Etude des collisions d'ions lourds au LHC avec le spectromètre à muons du détecteur ALICE

V. Barret-Ramillien

▶ **To cite this version:**

V. Barret-Ramillien. Etude des collisions d'ions lourds au LHC avec le spectromètre à muons du détecteur ALICE. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex]. Université Blaise Pascal - Clermont-Ferrand II, 2012. tel-00722320

HAL Id: tel-00722320

https://theses.hal.science/tel-00722320

Submitted on 1 Aug 2012

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.

N° d'ordre : HDR 356 PCCF T 1202

UNIVERSITÉ CLERMONT II - BLAISE PASCAL
U.F.R. Sciences et Technologies

Habilitation à diriger des Recherches

Spécialité : Physique Corpusculaire

présentée par

Valérie BARRET-RAMILLIEN

Docteur d'Université
Maître de Conférences

Etude des collisions d'ions lourds au LHC avec le spectromètre à muons du détecteur ALICE

soutenue le 6 juillet 2012, devant la commission d'examen :

M.	A.	BALDISSERI	Rapporteur
M.	P.	DUPIEUX	
M.	B.	ESPAGNON	Rapporteur
M.	P.	FORCE	Rapporteur
M.	P.	LAUTRIDOU	
M.	P.	ROSNET	

Sommaire

INTRODUCTION 3

CHAPITRE 1 : COLLISIONS D'IONS LOURDS RELATIVISTES 5

PRÉDICTION DU PLASMA DE QUARKS ET GLUONS (QGP) : CHROMO DYNAMIQUE QUANTIQUE (QCD) 5
LIBERTÉ ASYMPTOTIQUE ET DÉCONFINEMENT 5
TRANSITION DE PHASE 6
RESTAURATION DE LA SYMÉTRIE CHIRALE 6
DIAGRAMME DE PHASE 7
FORMATION DU QGP : COLLISIONS D'IONS LOURDS 8
COLLISIONS D'IONS LOURDS : EFFETS NUCLÉAIRES 8
ETUDE DES EFFETS NUCLÉAIRES : FACTEUR DE MODIFICATION NUCLÉAIRE. 9
ETUDE DU QGP : EXEMPLES D'OBSERVABLES ET PRINCIPAUX RÉSULTATS EXPÉRIMENTAUX 9
PHOTONS : SIGNATURE DU QGP – ESTIMATION DE LA TEMPÉRATURE DU QGP 10
RAPPORT DES TAUX DE PRODUCTION DE PARTICULES : ESTIMATION DE LA TEMPÉRATURE AU GEL CHIMIQUE 11
FLOT : ESTIMATION DE LA TEMPÉRATURE AU GEL THERMIQUE – SIGNATURE DU QGP 13
AUGMENTATION DE L'ÉTRANGETÉ : SIGNATURE DU QGP 17
MODIFICATION DES RÉSONANCES LÉGÈRES : SIGNATURE DE LA RESTAURATION DE LA SYMÉTRIE CHIRALE 18
JET QUENCHING : SIGNATURE ET ÉTUDE DU QGP 20
SUPPRESSION DES RÉSONANCES LOURDES : SIGNATURE DU QGP – TEMPÉRATURE DU QGP 23
CONCLUSION 26

CHAPITRE 2 : LE DETECTEUR ALICE 27

LA PARTIE CENTRALE 28
ITS 28
TPC 29
TRD 30
TOF 30
HMPID 30
PHOS 30
EMCAL 30
LES DÉTECTEURS DE CENTRALITÉ ET DE MULTIPLICITÉ 31
ZDC 31
FMD 31
PMD 31
T0 31
V0 31
LE SPECTROMÈTRE À MUONS 32
LES ABSORBEURS 33
LE DIPÔLE 34
LE SYSTÈME DE TRAJECTOGRAPHIE OU « TRACKING » DES MUONS 34
LE SYSTÈME DE DÉCLENCHEMENT OU « TRIGGER » DU SPECTROMÈTRE À MUONS 36

CHAPITRE 3 : R&D POUR LE SPECTROMETRE A MUONS DE ALICE 47

ETUDE DES PERFORMANCES DU SPECTROMÈTRE À MUONS DU DÉTECTEUR ALICE **47**
OPTIMISATION DE L'EFFICACITÉ DE RECONSTRUCTION DES TRACES 48
OPTIMISATION DE LA RÉSOLUTION EN MASSE 50
TESTS DE L'ABSORBEUR À PETIT ANGLE DU SPECTROMÈTRE À MUONS DU DÉTECTEUR ALICE **54**

CHAPITRE 4 : ETUDE DES PERFORMANCES DES RPC POUR LE TRIGGER DU SPECTROMETRE A MUONS DE ALICE **57**

TESTS ET PERFORMANCES DES RPC **57**
CHOIX DU MODE DE FONCTIONNEMENT 57
ETUDE DE LA RÉSOLUTION SPATIALE DES RPC EN MODE STREAMER 60

CHAPITRE 5 : PARAMETRISATION DES DISTRIBUTIONS DE L'IMPULSION TRANSVERSE ET DE LA PSEUSO-RAPIDITE DES μ PROVENANT DE LA DESINTEGRATION DES π ET K EN FONCTION DE LA CENTRALITE DE LA COLLISION. **69**

SIMULATIONS **70**
DISTRIBUTIONS EN IMPULSION TRANSVERSE ET EN PSEUDO-RAPIDITÉ DES π+K **74**
PARAMÉTRISATION DE LA DÉPENDANCE EN PSEUDO-RAPIDITÉ 74
PARAMÉTRISATION DE LA DÉPENDANCE EN IMPULSION TRANSVERSE 75
DISTRIBUTIONS EN PSEUDO-RAPIDITÉ ET EN IMPULSION TRANSVERSE DES μ PROVENANT DE LA DÉSINTÉGRATION DES π+K **77**
PARAMÉTRISATIONS UTILISÉES DANS ALIROOT **81**

CHAPITRE 6 : DEVELOPPEMENT DU CONTROLE EN LIGNE DES DONNEES POUR LE TRIGGER DU SPECTROMETRE A MUONS DU DETECTEUR ALICE **83**

LE SYSTÈME DE CONTRÔLE DE L'EXPÉRIENCE : ECS **83**
LA DAQ : SYSTÈME D'ACQUISITION DE DONNÉES **84**
STRUCTURE DES DONNÉES AU FORMAT DATE **85**
LE FORMAT DES DONNÉES DU MUON TRIGGER 86
MOOD : PREMIÈRE VERSION DU CONTRÔLE EN LIGNE DÉVELOPPÉ POUR ALICE **88**
AMORE : CONTRÔLE EN LIGNE DÉVELOPPÉ POUR ALICE **92**
DÉCODAGE ET ANALYSE DES DONNÉES : PUBLISHER 93
STOCKAGE DES RÉSULTATS DE L'ANALYSE DES DONNÉES : AMORE POOL 93
FORMAT DES RÉSULTATS DE L'ANALYSE : « MONITOR OBJECT » OU OBJETS DE CONTRÔLE 95
VISUALISATION DES RÉSULTATS DE L'ANALYSE : AMORE GUI 95
ANALYSE ET TEST EN LIGNE DES DONNÉES DU MUON TRIGGER AVEC LE MODULE AMOREMTR **96**
TEST DU FORMAT DES DONNÉES 96
TEST DES VOIES DE DÉTECTION 96
TEST DE LA RÉPONSE DE L'ÉLECTRONIQUE DE DÉCLENCHEMENT 98
AUTRES TESTS : EFFICACITÉ ET TEST DES CARTES DE COPIE DES STRIPS Y 102
CONTRÔLE DES ÉVÈNEMENTS ÉCHELLE 104
CONCLUSION **106**

CONCLUSION ET PERSPECTIVES **109**

BIBLIOGRAPHIE **111**

Introduction

Avant l'enregistrement des premières collisions p-p puis Pb-Pb, au LHC en 2010, un grand nombre d'étapes ont été nécessaires afin d'aboutir au détecteur ALICE tel qu'il est aujourd'hui. Ces étapes comprennent : la conception, les tests de performances et la réalisation des détecteurs puis le montage et le commissionning et enfin le contrôle et la maintenance des détecteurs. Ce document présente mes différentes activités de recherche au cours de l'évolution du projet.

Dans le premier chapitre, je présente un bilan des connaissances actuelles sur les collisions d'ions lourds. Les principales observables qui permettent de sonder la matière nucléaire ainsi que les résultats des études menées au SPS et au RHIC sont décrits et confrontés aux premières observations faites au LHC.

Le second chapitre est consacré à la description du détecteur ALICE, avec une partie plus détaillée pour le système de déclenchement (ou trigger) du spectromètre à muons.

Dans le troisième chapitre, je décris ma participation aux simulations du spectromètre à muons. Le spectromètre à muons est dédié principalement à la mesure des quarkonia (J/Ψ et Υ) à travers leur désintégration en dimuons. Ce travail était principalement dédié à l'étude de l'influence de certains paramètres du système de tracking et de la composition de l'absorbeur frontal sur la résolution en masse des quarkonia. Je présente également l'analyse des données d'un test en faisceau, effectué au CERN, destiné à valider les simulations de l'absorbeur à petit angle.

J'ai ensuite participé à de nombreux tests de R&D des RPC pour le trigger du spectromètre à muons. Le but de ces tests était d'étudier et d'améliorer les performances des RPC. Ils ont conduits au choix du mode de fonctionnement RPC: avalanche ou streamer, au choix du gaz et au choix de la résistivité. Par la suite, d'autres tests ont étés menés, notamment un test dédié à l'étude de la résolution spatiale et temporelle. Ces différents travaux sont décrits dans le chapitre 4.

Tout au long de cette période de développement des détecteurs, des simulations de plus en plus détaillées ont permis d'évaluer précisément les performances attendues du détecteur ALICE. Dans ce cadre, j'ai effectué une étude, à partir de simulations HIJING, afin d'évaluer la dépendance en centralité de la collision sur les distributions en impulsion transverse et en pseuso-rapidité des muons provenant de la désintégration des pions et kaons. Cette étude est présentée dans le chapitre 5.

Le dernier chapitre est consacré à la description de l'environnement général de contrôle de l'expérience ALICE, et plus particulièrement aux outils de contrôle en ligne des données du trigger du spectromètre à muons, que j'ai développés.

Chapitre 1 : Collisions d'Ions Lourds Relativistes

Prédiction du Plasma de Quarks et Gluons (QGP) : Chromo Dynamique Quantique (QCD)

Depuis le développement du modèle des quarks dans les années 1960 puis la mise en évidence de l'existence de ces quarks quelques années plus tard, nous savons que la matière nucléaire dite « normale » est constituée de quarks confinés à l'intérieur des hadrons. L'interaction entre quarks se fait par échange de gluons. La Chromodynamique Dynamique Quantique (QCD) est la théorie qui permet de décrire le comportement des quarks et des gluons.

Liberté asymptotique et déconfinement

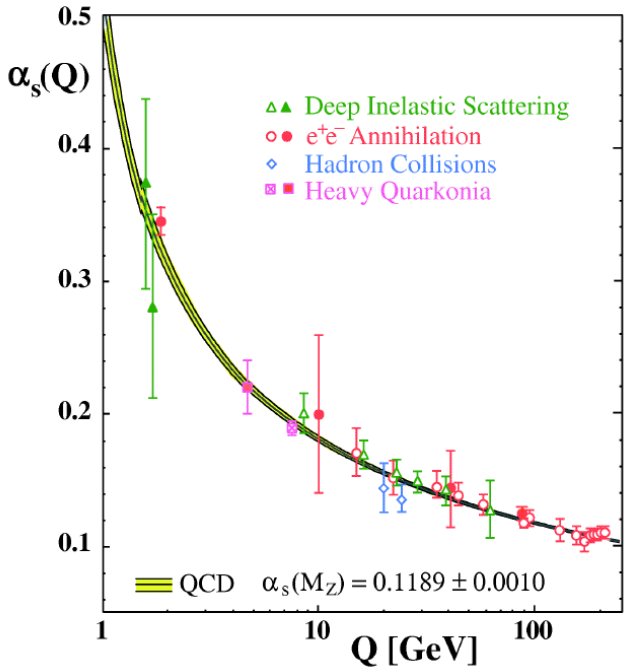


Figure 1 : Variation de la constante de couplage QCD en fonction de l'énergie mise en jeux.

Pour que les quarks restent confinés à l'intérieur des hadrons il faut que la force qui les lie augmente avec la distance. Ceci se traduit, dans QCD, par une constante de couplage forte à grande distance (ou faible énergie) comme on peut le voir sur la Figure 1 ([1]). Lorsque la distance diminue, la constante de couplage devient plus faible, et les quarks peuvent être considérés comme libres à l'intérieur des hadrons. Cette propriété correspond à la liberté asymptotique, les quarks sont libres lorsque la distance les séparant tend asymptotiquement vers zéro.

Grace à cette propriété, on peut prévoir que lors d'une collision d'ions lourds, selon l'énergie mise en jeux, les noyaux sont comprimés et/ou le vide QCD est thermiquement excité ce qui entraine la création de paires $q\bar{q}$. La distance moyenne entre les quarks diminue et la notion de hadron disparait. L'ensemble des quarks et des gluons sont déconfinés et se déplacent librement. On a alors formation d'un plasma de quarks et de gluons ou QGP.

Transition de phase

Les calculs de QCD sur réseau permettent de prédire le comportement de la matière nucléaire à haute température. La Figure 2 montre les résultats de ces calculs ([2]) pour la variation de la densité d'énergie en fonction de la température du système.

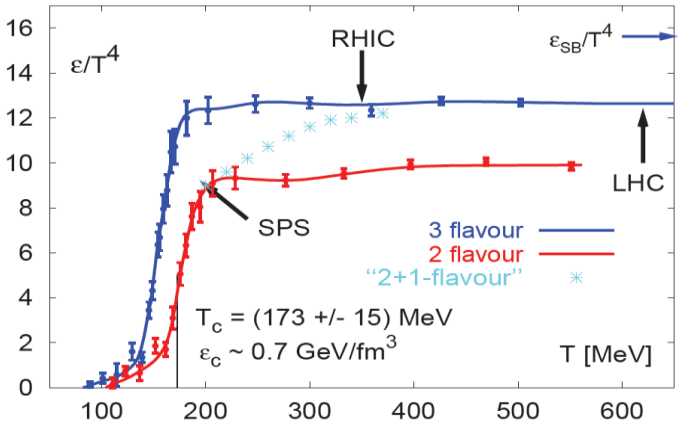


Figure 2 : Prédiction de QCD pour la densité d'énergie en fonction de la température du système.

Les trois courbes correspondent à différentes hypothèses sur le nombre de saveurs de quarks et sur la masse des quarks considérés. Dans les trois cas, on observe une brusque augmentation de la densité d'énergie qui correspond à une transition de phase. Cette variation est due à une augmentation brutale du nombre de degré de liberté qui résulte du passage de l'état de gaz hadronique à l'état de QGP. La température du système correspondant à cette transition de phase prédite par la QCD est de l'ordre de 173 MeV, cette température est appelée température critique.

Restauration de la symétrie chirale

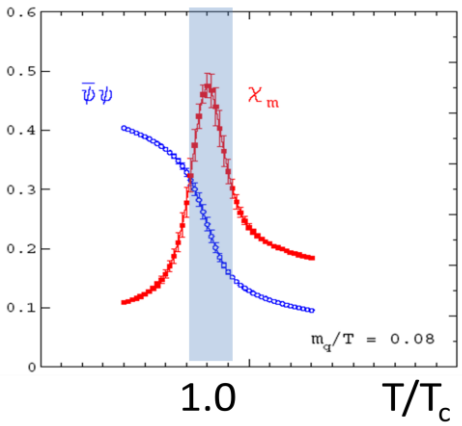


Figure 3 : Variation de la valeur moyenne des condensats de quarks en GeV en fonction de la température.

Les calculs de QCD sur réseau ont également montré que la température critique correspond à la température de restauration de la symétrie chirale. En effet, à basse température, la symétrie chirale est spontanément brisée et les quarks légers ont une masse effective correspondant à la masse des condensats de quarks.

Lorsque la température augmente, la symétrie chirale est restaurée, ce qui correspond à la dissolution des condensats de quarks. La valeur moyenne des condensats diminue brusquement lorsque la température atteint la température critique comme on peut le voir sur la Figure 3.

Diagramme de phase

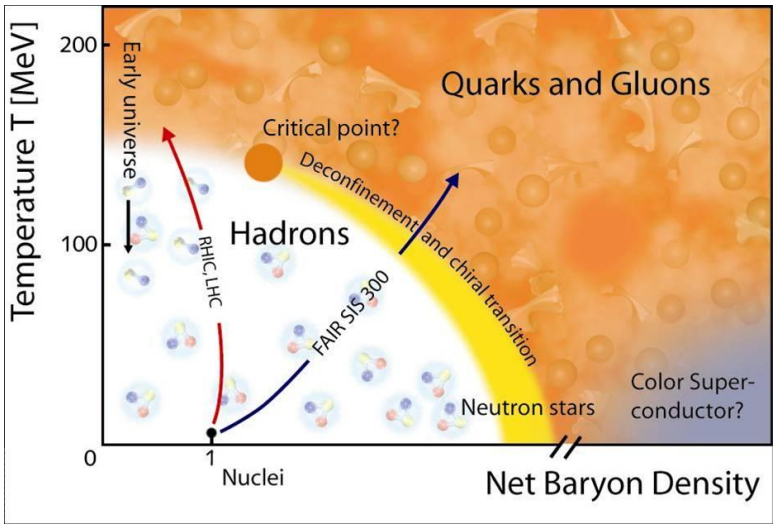


Figure 4 : Diagramme de phase de la matière nucléaire.

La Figure 4 représente les différents états de la matière nucléaire en fonction de la densité et de la température du système.

Si on fait une analogie entre les différentes phases de l'eau et celles de la matière nucléaire, on peut considérer les noyaux atomiques comme de la matière nucléaire à l'état liquide. A haute densité, il existe un état de condensat de quarks qui peut s'apparenter à un état solide. On suppose que cet état est présent au cœur des étoiles à neutrons. Lorsque la densité et la température augmentent, on observe une phase où les hadrons sont sous une forme gazeuse. Et si la température et la densité augmentent encore, une transition de phase doit se produire : les quarks sont alors déconfinés et la matière est sous forme de plasma de quarks et gluons.
Une transition de phase du premier ordre est prédite dans la zone de haute densité, alors que pour des températures élevées et une faible densité, on s'attend plutôt à une transition de phase du second ordre, de type « cross over » ([3]).

L'observation et l'étude de ces différents états de la matière nucléaire nécessite une augmentation de la densité et/ou de la température. Seules les collisions d'ions lourds permettent cela en laboratoire. A faible et moyenne énergie on obtient un gaz de hadrons. A plus haute énergie, on peut avoir déconfinement des quarks et atteindre l'état de plasma de quarks et gluons.
L'étude de cet état présente un intérêt particulier car l'ensemble de la matière qui compose notre univers aurait été sous cette forme quelques micro-secondes après le Big Bang.

La recherche puis l'étude de cet état déconfiné ont fait l'objet de nombreuses expériences depuis plusieurs dizaines d'années. Sur la Figure 4 sont représentées les zones du diagramme de phase explorées grâce aux expériences installées auprès des accélérateurs SIS, RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) et LHC (Large Hadron Collider).

Formation du QGP : Collisions d'ions lourds

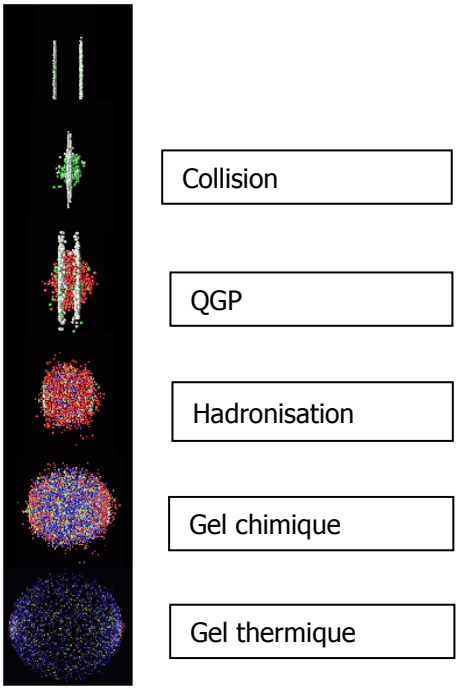


Figure 5 : Evolution du système au cours d'une collision d'ions lourds.

La Figure 5 représente schématiquement l'évolution dans le temps d'une collision entre deux noyaux lourds relativistes. En haut de la figure, sont représentés les deux noyaux en vol avant la collision. Les noyaux ayant des énergies relativistes, ils sont « aplatis » par la contraction de Lorentz. A t=0, les deux noyaux entrent en collision. Au début de la collision, ont lieu des interactions inélastiques entre quarks et gluons, que l'on appelle processus durs, produisant des particules très énergétiques. Ensuite, si les conditions de température et de densité sont réunies le QGP est formé. Le temps de vie (SPS :<1, RHIC :1.5-4, LHC : 10 fm/c) et la taille du QGP (SPS : $<10^3$, RHIC : 7.10^3, LHC : 5.10^4 fm^3) dépendent de l'énergie et de la taille des noyaux considérés. Après cette phase, les quarks et les gluons se lient à nouveau pour former des particules : c'est la phase d'hadronisation qui se termine au moment du « gel chimique ». Et à la fin de l'expansion du système, les particules sont suffisamment éloignées les unes des autres pour ne plus interagir même élastiquement, ce qui correspond au « gel thermique ».

Les particules stables présentent lors du « gel thermique » continuent leur parcours jusqu'aux détecteurs qui permettront de les identifier.
La difficulté des analyses vient du fait qu'un très grand nombre de particules sont produites lors de ce type de réaction et que celles-ci ne proviennent pas toutes directement du QGP. On doit alors à partir de l'ensemble des particules produites trouver des observables ou signatures permettant de savoir si il y a eu formation ou non du QGP et permettant également d'étudier les propriétés et le comportement de ce QGP.

Collisions d'Ions Lourds : Effets nucléaires

Avant de décrire une partie des observables étudiées dans les collisions d'ions lourds, il est nécessaire de définir les effets nucléaires. Ces effets nucléaires correspondent à tous les

effets qui ne sont pas présents dans le cas d'une collision p-p. On distingue deux catégories : effets nucléaires froids et effets nucléaires chauds.
Les effets nucléaires froids correspondent aux effets nucléaires présents lorsqu'il n'y a pas formation du QGP. Les collisions p-Noyau, d-Noyau ou les collisions périphériques doivent permettre de les isoler. Les effets nucléaires chauds apparaissent dans le cas où le QGP est formé et ne peuvent être créés que dans le cas de collisions (centrales) d'ions lourds relativistes.

Effets nucléaires froids

Parmi les effets nucléaires froids, on peut citer :

- Le shadowing ([4]) qui correspond à la modification des fonctions de distributions partoniques à l'intérieur d'un noyau.
- L'effet de Color Gass Condensate (CGC) ([5]), dû à la contraction de Lorentz qui entraine une augmentation de la densité nucléaire à l'intérieur des noyaux, et peut entrainer une saturation de la densité de gluons.
- L'effet Cronin correspond un élargissement de la distribution en impulsion transverse dû aux interactions NN par échange de gluons.

Effets nucléaires chauds

Les effets nucléaires chauds correspondent aux différentes signatures du QGP, dont certaines sont décrites dans la suite de ce chapitre : jet quenching, augmentation de l'étrangeté ou suppression de résonnances lourdes.

Etude des effets nucléaires : Facteur de modification nucléaire.

Une variable appelée facteur de modification nucléaire, et notée R_{AA}, a été définie afin de quantifier les effets nucléaires. Cette variable est égale au rapport des taux de particules mesurés en ions lourds sur la section efficace en p-p, normalisée par la fonction de recouvrement nucléaire définie dans le cadre du modèle de Glauber([6]). Ce rapport doit être égal à 1 dans le cas où aucun effet nucléaire n'est présent.

$$R_{AA} = \frac{\left(dN/dp_t\right)_{AA}}{T_{AA}\cdot\left(d\sigma/dp_t\right)_{pp}} \qquad \text{avec} \qquad T_{AA} = N_{coll}/\sigma_{pp}^{inel}$$

On peut également utiliser le facteur R_{CP} défini comme le rapport du taux de particules mesuré en collisions centrales sur le taux mesuré en collisions périphériques et normalisé par le nombre de nucléons participants.

$$R_{CP} = \frac{\left(N_{part}\right)_C\left(dN/dp_t\right)_C}{\left(N_{part}\right)_P\left(dN/dp_t\right)_P}$$

Etude du QGP : Exemples d'observables et principaux résultats expérimentaux

On peut classer les observables en différentes catégories, parmi lesquelles : les observables sensibles à l'état thermodynamique du système et qui donnent des informations sur la température et la densité du système ; les observables sensibles à la restauration de la symétrie chirale qui correspond à la transition de phase ; et les observables sensibles au milieu nucléaire que celui-ci soit déconfiné ou non. Seule l'étude simultanée de ces différentes observables peut permettre de comprendre le comportement de la matière lors des collisions d'ions lourds.

Photons : signature du QGP – estimation de la température du QGP

Les photons thermiques sont émis pendant la phase de QGP, ils devraient permettre d'évaluer la température du système pendant cette phase et ils représentent également une signature du QGP. Les photons sont insensibles à l'interaction forte, ils n'interagissent pas pendant les différentes étapes de la collision et conservent donc des informations sur la phase pendant laquelle ils ont été créés. Cependant d'autres photons sont émis pendant toutes les phases de la collision. Parmi ces photons, on distingue des photons directs qui sont produits lors des processus durs entre quarks et gluons au tout début de la collision. Ils sont majoritaires à très grande impulsion transverse. Mais la source la plus importante de bruit de fond dans les spectres de photons est à faible p_T et provient de la décroissance dans l'état final des π^0 et dans une moindre mesure des η en 2γ.

Un excès de photons thermique ([7]) a pu être mis en évidence dans des collisions centrales Pb-Pb au SPS grâce à l'expérience WA98. La Figure 6 ([8]) montre cet excès de l'ordre de 20 % du nombre de photons thermiques mesurés à grande impulsion transverse.
Un excès de photons thermiques ([9])([10]) à grande impulsion transverse a également été observé à RHIC.

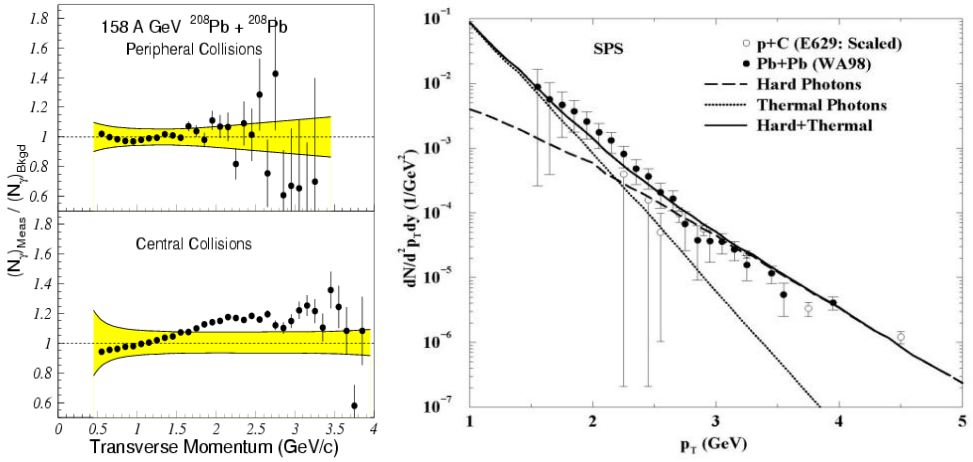


Figure 6 : Sur la figure de gauche : Rapport entre le nombre de photons thermiques mesurés et le nombre de photons de bruit de fond observé dans les collisions Pb-Pb à 158 A.GeV par l'expérience WA98. Sur la figure de droite : Distribution en impulsion transverse des photons thermiques mesurés au SPS et comparaison avec des modèles thermiques.

La Figure 6 montre différents modèles utilisés pour reproduire les distributions expérimentales en impulsion transverse des photons thermiques ([11]). Ces modèles donnent, pour les collisions Pb-Pb au SPS, une température du système de l'ordre de 200 MeV, juste au-dessus de la température critique de déconfinement.

La Figure 7 montre différents modèles utilisés pour reproduire les distributions expérimentales en impulsion transverse des photons thermiques pour des collisions Au-Au à $\sqrt{s_{NN}}$=200 GeV. Ces comparaisons donnent des températures du système lors de la phase dense, supérieures à celles obtenues au SPS, comprises entre 300-600 MeV ([12]).

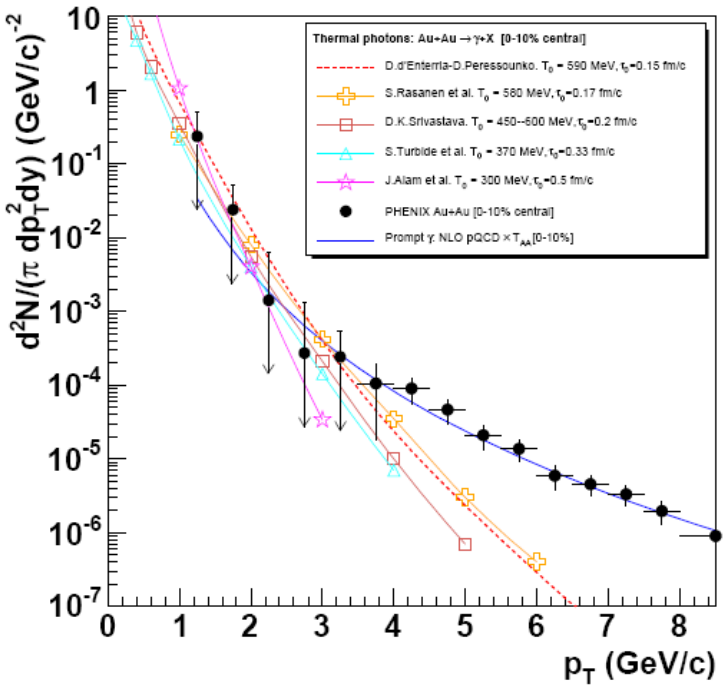


Figure 7 : Distribution en impulsion transverse des photons thermiques mesurés dans des collisions centrales Au-Au à $\sqrt{s_{NN}}$=200 GeV avec le détecteur PHENIX ; comparaison avec différents modèles.

Rapport des taux de production de particules : Estimation de la température au gel chimique

Les modèles thermiques permettent de calculer le nombre de particules produites par un système à l'équilibre thermique, en fonction du potentiel chimique de l'espèce considérée et de la température du système.

Les résultats expérimentaux obtenus au SPS pour des collisions Pb-Pb à 158 A.GeV, pour différents types de particules, sont présentés sur la Figure 8. On utilise des rapports des taux de production de particules afin de s'affranchir des effets d'appareillages.
Ces résultats expérimentaux sont bien reproduits par un modèle thermique avec une température de 168 MeV ([13]) et un potentiel chimique baryonique μ_B de l'ordre de 250 MeV.

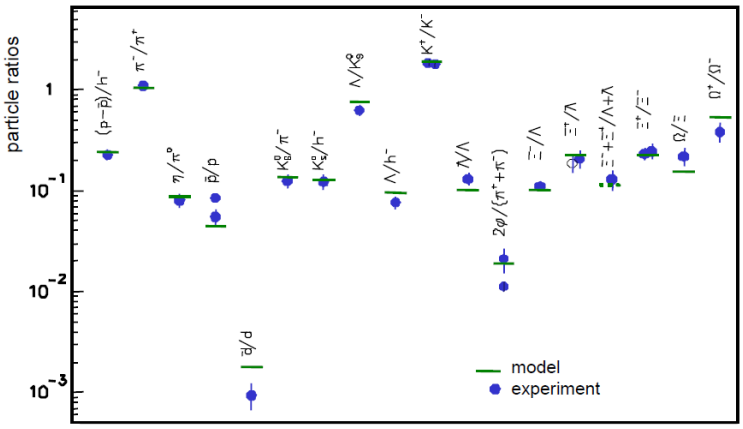


Figure 8 : Rapports des taux de particules produites dans les collisions Pb-Pb aux énergies du SPS. Comparaison des données avec les prédictions d'un modèle thermique.

Le même type d'étude a été mené avec les données du RHIC (Figure 9) et montre que la température du système est pratiquement la même pour les collisions Au + Au à $\sqrt{s_{NN}}$=130 GeV, à 200 GeV et aux énergies du SPS. Cette température est de l'ordre de 176 MeV. Par contre le potentiel chimique baryonique μ_B semble diminuer lorsque l'énergie augmente.

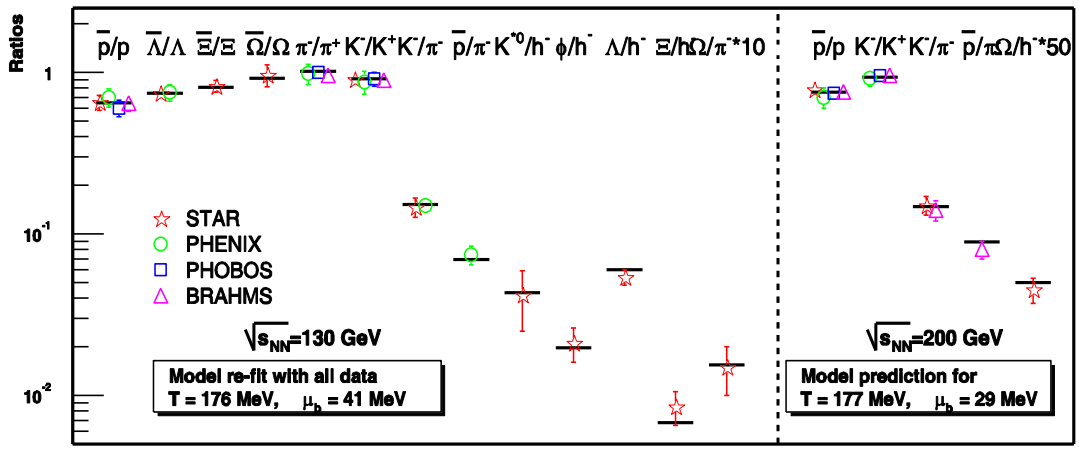


Figure 9 : Rapports des taux de particules produites dans les collisions Au-Au aux énergies du RHIC. Comparaison des données avec les prédictions d'un modèle thermique ([14]).

Ces résultats ont permis de compléter, dans le diagramme de phase, la courbe correspondant au gel chimique ([15]) présentée sur la Figure 10.

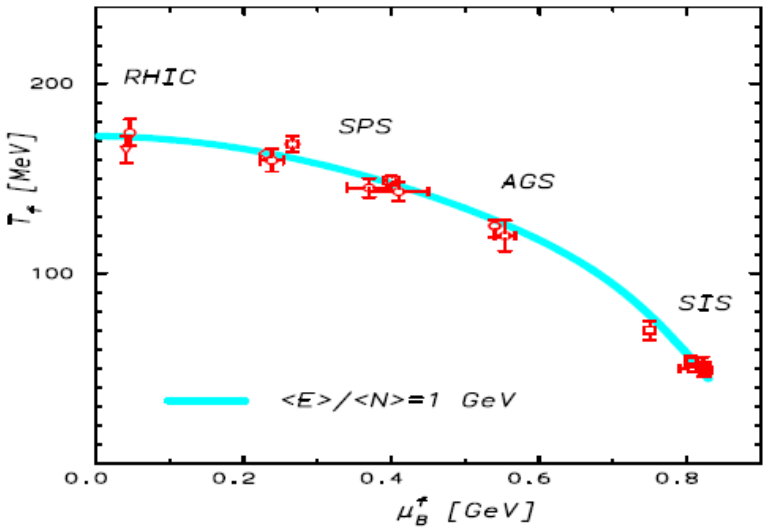


Figure 10 : Diagramme de phase de la matière nucléaire. La température de gel chimique ainsi que le potentiel chimique baryonique obtenu grâce aux données expérimentales de différentes expériences sont représentés.

Des résultats préliminaires obtenus avec le détecteur ALICE, pour des collisions centrales Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}}$= 2.76 TeV sont présentés sur la Figure 11. La comparaison avec un modèle thermique donne une température de gel chimique de 164 MeV, qui est proche des températures obtenues aux énergies du RHIC et du SPS. Par contre le potentiel chimique baryonique obtenu est de 1 MeV, ce qui place le point correspondant au LHC, sur la Figure 10, très proche de l'axe des ordonnées.

