calculer les sections efficaces de production des particules en résolvant numériquement des intégrales lourdes de section efficace [145, 146, 147, 148].
 - Le générateur HIJING quant à lui est comparable au code PYTHIA auquel est combiné des modèles gérant les interactions “soft”. Cette combinaison n'est valide que pour les collisions telles que : $\sqrt{s} > 4$ GeV/n [149].

Les paramètres sont finalement stockés dans des fichiers au format ROOT.

2. L'évolution des particules dans l'espace est simulée par des codes de transport : Fluka [150], Geant(3 ou 4) [151]. Ceux-ci simulent les interactions entre particules, rayonnement et matériaux des détecteurs. Ils donnent accès à l'énergie déposée par les particules dans les détecteurs et calculent la position des impacts (“hits”) entre particules et matériaux via leur géométrie.
3. Les impacts étant connus, le code AliROOT va convertir ces impacts en informations numérisées dites “digits”. Ces dernières sont issues de la transformation combinée de l'énergie déposée par la particule et de la position de l'impact. En effet, le code AliROOT associe le “hit” au canal électronique du détecteur. Un “digit” est donc le signal numérisé d'un pavé de détection à un temps donné, déduit à travers la fonction de réponse du détecteur.

Remarque : les “digits” seront convertis en données brutes (les données brutes ici simulées peuvent directement se comparer aux données brutes réelles : voir § 6.1.2) qui permettront, par la suite, la création de “clusters” via de nouveaux “digits”.

6.1.2 Données brutes “réelles”

A la fin d'une prise de données (“run”), la quantité ainsi que le format des informations doivent être suffisants pour l'intervention du processus de reconstruction. Au vu de la

quantité de données recensées (160 GByte/s), il n'est pas possible au système d'ALICE (aussi bien du point de vue temporel que du point de vue des ressources de stockage) de relire toutes les informations. La capacité électronique doit canaliser le flux, le filtrer et le réduire pour extraire les événements pertinents et de bonne qualité. Pour cela, les signaux vont être traités en plusieurs étapes [107, 122, 152] (schéma 6.2).

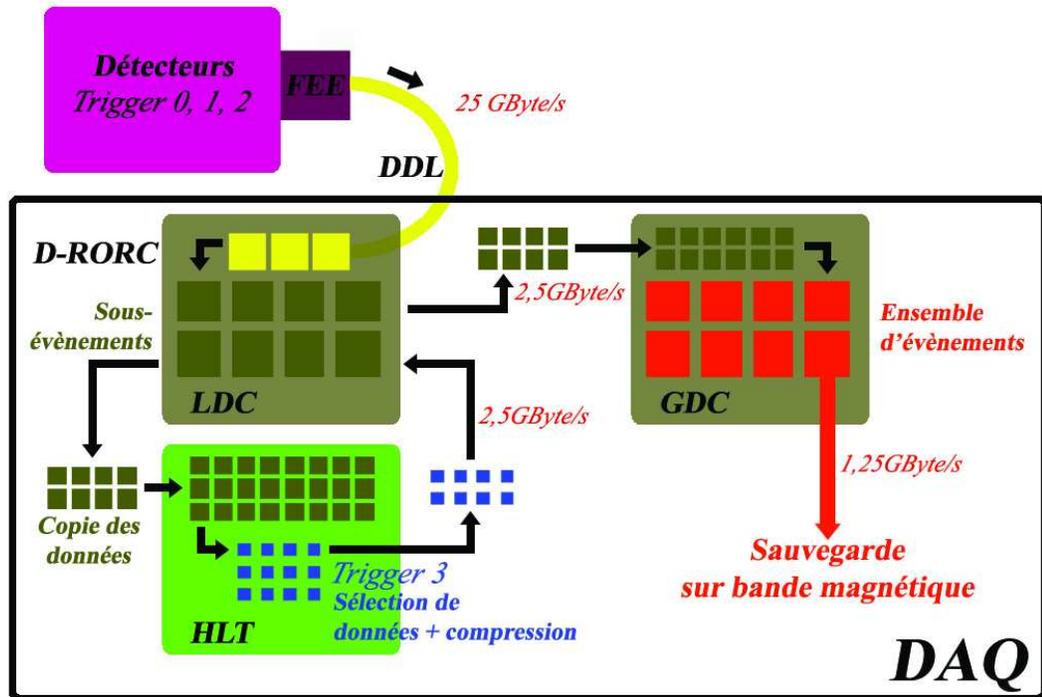


FIG. 6.2 – Traitement des données brutes.

1. Un processeur central (CTP - Central Trigger Processor) envoie à chaque détecteur (via les LTU-Local Trigger Unit et TTC-Timing Trigger and Control) les signaux de déclenchement avec les informations associées. Cette étape permet une sélection des événements au niveau des détecteurs et réduit la quantité de données à environ 25 GByte/s (cette quantité correspond à la valeur maximale supportée par la partie du système évoquée ici).

2. Le signal de sortie de l'électronique des détecteurs (FEE - Front End Electronics) est transporté par fibre optique¹ (DDL - Detector Data Link) à des collecteurs de données locaux (LDC - Local Data Concentrator) [152]. Les DDL sont les liens entre les détecteurs qui, rappelons le, sont placés dans une caverne à environ 60 m de profondeur, et le système d'acquisition d'ALICE.
3. Dans les LDC, une ou plusieurs cartes D-RORC (DAQ-ReadOut Receiver Card) [152] transfèrent les données en mémoire. Les données seront ensuite regroupées en sous-événements. Il faut noter que les LDC travaillent indépendamment les uns des autres, c'est par la suite qu'une mise en commun s'effectue.
4. Les sous-événements sont communiqués aux cartes globales (GDC-Global Data Collector) qui regroupent et classent les sous-événements en ensembles d'événements. A ce niveau le système peut supporter un flux de 2,5 GByte/s.
5. Finalement, les événements à garder s'archivent dans des PDS (Permanent Data Storage) à raison de 1,25 GByte/s. Les PDS seront les supports de l'analyse.

Il existe plusieurs scénarios de prise de données, notamment en fonction des critères de détection qu'ALICE décide d'utiliser (trigger, détecteurs utilisés, mesures envisagées...). Dans certains cas, le flux de données peut ne pas être supporté par le système. Pour cela, un système supplémentaire intervient : le HLT (High Level Trigger). Ce système est le troisième niveau de déclenchement accessible sur ALICE. Le HLT permet une analyse et une compression en ligne supplémentaire des données en vue de leur stockage. Le HLT permet également une sélection de zones d'intérêts (ROI-Regions Of Interest) pour un événement et le calcul des données d'étalonnage en ligne (calibration online).

Techniquement, cette ferme de calcul qu'est le HLT reçoit pendant la prise de données une copie des informations des cartes D-RORC ; traite l'information puis la transmet via des LDC (HLT LDC) au système de construction d'événements [153, 152].

La gestion du système est dirigée et synchronisée par l'ECS (Experiment Control System) et le DCS (Detector Control System). L'ECS contrôle le système global ; le DCS surveille et contrôle les paramètres de fonctionnement des détecteurs (refroidissement, ventilation, champ magnétique, tension, courant...) [154].

6.1.3 Reconstruction

La figure 6.3 schématise l'évolution des données et leur modification dans le programme AliROOT [155].

En entrée, la reconstruction a accès aux fichiers bruts ("RawData").

¹Il faut noter que la longueur de ces fibres peut atteindre jusqu'à 200 m.

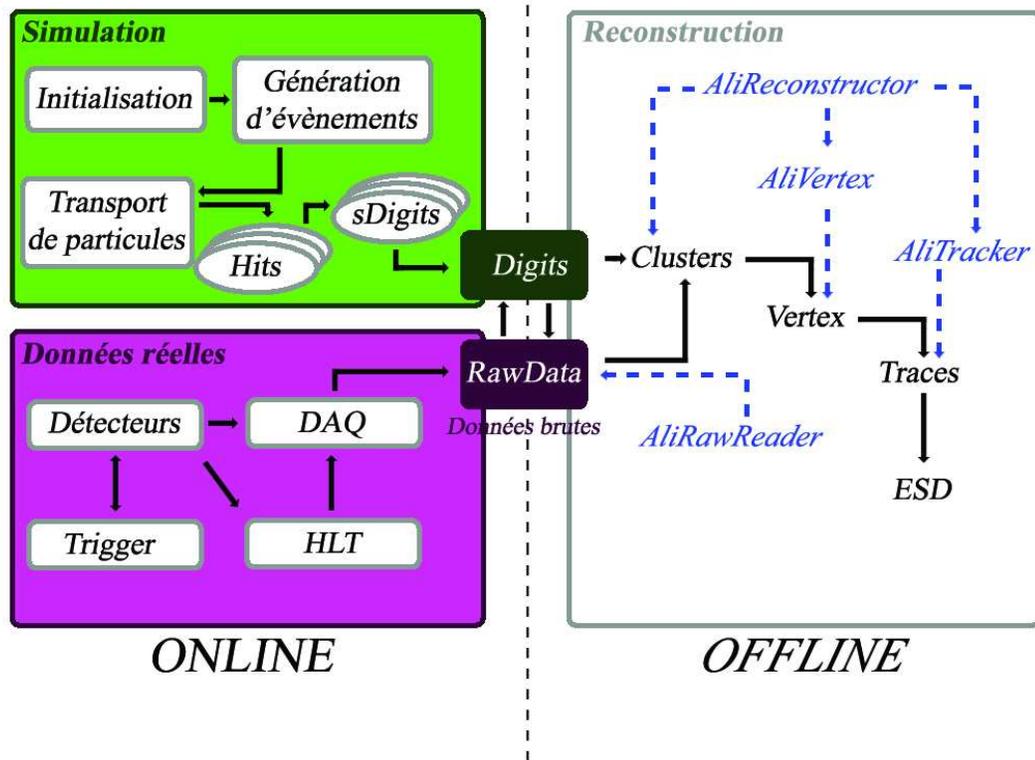


FIG. 6.3 – Gestion des données par le logiciel AliROOT (le format des fichiers est également indiqué).

1. Une reconstruction dite locale (Local Reconstruction) s'effectue. Cet aspect ne sera discuté que dans le cas du spectromètre à muons (voir : § 6.2.2), cependant, il faut noter que cette opération est indépendante pour chaque détecteur (module) et que pendant cette étape les "clusters" sont créés. La reconstruction locale est appelée par la méthode "Reconstruct" de l'objet "Reconstructor"².
2. Les informations récoltées par le SPD de l'ITS (voir § 5.1) servent à la mesure du vertex primaire.
3. Les différents modules commencent, à partir des "clusters", la reconstruction des

²Chaque "reconstructor" des détecteurs effectue une reconstruction locale pour tous les événements.

traces. A ce niveau, il est possible d'accumuler les traces de différents détecteurs dans le but d'améliorer les performances de la reconstruction.

4. Les informations sont rangées sous forme arborescente : les données sont stockées dans plusieurs fichiers en fonction de leur degré de finesse (plus ou moins éloignées des données brutes), et sur différentes branches suivant les informations qu'elles contiennent.

La gestion des données demande une puissance de calcul importante. Pour cela, un système permettant l'association des capacités informatiques de plusieurs laboratoires a été mis en place : AliEn.

6.1.4 La grille de calcul AliEn

Les collisions d'ions lourds génèrent une grande quantité de données (voir : § 6.1.2). De ce fait, l'archivage, la reconstruction ou encore l'analyse ne peuvent se dérouler en un unique lieu géographique. Le programme AliEn est le support d'une grille de calcul permettant de résoudre cette difficulté. Cette grille [156] (LCG-LHC Computing Grid) se décompose en plusieurs étages appelés Tiers (il y en a quatre : T0 ; T1 ; T2 ; T3) en fonction du travail et du niveau de performances requis pour le traitement des données. Ces Tiers correspondent à des centres de calculs localisés dans le monde. Le niveau de chaque entité (laboratoire) de l'ensemble LCG est défini en fonction des ressources qu'il possède et de la qualité de service [157, 158].

- Le T0 au CERN est responsable du stockage sur bandes des données brutes.
- Les T1 sont des centres de calculs majeurs qui doivent permettre un stockage important, un retraitement de données, et fournir un accès continu à celles-ci pour les T2.
- Les T2 doivent fournir les ressources suffisantes pour l'analyse et la simulation.

La grille de calcul AliEn est la base de travail de la gestion et l'analyse des données d'ALICE pouvant se baser sur LCG. Le programme AliEn permet l'accès aux données, l'analyse des données via le code AliROOT qui y est installé, mais également de faire des simulations de type MC par exemple [159]. Le système va utiliser les ressources rendues disponibles par les Tiers aux utilisateurs. Ainsi, les analyses présentes dans cette thèse sont effectuées en partie sur la grille.

Par la suite, le logiciel AliROOT sera présenté uniquement dans le cas du spectromètre à muons. Le déclenchement et la trajectographie des traces de particules seront décrits plus en détail.

6.2 Sélection des traces et calcul d'impulsion

Dans le cas du spectromètre à muons, c'est le système de déclenchement qui intervient en premier lieu. En effet, le déclenchement est effectué de façon matérielle ("hardware") pour les données réelles. Ensuite, la trajectographie est lancée (que nous nommerons ici reconstruction). Les paragraphes suivants présenteront succinctement le déclenchement pour s'attarder sur le système de trajectographie qui sera la base du calcul de l'efficacité ainsi que de la méthode DCA que nous présenterons ultérieurement.

6.2.1 Le déclenchement

Le système de déclenchement est capable de faire une première sélection d'évènement de façon très rapide (environ 600 ns). Pour cela, l'électronique calcule approximativement l'impulsion des particules ayant laissé une trace dans les RPC. L'algorithme fonctionne en plusieurs étapes :

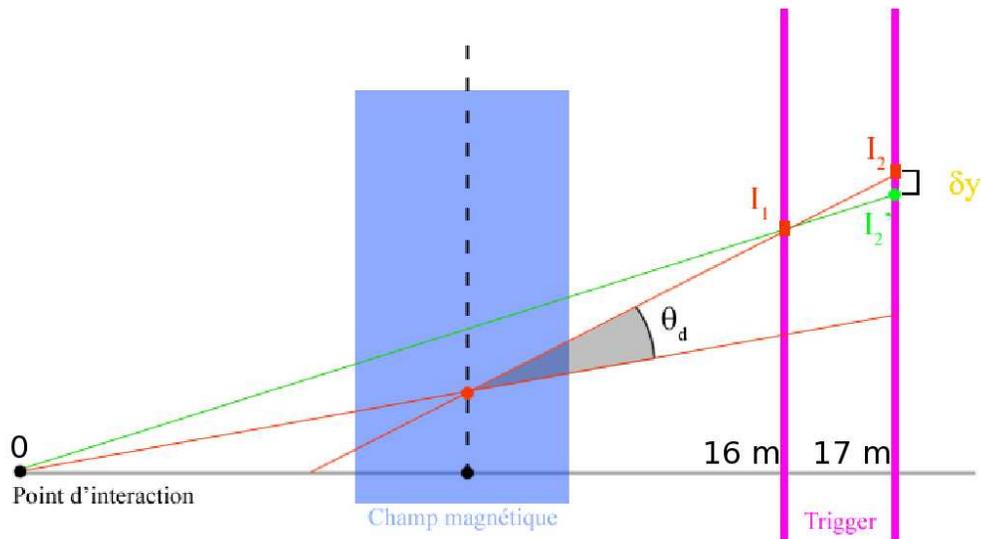


FIG. 6.4 – Schéma du calcul de l'impulsion par le système de déclenchement d'ALICE.

1. l'impact du muon dans la première station de déclenchement est mesuré : point I_1 ($x_1; y_1; z_1$) (schéma 6.4) ;
2. la droite passant par le vertex primaire et l'impact dans la première station est tracée (OI_1) ;
3. la position I_1 est extrapolée le long de la droite jusqu'à la deuxième station : un nouveau point est calculé : I'_2 ($x'_2; y'_2; z'_2$) (schéma 6.4) ;
4. l'impact le plus proche de la position I'_2 mesuré dans la deuxième station est recherché (point I_2 ($x_2; y_2; z_2$) (schéma 6.4)) ;
5. la déviation δy ($\delta y = y_1 - y_2$) dans le plan de courbure (Ozy) est calculée ;
6. si la déviation est inférieure à la coupure imposée, l'angle de déviation (θ_d (schéma 6.4)) est petit et peut être calculé, avec (schéma 6.5) :

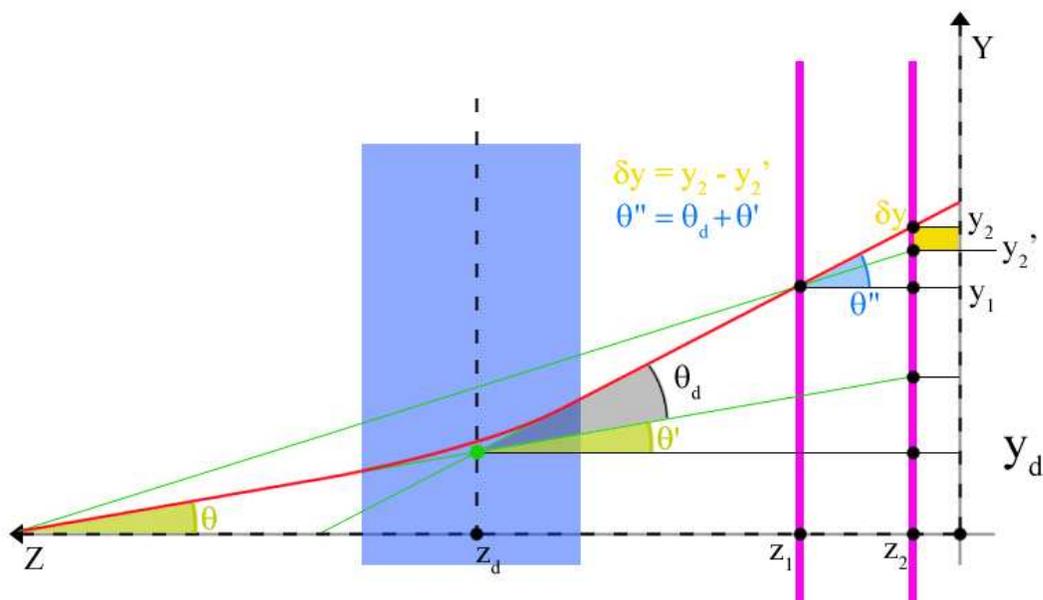


FIG. 6.5 – Schéma du calcul de l'impulsion par le système de déclenchement d'ALICE.

$$\left. \begin{array}{l} \theta' = \theta \\ \theta' + \theta_d = \theta'' \end{array} \right\} \Rightarrow \theta'' = \theta + \theta_d; \quad (6.1)$$

et

$$\tan \theta'' = \frac{y_2 - y_1}{z_2 - z_1} = \tan (\theta + \theta_d) \sim \theta + \theta_d; \quad (6.2)$$

alors

$$\theta_d \sim \frac{y_2 - y_1}{z_2 - z_1} - \theta. \quad (6.3)$$

En posant z_d la position moyenne du dipôle et y_d la position de la trace quand $z = z_d$ (schéma 6.5) alors : $\tan \theta = y_d/z_d \sim \theta$ et d'après l'équation 6.3 :

$$\theta_d \sim \frac{y_2 - y_1}{z_2 - z_1} - \frac{y_d}{z_d}. \quad (6.4)$$

D'autre part :

$$\frac{y_1 - y_d}{y_2 - y_d} = \frac{z_1 - z_d}{z_2 - z_d} \Leftrightarrow y_d = \frac{z_d(y_2 - y_1) + (y_1 z_2 - y_2 z_1)}{z_2 - z_1}. \quad (6.5)$$

Les équations 6.4 et 6.5 impliquent :

$$\theta_d \sim \frac{1}{z_d} \frac{y_2 z_1 - y_1 z_2}{z_2 - z_1}. \quad (6.6)$$

Pour terminer :

$$\left. \begin{array}{l} \delta y = y_2 - y'_2 \\ y_1/y'_2 = z_1/z_2 \end{array} \right\} z_1 \delta y = y_2 z_1 - y_1 z_2 \quad (6.7)$$

↓

$$\theta_d = \frac{z_1}{z_d} \frac{\delta y}{z_2 - z_1} \quad (6.8)$$

7. Finalement une valeur de l'impulsion transverse est calculée par l'équation 6.9 [160] (où L est la longueur du dipôle et B son champ magnétique)

$$p_t \sim qBL \frac{z_2 - z_1}{z_1} \frac{\sqrt{x_d^2 + y_d^2}}{\delta y} \quad (6.9)$$

L'équation 6.9 découle du fait que dans le plan de courbure :

$$p_{ZY} = (qBL / \sin \theta_d); \quad (6.10)$$

et comme :

$$\frac{p_t}{\sqrt{x_d^2 + y_d^2}} = \frac{p_z}{z_d}; \quad (6.11)$$

aux petits angles et dans le cadre d'une approximation au premier ordre, l'équation

6.9 est retrouvée, avec y_d selon l'équation 6.5 et $x_d = x_1 * z_d/z_1$ (car il n'y a pas de déviation dans le plan Ozx).

Le système de déclenchement permet, par la méthode évoquée ci-dessus, une sélection des évènements et une coupure en impulsion transverse (1 ou 2 GeV/c). En pratique, l'estimation de l'impulsion est effectuée par les "Look-Up Tables" (LUT) [161]. Celles-ci établissent une correspondance entre le triplet de la position en x et en y du passage des muons dans les chambres de déclenchement et la déviation des traces entre ces chambres, et l'impulsion transverse. Les LUT sont remplies grâce à des simulations GEANT [162] de traces de muons dans lesquelles une description réaliste des détecteurs, de leur segmentation, et du champ magnétique sont prises en compte. La décision du système de déclenchement prise, les données issues du système de trajectographie vont être transférées à la DAQ.

6.2.2 La trajectographie

Le système de trajectographie (partie du module "MUON" dans le code AliROOT), doit déterminer l'impulsion transverse des muons³ avec une grande précision (voir : § 5.2.4). Pour cela il lui faut calculer le rayon de courbure (schéma 6.6) des particules chargées dans le champ magnétique ($p_t = 0, 3BR$; voir : § 5.2.2).

Dans un premier temps, les "digits" (voir : § 6.1.3) doivent être regroupés en "clusters". Les distributions de charges, sur chacune des cathodes des dix chambres de trajectographie, sont décrites comme l'intégrale d'une fonction de Mathieson [163] en deux dimensions. La position de passage de la particule est extraite de cette distribution.

A partir de là, l'algorithme de trajectographie (AT) va suivre les différentes étapes du protocole de reconstruction des traces.

Première étape : rechercher les traces potentielles

Les centroïdes des différents "cluster" (ils seront nommés impacts, figure 6.7) étant répertoriés, l'AT va rechercher les traces potentielles. Il recherche toutes les droites possibles entre les impacts de la chambre 8 et ceux de la chambre 7 ainsi que toutes celles entre la chambre 10 et la chambre 9 (voir le schéma 6.7). Ensuite, l'AT sélectionne ces droites (traces potentielles) par le biais de deux coupures.

Une première est effectuée dans le plan Oxz en fonction de l'angle entre la droite et l'axe du faisceau. La particule n'étant pas déviée dans ce plan, si l'angle ne correspond pas à l'acceptance du spectromètre la droite est exclue.

³Il faut noter ici que l'impulsion transverse n'est pas le seul élément mesuré par le système de trajectographie. En effet les analyses (notamment pour le DCA) obligent le système à garder beaucoup plus d'informations sur les traces.

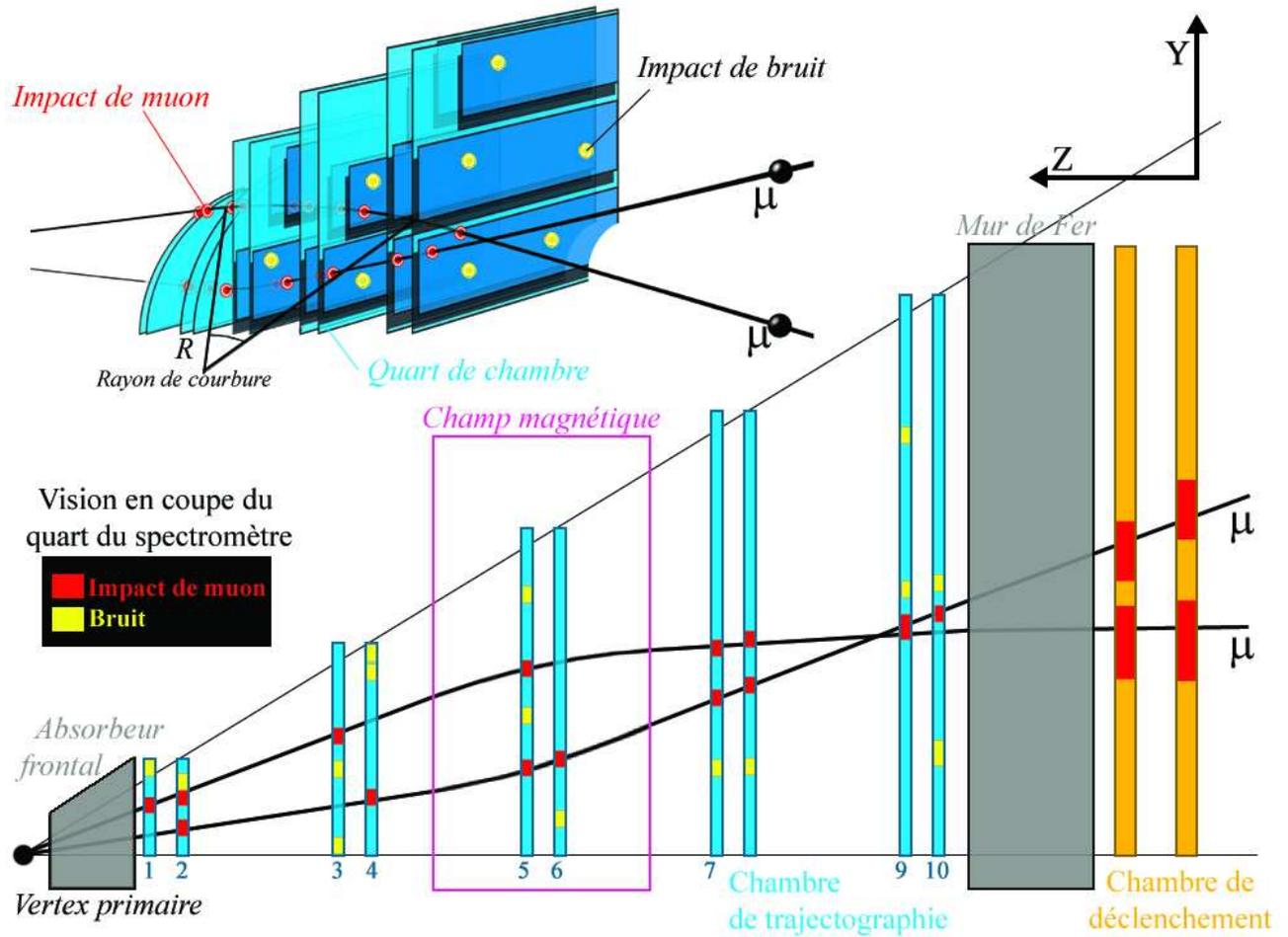


FIG. 6.6 – Schéma représentant le quart du spectromètre et sa coupe dans le plan de courbure (Ozy).

La seconde coupure s'effectue en impulsion dans le plan Oyz. Cette impulsion est calculée grâce aux paramètres d'impacts⁴ (Y_{PI} [cm]) des traces en faisant l'hypothèse que celles-ci proviennent du vertex primaire. L'équation 6.12, découlant de l'équation 6.10 permet de

⁴Le paramètre d'impact est la distance entre le vertex primaire (IP) et la trace potentielle dans le plan transverse.

calculer cette impulsion aux petits angles :

$$p_{YZ} = -0,0003 * \frac{BL_M}{Y_{PI}} * z_d. \quad (6.12)$$

- 0,0003 est un facteur de conversion.
- $B = 0,7$ T est le champ magnétique moyen.
- $L_M = \frac{1}{2}(L_M^{max} + L_M^{min}) = \frac{1}{2}(502,1 + 309,4) = 405,75$ cm est la longueur moyenne d'action du dipôle.
- $z_d = \frac{1}{2}(z_d^{max} + z_d^{min}) = \frac{1}{2}(-994,05 - 986,6) = -990,32$ cm est la position moyenne du dipôle sur l'axe Oz.

Si l'impulsion ainsi estimée est trop faible (< 1 GeV/c) alors la droite ne peut correspondre à une trace réelle puisqu'à l'extérieur de la fenêtre de détection du spectromètre. Elle n'est pas conservée.

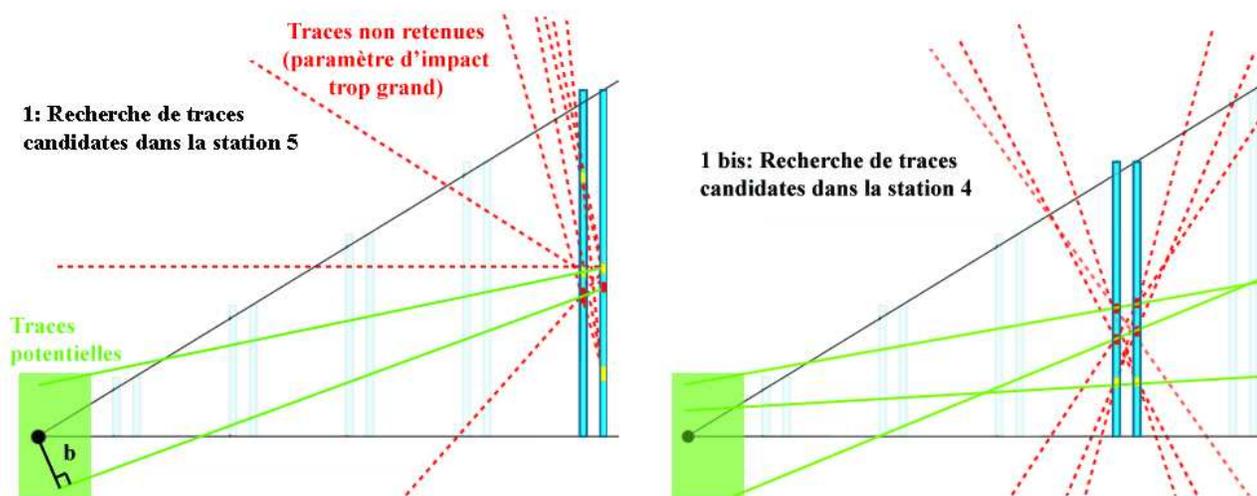


FIG. 6.7 – Première étape de la trajectographie du spectromètre à muons.

Ces coupures en angle et en impulsion sont schématisées sur la figure 6.7.