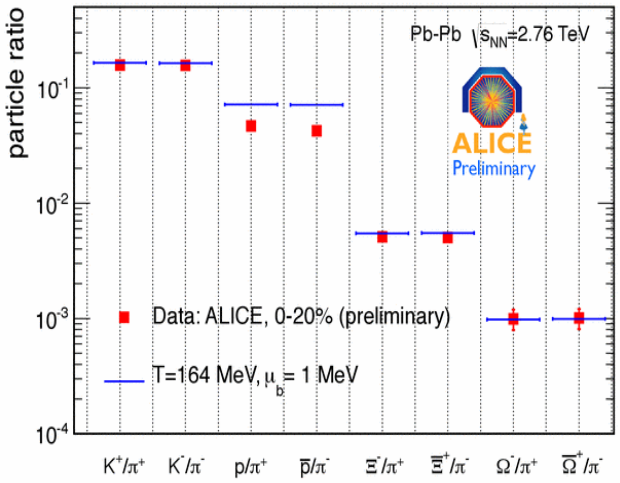


Figure 11 : Rapports des taux de particules produites dans les collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}}$=2.76 TeV. Comparaison des données avec les prédictions d'un modèle thermique ([16]).

Flot : Estimation de la température au gel thermique – signature du QGP

Le flot correspond au mouvement collectif des particules, produites lors de la collision, dans une direction privilégiée par rapport au plan de réaction. Le plan de réaction est définit par le paramètre d'impact et les lignes de vol des ions en collision.

Les distributions cinématiques étant figées au moment du gel thermique. Le fit des distributions en impulsion ou en masse transverse, par une distribution de type Maxwell-Boltzmann, permet d'évaluer la température du système au moment du gel thermique ainsi que la vitesse de flot radial ou vitesse d'expansion radiale. Le flot radial, présent dans le cas des collisions centrales, correspond à l'émission isotrope des particules dans le plan transverse par rapport au plan de réaction.

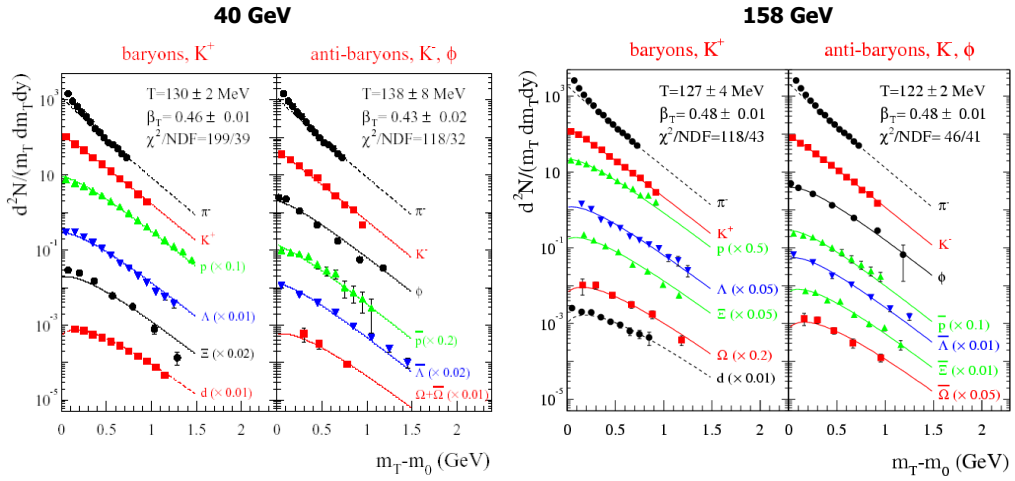


Figure 12 : Distributions en masses transverses obtenues par la collaboration NA49 pour des collisions Pb-Pb à 40, 80 et 158 A.GeV.

La Figure 12 montre les résultats des ajustements des distributions en masse transverse obtenues au SPS par la collaboration NA49 ([17]) pour des collisions Pb-Pb à différentes

énergies et pour différents types de particules. Les températures au moment du gel thermique, déduites de ces distributions, sont comprises entre 114 et 130 MeV, quelle que soit l'énergie, avec des vitesses de flot radial comprises entre 0.43 et 0.5. Cependant d'autres études menées aux SPS ([18,19]) donnent des températures plus élevées, jusqu'à 170 MeV pour une vitesse de flot plus faible, de l'ordre de 0.2.

Les mêmes types d'études menées au RHIC par les expériences PHENIX et STAR donnent des températures entre 100 et 150 MeV pour des vitesses de flot radial respectives de 0.6 à 0.4 ([20]). Ces résultats sont représentés sur la Figure 13, ainsi que les résultats préliminaires obtenus grâce au détecteur ALICE. On obtient aux énergies du LHC des températures de gel thermique de l'ordre de 100 MeV, qui diminuent avec la centralité, pour des vitesses de flot radial comprises entre 0.5 et 0.7, augmentant avec la centralité.

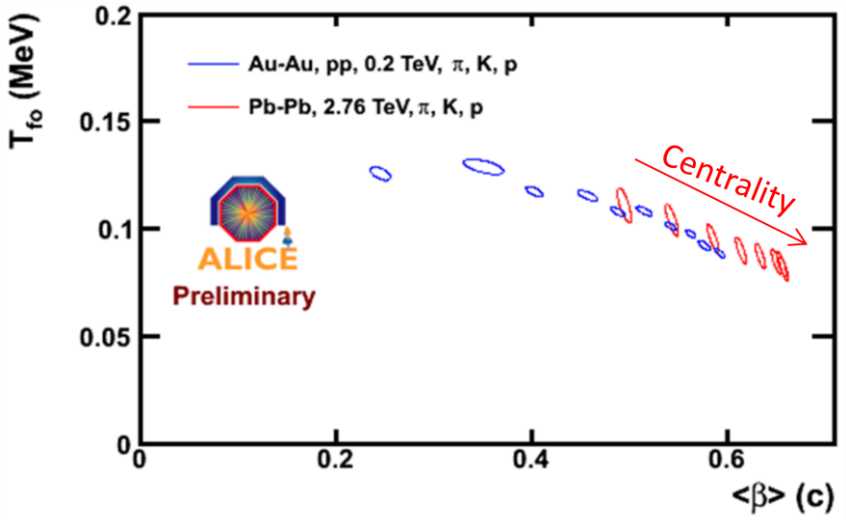


Figure 13 : Diagramme température de gel thermique en fonction de la vitesse de flot radial des π, K et p. Les résultats obtenus au RHIC pour Au-Au sont comparés à ceux obtenus au LHC pour Pb-Pb à plus haute énergie.

Au RHIC, un autre type de flot, appelé flot elliptique, a été intensément étudié et a permis de faire évoluer les connaissances concernant le QGP.
Lors d'une collision non centrale, la zone de recouvrement des noyaux a la forme d'un ellipsoïde (Figure 14), l'émission de particules n'est donc pas isotrope. Au cours de l'évolution temporelle de la collision, l'anisotropie spatiale initiale se transforme en une anisotropie en impulsion. Cette anisotropie en impulsion dépend du gradient de pression dans la zone de recouvrement. On s'attend à des différences de comportement dans le cas où il y a formation d'un QGP par rapport au cas d'un gaz de hadrons.

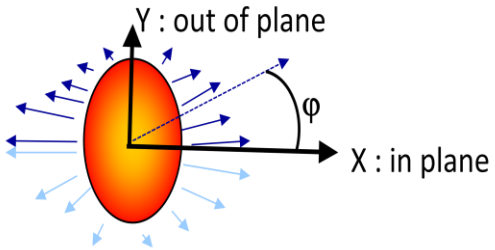


Figure 14 : Schéma représentant la zone de recouvrement de deux noyaux en collision et l'émission des particules dans le plan transverse par rapport au plan de réaction.

Pour étudier le comportement collectif de la zone de recouvrement des noyaux, on utilise un développement en série de Fourier pour décrire la distribution angulaire en impulsion dans le plan transverse par rapport au plan de réaction :

$$\frac{d^3N}{dp_t dy d\varphi} = \frac{1}{2\pi}\frac{d^3N}{dp_t dy}(1 + 2v_1\cos(\varphi) + 2v_2 cos(2\varphi) + \cdots)$$

Le terme $v_2 = \langle\frac{p_x^2 - p_y^2}{p_t^2}\rangle = \langle cos(2\varphi)\rangle$ est appelé coefficient de flot elliptique. Il permet de caractériser la direction privilégiée d'émission de matière: si $v_2 > 0$ l'émission de matière est maximale dans le plan de réaction et si $v_2 < 0$ l'émission est maximale hors du plan de réaction.

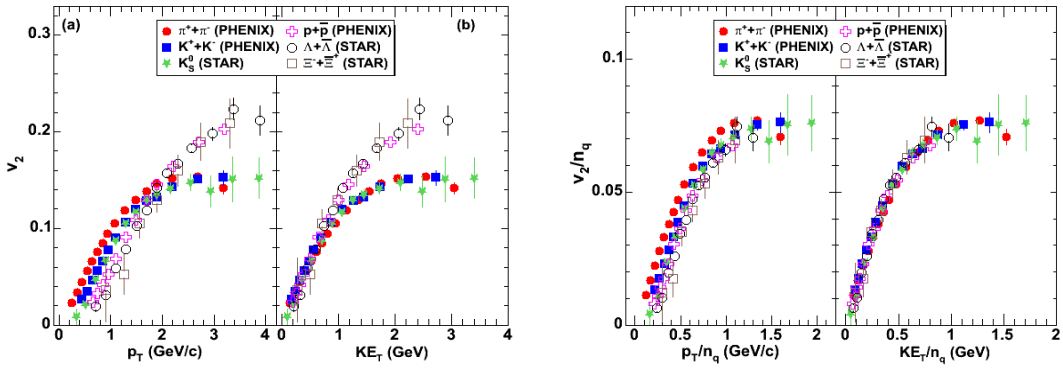


Figure 15 : Flot elliptique pour différentes particules mesuré à RHIC pour des collisions Au-Au et Cu-Cu à $\sqrt{s_{NN}} = 200\ GeV$, en fonction de l'impulsion et de l'énergie transverse. La figure de gauche montre la variation du coefficient v_2 et la figure de droite montre le coefficient v_2 divisé par le nombre de quarks constituants les différentes espèces de particules, $n_q = 2$ pour les mésons et $n_q = 3$ pour les baryons.

L'étude de la variation de $v_2$en fonction de p_T à RHIC ([21]) a permis de montrer que le flot elliptique est créé au niveau des partons. En effet on peut voir sur la Figure 15 à gauche que l'on a deux comportements différents pour le coefficient v_2, l'un correspond aux baryons et l'autre aux mésons. A droite, le coefficient v_2 est divisé par le nombre de quarks constituant chaque particule et dans ce cas un comportement similaire est observé pour les mésons et baryons.
Ce résultat semble indiquer qu'un milieu déconfiné a été créé à RHIC

L'étude du flot elliptique a également permis de montrer que la limite hydrodynamique était atteinte au RHIC (Figure 16) ([22]) et que ce flot ([23]) est bien reproduit par les modèles hydrodynamiques avec une faible viscosité, comme on peut le voir sur la Figure 17 ([24]). Les expériences à RHIC ont donc permis de conclure que le QGP se comporte comme un liquide parfait.

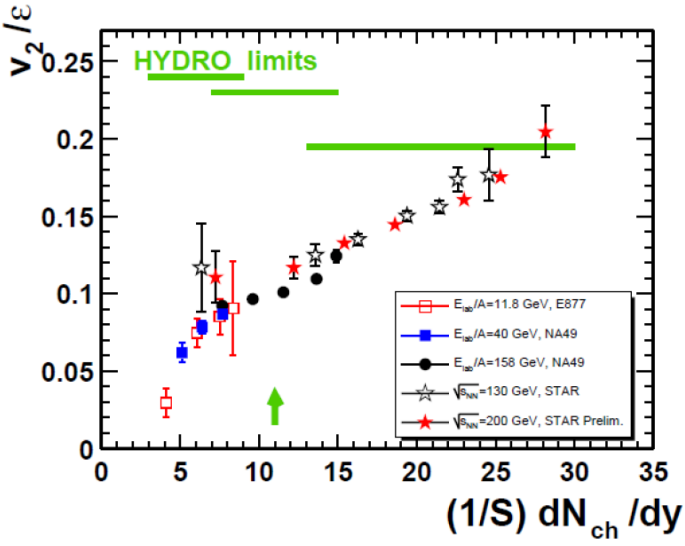


Figure 16 : Flot elliptique obtenu à l'AGS, au SPS et au RHIC dans des collisions d'ions lourds à différentes énergies. La limite hydrodynamique est indiquée.

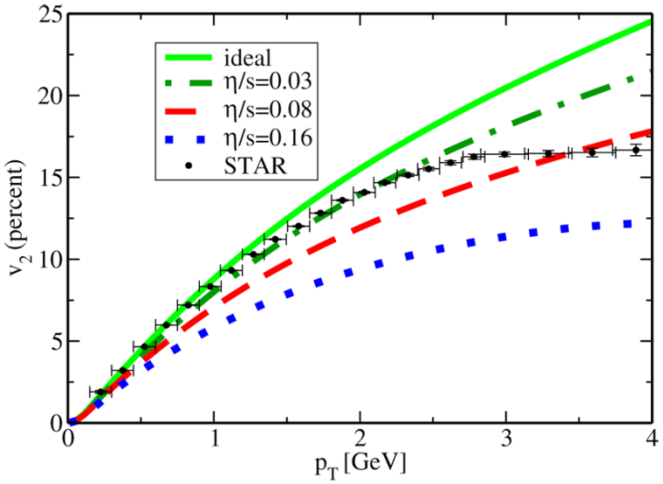


Figure 17 : Comparaison du flot elliptique mesuré par le détecteur STAR avec les prédictions d'un modèle hydrodynamique avec différentes valeurs de viscosité.

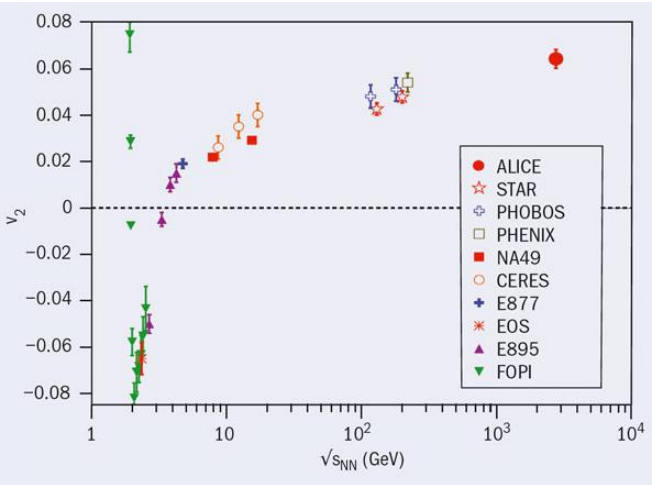


Figure 18 : Flot elliptique mesuré par l'expérience ALICE pour des collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}}$=2.76 TeV pour une classe de centralité intermédiaire (20-30%) et comparaison avec les résultats d'autres expériences à plus basse énergie.

Les premiers résultats du détecteur ALICE (Figure 18), pour des collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}}$=2.76 TeV au LHC ([25]) semblent confirmer les conclusions des expériences au RHIC, avec des valeurs de viscosité comparables à celles présentées sur la Figure 13. Malgré de grandes incertitudes, pour l'instant, la limite donnée au LHC est : $\langle\frac{\eta}{s}\rangle_{QGP} \lesssim 0.03$.

D'autres études sont développées dans la collaboration ALICE, comme celle du coefficient $v_3 = \langle\cos(3\varphi)\rangle$ qui peut être appelé flot triangulaire, et qui semble plus sensible ([26]) à la viscosité du milieu nucléaire.

Augmentation de l'étrangeté : signature du QGP

L'augmentation du nombre de paires de quarks étranges, produits par fusion de gluon, dans un milieu déconfiné a été une des premières signatures prédite du QGP ([27]). On s'attend à une augmentation du nombre de particules étranges et multi-étranges lorsqu'il y a création d'un QGP par rapport au cas où le milieu resterait dans un état hadronique.

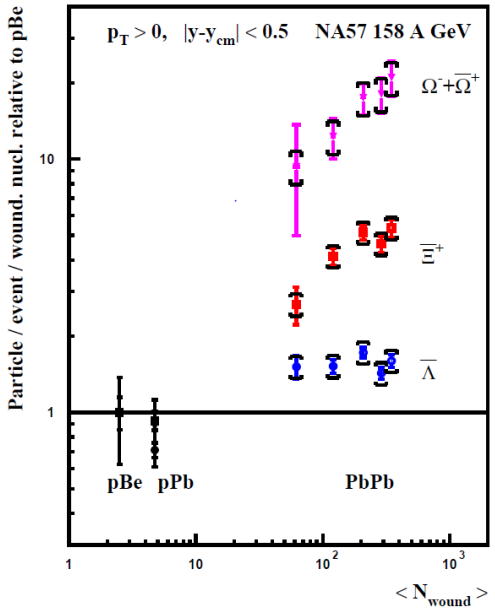


Figure 19 : Comparaison des taux de production des particules étranges pour différents systèmes en fonction du nombre de nucléons participants.

Cette augmentation de l'étrangeté a été observée au SPS ([28,29]) par la collaboration NA57 et est reportée sur la Figure 19. Cette augmentation dépend de l'étrangeté (simplement Λ, doublement Ξ ou triplement étranges Ω) des particules et suit la hiérarchie suivante : $\Lambda < \Xi < \Omega$, comme cela est attendu dans le cas où il y a création d'un QGP.

L'augmentation de l'étrangeté à RHIC ([30]) (Figure 20) est semblable à celle observée au SPS dans les collisions les plus centrales alors que les prédictions de modèles statistiques ([31]) montrent que l'augmentation des taux de particules étranges devrait diminuer lorsque la température correspondant au gel chimique augmente.

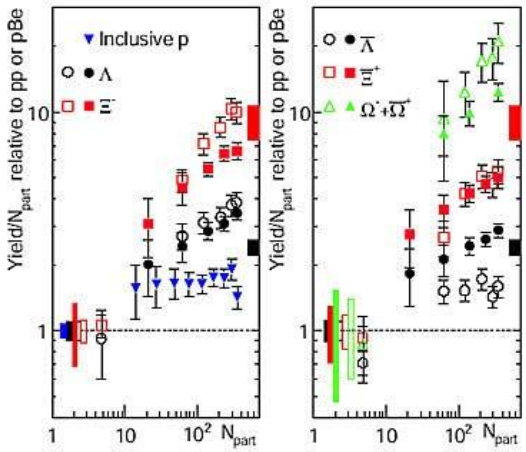


Figure 20 : Taux de production des particules étranges pour des collisions Au-Au à $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 GeV (symboles pleins) en fonction du nombre de nucléons participants. Comparaison avec les résultats du SPS pour des collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}}$ =17.3 GeV (symboles ouverts).

Cet effet prédit par les modèles statistiques semble présent au LHC. Des résultats préliminaires du LHC en Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}}$=2.76 TeV sont présentés sur la Figure 21. On observe que l'augmentation relative en Pb-Pb par rapport à p-p est plus faible au LHC qu'à RHIC ou au SPS.

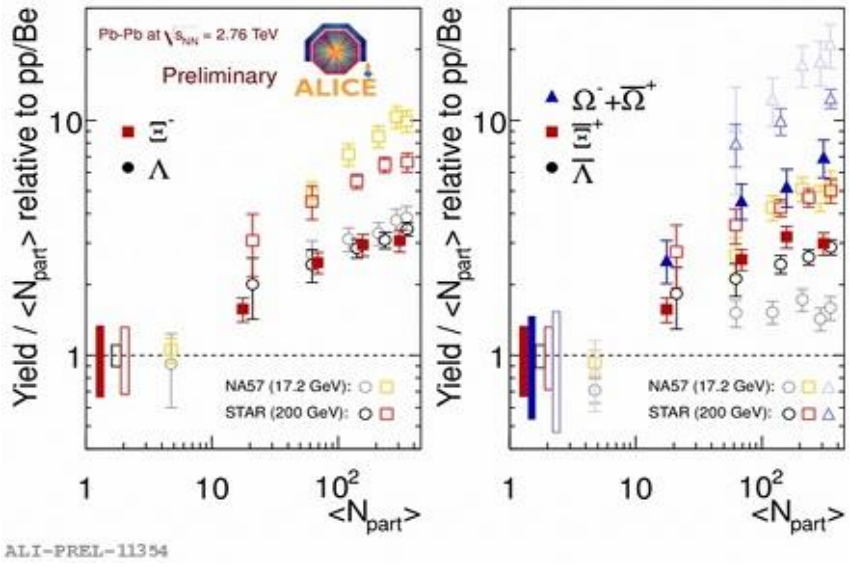


Figure 21 : Taux de production des particules étranges pour des collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}}$ =2.76 TeV (symboles pleins) en fonction du nombre de nucléons participants. Comparaison avec les résultats du RHIC et du SPS à plus basse énergie.

Modification des résonances légères : Signature de la restauration de la symétrie chirale

La restauration de la symétrie chirale est prédite par les calculs de QCD sur réseau lorsque la température augmente. Les calculs QCD sur réseau montrent en effet une diminution brutale de la masse des condensats de quarks à une valeur de température équivalente à la température critique correspondant au changement de phase entre un gaz de hadrons et le

QGP. Cette température est de l'ordre de 170 MeV. La restauration de la symétrie chirale coïncide donc avec le déconfinement à $\mu_B = 0$ ([32]).

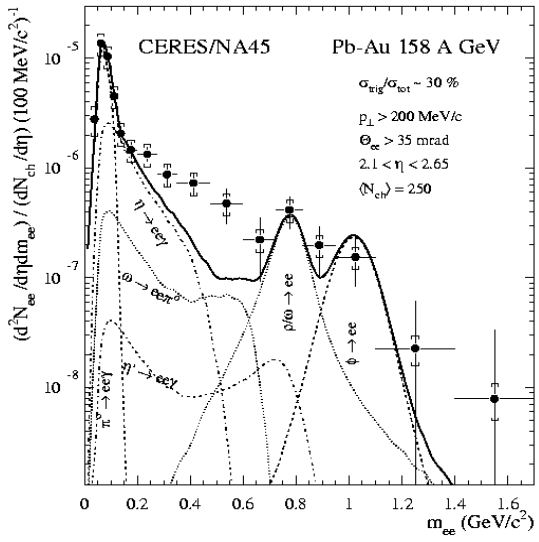


Figure 22 : Spectre de masse invariante pour les dielectrons. Les points représentent les données mesurées, par l'expérience CERES/NA45, et la courbe représente la distribution théorique, à température nulle.

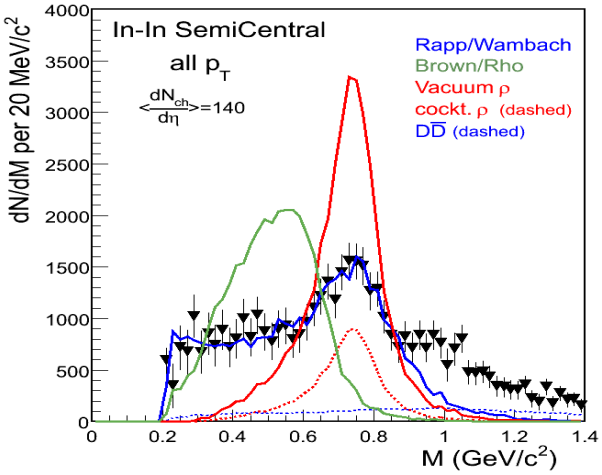


Figure 23 : Spectre de masse invariante pour les dimuons. Les points représentent les données mesurées, par l'expérience NA60, et la courbe représente la distribution attendue dans le vide, c'est-à-dire à T=0.

Lorsque la symétrie chirale est restaurée, les particules de même spin mais de parité opposée, que l'on appelle partenaires chiraux, doivent avoir la même masse, ce qui n'est pas le cas à basse température. En présence d'un QGP, on doit observer sur les spectres de masse un mélange des partenaires chiraux qui devrait se traduire par un élargissement et un déplacement du pic de masse invariante correspondant.

Une modification des spectres de masse dans la région des résonances légères ρ, ω et ϕ a été observée au SPS. Sur la Figure 22 ([33]), on observe une différence nette, dans la région des basses masses, entre les données expérimentales obtenues pour des collisions Pb-Au à 158 A.GeV et la courbe représentant la distribution théorique attendue à température nulle.

La Figure 23 présente un résultat ([34]) obtenu, grâce à l'expérience NA60, pour des collisions In-In à 150 A.GeV, comparé aux prédictions de modèles. Cette étude a permis de montrer que l'on observe effectivement un élargissement du spectre du ρ par rapport aux prédictions à T=0 mais aucun déplacement du pic.

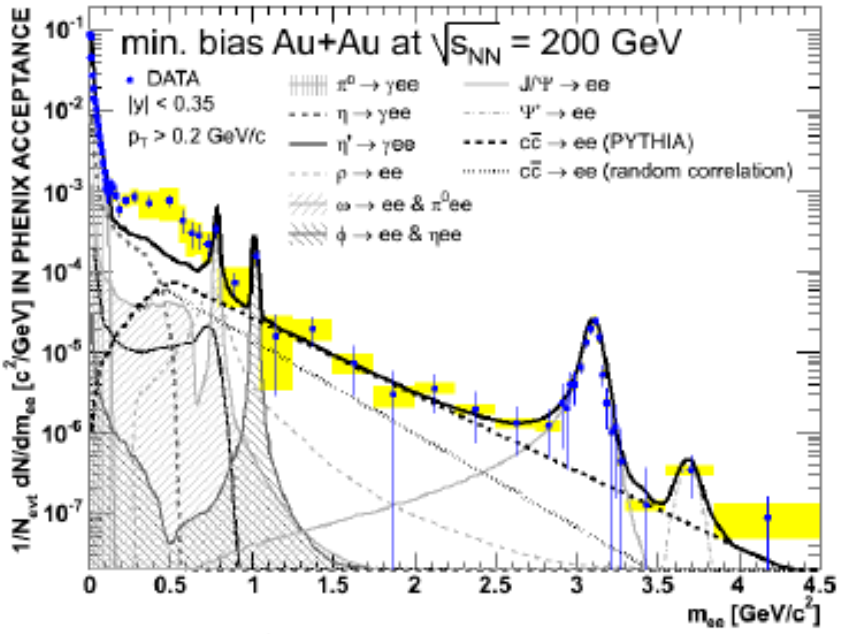


Figure 24 : Spectre de masse des dielectrons mesurés par l'expérience PHENIX dans les collisions Au-Au à $\sqrt{s_{NN}}$=200 GeV.

La Figure 24 montre un spectre de masse de dielectrons mesurés par l'expérience PHENIX ([35]) comparé aux prédictions pour les différentes sources possibles de dielectrons. On observe ici comme dans l'expérience CERES/NA45, un excès dans la zone des masses entre 150 et 750 MeV/c^2. Dans cette zone, l'excès augmente avec la centralité, ce qui est en faveur d'un excès dû aux effets de milieu nucléaire.

Les données recueillies par le détecteur ALICE ne permettent pas encore d'avoir des résultats sur les résonnances de basse masse en Pb-Pb .

Jet quenching : signature et étude du QGP

Un jet est le résultat de l'hadronisation d'un parton de grande énergie produit, au début de la collision, par interaction entre quarks et gluons. L'étude des jets a été possible seulement à partir des énergies du RHIC, pour lesquelles les processus durs entre quarks et gluons deviennent non négligeables. Les particules produites lors de l'hadronisation des partons initiaux sont des particules de grande impulsion transverse. Un jet est donc caractérisé par un ensemble de particules de grande impulsion transverse, émises autour de la direction du parton initial.

Le jet quenching correspond à la perte d'énergie, par rayonnement de gluons, que subissent les partons, lorsqu'ils traversent un milieu déconfiné. On s'attend à observer moins de jets ou des jets d'énergie plus faible dans le cas où il y a formation d'un QGP. Cela se traduit aussi par une diminution du nombre de particules de grande impulsion transverse.
Ce phénomène de jet quenching est d'autant plus important que la distance parcourue par le jet dans le QGP est grande : on peut donc également obtenir des informations sur la taille du système.

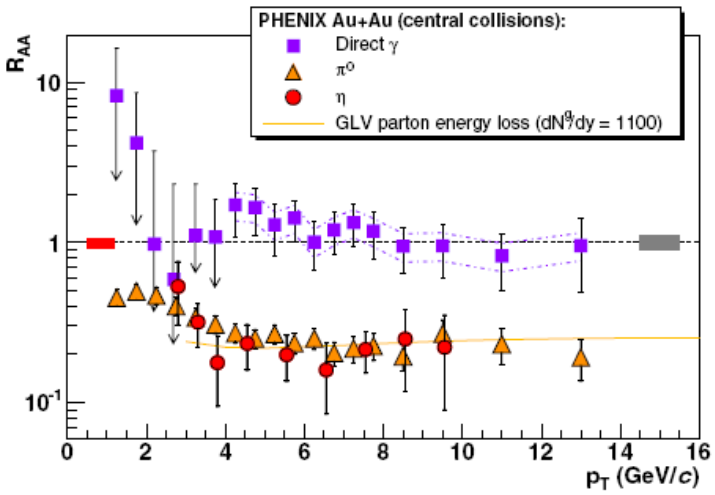


Figure 25 : Facteur de modification nucléaire mesuré, pour des collisions centrales Au-Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200\ GeV$, avec le détecteur PHENIX.

On observe, sur la Figure 25 ([36]), une suppression des hadrons (π^0, η) de grande impulsion transverse, alors que les photons directs, c'est-à-dire provenant des premiers instants de la collision, ne sont pas supprimés. Cette suppression des hadrons de grande impulsion transverse augmente avec la centralité et est dû au phénomène de jet quenching.

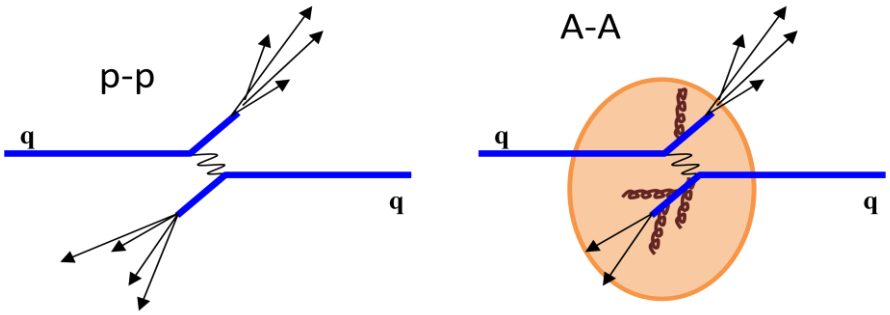


Figure 26 : Schéma représentant la production et l'évolution de deux jets dans des collisions p-p et A-A.

Le jet quenching peut également être observé en mesurant les corrélations à deux jets, ou les corrélations γ-jet. Comme le montre la Figure 26, les jets produits dans les processus $q + \bar{q} \rightarrow q + \bar{q}$ ou $g + g \rightarrow q + \bar{q}$ sont émis à 180° l'un de l'autre dans le centre de masse de la collision. Dans le cas d'une collision A-A, les deux partons produits n'ont pas, en général, la même épaisseur de matière dense à traverser. L'un des partons va donc subir une perte d'énergie plus importante que l'autre. En choisissant un jet de grande impulsion transverse pour déclencher l'analyse des évènements, on sélectionne des partons produits proche de la surface de la zone dense, et on cherche à mesurer le jet corrélé émis à 180°.

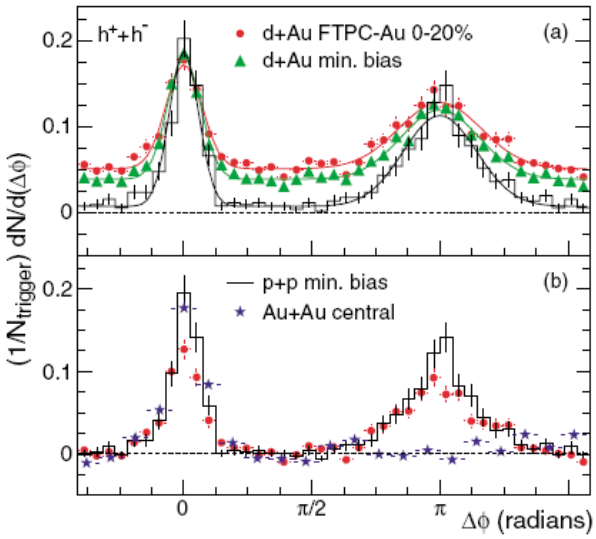


Figure 27 : Mesure des corrélations à deux jets pour des collisions p-p, d-Au et Au-Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200\ GeV$ par le détecteur STAR.

La Figure 27 montre les résultats d'une telle étude ([37]) menée avec les données enregistrées par le détecteur STAR pour des collisions p-p, d-Au et Au-Au. Le pic correspondant à $\Delta\phi$=0 correspond au jet qui est utilisé pour le déclenchement et le second pic à $\Delta\phi$=π correspond au jet associé. On observe très clairement la disparition du second pic dans le cas des collisions centrales Au-Au ce qui permet de conclure que le parton associé a été absorbé par le milieu créé lors des collisions d'ions lourds. La comparaison avec des résultats des collisions p-p et d-Au montre qu'il n'y a pas absorption du second parton dans la matière nucléaire normale. Le même type d'étude peut être fait en prenant un photon de grande impulsion transverse comme déclencheur et en mesurant le jet associé.

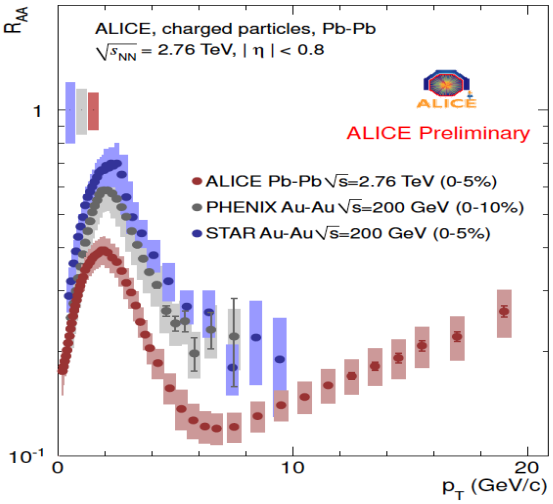


Figure 28 : Facteur de modification nucléaire des particules chargées produites dans les collisions centrales, comparaison des résultats obtenus avec ALICE en Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}}$=2.76 TeV à ceux de deux expériences de RHIC pour des collisions Au-Au à $\sqrt{s_{NN}}$=200 GeV.

Le facteur de modification nucléaire mesuré avec le détecteur ALICE ([38]) pour les particules chargées ainsi que la comparaison avec les résultats de RHIC est présentée sur la Figure 28. On observe une suppression plus importante des hadrons chargés dans ALICE, ce qui peut être expliqué par la création d'un milieu plus dense aux énergies du LHC. Un minimum est observé, quelle que soit la centralité, à $p_T \sim 6-7\ GeV/c$. Puis le facteur de modification

nucléaire augmente lentement jusqu'à $30\,GeV/c$. Différents modèles de perte d'énergie ont été confrontés à ces résultats, mais ces comparaisons nécessitent une plus grande statistique à haut p_T pour apporter une conclusion.