Premier critère de sélection

Lorsque les traces potentielles sont sélectionnées, l'AT va rechercher, pour les droites formées à partir des chambres 7 et 8, un ou plusieurs impacts dans les chambres 9 et 10

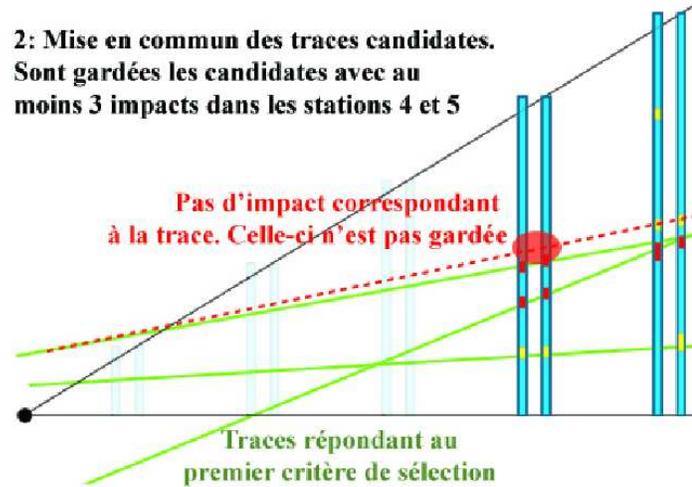


FIG. 6.8 – Chronologie de la trajectographie du spectromètre à muons : deuxième étape.

pouvant correspondre à cette droite (de la même manière une correspondance est cherchée dans les chambres 7 et 8 avec les droites des chambres 9 et 10). La zone de correspondance (route) entre les impacts et la trace est déterminée à partir de la matrice d'erreur sur les paramètres de cette dernière et de la résolution des impacts. C'est le premier critère de sélection : il faut au moins 3 impacts par trace dans les chambres 7, 8, 9, et 10. Après les deux premières étapes, un ensemble de droites issues des deux dernières stations de trajectographie du spectromètre est conservé pour la recherche des traces (schéma 6.8).

De la trace potentielle à la trace réelle

L'AT doit tenir compte du champ magnétique et de la courbure des traces. Pour cela, l'AT opère une boucle sur toutes les traces potentielles. Chacune d'elles est extrapolée dans le champ magnétique jusqu'aux deux chambres de la station 3. L'AT va ensuite boucler sur tous les impacts de chaque chambre et attacher à la droite le ou les impacts présents sur sa "route". Si aucun impact n'est dans la zone de recherche, la trace n'est pas gardée : c'est le deuxième critère de sélection.

Remarque : quand plusieurs impacts peuvent être attachés à une même trace, il est

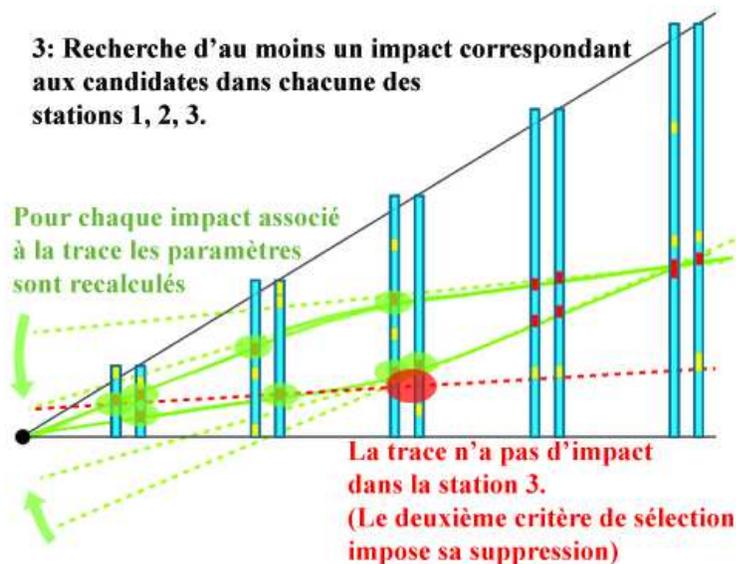


FIG. 6.9 – Chronologie de la trajectographie du spectromètre à muons : dernières étapes.

possible soit de créer une trace pour chaque impact qui peut être attaché à la trace (les traces sont dupliquées autant de fois qu'il y a d'impacts sur la route) ; soit de choisir l'impact le plus probable (ce qui est plus rapide mais présente le risque de ne pas attacher l'impact appartenant réellement à la trace).

Les paramètres des traces encore présentes sont alors recalculés avec l'aide des nouveaux impacts (schéma 6.9). Pour cela, deux méthodes sont possibles : la méthode dite "standard" ou un filtre de Kalman [164].

- Dans la méthode "standard", quand un impact est attaché à une trace, un ajustement ("fit") des paramètres de la trace est effectué en utilisant tous les impacts (le nouveau et ceux déjà attachés), en utilisant la librairie MINUIT.
- Le filtre de Kalman utilise la propagation de matrices de covariance. Pour chaque trace candidate, le filtre de Kalman calcule le vecteur p et la matrice de pondération qui est l'inverse de la matrice de covariance (matrice d'erreurs) prenant en compte :
 - les erreurs sur la position dans les directions Ox et Oy ;
 - l'erreur sur la pente de la trace dans les directions Ox et Oy ;

– l'erreur sur l'impulsion.

Le vecteur p est ensuite propagé sur l'axe Oz (jusqu'à la position de mesure), et permet, à l'aide de la matrice Jacobienne de transformation, de calculer la matrice de pondération extrapolée. Ensuite un calcul matriciel permet de donner une nouvelle matrice de pondération (dite mise à jour) et une valeur de la qualité de l'ajustement (χ^2) [165, 166, 167].

La seconde méthode est moins coûteuse en temps car le calcul matriciel donne directement les paramètres des traces sans passer par une série d'ajustements utilisant tous les impacts. Elle est préférée à la première qui ne servira que d'outil de vérification.

Les traces sont ainsi extrapolées de proche en proche jusqu'à la première chambre. Au passage de chaque chambre la même méthode et le même critère sont imposés aux traces. Ainsi, une trace est valide si elle possède au minimum :

- 3 impacts dans les chambres 7, 8, 9, 10 sur les 4 possibles ;
- 1 impact dans les chambres 5 et 6 sur les 2 possibles ;
- 1 impact dans les chambres 3 et 4 sur les 2 possibles ;
- 1 impact dans les chambres 1 et 2 sur les 2 possibles.

Remarque : si des traces possèdent des impacts en commun (typiquement les traces dupliquées), seule la trace avec le plus grand nombre d'impacts est conservée. Si des traces possèdent le même nombre d'impacts dont un ou plusieurs en commun, seule celle ayant le meilleur χ^2 (le meilleur ajustement) est gardée.

Une fois la trajectographie effectuée, les traces sont extrapolées jusqu'au point de collision. Cette extrapolation est effectuée de deux manières. Soit directement au vertex via une correction de perte d'énergie du type Bethe-Bloch [23, 168] et une correction des déviations multiples du type Badier-Branson [169]. Soit l'extrapolation est faite au DCA (voir les chapitres 8 et 9) avec la perte d'énergie mais sans la correction des déviations.

Remarque : les paramètres permettront entre autre de déterminer la masse invariante (m_{12}). Pour cela, on considère que toutes les particules reconstruites sont des muons⁵. Ensuite, cette masse est donnée par :

$$m_{12}^2 = \left(\sum_1^2 E_i \right)^2 - \left(\sum_1^2 \vec{p}_i \right)^2 = m_1^2 + m_2^2 + 2(E_1 E_2 - p_1 p_2 \cos(\theta_{12})); \quad (6.13)$$

avec θ_{12} l'angle d'émission entre les deux muons de la paire.

⁵Les particules détectées sont dans le plus grand nombre de cas des muons. La présence de pions et de kaons est grandement réduite grâce au système de déclenchement.

D'un point de vue pratique il est possible de simplifier cette équation. En effet, ici on a deux muons donc $m_1 = m_2 = m_\mu$, de plus aux énergies atteintes p_1 et $p_2 \gg m_\mu$, par conséquent et grâce à l'équation 6.13 :

$$E = m_\mu + \vec{p}^2 \sim p^2 \quad (6.14)$$

$$\Rightarrow m_{12}^2 \simeq 2p_1p_2(1 - \cos(\theta_{12})). \quad (6.15)$$

Dans l'acceptance du spectromètre θ_{12} est petit, or au voisinage de 0 :

$$\cos(\theta) = \sum_{i=0}^n \frac{(-1)^i}{(2i)!} \theta^{2i} + o(x^{2n+1}) \quad (6.16)$$

$$\Rightarrow \cos(\theta) \simeq 1 + \frac{\theta^2}{2} \quad (6.17)$$

on a finalement :

$$m_{12}^2 \simeq p_1p_2\theta_{12}^2. \quad (6.18)$$

Les résultats obtenus (paramètres de la trace) sont finalement sauvegardés dans des fichiers au format ROOT (ESD - Event Summary Data). Ces informations seront ensuite utilisées pour construire les AOD (Analysis Object Data). Ceux-ci contiennent les informations spécifiques nécessaires aux différentes analyses, mais également celles permettant le calcul de l'efficacité de détection du spectromètre. Ce calcul d'efficacité fait l'objet de la partie suivante.

Troisième partie

Efficacité du spectromètre à muons d'ALICE

“Corriger le visible de l’invisible”

Chapitre 7

Efficacité du spectromètre à muons

Synopsis

L'objectif de ce chapitre est de présenter le calcul puis l'étude de l'efficacité intrinsèque des chambres de trajectographie. La première partie introduira la méthode de calcul d'efficacité, ainsi que son application dans le cadre du calcul global de l'efficacité. La partie suivante discutera du fonctionnement, et de l'implémentation des algorithmes de calcul. Finalement, l'évolution de l'efficacité intrinsèque en fonction de dysfonctionnements électroniques sera étudiée.

7.1 Définition des efficacités et de l'acceptance du spectromètre

L'étude des quarkonia par les chambres de trajectographie du spectromètre dépend de la résolution en masse (voir : § 5.2) du détecteur ainsi que de son efficacité. En effet, sans cette dernière il n'est pas possible de calculer les sections efficaces de production des quarkonia. La distribution physique qui doit être estimée par le spectromètre s'écrit :

$$\frac{d^2N(p_T, y)}{dp_T dy} = \frac{d^2N_{rec}(p_T, y)}{dp_T dy} \cdot \frac{1}{A(p_T, y)} \cdot \frac{1}{\epsilon(p_T, y)} \cdot \frac{1}{N_{\text{évènements}} \epsilon_{MB}^{Obs}}, \quad (7.1)$$

avec $\frac{d^2N_{rec}(p_T, y)}{dp_T dy}$ représentant la distribution reconstruite (mesurée par le spectromètre), $A(p_T, y)$ la correction d'acceptance, $\epsilon(p_T, y)$ l'efficacité de reconstruction, $N_{\text{évènements}}$ le

nombre d'évènements et ϵ_{MB}^{Obs} l'efficacité de déclenchement minimum (dépendant de l'observable). Ainsi, il est possible de séparer le calcul de l'acceptance de celui de l'efficacité.

7.1.1 Acceptance

L'acceptance définit la quantité de muons potentiellement décelables par le spectromètre par rapport au nombre de muons formés dans la collision. A priori, pour le spectromètre, les muons émis dans l'angle d'acceptance du spectromètre (voir : § 5.2) et ayant une impulsion suffisante pour traverser l'ensemble du détecteur, sont détectés (en supposant une efficacité intrinsèque de 100 %) [141]. Cependant, ceci correspond à une acceptance de muons simples ou uniques (dans le cas des "single muons"). Dans le cas des quarkonia, la décroissance dimuonique oblige la détection de deux muons simultanément. La correction en acceptance doit tenir compte de la proportion de résonances de quarks lourds émettant deux muons dans l'acceptance du spectromètre.

Cette acceptance, présentée dans le graphique de la figure 7.1, a été calculée à travers le code de simulation AliROOT sans coupure sur impulsion initiale [9]. Elle s'avère être dépendante de la rapidité ainsi que de l'impulsion transverse.

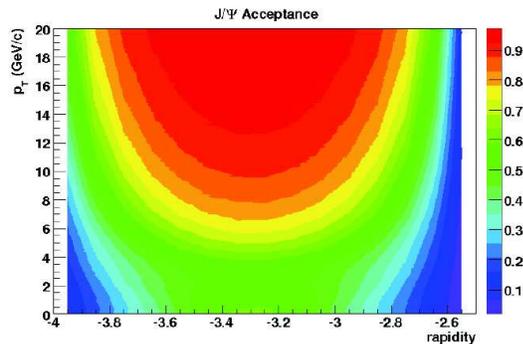
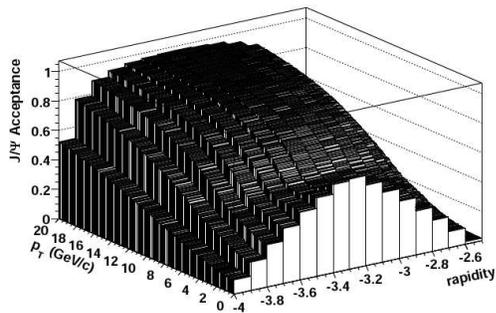
- Pour un moment transverse p_t constant, une variation de rapidité implique une variation de l'angle θ formé entre l'impulsion longitudinale (p_z) et l'impulsion (p). Donc, plus un méson est émis près de l'axe du faisceau ou près de l'extérieur du spectromètre (dans ce cas des bords de l'acceptance géométrique), moins les muons qu'il génère par décroissance ont de chances d'être détectés. Les muons étant émis en opposition autour de l'axe de propagation du méson (l'angle d'émission d'un muon décroît quand l'impulsion croît), la probabilité qu'un muon soit émis à l'extérieur du spectromètre est plus grande aux limites qu'au centre de la tranche en rapidité couverte par le spectromètre (dernier graphique de la figure 7.1).

Remarque : à impulsion transverse nulle, les muons de décroissance sont émis symétriquement par rapport à l'axe du faisceau et la rapidité est directement liée à l'impulsion longitudinale p_z . Si la rapidité décroît, l'impulsion totale augmente et l'angle entre les deux muons se réduit. Quand cet angle devient inférieur à l'acceptance du spectromètre les muons ne sont plus détectables. Inversement, si la rapidité tend vers zéro, l'impulsion totale décroît, l'angle s'ouvre et les muons restent décelables tant que l'angle reste suffisamment petit.

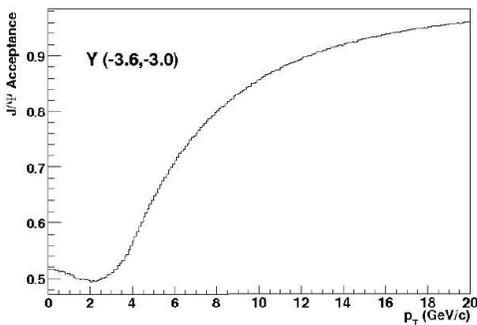
- Si la rapidité y est fixée : plus l'impulsion transverse est importante plus l'angle entre les deux muons est petit¹. Les muons sont donc de plus en plus colinéaire au méson décroissant, l'acceptance tend vers celle d'un muon unique.

¹A rapidité fixe, l'augmentation de l'impulsion transverse implique une augmentation de l'im-

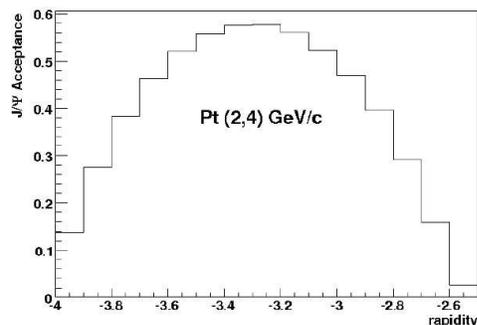
7.1. DÉFINITION DES EFFICACITÉS ET DE L'ACCEPTANCE DU SPECTROMÈTRE



(a) Acceptance fonction de l'impulsion transverse p_t [GeV/c] et de la rapidité y .



(b) Acceptance fonction de p_t avec $-3,6 < y < -3,0$.



(c) Acceptance fonction de y avec $2 \text{ GeV/c} < p_t < 4 \text{ GeV/c}$.

FIG. 7.1 – Acceptance du J/Ψ dans le spectromètre à muons [9].

L'efficacité et l'acceptance pouvant être calculées séparément, le calcul d'efficacité considérera tous les muons dans l'acceptance.

pulsion totale et donc une baisse de l'angle entre les muons émis.

7.1.2 Efficacité globale

L'efficacité du système, pour les muons uniques ou les di-muons, correspond au nombre de muons qui sont détectés comparé au nombre de muons dans l'acceptance du spectromètre². Cette efficacité peut être évaluée globalement [9]. Mais une approche par factorisation simplifie le problème d'estimation de la contribution de chaque composante de l'efficacité et permet la mise en exergue des problèmes de chaque partie du détecteur.

Cette efficacité globale est factorisée comme suit :

$$\epsilon_{total} = \epsilon_{triggerable} * \epsilon_{trigger} * \epsilon_{trackable} * \epsilon_{tracked} \quad (7.2)$$

- $\epsilon_{triggerable}$ est la probabilité qu'une particule traverse les chambres de déclenchement. Elle correspond aux particules dites *triggerable*, c'est-à-dire les particules émises dans l'acceptance du spectromètre et traversant les chambres de déclenchement (elles passent l'absorbeur frontal, les chambres de trajectographie, le champ magnétique, et le mur de fer). Ces particules doivent répondre au critère de sélection du système de déclenchement.
- $\epsilon_{trigger}$ est la probabilité que les chambres de déclenchement répondent au passage de la particule. Elle définit les particules *trigger* qui sont celles détectées par le système de déclenchement. Les particules *trigger* dépendent de l'efficacité intrinsèque des chambres de déclenchement. Cette efficacité peut être simulée mais doit pouvoir être réévaluée à l'aide des données réelles [170].
- $\epsilon_{trackable}$ est la probabilité qu'une particule traverse toute les chambres de trajectographie. Elle est liée aux particules *trackable*. Ces particules traversent une zone active de chacune des chambres de trajectographie³ et répondent au critère de sélection (voir : § 6.2).
- $\epsilon_{tracked}$ est la probabilité que les chambres de trajectographie répondent au passage d'une particule, que l'impact laissé soit reconstruit et que l'AT (Algorithme de "tracking" ; voir § 6.2.2) reconstruise la trace correspondante. Les particules mises en jeu ici sont dites *tracked*. Ces particules dépendent de l'efficacité intrinsèque des chambres de trajectographie (voir : § 7.2). Elle peut être simulée, mais doit pouvoir, comme l'efficacité intrinsèque du système de déclenchement, être recalculée sur la base de données réelles. Ceci fait l'objet de la section suivante.

Par la suite, nous nous focaliserons sur l'efficacité intrinsèque des chambres qui est la

²L'acceptance pouvant être traitée séparément (voir : § 7.1.1).

³Une particule touchant le système de déclenchement peut ne pas avoir traversé les chambres, du fait des supports par exemple.

partie dominante de $\epsilon_{tracked}$. Or, comme le montre l'équation 7.2, $\epsilon_{tracked}$ affecte directement l'efficacité total du système de trajectographie.

7.2 Efficacité intrinsèque du spectromètre

L'efficacité intrinsèque d'une chambre compare le nombre de muons passant au travers d'une zone active de la chambre et le nombre de muons qui créent un signal supérieur au seuil de discrimination. En fait, le signal créé par ionisation du gaz doit être supérieur au seuil de l'électronique. La variation de l'efficacité intrinsèque inclut :

- la réponse électronique ;
- les effets dus aux interactions dans les matériaux passifs (absorption, déviation) ;
- les interactions avec le mélange gazeux ;
- la reconstruction des impacts.

Techniquement, il n'est pas possible d'évaluer l'efficacité intrinsèque seule. En effet, étant mesurée à l'aide des traces reconstruites, elle ne peut se dissocier de l'efficacité de trajectographie. Cette dernière dépend de la probabilité d'attacher un impact à une trace ("tracking"). En temps normal, l'efficacité de trajectographie est proche de 100 %, et par conséquent, dans le suite de ce chapitre, l'efficacité mesurée sera confondue avec l'efficacité intrinsèque. Mais, dans certain cas, une baisse de l'efficacité intrinsèque peut entraîner une baisse de résolution et par là une baisse de l'efficacité de trajectographie. Ce phénomène sera souligné par la suite.

7.2.1 Evaluation de l'efficacité intrinsèque à partir des données réelles

Devant s'effectuer à partir des données réelles, le calcul de l'efficacité intrinsèque des chambres de trajectographie ne peut et ne doit utiliser que les traces reconstruites par le système de trajectographie. Or, l'inefficacité d'un détecteur provient des traces qui ne sont pas détectées. Néanmoins, dans le cas du spectromètre à muons, une trace est reconstruite même si dans certaines chambres un impact manque (voir : § 5.2.4).

En effet, pour une trace donnée, dans chacune des chambres il y a deux possibilités :

1. La chambre possède un impact correspondant à la trace. Il est donc possible de connaître sa position.
2. La chambre ne possède pas d'impact. Une extrapolation doit être faite pour savoir si oui ou non il manque un impact⁴, et si oui, connaître sa position.

⁴On ne vérifie pas ici si un impact peut correspondre à la trace, mais seulement si l'absence d'impact provient bien de l'inefficacité de la chambre et pas du fait que la particules traversent une zone inactive.

Le calcul d'efficacité intrinsèque doit donc répertorier, pour toutes les traces ayant traversé le spectromètre, la position de passage dans chaque chambre et la présence ou pas d'impacts. Cependant, seules les particules répondant au critère de sélection peuvent être prises en compte. Réduisant le nombre de traces utilisables à celles possédant au moins un impact par station, le critère de sélection engendre un biais dans le calcul d'efficacité qui doit être pris en compte.

Soit N_{tot} le nombre total de traces ayant traversé le spectromètre (nombre qui est inconnu) ; $N_{10/10}$ le nombre de traces ayant un impact dans chacune des dix chambres (cela est mesurable) :

$$N_{10/10} = N_{tot} * \prod_{i=1}^{i=10} \epsilon_i \quad (7.3)$$

avec ϵ_i la probabilité qu'une particule laisse un impact dans la chambre i . De plus, le nombre de particules ayant laissé un impact dans chacune des chambres sans tenir compte de la chambre j est (valeur mesurable) :

$$N_{9/10}^j = N_{tot} * \prod_{i=1; i \neq j}^{i=10} \epsilon_i; \quad (7.4)$$

donc :

$$\epsilon_j = \frac{N_{tot} * \prod_{i=1}^{i=10} \epsilon_i}{N_{tot} * \prod_{i=1; i \neq j}^{i=10} \epsilon_i} = \frac{N_{10/10}}{N_{9/10}^j}. \quad (7.5)$$

Cependant, la condition imposée ici est très restrictive car les valeurs $N_{9/10}$ et a fortiori $N_{10/10}$ peuvent être faibles (il faut ici que toutes les chambres autres que celles où l'efficacité est calculée possèdent un impact). Néanmoins, en considérant les stations indépendantes il est possible de réduire la restriction aux deux chambres de là même station. En posant :

- $N_{2/2}^{s(j)}$ le nombre de traces ayant deux impacts (un par chambre) dans la station de la chambre j ;
- $N_{1/2}^{s(j)}$ le nombre de traces ayant un seul impact (un dans une des deux chambres) dans la station de la chambre j ;

le critère de sélection impose :

$$N_{tot} = N_{2/2}^{s(j)} + N_{1/2}^{s(j)}. \quad (7.6)$$

De la même manière que pour l'équation 7.3 :

- si j est la première chambre de la station :

$$N_{2/2}^{s(j)} = N_{tot} * \epsilon_j * \epsilon_{j+1}; \quad (7.7)$$

– si j est la deuxième chambre de la station :

$$N_{2/2}^{s(j)} = N_{tot} * \epsilon_j * \epsilon_{j-1}. \quad (7.8)$$

– Pour simplifier, les équations 7.7 et 7.8 s'écriront :

$$N_{2/2}^{s(j)} = N_{tot} * \epsilon_j * \epsilon_{j\pm 1}. \quad (7.9)$$

En appliquant le raisonnement des équations 7.4 et 7.5 sur une station, l'équation 7.5 donne :

$$\epsilon_j = \frac{N_{tot} * \epsilon_j * \epsilon_{j\pm 1}}{N_{tot} * \epsilon_{j\pm 1}} = \frac{N_{2/2}^{s(j)}}{N_{j\pm 1}^{s(j)}}; \quad (7.10)$$

avec $N_{j\pm 1}^{s(j)}$ le nombre de traces ayant un impact dans la chambre partenaire de la chambre j (voir § 7.3.3).

D'après l'équation 7.10, le calcul d'efficacité ne prendra pas en compte toutes les traces reconstruites par la spectromètre. De plus, on considère ici constantes l'efficacité sur les chambres (efficacité homogène) et, par la même, que les zones mortes ne sont pas localisées. Le biais, lié à cette hypothèse, est corrigé par un calcul d'efficacité discrétisé en position sur les chambres. Ceci permet, en effet de considérer l'efficacité constante sur les zones où celle-ci est calculée. La valeur $N_{j\pm 1}^{s(j)}$ étant dépendante de l'efficacité, le calcul de l'erreur (voir § 7.2.2) doit donc être également effectué localement.

7.2.2 Calcul d'erreur

Dans le cas des chambres de trajectographie du spectromètre, il est possible de considérer que l'efficacité suit une loi binomiale : soit la chambre répond, soit elle ne répond pas. Dans le cas d'une statistique suffisante (le nombre de traces N est grand), l'erreur sur l'efficacité est du type :

$$\sigma_\epsilon = \sqrt{\frac{\epsilon(1-\epsilon)}{N}}; \quad (7.11)$$

avec :

- ϵ l'efficacité de la chambre, de l'élément de détection, ou de la surface où le calcul est fait ;
- N le nombre de traces utilisées pour calculer ϵ .

Mais si la statistique est faible, ou si l'efficacité est proche des extrêmes (0 ou 100 %), il n'est pas possible d'utiliser la valeur donnée par l'équation 7.11, l'erreur se calcule alors comme :

$$\sigma_\epsilon = \frac{1}{N}. \quad (7.12)$$

Le nombre de traces variant, l'erreur sera donnée par la méthode calculant l'efficacité comme le maximum des deux valeurs des équations 7.11 et 7.12.

Cette méthode, également utilisée pour le calcul de l'efficacité intrinsèque des chambres de déclenchement [170], est employée pour le calcul de l'efficacité intrinsèque.

7.2.3 Calcul de l'efficacité intrinsèque en pratique

La procédure

Localisées dans le logiciel AliRoot dans le répertoire nommé *PWG3*, deux classes (une classe mère et une classe fille) permettent de calculer les efficacités intrinsèques à partir des données en utilisant les objets *ESD* (Event Summary Data).

1. Dans un premier temps, la classe principale permet :
 - la gestion des entrées et des sorties du programme ;
 - de charger la carte du champ magnétique (utilisée pour les extrapolations) ;
 - le lancement de la sous classe.

2. Par la suite, la classe fille permet de vérifier la réponse des éléments de détections : répertorier les positions où il y a un impact ; répertorier les positions où un impact manque ; vérifier les chevauchements (*overlap*) ; trouver quels sont les éléments de détections où un impact aurait dû être trouvé et s'il n'y en a pas plusieurs.
 - Dans un premier temps, la classe doit boucler sur toutes les traces de muons du spectromètre présentes dans les objets *ESD* (*AliESDEvent*, *AliESDMuonTrack*, *AliMUONESDInterface*, *AliMUONTrack* sont des classes utilisées).
 - Ensuite, pour chaque trace, les paramètres mesurés au niveau de chaque impact sont récupérés.
 - Par la suite, une sélection des traces doit être faite. En effet, pour supprimer le biais provenant des traces non-détections et utiliser l'équation 7.5, les paramètres de la trace ne seront utilisés que dans les chambres qui possèdent une partenaire avec un impact. Par exemple : dans la station 1, si la chambre 1 possède un impact pour la trace alors cette trace sera utilisée pour le calcul de l'efficacité de la chambre partenaire, la chambre 2. Inversement, si la chambre 2 possède un impact pour la trace alors cette trace sera utilisée pour le calcul de l'efficacité de la chambre 1. Maintenant, si un impact manque dans la chambre 1 (2) alors la trace ne sera pas utilisée pour la chambre 2 (1). Il en est de même pour les stations 2 et 3. Pour les dernières stations 4 et 5, le critère de sélection imposant trois impacts sur quatre,

pour utiliser les paramètres d'une trace pour une chambre (par exemple la chambre 8), il faut un impact dans les trois autres chambres (7, 9, 10).

- Finalement, pour chaque impact détecté, la position dite globale (position dans le référentiel du détecteur ALICE) est convertie en position locale (dans l'élément de détection) puis répertoriée (si les conditions évoquées précédemment sont remplies) dans un histogramme.
3. Pour chacun des éléments de détection (voir : § 5.2.4), le programme va donc créer deux histogrammes en trois dimensions qui seront rangés en listes et représentent :
 - le nombre d'impacts de traces répondant aux restrictions (voir § 7.2.1) du calcul d'efficacité en fonction de l'élément de détection et de la position des impacts sur cet élément dans le plan Oxy (avec un pas de $10 * 10 \text{ cm}^2$);
 - le nombre de traces "totales" (seulement les traces reconstruites par le spectromètre) répondant aux restrictions (voir § 7.2.1) du calcul d'efficacité. Ce nombre est donné en fonction de l'élément de détection et de la position de passage de la trace sur cet élément (cette position est soit mesurée, soit extrapolée) dans le plan Oxy (avec un pas de $10 * 10 \text{ cm}^2$).
 4. Une fois les listes d'histogrammes terminées, l'efficacité est calculée par la classe mère. Celle-ci retourne un ensemble de fichiers sous forme d'arborescence. Cet arbre possède une liste de 156 histogrammes représentant chacun un élément de détection (quadrant ou latte). Ces histogrammes donnent l'efficacité intrinsèque des éléments de détection en fonction de la position dans cet élément dans le plan Oxy (avec un pas de $10 * 10 \text{ cm}^2$; graphiques de la figure 7.2).

Ces histogrammes, visibles dans le cas de la chambre 5 sur la figure 7.2 représentent l'efficacité en fonction de la position dans le plan Oxy (avec un pas de 10 cm dans les deux directions Ox et Oy), pour chacun des éléments de détection. Cette discrétisation donne une meilleure précision sur les valeurs de l'efficacité et justifie l'utilisation de l'équation 7.10. (voir § 7.2.1).

A cette liste sont ajoutés trois autres histogrammes :

 - le premier donnant le nombre de traces utilisées par chambre (graphique de la figure 7.3);
 - le second donnant l'efficacité de chaque chambre (graphique de la figure 7.4);
 - le troisième donnant simplement le nombre total de traces détectées.

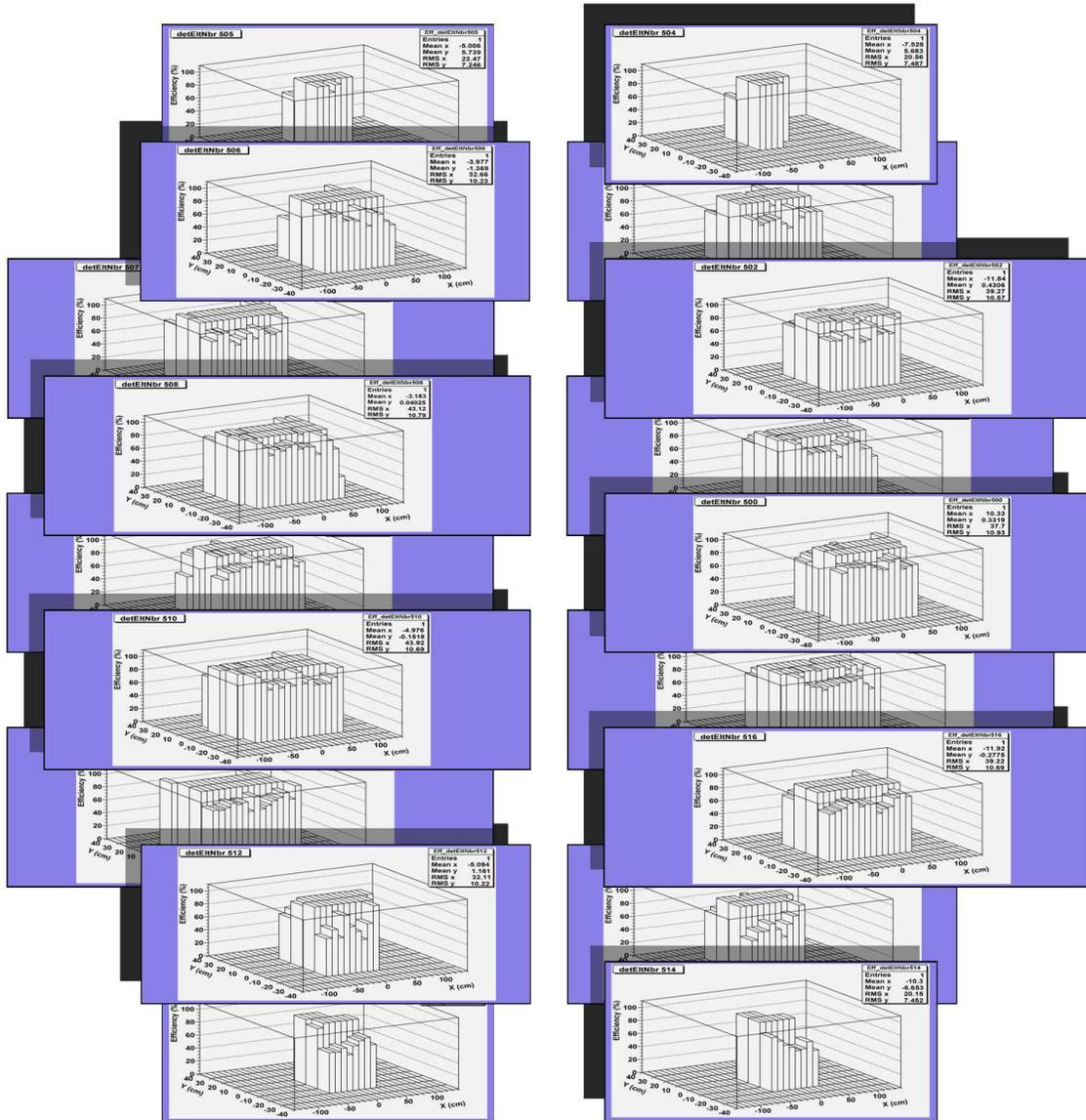


FIG. 7.2 – Histogrammes donnés par la classe de calcul d'efficacité pour la chambre 5. L'efficacité (%) est donnée pour chaque élément de détection en fonction de la position xy (cm).

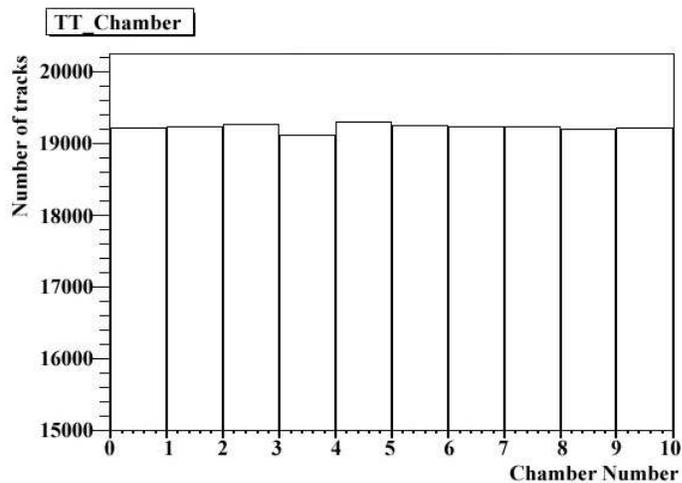


FIG. 7.3 – Nombre total de traces détectées par chambre de trajectographie.

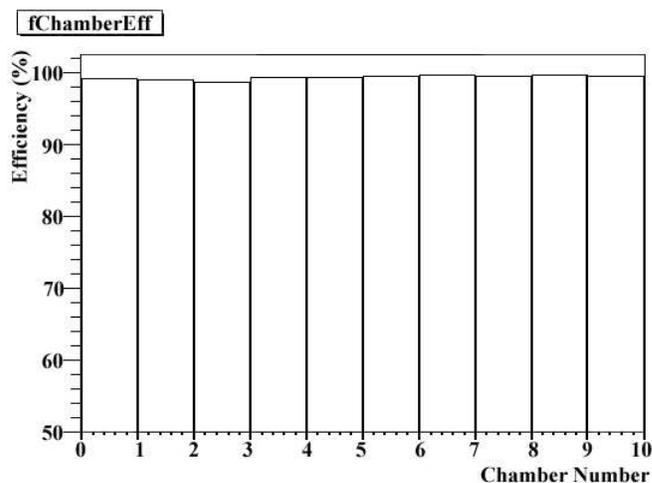


FIG. 7.4 – Efficacité (%) donnée pour chaque chambre du spectromètre.

Test de validité

Pour valider la méthode de calcul d'efficacité, plusieurs simulations ont été effectuées. Dans chacune d'elles, 10000 J/Ψ sont produits et décroissent en di-muons dans le spec-

tromètre. Ceux-ci laissent un impact dans chacune des chambres de trajectographie (dans ces simulations l'efficacité des chambres est proche de 100 %). Par la suite, avant la reconstruction des traces, certains impacts sont aléatoirement supprimés (soit dans une seule chambre, soit dans tout le spectromètre). Ainsi, il est possible de choisir l'efficacité des chambres (par le biais du nombre d'impacts supprimés) et de vérifier la correspondance avec le calcul d'efficacité.

Les graphiques de la figure 7.5 représentent :

- l'efficacité des chambres, donnée par le calcul d'efficacité, quand respectivement 10 % (figure 7.5 :a) et 30 % (figure 7.5 :c) des impacts sont supprimés de façon aléatoire dans tout le spectromètre ;
- l'efficacité des chambres, donnée par le calcul d'efficacité, quand respectivement 20 % (figure 7.5 :b) et 40 % (figure 7.5 :d) des impacts sont supprimés aléatoirement dans la chambre 5.

Les graphiques permettent de valider la méthode, en effet :

- pour une perte de 10 % (30 %) d'impacts, l'efficacité des chambres est de l'ordre de 90 % (70 %) ;
- pour une perte de 20 % (40 %) d'impacts dans la chambre 5, seule l'efficacité de cette chambre décroît jusqu'à 80 % (60 %).

Après différents tests concluants, la méthode peut être considérée comme validée et peut être utilisée pour les études qui suivent. Les histogrammes, donnés par la méthode, permettront l'étude de l'efficacité intrinsèque de chaque chambre de trajectographie du spectromètre à muon d'ALICE. Cette méthode, sera utilisée pour étudier l'efficacité par simulation. La stabilité de la méthode, ainsi que les prévisions se rapportent à l'efficacité totale du spectromètre permettront de conclure.

7.3 Efficacité intrinsèque et simulation

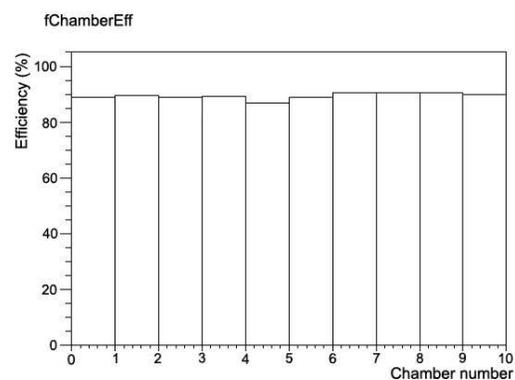
Avant la première prise de données par le spectromètre à muons d'ALICE, il est important d'avoir une idée de l'efficacité et du comportement de celui-ci. Pour cela, sur les bases des classes de calcul d'efficacité (voir : § 7.1 et 7.2), un programme est ajouté dans le logiciel AliROOT. Celui-ci permet le calcul de l'efficacité intrinsèque en fonction de plusieurs paramètres suivants :

- la chambre ;
- l'angle polaire : θ^5 (voir schéma 7.6) ;
- l'angle azimutal : ϕ^6 (voir schéma 7.6) ;

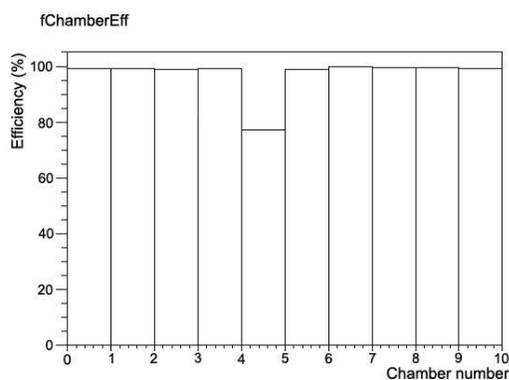
⁵ θ est défini dans le système de coordonnées du détecteur ALICE [10].

⁶ ϕ est défini dans le système de coordonnées du détecteur ALICE [10].

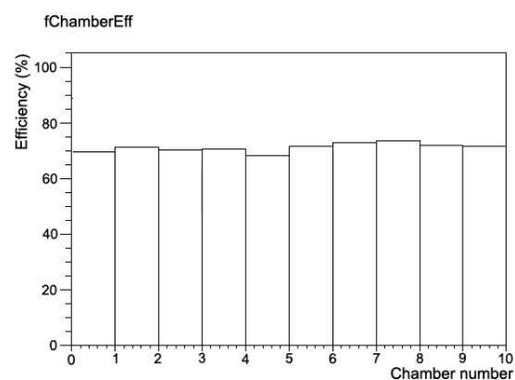
7.3. EFFICACITÉ INTRINSÈQUE ET SIMULATION



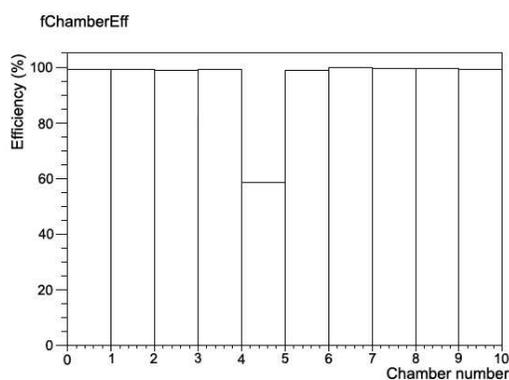
(a) Suppression d'impacts de 10 %



(b) Suppression d'impacts de 20 %



(c) Suppression d'impacts de 30 %



(d) Suppression d'impacts de 40 %

FIG. 7.5 – Efficacité des chambres pour une suppression d'impacts dans tout le spectromètre (graphiques de gauche), ou dans la chambre 5 (graphiques de droite).

– l'angle entre le moment de la particule et la chambre : $\theta_{incidence}$ ⁷.

⁷Plus précisément, $\theta_{incidence}$ correspond à l'angle entre le vecteur impulsion et le plan de la chambre quand la particule arrive dans la chambre.

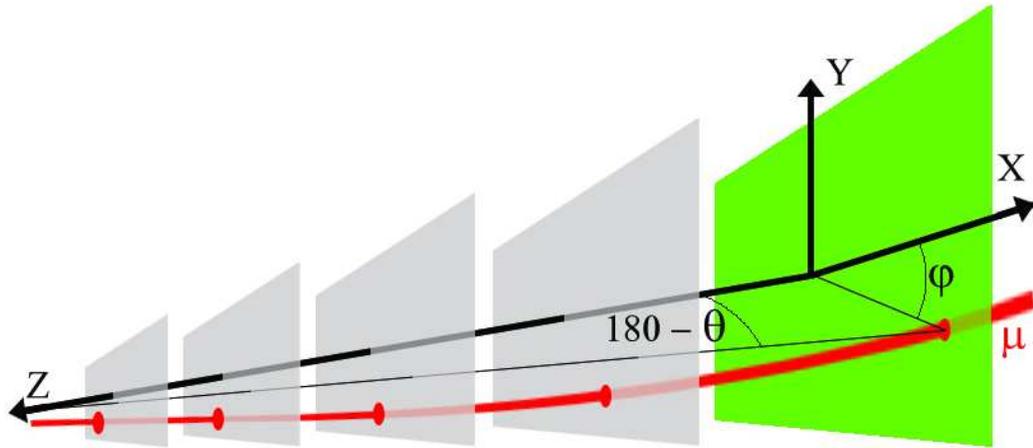


FIG. 7.6 – Système de coordonnées du détecteur ALICE [10].

Comme dans le cas des autres classes présentées (voir : § 7.1 et 7.2), ce programme prend tous les impacts de chacune des traces. Pour chaque trace, une chambre est efficace si elle possède au moins un impact correspondant au passage de la particule. Deux scénarios sont possibles :

- la chambre possède un impact : la position (angles θ et ϕ), et l'angle d'incidence sont calculables.
- la chambre ne possède pas d'impact : une extrapolation est faite à partir de l'impact le plus proche (dans une autre chambre, la chambre $n + 1$ ou $n - 1$) vers la chambre. Ensuite la position et l'angle d'incidence sont extrapolés.

7.3.1 Efficacité intrinsèque par défaut

Le tableau 7.1 présente l'efficacité des chambres de trajectographie pour une simulation faite avec 10000 charmonia J/Ψ (ou bottomonia Υ). Ces quarkonia ont été simulés avec le logiciel AliROOT dans l'acceptance du spectromètre sans bruit de fond et uniquement avec le mode de décroissance dimuonique. L'erreur sur les valeurs d'efficacité est inférieure à 0.1 % (voir § 7.2.2).

Comme le montre le tableau 7.1, l'efficacité de toutes les chambres est proche des 100 %. Ces valeurs un peu trop élevées, par rapport à ce qui peut être attendu, proviennent principalement de la sous-estimation de la fluctuation des charges sur les pavés de lecture dans

-	μ issus de l' Υ	μ issus du J/Ψ
Chambre	Efficacité (%)	Efficacité (%)
1	99.7	99.8
2	99.8	99.9
3	98.9	99.0
4	99.6	99.8
5	99.6	99.4
6	99.8	99.7
7	99.9	99.9
8	99.8	99.8
9	99.9	99.9
10	99.8	99.4

TAB. 7.1 – Efficacité intrinsèque des chambres pour une simulation de J/Ψ et de Υ .

la simulation.

Pour mieux comprendre les effets sous-jacents, l'efficacité doit être étudiée en fonction de la position sur les chambres (pour des raisons de symétrie les coordonnées en θ et ϕ seront privilégiées).

7.3.2 Efficacité en fonction des angles θ , ϕ , $\theta_{incidence}$

Les graphiques 7.7, 7.8, 7.9, 7.10, montrent l'efficacité en fonction de θ^8 , ϕ , $\theta_{incidence}$ pour la même simulation que dans la partie précédente.

Malgré une variation de la géométrie et de la densité des canaux de détection en fonction des angles, aucun effet sur l'efficacité n'est visible, celle-ci reste élevée. Il est donc possible de considérer (de par la symétrie globale des chambres) l'efficacité indépendante des angles.

L'efficacité intrinsèque est toujours aux environs de 99 %. Le fait que l'efficacité ne soit pas maximale peut être dû :

- soit à la probabilité non-nulle qu'une particule ne dépose pas assez d'énergie dans une zone active ;
- soit à la probabilité que la particule traverse une chambre sans passer dans une zone active⁹ ;

⁸Sur les graphiques, l'angle supplémentaire ($180 - \theta$) est utilisé.

⁹Le calcul de l'efficacité tient compte de ce fait. Pour chaque impact manquant, l'algorithme ne

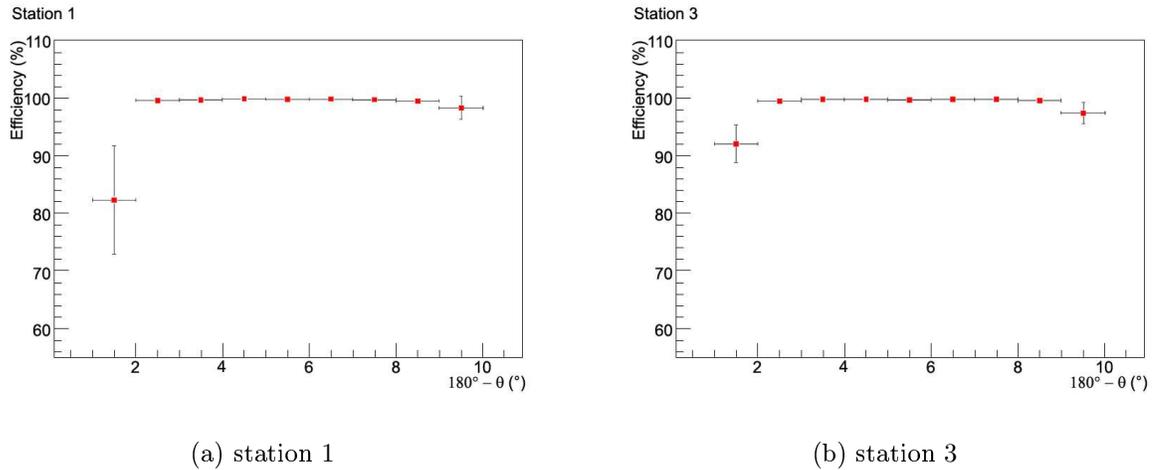


FIG. 7.7 – Efficacité des stations 1 et 3 en fonction de θ .

– soit l’impact a été mal reconstruit.

Ces effets restent néanmoins faibles. Dans la suite, nous allons étudier la variation de l’efficacité en fonction de défaillances électroniques.

7.4 Défaillances électroniques et efficacité intrinsèque

La mise en place d’une expérience comme ALICE implique de nombreuses difficultés techniques. Ainsi, diverses défaillances, diminuant l’efficacité du détecteur, peuvent apparaître. Les conséquences sur l’efficacité de ces défaillances sont ici analysés.

Dans le spectromètre à muons ces problèmes électroniques peuvent avoir pour origine :

- les cartes MANU (voir : § 5.2.4) ;
- les “bus patches” (voir § 5.2.4) ;
- les CROCUS (voir : § 5.2.4).
- les circuits imprimés, ou les connexions ;

considère que la chambre a été inefficace que lorsque la particule a traversée une zone active (voir le chapitre précédent). Seulement il se peut (dans les barres d’erreurs) qu’une particule soit extrapolée au bord d’une latte dans une zone active alors qu’en réalité celle-ci est passée hors de cette zone.

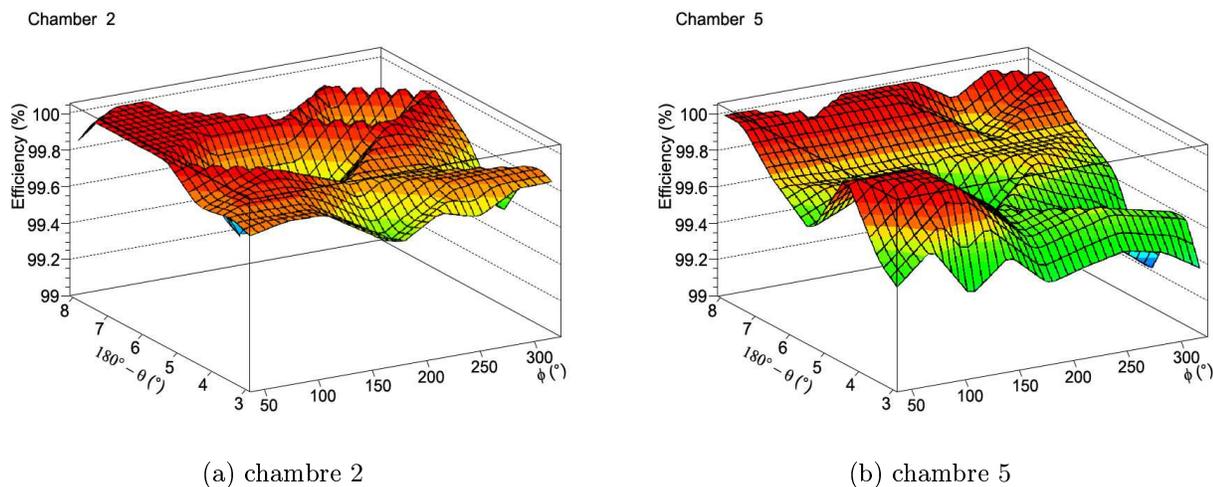


FIG. 7.8 – Efficacité (représentée entre 99% et 100%) en fonction de θ et ϕ .

– les fils d’anodes.

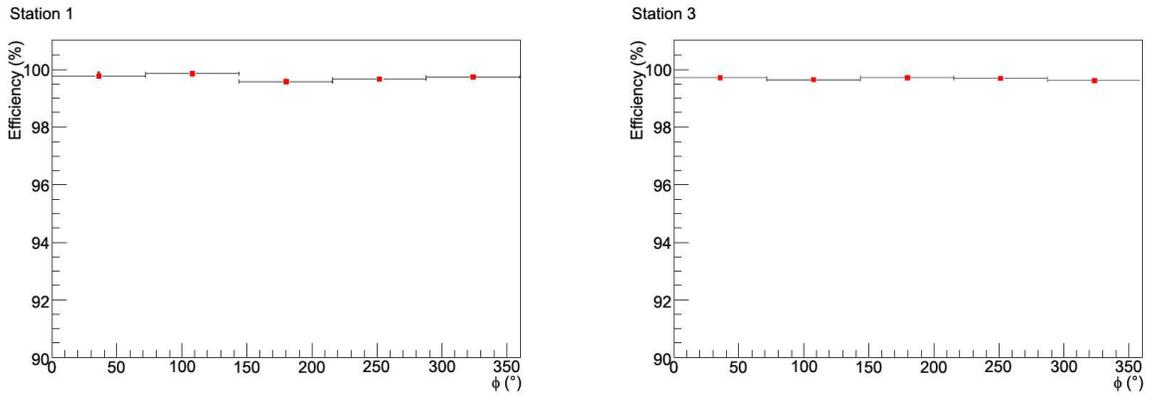
Dans ces cas, les effets peuvent être une suppression de la réponse :

1. d’un ou plusieurs canaux ;
2. d’une ou plusieurs cartes MANU ;
3. de toutes les cartes MANU d’un PCB ;
4. de toute l’électronique d’un élément de détection (un quadrant ou une latte ; voir : § 5.2.4) ;
5. d’une chambre complète.

Dans l’étude suivante nous travaillerons sur les conséquences d’une perte due à la défaillance de voies électroniques, de cartes MANU (64 canaux) ou d’éléments de détections¹⁰ (entre 1 et 6 PCB). Dans ce cadre, nous introduirons l’efficacité moyenne des chambres, qui sera calculée par la méthode principale (voir § 1.2) donnée par :

$$\epsilon_{moy} = \frac{1}{N_{ch}} \sum_{i=1}^{i=10} \epsilon_i ; \quad (7.13)$$

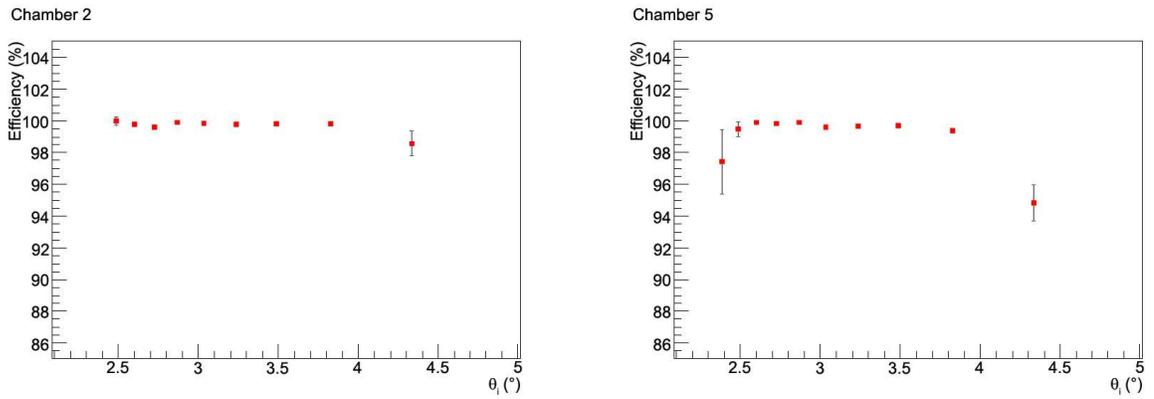
¹⁰Ces résultats rendront compte de l’inutilité d’étudier les défaillances à plus grande échelle.



(a) station 1

(b) station 3

FIG. 7.9 – Efficacité des stations 1 et 3 en fonction de ϕ .



(a) chambre 2

(b) chambre 5

FIG. 7.10 – Efficacité des chambres 2 et 5 en fonction de $\theta_{incidence}$.

avec :

- $N_{ch} = 10$ = nombre total de chambres ;
- ϵ_i = efficacité de la chambre i ;

et l'efficacité totale du spectromètre ϵ_{tot} (probabilité qu'un muon traversant le spectromètre soit détecté), tel que :

$$\epsilon_{tot} = \frac{N_{rec}}{N_{sim}}; \quad (7.14)$$

où N_{rec} est le nombre de traces reconstruites et N_{sim} le nombre de traces simulées. Par la suite, cette définition de l'efficacité totale sera utilisée dans les comparaisons avec l'efficacité moyenne. Cependant, il est possible de calculer, à priori, cette efficacité par le biais de l'efficacité de chaque chambre comme suit :

$$\epsilon_{tot} = \epsilon_{station1} * \epsilon_{station2} * \epsilon_{station3} * \epsilon_{station45} ; \quad (7.15)$$

- $\epsilon_{station1(2, ou 3)}$ = probabilité qu'une particule remplisse le critère de sélection dans la station 1 (2 ou 3) ;
- $\epsilon_{station45}$ = probabilité qu'une particule soit détectée par les stations 4 et 5.

D'après les critères de sélection (un impact dans les stations 1, 2, 3 et 3 impacts sur 4 dans les deux dernières, voir partie 6.1.3) :

$$\epsilon_{station1(2, ou 3)} = 1 - (1 - \epsilon_{1(3, ou 5)})(1 - \epsilon_{2(4, ou 6)}) ; \quad (7.16)$$

$$\epsilon_{station45} = \prod_{i=7}^{i=10} \epsilon_i + \sum_{j=7}^{j=10} \left((1 - \epsilon_j) \prod_{i=7; i \neq j}^{i=10} \epsilon_i \right) . \quad (7.17)$$

L'équation 7.17, se simplifie via deux hypothèses :

1. les dysfonctionnements sont répartis équi-probablement dans chaque chambre, c'est-à-dire que l'efficacité est constante à l'intérieur des chambres ;
2. les dysfonctionnements sont répartis équi-probablement dans tout le spectromètre ; il est possible de considérer les efficacités des différentes chambres égales ($\epsilon_1 = \epsilon_2 = \epsilon_3 = \epsilon_4 = \epsilon_5 = \epsilon_6 = \epsilon_{moy}$).

Ces hypothèses impliquent :

$$\prod_{i=1}^{i=3} \epsilon_{stationi} = (\epsilon_{station})^3 = \left(\epsilon_{moy}(2 - \epsilon_{moy}) \right)^3 ; \quad (7.18)$$

$$\epsilon_{station45} = \epsilon_{moy}^4 \left(1 + 4 \frac{1 - \epsilon_{moy}}{\epsilon_{moy}} \right) ; \quad (7.19)$$

↓

$$\epsilon_{tot} = \left(\epsilon_{moy}(2 - \epsilon_{moy}) \right)^3 * \epsilon_{moy}^4 \left(1 + 4 \frac{1 - \epsilon_{moy}}{\epsilon_{moy}} \right). \quad (7.20)$$

L'équation 7.20 donne une valeur approximative de l'efficacité totale en fonction de l'efficacité moyenne des chambres. Du fait des considérations évoquées précédemment, les résultats donnés par cette équation devront être utilisés avec précaution.

7.4.1 Suppression équi-probable de canaux dans le spectromètre

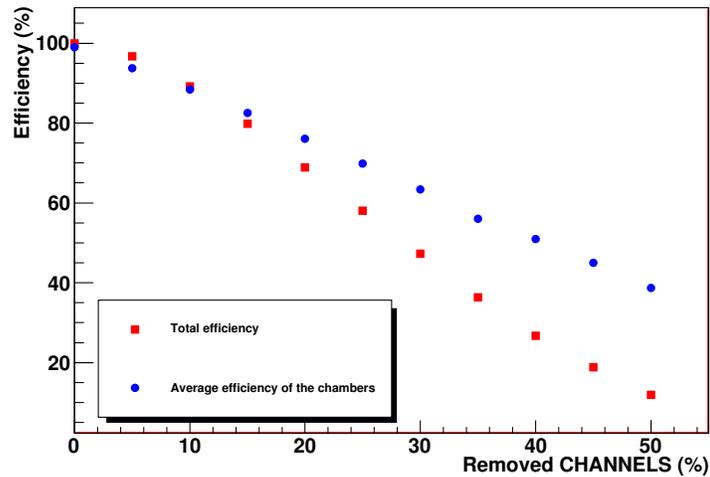


FIG. 7.11 – Efficacité (%) intrinsèque en fonction d'une suppression de canaux (%). Les carrés représentent l'efficacité totale : ϵ_{tot} ; les cercles l'efficacité moyenne des chambres : ϵ_{moy} .

La simulation utilise une base de données qui contient les valeurs des piédestaux. Dans le code, cette table est utilisée comme entrée, elle donne pour chaque canal de chaque élément de détection les valeurs moyennes des piédestaux et leurs largeurs. Elle va être modifiée pour créer aléatoirement une suppression de voies électroniques (canaux).

La figure 7.11 représente l'efficacité intrinsèque des chambres de trajectographie (%) en fonction de la perte en canaux (%). L'efficacité moyenne des chambres (ϵ_{moy} , équation 7.3) est représentée par les cercles bleus et l'efficacité totale (ϵ_{tot} , équation 7.4) est représentée par les carrés rouges.

Le graphique de la figure 7.11, montre que la baisse d'efficacité des chambres est linéaire avec celle de la perte de canaux (la pente est d'environ $-1,2$). Dans le cas de l'efficacité totale, l'effet est plus important (la pente est de l'ordre de $-1,8$). Ainsi, l'efficacité totale décroît plus vite que la moyenne des efficacités.

Par exemple, quand 30 % de canaux sont défaillants :

– l'efficacité totale : $\epsilon_{tot} = 47 \pm 1$ %.

– l'efficacité moyenne : $\epsilon_{moy} = 63 \pm 1$ % ;

En reliant cette efficacité moyenne et cette efficacité totale par l'équation 7.20, si l'efficacité moyenne est de $\epsilon_{moy} \sim 63$ % on doit trouver $\epsilon_{tot} \sim 29$ %. Ceci ne concorde pas avec les valeurs. Cette différence, qui croît avec le pourcentage de défaillances (voir le tableau 7.2), provient de la perte de résolution qui rend incorrecte le calcul de l'efficacité moyenne. Celle-ci est sous-évaluée.