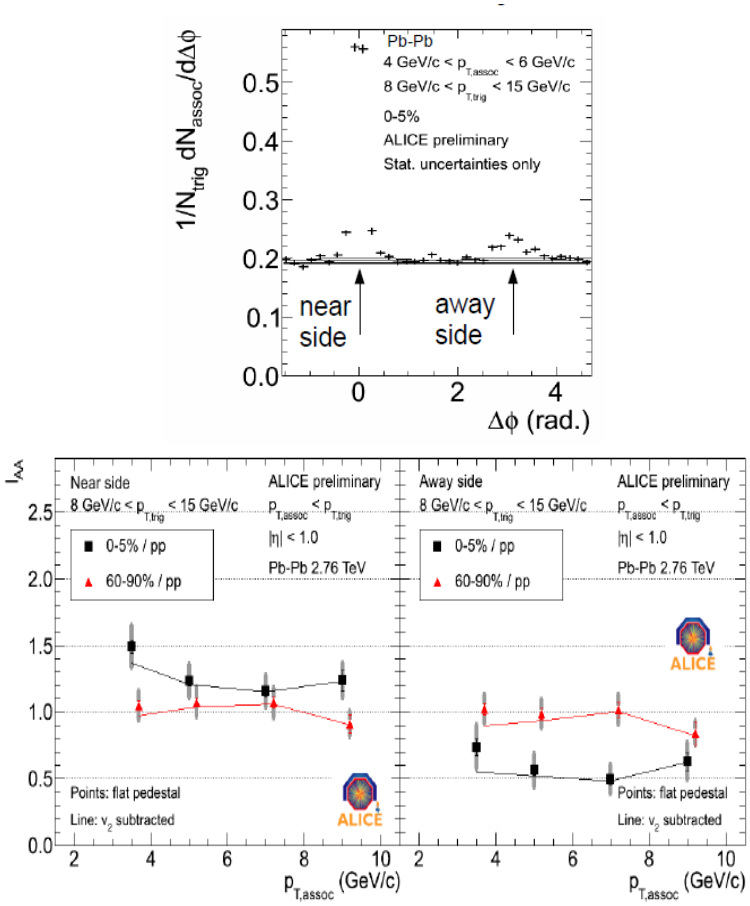


Figure 29 : Sur la figure du haut, la distribution azimutale du nombre de jet dans le cas de collisions centrales mesurées avec le détecteur ALICE est présentée. Et sur les deux figures du bas, le nombre de jets (« near side » et « away side ») mesurés en Pb-Pb normalisé au nombre de jets mesurés en p-p est présenté en fonction de l'impulsion transverse, pour des collisions centrales en noir et périphériques en rouge.

Les corrélations à deux jets étudiées dans ALICE, présentées sur la Figure 29, montrent une augmentation du nombre de jets déclencheurs, appelés « near side » de l'ordre de 20% et une diminution de l'ordre de 40% du second pic noté « away side » ([39]) entre les collisions périphérique et centrales.

Suppression des résonances lourdes : signature du QGP – température du QGP

Les résonnances lourdes correspondant aux états liés $c\bar{c}$ (famille du J/Ψ) et $b\bar{b}$ (famille du Υ) sont créées majoritairement par fusion de gluons. Dans un QGP, la suppression de ces états liés, due à l'écrantage de couleur du potentiel, a été prédite depuis 1986 ([40]).
Le potentiel entre les quarks est modifié lorsque la température augmente :

$$\underbrace{\sigma . r_{q\bar{q}} - \frac{\alpha_S}{r_{q\bar{q}}}}_{T=0} \rightarrow \underbrace{\sigma . r_{q\bar{q}} \left(1 - e^{-r_{q\bar{q}}/r_d(T)}\right) - \frac{\alpha_S}{r_{q\bar{q}}} e^{-r_{q\bar{q}}/r_d(T)}}_{T\uparrow} \rightarrow \underbrace{-\frac{\alpha_S}{r_{q\bar{q}}} e^{-r_{q\bar{q}}/r_d(T)}}_{r_{q\bar{q}} \geq r_d(T)}$$

Où $r_d(T)$, appelé rayon de Debye, dépend de la masse de la résonance et décroit avec la température. Lorsque le rayon de Debye devient inférieur au rayon de la résonance

considérée, le potentiel entre les quarks devient répulsif et la résonance ne peut plus se former. La température correspondante est appelée température de dissociation.

Tableau 1 : Caractéristiques des résonances $c\bar{c}$ et $b\bar{b}$.

	$c\bar{c}$			$b\bar{b}$			
	J/Ψ	χ_c	Ψ′	Υ	χ_b	Υ′	Υ″
Masse (GeV)	3.10	3.53	3.68	9.46	9.99	10.02	10.36
Rayon (fm)	0.25	0.36	0.45	0.14	0.22	0.28	0.39
T/T_c	1.5-2.5	1-1.2	1-1.2	3-5	1.5-2.2	1.2-2	1.1-1.3

Le Tableau 1 résume les caractéristiques des résonances lourdes. La 4ième ligne donne le rayon des différentes résonnances, et la dernière ligne donne le rapport de la température de dissociation sur la température critique prédite par les calculs de QCD sur réseau.

Comme les différentes résonnances ont des températures de dissociation distinctes, l'observation de leur suppression peut être considérée comme une mesure de la température du système.

La suppression du J/ψ a été observée pour la première fois au SPS par l'expérience NA50. Le résultat est présenté sur la Figure 30, en fonction de la densité d'énergie du système. On observe une brusque diminution du nombre de J/ψ pour une densité de l'ordre de $2.4\ GeV/fm^3$. Ce résultat a contribué à l'annonce, par le CERN, de la mise en évidence de l'existence d'un milieu déconfiné ([41]).

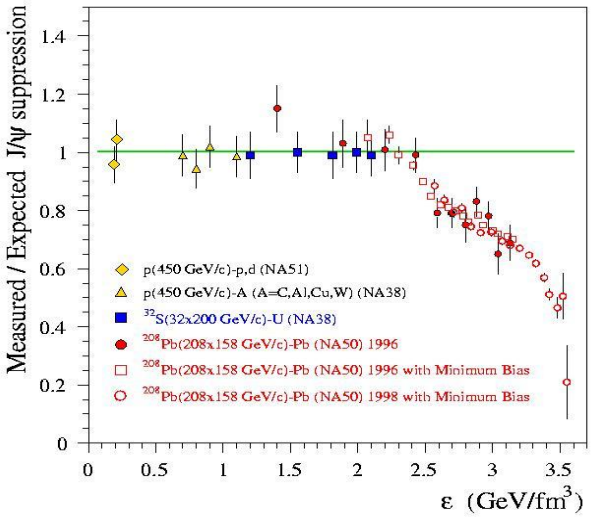


Figure 30 : Taux de production du J/Ψ, mesuré par l'expérience NA50, normalisé par le taux de production attendue en prenant en compte la suppression normale dans le milieu nucléaire.

Les expériences au RHIC montrent une suppression du J/Ψ ([42]) (Figure 31) comparable à celle observée au SPS, alors que la densité d'énergie, au RHIC, est beaucoup plus élevée.
Cette observation pourrait venir d'un processus de régénération statistique des J/Ψ dû au nombre important de paires $c\bar{c}$ (Tableau 2) produites dans les collisions Au-Au au RHIC.

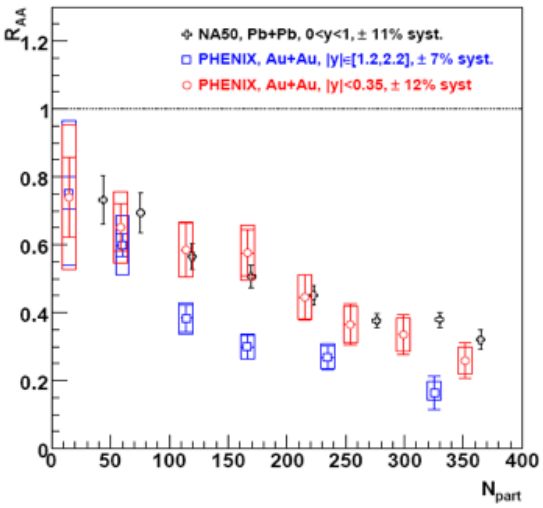


Figure 31 : Facteur de modification nucléaire du J/Ψ, en fonction du nombre de nucléons participants, mesuré par l'expérience PHENIX et comparé aux résultats de NA50.

Tableau 2 : Nombre de paires $c\bar{c}$ et $b\bar{b}$ produitent au SPS, au RHIC ou au LHC dans les conditions nominales de fonctionnement pour des collisions centrales.

	SPS $Pb-Pb$ $17\ A.GeV$	RHIC $Au-Au$ $200\ A.GeV$	LHC $Pb-Pb$ $5.5\ A.TeV$
$c\bar{c}$	0.2	10	120
$b\bar{b}$	-	0.05	5

Au LHC, la mesure simultanée des résonnances $c\bar{c}$ et $b\bar{b}$ devrait apporter des informations sur ces phénomènes de régénération. En effet certaines résonnances telles que J/Ψ, Υ' et χ_b ont des températures de dissociation très proches : elles doivent donc subir les mêmes effets de suppression par écrantage. Par contre les résonnances $c\bar{c}$ (J/Ψ) pourront être régénérées alors que les $b\bar{b}$ (Υ' et χ_b) seront très peu sensibles à ce processus.

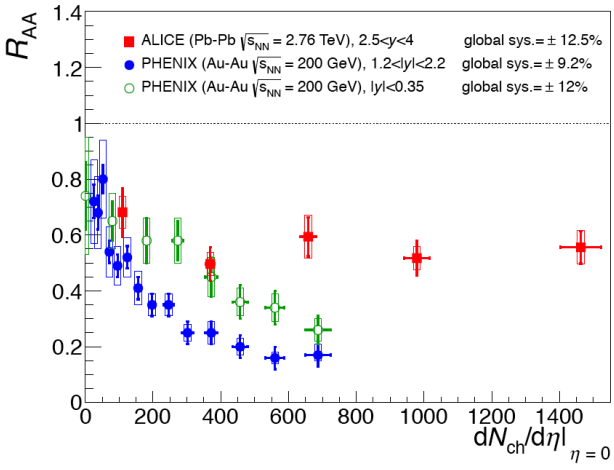


Figure 32 : Facteur de modification nucléaire du J/Ψ mesuré par ALICE pour des collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}}$=2.76 TeV en fonction du nombre de nucléons participants. Ces résultats sont comparés aux résultats de PHENIX en Au-Au à plus basse énergie.

Les mesures faites en Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}}$=2.76 TeV par le détecteur ALICE [43] , à faible impulsion transverse, semblent montrer (Figure 32) une suppression moins importante du J/Ψ par rapport aux mesures du RHIC à plus basse énergie. Ces résultats semblent en faveur d'un processus de régénération statistique des J/Ψ et doivent être confrontés aux modèles afin de mieux comprendre cette observation. L'étude des autres résonnances est en cours mais elle nécessite une plus grande statistique.

Conclusion

Tous les résultats expérimentaux des expériences au SPS, à RHIC et au LHC ne sont pas présentés dans ce document, je me suis limitée aux résultats liés directement à la température du système, au mouvement collectif, à la transition de phase et au déconfinement.

De plus, pour les données du LHC, j'ai considéré seulement les résultats obtenus avec le détecteur ALICE. Les détecteurs ATLAS et CMS étudient aussi les collisions Pb-Pb et donnent des résultats très importants principalement pour les observables à grande impulsion transverse telles que les jets ou les résonnances lourdes.

Les résultats de ALICE présentés, dans ce document, sont pour la plupart préliminaires et nécessitent une plus grande statistique en Pb-Pb. La Figure 33 montre la luminosité intégrée délivrée pendant la période Pb-Pb en 2011, par comparaison, à la fin de la période 2010 la luminosité intégrée était $\sim 10\,\mu b^{-1}$. La campagne de données Pb-Pb de 2011 permettra d'augmenter la statistique d'un facteur ~ 15, d'affiner les premiers résultats et d'accéder à des signaux rares comme la mesure du Υ.

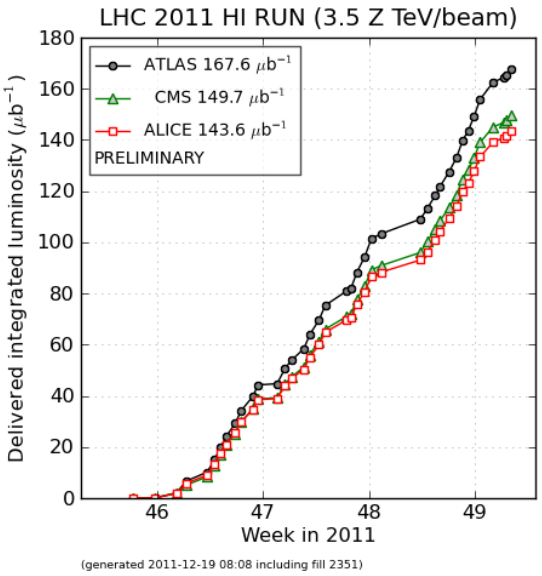


Figure 33 : Luminosité intégrée délivrée pendant la période Pb-Pb de 2011 (mi-novembre à mi-décembre)

Chapitre 2 : Le détecteur ALICE

Le détecteur ALICE (A Large Ion Collider Experiment), installé auprès du collisionneur LHC, est le détecteur dédié à l'étude des collisions d'ions lourds. C'est le fruit d'une collaboration comprenant un millier de physiciens provenant de 31 pays différents.

Ce détecteur a été conçu ([44])([45]) afin de fonctionner en collisions p-p à $\sqrt{s_{NN}}$=14 TeV et Pb-Pb jusqu'à $\sqrt{s_{NN}}$=5.5 TeV par nucléons. Les principaux challenges de cette expérience sont donc d'être capables de détecter un très grand nombre de particules simultanément, mais aussi d'enregistrer et de traiter l'énorme quantité de données générées par l'ensemble des sous-détecteurs.
La conception ([46]) de ce détecteur a débuté vers 1994, l'installation est terminée depuis mi-2008 et les premières prises de données, en collision p-p et Pb-Pb, ont eu lieu en 2010.

ALICE est composée de deux sous-ensembles (Figure 34). Le premier correspond à la partie centrale, placée dans l'aimant solénoïdal de l'expérience L3. Il permet la détection des photons, hadrons et électrons émis lors de la collision jusqu'aux très petites impulsions. Le second sous-ensemble correspond au spectromètre à muons qui permet la mesure des muons émis vers l'avant avec une pseudo-rapidité comprise entre 2.4 et 4. Ces deux parties sont complétées par des détecteurs de centralité et de multiplicité. Les différents systèmes de contrôle de l'expérience seront décrits dans le chapitre 6.

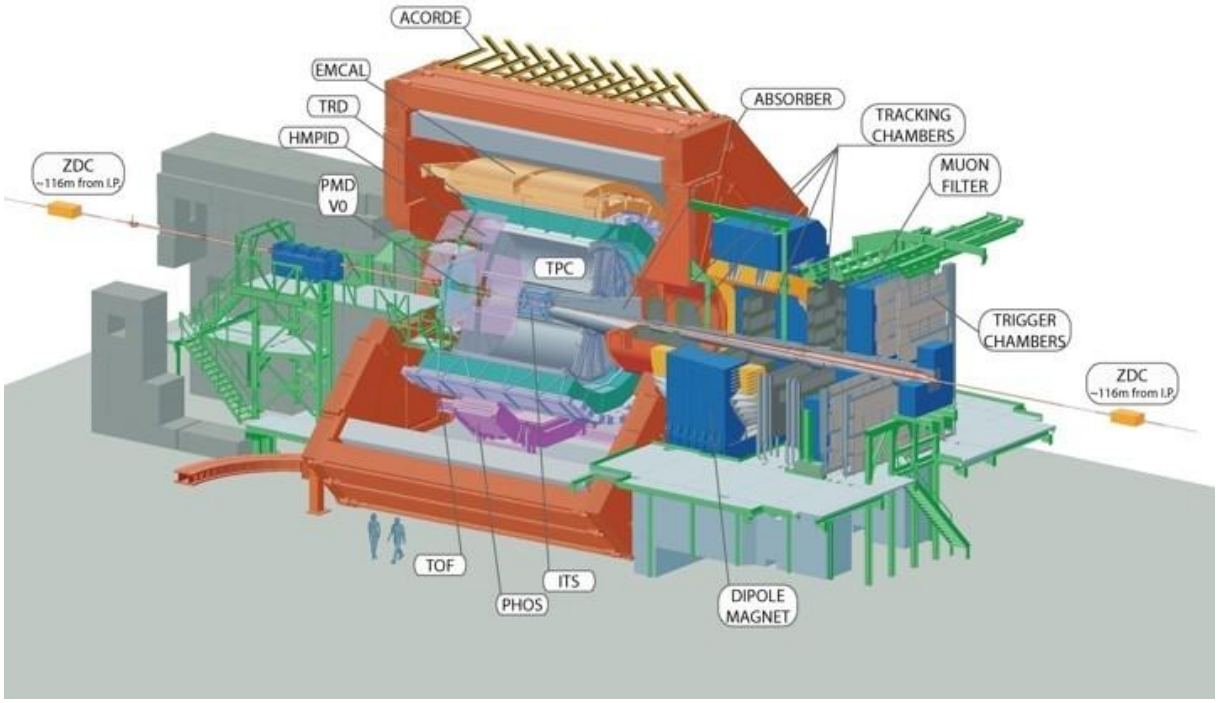


Figure 34 : Schéma représentant une coupe du détecteur ALICE.

La Partie Centrale

Toute la partie centrale (Figure 35) du détecteur ALICE est à l'intérieur de l'aimant L3 qui délivre un champ magnétique solénoïdal maximal de 0.5 T. L'ensemble du système de trajectographie de la partie centrale permet l'identification des particules chargées de $p_T > 100\ MeV/c$.
Les détecteurs : ITS, TPC, TRD et TOF couvrent le domaine d'acceptance en pseudo-rapidité $|\eta| < 0.9$ pour un angle azimutal $0 \leq \varphi \leq 2\pi$. Cet ensemble est complété par des détecteurs de plus faible acceptance : HMPID, PHOS et EMCal.

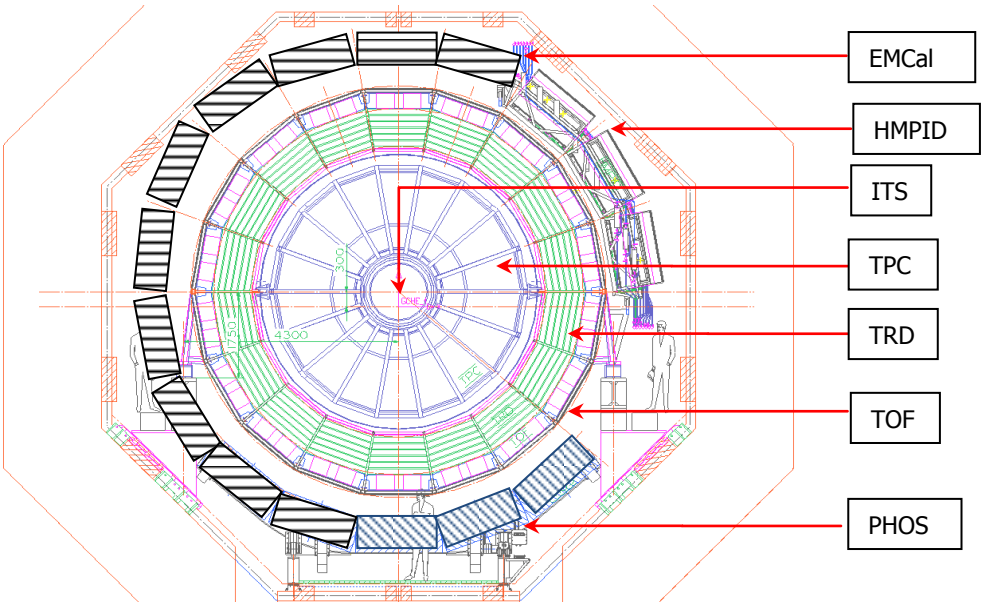


Figure 35 : Vue en coupe des différents détecteurs de la partie centrale de ALICE.

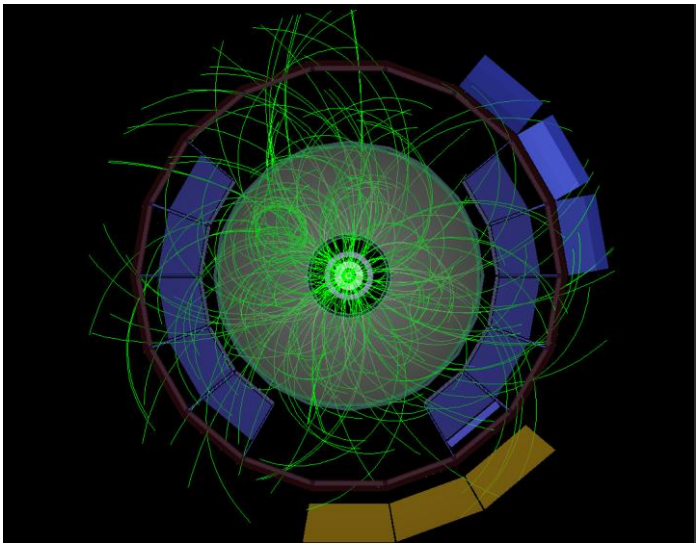


Figure 36 : Vue de la partie centrale de ALICE pour un évènement Pb-Pb mesuré en nov. 2011 (sans le détecteur EMCal).

ITS

L'ITS (Inner Tracking System) ([47]) permet la reconstruction des traces, des particules chargées, autour du point d'interaction, ceci afin de déterminer les vertex primaires et

secondaires. Les informations recueillies par l'ITS permettent également l'identification des particules chargées. C'est le détecteur le plus proche du point d'interaction, il doit donc être capable de travailler dans un environnement de grande densité de traces. Il est composé de 6 couches des détecteurs silicium dont la granularité diminue lorsqu'on s'éloigne du point d'interaction: les deux couches internes sont composées de pixels de Silicium ou SPD (Silicon Pixel Detector), les deux couches suivantes sont des détecteurs silicium à dérive ou SDD (Silicon Drift Detector) et les deux couches externes sont composées de micro-pistes de silicium ou SSD (Silicon Strip Detector). La résolution sur le paramètre d'impact reconstruit est de l'ordre de quelques dizaines de microns dans le plan azimutal. On peut voir sur la Figure 37 le résultat de l'identification des particules chargées par l'ITS pour des collisions p-p à 900 GeV.

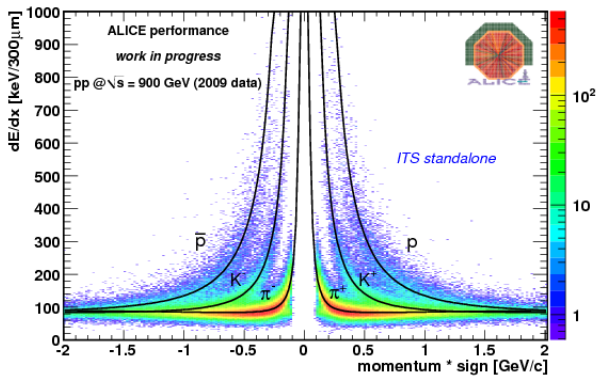


Figure 37 : Identification des particules chargées par l'ITS grâce à la mesure de la perte d'énergie des particules en fonction de leur impulsion.

TPC

La TPC (Time Projection Chamber) ([48]) ou chambre à projection temporelle est la partie essentielle du système de trajectographie de la partie centrale du détecteur ALICE. Elle permet, grâce à la reconstruction des traces des particules chargées et la mesure de leur perte d'énergie, de déterminer leur impulsion et d'identifier ces particules (Figure 38).
La TPC est constituée d'un cylindre de 5,6 m de long pour un rayon externe de 2.5 m, c'est la plus grande chambre à projection temporelle jamais construite. C'est aussi le détecteur le plus lent d'ALICE. Elle comprend 560 000 voies de lecture. La résolution en impulsion obtenue est comprise entre 1 et 10 % pour des impulsions respectivement entres 100 MeV/c et 1 GeV/c.

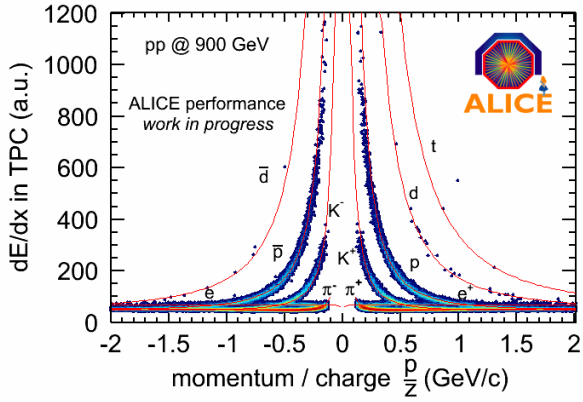


Figure 38 : Identification des particules chargées par la TPC grâce à la mesure de la perte d'énergie des particules en fonction de leur rigidité magnétique $^{p}/_{Z}$ *.*

TRD

Le TRD (Transition Radiation Detector) ([49]) permet l'identification des électrons. Il est placé autour de la TPC, et est divisé en 540 modules répartis en 6 couches et 18 secteurs. Ces modules sont constitués d'une couche de matériau radiateur, d'une chambre proportionnelle et d'un plan de lecture segmenté. Seuls les électrons d'impulsion $> 0.5\ GeV/c$ produisent un rayonnement de transition et donne un signal sur les plans de lecture. La résolution spatiale obtenue est de quelques centaines de microns.

TOF

Le TOF (Time Of Flight) ([50]) permet la séparation des π, K et p d'impulsion transverse jusqu'à 2.5 GeV/c grâce à la mesure du temps de vol des particules. Le TOF est placé autour du TRD, il est constitué de MRPC (Multigap Resistive Plate Chamber). Comme le TRD, il est divisé en 18 secteurs en φ et 5 modules en z.

HMPID

Le HMPID (High Momentum Particle Identification Detector) ([51]) complète la partie centrale en permettant l'identification des particules de grande impulsion. Il est composé d'un radiateur liquide associé à une chambre proportionnelle multi-fils. Il est situé à 5 m du point d'interaction et couvre un domaine en pseudo-rapidité comprise entre -0.6 et 0.6 pour une couverture en angle azimutal de 57.61°.

PHOS

Le PHOS (PHOtons Spectrometer) ([52]) est un calorimètre électromagnétique de haute résolution ($\Delta E_\gamma / E_\gamma \sim 1.5\%$) optimisé pour la mesure des photons de 0.5 à 10 GeV/c. Il est composé de cristaux de tungstate de Plomb couplés à des photo-détecteurs. Il couvre un angle azimutal de 100° pour domaine en pseudo-rapidité $|\eta| < 0.12$.

EMCal

EMCal (ElectroMagnetic Calorimeter) ([53]) est un calorimètre électromagnétique segmenté en 10 super-modules eux-mêmes composés de 4 tours. Chaque tour est constituée d'un empilement de 77 couches alternées de Plomb et de scintillateur. Seuls 2 modules étaient installés pour les premières prises de données de 2009 et 2010. L'ensemble des modules est installé depuis début 2011. EMCal complète l'acceptance angulaire du PHOS pour la mesure des photons et va permettre, en association avec les informations sur les traces des particules chargées fournies par l'ensemble ITS, TPC, TRD, TOF, de reconstruire jusqu'à 90% de l'énergie des jets produits lors d'une collision.

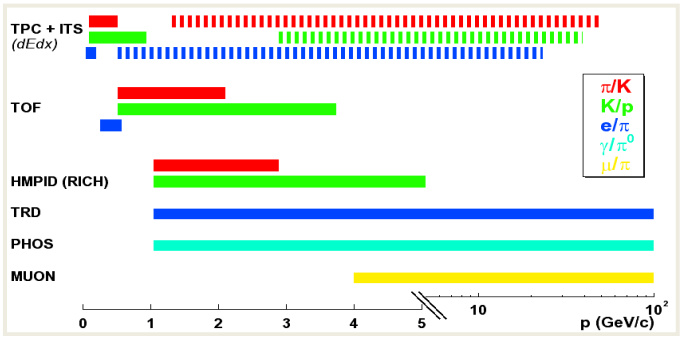


Figure 39 : Identification des particules avec le détecteur ALICE en fonction de l'impulsion. Les parties hachurées correspondent à une séparation à 2σ alors que les parties pleines correspondent à une séparation à 3σ.

La Figure 39 montre le type de particules détectées et le domaine en impulsion couvert par chaque sous-détecteur de ALICE. On peut voir que ce détecteur permet la mesure des particules chargées de très basse impulsion jusqu'à quelques dizaines de GeV/c.

Les détecteurs de centralité et de multiplicité

ZDC

Le ZDC (Zero Degree Calorimeter) ([54]) permet d'estimer la centralité de la collision à partir de la mesure de l'énergie des fragments spectateurs. Le ZDC est composé d'un calorimètre pour la mesure de l'énergie des neutrons (ZN) et d'un calorimètre pour la mesure de l'énergie des protons (ZP), tous deux situés à 116 m du point d'interaction (Figure 40). Ces calorimètres sont composés de matériaux denses dans lesquels sont insérées des fibres scintillantes de quartz. Le ZDC est associé à un calorimètre électromagnétique, le ZEM, composé de deux modules placés à 7 m du point d'interaction et qui permet de lever certaines ambiguïtés dans la détermination de la centralité.

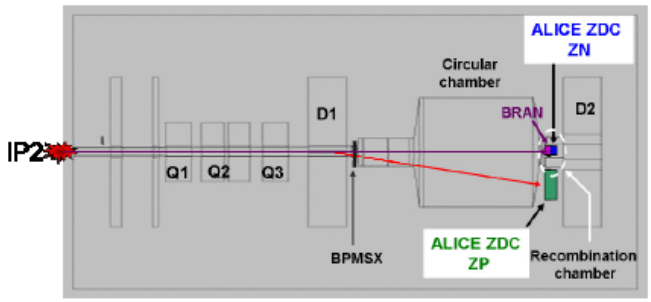


Figure 40 : Schéma représentant la position des calorimètres du ZDC par rapport au point d'interaction de l'expérience ALICE.

FMD

Le FMD (Forward Multiplicity Detector) ([55]) permet de mesurer la multiplicité de particules chargées dans un domaine en pseudo-rapidité $1.7 < \eta < 3.4$ et $-5.1 < \eta < -1.7$ (Figure 41). Il est constitué de strips de silicium segmentés en 7 modules entourant le tube faisceau.

PMD

Le PMD (Photon Multiplicity Detector) ([56]) mesure la multiplicité de photons ainsi que leur distribution angulaire pour une pseudo-rapidité $-3.5 < \eta < -2.3$ (Figure 41). Cette mesure permet d'avoir une estimation de l'énergie transverse électromagnétique. Elle donne également des informations sur le plan de réaction. Le PMD est composé de deux plans de chambres proportionnelles placées de part et d'autre d'un convertisseur de Plomb, correspondant à trois longueurs de radiation, dans lequel on a création de la gerbe électromagnétique.

T0

Le T0 est composé de deux compteurs Cerenkov (Figure 41) : $T0_L$ $(-5. < \eta < -4.5)$ et $T0_R$ $(2.9 < \eta < 3.3)$. Le T0 permet de donner un signal de « start » pour le détecteur TOF avec une précision de 50 ps. Il peut également donner une évaluation du point d'interaction avec une précision de l'ordre du cm.

V0

Le V0 est composé de deux hodoscopes de scintillateurs placés de part et d'autre du point d'interaction à 90 et 340 cm de celui-ci (Figure 41), ayant respectivement une couverture en pseudo-rapidité de $-5.1 < \eta < -2.8$ et $1.7 < \eta < 3.8$. Grâce à la mesure de la différence de temps de vol entre les deux hodoscopes, il permet d'évaluer la position du point d'interaction

et d'avoir une estimation de la centralité. C'est un détecteur essentiel dans le système de déclenchement de ALICE.

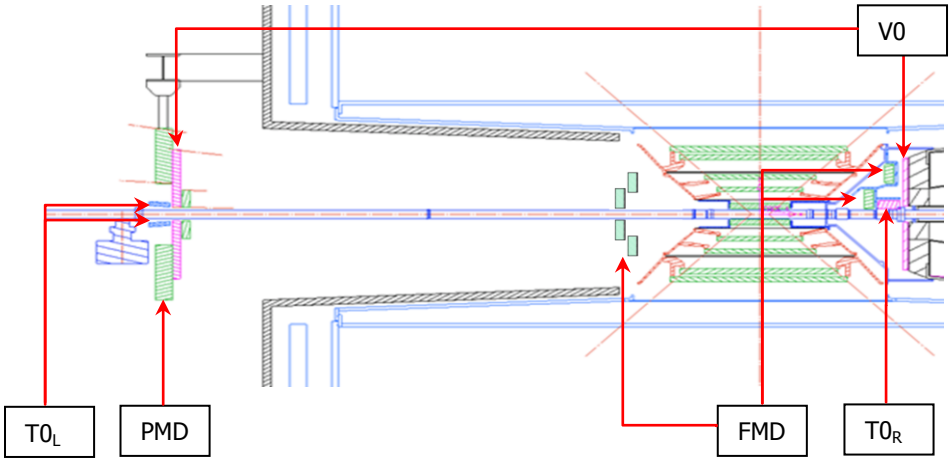


Figure 41 : Schéma représentant les positions des différents détecteurs de centralité par rapport au reste du détecteur ALICE.

Le spectromètre à muons

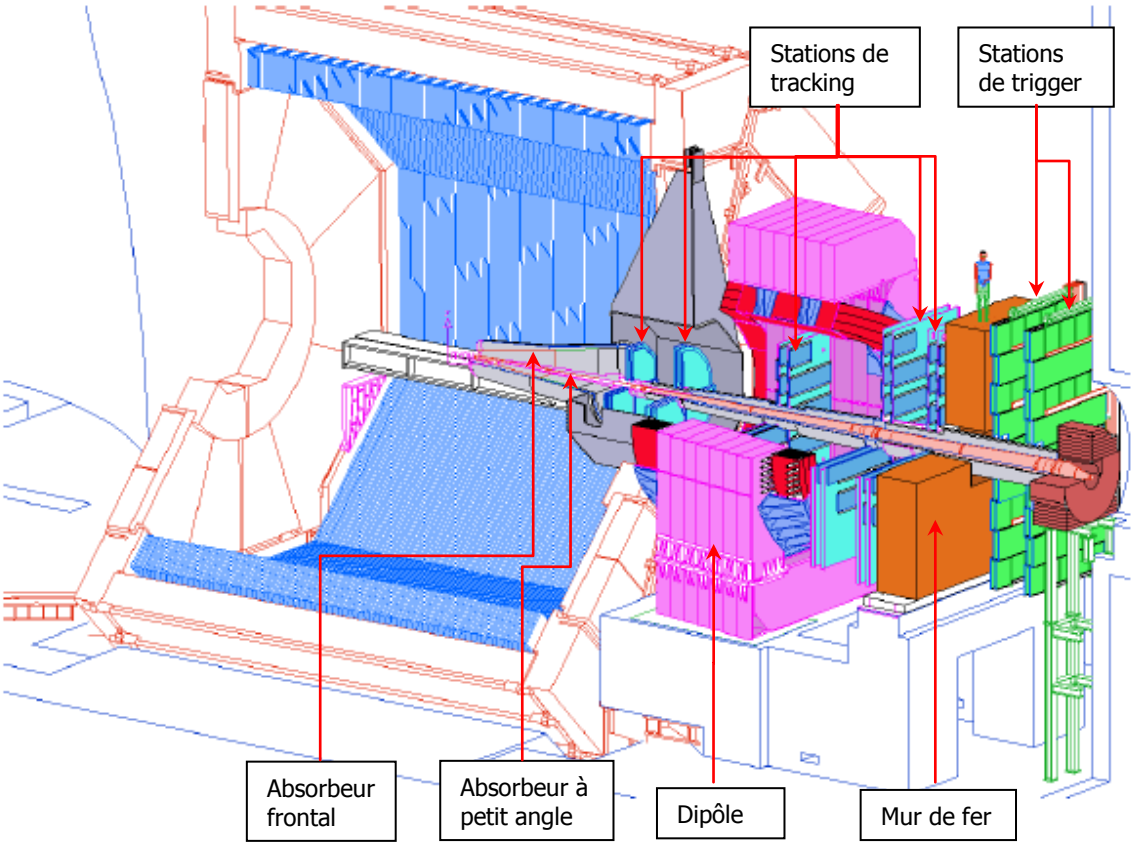


Figure 42 : Schéma du spectromètre à muons de ALICE.

Le spectromètre à muons ([57]) de ALICE est situé à l'avant du point d'interaction et couvre un domaine en pseudo-rapidité $2.4 < \eta < 4$, ce qui correspond à un angle $2 < \theta < 9°$ par rapport à l'axe du faisceau.
Il a été conçu principalement pour la mesure des quarkonia (famille du J/Ψ et famille du Υ) dans leur canal de désintégration muonique. Ces mesures nécessitent d'avoir une résolution sur la masse de l'ordre de 60 MeV/c^2 à 3 GeV/c^2 pour pouvoir séparer le J/Ψ du Ψ' et une résolution de 100 MeV/c^2 à 10 GeV/c^2 pour pouvoir séparer Υ, Υ' et Υ''.
Le spectromètre (Figure 42) est composé de trois absorbeurs (l'absorbeur frontal, l'absorbeur à petit angle et le mur de fer), d'un aimant dipolaire, de cinq stations de trajectographie, appelées stations de tracking, et de deux stations permettant, notamment, le déclenchement de l'acquisition selon certains critères de sélection, appelées stations de trigger.