ϵ_{moy}	$\epsilon_{tot} = \frac{N_{rec}}{N_{sim}}$ éq. 7.14	$\epsilon_{tot} = f(\epsilon_{moy})$ éq. 7.15
~ 88 %	~ 89 %	~ 87 %
~ 76 %	~ 69 %	~ 58 %
~ 63 %	~ 47 %	~ 29 %

TAB. 7.2 – Comparaison entre l'efficacité réelle et l'efficacité mesurée dans le cas d'une suppression de canaux de détection.

Si la résolution des impacts est dégradée alors, quand l'algorithme de trajectographie attache à une trace un impact, donc "de mauvaise qualité" ou décalé, cette trace s'écarte d'autant de la trace réelle. Ainsi, même s'il existe un autre impact dans la station, la probabilité (même si cet impact est de bonne "qualité") qu'il soit sur la trace en construction est réduite. La plupart du temps, la trajectographie va démultiplier la trace en deux traces portant chacune un des impacts de la station alors même que ceux-ci correspondent à la même trace. A la fin de la reconstruction, la "meilleure" trace est conservée, les impacts de certaines chambres sont donc perdus et l'efficacité calculée est plus faible que l'efficacité réelle.

Remarque : il a été observé que cet effet s'estompe avec l'élargissement de la route. En effet, ceci permet d'attacher les impacts décalés, d'éviter la multiplication des traces et, par conséquent, de réduire la perte factice d'efficacité moyenne. Seulement, il n'est pas possible, avec les données réelles, d'adapter cette route à autre chose qu'à la résolution normale des chambres.

Finalement, plus le nombre de canaux défaillants est important, plus la résolution décroît et plus l'efficacité calculée est sous-estimée. Pour mieux comprendre ce phénomène la suppression va être appliquée aux cartes MANU, cette fois-ci.

7.4.2 Suppression de cartes MANU

De la même manière que pour une suppression de canaux la base de données contenant les valeurs des piédestaux est modifiée. Dans ce cas, tous les canaux appartenant à la même carte MANU (soit 64 canaux) sont désactivés.

La figure 7.12, représente l'efficacité intrinsèque des chambres de trajectographie (%) en fonction de la perte en cartes MANU (%). L'efficacité moyenne des chambres (ϵ_{moy} , équation 7.3) est représentée par les cercles bleus et l'efficacité totale (ϵ_{tot} , équation 7.4) est représentée par les carrés rouges.

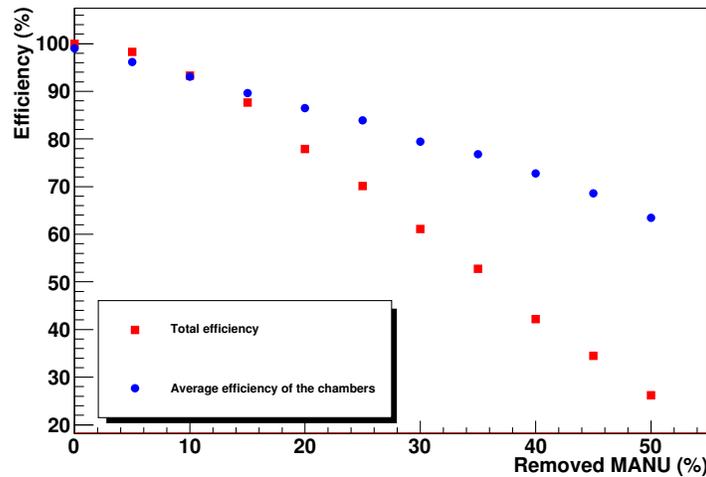


FIG. 7.12 – Efficacité (%) en fonction d'une suppression de cartes MANU (%).

Le graphique de la figure 7.12, montre que la baisse d'efficacité est, comme pour la suppression de canaux, linéaire. Pour une perte de 10 %, la baisse de l'efficacité totale est de l'ordre de 7 %. Plus précisément, une suppression de cartes MANU de 1 % implique une baisse d'efficacité totale de l'ordre de 1,4 %.

Par exemple, dans le cas où 30 % de cartes MANU sont défailtantes :

- l'efficacité moyenne : $\epsilon_{moy} = 80 \pm 1 \%$;
- l'efficacité totale : $\epsilon_{tot} = 61 \pm 1 \%$.

D'après l'équation 7.20, l'efficacité totale devrait être égale à $\epsilon_{tot} \sim 65 \pm 1 \%$. Ceci correspond aux valeurs obtenues par simulation. Le tableau 7.3, montre cette correspondance.

ϵ_{moy}	$\epsilon_{tot} = \frac{N_{rec}}{N_{sim}}$ éq. 7.14	$\epsilon_{tot} = f(\epsilon_{moy})$ éq. 7.15
$\sim 93 \%$	$\sim 93 \%$	$\sim 94 \%$
$\sim 86 \%$	$\sim 81 \%$	$\sim 78 \%$
$\sim 80 \%$	$\sim 61 \%$	$\sim 65 \%$

TAB. 7.3 – Comparaison entre l'efficacité réelle et l'efficacité mesurée dans le cas d'une suppression de cartes MANU.

On observe donc deux phénomènes distincts.

1. Une défaillance de canaux engendre une perte de traces plus importante qu'une défaillance de cartes MANU. En effet, pour une même suppression, la perte de canaux réduit plus l'efficacité que la perte de cartes MANU. Cela provient de la taille de la zone supprimée. Comme le montrent les figures 7.13 et 7.14, dans une région donnée, une perte de canaux détruit plus d'impacts qu'une perte équivalente de cartes MANU.
2. A efficacité moyenne équivalente, l'efficacité totale dans le cas d'une suppression de cartes MANU est plus faible que l'efficacité totale pour une perte de canaux. Par exemple, quand l'efficacité moyenne $\epsilon_{moy} = 80 \%$, l'efficacité totale vaut $\epsilon_{tot} \sim 61 \%$ dans le cas de la suppression de cartes MANU alors qu'on a pour l'efficacité $\epsilon_{tot} \sim 76 \%$ dans l'autre cas. Ceci est dû à la perte de résolution, en effet une suppression de cartes MANU impose proportionnellement, une perte moins importante en résolution. Les schémas 7.13 et 7.14, tentent d'expliquer ce phénomène. Ainsi, l'efficacité moyenne calculée sous-estime l'efficacité moyenne réelle dans le cas d'une perte de canaux.

Lorsqu'une zone devient inefficace, la surface touchée perturbe les autres zones de détections (canaux) l'entourant. A surface égale une suppression de cartes MANU perturbe

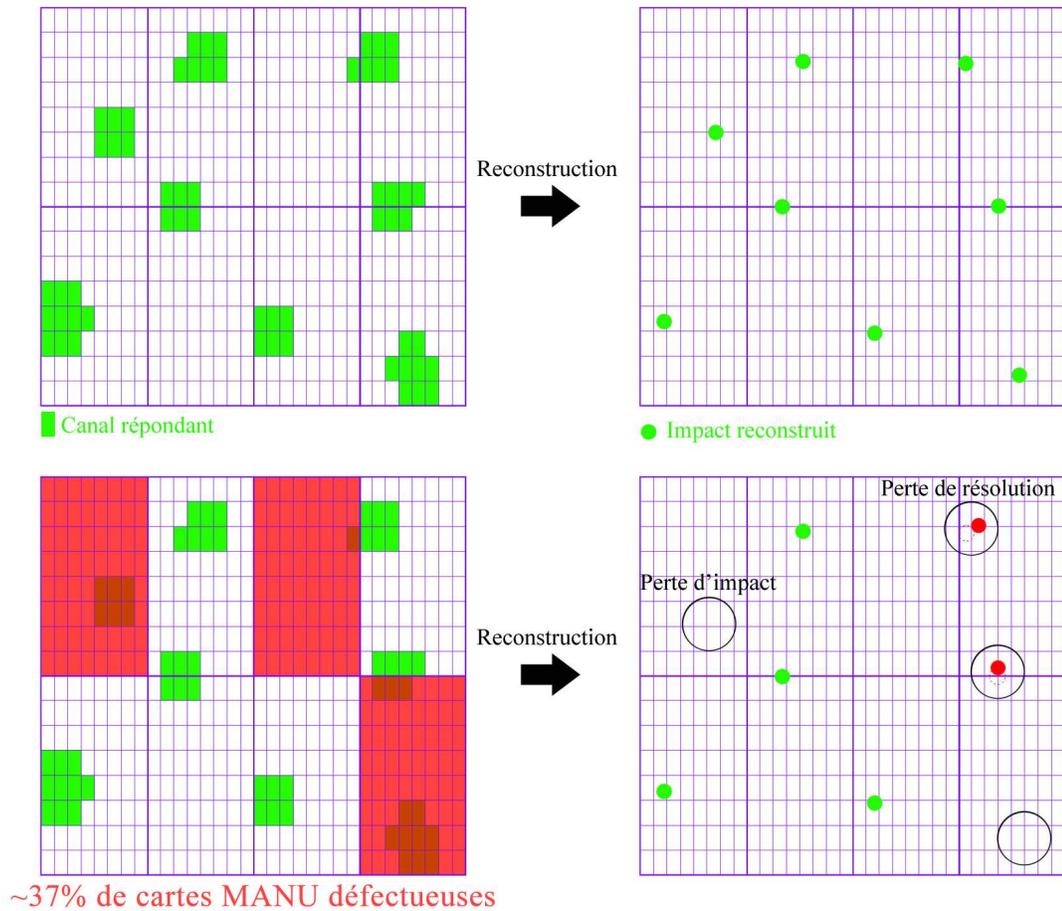


FIG. 7.13 – Effet d’une défaillance de cartes MANU sur la reconstruction des impacts. Le schéma représente l’effet sous une seule direction (il faut voir l’effet sur les canaux déterminant la position en x et ceux servant pour la position en y). La topologie des cartes (et de leurs canaux) ne sont que schématiques.

une quantité inférieure de canaux puisque le regroupement des surfaces implique dans ce cas une diminution de la circonférence totale et par la même une baisse du nombre de canaux voisins à la zone inactive.

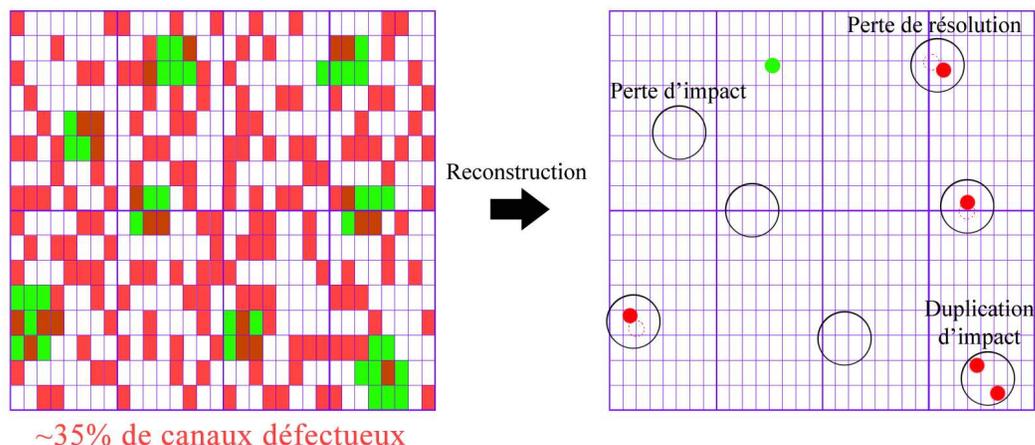


FIG. 7.14 – Effet d’une disparition de canaux sur la reconstruction de la position des impacts. Comme pour le cas précédant une seule direction est représentée et la géométrie est simplifiée.

De manière générale, une disparition de canaux affecte plus d’impacts. Ainsi les impacts sont plus probablement détruits ou reconstruits à l’extérieur de la zone de recherche (route). L’efficacité totale est donc plus détériorée et l’efficacité moyenne des chambres calculée sous-estimée.

A priori, la perte d’efficacité est dépendante :

- du nombre de zones inactives ;
- de la taille des zones inactives ;
- de la région de localisation de ces zones (du fait de la variation de densité en fonction des chambres et de la distance au faisceau ; voir : § 5.2.4).

Par la suite, la suppression sera appliquée aux éléments de détection. Les zones inactives seront plus grandes, moins nombreuses et fortement localisées.

7.4.3 Suppression aléatoire d’éléments de détection dans le spectromètre

De la même manière que dans les deux premiers cas étudiés, une modification des pédestaux dans la base de données, par éléments de détection complets, permet de simuler des défaillances électroniques sur les éléments de détections.

Le graphique de la figure 7.15, représente l'efficacité intrinsèque des chambres de trajectographie (%) en fonction du pourcentage d'éléments de détection défaillants (%). L'efficacité totale est contenue dans les carrés rouges et l'efficacité moyenne des chambres est visible à l'aide des autres symboles.

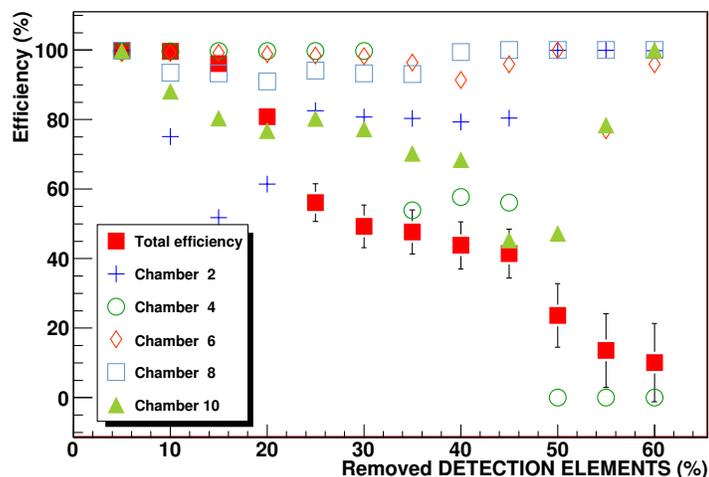


FIG. 7.15 – Efficacité intrinsèque avec une suppression d'éléments de détection.

Dans la figure 7.15, les fluctuations de l'efficacité sont importantes et erratiques. Ce phénomène montre un nouvel effet lié à la taille des zones mortes. Les deux chambres d'une même station étant proches, il est possible de considérer, en première approximation, les traces entre ces deux chambres comme des lignes droites. Une particule passant au travers d'un élément de détection de la première chambre (par exemple l'élément de détection numéro 701) traversera avec une forte probabilité l'élément de détection équivalent de la chambre partenaire (dans notre exemple l'élément de détection 801). Si les deux éléments sont défectueux, toutes les traces passant dans cette zone seront perdues soit :

- 1/4 des traces pour les stations 1 et 2 ;
- 1/18 des traces pour la station 3 ;
- > 1/26 des traces pour les stations 4 et 5.

Ce phénomène ne peut être observé dans le cas de canaux défectueux et est négligeable (du moins pas visible dans un premier temps) dans celui de cartes MANU défectueuses car la trace (une droite de la même manière) passant un canal mort ou une carte MANU

morte peut être détectée avec la même probabilité dans la chambre suivante (probabilité quasi-nulle dans le cas d'éléments de détection défailants alignés). Pour faire disparaître cette indétermination, une correction doit être faite pour ne plus tenir compte de la zone problématique¹¹.

Dans le cas inverse (si les éléments de détection ne sont pas alignés), cela pose le problème du calcul de l'efficacité. En effet, si les traces traversent un élément de détection aligné avec un élément de détection défailant elles ne pourront être utilisées pour effectuer ce calcul d'efficacité (voir § 7.2). Par conséquent, lorsque les zones mortes sont importantes, comme dans le cas présent, quasiment aucune trace n'est disponible pour calculer l'efficacité des éléments de détection placés dans l'alignement d'un élément de détection défailant.

Pour une même surface globale défailante, l'augmentation de la taille des zones mortes, "bénéfique" dans un premier temps (une perte de cartes MANU réduisent moins l'efficacité totale qu'une perte de canaux), devient problématique pour les éléments de détection. Ces grandes surfaces engendrent l'impossibilité de calculer l'efficacité des zones placées dans l'alignement des zones mortes (sauf dans le cas d'une levée du critère de sélection).

Par ailleurs, une augmentation de la taille des zones mortes engendre une variation de l'efficacité totale erratique et fortement dépendante de la position des zones mortes dans les chambres. Pour résoudre ce problème, l'efficacité doit être calculée localement (voir § 7.2).

Finalement, pour mieux comprendre ces phénomènes, il faut :

- regarder les effets causés chambre par chambre (pour voir les effets de la segmentation des chambres) ;
- appliquer les défailances sur une seule chambre et sur une seule station.

Remarque : par la suite, les défailances d'éléments de détection ne seront plus simulées. En effet, l'aspect aléatoire des résultats ne permet aucune conclusion objective.

7.4.4 Etude chambre par chambre

Les graphiques des figures 7.16 et 7.17 représentent pour chacune des chambres, respectivement, l'efficacité (%) en fonction du pourcentage de canaux défectueux et l'efficacité (%) en fonction du pourcentage de cartes MANU défectueuses.

Dans les deux cas on peut remarquer que la baisse d'efficacité est moins marquée pour les deux premières stations qu'elle ne l'est pour les autres. Ceci provient de la géométrie des

¹¹Des modifications dans le code de simulation AliROOT permettent aujourd'hui de passer dans certains cas outre le critère de sélection.

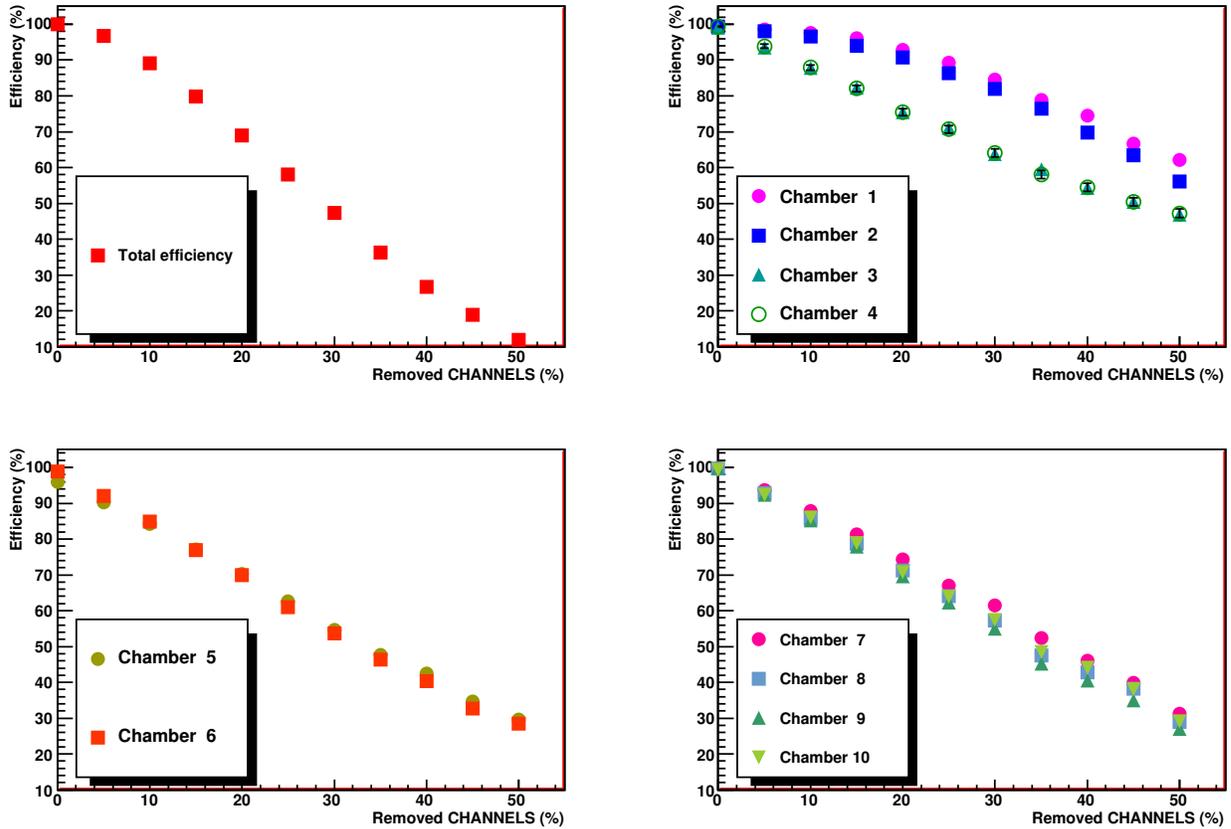


FIG. 7.16 – Efficacité (%) en fonction d’une défaillance en canaux (%) chambre par chambre.

zones de détections. Chaque station¹² possède une géométrie de cartes MANU propre¹³ qui va influencer plus ou moins la variation de l’efficacité. Ceci peut être observé dans les gra-

¹²Les deux chambres de chaque station étant identiques, les effets de défaillances électroniques doivent être également égaux. Ceci se remarque bien dans les différents graphiques des figures 7.16 et 7.17 où les chutes d’efficacité se confondent entre chambres de la même station.

¹³La cartographie (ou “mapping”) comprend la forme géométrique des zones gérées par chaque carte MANU et la taille de ces zones (et donc la densité). Dans le spectromètre, toutes les chambres possèdent une densité décroissante en fonction de la distance au faisceau.

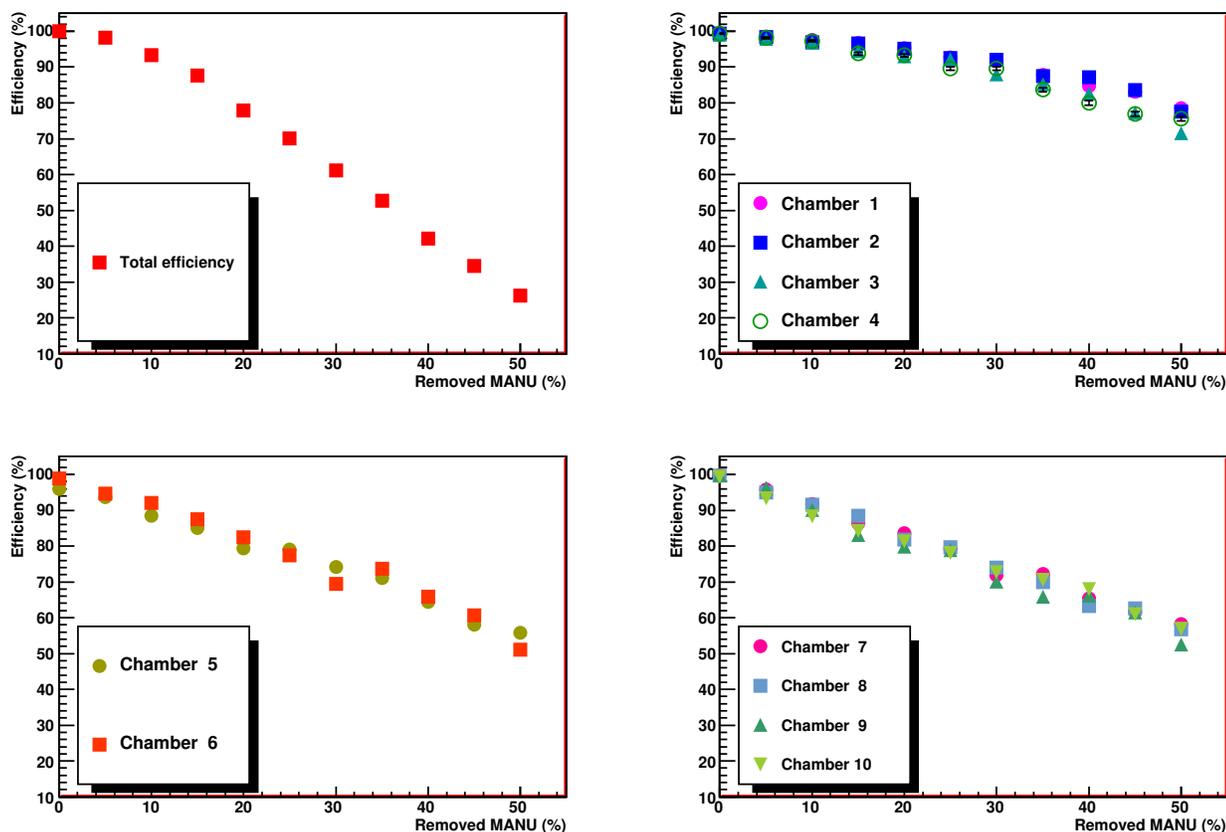


FIG. 7.17 – Efficacité (%) en fonction d’une défaillance de cartes MANU (%) chambre par chambre.

phiques des figures 7.16 et 7.17. En effet, la densité plus importante de zones de détection dans les deux premières stations les rendent moins sensibles aux défaillances électroniques. Cela rejoint les remarques faites dans le cas global, car une plus grande densité implique un plus grand nombre de canaux par impact (ils sont, de façon relative, plus grands) et par là une diminution de la sensibilité à une disparition de voie électronique et de cartes MANU.

Remarque : dans le cas de défaillances de cartes MANU (figure 7.17) des fluctuations sont visibles. Celles-ci correspondent, à moindre échelle, aux fluctuations dans le cas de sup-

pression d'éléments de détection. Plus les zones mortes sont grandes, plus leurs dispositions entre deux chambres de la même station importe (alignement de zones mortes). Ce phénomène, invisible pour les canaux de détection, apparaît pour les cartes MANU ; pas dans le calcul de l'efficacité totale ou moyenne des chambres mais dans celui effectué chambre par chambre.

En plus de dépendre du type de défaillance (canal de détection ou carte MANU), l'efficacité dépend également de la position des défaillances dans le spectromètre. En effet, la taille d'une défaillance est fonction :

- de sa position dans la chambre ;
- de la chambre où elle se trouve.

Finalement, on peut noter que pour une même surface de défaillance électronique, plus la taille des zones défaillantes est petite, plus les effets sur l'efficacité sont grands (comme vue dans le paragraphe précédent). D'autre part, plus la segmentation est fine par rapport à la taille des impacts, moins l'efficacité est affectée (comme pour la première chambre).

7.4.5 Cas de suppressions dans la chambre 5

La méthode restant identique, dans cette partie la base de données est modifiée uniquement dans la chambre 5. Cette chambre a été choisie car elle peut être considérée comme charnière dans le système de trajectographie puisque placée au cœur d'un dipôle magnétique. Les mêmes effets peuvent être observés dans les autres chambres.

Dans les graphiques 7.18 et 7.19, l'efficacité intrinsèque est respectivement représentée en fonction d'une défaillance de canaux et d'une défaillance de cartes MANU dans la chambre 5. L'efficacité totale est visible via les carrés rouges, l'efficacité moyenne (sans la chambre 5) est donnée par les cercles bleus et l'efficacité intrinsèque de la chambre 5 correspond aux carrés verts.

Ces graphiques démontrent une compensation de la chambre par sa partenaire. Même pour une forte proportion de dysfonctionnements, l'efficacité totale reste aux alentours du maximum et cela indépendamment du type de défaillances.

Remarque 1 : comme cela a été discuté précédemment, du fait de la diminution du nombre de traces détectées dans la chambre 5, les erreurs sur le calcul de l'efficacité de la chambre 6 sont plus importantes. Par exemple, pour une perte en canaux de 40 %, plus de 50 % des traces ne peuvent être utilisées.

Remarque 2 : les conclusions sur les effets de l'écart de taille entre les canaux et les cartes MANU, effectuées dans le cadre d'une baisse d'efficacité globale dans le spectromètre (voir : § 7.4.1 et § 7.4.2), se confirment ici (la perte est plus importante dans le cas des canaux).

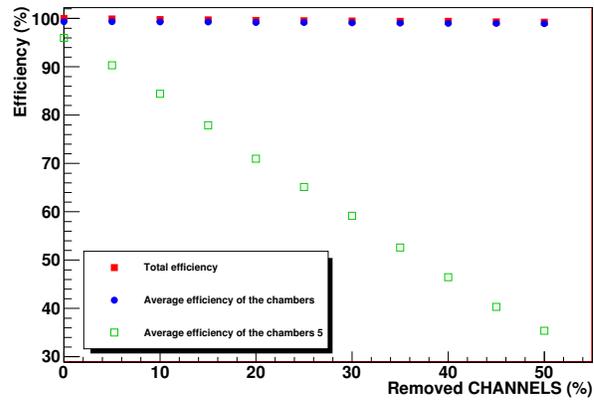


FIG. 7.18 – Efficacité intrinsèque (%) en fonction d’une suppression de canaux (%) dans la chambre 5.

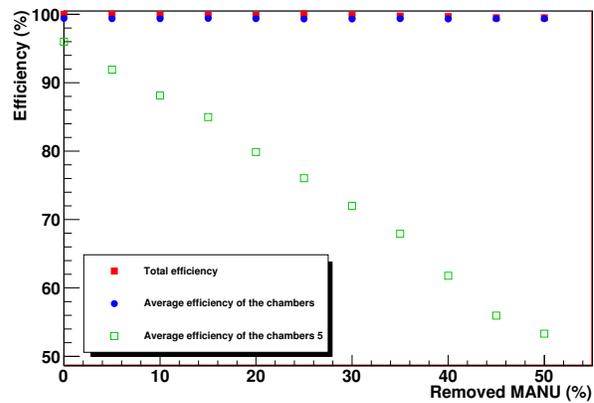


FIG. 7.19 – Efficacité intrinsèque (%) en fonction d’une suppression de cartes MANU (%) dans la chambre 5.

7.4.6 Cas de suppressions dans la station 3

Dans cette dernière étape, les suppressions seront appliquées à la station 3 pour permettre une comparaison avec les résultats présentés précédemment.

Les graphiques des figures 7.20 et 7.21 présentent l'efficacité intrinsèque en fonction d'une suppression de canaux, dans la station 3 pour le premier, et en fonction d'une défaillance en cartes MANU dans cette même station pour le second. L'efficacité totale est représentée à l'aide des carrés rouges, l'efficacité moyenne des chambres (sans les chambres 5 et 6 de la station 3) est visible via les cercles bleus, l'efficacité intrinsèque de la chambre 5 correspond aux carrés verts alors que celle de la chambre 6 se trouve dans les triangles jaunes.

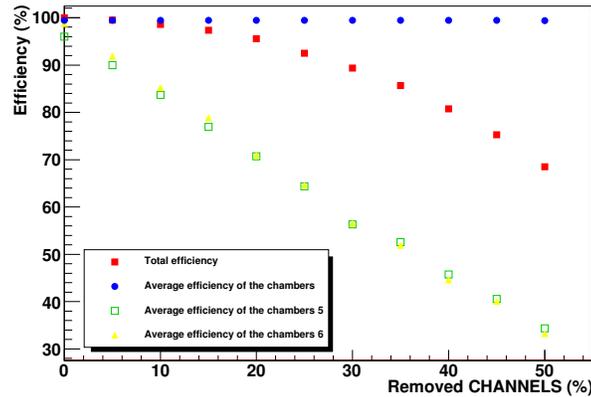


FIG. 7.20 – Efficacité (%) en fonction d'une disparition de canaux (%) dans la station 3.