Les absorbeurs

Des simulations ([58]) et études expérimentales ont permis de déterminer la géométrie et la composition des absorbeurs permettant de réduire le bruit de fond tout en conservant une bonne résolution sur la masse reconstruite des résonnances. Une simulation GEANT de l'absorbeur frontal et une étude expérimentale des gerbes produites dans un absorbeur seront détaillées dans le chapitre 3.

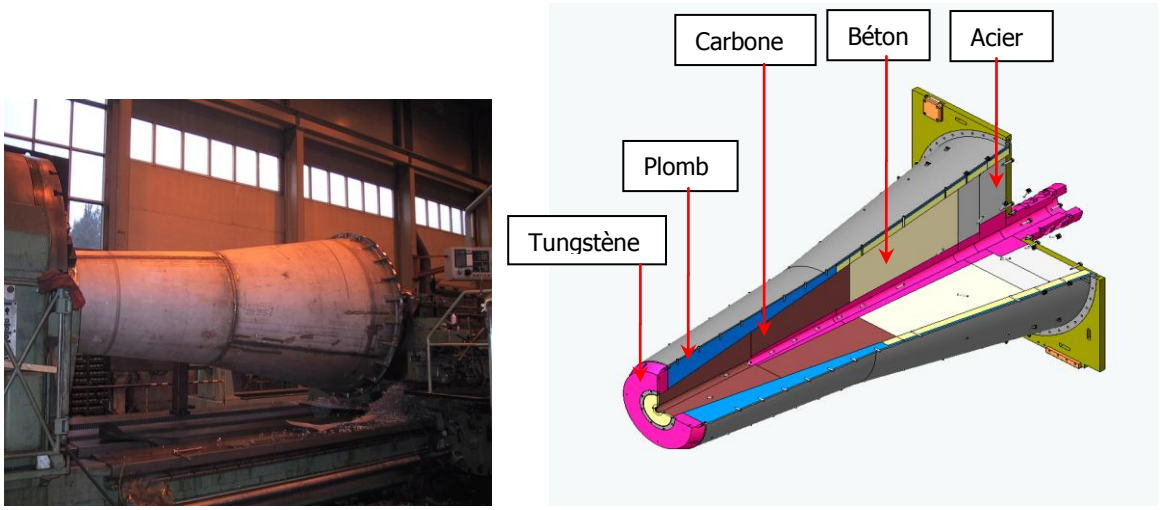


Figure 43 : Absorbeur frontal du spectromètre à muons de ALICE.

Absorbeur frontal

L'absorbeur frontal (Figure 43) a été conçu de manière à réduire, de deux ordres de grandeur, le flux de hadrons primaires (π et K essentiellement) créés lors des collisions noyau-noyau.

Afin de réduire le nombre de π et K qui pourraient se désintégrer en muons, l'absorbeur frontal doit être placé près du point d'interaction. Dans ALICE, la distance minimale possible par rapport au point d'interaction est de 90 cm. Elle est imposée par les dimensions de l'ITS.

Cet absorbeur frontal a été optimisé pour absorber un maximum de particules tout en limitant la diffusion multiple afin d'avoir une résolution sur la masse reconstruite de l'ordre de 100 MeV/c^2 à 10 GeV/c^2. La diffusion multiple dans l'absorbeur frontal est l'élément prépondérant dans la détérioration de la résolution sur la masse, sa contribution est de l'ordre de 80 MeV/c^2. Une étude de la résolution pour différentes configurations de l'absorbeur frontal est présentée dans le chapitre 3.

L'absorbeur frontal est composé principalement de carbone et de béton en son centre.

Absorbeur à petit angle ou blindage faisceau

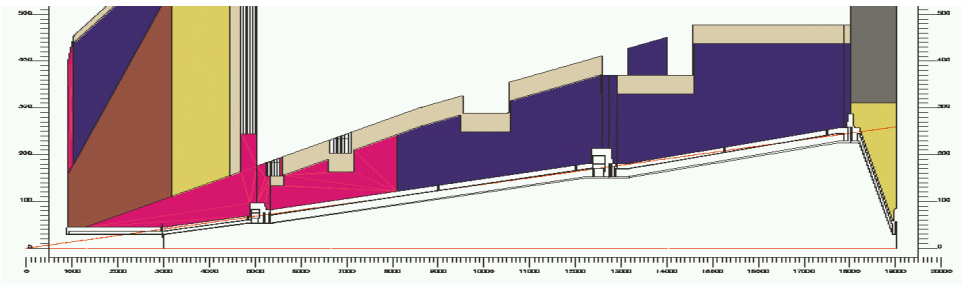


Figure 44 : Vue en coupe et composition de l'absorbeur frontal et de l'absorbeur à petit angle, composé principalement de Plomb (bleu) de tungstène (rouge) et acier (gris).

Cet absorbeur doit protéger les détecteurs des interactions entre des particules émises à petit angle et le tube faisceau. Il est composé principalement de Plomb, Acier et Tungstène (Figure 44).

Mur de fer

Un mur de fer, de 1.2 m d'épaisseur, est placé devant les stations de trigger et sert de filtre à muons. Ce mur, correspondant à 7 longueurs d'interaction, absorbe la majeure partie des hadrons ayant traversés l'absorbeur frontal.

Le dipôle

Un aimant dipolaire, de 5 m de long, est placé à 7 m du point d'interaction. Il crée un champ magnétique de valeur nominale 0.7 T dans la direction horizontale ox : direction perpendiculaire à l'axe du faisceau et parallèle au rayon du LHC. Les particules chargées sont déviées dans le plan vertical.

Le système de trajectographie ou « tracking » des muons

Le système de trajectographie ([59]) est composé de 5 stations de tracking de deux plans de détection chacune. Deux stations sont placées entre l'absorbeur frontal et le dipôle, à 5.4 et 6.8 m du point d'interaction, une station se trouve à l'intérieur du dipôle à 9.8 m et deux stations sont placées après le dipôle à 12.9 et 14.2 m.

Pour atteindre une résolution suffisante pour séparer les différents états du Υ, le système de trajectographie doit permettre d'obtenir une résolution en impulsion $^{\Delta p}/_{p} < 1\%$, ce qui correspond à une résolution spatiale de 100 μm dans le plan de déviation. Une résolution de 1 mm est suffisante dans le plan de non déviation.

Les stations de tracking doivent être capable de supporter de grandes densités de particules, jusqu'à 5.10^{-2} particules/cm^2 pour la première station. D'autres contraintes ont été prises en compte lors du choix du type de détecteur et du design du système de trajectographie :

- l'épaisseur de matériaux ne doit pas dépasser 3% de la longueur de radiation (X_0) pour minimiser les effets de diffusion multiple ;
- chaque plan de détection doit avoir une efficacité de détection supérieure à 99% pour que l'efficacité de reconstruction des traces atteigne 97%.

Ces contraintes ont conduit au choix de chambres proportionnelles avec un plan de cathode segmenté appelée CPC (Cathode Pad Chambers). Chaque plan de cathode donne une information spatiale à deux dimensions (Figure 45).

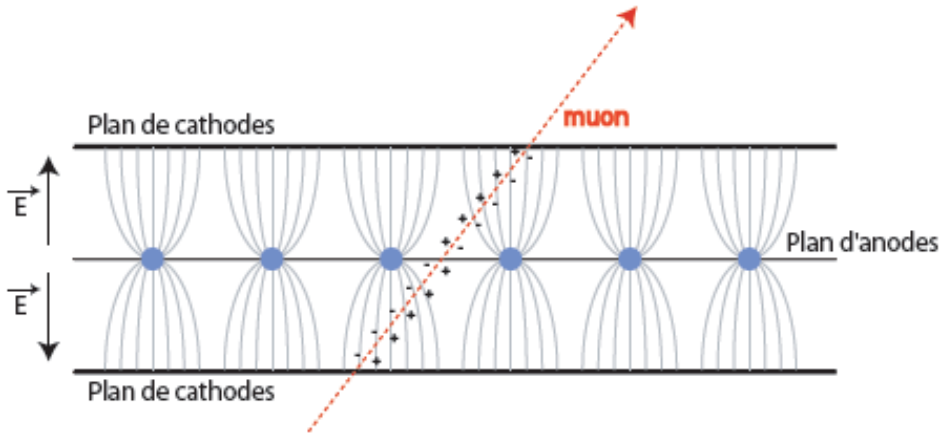


Figure 45 : Principe de fonctionnement d'une chambre à fils à cathodes segmentées.

Les stations 1 et 2 ont une géométrie de type quadrant (Figure 46) avec trois tailles de cellules ou pads différentes (4.2*6.3, 4.2*12.6 et 4.2*25.2 mm^2 pour le plan de déviation) augmentant lorsqu'on s'éloigne de l'axe faisceau. Cette segmentation a été choisie de manière à avoir un taux d'occupation maximal de 5% sur l'ensemble de la station.

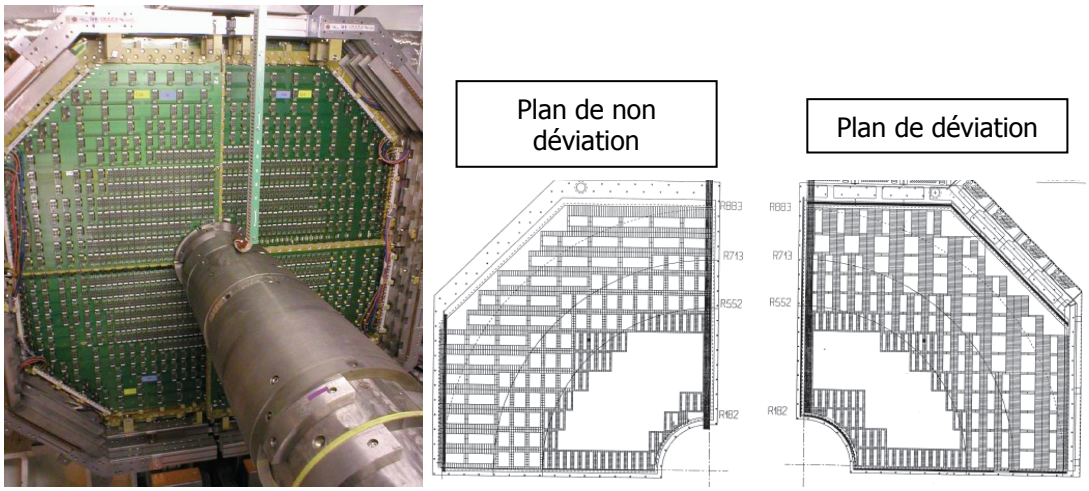


Figure 46 : A gauche, photo de la station 1 et d'une partie du blindage faisceau ; à droite, schéma de la segmentation des plans de cathode de la station 1.

Les stations 3, 4 et 5 ont une géométrie de type lattes (Figure 47). On peut voir, sur la partie droite de la Figure 47, les zones de recouvrements des lattes qui permettent de réduire les zones mortes du détecteur.

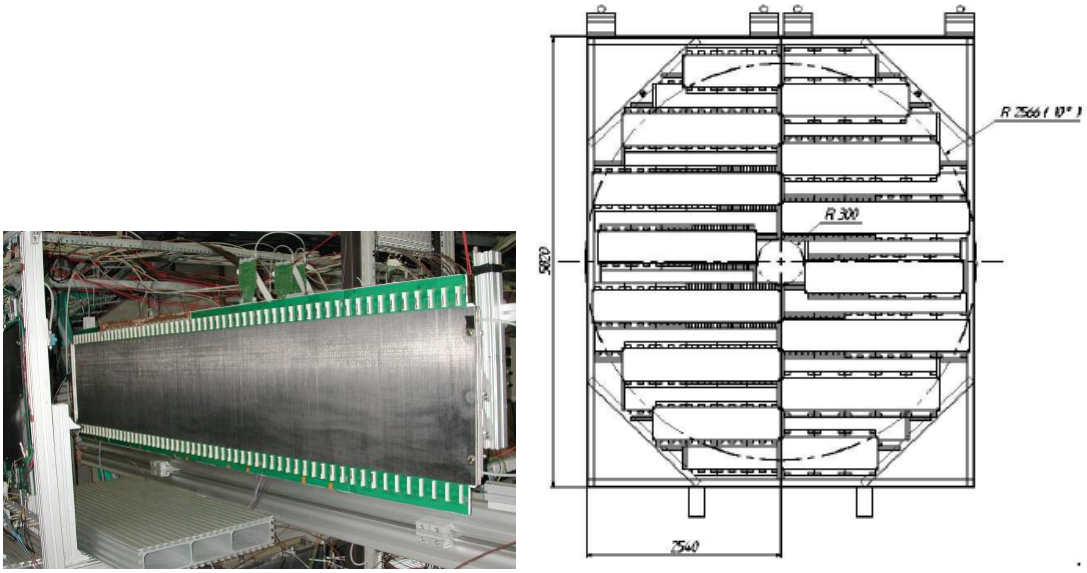


Figure 47 : A gauche : photo d'une des lattes qui composent les stations 3,4 et 5 ; à droite schéma de la segmentation d'une station en terme de lattes.

Le système de déclenchement ou « trigger » du spectromètre à muons

Le trigger du spectromètre à muons doit permettre de sélectionner différents types d'évènements :

- soit des évènements contenant une paire de muons de signes contraires, « Unlike Sign » ou US, pour l'étude des résonnances J/Ψ et Υ.
- soit des évènements avec des muons de même signe, « Like Sign » ou LS, pour évaluer le bruit de fond combinatoire.
- soit des évènements avec au moins un muon simple, « Single », pour l'étude de la production de saveurs lourdes ouvertes notamment.

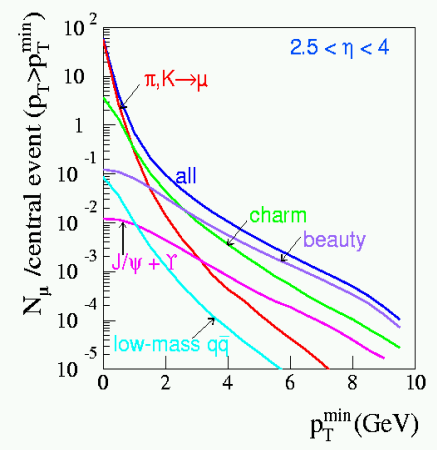


Figure 48 : Distributions attendues du nombre moyen de muons produits, dans l'acceptance du spectromètre à muons de ALICE, lors d'une collision centrale Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}}$ = 5.5 TeV.

Ces sélections peuvent se faire en parallèle avec deux seuils différents, réglables en p_T, par exemple :

- un seuil bas p_T (~1 GeV) pour la physique du J/Ψ;
- un seuil haut p_T (~2 GeV) pour la physique du Υ.

Les valeurs des seuils sont optimisées afin d'éliminer le bruit de fond des muons de bas p_T qui proviennent majoritairement de la désintégration de π ou de K, comme on peut le voir sur la Figure 48, tout en préservant une bonne acceptance sur le signal.

Ces seuils peuvent être modifiés de manière à réduire les taux de trigger lorsque cela est nécessaire.

Principe du trigger

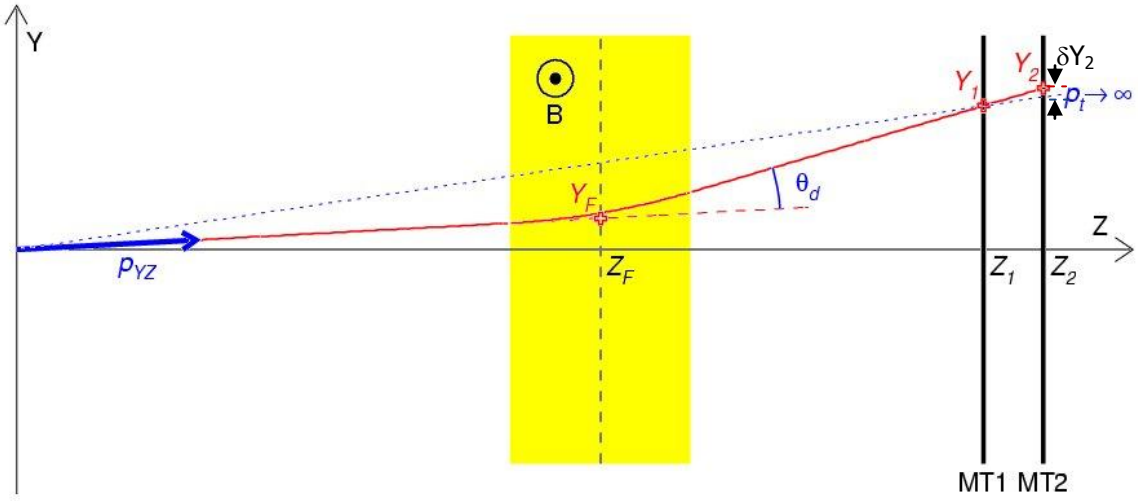


Figure 49 : Schéma de principe du trigger du spectromètre à muons.

Une trace déviée d'un angle θ_d par le dipôle donne un signal en Y_1 et Y_2 sur les deux stations de trigger (Figure 49). La déviation $\delta Y_2 = Y_2 - Y_{2\infty}$, correspond à l'écart mesuré sur la station MT2 entre une trace de p_T infinie, c'est-à-dire non déviée, passant par Y1 et l'impact réel de la trace Y2 sur MT2. Cette déviation est reliée au p_T de la particule et permet de définir des seuils en p_T. La résolution en impulsion transverse du système de trigger est de l'ordre de 10% pour p_T =1 GeV/c^2.

Les chambres de trigger

Les deux stations de trigger MT1 et MT2, représentées sur la Figure 49, sont composées de deux plans de détection chacune. Ces plans de détection ou chambres de trigger doivent avoir une résolution spatiale de quelques mm et une résolution en temps inférieure à 2 ns.
Ces détecteurs sont constitués de chambres RPC (Resistive Plate chamber) ([60])([61]). Ce type de détecteur permet d'obtenir les résolutions spatiales et temporelles demandées pour d'importantes surfaces de détection.

Chaque RPC est constituée de deux plaques d'électrodes résistives entre lesquelles circule un gaz (Figure 50). Ces électrodes, en bakélite, sont soumises à une haute tension. Un film de kapton permet d'isoler les plans de lecture des électrodes. Les plans de lectures sont constitués de bandes de cuivre ou strips de différentes largeurs.

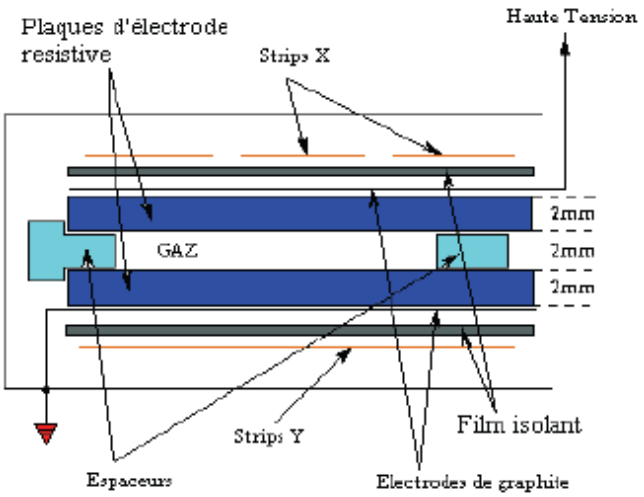


Figure 50 : Coupe transversale d'une RPC.

Les RPC peuvent fonctionner soit en mode streamer, soit en mode avalanche.
En mode avalanche, les charges, produites par ionisation lors du passage d'une particule, sont accélérées sous l'effet du champ électrique présent entre les électrodes. Quand leur énergie devient supérieure à l'énergie d'ionisation du gaz, de nouvelles charges sont créées, qui sont elles aussi accélérées. Ce phénomène d'avalanche provoque l'amplification de la charge produite.

En mode streamer, les phénomènes sont identiques au mode avalanche, mais avec un nombre de charges créées beaucoup plus important ce qui entraîne localement une modification du champ électrique. Cette inhomogénéité du champ électrique provoque la formation du streamer. Les impulsions délivrées par les RPC en mode streamer ont une amplitude supérieure à celles obtenues en mode avalanche, ce qui permet un fonctionnement sans amplification du signal dans l'électronique de front-end.

Des tests de performances des RPC, pour les deux modes de fonctionnement, ont permis de choisir la résistivité, la tension nominale ainsi que le mélange gazeux (Tableau 3) afin d'optimiser l'efficacité, la taille des clusters, la tenue au flux des RPC et de limiter les effets de vieillissement. Une partie de ces tests sera décrite dans le chapitre 3.

Tableau 3 : Caractéristiques principales des deux modes de fonctionnements des RPC du spectromètre à muons de ALICE.

	Avalanche	**Streamer**
Tension nominale (V)	10300	8000
Mélange gazeux	$C_2H_2F_4$(89.5%) - C_4H_{10}(10%) SF_6(0.5%)	Ar(50.5%) - $C_2H_2F_4$(41.3%) C_4H_{10}(7.2%) - SF_6(1%)

Initialement, le mode streamer a été choisi comme mode de fonctionnement pour les chambres de trigger d'ALICE. Par la suite, des tests supplémentaires ont montré que le mode avalanche dit « avalanche saturé » permet d'atteindre les mêmes performances, tous en diminuant les effets de vieillissement du détecteur. Dans ce mode, les signaux d'avalanche ont une amplitude suffisante pour ne pas nécessiter d'amplification au niveau de l'électronique de front-end.

Segmentation des stations de trigger

Chaque plan de détection est formé de 18 RPC comme on peut le voir sur la Figure 51. Les plans de lectures permettant la mesure de la déviation et qui correspondent aux strips horizontales X, sont placés sur la face avant des RPC. Les strips verticales Y sont placées sur l'autre face.

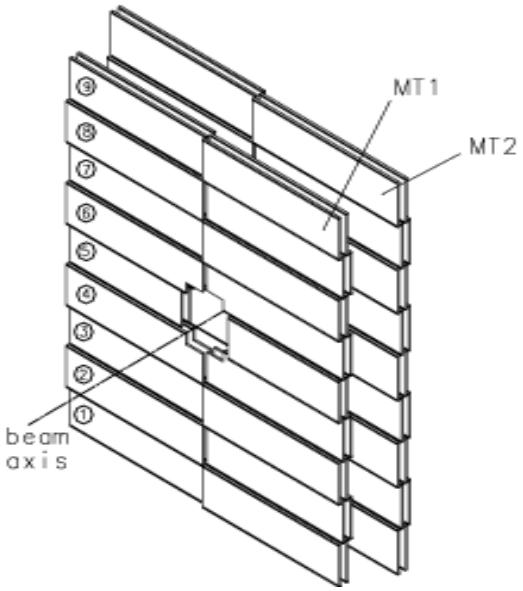


Figure 51 : Schéma de la segmentation des stations de trigger.

La mesure de la position dans le plan de déviation nécessite une précision plus importante que dans le plan de non déviation. De plus, la densité de particules est plus importante proche de l'axe du faisceau. On doit avoir une granularité plus importante dans cette zone. On a ainsi 3 tailles différentes de strips en X et 2 en Y. Le Tableau 4 résume les différentes tailles de strips X et Y des deux stations de trigger. Les tailles des strips des deux stations sont projectives par rapport au point d'interaction d'ALICE. Sur la Figure 52, on observe la segmentation d'un quart de plan de RPC et on peut voir que le nombre de strips devient plus important, donc la taille des strips diminue, pour les zones plus proches du faisceau. Les longueurs de strips sont également variables, les plus courts et les plus longs, sont respectivement ~17 et ~70 cm.

Tableau 4 : Largeurs des strips X et Y des stations de triggers MT1 et MT2.

	Largeur de strip X	**Largeur de strip Y**
Station MT1 (mm)	10.625 – 21.25 – 42.5	21.25 – 42.5
Station MT2 (mm)	11.3 – 22.6 – 45.2	22.6 – 45.2

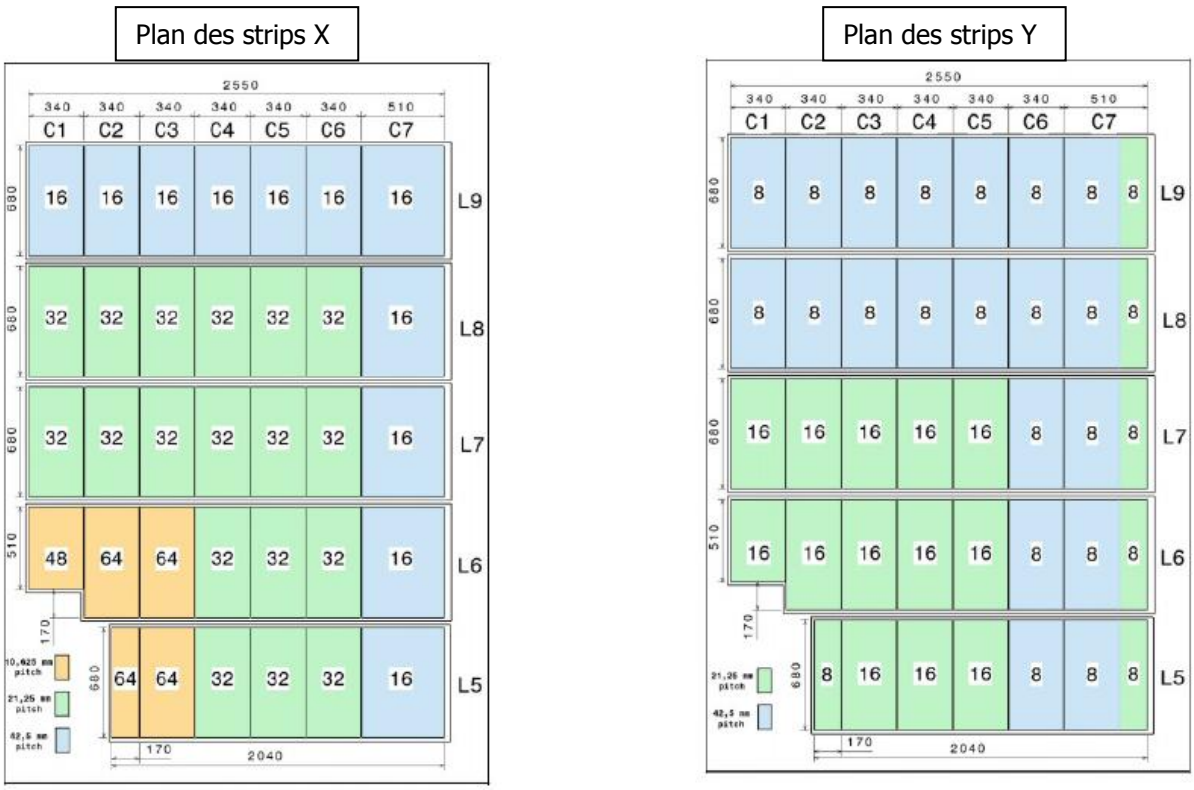


Figure 52 : Segmentation d'un quart de plan de RPC. Chaque ligne correspond à une chambre RPC. Le nombre de strips de chaque zone est indiqué.

Au total, les quatre plans de lectures du trigger contiennent ~21.000 strips. Ces 21.000 strips sont connectées aux cartes de FEE (Front End Electronics) qui contiennent un système de discrimination ADulT (A Dual Threshold) ([62]). Ce système permet d'améliorer la résolution en temps pour le mode streamer, initialement choisi. Il utilise deux seuils de déclenchement, un seuil bas pour déclencher sur le précurseur avalanche, et un seuil haut qui déclenche sur le streamer et qui sert à confirmer le signal. La référence en temps est donnée par le seuil bas. Lorsqu'on a une coïncidence entre les signaux des deux seuils, un signal logique est transmis à l'électronique de trigger local.

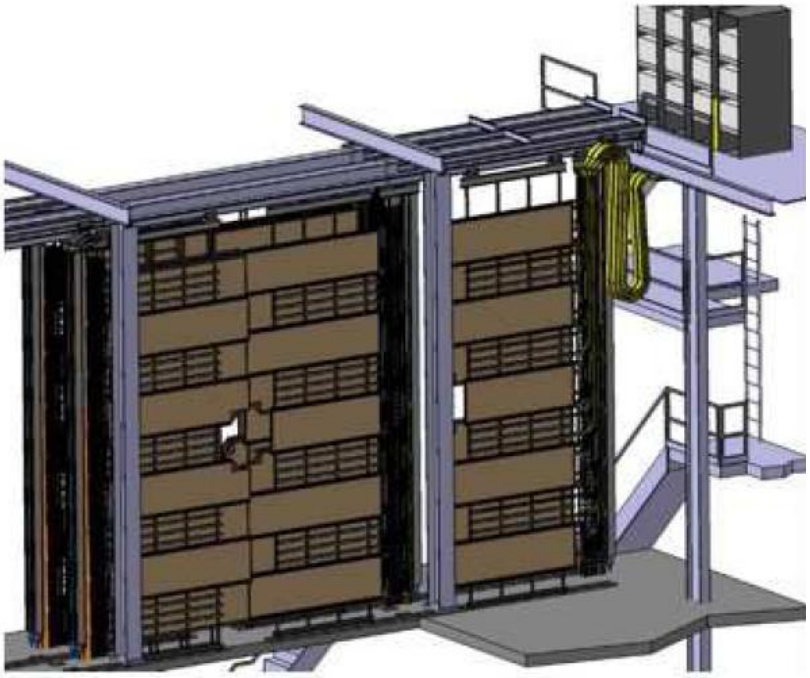


Figure 53 : Schéma des plans de RPC, avec un demi-plan en position ouverte, et des châssis contenant l'électronique de trigger local et régional.

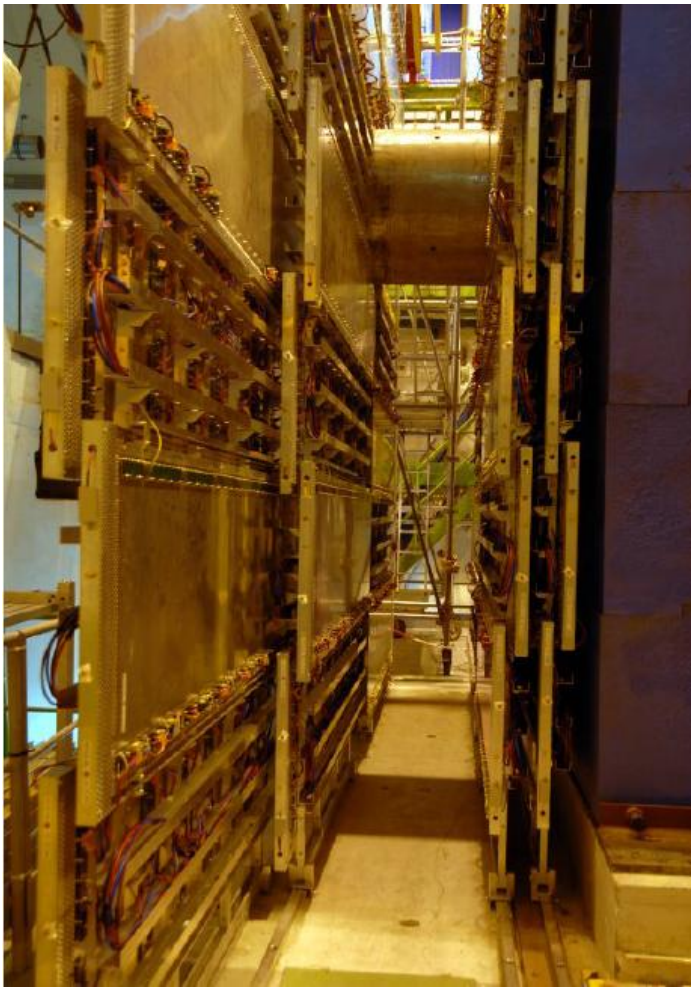


Figure 54 : Vue de profil des plans de RPC, avec le premier demi-plan en position ouverte pour permettre la maintenance.

Electronique de trigger

La logique de trigger comprend trois niveaux de décision : un niveau local, un niveau régional et un niveau global. Un schéma de l'électronique de trigger est présenté sur la Figure 57 : Schéma de l'électronique de trigger du spectromètre à muons de ALICE..

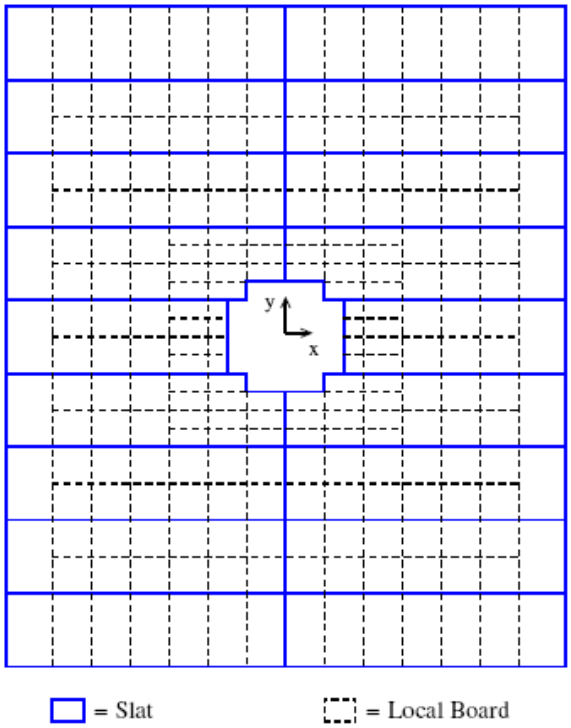


Figure 55 : Vue de face du système de trigger du spectromètre à muons.

La surface couverte, dans le plan XY, par le système de trigger est divisée en 234 zones, chaque zone, de chacun des 4 plans, étant reliée à une carte locale. Le Figure 55, représente une vue de face des plans de détection : en bleu on observe la segmentation des chambres RPC, avec 18 RPC par plan. Les pointillés représentent les 234 zones connectées chacune à une carte locale différente. Chaque zone correspond à 16 strips X et 8 ou 16 strips Y pour chaque plan de détection.

Trigger au niveau local

Chaque carte locale reçoit les informations des strips X et Y, ou « pattern » (c'est-à-dire 1 ou 0 selon qu'un signal ait passé ou non les seuils de discrimination du front-end), des quatre plans de détections, correspondants à une des 234 zones. La Figure 56 présente un schéma simplifié de la logique de trigger locale. En entrée de chaque carte de trigger locale, les « patterns » X et Y des quatre plans de détection correspondent à 16 (ou 8) bits chacun. Dans le cas des plans 3 et 4, des informations doivent être transmises d'une carte locale à ses voisines pour permettre la mesure de la déviation des particules. Certains bits peuvent être masqués, c'est-à-dire forcés à 0, ceci afin de supprimer les informations provenant de strips bruyants ou forcés à 1 afin de simuler une réponse pour tester les algorithmes de trigger. Les valeurs des masques sont chargées en mémoire dans les cartes locales.

Les informations en entrée des cartes locales sont traitées par deux algorithmes séparés. L'algorithme de trigger X qui correspond au plan de déviation et qui donne la position X et la déviation X. L'algorithme de trigger Y qui correspond au plan de non déviation donne seulement la position Y. Les informations de ce niveau, c'est-à-dire position X (Xpos), déviation X (Xdev) et position Y (Ypos) seront appelées ensuite réponses de l'algorithme. Ces informations sont détaillées dans le Tableau 7.

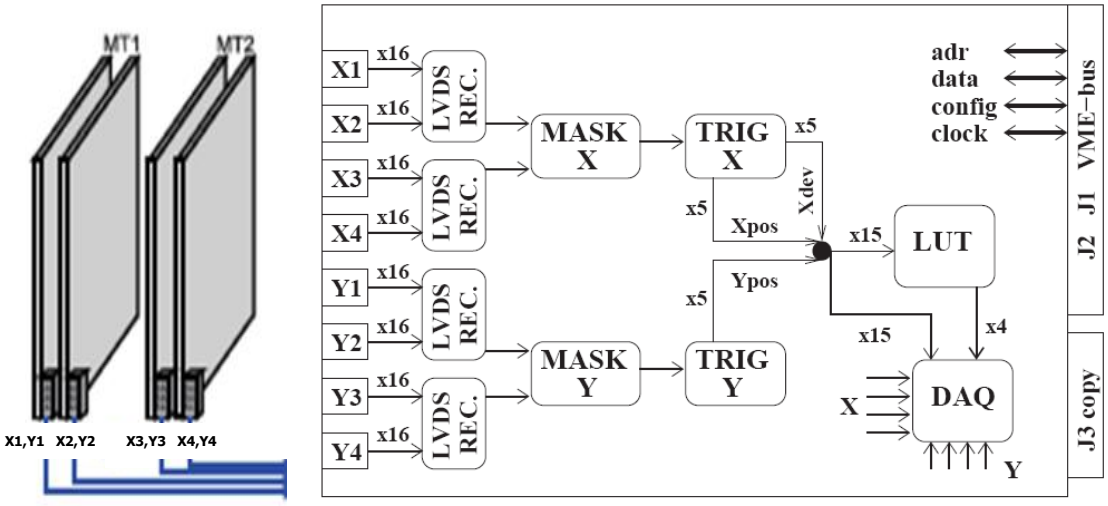


Figure 56 : Logique de trigger locale.

Logique du trigger local X :

Les 4*16 bits X sont traitées par l'algorithme X qui est composé des étapes suivantes :

- « Declustering » : Ce processus permet d'augmenter la précision sur la position X de la trace en prenant en compte la taille du « cluster », c'est-à-dire le nombre de strips touchés. Le principe du « declustering » est de multiplier par deux le nombre de bit afin de pointer le « centre » du cluster quand cela est possible. Le principe est décrit dans le Tableau 5 suivant :

Tableau 5 : Illustration du « declustering » pour différentes tailles de cluster.

Taille de "cluster"	$N = 1$	$N = 2$	$N = 3$	$N = 4$	$N = 5$
motif du "cluster" initial	0 0 1 0 0	0 0 1 1 0	0 1 1 1 0	0 1 1 1 1	1 1 1 1 1
motif "déclusterisé"	000010000	000001000	000010000	000011100	001111100

- Réduction DS : Une mini-route de ± 1 strip est définie entre les deux plans d'une même station. Si, à l'intérieur d'une mini-route les deux plans d'une station sont touchés, on définit un double, noté D. Si un seul plan est touché on définit un simple, noté S. La réduction DS, consiste à favoriser les doubles, afin de diminuer la taille de l'information sans dégrader l'efficacité de trigger. Si au moins un double est trouvé, les simples sont supprimés. Si aucun double n'est trouvé, les simples sont conservés (Tableau 6).

Tableau 6 : Exemple de mini-routes et réduction DS.

Motif 1er plan	000010000	000010000	000000000	010001000	010000000
Motif 2eme plan	000010000	000000000	000010000	000001110	000001110
Mini-route : Simples	000000000	0000S0000	0000S0000	0S0000000	0S000SSS0
Mini-route : Doubles	0000D0000	000000000	000000000	00000D000	000000000
après réduction DS	0000D0000	0000S0000	0000S0000	00000D000	0S000SSS0

- Coïncidence ¾ plans : Une route de ± 8 strips est définie entre les deux stations de trigger. Une route est validée si au moins trois plans sont touchés, ce qui correspond au minimum à un simple et un double.

- Réduction des traces multiples : Une seule trace par carte locale est délivrée. Lorsqu'il y a plusieurs traces, correspondant à une carte locale, la trace de plus grande impulsion, donc de plus faible déviation, est retenue.

Finalement, l'algorithme de trigger X délivre deux informations pour les traces validées ; le format est décrit dans le Tableau 7 : la position X sur la station MT1 (après « declustering ») et la déviation X qui contient le signe ainsi que la valeur de la déviation (après « declustering »). Selon la polarité du champ magnétique dipolaire, le signe de la déviation permet de déterminer le signe de la particule.

Tableau 7 : Informations délivrées par la logique du trigger local X.

L0 X	Xdev (5bits)		Xpos (5bits)
	Signe (1bit)	Dev (4bits)	
Déviation positive	0	1-15	0-30
Déviation négative	1	1-15	0-30
Déviation nulle	0	0	0-30
Pas de Trigger	1	0	0

Logique du trigger local Y :

Les patterns Y correspondent à 8 ou 16 strips, dans le cas où il n'y a que 8 strips, le pattern est dédoublé, ainsi l'algorithme traite ensuite les « patterns » de manière identique pour chaque cartes. Les étapes de l'algorithme Y sont :

- La réduction DS : le processus est identique à celui de l'algorithme X.
- Coïncidence ¾ plans : une route de ± 1 strip est ouverte entre les deux plans afin de tenir compte de la diffusion multiple ou d'un défaut d'alignement.
- Réduction des traces multiples : si plusieurs routes sont trouvées, la trace conservées est celle correspondant au bit de poids le plus faible sur la première station. Ce choix est arbitraire.

Les informations, ainsi que leur format, délivrées par l'algorithme Y sont données dans le Tableau 8.

Tableau 8 : Informations délivrées par la logique de trigger local Y.

L0 Y	Ytrig (1bit)	Ypos (4bits)
Trigger Y	0	0-15
Pas de Trigger	1	15

Les LUT (Look Up Tables)

Les informations délivrées par les algorithmes X et Y (Xpos, Xdev, Ytrig, Ypos) correspondent à une réponse de trigger, prédéfinie, contenue dans une mémoire appelée LUT (Look Up Table).

Cette mémoire contient une matrice qui, pour les 2^{15} différentes combinaisons possibles de (Xpos, Xdev, Ytrig, Ypos), associe la réponse trigger correspondante pour les deux seuils en p_T prédéfinis. Pour chaque seuil en p_T la réponse correspond à 2 bits (Tableau 9 : Réponse

trigger délivrée par les cartes locales pour une coupure en p_T et une orientation du champ dipolaire.).

Tableau 9 : Réponse trigger délivrée par les cartes locales pour une coupure en p_T et une orientation du champ dipolaire.

00	pas de trigger
01	trigger dev +
10	trigger dev -
11	trigger dev 0

Trigger au niveau régional

Les cartes de trigger régional regroupent les informations de 16 cartes locales situées dans un même châssis VME. Le trigger régional transmet l'information suivante : traces de muons simples (« Single » : S+,S-,S0), traces doubles de mêmes signes (« Like Sign » : LS+ ou LS-) et traces doubles de signes opposés (« Unlike Sign » : US) pour chaque seuil en p_T.

Trigger au niveau global

Le trigger global regroupe les informations fournies par les 16 cartes régionales, et délivre la réponse globale du Muon Trigger. Cette réponse est transmise au CTP (Central Trigger Processor) de ALICE. Elle comprend 6 signaux: Single-Lp_T, Single-Hp_T, LS-Lp_T, LS-Hp_T, US-Lp_T, US-Hp_T.

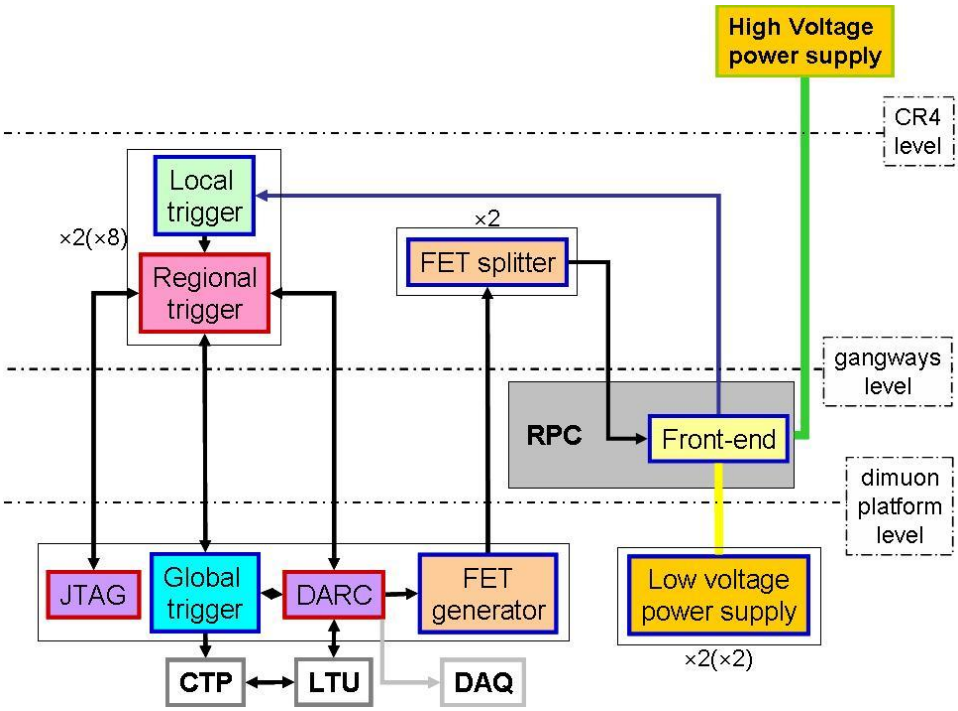


Figure 57 : Schéma de l'électronique de trigger du spectromètre à muons de ALICE.

Chapitre 3 : R&D pour le spectromètre à muons de ALICE

Au cours de la phase de « design » du spectromètre à muons, j'ai participé aux simulations du spectromètre principalement dédiées à l'étude de l'influence de la position des chambres de tracking et de la composition de l'absorbeur frontal sur la résolution en masse des résonances. J'ai également contribué à la préparation puis à l'analyse des données lors d'un test en faisceau au CERN destiné à valider les simulations de l'absorbeur à petit angle.

Etude des performances du spectromètre à muons du détecteur ALICE

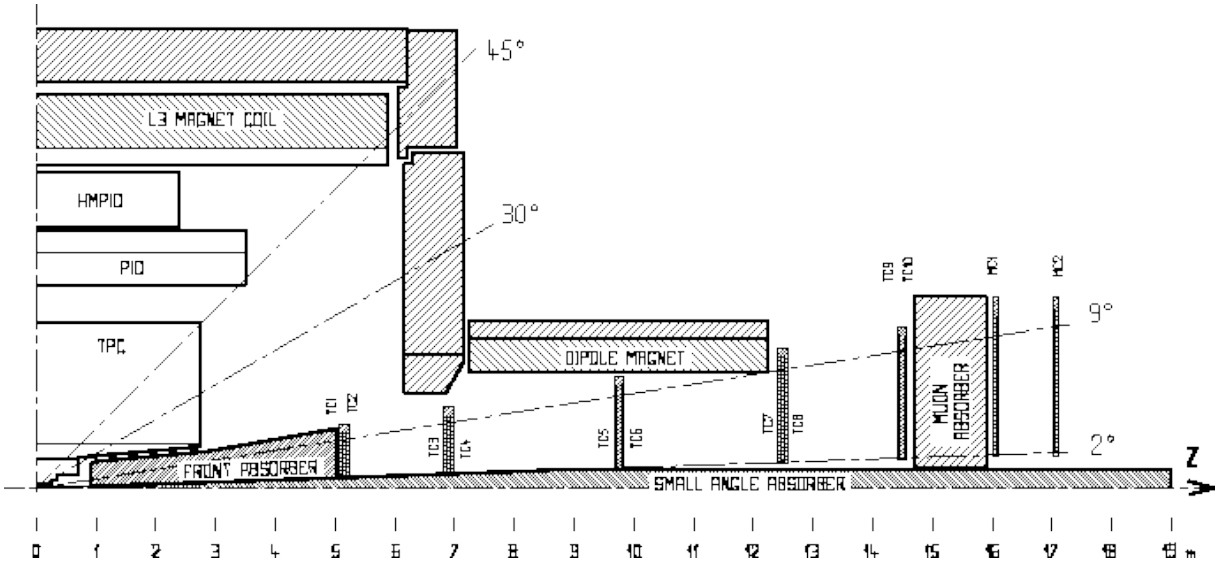


Figure 58 : Schéma de principe du spectromètre à muons proposé dans le Technical Proposal.

La Figure 58 montre le projet de spectromètre à muons décrit dans le Technical Proposal (TP) ([63]). A partir de cette configuration du spectromètre, des simulations, basées sur le code GEANT, ont permis d'étudier les performances du système de trajectographie en fonction de différents paramètres tels que la structure de l'absorbeur frontal, les caractéristiques des stations de trajectographie et le type de champ magnétique.

Les simulations prennent en compte les principaux processus physiques, tels que la diffusion multiple, la perte d'énergie et le rayonnement de freinage ou bremsstrahlung. Les résonances J/Ψ et Υ sont émises et se désintègrent dans l'acceptance du spectromètre. Pour simuler les collisions centrales Pb-Pb, on se place dans le cas le plus défavorable avec 8000 particules chargées (π, K) et 4000 mésons neutres (π^0, K^0) produits à rapidité nulle. Cette simulation donne en moyenne 500 hits par chambre de tracking dans le spectromètre.

Toutes les simulations sont faites avec les conditions suivantes :

- Le vertex primaire est fixé et on néglige l'incertitude sur sa position.
- Le champ magnétique est supposé homogène à l'intérieur du dipôle, et un champ solénoïdal de 0.2 T est pris en compte à l'intérieur de L3.
- Les chambres de tracking sont représentées par des plans d'aluminium dont l'épaisseur correspond à 2% de longueur de radiation pour chaque plan.
- La résolution spatiale est prise en compte en introduisant une distribution de probabilité gaussienne autour de la position du hit donné par GEANT.
- L'efficacité de détection est supposée égale à 95% pour chaque plan.
- Les défauts d'alignement des stations de tracking ne sont pas pris en compte.

La méthode de recherche des traces utilisée est celle décrite en détails dans la LOI du spectromètre à muons ([64]). La recherche commence par les hits de la dernière station de tracking et par les traces de plus grande impulsion. Une trace est validée si on trouve au moins 3 hits sur les 4 plans après le dipôle, au moins 1 hit sur les deux plans dans le dipôle et au moins 3 hits sur les 4 plans avant le dipôle.
L'efficacité de reconstruction des traces et la résolution sur la masse sont les deux paramètres étudiés dans cette partie. On cherche à obtenir une efficacité de reconstruction des traces maximale et une résolution sur la masse qui doit rester inférieure à 100 MeV/c^2 afin de séparer les différents états du Υ. Les résultats de cette étude ont fait l'objet d'une note interne ALICE ([65]).

Optimisation de l'efficacité de reconstruction des traces

Deux paramètres ont une influence importante sur l'efficacité de reconstruction des traces :

- La distance entre les deux chambres d'une même station, ou distance inter-plan, qui intervient lors de la détermination de la direction de la trace ;

- La résolution spatiale des chambres de trajectographie.

L'influence de ces deux paramètres a été étudiée et est présentée sur la Figure 59. Ces résultats sont obtenus pour des simulations sans bruit de fond et avec les paramètres proposés dans le TP en dehors du paramètre étudié.

Sur la partie gauche de la Figure 59, l'efficacité de détection ainsi que le taux de fausses traces sont représentés en fonction de la distance entre les deux plans d'une même station. On observe que l'efficacité augmente avec la distance inter-plans : en effet, l'estimation de la direction initiale de la trace devient plus précise lorsque les deux plans sont plus éloignés. Pour la même raison, le taux de fausses traces diminue lorsque la distance augmente.

Sur la partie droite, la variation de l'efficacité de reconstruction des traces est présentée en fonction de la résolution dans le plan de déviation. La résolution dans le plan de non-déviation est supposée constante et égale à $\frac{pitch(=5)}{\sqrt{12}} mm$. Ce résultat montre que la résolution spatiale doit rester inférieure à 100 μm dans le plan de déviation pour avoir une bonne efficacité tout en conservant un taux de fausses traces assez faible.

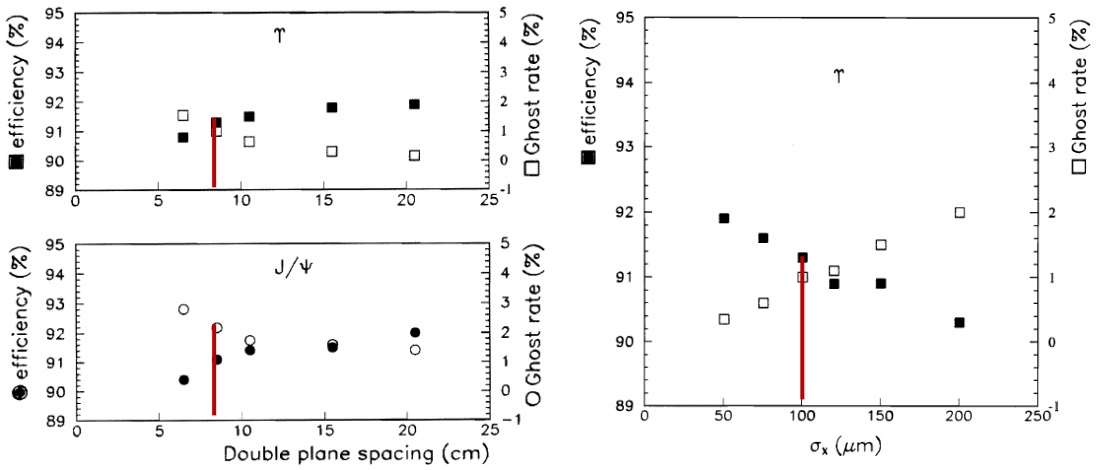


Figure 59 : Efficacité de reconstruction des traces et taux de fausses traces, en fonction de la distance inter-plan à gauche et en fonction de la résolution spatiale dans le plan de déviation à droite. Le trait rouge correspond à la valeur proposée dans le TP.

Le nombre de particules chargées produites lors d'une collision étant l'objet de très grandes incertitudes, il était nécessaire de vérifier que l'efficacité de détection des traces reste suffisante dans un environnement avec des taux de bruit de fond très élevés. On a donc étudié la variation de l'efficacité en fonction du taux de bruit de fond. La Figure 60 montre le résultat de cette étude pour une distance inter-plan de 8 cm et une résolution spatiale σ_x de 100 μm. Le trait correspond à la valeur de bruit communément utilisée au moment de cette étude.

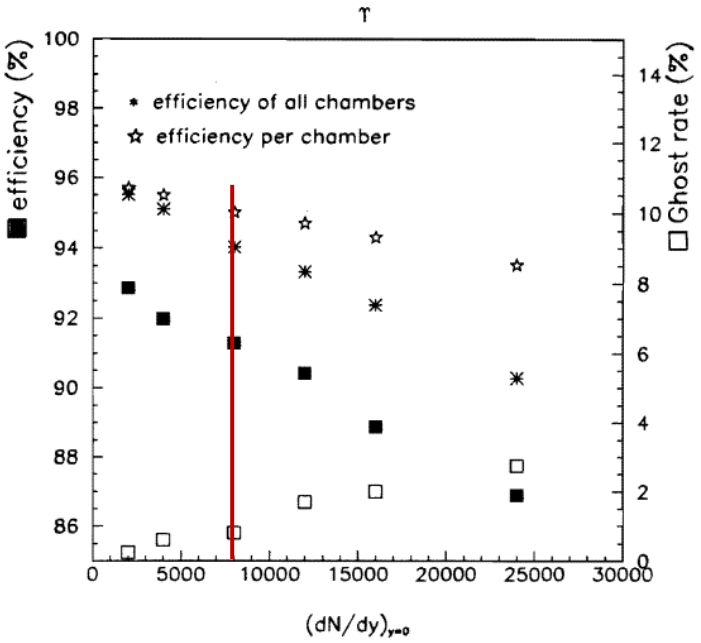


Figure 60 : Variation de l'efficacité de reconstruction des traces et taux de fausses traces en fonction du niveau de bruit de fond. Le trait rouge correspond à la valeur communément admise pour les simulations au moment de cette étude.

Cette étude a montré que les efficacités de reconstruction sont supérieures à 90% pour le J/Ψ et le Υ dans les conditions suivantes : une distance inter-plan de 8 cm, une résolution spatiale σ_x=100 μm et pour un taux de bruit de fond correspondant à 8000 particules chargées produites par unité de pseudo-rapidité.

La position actuelle des chambres de tracking correspond à un inter-plan de l'ordre de 20 cm pour les deux premières stations et de 30 cm pour les deux dernières stations. La résolution spatiale, mesurée lors de faisceaux test, pour la première station est de l'ordre de 50 μm.

Les taux de particules chargées, à η=0, mesurés actuellement en Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}}$= 2.76 TeV sont de l'ordre de 1600 particules chargées par unité de pseudo-rapidité et on attend environ 2000 particules à $\sqrt{s_{NN}}$= 5.5 TeV. Ce qui reste très inférieur à la valeur prise en compte dans les simulations qui ont conduit au design du spectromètre à muons.

Optimisation de la résolution en masse

La résolution sur la masse reconstruite des résonnances est reliée à l'erreur sur la mesure de l'angle de déviation de la particule dans le spectromètre. Celle-ci est dominée par deux contributions principales : $\Delta\alpha = \sqrt{(\Delta\alpha_{mes})^2 + (\Delta\alpha_{MSC})^2}$
Une contribution provient du système de trajectographie permettant la mesure de la déviation de la particule. Cette contribution est due principalement au champ dipolaire, à la résolution spatiale des chambres, à la distance entre les différentes stations et également aux erreurs d'alignement. L'autre contribution provient des effets de pertes d'énergie et de diffusion multiple dans l'absorbeur frontal.
Pour une valeur du champ magnétique fixée et sans erreur d'alignement la contribution provenant de la mesure de la déviation est donnée par :

$$\Delta\alpha_{mes} \sim \sqrt{2}.\,\sigma_x \sqrt{\frac{1}{(\Delta L_1)^2} + \frac{1}{(\Delta L_2)^2}}$$

(σ_x : résolution spatiale des chambres de tracking,
ΔL : distance entre deux stations successives).

La contribution provenant de la diffusion multiple est :

$$\Delta\alpha_{MSC} \sim \frac{0{,}136}{\beta c P} \sqrt{\frac{x}{X_0}} \left(1 + 0{,}038.\, ln\left(\frac{x}{X_0}\right)\right)$$

où X_0 représente la longueur de radiation des différents matériaux composants l'absorbeur frontal.

La résolution sur la masse reconstruite des résonnances est déterminée à partir du fit de la distribution de masse invariante par une gaussienne, de -1.5σ à 2.5σ autour de la valeur nominale. La zone de fit a été déterminée de manière à supprimer des effets de fluctuation de perte d'énergie qui entrainent une déformation de la gaussienne du côté des basses énergies.

La Figure 61 (à gauche) montre l'influence de la distance ΔL entre les deux dernières stations. La précision sur la mesure de la déviation d'une particule, qui est à l'origine de la résolution sur la masse reconstruite, augmente quand la distance ΔL augmente. On peut voir que cette distance doit être supérieure à 1 m pour avoir une résolution sur la masse du Υ inférieure à 86 MeV/c^2. La même dépendance peut être observée si on considère la distance entre les deux premières stations de traking.
La position actuelle des chambres de tracking correspond à une distance de 1,5 m entre les deux premières stations et 1.3 m entre les deux dernières stations.

Influence des paramètres du système de tracking sur la résolution en masse du Upsilo

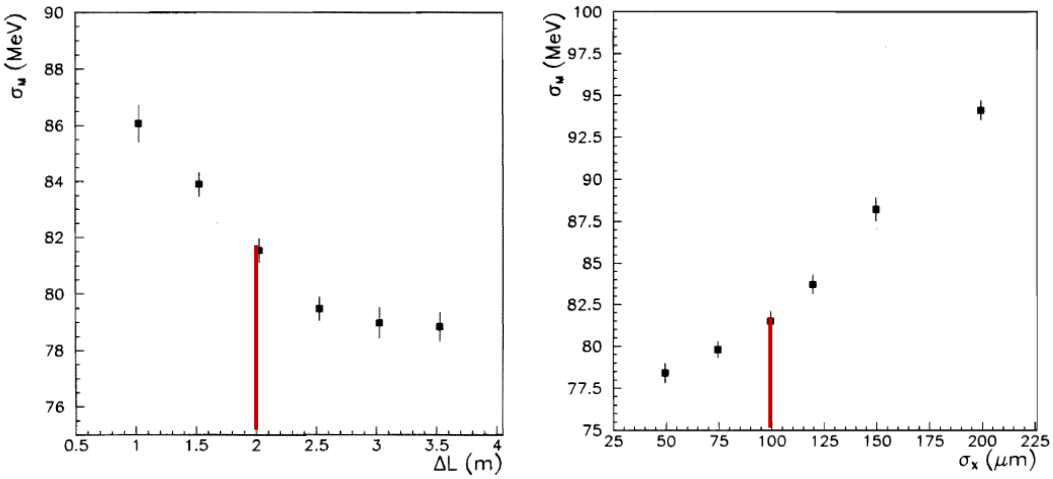


Figure 61 : Variation de la résolution en masse du Upsilon en fonction : de la distance entre les deux dernières stations (à gauche) et en fonction de la résolution spatiale des chambres du système de tracking (à droite). Le trait rouge correspond à la valeur proposée dans le Technical Proposal.

Nous avons également testé l'effet dû à la résolution spatiale, dans le plan de déviation, des chambres de tracking sur la résolution sur la masse reconstruite. On peut voir, sur la Figure 61 à droite, que la résolution sur la masse reconstruite du Υ est améliorée de seulement quelques MeV lorsqu'on diminue la résolution spatiale des chambres de 100 μm à 50 μm. Pour cette raison, une résolution spatiale de 100 μm a été jugée satisfaisante.

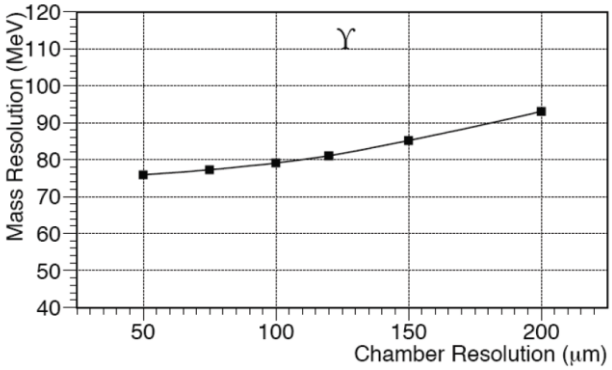


Figure 62 : Variation de la résolution en masse du Υ en fonction de la résolution spatiale des chambres du système de trajectographie obtenue dans le cadre d'une simulation plus réaliste du spectromètre (TDR). On observe que pour une résolution spatiale de 100 μm, la résolution sur la masse du Υ est de l'ordre de 80 MeV/c^2.

A titre de comparaison, la Figure 62 montre la variation de la résolution sur la masse du Υ, en fonction de la résolution spatiale des chambres de trajectographie, calculée avec les paramètres tels qu'ils sont définis dans le TDR du spectromètre à muons de ALICE. Les résolutions présentées dans le TDR sont très proches de celles obtenues précédemment. Les effets d'alignement, qui sont importants dans le cas du Υ, n'étaient pas pris en compte dans les simulations utilisées pour le TDR.

Influence de la composition de l'absorbeur frontal sur la résolution

L'absorbeur frontal décrit dans la LOI du spectromètre à muons de ALICE est composé d'un cœur de Carbone et d'une enveloppe de Tungstène (Figure 63). Une première étude de l'influence de la composition de l'absorbeur frontal a été menée en partant de ce design et en

modifiant la composition du cœur tout en conservant l'enveloppe de Tungstène qui a un rôle de blindage pour la partie centrale de ALICE et est hors de l'acceptance du spectromètre à muons.

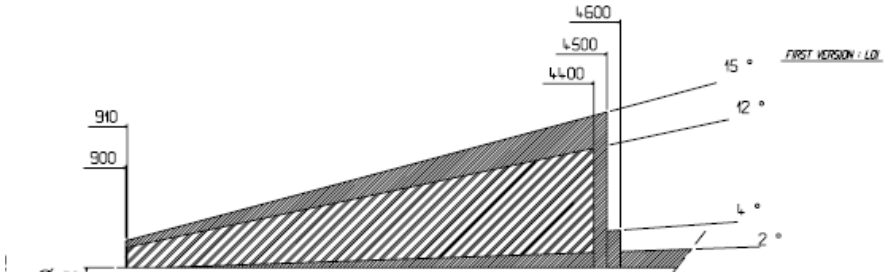


Figure 63 : Schéma de l'absorbeur frontal proposé dans la LOI du spectromètre à muons de ALICE. La partie hachurée, qui correspond au cœur, est composée de Carbone et l'enveloppe noire est composée de Tungstène.

Pour que l'absorbeur joue son rôle, qui est de diminuer le nombre de particules chargées de deux ordres de grandeurs, il doit avoir une épaisseur correspondant à 9-10 longueurs d'interaction et un nombre de longueur de radiation le plus faible possible.

Nous avons tout d'abord comparé les performances obtenues pour différents matériaux en modifiant la longueur de l'absorbeur de manière à conserver le même nombre de longueur d'interaction. Une exception a été faite dans le cas du Polyéthylène, car il n'était pas réaliste de tester une longueur supérieure à 6,25 m pour le cœur de l'absorbeur.

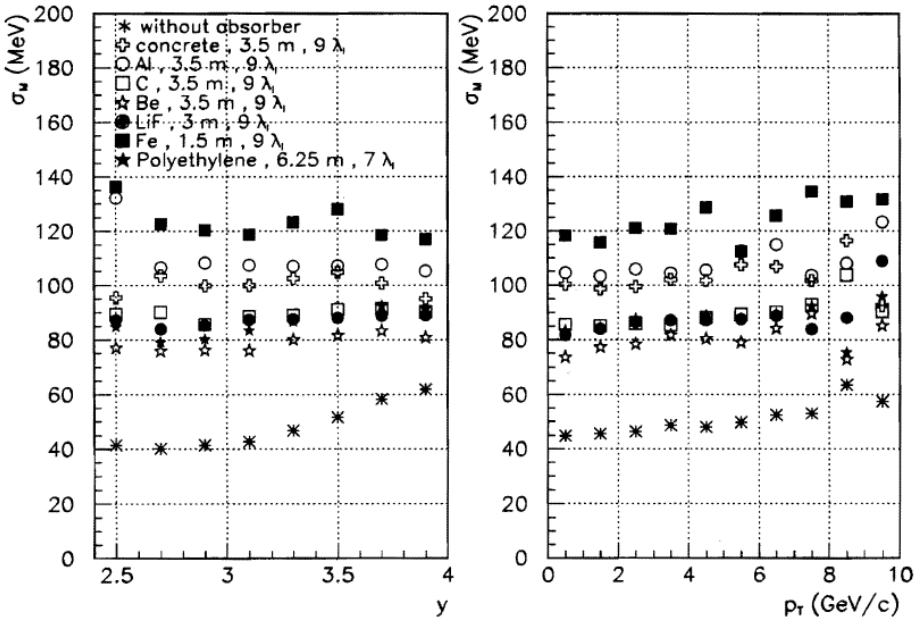


Figure 64 : Résolution sur la masse reconstruite du Υ, en fonction de la rapidité (à gauche) et en fonction l'impulsion transverse (à droite), obtenue sans absorbeur frontal et pour différents matériaux composants le cœur de l'absorbeur frontal.

Les résultats, présentés sur la Figure 64, montrent la dépendance en rapidité et en impulsion transverse de la résolution sur la masse du Υ. Cette résolution reste inférieure à 100 MeV/c^2, pour les matériaux de faible Z : Be, C, Polyéthylène et LiF. Le béton donne une résolution de l'ordre de 100 MeV/c^2, et les autres matériaux simulés (Fe, Al) donnent des résultats incompatibles avec les performances attendues.

Une seconde étude ([66]) a permis de comparer les performances de l'absorbeur décrit dans la LOI du spectromètre de ALICE avec deux designs différents représentés sur la Figure 65.

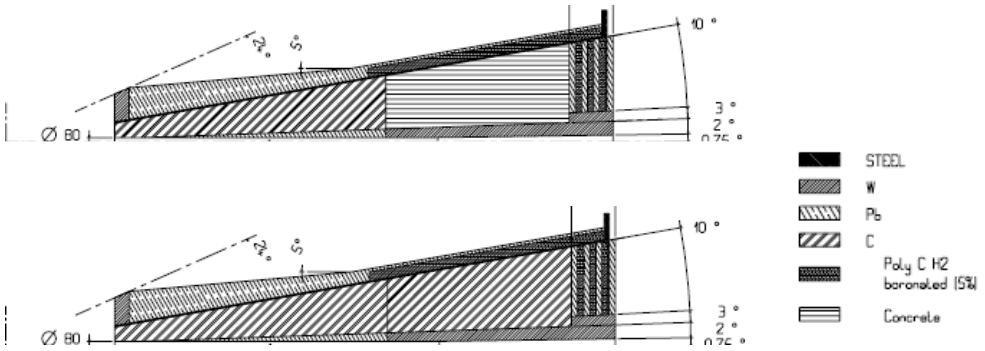


Figure 65 : Schéma des deux absorbeurs utilisés dans les simulations. Le premier design correspond à celui présenté dans le Technical Proposal du spectromètre à muons de ALICE. Dans le second design, la partie béton du cœur est remplacée par du Carbone.

Le nouveau design proposé dans le TP du spectromètre de ALICE a été défini de manière à réduire le nombre de particules chargées, mais également le nombre de neutrons et gamma grâce à une succession de couches de Plomb et de Polyéthylène boré placées à la fin de l'absorbeur.

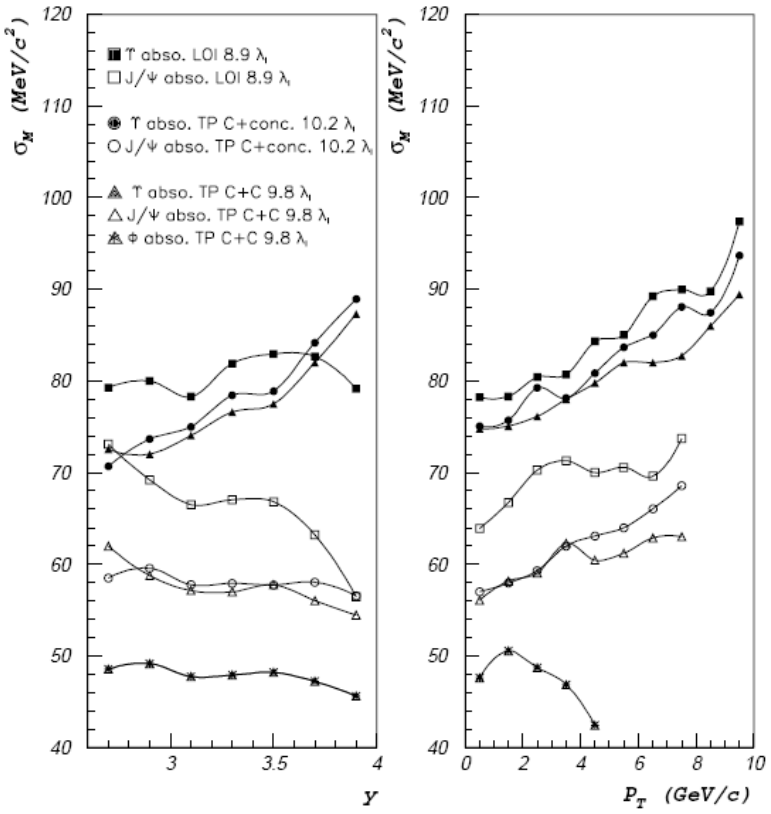


Figure 66 : Résolution sur la masse reconstruite des résonances J/Ψ et Υ, en fonction de la rapidité (à gauche) et en fonction l'impulsion transverse (à droite), obtenue pour trois design différents de l'absorbeur frontal.

La Figure 66 montre la comparaison des résolutions sur les masses reconstruites du J/Ψ et du Υ obtenues pour les trois designs de l'absorbeur décrits précédemment. Le design du Technical Proposal permet de diminuer la résolution par rapport au design de la LOI, cette diminution est plus marquée dans le cas du J/Ψ. Le design C+C n'apporte que très peu d'amélioration par rapport au design C+béton et entraînerait un coût plus élevé.