Ces graphiques montrent, comme dans les cas étudiés précédemment dans ce chapitre, une baisse linéaire de l'efficacité dans la station 3. Cependant, l'efficacité totale ne subit pas une diminution équivalente et reste raisonnablement élevée ($> 90\%$) jusqu'à des pertes tournant autour des 20 %. Après cela, la décroissance devient plus importante. Provenant directement de la contribution de l'efficacité de la station dans le calcul de l'efficacité totale (équation 7.20), il est possible d'expliquer cette forme par le phénomène de compensation. Tant que les zones mortes sont petites, il est peu probable qu'une particule traverse une zone morte dans chaque chambre : l'efficacité reste maximum. Plus ces zones s'étendent

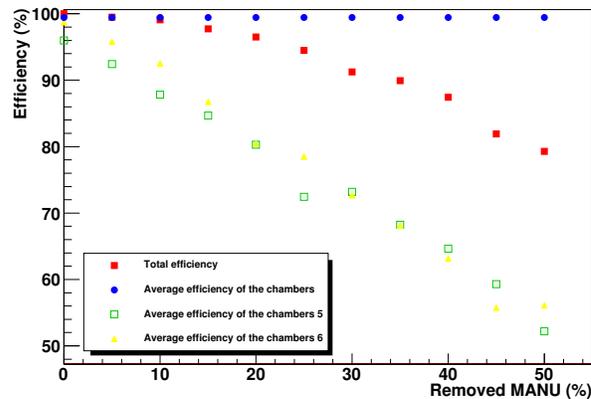


FIG. 7.21 – Efficacité (%) en fonction d’une défaillance en cartes MANU (%) dans la station 3.

plus la probabilité d’alignement de zones mortes augmente (comme cela a déjà été observé dans la partie 7.4.2). Cet effet n’étant pas linéaire, la chute d’efficacité ne l’est pas non plus.

7.5 Conclusions et application au calcul de l’efficacité du spectromètre à muons

Le calcul d’efficacité ne peut évaluer pleinement l’efficacité réelle. En effet, les chambres ne peuvent être considérées en toute rigueur homogènes et indépendantes :

- la perte d’efficacité est inhomogène du fait de la topologie des chambres ;
- la topologie des chambres est similaire entre les chambres (petites zones actives au centre et plus larges sur les extérieurs) ce qui crée des corrélations dans le calcul de l’efficacité totale et une modification de la répartition de traces qui devient inhomogène ;
- la perte de résolution affecte la qualité des traces et modifie l’efficacité moyenne des chambres ;
- les dysfonctionnements n’apparaissent pas séparément, en réalité on doit observer un mélange des phénomènes.

Une carte d’efficacité comme celle présentée sur la figure 7.22 doit donc être utilisée (c’est le rôle premier de la méthode ; voir § 7.2).

Celle-ci permet de s'affranchir du type de défaillance et des inhomogénéités. La dépendance entre les chambres quant à elle oblige l'efficacité à être évaluée par des simulations réalistes :

- prenant en compte tous les effets ;
- utilisant la carte de zones mortes correspondant à la réalité ;
- utilisant les mêmes paramètres de reconstruction que les vraies données ;
- reproduisant la fonction de réponse des chambres pour obtenir une résolution équivalente.

Par la suite, les cartes d'efficacité réelle doivent être comparées aux simulations dans le but de valider ces dernières et le cas échéant pratiquer les corrections.

Heureusement, les phénomènes observés dépendent de la quantité de zones mortes. Dans le cas de zones mortes de faible importance, le calcul d'efficacité moyenné par chambre est une bonne approximation et donne des valeurs tout à fait comparables à la réalité. Ainsi, une efficacité totale supérieure à 90 % autorise¹⁴ :

- moins de 5 à 10 % de canaux de détection défaillants sur la totalité du spectromètre (voir § 7.4.1) ;
- moins de 10 à 15 % de cartes MANU non-fonctionnelles (voir § 7.4.2) ;
- une perte relativement importante, soit en canaux soit en cartes MANU, isolée sur une chambre (même deux si elles n'appartiennent pas à la même station ; voir § 7.4.5) ;
- moins de 15 à 20 % de canaux défectueux dans une station (voir § 7.4.6) ;
- moins de 20 à 25 % de cartes MANU défaillantes dans une station (voir § 7.4.6).

Ces conditions découlent de la maximisation de l'efficacité, mais également des limitations de la méthode de calcul d'efficacité. En effet, celle-ci reste valable :

- tant que les zones mortes des chambres ne sont pas concentrées sur les mêmes régions de deux chambres partenaires (voir § 7.4.3) ;
- tant que l'inefficacité n'est pas trop importante sur la totalité du spectromètre ;
- tant que la perte d'efficacité sur une chambre n'est pas trop importante (dans ce cas le nombre de traces utilisables dans le calcul de l'efficacité de la chambre partenaire est fortement réduit ; voir § 7.2).

De plus, des phénomènes doivent être soulignés. L'efficacité peut être localement fortement affectées (perte de traces dans une certaine région de l'espace) par localisation spatiale d'un dysfonctionnement dans une station. Dans ce cas, la méthode de calcul d'efficacité sous-estime la baisse d'efficacité. Mais en première approximation, avoir des défaillances électroniques localisées dans la même région pour deux chambres de la même station est peu probable. De plus, il a été mesuré, lors de la détection de particules cosmiques (août

¹⁴Les valeurs sont données de façon indépendantes. L'accumulation de deux types de défaillances réduit grandement les marges de manœuvre.

2009) que le taux de canaux manquants est inférieur à 5% (entre 3 et 4%), donc d'un point de vue expérimental, il y a un bon espoir d'avoir :

- une efficacité globale assez élevée (supérieure à 90% voir 95%) ;
- une méthode donnant une bonne approximation de cette efficacité.

Le nombre de muons détecté étant corrigé par l'efficacité, une différenciation des diverses sources doit être faite. Pour cela, la méthode utilisant la distance entre les vertex de formation des muons et le point d'interaction, permettant d'extraire l'une des contributions au spectre de muons détectés par le spectromètre, sera présentée et analysée par la suite.

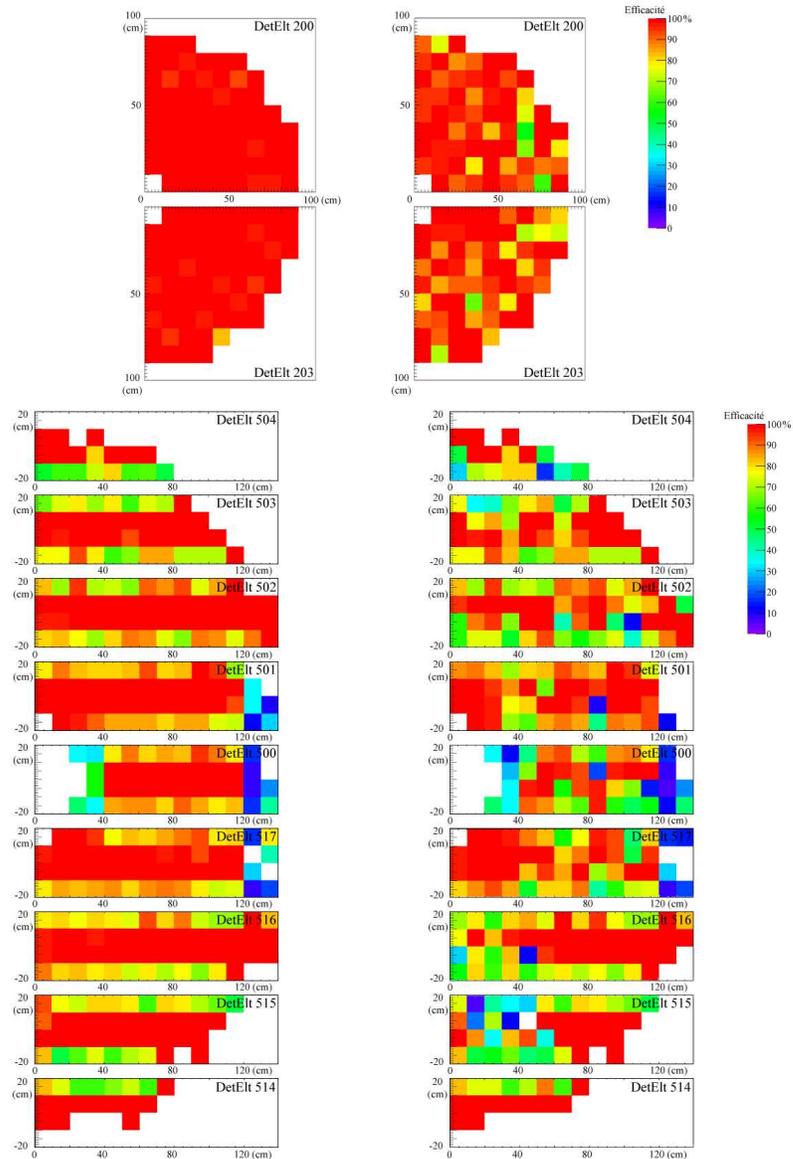


FIG. 7.22 – Exemples de cartes d'efficacité pour les parties droites des chambres 2 (en haut) et 5 (en bas), sans défaillances électroniques (à gauche), avec une suppression de cartes MANU à droite (chambre 2 : 20% de défaillances ; chambre 5 : 10% de défaillances).

Quatrième partie

Etude du charme ouvert par la
méthode DCA

“Histoire de charme et de beauté”

Chapitre 8

“Distance Closest Approach” (DCA)

Synopsis

L’objectif de ce chapitre est la présentation de l’approfondissement de la méthode DCA (Distance Closest Approach). Son utilité sera exposée dans un premier temps. La définition et la mise en place de la technique seront présentées dans une seconde partie. Une dernière étape évoquera les moyens mis en œuvre pour tester l’utilisation du DCA.

8.1 Muons : “bruit” et “signal”

Malgré les absorbeurs et le système de déclenchement nombre de particules “indésirables”¹ traverseront les chambres de trajectographie, lors de collisions au LHC. Ces particules constituant le “bruit” de fond, détériorant le “signal”, sont pour une grande part des muons et pour une part moindre des hadrons légers. Ainsi, la mesure des saveurs lourdes par le spectromètre à muons oblige une soustraction de la contribution, non négligeable à basse impulsion, des hadrons légers.

¹Nous parlerons de particules “indésirables” ou de “bruit” pour toutes les particules n’étant pas des muons et pour les muons non-issus des premiers instants de la collision. Typiquement les muons dits du “signal” proviennent des quarks c , des quarks b , du W ou du Z^0 .

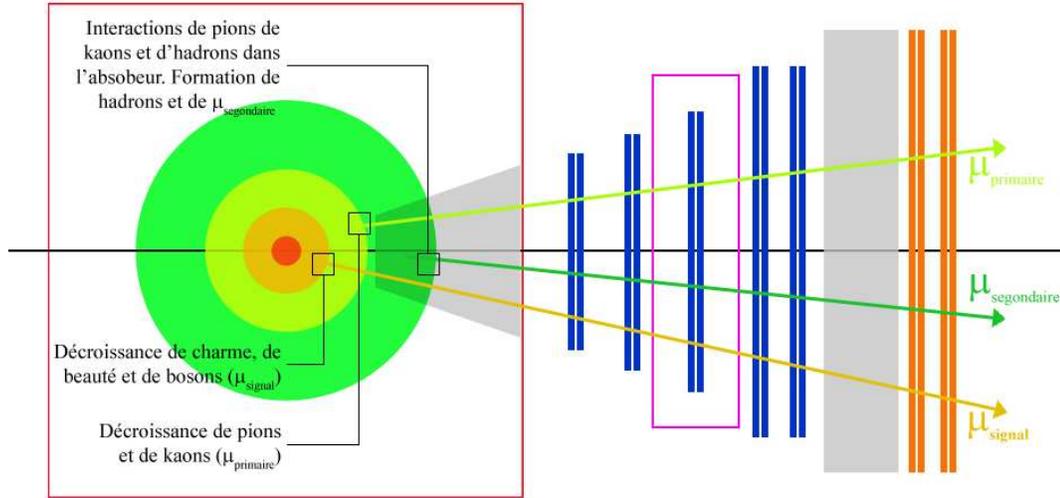


FIG. 8.1 – Différenciation des muons dits du “signal” et dits du “bruit” en fonction de l’instant dans la collision ou ceux-ci sont émis.

8.1.1 Les muons dits du “signal”, issus des décroissances de résonances

Les muons dits du “signal” correspondent aux premiers instants de la collision (figure 8.1). Comme cela a été présenté dans la partie 2.3, après les processus durs (formation de gerbes, photons directs, quarks lourds et bosons de jauge) des muons sont produits par décroissance. Avec ou sans PQG, ces muons (muons de “signal”) peuvent se distinguer par le biais de leur source émettrice et par le mode de décroissance :

- en paires de muons : elles servent à l’analyse en masse invariante et proviennent des

processus suivant :

$$\left. \begin{array}{l} J/\Psi \\ \Psi' \\ \text{Famille des } \Upsilon \\ \text{BB} \\ \text{DD} \\ \text{BD}_{\text{same}} \end{array} \right\} \rightarrow \mu^+ \mu^-; \quad (8.1)$$

- ou encore de la décroissance $\text{BB} \rightarrow J/\Psi + X$ donnant deux ou trois muons ;
- en muon unique ou simple (“single muon”) : les muons uniques sont issus du charme ouvert, de la beauté ouverte ou des bosons de jauge (W et Z).

Sous condition qu’ils soient émis dans l’acceptance, ces muons seront détectés par le spectromètre et viendront s’ajouter aux autres particules : celles dites du “bruit de fond”.

8.1.2 Les particules dites du “bruit”

A partir de l’hadronisation des particules formées par la collision (voir § 2.3), de nouveaux muons sont émis (voir figure 8.1) :

- lors des premières décroissances de pions et de kaons formés en grand nombre pendant l’hadronisation (muons primaires) ;
- après une ou plusieurs décroissances de particules (muons secondaires) ;
- à la traversée de l’absorbeur frontal (voir § 5.2.1) par interaction des pions et kaons dans l’absorbeur (muons secondaires).

De plus, certains hadrons, directement issus du point d’interaction ou provenant de décroissances dans l’absorbeur frontal, peuvent traverser le spectromètre et ainsi être considérés comme des muons.

Par conséquent, à la fin d’une collision, toutes les traces reconstruites par le spectromètre à muons ne peuvent être considérées comme du “signal” (voir la figure 8.1). La différenciation entre les muons provenant de quarks c, de quarks b ou de bosons de jauge doit être effectuée.

8.1.3 Sections efficaces différentielles des muons simples

Le graphique 8.2 présente la contribution des différentes sources de muon par rapport à l’ensemble des muons générés en collision proton-proton à 14 TeV. Trois zones d’étude se distinguent.

1. $p_t > 20 - 30 \text{ GeV}/c$: les muons proviennent principalement de la décroissance des bosons W [9, 171]. Dans le cas de collisions Pb-Pb, la perte d’énergie des quark b dans le milieu devrait décaler le point d’intersection des courbes représentatives des bosons W et des quarks b vers des impulsions transverses plus faibles.

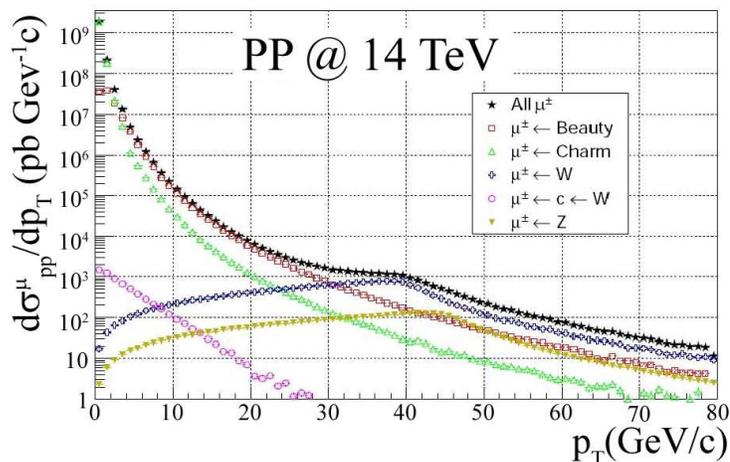


FIG. 8.2 – Sections efficaces différentielles des muons simples en fonction de leur source d’émission et de leur impulsion transverse [9].

2. $3 - 4 \text{ GeV}/c < p_t < 20 \text{ GeV}/c$: les muons sont essentiellement produits par les quarks b et le bruit de fond reste faible [172, 173].
3. $p_t < 3 - 4 \text{ GeV}/c$: les muons de décroissance des quarks c prédominent par rapport aux autres sources de signal. Cependant, comme le montre le graphique 8.3, pour les faibles impulsions transverses, la contribution des autres décroissances (dit le “bruit”, typiquement issu des pions et des kaons) n’est plus négligeable et va jusqu’à égaler le signal à basse impulsion transverse [174, 175, 176].

A basse impulsion transverse la soustraction du “bruit” est nécessaire, particulièrement pour l’étude du charme [174, 176, 175]. Pour cela, la méthode DCA (voir § 9.2) sera utilisée.

8.2 La méthode DCA pour le spectromètre à muons

La soustraction du “bruit” dans l’expérience ALICE repose sur la mesure des vertex secondaires. En effet, ceux-ci sont différents entre les hadrons lourds et les hadrons légers. Cependant, il faut pouvoir mesurer ces vertex. Pour ALICE, cette mesure n’est possible que dans le tonneau central (voir § 5.1.1) via l’ITS (voir § 5.1.1). Pour le spectromètre, placé hors de l’acceptance de l’ITS, cette mesure ne peut être effectuée directement. Ainsi, la

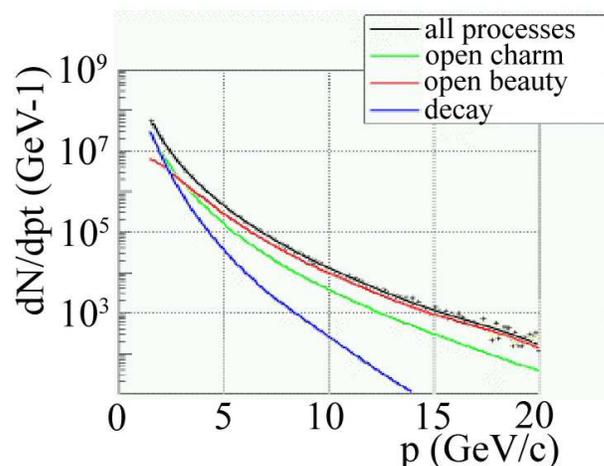


FIG. 8.3 – Sections efficaces en muons simples aux basses et intermédiaires impulsions transverses.

difficulté de séparation des diverses contributions aux mesures prévues par le spectromètre a motivé le développement de méthodes alternatives.

- La méthode par **réjection des muons produits dans l’absorbeur (cascades hadroniques)** qui combine les données du spectromètre (coupure en DCA) et celles du capteur FMD (voir § 5.1.2). Les muons produits dans l’absorbeur ne traversent pas la zone active du FMD ce qui permettrait une sélection trace par trace des muons.
- La méthode utilisant le **déplacement du vertex d’interaction** qui permet de séparer le “signal” du “bruit” produit avant l’absorbeur. La probabilité que les pions et les kaons, pouvant donner un muon, soient absorbés dépend de la distance entre le point d’interaction et l’absorbeur. En effet, plus le point d’interaction se trouve proche de l’absorbeur plus la probabilité qu’un pion (kaon) décroisse avant l’absorbeur diminue, et inversement. La production des muons du “bruit” de fond va donc, à la différence de la production des muons du signal (dans tous les cas ces muons sont formés avant l’absorbeur), dépendre de cette distance, permettant d’extraire le nombre de saveurs lourdes produites [175].
- La méthode via le calcul du **DCA (Distance Closest Approach)** qui s’appuie sur

la distance entre le point d’interaction et les vertex de formation des particules.

La présence de l’absorbeur dans le spectromètre à muons compliquant grandement les mesures (diffusions multiples), une meilleure différenciation des contributions passe par une combinaison des méthodes précédentes.

8.2.1 DCA : définition et utilisation

Les particules générant le “bruit de fond” sont formées plus tard dans la collision et possèdent des temps de vie plus longs. Ainsi, elles vont décroître à une distance plus importante du point d’interaction que celles issues du “signal”. En théorie, le DCA correspond à cette distance comprise entre le vertex de décroissance et le point d’interaction. Ce DCA varie de plusieurs ordres de grandeurs entre le “signal” et le “bruit” (de l’ordre du μm pour le “signal” contre un ordre centimétrique pour le “bruit” de fond). Une coupure en DCA permet donc une meilleure sélection des traces.

Cependant, comme mentionné auparavant, la sélection en DCA n’est possible que dans le tonneau central où il est mesuré suffisamment précisément pour effectuer des coupures trace par trace.

Dans le cas du spectromètre à muons, une autre méthode est utilisée et la définition du DCA est légèrement différente de la définition générale présentée précédemment. Il s’agit ici de la distance entre le point d’interaction, et la position de la trace reconstruite extrapolée jusqu’au plan transverse au niveau de ce même point d’interaction (voir figure 8.4). Des collisions pp, générées par simulation Monte Carlo avec PYTHIA (voir § 6.1), montrent une valeur de DCA pour les muons provenant des mésons B et D autour de $160 \mu\text{m}$ contre $1,2 \text{ cm}$ pour les π et K . Cependant, comme le montre le graphique 8.5, représentant la distribution en DCA des muons du “signal” et du “bruit”, d’importantes fluctuations provenant de l’absorbeur frontal détériorent grandement le signal (l’ordre de grandeur est centimétrique). Cet absorbeur, en plus d’être une source de bruit (voir § 9.1.2), implique des déviations multiples dues aux effets coulombiens en son sein qui ajoutent une indétermination importante sur la mesure en DCA (plusieurs centimètres). En particulier, l’écart quadratique moyen (RMS, Root Mean Square) de la projection de la distribution angulaire doit augmenter en suivant l’équation [177] :

$$\theta_{RMS} = \frac{13,6 \text{ MeV}}{\beta c p} z \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left[1 + 0,038 \text{Ln} \left(\frac{x}{X_0} \right) \right] \quad (8.2)$$

avec βc , p et z représentant respectivement la vitesse, l’impulsion, et la charge de la particule. x/X_0 est l’épaisseur de milieu traversé en longueur de radiations. La conséquence est l’impossibilité d’une coupure directe en DCA dans le spectromètre (trace par trace),

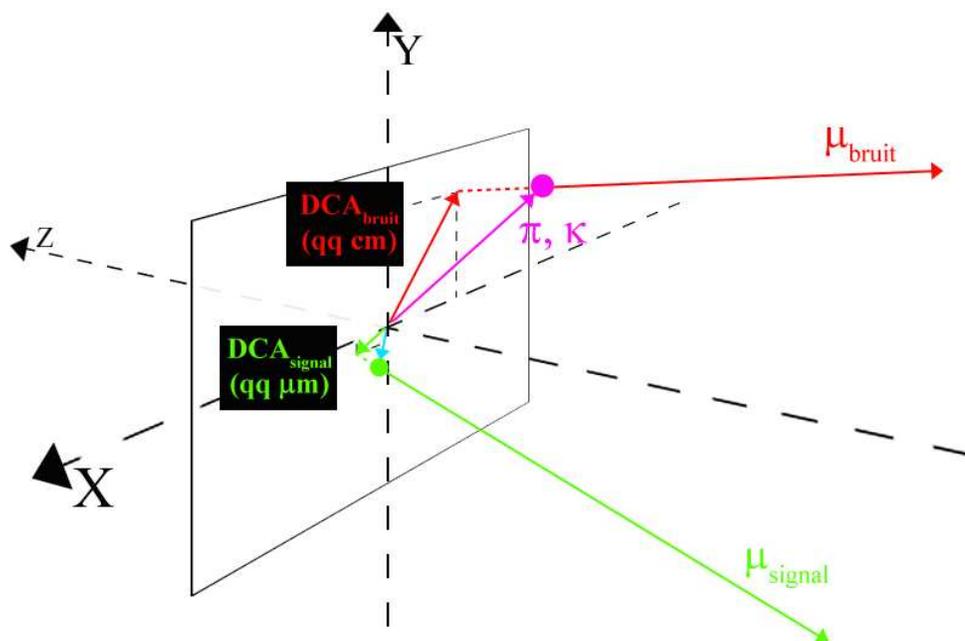


FIG. 8.4 – Schéma représentant le DCA dans le cadre de la méthode globale utilisée pour le spectromètre à muons.

seule une technique globale peut aboutir à une séparation. La technique utilisée est un ajustement combiné du “signal” et du “bruit” obtenus par simulation. Elle doit permettre, par ajustement des mesures effectuées par le spectromètre, de retrouver la distribution de “signal” et la distribution de “bruit” correspondant aux données.

8.2.2 Un ajustement combiné

Les mesures prises par le spectromètre ($M_{\text{réel}}$) étant la somme du “signal” ($S_{\text{réel}}$) et du “bruit” ($B_{\text{réel}}$), il en est de même pour les simulations, on a :

$$M_{\text{réel}}^{\text{sim}} = S_{\text{réel}}^{\text{sim}} + B_{\text{réel}}^{\text{sim}} . \quad (8.3)$$

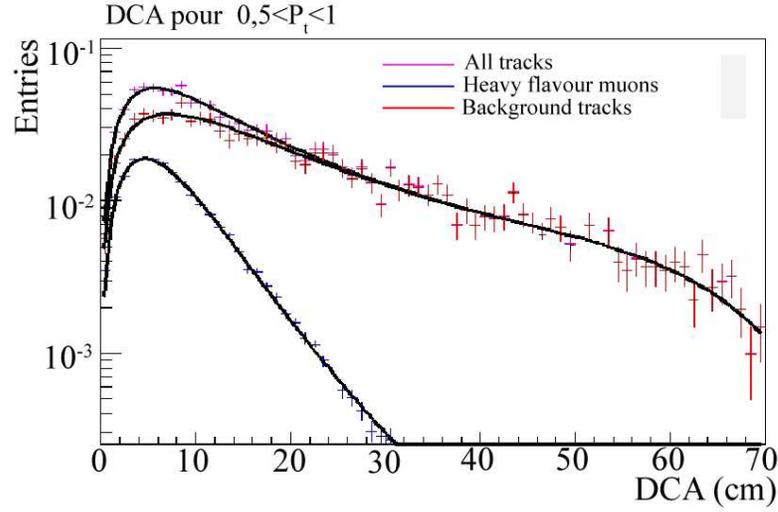


FIG. 8.5 – Valeur en DCA des muons du “signal”, des particules du “bruit” et de la mesure (somme du “signal” et du “bruit”) pour une gamme en impulsion transverse entre 0,5 et 1 GeV/c [11].

Ainsi, afin de séparer le “signal” du “bruit”, la forme de leur fonction d’ajustement est fixée par simulation. Pour cela, une fois normalisées par le nombre de muons simulés ($N_{\mu(\text{signal simulé})}$ pour le “signal” et $N_{\mu(\text{bruit simulé})}$ pour le “bruit”), les fonctions d’ajustements simulées sont considérées proches des fonctions réelles normalisées par le nombre de muons réels ($N_{\mu(\text{signal réel})}$ pour le “signal” et $N_{\mu(\text{bruit réel})}$ pour le “bruit”), d’où :

$$\frac{S_{\text{sim}}}{N_{\mu(\text{signal simulé})}} = \frac{S_{\text{réel}}}{N_{\mu(\text{signal réel})}} \quad (8.4)$$

$$\frac{B_{\text{sim}}}{N_{\mu(\text{bruit simulé})}} = \frac{B_{\text{réel}}}{N_{\mu(\text{bruit réel})}}. \quad (8.5)$$

Cela revient à considérer que :

$$M_{\text{réel}} = N_{\mu(\text{signal réel})} \frac{S_{\text{sim}}}{N_{\mu(\text{signal simulé})}} + N_{\mu(\text{bruit réel})} \frac{B_{\text{sim}}}{N_{\mu(\text{bruit simulé})}}. \quad (8.6)$$

Les inconnus étant le nombre de muons réels ($N_{\mu(\text{signal réel})}$ et $N_{\mu(\text{bruit réel})}$), la fonction de l’équation 8.6 sera ajustées par ceux-ci, utilisés en tant que paramètres libres, sur les

mesures réelles (figure 8.6).

L'utilisation de cette méthode se justifie par le graphique 8.5 sur lequel les formes des distributions en DCA, celle du "signal" et celle du "bruit", sont reproduites. En effet, on voit sur ce graphique que les distributions possèdent des formes différentes qui peuvent ainsi être distinguées l'une par rapport à l'autre.

Les données simulées sur la grille (voir § 6.1.4), permettant d'obtenir une statistique importante, serviront à la validation de la méthode.

8.2.3 Traitement des données

La méthode traite les données en deux temps :

1. elle lit les fichiers et sélectionne les paramètres des traces de muons ;
2. elle organise les paramètres et ajuste les distributions.

Récupération et filtrage des traces

Pour analyser les données, celles-ci sont sélectionnées puis extraites des fichiers présents sur la grille. Au cours de cette sélection, une fonction va :

1. prendre les traces présentes dans le spectromètre ;
2. classer les traces et leurs informations dans différentes branches d'un ensemble de fichiers arborescent ("Tree") en trois groupes : le "signal" provenant des quark c et b S_{sim} et le "bruit" B_{sim} ;
3. ranger et sauvegarder pour chaque branche les données "utiles" pour l'étude (typiquement le DCA, l'impulsion transverse, la particule mère).

Ajustement et mise à l'épreuve

La méthode permet le choix des traces dans les arbres (gamme en p_t , type de particule) et ajuste une fonction sur les distributions en DCA. Ensuite, les ajustements des fonctions du "signal" et du "bruit" (S_{sim} et B_{sim}) sont utilisés pour celui de la fonction de mesure :

$$M_{\text{réel}} = \text{paramètre}[0] \frac{S_{\text{sim}}}{N_{\mu(\text{signal simulé})}} + \text{paramètre}[1] \frac{B_{\text{sim}}}{N_{\mu(\text{bruit simulé})}}. \quad (8.7)$$

La méthode converge si :

$$\text{paramètre}[0] \rightarrow N_{\mu(\text{signal réel})} \quad \text{et} \quad \text{paramètre}[1] \rightarrow N_{\mu(\text{bruit réel})}, \quad (8.8)$$

avec $N_{\mu(\text{signal réel})} = N_{\mu(\text{signal simulé})}$ et $N_{\mu(\text{bruit réel})} = N_{\mu(\text{bruit simulé})}$ dans notre cas.