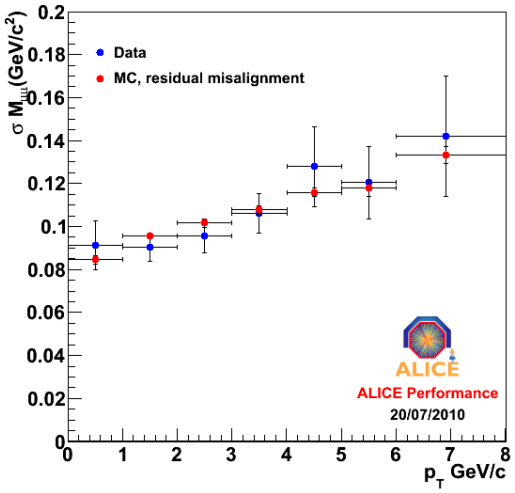


Figure 67 : Résolution sur la masse invariante du J/Ψ en fonction de l'impulsion transverse mesurée pour des collisions p-p à 7 TeV.

La Figure 67 montre la résolution sur la masse reconstruite du J/Ψ, en fonction de l'impulsion transverse, obtenues avec les premières données en p-p à 7 TeV. Cette résolution est comprise entre 80 et 140 MeV/c^2. La différence entre ce résultat et les simulations est principalement due aux effets d'erreur d'alignement. Les simulations actuelles, représentées en rouge sur la Figure 67, reproduisent bien la résolution en masse du J/Ψ lorsque les effets d'erreurs d'alignement des détecteurs sont pris en compte. Les mêmes effets sont observés sur la résolution en masse du Υ. Ces effets doivent être en partie corrigés, grâce notamment à des données prises sans champ magnétique.

Tests de l'absorbeur à petit angle du spectromètre à muons du détecteur ALICE

Le blindage du tube faisceau doit permettre de protéger les chambres de tracking et les chambres de trigger, des particules secondaires, produites à petit angle lors des interactions avec le tube faisceau ou les structures proches de ce tube. Cependant, les interactions dans le blindage du tube faisceau peuvent engendrer des gerbes hadroniques, et les simulations GEANT montrent que le bruit de fond produit par ces gerbes sur les détecteurs n'est pas négligeable.

Un test sur faisceau a été effectué, au CERN avec un absorbeur de Plomb, afin de mesurer l'émission latérale de particules produites lors de l'interaction d'un faisceau de π dans l'absorbeur. La comparaison des mesures expérimentales avec une simulation GEANT du dispositif expérimental utilisé pour le test, nous a permis de normaliser les résultats des simulations du blindage du tube faisceau du spectromètre à muons de ALICE.
Le schéma du dispositif expérimental, utilisé pour ce test, est représenté sur la Figure 68. Un faisceau de π secondaires d'énergie 30, 50 ou 70 GeV délivré par le SPS a été utilisé. Deux scintillateurs S1 et S2 permettait de signer le passage du faisceau, un dispositif anti-halo $\overline{AH}$ permettait d'éliminer les particules halo en temps avec le faisceau et un scintillateur $\bar{\mu}$ placé après un bloc de Fer permettait d'éliminer les muons qui polluaient le faisceau. Deux détecteurs placés de part et d'autre de l'absorbeur permettait la mesure de l'émission latérale de particules :

- Une chambre proportionnelle multi-fils permettait d'avoir, pour les particules chargées, le profil latéral de la gerbe produite ;

- Un scintillateur CsI(Tl) permettait l'identification et la mesure de l'énergie des hadrons chargés (p, d, t, ^{3}He, ^{4}He) et des (γ+électrons) produits. La discrimination des

particules était faite grâce à la mesure simultanée de la charge déposée dans deux portes en temps différentes : une rapide et une retardée, la mesure de l'énergie étant obtenue à partir de la charge rapide.

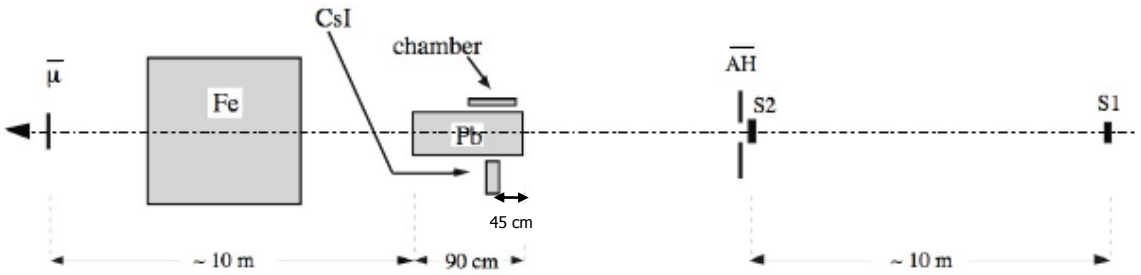


Figure 68 : Schéma du dispositif expérimental du test de l'émission latérale de particules produites dans un absorbeur de Plomb.

Les résultats des mesures faites avec le scintillateur CsI sont reportés dans une note interne ALICE ([67]).
Les résultats présentés sont ceux relatifs au cas où le scintillateur était placé à l'endroit correspondant au maximum d'émission de particules de la gerbe, c'est-à-dire à une profondeur de 45 cm par rapport au début de l'absorbeur de Plomb.
Ces résultats ont été comparés à une simulation GEANT du dispositif expérimental.

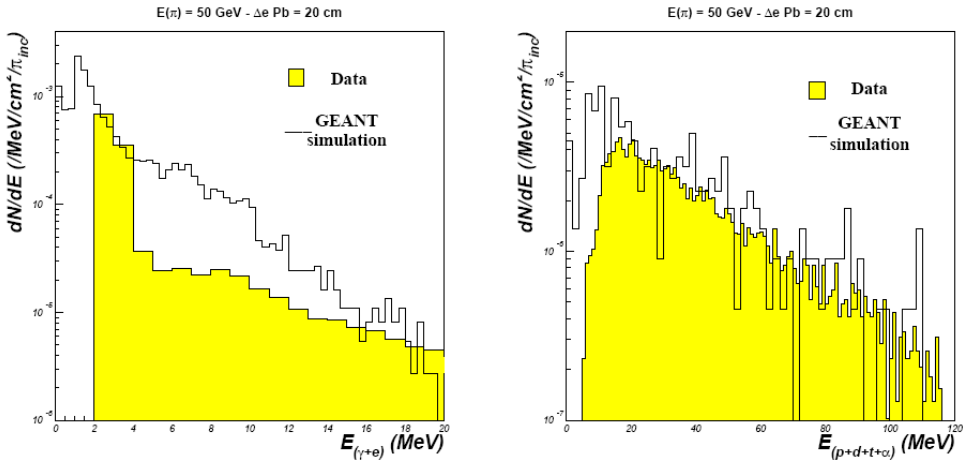


Figure 69 : Distribution en énergie des γ+électrons (à gauche) et des particules chargées (à droite). Comparaison des données expérimentales obtenues avec un faisceau de π de 50 GeV et des résultats d'une simulation GEANT.

La Figure 69 montre la comparaison des données expérimentales et des résultats des simulations GEANT pour des distributions en énergie obtenues avec un faisceau de π de 50 GeV et pour une épaisseur latérale de Plomb de 20 cm. La simulation GEANT reproduit assez bien les mesures pour les particules chargées, comme le montre la figure de droite. Par contre elle ne reproduit pas la mesure pour les γ + électrons, pour lesquels la simulation donne plus de particules de haute énergie (figure de gauche). Les mêmes tendances ont été observées pour différentes énergies du faisceau de π (30, 50 et 70 GeV) et pour différentes épaisseurs latérales de Plomb (15 et 20 cm).

Le nombre de particules produites, mesurées avec le CsI, en fonction de l'énergie du faisceau incident est présenté sur la Figure 70 pour deux épaisseurs latérales de Plomb différentes. Ces résultats sont comparés à ceux de la simulation, pour les γ+électrons et pour les protons, sur la même figure. La simulation reproduit bien les données pour les γ+électrons et également pour les protons avec toutefois une surestimation du nombre de particules produites dans la simulation GEANT, d'un facteur qui reste inférieur à 2.

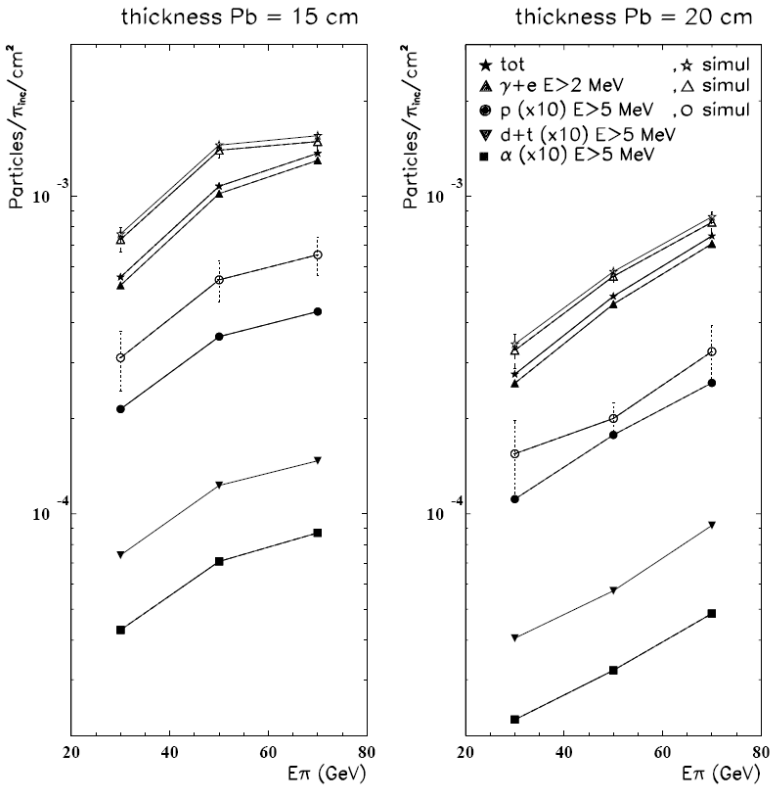


Figure 70 : Nombre de particules produites par π incident et par cm^2 en fonction de l'énergie incidente du faisceau de π. Comparaison avec une simulation GEANT.

Ces tests ont permis de valider les résultats des simulations GEANT qui ont servi au design des absorbeurs du spectromètre à muons, principalement pour le blindage du tube faisceau.

Chapitre 4 : Etude des performances des RPC pour le trigger du spectromètre à muons de ALICE

Le choix des RPC (Resistive Plate Chamber) pour le trigger du spectromètre à muons a été dicté par la possibilité d'avoir des détecteurs rapides et de grandes surfaces, qui permettent une bonne résolution spatiale et temporelle.
Ce type de détecteur a été initialement développé pour fonctionner en mode streamer. Par la suite le mode proportionnel a également été utilisé afin d'augmenter le taux de particules que peut supporter ce type de détecteur et de limiter les effets de vieillissement.

Tests et performances des RPC

De nombreux tests, effectués avec un prototype de RPC de (50×50 cm^2), ont permis de déterminer les caractéristiques principales des chambres, afin que celles-ci fonctionnent dans les conditions du LHC, et avec les performances nécessaires au trigger du spectromètre à muons. Les principales contraintes sont :

- Une efficacité maximale, proche de 100 % pour les particules chargées.
- Une tenue au flux jusqu'à 100 Hz/cm^2.
- Une résolution spatiale meilleure que 1 cm dans la partie proche du tube faisceau, ce qui correspond à une taille moyenne de cluster inférieure à 2 pour des strips de 1 cm. Le cluster correspond à l'ensemble des strips adjacents touchés.
- Une résolution en temps inférieure à 2-3 ns.

Choix du mode de fonctionnement

On attend, sur les chambres de trigger du spectromètre à muons de ALICE, un flux maximal de l'ordre de 40 Hz/cm^2 dans le cas de collisions Ar-Ar pour une luminosité de 10^{29} $cm^{-2}s^{-1}$. En prenant un facteur de sécurité supérieur à 2, on considère que les RPC doivent fonctionner avec une bonne efficacité jusqu'à 100 Hz/cm^2.

Un test sous faisceau, effectué au SPS avec des π de 120 GeV/c, a permis de comparer les performances des deux modes de fonctionnement des RPC, streamer et avalanche. Trois RPC, de résistivités différentes, ont été testées simultanément. La RPC de plus basse résistivité a été utilisée en mode streamer et en mode avalanche.
Le mélange de gaz avait été optimisé au préalable grâce à des tests en cosmiques ([68]). Le mélange utilisé pour le mode streamer était : $49\%\ Ar + 40\%\ C_2H_2F_4 + 7\%\ C_4H_{10} + 4\%\ SF_6$; et le mélange pour le mode avalanche était : $95\%\ C_2H_2F_4 + 3\%\ C_4H_{10} + 2\%\ SF_6$.
Le flux de particules correspond à un flux local de (2×2) cm^2 au centre de la RPC.

La Figure 71 montre l'efficacité de détection en fonction du flux de particules. Le mode streamer présente une tenue au flux moindre par rapport au mode avalanche. Cette particularité est due au fait qu'en mode streamer, la quantité de charges produites, au passage d'une particule, est beaucoup plus importante qu'en mode avalanche. Cette grande quantité de charges entraîne une modification locale du champ électrique, qui rend la partie concernée du détecteur inefficace jusqu'à ce que les charges soient évacuées et que le champ électrique retrouve sa valeur de fonctionnement. Ce temps de récupération est directement relié à la résistivité des électrodes. On peut donc améliorer la tenue au flux, en mode streamer, en diminuant la valeur de la résistivité des électrodes. On peut voir, sur la figure de gauche, que lorsque la résistivité diminue de deux ordres de grandeurs, la tenue au flux augmente dans les mêmes proportions. Avec une résistivité de 3,5 10^9 Ω.cm, l'efficacité reste supérieure à 95% pour un flux local de particules allant jusqu'à 550 Hz/cm^2 ([69]) en mode streamer.
Des tests supplémentaires, effectués au CERN à l'aide d'une source intense de rayonnement γ, ont permis de montrer que l'efficacité reste supérieure à 90% dans le cas d'une irradiation uniforme sur l'ensemble de la RPC avec un taux de l'ordre de 300 Hz/cm^2 ([70]).

La taille des clusters, qui correspond au nombre de strips adjacentes donnant un signal lors du passage d'une particule, est présentée sur la Figure 72 pour des strips de largeur 2 cm. Cette grandeur est directement reliée à la résolution spatiale. Dans le cas du mode streamer, la valeur moyenne de la taille des clusters est de 1.12 avec une très faible proportion d'évènements ayant plus de 3 strips touchées. La même mesure effectuée avec des strips de 1 cm donne une valeur moyenne du cluster size de 1.46. Dans le cas du mode avalanche, la distribution est très différente. La valeur moyenne pour des strips de 2 cm est de 1.41 et la proportion d'évènements avec plus de 3 strips touchés est beaucoup plus importante que dans le cas du mode streamer.

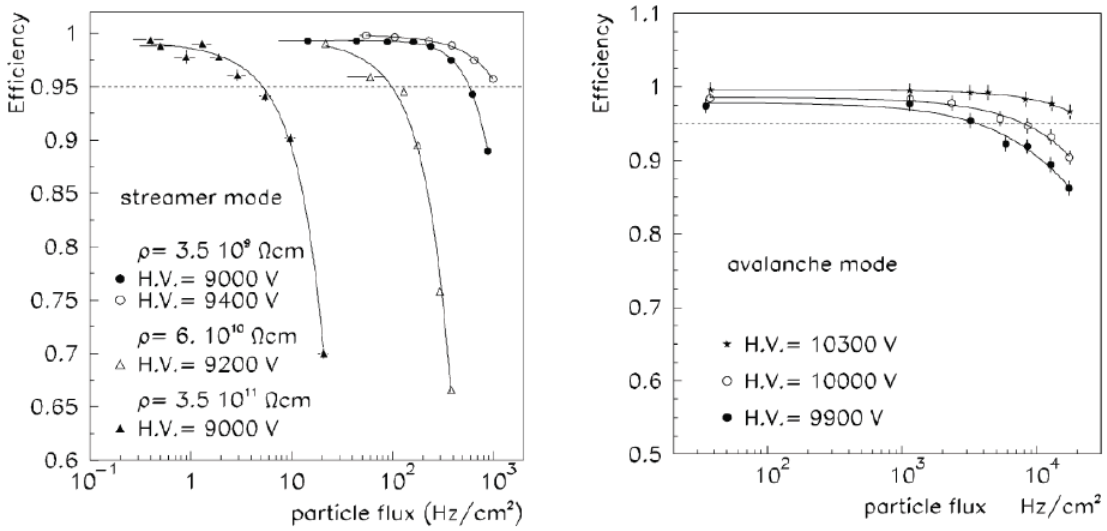


Figure 71 : Efficacité de détection d'une RPC en mode streamer pour différentes valeurs de la résistivité (à gauche) et en mode avalanche (à droite) en fonction du flux incident de particules.

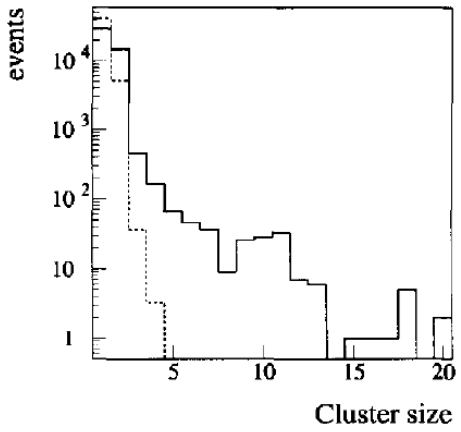


Figure 72 : Nombre de strips adjacents touchés mesuré dans le cas de strips de 2 cm pour une RPC fonctionnant en mode streamer (pointillé) et en mode avalanche (trait plein).

La résolution en temps a également été mesurée ; la Figure 73 montre le résultat pour le mode streamer en fonction de la haute tension (HT) appliquée et du flux de particules incidentes. Elle est de l'ordre de 1 ns pour une HT élevée et un flux de 100 Hz/cm^2, mais elle se détériore de manière importante lorsque le flux augmente ou lorsque la HT diminue. La même mesure en mode avalanche donne une résolution en temps de 0.9 ns pour une même valeur de flux incident.

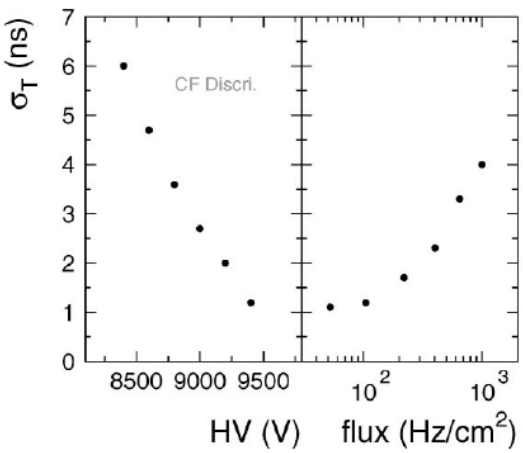


Figure 73 : RMS de la distribution en temps mesuré en mode streamer, en fonction de la haute tension pour un flux de 100Hz/cm^2 et en fonction du flux pour une haute tension de 9.4 kV.

Par la suite, la résolution en temps en mode streamer a été améliorée grâce au développement d'une électronique dédiée, appelée ADULT (A DUaL Threshold), comportant une coïncidence entre deux discriminateurs de seuils différents. Un seuil bas, qui permet de déclencher sur le précurseur, et un seuil haut, qui déclenche sur le streamer. La référence en temps est donnée par le seuil bas. Cette méthode permet d'obtenir une résolution en temps comparable à celle du mode avalanche.

Cette étude a conduit au choix du mode streamer pour les collisions A-A, en montrant que les performances attendues, notamment sur le cluster size, étaient obtenues avec ce mode de fonctionnement dans le cas de RPC de basse résistivité. D'autres études ont montré que la résistivité dépend fortement de la température et de l'humidité qui doivent donc être contrôlées pendant le fonctionnement des RPC ([71]).

Afin de limiter les effets de vieillissement du détecteur en collisions p-p ([72]), un autre mode de fonctionnement a été choisi. Ce mode, appelé mode avalanche saturée, donne un signal comparable à celui du mode avalanche, mais avec une amplitude plus grande ce qui permet d'utiliser un seuil de 10 mV sans amplification ([73])([74]), c'est-à-dire sans changer l'électronique de Front End.

Etude de la résolution spatiale des RPC en mode streamer

Une étude de la résolution spatiale des RPC en mode streamer a été menée lors d'un test sous faisceau effectué au PS du CERN. Un système de tracking a été utilisé afin de déterminer la position d'impact réelle, avec une précision de l'ordre du mm, de la particule sur la RPC étudiée et de la comparer à la réponse de la RPC.
Une étude préliminaire en cosmiques a permis de mesurer le profil de la charge collectée pour une RPC en mode streamer pour différentes valeurs de la HT et différents mélanges gazeux.
La charge totale collectée est fortement dépendante de la HT et du mélange gazeux, mais la largeur à mi-hauteur du profil de charge de forme gaussienne reste pratiquement constant de l'ordre 4-5 mm. Cette étude montre que la charge totale est déposée dans une zone du détecteur de dimension quasiment constante ; on peut donc supposer que la probabilité d'avoir un strip touché, dépend essentiellement de la distance entre l'impact de la particule et le bord du strip considéré.

L'étude de la résolution spatiale a permis de déterminer cette probabilité. Les mesures ont été effectuées pour une RPC de 50*50 cm^2 équipée de strips de 1 et 2 cm. Le faisceau délivré dans la zone T10 du PS correspond à des π d'impulsion 3 GeV/c ou 7 GeV/c. Le système de tracking utilisé donne une position d'impact sur la RPC avec une précision de 0.8 mm.

La résolution spatiale des RPC a été déterminée pour des strips de 1 et 2 cm et pour différentes HT de fonctionnement. On observe que la résolution diminue lentement lorsque la HT augmente. Il est cependant préférable de travailler à une tension plus basse afin de limiter le vieillissement des détecteurs.

La probabilité d'avoir un strip adjacent touché en fonction de la distance entre l'impact de la particule et le bord du strip considéré a été déterminée pour une HT de 9.2 kV ce qui correspond au choix de la tension de fonctionnement de la RPC (= 400 V au dessus du genoux de la courbe d'efficacité).
Cette probabilité permet de prendre en compte, dans les simulations de la réponse du détecteur, la taille des clusters pour différentes conditions de fonctionnement.

Cette étude est détaillée dans la publication suivante.

ELSEVIER

Nuclear Instruments and Methods in Physics Research A 490 (2002) 51–57

NUCLEAR INSTRUMENTS & METHODS IN PHYSICS RESEARCH Section A

www.elsevier.com/locate/nima

Spatial resolution of RPC in streamer mode

R. Arnaldi[a], A. Baldit[b], V. Barret[b], N. Bastid[b], G. Blanchard[b], E. Chiavassa[a], P. Cortese[a], P. Crochet[b], G. Dellacasa[c], N. De Marco[a], C. Drancourt[d], P. Dupieux[b], B. Espagnon[b], A. Ferretti[a], B. Forestier[b], C. Insa[b], F. Jouve[b], M. Gallio[a], A. Genoux-Lubain[e], L. Lamoine[b], F. Lefevre[d], F. Manso[b], P. Mereu[a], A. Musso[a], C. Oppedisano[a], A. Piccotti[a], O. Roig[b], P. Rosnet[e,*], L. Royer[b], P. Saturnini[b], E. Scalas[c], E. Scomparin[a], F. Sigaudo[a], E. Vercellin[a]

[a] *INFN - Sezione di Torino, Dipartimento di Fisica Sperimentale, Università di Torino, Via P. Giuria 1, 10125 Torino, Italy*
[b] *LPC Clermont-Ferrand, IN2P3/CNRS et Université Blaise Pascal, 63177 Aubière Cedex, France*
[c] *Dipartimento di Scienze e Tecnologie Avanzate dell' Università del Piemonte Orientale, Corso Borsalino 54, 15100 Alessandria, Italy*
[d] *SUBATECH, IN2P3/CNRS, Ecole des mines et Université de Nantes, 44070 Nantes Cedex 03, France*
[e] *LPC Clermont-Ferrand, IN2P3/CNRS et I.U.T. de Montluçon de l'Université Blaise Pascal, 63177 Aubière Cedex, France*

For the ALICE collaboration

Received 14 November 2001; received in revised form 10 March 2002; accepted 4 April 2002

Abstract

In the framework of an R&D program on the ALICE dimuon trigger system, the spatial resolution of Resistive Plate Chambers working in streamer mode has been investigated during beam tests. Preliminary studies with cosmic rays had evidenced a dependence of the charge profile to the high voltage and to the gas mixture. However, the spatial resolution measured from the beam tests is only slightly varying with the high voltage and is close to the expected value $w/\sqrt{12}$ where w is the strip pitch, for strips of 1 and 2 cm width. The probability to fire a strip as a function of the distance from the strip to the particle impact has been measured for various high voltages. A simple parametrisation of this probability has been achieved. This allows to predict, under various working condition, the cluster size distributions for RPCs with different strip widths and also to account for the effect of the particle incident angle. © 2002 Elsevier Science B.V. All rights reserved.

PACS: 29.40.Cs

Keywords: Resistive plate chambers; Streamer; Spatial resolution

1. Introduction

A Large Ion Collider Experiment (ALICE) [1] will be the only detector dedicated to the study of nucleus–nucleus collisions at the LHC. The forward part of ALICE consists of a dimuon

*Corresponding author. Tel.: +33-473-407272; fax: +33-473-264598.

E-mail addresses: ramillie@clermont.in2p3.fr (V. Barret), espagnon@clermont.in2p3.fr (B. Espagnon), rosnet@clermont.in2p3.fr (P. Rosnet).

0168-9002/02/$ - see front matter © 2002 Elsevier Science B.V. All rights reserved.
PII: S0168-9002(02)00917-8

spectrometer [2] equipped of a trigger system [3] based on large area Resistive Plate Chambers (RPCs) [4]. These RPCs, single gas gap of 2 mm, are working in streamer mode [5]. The gas mixture ($49\%Ar + 7\%iC_4H_{10} + 40\%C_2H_2F_4 + 4\%SF_6$) has been optimised to minimise the cluster size [5]. The RPC electrode is made of low-resistivity bakelite [6] (around $10^9\ \Omega$ cm) in order to cope with the maximum expected particle rate of 40 Hz/cm^2. The segmentation (17–22 cm long and 1–4 cm wide strips) has been optimised by means of simulations [3]. A good time resolution (~ 2 ns) is achieved thanks to a new front-end readout chip dedicated to the streamer mode [7].

A detailed study of the spatial resolution in streamer mode has been performed during beam tests at the CERN PS with the help of an external tracking system.

The spatial resolution of the detector is directly connected to the pulse height and the results of a preliminary study of the charge profile, with cosmic rays, are therefore given. Then, after a brief description of the experimental set-up and a presentation of the external tracker performances, the RPC spatial resolution is discussed for strip widths of 1 and 2 cm. A general parametrisation of the probability to fire a strip at a given distance of the particle impact is proposed. The cluster size, defined as the mean number of adjacent fired strips, is well reproduced in simulations which use this parametrisation.

2. Charge profile in streamer mode

A cosmic ray test has been performed with a RPC read-out with thin strips of 2 mm width equipped with ADCs in order to measure the charge collected by each strip. The charge profiles (Fig. 1) have a Gaussian shape. The total charge depends strongly on the RPC high voltage and on the gas mixture. The width of the charge profile, $\sigma = 5$ mm, is however constant.

Similar observations, concerning properties of discharges in narrow gas RPCs, are reported in Ref. [8]. Although the running conditions are different from ours, the authors point out some interesting and quite general properties of the discharges. The discharge, measured by means of an optical technique, exhibits the following trends:

- the radius[1] of the full discharge is about 4–5 mm,
- the radius of the full discharge depends only slightly on the gas mixture.

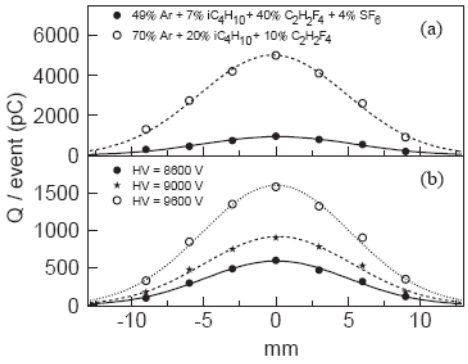


Fig. 1. Charge profile Q (normalized per event) observed with a RPC working in streamer mode: (a) for various gas mixtures at nominal running high voltages, (b) for different high voltages with the gas mixture ($49\%Ar + 7\%iC_4H_{10} + 40\%C_2H_2F_4 + 4\%SF_6$) forseen for the ALICE RPCs. The curves are fits of the data with Gaussian distributions. The sigma of these distributions is about 5 mm in all cases.

The size of the full discharge, even if it is well localized, suggests that the probability to fire a strip should depend on the position of the particle impact relative to the strip edge. This probability, hence the cluster size [7], should increase with the high voltage because the total charge is larger. This will be demonstrated in the following. It will be also shown that the spatial resolution is less sensitive to the high voltage.

3. Beam test set-up

A 50×50 cm^2 RPC has been tested with pion beams at the T10 zone of the CERN PS facility (burst of 300 ms every 3 s). The measurements have been carried out at beam momenta of

[1] The radius corresponds to the RMS value of the charge distribution.

3 GeV/c (year 2000) and 7 GeV/c (year 1999). The running high voltage (9.2 kV) has been chosen at 400 V above the "knee" of the efficiency curve. The results presented here were obtained with a maximum particle flux of about 100 Hz/cm^2 in a 2×2 cm^2 zone of the RPC.

The characteristics of the RPC strips are:

- length: 50 cm,
- number of vertical strips (giving the x coordinate): 32(16) with 1(2) cm width,
- number of horizontal strips (giving the y coordinate): 16(16) with 1(2) cm width,
- pitch: 10.6(21.2) mm designed in the following as 1(2) cm strip width,
- inter-strip width: 2 mm.

The strips are readout with single threshold front-end electronics. The thresholds are set to 80 mV for the results presented in this note.

The setup of the 1999 experiment has consisted of a RPC, three tracking chambers, a start counter and an hodoscope placed perpendicular to the beam axis. The three tracking chambers (numbered 1, 2 and 3 in the following) allowed to determine the particle trajectory and then the hit position on the RPC with a high accuracy. These tracking chambers were equipped with 32(24) horizontal(vertical) strips giving the $x(y)$ coordinate. The strip width and pitch was 4 and 5 mm, respectively. During the 2000 experiment, the RPC was mounted on a mechanical support allowing a rotation with respect to the vertical axis. Note that the tracking system was only effective during the 1999 experiment. For both tests the trigger was provided by the start counter located far upstream the RPC and by an hodoscope (scintillators) placed behind the chambers. This hodoscope was equipped with a total of 7 scintillators (3(4) in the $x(y)$ direction), 50 cm long and 10 cm wide.

4. RPC spatial resolution

4.1. Performances of the tracking system

Only the cases with one cluster in each tracking plane are considered. This cut selects 54% of the events.

The track extrapolation on the RPC is obtained from the tracking chambers 1 and 2 ($x_{\mathrm{TRK},12}$), or 1 and 3 ($x_{\mathrm{TRK},13}$). Then the impact of the particle on the RPC x_{TRK} (the same thing is done to get y_{TRK}) is:

$$x_{\mathrm{TRK}} = \frac{x_{\mathrm{TRK},12} + x_{\mathrm{TRK},13}}{2} \quad \text{and}$$
$$\delta x_{\mathrm{TRK}} = x_{\mathrm{TRK},12} - x_{\mathrm{TRK},13}, \tag{1}$$

where the distribution of δx_{TRK} gives an estimation of the tracking resolution as it can be seen in Fig. 2. The tracking resolution is $\sigma_{\delta x_{\mathrm{TRK}}} = 0.8$ mm. We apply a cut $|\delta x_{\mathrm{TRK}}| < 2$ mm corresponding to 2.5 $\sigma_{\delta x_{\mathrm{TRK}}}$. With this additional cut, 50% of the events are selected for the analysis.

These performances are sufficient for the study of the spatial resolution with RPCs equipped with strips of 1 or 2 cm wide.

4.2. Beam profile on the RPC as given by means of the tracking system

The x_{TRK} variable is shown in Fig. 3 for one strip fired (upper plot) and for two strip fired (lower plot). In both cases the strips have 1 cm width.

These two plots illustrate the general trends of the beam profile on the RPC. However, the general shape is affected by local inefficiencies of

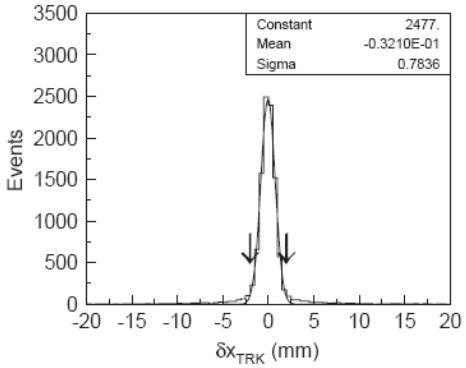


Fig. 2. Distribution of the estimator δx_{TRK} of the tracking resolution. The vertical arrows indicate the cut on the estimator.

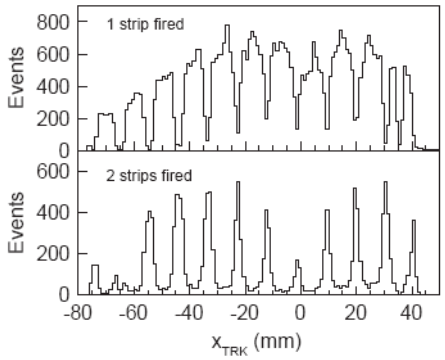


Fig. 3. Distributions of particle impacts on the RPC (equipped with strips of 1 cm width) as estimated by means of the tracking system. Conditions on the number of RPC strips fired are requested: The upper(lower) plot corresponds to one(two) strip fired.

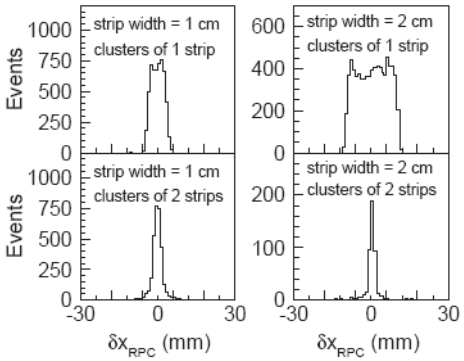


Fig. 4. Difference between the cluster position x_{RPC} (middle of the cluster) and the particle impact x_{TRK} on the RPC determined by the tracking system: $\delta x_{RPC} = x_{TRK} - x_{RPC}$. The left plots are for strips of 1 cm width, and the right plots for strips of 2 cm width. The upper plots correspond to clusters of one strip, while the lower correspond to clusters of two strips.

the RPC since conditions on the number of fired strips are requested.

When only one strip is fired, the strip structure of the RPC is apparent (about 8.6 mm width and a space of about 2 mm between strips). The cases where two strips are fired correspond to a particle impact between the two strips or close to the strip edges.

4.3. RPC spatial resolution

The RPC coordinates (x_{RPC} and y_{RPC}) are given by the geometrical centroid of the cluster formed by the fired strips. The RPC spatial resolution can be estimated from the residuals $\delta x_{RPC} = x_{TRK} - x_{RPC}$ relative to the impact position x_{TRK} given by the tracking system.

The δx_{RPC} distributions for clusters of one and two strips are shown in Fig. 4 and the values of $\sigma_{\delta x_{RPC}}$ are reported in Table 1.

For the one strip clusters, the resolution exhibits approximately the expected value for an uniform distribution $\sigma_w = w/\sqrt{12}$, where w is the strip pitch. In fact, the resolution is slightly better than σ_w because of edge effects. For the two strip clusters, the distributions are narrower. This is a consequence of the accurate localisation of the particle impact by the RPC.

Table 1
Spatial resolution of the RPC ($\sigma_{\delta x_{RPC}}$) as a function of the number of strips fired

Number of strips fired	Strip width (cm)	$\sigma_{\delta x_{RPC}}$ (mm)
1 strip	1	2.4
2 strips	1	2.1
1 strip	2	5.9
2 strips	2	3.6

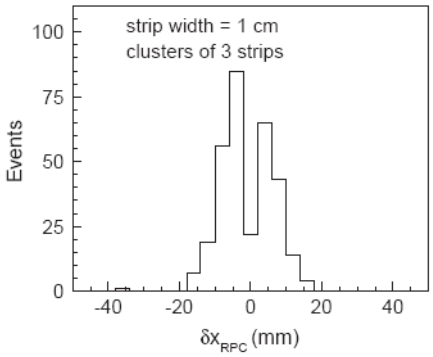


Fig. 5. Same as Fig. 4 for clusters of 3 strips of 1 cm width.

When three strips of 1 cm width are fired, the distribution of δx_{RPC} shows two peaks (Fig. 5). This structure can be explained by the probability

Table 2
Global spatial resolution of the RPC ($\sigma_{\delta x_{RPC}}$) for strips of 1 and 2 cm width, as a function of the high voltage

High voltage (kV)	$\sigma_{\delta x_{RPC}}$ for 1 cm (mm)	$\sigma_{\delta x_{RPC}}$ for 2 cm (mm)
8.8	2.67	5.85
9.0	2.61	5.75
9.2	2.31	5.34
9.4	2.12	5.01
9.6	2.10	4.66

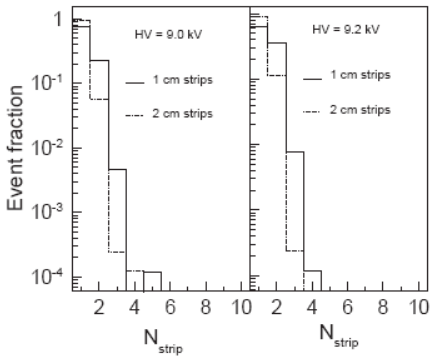


Fig. 6. Distributions of the number of fired strips N_{strip}, for strips of 1 cm (solid histograms) and 2 cm width (dotted histograms) measured at 9.0 kV (left) and 9.2 kV (right).

to fire a strip at a given distance of the particle impact (see Section 5). Indeed, the probability to fire three strips of 1 cm width is greater when the particle intercepts the edge of the central strip rather than the middle of the central strip.

The global RPC spatial resolution, whatever the number of fired strips, is given in Table 2 for various high voltages applied to the detector. We observe a slight improvement of the RPC spatial resolution when the high voltage increases. This is due to the fact that the fraction of 2 strip clusters which becomes more and more important while the fraction of 3 strip clusters remains relatively small as can be seen from Fig. 6 ($<2.2\%$ for strips of 1 cm width and $<0.2\%$ for strips of 2 cm width). Note however that even if the spatial resolution of the detector is better at higher RPC voltage other arguments like the ageing or the occupancy of the detector suggest to work at lower voltage.

5. Probability to fire a strip at a given distance of the particle impact

5.1. General form of the probability

The probability to fire one of the neighbouring strips from the strip crossed by a particle is investigated. This probability can be determined as a function of the distance Δx_{str} between the particle impact and the closest edge of the neighbour strip. Regarding the external tracking resolution of 0.8 mm, bins of 2 mm in Δx_{str} have been chosen.

We propose the following general expression of the probability to fire a strip at a distance Δx_{str} of the particle impact:

$$F_{prob}(\Delta x_{str}) = \frac{1}{1+c}\left(\frac{a}{a+(\Delta x_{str})^b}+c\right). \quad (2)$$

Indeed, a strip is fired if the total charge collected by this strip is above a given threshold (fixed in the read-out electronics). The general form proposed for F_{prob} is compatible with a Gaussian charge profile (see Section 2), with event by event fluctuations.

The coefficients a, b and c will be determined from the data.

Fig. 7 shows the experimental values of this probability for a RPC operating at a high voltage

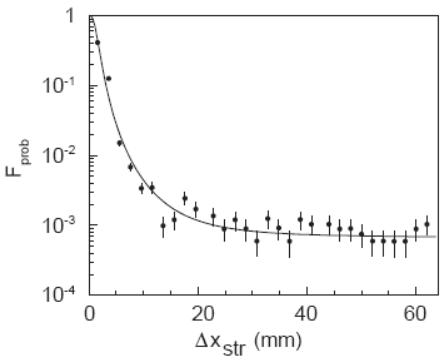


Fig. 7. Probability to hit the neighbour strips as a function of their distance Δx_{str} to the particle impact on the RPC for HV = 9.2 kV. The points represent the experimental data, and the curve corresponds to the fit with Eq. (2) with the parameters $a = 3.08 \pm 0.13$, $b = 2.91 \pm 0.04$ and $c = (6.7 \pm 0.7) \times 10^{-4}$.

of 9.2 kV and for particle trajectories perpendicular to the chamber. A fit with Eq. (2) is superimposed on the data.

The c coefficient is very small and represents a correction which accounts for effects like the cross-talk between strips. The parameters a and b are related, respectively, to the width and to the shape of the distribution, ultimately to the threshold and the charge profile.

5.2. High-voltage dependence

Since the charge profile is a function of the high voltage (HV), the probability should also depend on HV. In a first step, the coefficients a, b and c are fitted to the data for various HV. Fig. 8 shows the evolution of these coefficients as a function of HV.

In a second step, the HV dependence of a, b and c coefficients are included in the probability:

$$\left.\begin{aligned} a(\mathrm{HV}) &= 6.07 \times \mathrm{HV} - 52.6 \\ b(\mathrm{HV}) &= 2.97 \\ c(\mathrm{HV}) &= 4.3 \times 10^{-4} \times \mathrm{HV} - 3.5 \times 10^{-3} \end{aligned}\right\} \quad \text{with} \quad \mathrm{HV\ in\ kV}. \tag{3}$$

5.3. Simulation of the cluster size

The above function has been introduced in a simple Monte Carlo simulation [9] aiming at reproducing the distribution of fired strips and the cluster size obtained during our tests.

Fig. 9 (upper plots) shows the experimental and simulated number of fired strips (N_{strip}) for two high-voltage values, for strips of 2 cm width. The simulation allows to satisfactorily reproduce the N_{strip} distribution and the cluster size within 10% in the worst case.

An increase of the cluster size with the particle incident angle θ_{inc} is clearly seen from the data of year 2000. However, since the tracking system was not in operation, it was not possible to extract directly the dependence of the probability to the particle angle. We have introduced this effect in the probability, by means of the a coefficient only. This has been done in the following way:

$$a(\theta_{\mathrm{inc}}) = \frac{a}{\cos\theta_{\mathrm{inc}}}. \tag{4}$$

This increase of the a coefficient is proportional to the effective gas gap crossed by the particle at the incident angle θ_{inc}. As the parameter b is constant with respect to HV, it has been assumed that b is also constant with respect to the particle angle. Fig. 9 (bottom plots) shows the ability of the proposed parametrisation to reproduce the distributions of fired strips for incident angles $\theta_{\mathrm{inc}} = 40^\circ$ and $\theta_{\mathrm{inc}} = 60^\circ$.

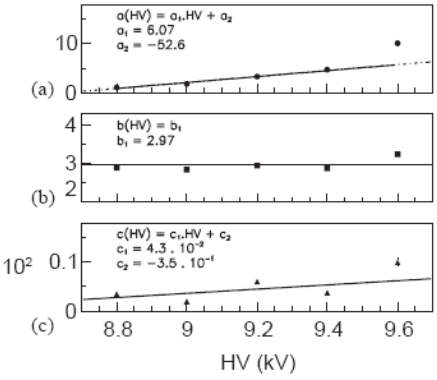


Fig. 8. Coefficients a, b and c versus the RPC high voltage (HV).

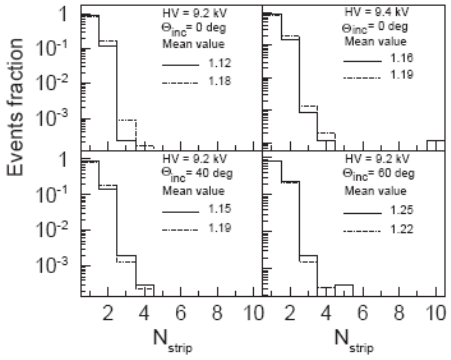


Fig. 9. Event fraction with clusters of N_{strip} fired, for strips of 2 cm width for various RPC high voltages (HV) and particle incident angles (θ_{inc}). The experimental data are represented by the solid histograms and the results of the simulation (see text for details) by the dotted histograms.

6. Conclusion

In the framework of the optimisation of the ALICE dimuon trigger, the study of the spatial resolution of RPC working in streamer mode has been performed in test beam at CERN. The spatial resolution is found to be 2.3 and 5.3 mm for strip of 1 and 2 cm width, at nominal running HV. Such values are close to the expected ones i.e. $w/\sqrt{12}$ where w is the strip pitch. A general parametrisation of the probability to fire a strip at a given distance of the particle impact has been derived from the experimental results, with dependence on the HV and on the incident particle angle. This parametrisation reproduces satisfactorily the experimental cluster size and is now implemented in the offline software of the ALICE detector. The excellent spatial resolution of the RPC in streamer mode fulfils the ALICE requirement and keeps at a high level the selectivity of the trigger system.

References

[1] ALICE Collaboration, Technical Proposal, CERN/LHCC 95-71, 1995.
[2] ALICE Collaboration, Technical Design Report, CERN/LHCC 99-22, 1999;
ALICE Collaboration, Addendum to the Technical Design Report, CERN/LHCC 2000-046, 2000.
[3] O. Roig, P. Dupieux for the ALICE collaboration, ALICE Internal Note, DIM 98-18, 1998, 16p, http://consult.-cern.ch/alice/Internal_Notes/1998/18/abstract.
[4] R. Santonico, R. Cardarelli, Nucl. Instr. and Meth. 187 (1981) 377.
[5] A. Baldit, et al., ALICE Internal Note, DIM 98-16, 1998, 22p. http://consult.cern.ch/alice/Internal_Notes/1998/16/abstract.
[6] R. Arnaldi, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 451 (2000) 462.
[7] R. Arnaldi, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 457 (2001) 117.
[8] A. Semak, et al., Nucl. Instr. and Meth. A 456 (2000) 50.
[9] V. Barret, B. Espagnon, P. Rosnet, For the ALICE Dimuon Trigger Group, ALICE Internal Note, INT 2001-04, 2001, 19p.

A la tension de fonctionnement de la RPC considérée, la résolution spatiale en mode streamer est de 2.3 mm et 5.3 mm respectivement pour des strips de 2 et 4 cm. Les valeurs trouvées sont très proches de celles attendues, dans le cas d'une faible extension latérale de l'avalanche dans la RPC, qui sont données par la relation $^{w}/_{\sqrt{12}}$. Ces valeurs permettent d'avoir une très bonne sélectivité de trigger.

Une paramétrisation de la probabilité d'avoir un strip adjacent touché en fonction de la distance entre le point d'impact de la particule et le bord du strip considéré a été déterminée. La valeur de la HT, ainsi que l'angle incident de la particule sur la RPC ont été pris en compte dans cette paramétrisation. Des simulations utilisant cette paramétrisation ont permis de reproduire de manière satisfaisante la taille des clusters de strips. Ces paramétrisations sont incluses dans le software AliRoot ([75]) , qui dérive de ROOT et dans lequel toute l'architecture du détecteur ALICE est définie. Ce logiciel est dédié à la simulation, la reconstruction et l'analyse des collisions enregistrées par le détecteur ALICE.

Cette paramétrisation a été réactualisée récemment par M. Marchisone pour les RPC fonctionnant en mode avalanche saturée. De nouveaux paramètres ont été définis et permettent de reproduire de manière satisfaisante les clusters size observés dans les données prises dans ce mode de fonctionnement des RPC.

Chapitre 5 : Paramétrisation des distributions de l'impulsion transverse et de la pseuso-rapidité des μ provenant de la désintégration des π et K en fonction de la centralité de la collision.

Le spectromètre à muons de ALICE est dédié principalement à l'étude des résonnances J/Ψ et Υ à travers leur désintégration en dimuons. La Figure 74 montre les différentes contributions aux spectres de masse reconstruite des dimuons.
Bien que l'absorbeur frontal permette de réduire de deux ordres de grandeur le flux de hadrons sur les chambres de trajectographie, la principale source de bruit de fond, en dessous d'une masse invariante de 3 GeV/c^2, provient des π et K se désintégrant en muons, représenté en rouge sur la Figure 74.

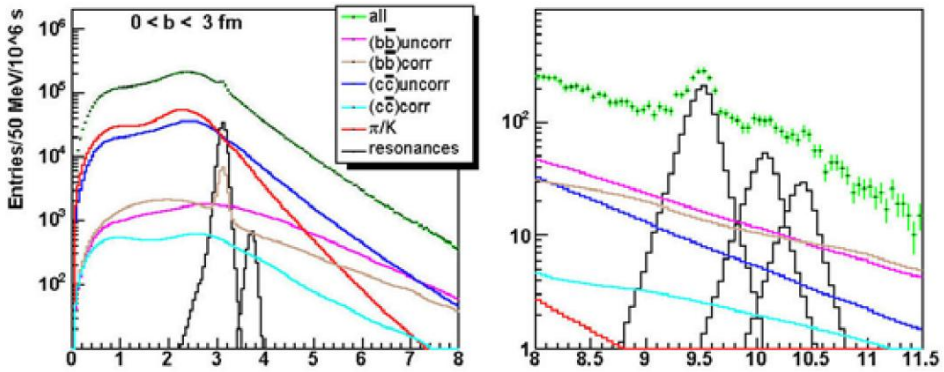


Figure 74 : Distributions de masses invariantes attendues pour des dimuons, dans l'acceptance du spectromètre à muons de ALICE, pour des collisions centrales Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.5\ TeV$.

Les muons provenant de la désintégration des π et K n'étant pas corrélés, il est possible d'utiliser des paramétrisations des distributions cinématiques en impulsion transverse p_T et en pseudo-rapidité η de ces muons « single » afin de simuler leur contribution. Les valeurs de p_T et η sont alors obtenues par tirage aléatoire et un poids correspondant à la distribution $\frac{d^2N_\mu}{dp_T d\eta}$ est appliqué à la particule correspondante. Cette méthode permet d'avoir rapidement une statistique importante sur toute la gamme en p_T et η.

Des paramétrisations de ces distributions en impulsion transverse et en pseudo-rapidité, définies dans une note interne ALICE de 1995 ([76]), ont été utilisées pour les simulations présentées dans le Technical Proposal (TP) du spectromètre à muons de ALICE ([77]). Ces paramétrisations proviennent d'ajustements des résultats de simulations HIJING ([78]) pour les distributions en pseudo-rapidité. Les distributions en impulsion transverse sont déduites de simulations PYTHIA pour des collisions p-p minimum biais à $\sqrt{s_{NN}} = 5.5\ TeV$. Les résultats présentés dans le TP du spectromètre à muons de ALICE correspondent à des collisions Pb-Pb centrales.

Afin de prendre en compte la centralité de la collision, une simulation HIJING a été faite pour différentes tranches en paramètre d'impact. Les spectres en p_T et η, des π et K ainsi obtenus ont été utilisés pour obtenir les paramétrisations pour chaque tranche en centralité.

Simulations

Des simulations AliRoot utilisant le générateur HIJING ont permis d'obtenir les distributions en impulsion transverse et en pseudo-rapidité des π et K.

Les simulations HIJING des évènements Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}}$=5.5 TeV, sont notées HIJING 6000 car elles correspondent à 6000 particules chargées, générées par unité de pseudo-rapidité dN/dη, à η=0 pour les collisions les plus centrales.

La Figure 75 montre le nombre de π+K produits, le nombre de collisions binaires Ncoll et le nombre de nucléons participants Npart en fonction du paramètre d'impact obtenus pour une telle simulation. Ncoll et Npart sont calculés grâce au modèle de Glauber.
Sur la droite de la figure, on observe que le rapport (π+K)/(Npart+Ncoll) est pratiquement constant quel que soit la valeur du paramètre d'impact. Ce résultat semble montrer que, dans la simulation HIJING, les π+K sont créés à part égale par des processus hard et des processus soft.

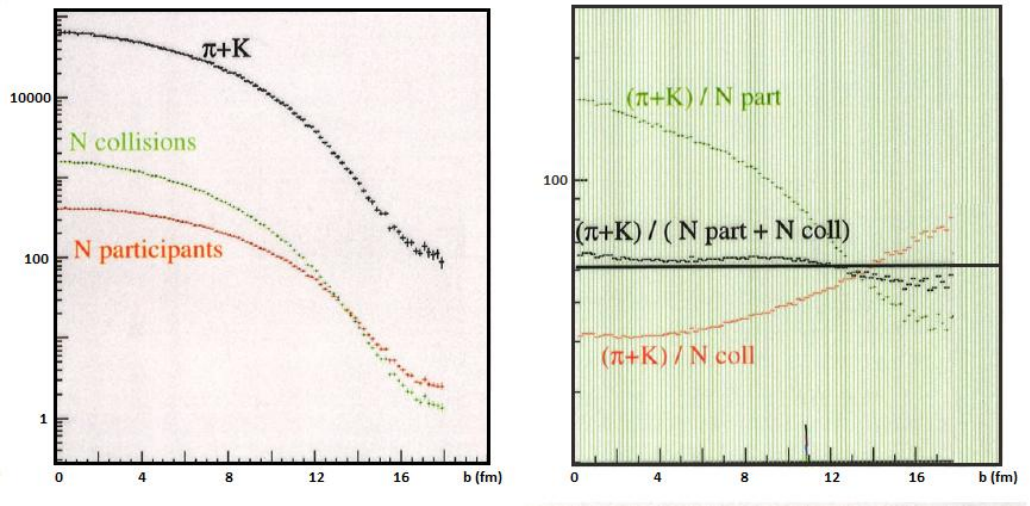


Figure 75 : Sur la gauche, sont présentés le nombre total de π+K, le nombre de collisions binaires Ncoll et le nombre de nucléons participants Npart, par évènement, en fonction du paramètre d'impact, obtenus pour une simulation HIJING de collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}}$=5.5 TeV. Sur la figure de droite sont présentés les rapports π+K/Ncoll, π+K/Npart et π+K/(Ncoll+Npart).

Pour avoir une marge de sécurité suffisante, de nombreuses simulations ont été faites avec HIJING 8000.

Par la suite, grâce aux mesures du RHIC, on a pu estimer que le nombre de particules chargées par unité de pseudo-rapidité dans la partie centrale pour ce type de collisions serait plutôt de l'ordre de 2000.

Les premières collisions Pb-Pb ont été mesurées, au LHC, à $\sqrt{s_{NN}}$=2.76 TeV . La Figure 76 ([79]) montre la variation du nombre de particules chargées par unité de pseudo-rapidité et par nucléon participant. Le point rouge correspond à la mesure de ALICE pour les collisions centrales. Cette mesure montre une variation, en fonction de l'énergie dans le centre de masse, qui suit une loi de puissance plutôt qu'une loi logarithmique. On peut voir dans le Tableau 10, que le nombre de particules chargées par unité de pseudo-rapidité est de 1601±60 dans le cas de collisions centrales Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}}$=2.76 TeV ([80]).

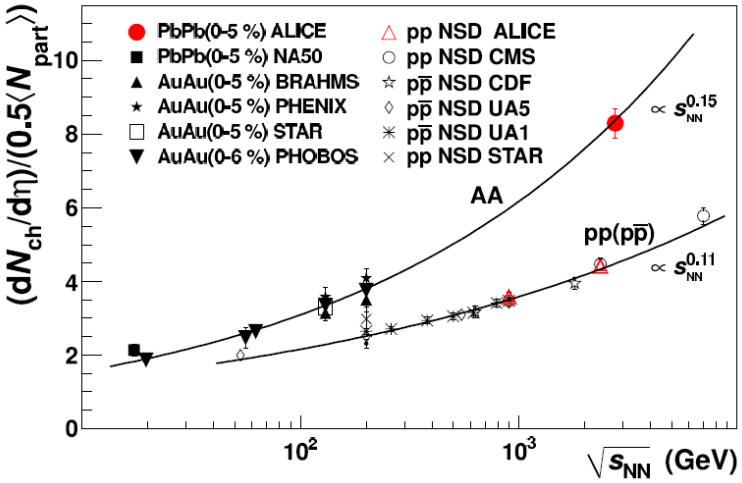


Figure 76 : Variation du nombre de particules chargées crées par unité de pseudo-rapidité et par nucléons participants mesurées pour des collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}}$=2.76 TeV.

Tableau 10 : Nombre de particules chargées par unité de pseudo-rapidité et nombre moyen de nucléons participants, pour différentes classes de centralité, mesurés pour des collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}}$=2.76 TeV.

Centrality	$dN_{ch}/d\eta$	$\langle N_{part}\rangle$	$(dN_{ch}/d\eta)/(\langle N_{part}\rangle/2)$
0%–5%	1601 ± 60	382.8 ± 3.1	8.4 ± 0.3
5%–10%	1294 ± 49	329.7 ± 4.6	7.9 ± 0.3
10%–20%	966 ± 37	260.5 ± 4.4	7.4 ± 0.3
20%–30%	649 ± 23	186.4 ± 3.9	7.0 ± 0.3
30%–40%	426 ± 15	128.9 ± 3.3	6.6 ± 0.3
40%–50%	261 ± 9	85.0 ± 2.6	6.1 ± 0.3
50%–60%	149 ± 6	52.8 ± 2.0	5.7 ± 0.3
60%–70%	76 ± 4	30.0 ± 1.3	5.1 ± 0.3

Si on extrapole ce résultat pour des collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}}$=5.5 TeV, on peut estimer que le nombre de particules chargées, par unité de pseudo-rapidité, serait de l'ordre de 2000.
Les résultats de la simulation HIJING présentés ici sont donc surestimés d'un facteur 3.

Environ 10000 évènements Pb-Pb ont été simulés. Le Tableau 11 résume le nombre d'évènements ainsi que le nombre de π et K produits avec $\theta \in [0 : 20°]$ et pour 4 tranches en centralité, sélectionnées à partir de la valeur du paramètre d'impact et qui correspondent respectivement à 10%, 10%, 30% et 50% de la section efficace géométrique, d'après le modèle de Glauber.

Tableau 11 : Nombre de π+K et rapport K/π obtenus pour une simulation de 10000 évènements HIJING et pour 4 tranches en centralité sélectionnées à partir de la valeur du paramètre d'impact.

Paramètre d'impact (fm)	Nombre d'évènements	Nombre de (π+K)/évènement	K/π
b < 5	794	13970	0.1709
5 ≤ b < 7	827	9367	0.1705
7 ≤ b < 11	2530	4318	0.1689
11 ≤ b	5931	529	0.1652

Par la suite, pour avoir une statistique équivalente dans chaque tranche en centralité, le nombre d'évènements simulés sera inversement proportionnel au nombre de π et K pour la tranche considérée. On prendra 0.17 comme valeur du rapport K/π, ce qui correspond à la valeur moyenne de ce rapport sur l'ensemble des évènements HIJING, avec les proportions suivantes :

π : 1/3 π^+, 1/3 π^-, 1/3 π^0
K : ¼ K^+, ¼ K^-, ¼ K^0_S, ¼ K^0_L

Des résultats expérimentaux du RHIC ([81]) et du LHC (Figure 77) montrent des rapports K^-/π^-, compris entre 0.15 et 0.16 dans le cas des collisions les plus centrales. Les mêmes valeurs sont obtenues pour les particules positives. Bien que ces valeurs correspondent à des mesures de particules dans la zone de rapidité centrale, elles permettent de vérifier que le rapport utilisé dans les simulations semble réaliste.

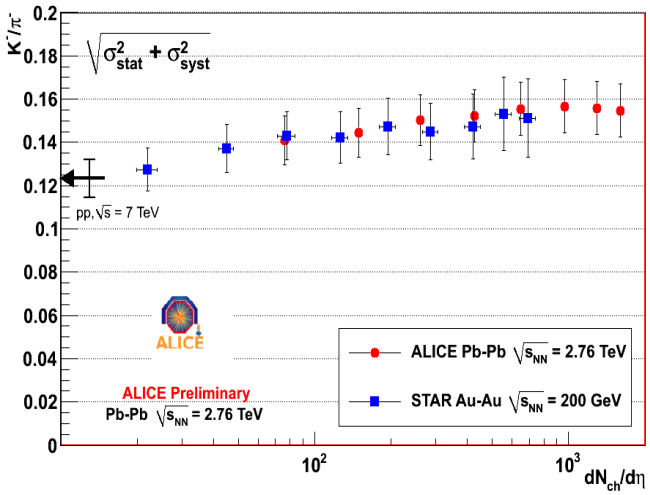


Figure 77 : Rapport K^-/π^- en fonction de la centralité, mesuré pour les collisions Au-Au au RHIC à $\sqrt{s_{NN}}$=200 GeV et Pb-Pb au LHC à $\sqrt{s_{NN}}$=2.76 TeV.

Dans la simulation AliRoot utilisant HIJING, les phénomènes de shadowing ([82])([83]) et de jet quenching ([84]) sont pris en compte.
Le shadowing correspond à la modification des fonctions de densité partoniques (PDF) des nucléons dans le milieu nucléaire. Ce phénomène entraîne une diminution du nombre de particules produites lors d'une collision.
Le jet quenching est un phénomène de perte d'énergie des partons lors de la traversée de la matière nucléaire. Il est responsable d'une diminution du nombre de particules de grande impulsion, ce qui entraîne une augmentation du nombre de particules de plus faible impulsion.

On peut voir, sur les trois figures suivantes, l'influence de ces deux effets sur le nombre de π et K produits dans les simulations. Les figures représentent, en fonction du paramètre d'impact, les rapports :

- π+K créés avec shadowing et avec jet quenching / π+K créés sans shadowing et avec jet quenching (Figure 78). Pour b=0, ce rapport est égal à 0.57

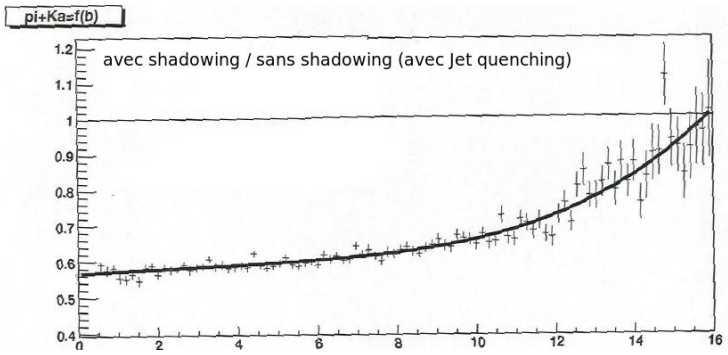


Figure 78 : π+K créés avec shadowing et avec jet quenching / π+K créés sans shadowing et avec jet quenching.

- π+K créés avec shadowing et avec jet quenching / π+K créés avec shadowing et sans jet quenching (Figure 79). Pour b=0, ce rapport est égal à 1.4

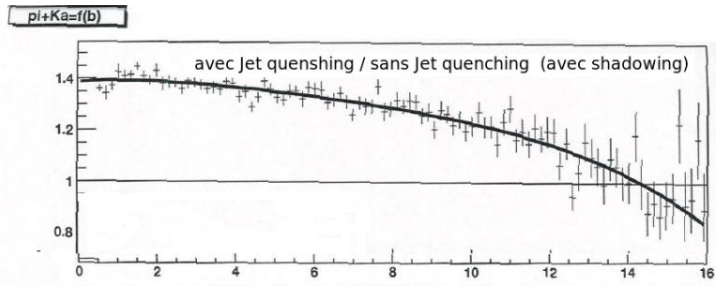


Figure 79 : π+K créés avec shadowing et avec jet quenching / π+K créés avec shadowing et sans jet quenching.

- π+K créés avec shadowing + jet quenching / π+K créés sans shadowing et sans jet quenching (Figure 80). Pour b=0, ce rapport est égal à 0.82

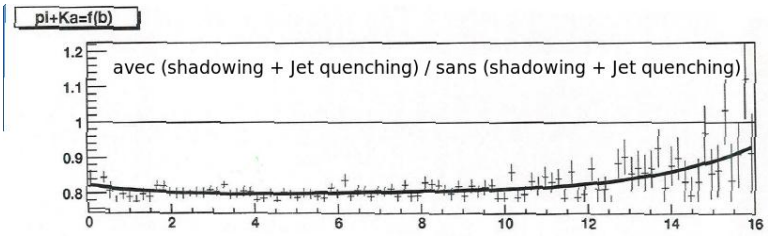


Figure 80 : π+K créés avec shadowing et avec jet quenching / π+K créés sans shadowing et sans jet quenching.

Sur la Figure 80, on peut voir que la prise en compte simultanée du shadowing et du jet quenching, dans la simulation, entraîne une diminution constante de l'ordre de 20% des π+K pour des paramètres d'impact jusqu'à 10 fm.

Distributions en impulsion transverse et en pseudo-rapidité des π+K

Les résultats obtenus avec HIJING, correspondent à 14000 π+K générés pour θ compris dans l'intervalle [0 : 20°] et pour la tranche la plus centrale. Pour une simulation HIJING 8000, la même étude correspondrait à 22500 π+K générés dans les mêmes conditions.
Les paramétrisations obtenues sont comparées à celles utilisées, dans le cas de collisions centrales, dans la note interne de 95.

Paramétrisation de la dépendance en pseudo-rapidité

La fonction suivante est utilisée pour reproduire les distributions en pseudo-rapidité représentées sur la Figure 81 pour les π et sur la Figure 82 pour les K:

$$\frac{dN}{d\eta} = A_1 \exp\left[-\frac{(\eta-\eta_1)^2}{2\Delta\eta_1^2}\right] + A_2 \exp\left[-\frac{(\eta-\eta_2)^2}{2\Delta\eta_2^2}\right]$$

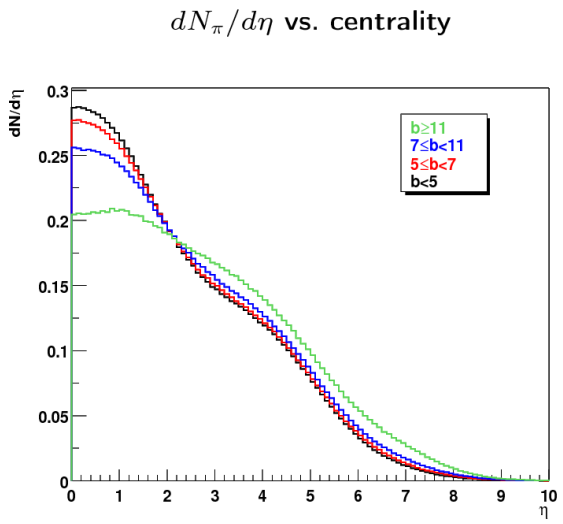


Figure 81 : Distributions en pseudo-rapidité des π créés dans les collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}}$=5.5 TeV et pour différentes tranches en centralité. Les distributions sont normalisées à une particule.

Tableau 12 : Paramètres des ajustements des distributions en pseudo-rapidité des π pour 4 tranches en centralité. La dernière ligne correspond aux paramètres utilisés dans la note de 95.

Centrality	η_1	$\Delta\eta_1$	A_1/A_2	η_2	$\Delta\eta_2$
$b < 5$	0.174	1.323	2.09	3.321	1.691
$5 \leq b < 7$	0.143	1.317	1.87	3.207	1.783
$7 \leq b < 11$	0.106	1.344	1.55	3.120	1.888
$b \geq 11$	0.250	2.322	2.34	4.107	1.793
ALICE_INT 95 05	0.22	1.47	2.70	3.66	1.51

On observe, sur les Figure 81 et Figure 82, une augmentation nette du nombre de π et K de pseudo-rapidité proche de zéro lorsque la centralité augmente. On a de plus un élargissement de la distribution dans le cas des collisions les plus périphériques. Cependant dans l'acceptance du spectromètre à muons de ALICE qui est limitée au domaine [2.4 : 4] en

pseudo-rapidité, les distributions sont assez semblables quelle que soit la tranche de centralité considérée. Le résultat des ajustements de ces distributions est présenté dans les Tableau 12 et Tableau 13.

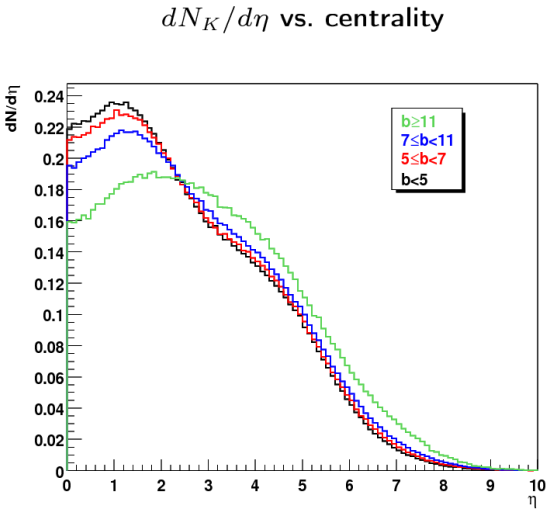


Figure 82 : Distribution en pseudo-rapidité des K créés dans les collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}}$=5.5 TeV et pour différentes tranches en centralité. Les distributions sont normalisées à une particule.

Tableau 13 : Paramètres des ajustements des distributions en pseudo-rapidité des K pour 4 tranches en centralité. La dernière ligne correspond aux paramètres utilisés dans la note de 95.

Centrality	η_1	$\Delta\eta_1$	A_1/A_2	η_2	$\Delta\eta_2$
$b < 5$	1.192	0.987	1.32	3.615	1.601
$5 \leq b < 7$	1.223	0.941	1.16	3.532	1.613
$7 \leq b < 11$	1.197	0.978	0.98	3.478	1.757
$b \geq 11$	1.247	1.247	2.25	4.488	1.638
ALICE_INT 95 05	0.79	1.54	2.3	4.09	1.40

Paramétrisation de la dépendance en impulsion transverse

Les distributions, en impulsion transverse des π, présentées sur la Figure 83, pour 4 tranches en centralité, ont été ajustées par les fonctions suivantes :

$$\frac{dN}{dp_T} = \begin{cases} K_1 . \exp\left[-\dfrac{\sqrt{m_\pi^2 + p_T^2}}{\mathrm{T}}\right] & pour\ \ p_T < 0.5\ GeV/c \\ K_2 . \left(1 + \dfrac{p_T}{p_0}\right)^{-n'} & pour\ \ p_T \geq 0.5\ GeV/c \end{cases}$$

dN_π/dp_t vs. centrality

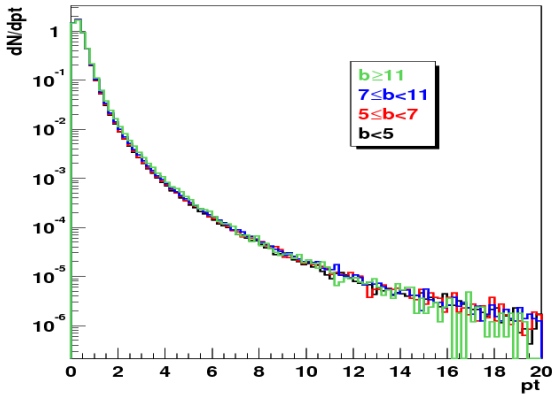


Figure 83 : Distributions en impulsion transverse des π créés lors de collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}}$=5.5 TeV, pour différentes tranches en centralité. Les distributions sont normalisées à une particule.

Tableau 14 : Paramètres des ajustements des distributions en impulsion transverse des π pour 4 tranches en centralité. La dernière ligne correspond aux paramètres utilisés dans la note de 95.

Centrality	K_1	T	K_2	P_0	n'
$b < 5$	2.88E+8	0.1676	1.69E+10	0.1834	5.25
$5 \leq b < 7$	1.96E+8	0.1679	9.85E+9	0.1899	5.24
$7 \leq b < 11$	2.61E+8	0.1686	8.48E+9	0.2143	5.26
$b \geq 11$	6.62E+8	0.1697	9.85E+9	0.2718	5.35
ALICE_INT 95 05	×	0.16	×	0.74	7.2

Les distributions en impulsion transverse des K sont déduites des distributions des π grâce à la fonction d'échelle suivante ([85]) :

$$\frac{dN_K}{dp_T} = 0.3.K_3 \left(\frac{\sqrt{m_\pi^2 + p_T^2} + 2}{\sqrt{m_K^2 + p_T^2} + 2} \right)^n \frac{dN_\pi}{dp_T}$$

dN_K/dp_t vs. centrality

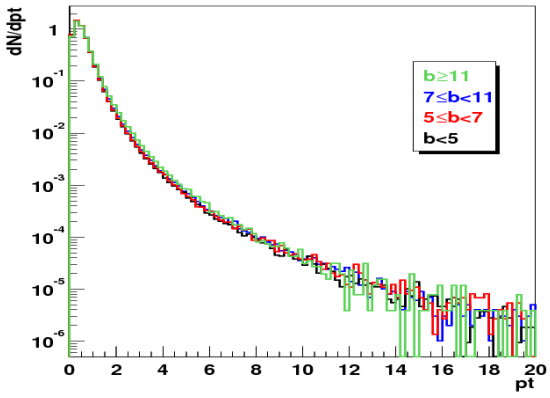


Figure 84 : Distributions en impulsion transverse des K créés lors de collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}}$=5.5 TeV, pour différentes tranches en centralité. Les distributions sont normalisées à une particule.