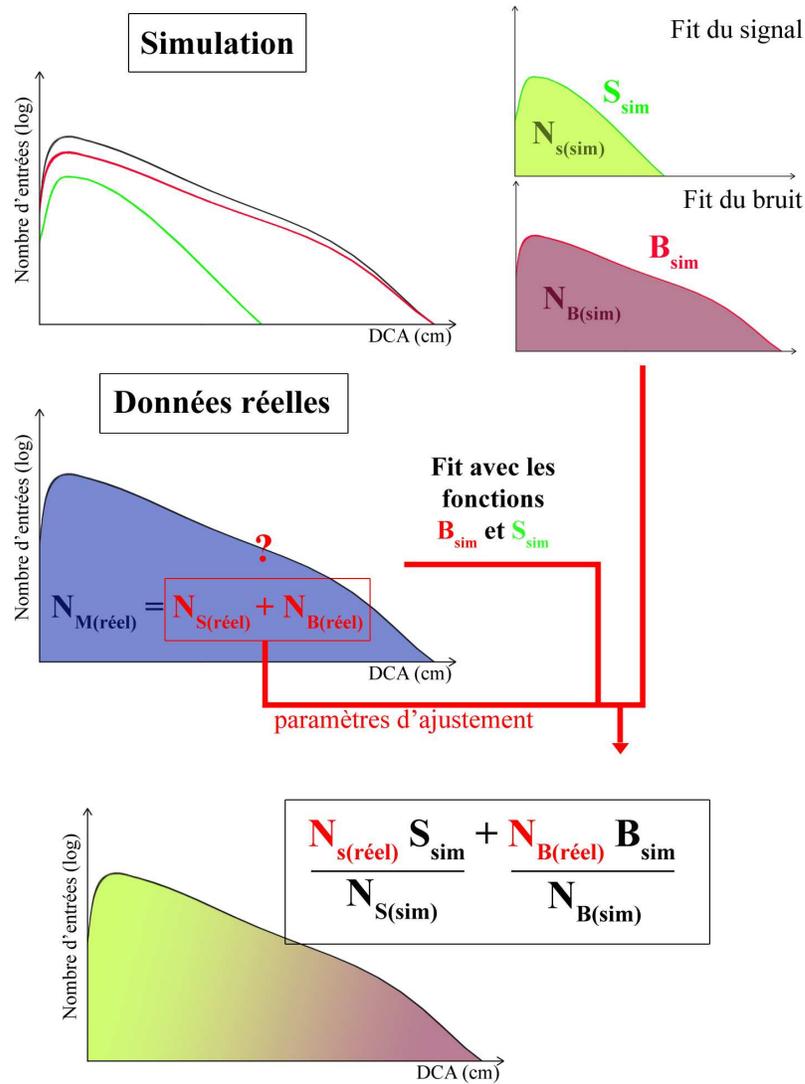


FIG. 8.6 – Schéma de la méthode d'ajustement combiné des données réelles par les fonctions de "signal" et de "bruit" simulées (S_{sim} et B_{sim}). L'ajustement est effectué via les paramètres libres que sont le nombre de muons du "signal" et le nombre de particules du "bruit" dans les données réelles ($N_{S(réel)}$ et $N_{B(réel)}$).

Finalement, la méthode DCA doit être appliquée aux données “réelles”. Pour cela, les évènements simulés pour le PDC08 seront utilisés. La validation de la méthode, ainsi que sa robustesse, notamment par le biais des erreurs systématiques, seront étudiées dans le prochain chapitre.

Chapitre 9

Application de la méthode DCA

Synopsis

Ce chapitre présente l'analyse des données du PDC08 par la méthode DCA énoncée précédemment. Dans un premier temps, les données du PDC08 seront présentées. Un ajustement global de la distribution en DCA utilisant la forme du signal et celle du bruit sera ensuite effectué afin de valider la méthode. La dernière partie sera consacrée à l'étude des erreurs systématiques.

9.1 PDC08 : simulation Monte Carlo

Pour expérimenter la méthode DCA, les données, produites sur la Grille [178], du PDC08 [179] seront utilisées. Ce dernier [180] est un large échantillon d'évènements simulés (collisions proton-proton avec un déclenchement minimum biais) à 14 TeV dans le centre de masse. Ces évènements sont générés dans tout l'espace (simulation complète sur 4π) avec une géométrie de détecteurs idéale¹ et imposant la présence d'au moins une particule chargée dans l'acceptance du spectromètre. Dans les 195.10^6 évènements générés, les différents muons proviennent d'un cocktail :

- produisant les saveurs lourdes grâce à un générateur basé sur des distributions cinématiques du charme et de la beauté obtenues avec PYTHIA amélioré pour reproduire les calculs MNR (Mangano Nason Ridolfi) [181];

¹Aux vues des erreurs de l'ordre centrimétrique créées par l'absorbeur, la géométrie idéale est une bonne approximation (voir § 8.1.2).

- formant les pions et les kaons avec une production PYTHIA minimum bias sans les saveurs lourdes ;
- comprenant également la production de quarkonia, contribution négligeable pour le spectre en muons simples en collision pp.

La position longitudinale du point d'interaction peut changer événement par événement (déviatoin standard de 5,3 cm) en suivant une Gaussienne centrée sur l'origine du référentiel d'ALICE. La simulation, spécialement produite pour le spectromètre à muons, prend également en compte la réponse des détecteurs dans l'acceptance du bras à muons, c'est-à-dire le FMD le V0. De plus L'ITS est utilisé pour la mesure du point d'interaction.

Le graphique de la figure 9.1, présente la distribution en DCA obtenue avec $87,3 \cdot 10^6$ événements provenant du PDC08. Les points verts représentent les muons dits du signal (voir § 8.1.1), les points rouges les particules dites du bruit (voir § 8.1.2), et les points noirs la totalité des traces reconstruites (sans coupure en moment transverse p_t opérée via le système de déclenchement). Ces distributions serviront de base à l'étude de la méthode DCA.

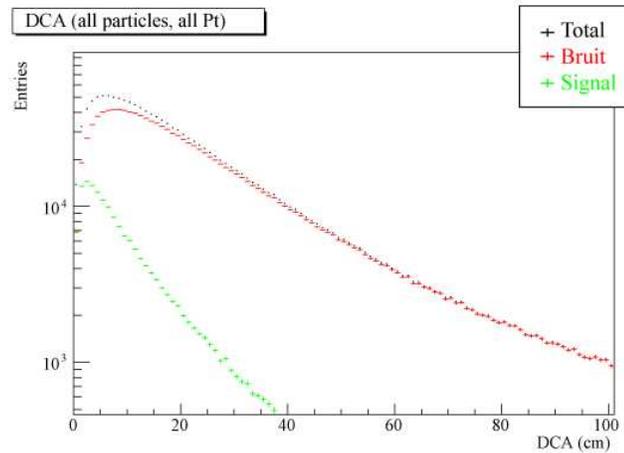


FIG. 9.1 – Distribution en DCA du signal, du bruit, et totale pour toutes les traces reconstruites dans le spectromètre à muons sans le système de déclenchement.

9.2 Les traces reconstruites

A partir des données brutes (“raw data”), simulées ou réelles, le spectromètre à muons reconstruit les traces et le SPD (Silicon Pixel Detector) mesure la position du vertex d’interaction. L’algorithme de trajectographie donne ensuite les paramètres des traces au niveau de la première chambre, avant l’absorbeur frontal. La détermination des grandeurs cinématiques des particules produites près du point d’interaction nécessite ensuite une correction de perte d’énergie et de diffusion multiple dans l’absorbeur. Cette dernière est obtenue en forçant la trace à provenir du point d’interaction.

D’un point de vue physique, les paramètres cinématiques corrigés permettent une meilleure estimation de l’impulsion des muons du “signal” et sont les premiers paramètres utilisés pour l’analyse, néanmoins, ils introduisent un biais sur la mesure en DCA. Ainsi, pour s’adapter aux analyses, trois types de paramètres sont conservés à la fin de la reconstruction :

- les paramètres des traces mesurés au niveau de la première chambre, sans correction ;
- les paramètres des traces extrapolés au point d’interaction avec les corrections de perte d’énergie et de diffusions multiples ;
- les paramètres des traces extrapolés dans le plan transverse du point d’interaction avec la correction de perte d’énergie mais pas celle de la diffusion.

Dans cette étude, l’impulsion des particules est obtenue après la correction complète des effets de l’absorbeur et le DCA est calculé à partir de la position x et y des paramètres extrapolés dans le plan transverse au niveau du point d’interaction sans la correction de la diffusion multiple.

D’autre part, la méthode repose sur une différenciation entre la forme de la distribution en DCA du signal et celle du bruit. Cette différence visible sur le graphique de la figure 9.1 est estompée par le système de déclenchement (figure 9.2). Ainsi, le système de déclenchement réduit le bruit mais, étonnamment, complique la différenciation entre le signal et le bruit et risque de détériorer l’efficacité de la méthode. Donc, si cela n’est pas spécifié, l’analyse sera effectuée sur toutes les traces du spectromètre à muons sans l’utilisation du système de déclenchement.

La méthode DCA demande un ajustement de la distribution en DCA du signal et du bruit. Pour cela, ces deux types de processus seront dans un premier temps traités séparément.

9.2.1 Le DCA des muons provenant du charme et de la beauté

Les muons du signal provenant de la décroissance du charme et de la beauté sont produits à une centaine de micromètres du point d’interaction (voir § 8.1.1). Leur DCA

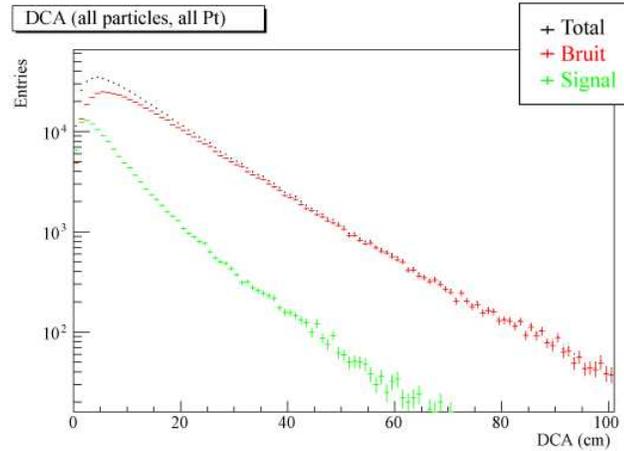


FIG. 9.2 – Distribution en DCA du signal, du bruit, et totale pour toutes les traces reconstruites dans le spectromètre à muons avec le système de déclenchement.

intrinsèque est donc très petit. Le graphique de la figure 9.3 représente leur distribution en DCA obtenue pour quatre tranches en impulsion transverse.

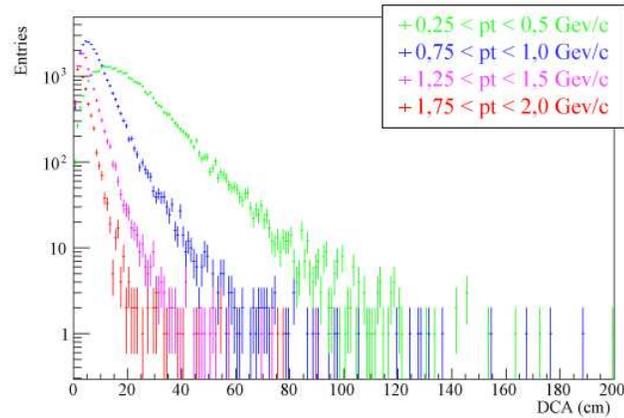


FIG. 9.3 – Distribution en DCA des muons du signal pour quatre tranches en impulsion transverse (en GeV/c).

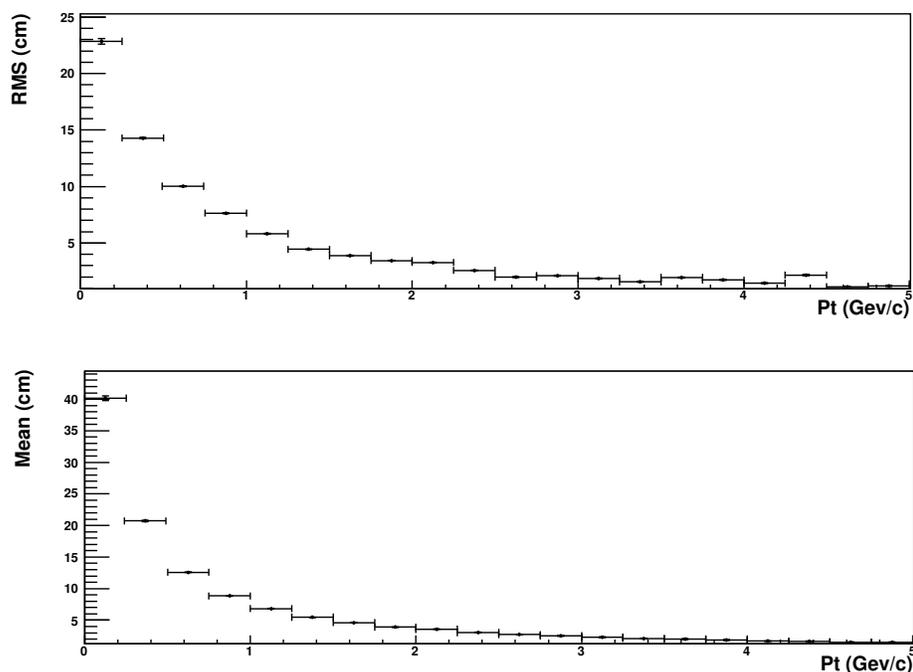


FIG. 9.4 – Dispersion (en haut), et valeur moyenne (en bas) de la distribution en DCA du signal en fonction de l'impulsion transverse (GeV/c).

Ces graphiques montrent une dispersion de la distribution en DCA diminuant avec l'augmentation du moment transverse p_t . Cette dispersion est due aux diffusions multiples des muons dans l'absorbeur frontal qui sont d'autant plus importantes que l'impulsion du muon (où ici l'impulsion transverse) est faible. Cette dépendance en p_t est clairement visible sur les graphique 9.4.

La forme de la distribution est donc fonction de l'impulsion. Ainsi, la fonction d'ajustement devra être adaptée sur toutes les gammes en impulsion transverse étudiées.

9.2.2 Le DCA des particules dites de bruit

Les particules de bruit se divisent en trois catégories : les muons primaires, les muons secondaires et les hadrons (voir § 8.1.2). Leurs distributions en DCA seront étudiées séparément car, comme le démontre le graphique 9.5, leur forme diffère en fonction du type de particule.

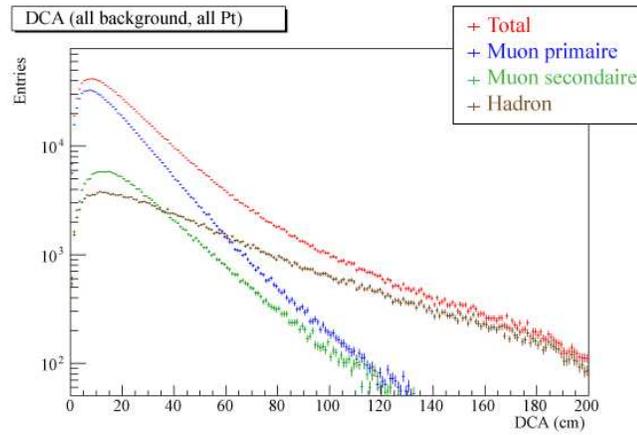


FIG. 9.5 – Distribution en DCA de toutes les traces du bruit. Les points rouges représentent la totalité du bruit, les points bleus les muons primaires, les points verts les muons secondaires, et les points marrons les hadrons.

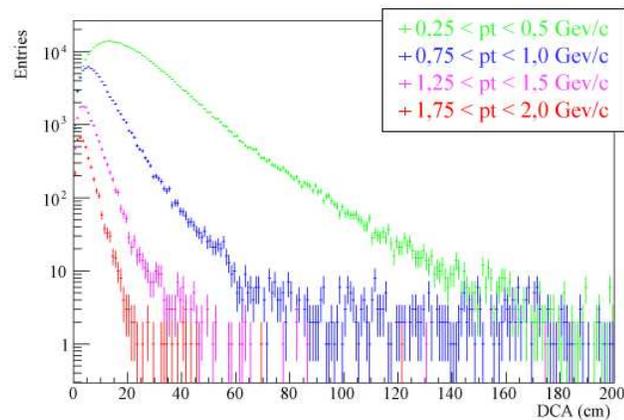


FIG. 9.6 – Distribution en DCA des muons primaires pour quatre tranches en impulsion transverse (en GeV/c).

Les muons primaires

Les muons primaires étant issus de la décroissance de particules (principalement pions et kaons) produites au point d'interaction, ils sont formés pour la plupart avant l'absorbeur

et non par des processus d'interaction avec celui-ci. Leur distribution en DCA est donc très similaire à celle du signal. Les résultats correspondant aux figures 9.3 et 9.4 pour les muons primaires sont montrés sur les figures 9.6 et 9.7.

Ces graphiques montrent que, non seulement les distributions possèdent des formes proches de celles du signal, mais également que, de la même manière, plus l'impulsion transverse est élevée plus la valeur moyenne de la distribution en DCA tend vers zéro. Ainsi, bien que globalement plus élevées du fait des plus grandes longueurs de décroissance des sources de ces muons, les valeurs en DCA des muons primaires suivent les mêmes tendances en fonction de l'impulsion transverse que celles du signal (voir figure 9.7).

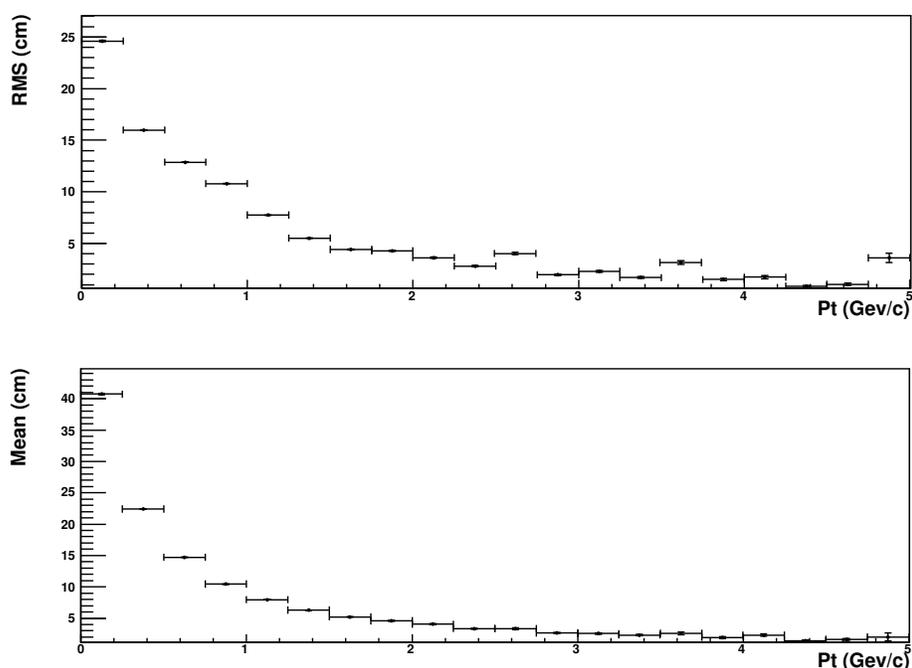


FIG. 9.7 – Dispersion (en haut), et valeur moyenne (en bas) de la distribution en DCA des muons primaires en fonction de l'impulsion transverse (GeV/c).

Les muons secondaires

A la différence des autres muons, les muons secondaires sont en grande partie produits dans l'absorbeur. Leur production est plus complexe que dans le cas de la production de

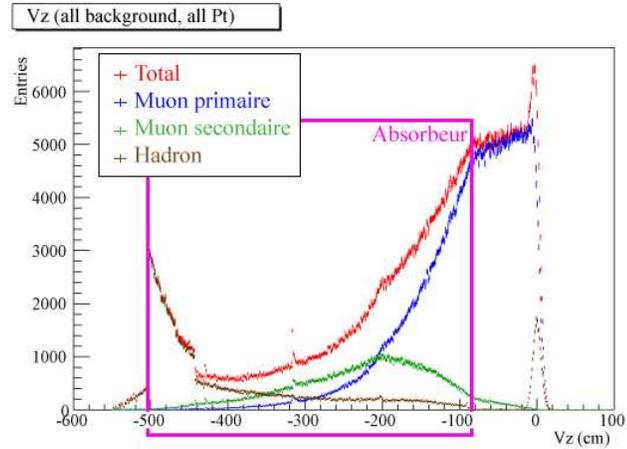


FIG. 9.8 – Distribution de la position V_z (en cm) suivant l'axe Oz des vertex de formation des particules de bruit.

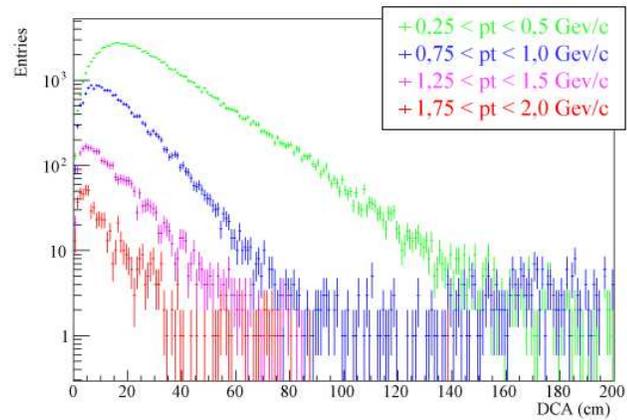


FIG. 9.9 – Distribution en DCA des muons secondaires pour quatre tranches en impulsion transverse (en GeV/c).

muons de saveurs lourdes ou primaires car elle résulte d'une chaîne de décroissances et/ou d'interactions de la particule mère dans l'absorbeur. Le graphique 9.8, représente la distribu-

tion des positions (suivant l'axe Oz) des vertex de formation des muons secondaires (vert), des muons primaires (bleu), des hadrons (marron), et de la totalité du bruit (rouge). Ce graphique montre qu'une grande partie des muons secondaires est formée dans l'absorbeur.

Du fait du positionnement de leur vertex, les muons secondaires possèdent une distribution en DCA plus large que les autres muons. Les particules mères de ces muons décroissent, pour une majorité, par interactions avec l'absorbeur. Or, ces interactions modifient leur trajectoire et réduisent leur énergie. La valeur du DCA a tendance à augmenter, ainsi, la distribution en DCA s'élargit. Les graphiques de la figure 9.9, représentant la distribution en DCA des muons secondaires pour diverses tranches en impulsion transverse ($[0, 25; 0, 5]$; $[0, 75; 1]$; $[1, 25; 1, 5]$; $[1, 75; 2]$), montrent cet effet.

Comme pour les deux autres types de muons, la distribution en DCA des muons secondaires s'affine avec l'impulsion comme le montre la figure 9.10. Néanmoins, la distribution des muons secondaires possède une traîne plus importante et une forme clairement différente (également visible sur la figure 9.9).

Les muons secondaires vont donc contribuer, et ce malgré leur plus faible nombre à la traîne de la distribution en DCA du bruit de fond.

Les hadrons

Les hadrons sont la dernière source de bruit, ils traversent le spectromètre et sont reconstruits au même titre que les muons. L'analyse de la position des vertex de formation de ces hadrons, visible sur le graphique 9.8, souligne la présence de deux types de hadrons (points marrons) :

- les hadrons provenant directement du point d'interaction ;
- les hadrons formés dans l'absorbeur.

Les premiers sont des hadrons formés lors de la collision et traversant l'absorbeur sans décroître. *A priori*, ces hadrons ("punch through") devraient en moyenne posséder des impulsions plus importantes. En effet, ils sont formés proches du point d'interaction et donc relativement tôt. Avec une longueur d'absorbeur de l'ordre de 10λ (λ représente la longueur d'absorption des hadrons), la probabilité qu'une particule traverse la totalité de l'absorbeur sans interagir avec celui-ci est :

$$P_{0 \text{ interaction}} \sim e^{-10} = 4,54.10^{-5} \quad (9.1)$$

Ainsi, pour l'analyse des $87,3.10^6$ évènements avec au moins une particule dans l'acceptance du spectromètre, le nombre de hadrons provenant du point d'interaction doit être d'environ 4000. Ce calcul naïf ne tient pas compte de :

- la possibilité d'avoir plus d'une particule par évènement dans le spectromètre ;

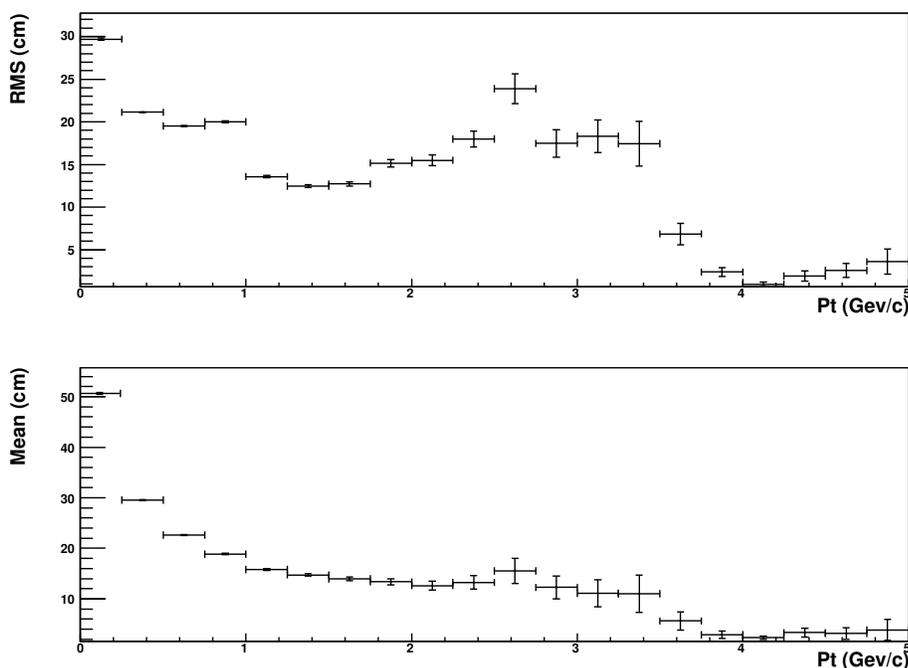


FIG. 9.10 – Dispersion (en haut), et valeur moyenne (en bas) de la distribution en DCA des muons secondaires en fonction de l’impulsion transverse (GeV/c).

- de la présence de hadrons de haute rapidité émergeant du tube faisceau dans l’absorbeur, et ainsi le traversant sur une longueur inférieure à 10λ .

Ainsi, dans ce calcul, le nombre d’hadrons formés au niveau du point d’interaction est sous-estimé et la distance de matériaux traversée est quant à elle surestimée. Ces deux contributions tendent donc à augmenter le nombre de ces hadrons “punch-through” traversant le spectromètre. La valeur finalement obtenue par simulation semble être en accord avec les prévisions statistiques effectuées.

Les hadrons du deuxième type, quant à eux, sont formés en quantité croissante à mesure que l’on pénètre dans l’absorbeur. A l’inverse, ceux-ci devraient être dominants aux faibles impulsions puisque issus de particules ayant interagi dans l’absorbeur (“freinées”) et décroissant en fin de parcours.

La distribution en DCA des hadrons doit donc posséder deux contributions distinctes. D’abord, les hadrons formés près du point d’interaction doivent avoir une distribution

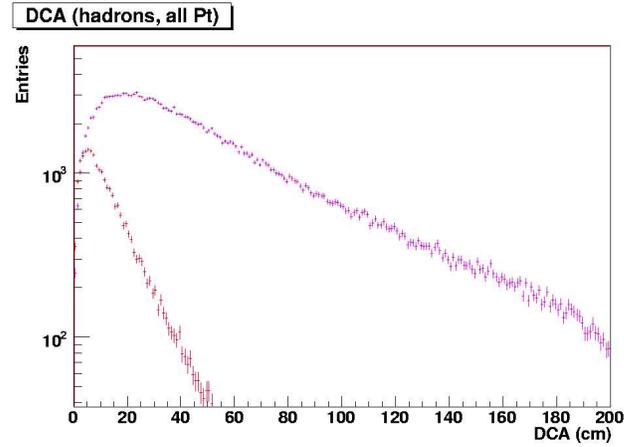


FIG. 9.11 – Distribution en DCA des hadrons issus du point d’interaction (rouge), issus de l’absorbeur (violet).

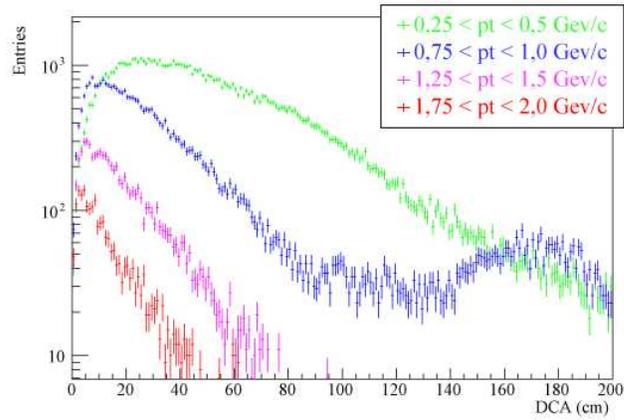


FIG. 9.12 – Distribution en DCA des hadrons pour quatre tranches en impulsion transverse (en GeV/c).

proche de celle du signal ou des muons primaires. Ensuite, les hadrons issus de l’absorbeur doivent posséder une distribution plus évasée. C’est ce que montre le graphique 9.11 qui compare ces deux contributions. Ceci explique également la présence d’une double struc-

ture sur les graphiques de la figure 9.12, représentant la distribution en DCA des hadrons pour diverses tranches en impulsion transverse ($[0, 25; 0, 5]$; $[0, 75; 1]$; $[1, 25; 1, 5]$; $[1, 75; 2]$).

De plus, dans un domaine restreint en impulsion transverse (entre 0,75 GeV/c et 1 GeV/c) un deuxième maximum est clairement visible pour de grandes valeurs de DCA (~ 170 cm) et semble s'ajouter à la queue de la distribution des hadrons provenant de l'absorbeur. L'étude effectuée sur ce phénomène l'attribue aux hadrons provenant du tube du faisceau. Ceci peut être vu en analysant la dépendance du DCA en fonction de R , la distance entre l'axe du faisceau et le vertex de formation de la particule (donnée par simulation). Le graphique du DCA en fonction de R (figure 9.13(a)) pour les hadrons produits proche du bout de l'absorbeur ($V_z < -450$ cm), et avec une impulsion transverse comprise entre 0,75 GeV/c et 1 GeV/c, montre que les particules possédant un DCA élevé sont produites dans une région autour du faisceau tel que $6 < R < 20$ cm. Cette région correspond à l'absorbeur entourant le faisceau qui est constitué de trois chambres en acier inoxydable. Pour être reconstruites, de tel particules doivent avoir un angle initial impor-

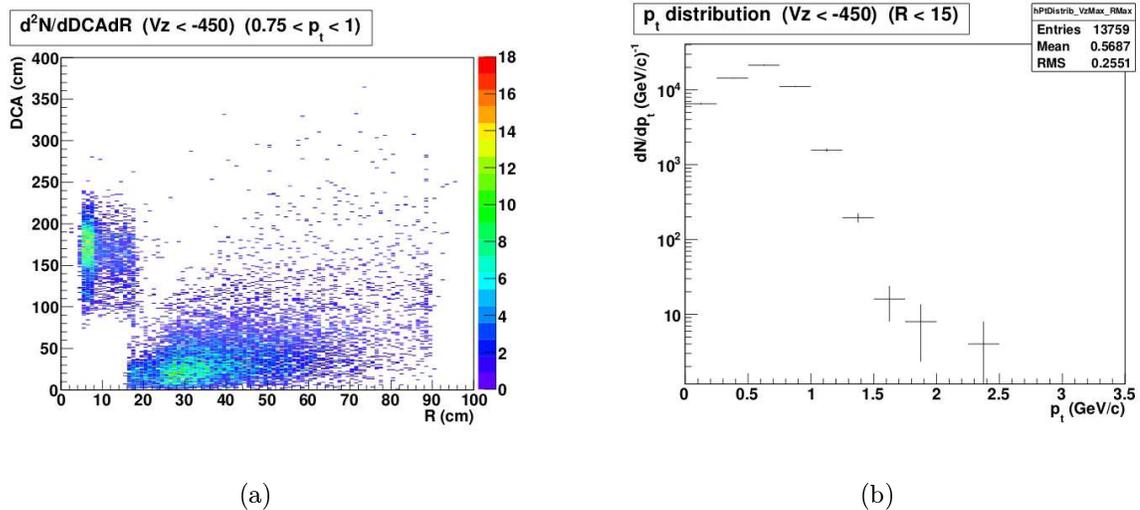


FIG. 9.13 – Distribution en DCA (cm) en fonction de R (cm) pour les hadrons produits proche du bout de l'absorbeur ($V_z < -450$ cm), et avec une impulsion transverse comprise entre 0,75 GeV/c et 1 GeV/c (graphique (a)). Distribution en impulsion transverse (en GeV/c) des traces possédant un DCA autour de 170 cm (graphique(b)).

tant est une impulsion transverse faible. Ainsi, la force du dipole est capable de les garder dans l'acceptance du spectromètre. Le deuxième maximum, présent dans la distribution en DCA des hadrons (figure 9.12), s'explique donc par le fait que l'impulsion transverse des particules, formées au niveau du bout de l'absorbeur frontal dans le tube du faisceau, s'étale entre 0 GeV/c et 2,5 GeV/c (figure 9.13(b)) et possède un maximum dans la région entre 0,25 GeV/c et 1 GeV/c.

De manière générale, les hadrons présentent une distribution en DCA plus large que celle des muons, comme le montre la figure 9.14 en comparaison des figures 9.4, 9.7 et 9.10. Finalement, les hadrons, et dans une moindre mesure les muons secondaires, sont les principaux responsables de la différence de forme entre les distributions du signal et du bruit. Cette différence est d'autant plus importante qu'elle permet de contraindre l'ajustement global de la distribution en DCA. L'analyse doit donc être faite en l'absence du système de déclenchement qui supprime la quasi-totalité des hadrons comme le montre la figure 9.15. En effet les graphiques de cette figure montrent la part occupée par, les muons, les hadrons

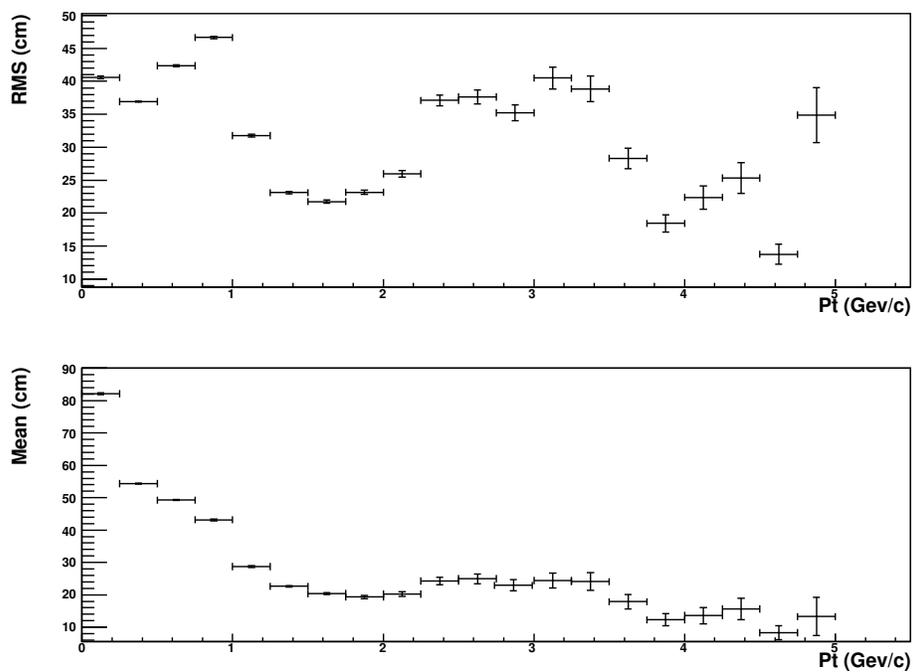
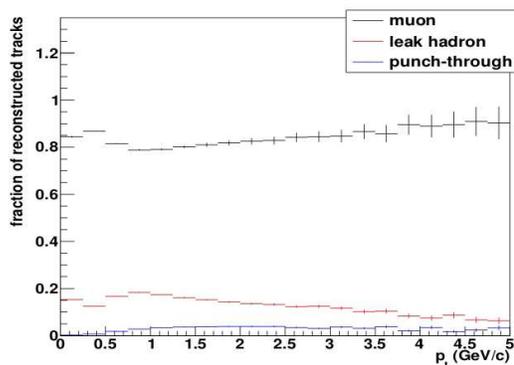
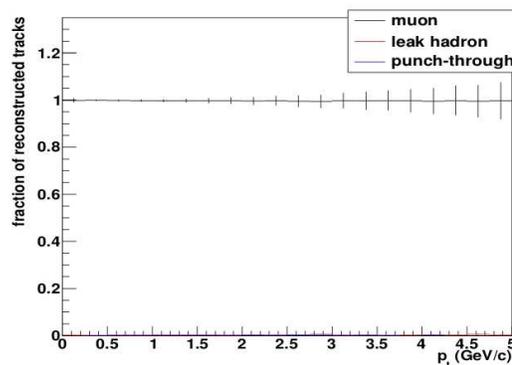


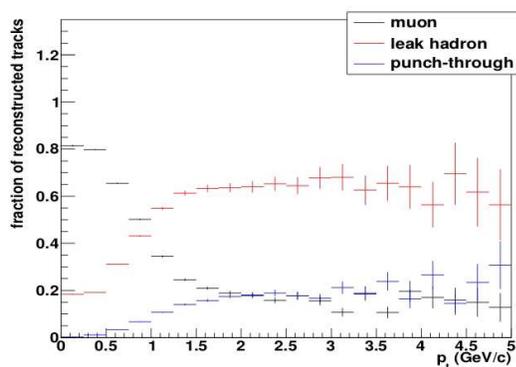
FIG. 9.14 – Valeur moyenne quadratique (en haut), et valeur moyenne (en bas) de la distribution en DCA des hadrons en fonction de l'impulsion transverse (GeV/c).



(a) Aucune coupure n'est appliquée sur les traces



(b) Les traces passant la coupure du système de déclenchement



(c) Les traces ne passant pas la coupure du système de déclenchement

FIG. 9.15 – Contribution relative au bruit de fond des hadrons du “punch through”, des hadrons provenant de l’absorbeur, des muons en fonction de l’impulsion transverse (GeV/c).

du “punch through”, et les autres hadrons, dans les traces reconstruites par le spectromètre, quand les traces ne sont pas contraintes par le système de déclenchement (graphique du haut), quand elles ne doivent passer le critère de déclenchement (graphique du centre), quand elle ne doivent pas le passer (graphique du bas). La condition de déclenchement est

de l'ordre de 1,5 GeV/c.

Les résultats issus de l'analyse du PDC08 montrent que les formes et l'évolution en fonction de l'impulsion transverse des distributions en DCA du bruit et du signal sont très différentes. La méthode DCA décrite dans le précédent chapitre doit donc pouvoir s'appliquer. Par la suite, des fonctions seront ajustées sur le signal et sur les diverses contributions du bruit de fond dans le but de reproduire leurs formes respectives.

9.3 Ajustement des distributions en DCA

La comparaison des distributions en DCA pour les différents types de traces dans le spectromètre à muons montre la présence de différences entre le signal et le bruit de fond. Les diffusions multiples dans l'absorbeur, qui gagnent en importance aux petites impulsions transverses, élargissent les distributions en DCA et interdisent une sélection en DCA trace par trace. Mais, la différence entre la forme des distributions sous-entend la possibilité d'extrapoler le signal au travers d'un ajustement de la distribution globale (voir § 8.2).

9.3.1 Ajustement du signal

La distribution du signal est ajustée par une fonction de Landau modifiée. Cet ajustement effectué sur les distributions en DCA du signal est présenté sur la figure 9.16 pour deux tranches en impulsion transverse ([0, 5; 1]; [1; 1, 5]).

Les graphiques de la figure 9.17, représentent le χ^2 normalisé (rapporté au nombre de degrés de liberté : χ^2/ndf) de l'ajustement (graphique supérieur) et l'erreur relative commise dans la détermination du nombre de muons (graphique inférieur), tel que :

$$\text{Error} = 100 \left(\frac{N_{\text{sig}} - N_{\text{réel}}}{N_{\text{réel}}} \right); \quad (9.2)$$

avec N_{sig} le paramètre libre de l'ajustement qui estime le nombre de muons du signal ; et $N_{\text{réel}}$ le nombre de muons du signal générés par la simulation. Ces graphiques attestent de la validité de l'ajustement pour des valeurs en impulsion comprises entre 0,25 GeV/c et 5 GeV/c.

- A plus faible impulsion, la diffusion multiple des particules dans l'absorbeur devient plus importante, la distribution en DCA s'élargit, se rapprochant d'une distribution plate. Les variations de formes deviennent importantes (même pour de petites variations en impulsion) et rendent moins précis l'ajustement.
- A plus haute impulsion, c'est le manque de statistique qui empêche d'effectuer un ajustement précis.

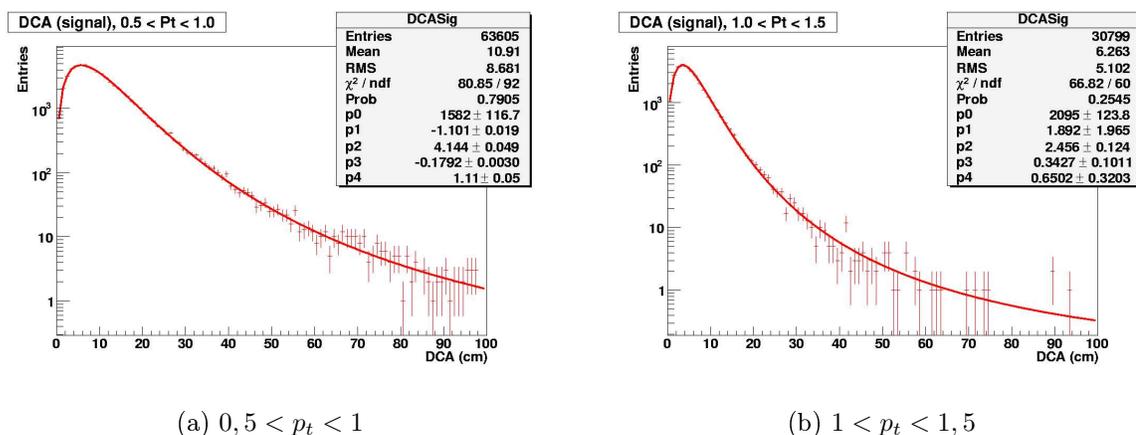


FIG. 9.16 – Ajustement des distributions en DCA des muons du signal pour deux tranches en impulsion transverse (en GeV/c).

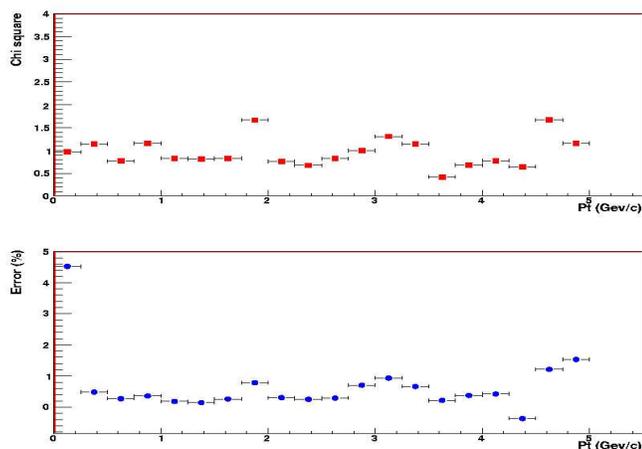


FIG. 9.17 – Qualité de l’ajustement des distributions en DCA des muons du signal (χ^2/ndf) et erreur relative commise sur le nombre de muons ajustés en fonction de l’impulsion transverse (rapport entre le nombre de muons simulés et le nombre de muons trouvés par l’ajustement exprimé en pourcent).

9.3.2 Ajustement du bruit de fond

La prise en compte des différents types de particules de bruit justifie un ajustement à l'aide d'un produit de deux fonctions :

- une fonction dérivant d'une fonction de Landau (les distributions en DCA des particules du bruit possèdent toutes une contribution comparable au signal) ;
- un polynôme du cinquième degré.

Les deux graphiques de la figure 9.18 représentent l'ajustement effectué sur les distributions en DCA du bruit pour deux tranches en impulsion transverse ($[0, 5; 1]$; $[1; 1, 5]$).

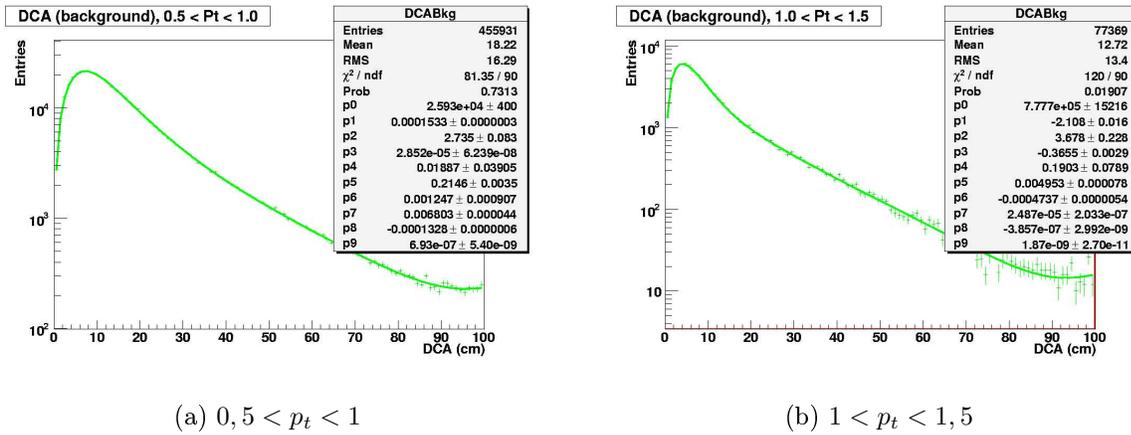


FIG. 9.18 – Ajustement des distributions en DCA des particules du bruit pour deux tranches en impulsion transverse (en GeV/c).

Une étude du χ^2 de l'ajustement rapporté au nombre de degrés de liberté et de l'erreur (calculée de la même manière que pour le signal, suivant l'équation 9.2) commise sur le nombre de muons ajustés permet de tester la validité de l'ajustement pour des valeurs en impulsion inférieures à 3 GeV/c comme le montre le graphique de la figure 9.19. Au dessus de ces valeurs, la statistique du bruit de fond est faible et devient difficile à ajuster avec précision. Bien que ceci n'interdit pas l'ajustement globale, car il est possible d'ajuster une fonction sur la distribution en DCA du signal jusqu'à 5 GeV/c, l'objectif étant la séparation du signal et du bruit, quand ce dernier devient négligeable il n'est plus nécessaire d'appliquer la méthode. Néanmoins, afin d'obtenir une gamme d'étude en impulsion transverse maximale, la méthode sera étudiée jusqu'aux limites de son application 5 GeV/c.

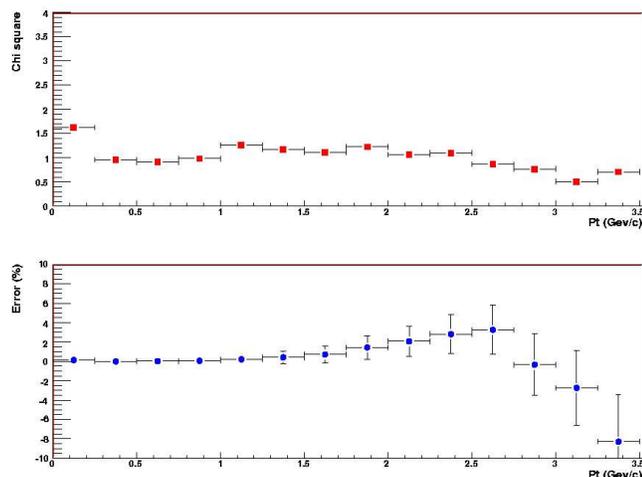


FIG. 9.19 – Qualité de l’ajustement des distributions en DCA des particules de bruit (χ^2/ndf) et erreur relative commise sur le nombre de particules ajusté en fonction de l’impulsion transverse (rapport entre le nombre de particules simulé et le nombre de particules trouvé par l’ajustement).

Finalement, les fonctions d’ajustements du signal et du bruit seront utilisées sur les données pour les impulsions inférieures à 5 GeV/c. La distribution en DCA des données simulées va être ajustée par ces fonctions suivant la méthode décrite dans le paragraphe 8.2.

9.4 Validité de la méthode DCA

Les graphiques de la figure 9.20 montrent la distribution en DCA totale simulée et la fonction d’ajustement obtenue à partir du signal et du bruit pour quatre tranches en impulsion transverse. Les points rouges représentent le signal simulé, les points verts le bruit simulé, les points bleus la somme et la courbe bleu l’ajustement global sur ces données. Si la méthode était parfaite, les paramètres d’ajustements nommés $p15$ et $p16$ seraient respectivement égaux au nombre de muons du signal et au nombre de particules du bruit de fond. Les graphiques de la figure 9.21, donne les valeurs du χ^2 de l’ajustement rapporté au nombre de degrés de liberté et l’erreur relative faite sur le nombre de muons du signal retrouvés par la méthode (voir l’équation 9.2). Ce graphique montre que cette erreur reste acceptable dans la gamme en impulsion visée par la méthode (entre 0,25 et 5 GeV/c), gamme où la production de muons provenant du charme doit dominer celle provenant de

9.4. VALIDITÉ DE LA MÉTHODE DCA

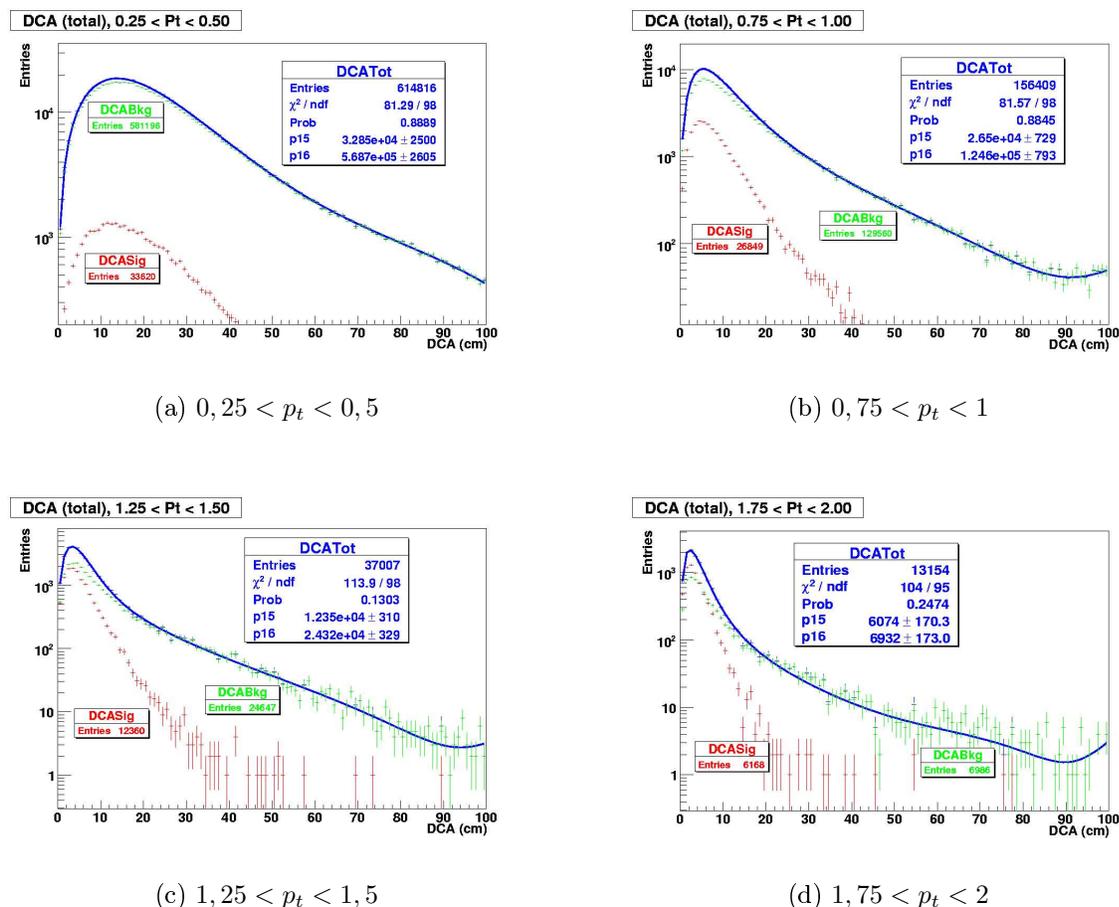


FIG. 9.20 – Ajustement via la méthode DCA des données simulées pour quatre tranches en impulsion transverse (en GeV/c).

la beauté. Néanmoins, cette méthode dépend fortement de la simulation et des modèles sous-jacents. Les erreurs systématiques doivent donc être étudiées.

Il est également important de noter que la qualité de la méthode est fonction du découpage en impulsion. En effet, la forme de la distribution en DCA étant dépendante de l'impulsion transverse, *a priori*, plus le découpage est fin, meilleur est l'ajustement, dans la limite de précision de mesure de l'impulsion transverse. Mais, ce découpage est également contraint par la statistique nécessaire dans chacune des zones afin d'assurer une bonne convergence des ajustements des distributions en DCA. Dans cette étude, des tranches

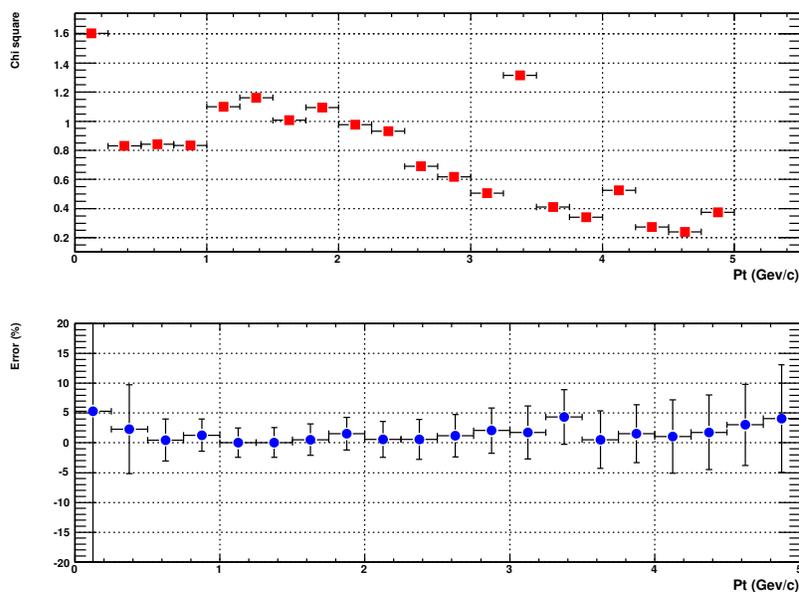


FIG. 9.21 – Qualité de l’ajustement des distributions en DCA des données simulées (χ^2/ndf) et erreur commise sur le nombre de muons du signal retrouvés.

larges de 0,25 GeV/c ont été utilisées car elles présentent le meilleur compromis aux vues de la statistique disponible.

9.5 Les erreurs systématiques

La méthode DCA est une méthode qui repose essentiellement sur des simulations. Ceci peut générer des erreurs systématiques importantes qu’il est nécessaire d’évaluer afin de déterminer sa fiabilité. Ici, les ajustements en DCA sont appliqués par tranche en impulsion transverse. Cela permet non seulement de quantifier le nombre de muons par tranche en impulsion en fonction du type de la particule émettrice, mais également d’obtenir un meilleur ajustement de la distribution. Néanmoins, ceci requiert une connaissance précise de la forme de la distribution en DCA du signal et du bruit dans chacune des tranches en impulsion transverse. Or, l’erreur sur la forme de ces distributions est dépendante, des imperfections dans la description de l’absorbeur, et des interactions en son sein qui affectent l’angle des traces ainsi que leur composition.

Le meilleur moyen d’estimer les erreurs systématiques serait de faire des simulation en

utilisant différents codes de transport de particules dans l'absorbeur. En particulier, la comparaison entre les données du PDC08 et des résultats obtenus en remplaçant GEANT3 par FLUKA [182], pourrait offrir une bonne estimation de l'erreur. Malheureusement, des difficultés techniques avec l'utilisation de FLUKA sur la grille repoussent la possibilité d'une étude plus détaillée.

Néanmoins, il est possible d'obtenir une estimation des erreurs commises en modifiant "à la main" la forme des distributions. Cette étude n'est clairement pas quantitative mais plutôt qualitative dans le but d'obtenir un ordre de grandeur des erreurs systématiques.

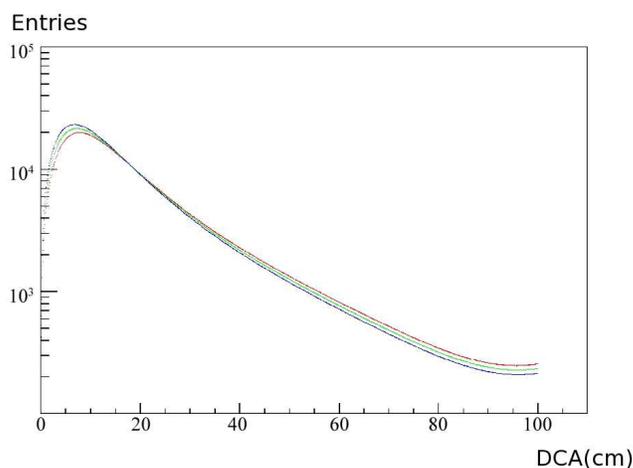


FIG. 9.22 – Modification de la distribution en DCA du bruit de fond. En bleu le maximum est augmenté de 5 % et le minimum diminué d'autant, en rouge la maximum est diminué de 5 % et le minimum augmenté de 5 %.

Comme le montre la figure 9.22, la distribution en DCA est modifiée en changeant de plus ou moins cinq pourcent son maximum et son minimum. Les résultats concernant les erreurs systématiques (équation 9.2) sont présentés sur la figure 9.23 en fonction de l'impulsion transverse. Cette figure montre que les erreurs systématiques sont, dans un grand nombre de cas inférieures à 25 % et peuvent atteindre les 60 % dans certain cas.

9.6 Conclusion sur le DCA dans ALICE

La méthode DCA présentée ici doit permettre d'extraire la contribution des muons provenant des saveurs lourdes parmi les muons mesurés dans le spectromètre à muons d'ALICE.

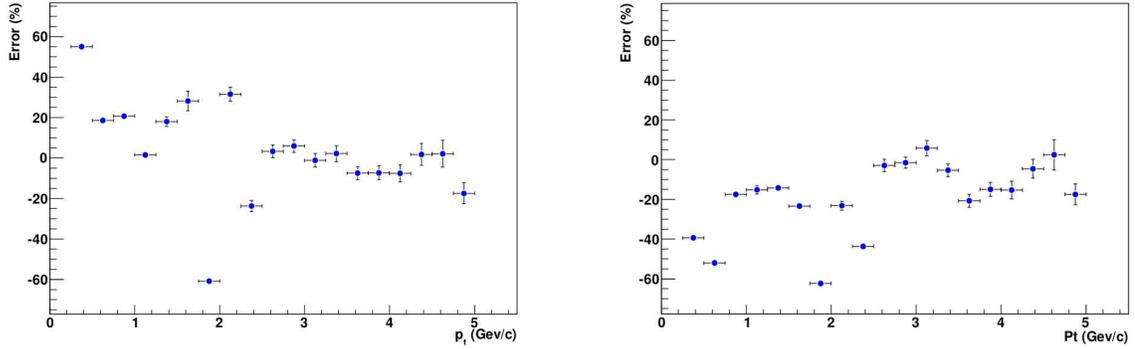


FIG. 9.23 – Erreurs systématique pour une variation du maximum (minimum) de la distribution en DCA de +5 % (−5 %) à droite et −5 % (+5 %) à gauche.

Cette méthode utilise la distribution en DCA totale des particules détectées par le spectromètre (simulée ou réelle), la distribution en DCA des muons simples provenant des saveurs lourdes (simulées uniquement) et la distribution en DCA du reste des particules constituant un bruit de fond (simulée uniquement). Les formes différentes des distributions du signal et du bruit, obtenue par simulation, permettent l'extraction de ces deux composantes de la distribution globale mesurée, et cela grâce à un ajustement combiné de cette dernière. Cette différence de forme, nécessaire à la bonne convergence de l'ajustement global, est principalement liée à la contribution des hadrons qui sont détectés par les chambres de trajectographie et reconstruits comme des muons. Ceci nous oblige à utiliser la totalité des traces reconstruites sans tenir compte de la sélection du système de déclenchement.

Les résultats, issus de l'analyse du PDC08, montrent que la contribution des muons provenant de saveurs lourdes peut être déterminée avec une erreur statistique de l'ordre de 5% dans la région $0,25 < p_t < 5$ GeV/c. Néanmoins, la méthode étant basée sur des simulations, la principale source d'erreurs se trouvent être systématiques. Celles-ci sont liées aux imperfections sur la description physique de l'absorbeur frontal du spectromètre qui génèrent des incertitudes sur la forme de la distribution en DCA.

Finalement, cette méthode peut devenir une des clés permettant l'étude du charme aux faibles impulsions. Néanmoins, elle ne peut être utilisée que dans le cas d'une bonne cohérence entre la distribution en DCA qui sera mesurée par le spectromètre et celle obtenue par les simulations.

Cinquième partie

Conclusions

Chapitre 10

Conclusions

Le spectromètre à muons d'ALICE est un détecteur dédié à la mesure des muons dans les collisions d'ions lourds au LHC. Ce spectromètre possède un système de trajectographie et un système de déclenchement. Bien que ces deux éléments soient essentiels au bon fonctionnement du détecteur, ce document est prioritairement dédié au premier. Dans ce cadre, deux aspects de la détection des muons par les chambres de trajectographie ont été traités.

Le premier se place en amont de l'analyse des données car il se focalise sur la qualité des mesures effectuées. L'efficacité intrinsèque des chambres de trajectographie est en effet une charnière entre la mesure brute du spectromètre et les phénomènes physiques correspondants. Les objectifs du premier volet de cette thèse était donc, de pouvoir comparer le calcul de l'efficacité intrinsèque des chambres à sa mesure expérimentale, et de replacer cette efficacité dans le cadre du calcul d'efficacité global et d'acceptance du spectromètre. Pour cela, une méthode a été mise en place et testée sur des simulations. Cette méthode, qui sera par la suite appliquée aux données réelles, vérifie station par station la détection du point de passage des muons. Elle prend en compte les différents biais dus au système de reconstruction des traces de muons, typiquement les chevauchements de lattes ou les critères imposés par l'algorithmes de reconstruction. Elle donne l'efficacité intrinsèque de chaque chambre en fonction de la position sur les éléments de détection. Elle fonctionne à partir des ESD (Event Summary Data) et s'applique donc de la même manière aux données réelles et aux données simulées. De plus, la méthode permettant un calcul local de l'efficacité, il est possible de créer des cartes d'efficacité. Ces cartes peuvent ensuite être utilisées dans la simulation pour reproduire les données réelles et ainsi corriger de l'efficacité.

Par ce biais, une étude de l'efficacité a été entreprise. Pour cela, des défaillances techniques, pouvant apparaître réellement, ont été simulées. Ainsi, il a été établi que le bon fonctionnement du spectromètre (efficacité supérieur à 90 %) passe par une bonne réponse, dans la totalité du spectromètre, de plus de 90 % des canaux de détections et de plus de

85 % des cartes MANU. Ces conditions, quelque peu restrictives, le sont moins lorsque ces défaillances se trouvent au coeur d'une même station grâce à la compensation d'une chambre par rapport à sa partenaire qui autorise jusqu'à 25 % de défaillance technique. Ces conclusions proviennent, d'une part, de la volonté de garder une efficacité intrinsèque, et par là même une efficacité globale, au meilleur niveau, et d'autre part des limitations dues à la méthode elle-même. Il est en effet difficile de calculer l'efficacité intrinsèque dans le cas de zones mortes nombreuses ou concentrées spatialement (demi-chambre complète défaillante). Bien que ceci n'interdise pas le calcul de l'efficacité dans la totalité du spectromètre, cela le rend inopérant voir incorrect dans la ou les stations concernées. La présence d'importantes zones mortes étant facilement visible sur les données elle peut, néanmoins être prise en compte pour le calcul d'efficacité globale.

Le second volet de cette thèse porte sur l'analyse des données. Il explore la possibilité d'extraire, des mesures du spectromètre, le nombre de muons simples provenant du charme et de la beauté aux faibles impulsions transverses ($< 3 - 4$ GeV/c) via la méthode DCA (Distance Closest Approach). Or, alors que théoriquement certaines contributions sont dominantes pour de plus hautes tranches en impulsion (au delà de $20 - 30$ GeV/c les muons issus des bosons W dominant en quantité et entre 4 et $20 - 30$ GeV/c les muons issus de la beauté sont plus nombreux), pour les faibles impulsions transverses, la contribution des muons provenant de décroissance de particules charmées ou belles et celle provenant des pions ou des kaons (on trouve également des hadrons détectés comme des muons) sont comparables. Ainsi, il y a, à basse impulsion transverse, une pollution mutuelle des signaux qui doivent être séparés. Cependant, il est connu que, du fait de la particule mère, ces muons ne sont pas émis à la même distance du point d'interaction. En effet, quand les particules charmées provenant de la collision décroissent vite, donc proche du point d'interaction (quelques micromètres) les autres décroissent à des distances d'un ordre de grandeur supérieur. La méthode va donc distinguer les particules en fonction de cette distance, le DCA. Cependant, pour le spectromètre, l'absence de détecteur entre le point d'interaction et l'absorbeur (l'ITS ne couvre pas cette acceptation) oblige la mesure du DCA par extrapolation des traces jusqu'au plan transverse de la collision. Or cette extrapolation est compliquée par l'absorbeur frontal, et par là, interdit la séparation des muons trace par trace. Ainsi, la méthode DCA pour le spectromètre à muons est une méthode statistique qui repose sur des ajustements combinés sur les distributions en DCA des muons issus des saveurs lourdes et ceux (qui peuvent aussi être des hadrons) décroissant d'autres particules. La méthode exposée permet finalement une bonne séparation des traces (< 5 % d'erreur statistique) dans la gamme en impulsion visée (entre $0,25$ GeV/c et 5 GeV/c par tranche en impulsion de $0,25$ GeV/c). Néanmoins, cette méthode est dépendante des simulations et ne fonctionne parfaitement que si les distributions en impulsion transverse et en DCA sont bien reproduites. Dans le cas contraire, l'étude montre, qualitativement, que des erreurs sur les distributions, notamment sur la distribution en DCA, peuvent impliquer des erreurs systématiques importantes.

Finalement, les sujets exposés dans ce travail de thèse devront par la suite être confrontés aux données réelles.

D'une part, la méthode de calcul de l'efficacité intrinsèque des chambres de trajectographie doit être appliquée aux données réelles, non seulement pour la replacer dans le calcul de l'efficacité globale du détecteur, mais également dans le but de comparer la simulation du détecteur et ses capacités réelles. Cette méthode possède en outre la flexibilité nécessaire pour s'adapter, le cas échéant, à la configuration réelle du détecteur (dans le cas où certains des éléments de détection ne serait pas utilisés par exemple, ou encore dans le cas d'un changement dans l'algorithme de reconstruction).

D'autre part, l'application de la méthode DCA implique une confrontation entre les distributions en DCA simulées et les distributions réelles. Dans le cas de divergences entre ces distributions les différents paramètres de la simulation (génération, transport, réponse) devront être réévaluée, dans le cas contraire, la méthode permettra une bonne extraction des muons du charme et de la beauté.

Bibliographie

- [1] Siegfried Bethke. Experimental tests of asymptotic freedom. *Prog. Part. Nucl. Phys.*, 58 :351–386, 2007.
- [2] Frithjof Karsch. Lattice QCD at high temperature and density. *Lect. Notes Phys.*, 583 :209–249, 2002.
- [3] Lhc design report. Technical report.
- [4] Ralf Rapp. Intermediate-mass dileptons at the CERN-SPS and RHIC. 2000.
- [5] Y. Bai. *Anisotropic Flow Measurements in STAR at the Relativistic Heavy Ion Collider*. PhD thesis, NIKHEF et Utrecht University.
- [6] J. Takahashi and R. Derradi de Souza. Strangeness production in STAR. 2008.
- [7] R. Arnaldi et al. J/psi suppression in In In collisions at 158- GeV/nucleon. *Nucl. Phys.*, A783 :261–268, 2007.
- [8] K. J. Eskola, V. J. Kolhinen, and P. V. Ruuskanen. Scale evolution of nuclear parton distributions. *Nucl. Phys.*, B535 :351–371, 1998.
- [9] Z. Conesa del Valle. Electroweak boson detection in the ALICE muon spectrometer. *Eur. Phys. J.*, C49 :149–154, 2007.
- [10] Alice-int-2003-038. 2003.
- [11] F. Yermia. Mesures des saveurs lourdes avec le spectromètre à muons d’ALICE au LHC ; IPN, LYON.
- [12] R. Geller. Electron cyclotron resonance ion sources and ecr plasma. 1996.
- [13] P. Ludwig G. Melin, M. Delaunay. Source a résonance cyclotronique électronique pour la production d’ions multichargés en milieu hostile. 1998.
- [14] M. Schlapp et al. A new 14 ghz electron-cyclotron-resonance ion source (ecris) for the heavy ion accelerator facility atlas. *US D.O.E Nuclear Physics*.
- [15] C. Carli. Leir commissioning. 2006.
- [16] M. Chanel L. Dumas R. Scrivens F. Roncarolo, C. Carli. Design and validation with measurements of the leir injection line, 2006.

-
- [17] E. Gunzig M. Lachièze-Rey. *Le Rayonnement Cosmologique : trace de l'univers primordiale*. ISBN 2-225-84924-2. Edition Masson, 1995.
- [18] P.J.E Peebles. *Principles of Physical Cosmology*. Princeton Series in Physics, 1993.
- [19] R. Cannenpasse-Riffard. *Physique de la Matière*. ISBN 2-87211-058-5. Collection Ressurgence, 2001.
- [20] T. Lehner. *L'état de Plasma : le feu de l'univers*. ISBN 2-7117-5357-3. Edition Vuibert, 2004.
- [21] Luc Brisson De Iraj Nikseresht, Nikseresht Iraj. *Démocrite, Platon et la physique des particules élémentaires*. L'Harmattan, 2007.
- [22] W. M. Yao et al. Review of particle physics. *J. Phys.*, G33 :1–1232, 2006.
- [23] *Nuclear and particles physics*, volume 33 of *ISSN 0954-3899*. Institute of physics, 2006.
- [24] A D.Martin F. Halzen. *Quarks and Leptons : an introduction course in modern particle physics*. ISBN 0471-88741-2. John Wiley and Sons, 1984.
- [25] A. Chodos, R. L. Jaffe, K. Johnson, Charles B. Thorn, and V. F. Weisskopf. A New Extended Model of Hadrons. *Phys. Rev.*, D9 :3471–3495, 1974.
- [26] F. Wilczek D. J. Gross. Ultraviolet behaviour of non-abelian gauge theories. *Phys. Rev. Lett.*, 1973.
- [27] H. David Politzer. RELIABLE PERTURBATIVE RESULTS FOR STRONG INTERACTIONS? *Phys. Rev. Lett.*, 30 :1346–1349, 1973.
- [28] J. Stachel P. Braun-Munzinger. The quest for the quark-gluon plasma. *Nature*, 448 :302–309, 2007.
- [29] J.P. Uzan P. Peter. *Cosmologie primordiale*. ISBN 2-7011-3664-4. Edition Belin, 2005.
- [30] <http://map.gsfc.nasa.gov>.
- [31] Volker Koch. Introduction to Chiral Symmetry. 1995.
- [32] R. Hagedorn. Statistical thermodynamics of strong interactions at high energies. *Nuovo Cimento Supplemento*, 3, 1965.
- [33] John C. Collins and M. J. Perry. Superdense Matter : Neutrons Or Asymptotically Free Quarks? *Phys. Rev. Lett.*, 34 :1353, 1975.
- [34] Simon Hands. The phase diagram of QCD. *Contemp. Phys.*, 42 :209–225, 2001.
- [35] D. A. Smith L. Guillemot. Pulsar Timing for the Fermi Gamma-ray Space Telescope. *Astronomy and Astrophysics*, v7, 2008.
- [36] Glast, url <http://fermi.gsfc.nasa.gov/>.
- [37] J. M. Lattimer and M. Prakash. The physics of neutron stars. *Science*, 304 :536–542, 2004.

- [38] Thomas Schafer and Edward V. Shuryak. Phases of QCD at high baryon density. *Lect. Notes Phys.*, 578 :203–217, 2001.
- [39] K. Ibrahim et al. Simulation of the Lattice QCD and Technological Trends in Computation. 2008.
- [40] Zoltan Fodor. Lattice QCD results at finite temperature and density. *Nucl. Phys.*, A715 :319–328, 2003.
- [41] Lhc@home : <http://athome.web.cern.ch/athome/lhc>.
- [42] <http://project-i-lhc.web.cern.ch/project-i-lhc/overview.htm>.
- [43] M. Von Ardenne. Tabellen der Elektronenphysik, Ionenphysik, und Ubermikroskopie I. 544-549, 1956.
- [44] J. A. Fasolo. Analysis of von Ardenne's Duoplasmatron and comparison with the Livermore High Current Ion Injector. *LRL Engineering note*, CVL-1, 1957.
- [45] Mohamed .E Abdelaziz and Ahmed M. Ghander. A study of a duoplasmatron ion source with an expansion cup. *UAR Atomic Energy Establishment*, Cadro, Egypt, UAR, 1967.
- [46] R. Pauthenet J. Chavanne, J. Laforest. Nd-fe-b magnets for field configuration, transaction on magnetics. 24, 1988.
- [47] M. Weiss. The RFQ2 complex : The future injector to CERN Linac 2. Prepared for 3rd European Particle Accelerator Conference (EPAC 92), Berlin, Germany, 1992.
- [48] K. Hank. An achromatic Optics for the LINAC 2 to Booster Transfer Line. *European Organization for Nuclear Research*, CERN - AB Department, 2006.
- [49] C.J Gardner. Rigidity, magnetic field, and inflector voltage based on frequency measurements in booster. 2003.
- [50] M. Benedikt (ed.). The PS Complex as Proton Pre-Injector for the LHC - Design and Implementation Report. 2000.
- [51] B. Goddard P. Collier. The sps as lhc injector. 2001.
- [52] G. Unal. Physique du lhc, 2004.
- [53] M. Placidi E. Tsismelis R. Assmann, J.P Koutchouk. Measurement of the relative luminosity at the LHC. CERN, CH-1211 Geneva 23.
- [54] Walter Gloeckle and Y. Nogami. RELATIVISTIC DYNAMICS AND LORENTZ CONTRACTION. *Phys. Rev.*, D35 :3840–3846, 1987.
- [55] R. J. Glauber. HIGH-ENERGY COLLISION THEORY. In *Lo, S.Y. (ed.) : Geometrical pictures in hadronic collisions*, 83-182. (see Book Index).
- [56] H. J. Drescher, M. Hladik, S. Ostapchenko, T. Pierog, and K. Werner. Parton-based Gribov-Regge theory. *Phys. Rept.*, 350 :93–289, 2001.

-
- [57] J. D. Bjorken. Highly relativistic nucleus-nucleus collisions : The central rapidity region. 1983.
- [58] Z. Conesa Del Valle. *Performance of the ALICE muon spectrometer. Weak boson production and measurement in heavy-ion collisions at LHC*. PhD thesis, Université de Nantes, Universitat Autònoma de Barcelona.
- [59] Edward V. Shuryak. Quantum Chromodynamics and the Theory of Superdense Matter. *Phys. Rept.*, 61 :71–158, 1980.
- [60] K. Kajantie and H. I. Miettinen. Temperature Measurement of Quark-Gluon Plasma Formed in High-Energy Nucleus-Nucleus Collisions. *Zeit. Phys.*, C9 :341, 1981.
- [61] M. M. Aggarwal et al. Direct photon production in 158-A-GeV Pb-208 + Pb-208 collisions. 2000.
- [62] M. M. Aggarwal et al. Observation of direct photons in central 158-A-GeV Pb-208 + Pb-208 collisions. *Phys. Rev. Lett.*, 85 :3595–3599, 2000.
- [63] E. Scapparini et al. Intermediate mass muon pair continuum in Pb Pb collisions at 158-GeV/c. *Nucl. Phys.*, A610 :331c–341c, 1996.
- [64] M. Masera. Dimuon production below mass 3.1 GeV/c² in p W and S W interactions at 200-A/GeV/c. *Nucl. Phys.*, A590 :93c–102c, 1995.
- [65] M. C. Abreu et al. Enhancement of intermediate mass dimuons in nucleus nucleus collisions at the CERN SPS. *Nucl. Phys.*, A698 :539–542, 2002.
- [66] M. Floris. Results on the intermediate mass region and on phi production from the NA60 experiment. *J. Phys.*, G35 :044036, 2008.
- [67] R. Shahoyan. NA60 results on charm and intermediate mass dimuons' production in In In 158-GeV/A collisions. *J. Phys.*, G34 :S1029–S1032, 2007.
- [68] Jean-Yves Ollitrault. Anisotropy as a signature of transverse collective flow. *Phys. Rev.*, D46 :229–245, 1992.
- [69] Arthur M. Poskanzer and S. A. Voloshin. Methods for analyzing anisotropic flow in relativistic nuclear collisions. *Phys. Rev.*, C58 :1671–1678, 1998.
- [70] B. Alver et al. Elliptic Flow, Initial Eccentricity and Elliptic Flow fluctuations in Heavy Ion Collisions at RHIC. 2007.
- [71] H. Masui. Anisotropic flow in $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV Cu + Cu and Au + Au collisions at PHENIX. *Nucl. Phys.*, A774 :511–514, 2006.
- [72] C. Adler et al. Azimuthal anisotropy and correlations in the hard scattering regime at RHIC. *Phys. Rev. Lett.*, 90 :032301, 2003.
- [73] Peter F. Kolb, Josef Sollfrank, and Ulrich W. Heinz. Elliptic and hexadecupole flow from AGS to LHC energies. *Phys. Lett.*, B459 :667–673, 1999.
- [74] Peter F. Kolb, Josef Sollfrank, and Ulrich W. Heinz. Anisotropic transverse flow and the quark-hadron phase transition. *Phys. Rev.*, C62 :054909, 2000.

- [75] P. Huovinen, P. F. Kolb, Ulrich W. Heinz, P. V. Ruuskanen, and S. A. Voloshin. Radial and elliptic flow at RHIC : Further predictions. *Phys. Lett.*, B503 :58–64, 2001.
- [76] Johann Rafelski. STRANGENESS IN QUARK - GLUON PLASMA. *South Afr. J. Phys.*, 6 :37, 1983.
- [77] M. Estienne. *Propriétés chimiques et dynamiques des collisions d'ions lourds aux énergies du RHIC par la mesure de la production des baryons doublement étranges dans l'expérience STAR*. PhD thesis, Université de Nantes, faculté des sciences et des techniques.
- [78] Michael K. Mitrovski et al. Strangeness production at SPS energies. *J. Phys.*, G32 :S43–S50, 2006.
- [79] J. D. Bjorken. Energy Loss of Energetic Partons in Quark - Gluon Plasma : Possible Extinction of High p(t) Jets in Hadron - Hadron Collisions. FERMILAB-PUB-82-059-THY.
- [80] John Adams et al. Experimental and theoretical challenges in the search for the quark gluon plasma : The STAR collaboration's critical assessment of the evidence from RHIC collisions. *Nucl. Phys.*, A757 :102–183, 2005.
- [81] I. Arsene et al. Transverse momentum spectra in Au + Au and d + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV and the pseudorapidity dependence of high p(T) suppression. *Phys. Rev. Lett.*, 91 :072305, 2003.
- [82] Stephen Scott Adler et al. Absence of suppression in particle production at large transverse momentum in $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV d + Au collisions. *Phys. Rev. Lett.*, 91 :072303, 2003.
- [83] B. B. Back et al. Centrality dependence of charged hadron transverse momentum spectra in d + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. *Phys. Rev. Lett.*, 91 :072302, 2003.
- [84] John Adams et al. Evidence from d + Au measurements for final-state suppression of high p(T) hadrons in Au + Au collisions at RHIC. *Phys. Rev. Lett.*, 91 :072304, 2003.
- [85] Phenix home page, url <http://www.phenix.bnl.gov/>.
- [86] Star home page, url <http://www.star.bnl.gov/>.
- [87] Brahms, url <http://www4.rcf.bnl.gov/brahms>.
- [88] Phobos home page, url <http://www.phobos.bnl.gov/>.
- [89] T. Matsui and H. Satz. J/psi Suppression by Quark-Gluon Plasma Formation. *Phys. Lett.*, B178 :416, 1986.
- [90] N. Brambilla et al. Heavy quarkonium physics. 2004.
- [91] Takashi Umeda and Hideo Matsufuru. Charmonium properties at finite temperature on quenched anisotropic lattices. *Nucl. Phys. Proc. Suppl.*, 140 :547–549, 2005.

-
- [92] M. B. Oktay, M. J. Peardon, J. I. Skullerud, G. Aarts, and C. R. Allton. Charmonium properties in the quark-gluon plasma. *PoS, LAT2007* :227, 2007.
- [93] M. Asakawa and T. Hatsuda. J/psi and eta/c above the deconfinement phase transition. *J. Phys.*, G30 :S1337–S1340, 2004.
- [94] J. P. Lansberg. J/psi, psi' and Upsilon production at hadron colliders : A review. *Int. J. Mod. Phys.*, A21 :3857–3916, 2006.
- [95] Helmut Satz. Colour deconfinement in nuclear collisions. *Rept. Prog. Phys.*, 63 :1511, 2000.
- [96] R. Granier de Cassagnac. Le plasma de quarks et de gluons sondes prédites et étudiées au sps. 2005.
- [97] Vi Nham Tram. *Etude de la Production du J/Ψ dans les collisions Or-Or à 200 GeV par paire de nucléons dans l'expérience PHENIX*. PhD thesis, 2006.
- [98] Geoffrey T. Bodwin, Eric Braaten, and G. Peter Lepage. Rigorous QCD analysis of inclusive annihilation and production of heavy quarkonium. *Phys. Rev.*, D51 :1125–1171, 1995.
- [99] Tevatron, fermi national accelerator laboratory home page, <http://www-bdnew.fnal.gov/tevatron/>.
- [100] M. J. Leitch. Progress Towards Understanding Quarkonia at PHENIX. 2008.
- [101] Carleton E. Detar. PSEUDODECONFINEMENT AND DYNAMICAL CONFINEMENT IN THE QUARK PLASMA. *Phys. Rev.*, D37 :2328, 1988.
- [102] Yu. A. Simonov. Strong interaction and bound states in the deconfinement phase of QCD. *Phys. Lett.*, B619 :293–304, 2005.
- [103] C. Baglin et al. J / psi production in collisions of proton, oxygen and sulfur with heavy targets at 200-GeV/N (In French). *Can. J. Phys.*, 67 :1222–1227, 1989.
- [104] C. Baglin et al. Study of J / psi production in p U, O U and S U interactions at 200-GeV per nucleon. *Phys. Lett.*, B255 :459–465, 1991.
- [105] M. C. Abreu et al. J / psi and Drell-Yan cross-sections in Pb Pb interactions at 158 GeV/c per nucleon. *Phys. Lett.*, B410 :327–336, 1997.
- [106] M. C. Abreu et al. Evidence for deconfinement of quarks and gluons from the J/psi suppression pattern measured in Pb Pb collisions at the CERN-SPS. *Phys. Lett.*, B477 :28–36, 2000.
- [107] B. Alessandro et al. Charmonia and Drell-Yan production in proton-nucleus collisions at the CERN SPS. *Phys. Lett.*, B553 :167–178, 2003.
- [108] Ermias T. Atomssa. J/psi suppression measurements by the PHENIX experiment at RHIC. Prepared for 15th International Workshop on Deep-Inelastic Scattering and Related Subjects (DIS2007), Munich, Germany, 16-20 Apr 2007.

- [109] M. Arneodo et al. The Structure Function ratios $F_2(\text{li}) / F_2(\text{D})$ and $F_2(\text{C}) / F_2(\text{D})$ at small x . *Nucl. Phys.*, B441 :12–30, 1995.
- [110] Robert L. Thews and Johann Rafelski. J/psi production at RHIC in a QGP. *Nucl. Phys.*, A698 :575–578, 2002.
- [111] P. Braun-Munzinger and J. Stachel. (Non)thermal aspects of charmonium production and a new look at J/psi suppression. *Phys. Lett.*, B490 :196–202, 2000.
- [112] Alice home page, url <http://aliceinfo.cern.ch/>.
- [113] Atlas home page, url <http://atlas.ch/>.
- [114] Cms home page, url <http://cms.cern.ch/>.
- [115] Lhcb home page, url <http://lhcb.web.cern.ch/lhcb/>.
- [116] Totem, url <http://totem.web.cern.ch/totem/>.
- [117] Lhcf home page, url <http://www.stelab.nagoya-u.ac.jp/lhcf/>.
- [118] ALICE Collaboration. Technical Proposal. CERN/LHCC/95-71, 1995.
- [119] ALICE Collaboration. Technical Proposal Addendum 1. CERN/LHCC/96-32, 1996.
- [120] ALICE Collaboration. Technical Proposal Addendum 2. CERN/LHCC/99-13, 1999.
- [121] (ed.) Alessandro, B. et al. ALICE : Physics performance report, volume II. *J. Phys.*, G32 :1295–2040, 2006.
- [122] (ed.) Carminati, F. et al. ALICE : Physics performance report, volume I. *J. Phys.*, G30 :1517–1763, 2004.
- [123] ALICE Collaboration. Technical Design Report of Inner Tracking System. CERN/LHCC/1999-12, 1999.
- [124] ALICE Collaboration. Technical Design Report of Time-Projection Chamber. CERN/LHCC/2000-01, 2000.
- [125] ALICE Collaboration. Technical Design Report of the Transition Radiation Detector. CERN/LHCC/2001-21, 2001.
- [126] ALICE Collaboration. Technical Design Report of Time Of Flight Detector. CERN/LHCC/2000-12, 2000.
- [127] ALICE Collaboration. Technical Design Report of Time Of Flight Detector, Addendum. CERN/LHCC/2002-16, 2002.
- [128] ALICE Collaboration. Technical Design Report of High-Momentum Particle Identification Detector. CERN/LHCC/1998-22, 1998.
- [129] ALICE Collaboration. Technical Design Report of the Photon Spectrometer. CERN/LHCC/1999-04, 1999.
- [130] ALICE Collaboration. Technical Design Report of the Photon Multiplicity Detector. CERN/LHCC/1999-32, 1999.

-
- [131] ALICE Collaboration. Technical Design Report of the Photon Multiplicity Detector, Addendum-1. CERN/LHCC/2003-38, 2003.
- [132] ALICE Collaboration. Technical Design Report of the Zero-Degree Calorimeter. CERN/LHCC/1999-05, 1999.
- [133] ALICE Collaboration. Technical Design Report the Forward Detectors. CERN/LHCC/2004-25, 2004.
- [134] ALICE Collaboration. Technical Design Report of the Forward Muon Spectrometer. CERN/LHCC/1999-22, 1999.
- [135] ALICE Collaboration. Technical Design Report of the Forward Muon Spectrometer, Addendum-1. CERN/LHCC/2000-46, 2000.
- [136] Sands Feynman, Leighton. *Electromagnétisme*. Inter Edition, 1992.
- [137] T. Bressani J. Favier C. Zupancic G. Charpak, R. Bouclier. The use of multiwire proportional counters to select and localize charged particles. *Nuclear Instrument and Methods*, 62 :262, 1968.
- [138] G. Charpak, D. Rahm, and H. Steiner. Some developments in the operation of multiwire proportional chambers. *Nucl. Instrum. Meth.*, 80 :13–34, 1970.
- [139] Georges Charpak and Brian Southworth. New Particle Detectors : The Multiwire Proportional Chamber and the Drift Chamber. CERN-SIS-PU-77-08.
- [140] G. Charpak and F. Sauli. High-resolution Electronic Particle Detectors. *Annual Review of Nuclear and Particle Science*, 34 :285–350, 1984.
- [141] Mohamed Khalil Boudjemline. *Etude des chambres de trajectographie CPC du spectromètre DIMUON d'ALICE*. PhD thesis, Université de Nantes, EMN-Ecole des Mines de Nantes.
- [142] C. Finck. *Les détecteurs gazeux associés à la physique des collisions d'ions lourds*. 2008.
- [143] Aliroot, url <http://aliceinfo.cern.ch/offline/>.
- [144] The root system home page : <http://root.cern.ch/>.
- [145] Torbjorn Sjostrand. PYTHIA 8 Status Report. 2008.
- [146] Torbjorn Sjostrand, Stephen Mrenna, and Peter Skands. PYTHIA 6.4 physics and manual. *JHEP*, 05 :026, 2006.
- [147] Torbjorn Sjostrand et al. High-energy-physics event generation with PYTHIA 6.1. *Comput. Phys. Commun.*, 135 :238–259, 2001.
- [148] H. U. Bengtsson and G. Ingelman. THE LUND MONTE CARLO FOR HIGH P(T) PHYSICS. *Comput. Phys. Commun.*, 34 :251, 1985.
- [149] Miklos Gyulassy and Xin-Nian Wang. HIJING 1.0 : A Monte Carlo program for par-ton and particle production in high-energy hadronic and nuclear collisions. *Comput. Phys. Commun.*, 83 :307, 1994.

- [150] A. Ferrari, P. R. Sala, A. Fasso, and J. Ranft. FLUKA : A multi-particle transport code (Program version 2005). CERN-2005-010.
- [151] Aaaa Foreword. Copyright notice geant– detector description and simulation tool.
- [152] ALICE Collaboration. Technical Design Report of the Trigger, Data Acquisition, High Level Trigger and Control System. CERN/LHCC/2003-062, 2003.
- [153] ALICE Collaboration. Technical Proposal for A Large Ion Collider Experiment at the CERN LHC. CERN/LHCC/1995-71, 1998.
- [154] Alice detector control system : <http://alicedcs.web.cern.ch/alicedcs/>.
- [155] G. Bruckner F. Carminati. ALICE Offline Bible. Version 0.00 (Rev.22), 2007.
- [156] L. Robertson et al J. Knobloch. LHC Computing Grid Technical Design Report. LCG-TDR-001, CERN-LHCC-2005-024, 2005.
- [157] Monalisa repository for alice : <http://pcalimonitor.cern.ch/>.
- [158] F. Malek F. Hernandez. Projet LCG-France; <https://edms.in2p3.fr/file/I-003682/1/LCG-FranceDefinitionDuProjet-2005-09-20.pdf> year =.
- [159] P. Saiz L. Aphecette et al. AliEn - ALICE environment on the GRID. *Nucl. Instrum. Meth.*, A502 :437–440, 2003.
- [160] F. Guerin. *Sonde muonique et instrumentation associée pour l'étude du plasma de quarks et de gluons dans l'expérience ALICE*. PhD thesis, Université Blaise Pascal, U.F.R de Recherche Scientifique et Technique, 2006.
- [161] D. Stocco. *Development of the ALICE Muon Spectrometer : preparation for data taking and heavy flavor measurement*. PhD thesis, Università degli Studi di Torino, 2008.
- [162] G. A. Schuler and R. Vogt. Systematics of quarkonium production. *Phys. Lett.*, B387 :181–186, 1996.
- [163] E. Mathieson. CATHODE CHARGE DISTRIBUTIONS IN MULTIWIRED CHAMBERS. 4 : EMPIRICAL FORMULA FOR SMALL ANODE - CATHODE SEPARATION. *Nucl. Instrum. Meth.*, A270 :602–603, 1988.
- [164] G. Welch and G. Bishop. An Introduction to the Kalman Filter. 2006.
- [165] S. Qian P. Billoir. Simultaneous pattern recognition and track fitting by the Kalman filtering methode. *Nucl. Instrum. Meth.*, A294 :219–228, 1990.
- [166] V. Pismennaia et al. G. Chabratova. Development of the Kalman filter for tracking in the forward muon spectrometer of ALICE. ALICE-INT-2003-002.
- [167] R. Fruhwirth. Application of kalman filtering to track and vertex fitting. NIM A262 444, 1987.
- [168] J.D. Jackson. *Classical Electrodynamics, 3rd edition*. John Wiley and Sons, New-York, 1998.

-
- [169] Url <http://morsch.web.cern.ch/morsch/muondoc/contents.html>.
- [170] D. Stocco et al. ALICE Internal Note : Efficiency determination of the Muon Spectrometer trigger chambers from real data. ALICE-INT-2008-004 version 1.0, 2008.
- [171] H. Ding G. Martinez D. Zhou Z. Conesa del Valle, A. Dainese. Effect of heavy-quark energy loss on the muon differential production cross-section in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s} = 5.5$ TeV. *Physics Letter B*, 663 :202, 2008.
- [172] A. Morsch E. Vercellin R. Guermeau, P. Crochet. ALICE Internal Note : Measurement of the b-meson cross section in Pb-Pb collisions using semi-leptonic decay muons. ALICE-INT-2005-018.
- [173] P. Crochet L. Manceau, N. Bastid. ALICE Internal Note : B Hadron-cross section via single muons from PDC06 in p-p collisions. En préparation.
- [174] F. Yermia. Measurement of the single-muon yield using the distance closest approach (DCA) distribution. En préparation.
- [175] D. Stocco A. Morsch. ALICE Internal Note : Separation of the decay-background and heavy flavour components of the single-muon spectrum using the displacement vertex. ALICE-INT-2006-027, 2006.
- [176] F. Yermia D. Stocco. ALICE Internal Note : Subtraction of the absorber induced muons with FMD matching. Résultats préliminaires en progrès.
- [177] C. Amsler et al. [Particle Data Group]. *Phys. Lett. B*, 667, 2008.
- [178] ALICE Collaboration. ALICE Technical report of the computing. CERN-LHCC-2005-018, 2005.
- [179] <http://pcalimonitor.cern.ch/pwg/id17,cdc08/lhc08t>.
- [180] N. Bastid. PDC'08 p-p @ 14TeV minimum bias production for MUON ; ALICE Offline Week, CERN.
- [181] P. Nason M. L. Mangano and G. Ridolfi. Heavy quarks correlations in hadron collisions at next-to-leading order. *Nucl. Phys.*, B373 :295–345, 1992.
- [182] A. Fasso et al. In the Proceedings of 2003 Conference for Computing in High-Energy and Nuclear Physics (CHEP03), La Jolla, California, 24-28 Mar 2003, pp MOMT005.