Tableau 15 : Paramètres des ajustements des distributions en impulsion transverse des K pour 4 tranches en centralité. La dernière ligne correspond aux paramètres utilisés dans la note de 95.

Centrality	K_3	n
$b < 5$	0.4245	11.42
$5 \leq b < 7$	0.4241	11.46
$7 \leq b < 11$	0.4218	11.49
$b \geq 11$	0.4176	11.57
ALICE_INT 95-05	×	12.3

On observe peu de différences sur les distributions en impulsion transverse des π et K (Figure 83 et Figure 84) en fonction de la centralité, et les paramètres des ajustements trouvés varient peu entre les différentes tranches de centralité.
Cependant, on trouve une différence importante entre les paramètres des ajustements trouvés et ceux définis dans la note ALICE 95_05 (Tableau 14 et Tableau 15). Cette différence est due au fait que les spectres en p_T sont plus « durs » dans le cas des simulations PYTHIA que dans les simulations HIJING, c'est-à-dire qu'ils sont donc plus peuplés dans les hauts p_T.

Cette étude a montré très peu de dépendance en centralité pour les distributions en impulsion transverse et également pour les distributions en pseudo-rapidité dans l'acceptance du spectromètre à muons.

De nouvelles tranches en centralité, définies pour le PPR de ALICE ([86])([87]), ont par la suite été utilisées. Les tranches sont définies à partir du paramètre d'impact (voir Tableau 16) et elles correspondent respectivement à 3.8%, 11.3%, 18.9%, 26.4% et 37.8% de la section efficace géométrique. Le Tableau 16 résume les résultats d'une simulation HIJING utilisant AliRoot, pour environ 20000 évènements Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}}$=5.5 TeV en prenant en compte les phénomènes de shadowing et de jet quenching et pour θ compris dans l'intervalle [0 : 20°].

Tableau 16 : Résultats d'une simulation HIJING pour 20000 évènement Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}}$=5.5 TeV en prenant en compte les phénomènes de shadowing et de Jet quenching et pour θ compris dans l'intervalle [0 : 20°].

Paramètre d'impact (fm)	Nombre d'évènements	Nombre de (π+K)/évènement	K/π
b < 3	722	16646	0.1748
3 ≤ b < 6	1990	12352	0.1737
6 ≤ b < 9	3615	7020	0.1726
9 ≤ b < 12	5278	2669	0.1708
12 ≤ b < 16	8264	435	0.1672

Distributions en pseudo-rapidité et en impulsion transverse des μ provenant de la désintégration des π+K

On utilise PYTHIA ([88]) pour simuler la désintégration des π et K en μ. Les distributions en impulsion transverse et en pseudo-rapidité obtenues sont présentées sur la Figure 85 pour deux tranches en centralité, la plus centrale et la plus périphérique. On peut voir sur cette figure que les distributions en impulsion transverse ainsi que les distributions en pseudo-rapidité dans l'acceptance c'est-à-dire pour η ∈ [2.4 : 4], ne dépendent pas de la centralité.

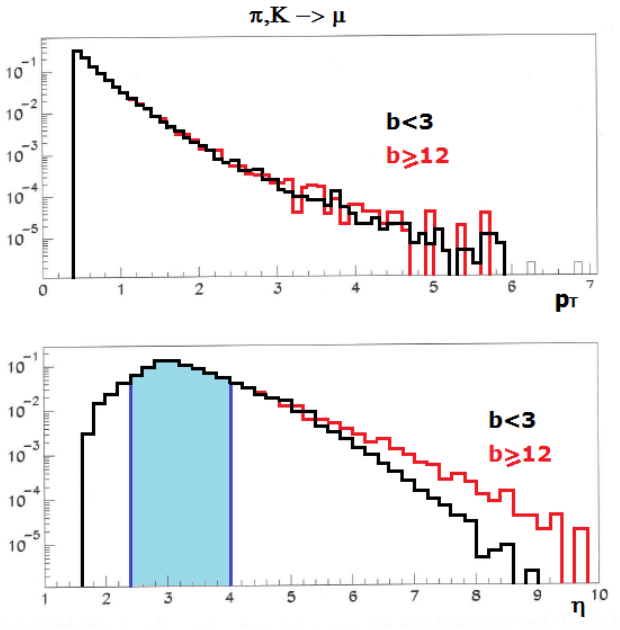


Figure 85 : Distribution en impulsion transverse (figure du haut) et en pseudo-rapidité (figure du bas), des μ provenant de la désintégration des π et K, normalisées à une particule, avant l'application des coupures de sélection des μ.

On sélectionne les μ :

- dans l'acceptance du spectromètre à muons : θ ∈ [2° : 9°]
- avec une impulsion totale P > 4 GeV/c pour sélectionner les muons qui traversent les absorbeurs (absorbeur frontal et mur de fer).
- produits soit avant l'absorbeur frontal soit dans une longueur d'interaction à l'intérieur de l'absorbeur frontal : z< (0.9 m + λ_{int})
- avec un p_T > 0.4 (1) GeV/c : 0.4 GeV/c correspond à la valeur basse de l'acceptance du spectromètre à muons, 1 GeV/c correspond à une coupure basse Lp_T au niveau du Muon Trigger
- dont la trajectoire pointe en direction du vertex d'interaction, grâce à une coupure sur la variable d_0 qui correspond à la distance entre le point d'interaction et l'intersection entre le prolongement de la trace du muon et le plan transverse contenant le point d'interaction (Figure 86)

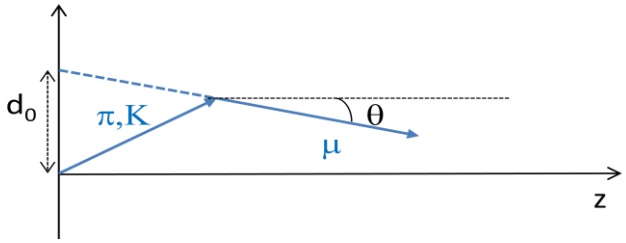


Figure 86 : Schéma représentant en bleu les traces d'un π ou K se désintégrant en μ. d_0 représente la distance entre le point d'interaction et l'intersection entre prolongement de la trace du muon et le plan transverse contenant le point d'interaction.

Pour cette distance d_0, on peut calculer la valeur moyenne de d_0 due à la diffusion multiple grâce à la relation suivante

$$\sigma = \frac{\alpha^2}{cos^5(\theta)} \cdot \left(\sum_{\substack{épaisseurs \\ de\ matière \\ traversée}} \left(\frac{x^3}{X_0} \right) \right) \quad \text{avec}$$

X_0 : longueur de radiation des différents matériaux traversés.
θ : angle entre le μ et l'axe du faisceau.
α : angle moyen de déviation dû à la diffusion multiple

$$\alpha = \frac{0.0136}{P}.(1 + 0.038 \log\left(\sum_{\substack{épaisseurs \\ de\ matière \\ traversée}} \left(\frac{x}{X_0}\right)\right))$$

Les distributions en impulsion transverse des muons, ainsi sélectionnés, sont comparées, sur la Figure 87, pour trois valeurs différentes de la coupure sur d_0 et sans coupure. Ces résultats correspondent à une simulation équivalente à HIJING 8000.

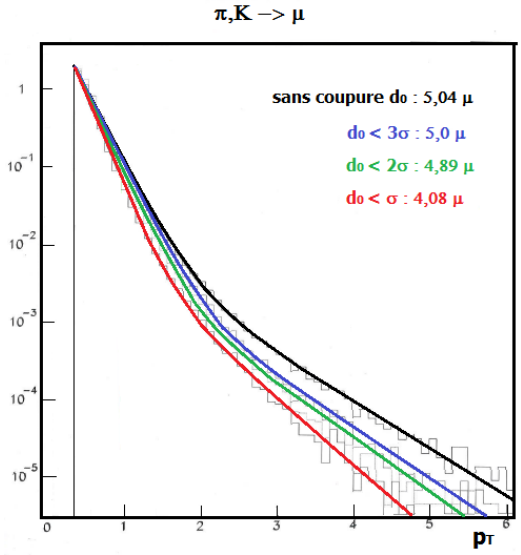


Figure 87 : Distributions en impulsion transverse des μ provenant de la désintégration des π et K, normalisées à une particule, sans coupure sur d_0 et pour trois coupures différentes sur d_0.

Tableau 17 : Nombre de μ, dans l'acceptance du spectromètre, provenant de la désintégration PYTHIA de π +K, dans le cas d'une simulation équivalente à HIJING8000, pour différentes tranches en centralité et pour différentes coupures sur la distance d_0.

		Sans cut d_0	**d_0 < 3 σ**	**d_0 < 2 σ**	**d_0 < σ**
b < 3	p_T>0.4	5.04	5.	4.89	4.08
	p_T> 1	0.284	0.25	0.204	0.132
3 < b < 6	p_T>0.4			4.61	
	p_T> 1	0.269	0.235	0.192	0.125
6 < b < 9	p_T>0.4	2.72	2.7	2.64	2.2
	p_T> 1	0.157	0.137	0.112	0.073
9 < b < 12	p_T>0.4			0.983	
	p_T> 1	0.0576	0.0502	0.0409	0.0265
12 < b < 16	p_T>0.4	0.134	0.133	0.129	0.108
	p_T> 1	0.0086	0.0075	0.0061	0.0039

Les résultats présentés dans le Tableau 17 pour différentes coupures montrent que la coupure $d_0 < 3\sigma$ ne supprime que 12% des μ, de p_T> 1 GeV/c, de désintégration des π et K.

La coupure $d_0 < 2\sigma$, permet de supprimer de l'ordre de 30% des μ avec $p_T > 1$ GeV/c, de désintégration des π et K, sans à priori couper les μ du signal qui, en moyenne, ont une distance $d_0 \sim \sigma$.

Le Tableau 18 présente le nombre de μ dans l'acceptance du spectromètre, avec une coupure $d_0 < 2\sigma$, dans les cas HIJING8000 et HIJING6000 pour les différentes tranches en centralité.

Tableau 18 : Nombre de μ, dans l'acceptance du spectromètre, provenant de la désintégration des $\pi + K$, dans le cas de simulations équivalentes à HIJING8000 et HIJING6000, pour différentes tranches en centralité et pour une coupure sur la distance $d_0 < 2\sigma$.

		HIJING8000	HIJING6000
b < 3	p_T>0.4	4.89	3.62
	p_T> 1	0.204	
3 < b < 6	p_T>0.4	4.61	3.07
	p_T> 1	0.192	
6 < b < 9	p_T>0.4	2.64	1.76
	p_T> 1	0.112	
9 < b < 12	p_T>0.4	0.983	0.655
	p_T> 1	0.0409	
12 < b < 16	p_T>0.4	0.129	0.086
	p_T> 1	0.0061	

Les chiffres présentés dans la dernière colonne du Tableau 18 et qui correspondent aux nombres de μ, de désintégration des π et K, obtenus avec HIJING6000 pour une coupure p_T>0.4 GeV/c sont ceux utilisés dans les simulations rapides AliRoot.

Tableau 19 : Nombre de μ, mesurés, dans le spectromètre à muons, pour des collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}}$=2.76 TeV et pour différentes tranches en centralité.

centralité	Trigger p_T>1GeV/c	Coupure p_T>1GeV/c
0 – 10 %	0.43	0.36
10 – 20 %	0.28	0.23
20 – 40 %	0.15	0.12
40 – 80 %	0.04	0.03
0 – 100 %	0.13	0.11

Le Tableau 19 montre les mesures effectuées avec le spectromètre à muons pour des collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}}$=2.76 TeV et pour différentes tranches en centralité. La colonne 2 correspond au nombre de muons dans le cas d'évènements sélectionnés par un trigger muon avec un seuil en p_T correspondant à 1 GeV/c et la colonne 3 donne le nombre de muons dans le cas d'une coupure en p_T après reconstruction des traces dans le système de tracking. Les valeurs présentées ne sont pas directement comparables à celles des Tableau 17 et Tableau 18 car les tranches en centralité ne sont pas les mêmes. Cependant, on peut voir que le facteur 5, entre les simulations HIJING8000 et l'expérience, observé sur la multiplicité de particules chargées à $\eta = 0$ ne semble plus valable dans l'acceptance du spectromètre

Paramétrisations utilisées dans AliRoot

Cette étude a permis de vérifier que, dans l'acceptance du spectromètre à muons, les distributions en impulsion transverse et en pseudo-rapidité des π et K ne dépendent pas de la centralité.

Les paramétrisations utilisées pour les simulations dans AliRoot sont : pour la dépendance en pseudo-rapidité, la distribution présentée dans la note de 95, qui est proche de celle obtenue dans cette étude, et pour la dépendance en impulsion transverse, une paramétrisation obtenue à partir des données $p\bar{p}$ mesurées par l'expérience CDF ([89]):

$$\frac{dN}{dp_T} = \begin{cases} \exp\left[-\frac{\sqrt{m_\pi^2 + p_T^2}}{0.160}\right] & pour\ \ p_T < 0.5\ GeV/c \\ \left(1 + \frac{p_T}{1.3}\right)^{-8.28} & pour\ \ p_T \geq 0.5\ GeV/c \end{cases}$$

Cette paramétrisation correspond à une distribution plus dure que celle obtenue dans cette étude avec HIJING.

Dans le cas du spectromètre à muons, les simulations appelées MUONCocktail utilisent une paramétrisation simplifiée à un polynôme du second degré de la distribution en pseudo-rapidité dans l'intervalle [2.4 : 4] en η.

Dans le cas de simulations rapides, un histogramme à 2 dimensions contenant directement les distributions p_T-η des μ provenant des désintégrations PYTHIA des π et K est utilisé avec un poids prenant en compte le nombre de μ pour chaque tranche en centralité : ce poids correspond aux valeurs du Tableau 18.

Chapitre 6 : Développement du contrôle en ligne des données pour le trigger du spectromètre à muons du détecteur ALICE

L'état de fonctionnement des détecteurs, et de l'électronique associée, doit être contrôlé en permanence, pendant les périodes d'acquisition des données. Pour cela, des outils de contrôle en ligne (ou DQM pour Data Quality Monitoring) ont été développés au sein de la collaboration ALICE. Ces outils doivent fournir les informations nécessaires à la surveillance des données pour identifier le plus rapidement possible les problèmes pouvant survenir pendant l'acquisition et permettre d'assurer la qualité des données enregistrées. Pour cela, des échantillons de données sont analysés grâce à des algorithmes spécifiques à chaque sous-détecteur.

Le système de contrôle de l'expérience : ECS

Le système de contrôle de l'expérience (Experiment Control System) ([90]) gère et synchronise les actions des différents sous-systèmes qui commandent l'ensemble de l'expérience (Figure 88). Parmi ces sous-systèmes se trouvent:

- Le système de contrôle des détecteurs, le DCS (Detector Control System), qui est chargé principalement du contrôle des tensions et courants, des systèmes de gaz et de refroidissement.
- Le système central de déclenchement de l'acquisition, le CTP (Central Trigger Processor), qui regroupe et traite les informations transmises par l'ensemble des sous-détecteurs participant au déclenchement.
- Le système de déclenchement supérieur, le HLT (High Level Trigger), qui sélectionne les évènements intéressants grâce à des algorithmes rapides de traitement des données.
- Le système d'acquisition de données, la DAQ (Data AQuisition), qui sera décrit dans le paragraphe suivant.

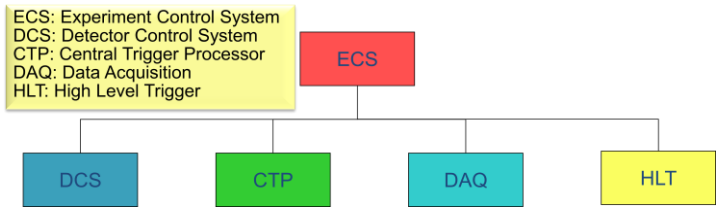


Figure 88 : Schéma du système de contrôle de l'expérience ALICE.

Cette structure de contrôle (ECS) s'applique à chaque sous-détecteur à l'intérieur d'une même partition globale comme on peut le voir sur la Figure 89 pour une partition contenant 3 sous-détecteurs : TPC, SPD et Muon. Chaque sous-détecteur est géré par son propre système ECS appelé « agent de contrôle des détecteurs » ou (DCA) et l'ensemble est contrôlé par l'ECS global de la partition appelé « agent de contrôle de la partition » ou (PCA).

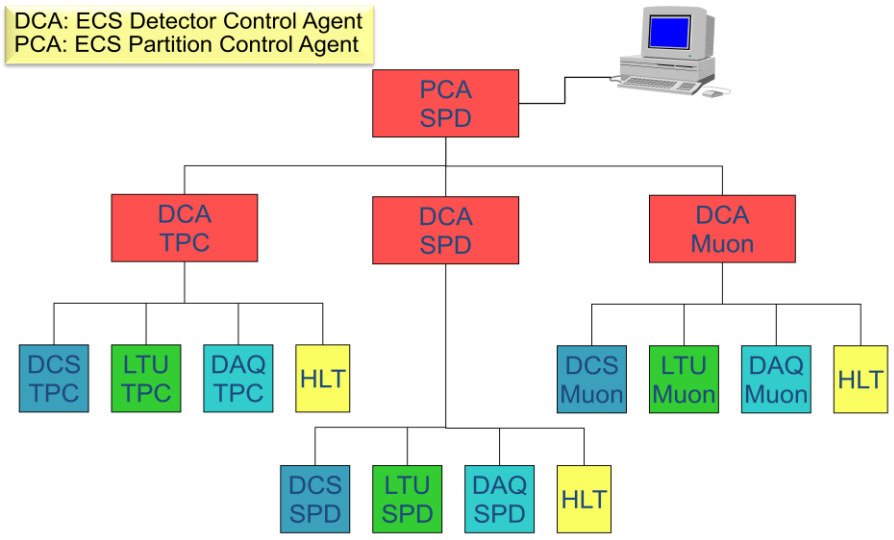


Figure 89 : Schéma présentant le système de contrôle des différents sous-détecteurs dans une partition globale.

La DAQ : système d'acquisition de données

Le système d'acquisition de données du détecteur ALICE est appelé DATE (Data Acquisition and Test Environment) ([91]). Il a été développé afin de permettre l'enregistrement aussi bien d'évènements p-p, de faible multiplicité, avec des taux de collisions élevés de l'ordre de 200 kHz, que d'évènements Pb-Pb, de très grande multiplicité, avec des taux de collisions plus faibles de l'ordre de 10kHz. Le taux d'acquisition maximal sur bande est de 1.25 GB/s.

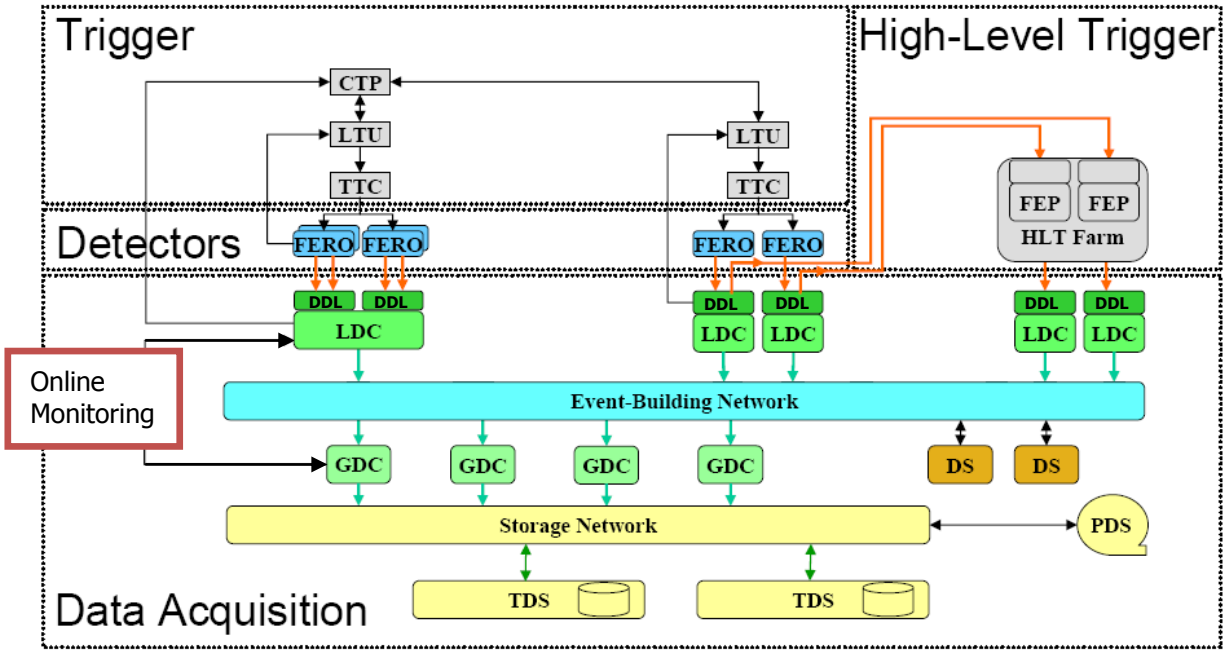


Figure 90 : Architecture du système d'acquisition DATE.

La Figure 90 présente une vue simplifiée du système d'acquisition ([92]) du détecteur ALICE. Le détecteur ALICE est composé de 18 sous-détecteurs. Les données recueillies par chaque sous-détecteur sont transmises à partir des électroniques frontales (FERO) via les fibres optiques des « Detector Data Link » ou DDL, vers un premier niveau de concentration des données

appelé « Local Data Concentrator » ou LDC. Les 385 DDL transmettent l'ensemble des données à 175 LDC. Jusqu'à 12 DDL peuvent être connectés à un LDC et plusieurs LDC peuvent être nécessaires pour collecter les données d'un seul sous-détecteur. C'est le cas du système de tracking des muons, qui nécessite 5 LDC, alors que le système de déclenchement des muons, nécessite un seul LDC et deux DDL.

Les fragments d'évènements recueillis par les LDC sont ensuite reconstruits et transmis au second niveau de concentration appelé « Global Data Concentrator » ou GDC. Chaque GDC reçoit les fragments de données d'un évènement complet. Les événements complets, ainsi rassemblés, sont ensuite transférés au système de stockage temporaire « Transient Data Storage » ou TDS et vers le système de stockage permanent «Permanent Data Storage » ou PDS. Enfin il faut noter que le réseau d'acquisition de données DATE est connecté à l'environnement de travail sur la grille de calcul développé pour ALICE : ALIEN.

Le logiciel d'acquisition de données DATE est capable de copier et de transmettre des fragments d'évènement ou des événements complets, en ligne, sans perturber le flux de données principal, ce qui permet le contrôle en ligne des données. Ce contrôle peut être fait au niveau des LDC pour les fragments d'évènements ou au niveau GDC pour les évènements complets.
DATE permet également l'enregistrement de données localement, notamment sur les LDC. Ceci permet d'effectuer des tests pendant lesquels les sous-détecteurs peuvent fonctionner de manière autonome (dite « standalone ») et stocker les données de ces tests localement sans les transmettre à un GDC. Ces données peuvent ensuite être analysées par les logiciels de contrôle en ligne.

Structure des données au format DATE

Le format de données correspondant à un évènement enregistré par l'acquisition DATE est représenté sur la Figure 91. Chaque DDL transmet un fragment d'évènement, provenant des électroniques frontales, avec un en-tête associé appelé « Common Data Header » ou CDH. Cet en-tête contient la taille du fragment d'événement, l'identificateur du DDL ainsi que des informations générales sur l'évènement considéré ([93]).

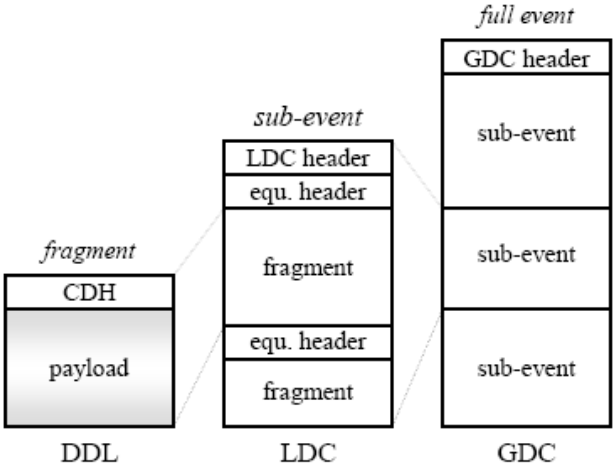


Figure 91 : Structure d'un évènement complet ALICE au format DATE.

Plusieurs fragments d'événement provenant d'un même sous-détecteur peuvent ensuite être assemblés au niveau d'un LDC et forment un sous-évènement. Puis au niveau des GDC, les sous-évènements sont assemblés en un évènement complet. L'en-tête du GDC a la même

structure que celle du LDC et contient les informations générales sur l'évènement, notamment le numéro de la séquence d'enregistrement des données ou run, le numéro d'évènement, les séquences de trigger utilisées ainsi que les détecteurs et les différents LDC présents pour l'acquisition des données.

Il existe différents formats pour les données enregistrées. Ces formats sont associés à différents types d'évènements possibles, parmi lesquels :

Les « Physics_Events » pour les évènements de physique c'est-à-dire de collisions p-p ou Pb-Pb ou cosmiques ;

Les « Calibration_Events » utilisés pour les tests ou la calibration de certains détecteurs.

Le format des données du Muon Trigger

Le format des données du Muon Trigger, pour les évènements de type « Physics_Events » et « Calibration_Events », a été décrit en détail dans une note interne ALICE ([94]).

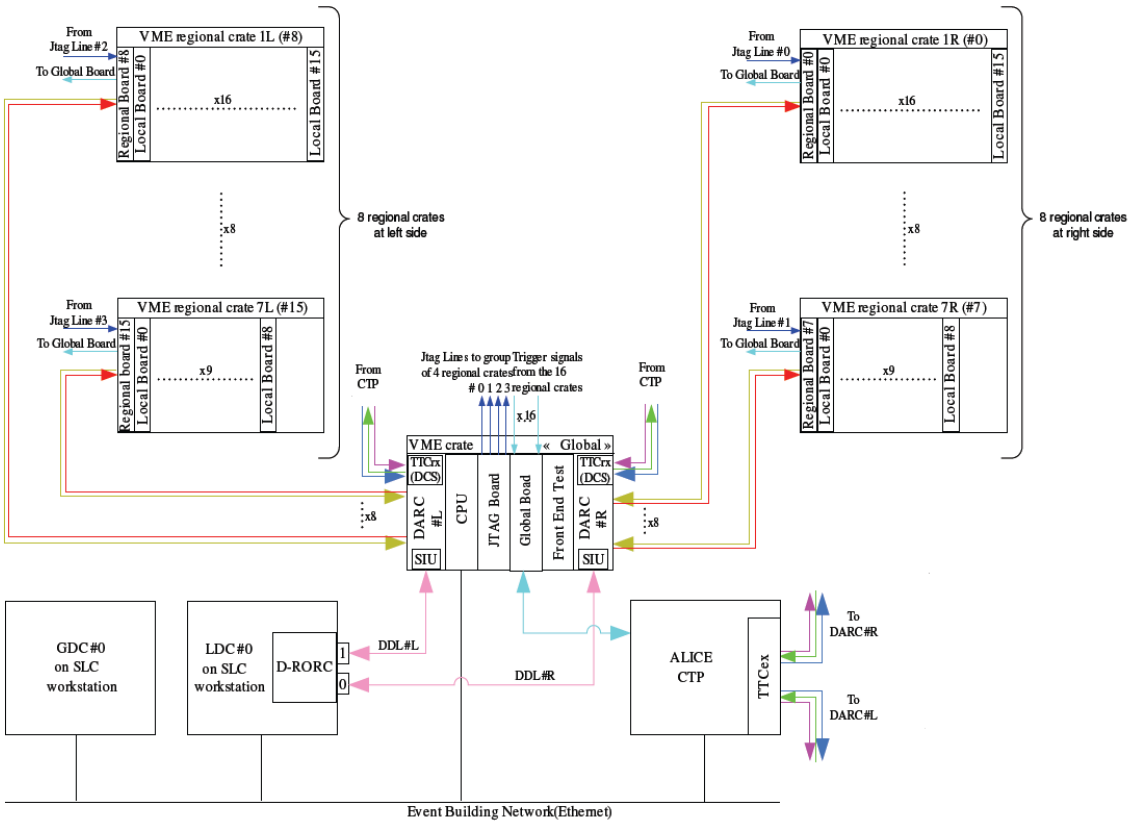


Figure 92 : Schéma de l'électronique du Muon Trigger.

Les données enregistrées pour le Muon Trigger comprennent l'ensemble des informations fournies par 2 cartes d'acquisition appelées DARC. L'une contient les informations provenant de la partie droite du détecteur notée DARC#R, sur la Figure 92, l'autre les informations de la partie gauche notée DARC#L. Comme le montre cette figure, chaque carte DARC regroupe les informations de 8 cartes régionales et chaque carte régionale transmet les données d'au maximum 16 cartes locales. Les informations de la carte globale sont transmises à une seule des deux cartes DARC, la DARC#R.

Les informations transmises par les cartes de trigger au niveau local, régional et global ont été décrites dans le chapitre 2.

Le format d'un fragment d'évènement produit par le Muon Trigger est présenté sur la Figure 93. Les parties encadrées en pointillés correspondent aux informations supplémentaires présentes dans le cas d'un évènement de type « Calibration_Events ».
Un fragment d'évènement correspond aux informations transmises à un DDL par une des deux cartes DARC. Chaque évènement comprend donc deux fragments de structure identiques.

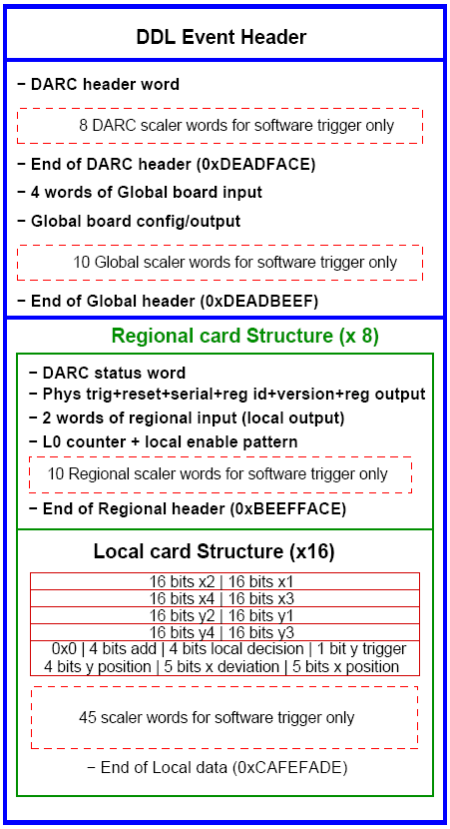


Figure 93 : Structure des données d'un DDL du Muon Trigger.

Chaque ligne d'informations, représentée sur la Figure 93, correspond à un mot de 32 bits. Après le « DDL Event Header », on trouve les informations provenant de la carte DARC puis les entrées de la carte de trigger global, la configuration et les sorties de la carte de trigger global.
Pour chacune des 8 cartes régionales associées à la DARC, on trouve la réponse régionale ainsi que les entrées de la carte régionale considérée, c'est-à-dire les décisions de trigger provenant des cartes de trigger local.

Le nombre de cartes locales associées à une carte régionale étant au maximum égal à 16, on trouve ensuite les informations provenant de 16 cartes locales c'est-à-dire : les entrées des cartes locales, les sorties de l'algorithme de trigger local et la décision de trigger local.

On a ainsi accès à l'ensemble des informations suivantes :
Au niveau local :

- Les 8 * 16 bits correspondant aux « pattern » d'entrée des cartes locales : X1, X2, X3, X4, Y1, Y2, Y3, Y4.
- Les sorties de l'algorithme de trigger local : position X, position Y, déviation et signe.
- Les sorties des LUT, qui correspondent à la décision de trigger local : réponse haut p_T et bas p_T. Ces réponses sont détaillées dans le Tableau 9 du chapitre 2.

Au niveau régional, on devrait normalement trouver :

- Les entrées des cartes régionales c'est-à-dire les décisions de trigger local transmises.
- La décision au niveau régional : pour chaque coupure haut et bas p_T, les réponses données correspondent à :
    - au moins deux muons de signes opposés : Unlike Sign (US),
    - au moins deux muons de même signe : Like Sign (LS+ ou LS-),
    - au moins un muon : Single (S+, S- ou S0),
    - rien.

Au niveau global :

- Les entrées de la carte globale c'est-à-dire les décisions de trigger régional transmises.
- La décision au niveau global : pour chaque coupure haut et bas p_T, 3 réponses sont données :
    - au moins deux muons de signes opposés : Unlike Sign,
    - au moins deux muons de même signe : Like Sign,
    - au moins un muon simple : Single.

Dans le cas des évènements de type « Calibration_Events », on a en plus accès à des compteurs d'échelles associés à chaque bits pattern, ainsi qu'à l'ensemble des décisions de trigger local, régional et global. Les informations enregistrées pour ce type d'évènements sont détaillées dans la référence ([95]).

L'analyse en ligne des données, permet à partir de l'ensemble de ces informations, de vérifier le bon fonctionnement des détecteurs et de l'électronique de front-end et de trigger.

MOOD : Première version du contrôle en ligne développé pour ALICE

La première version de contrôle en ligne développée s'appelle MOOD (Monitoring Of Online Data) ([96])([97]). MOOD est une interface pour les programmes de contrôle en ligne de chaque sous-détecteur. C'est un programme développé en C++ qui utilise les fonctionnalités du logiciel d'acquisition de données DATE pour accéder et lire les données en ligne. Les fonctions ROOT ([98])([99]) sont utilisées pour l'interface graphique permettant de visualiser les résultats de l'analyse de ces données.

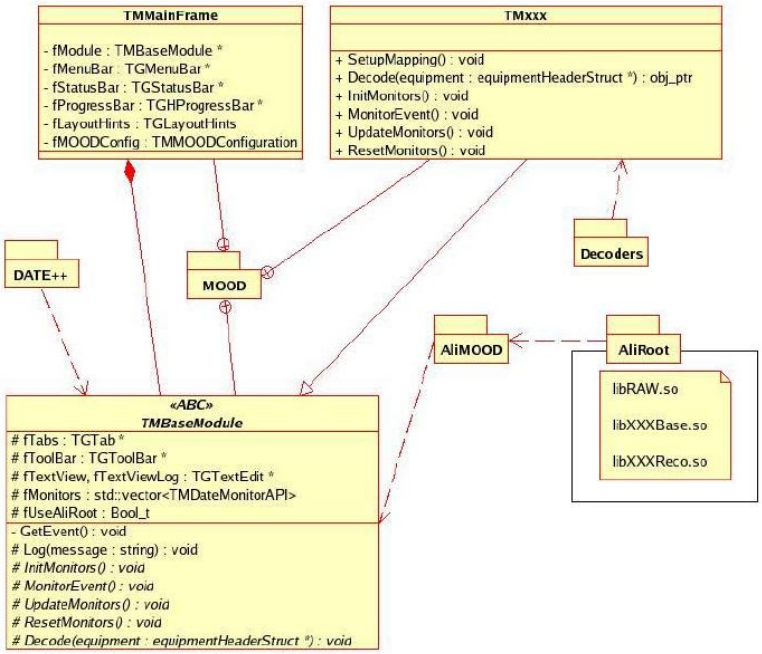


Figure 94 : Architecture du programme de contrôle en ligne MOOD.

La Figure 94 présente l'architecture du programme MOOD. La structure de l'interface graphique commune à chaque sous-détecteur est définie dans la classe TMMainFrame. La classe TMBaseModule contient les fonctions de bases permettant l'initialisation, la lecture des données et la mise à jour des résultats dans l'interface graphique. Cette classe utilise les librairies DATE++ qui sont des librairies issues de DATE, et peut également utiliser des librairies de AliRoot.
Enfin une classe TMxxx qui dérive de TMBaseModule est définie pour chaque sous-détecteur. Les algorithmes spécifiques à l'analyse des données en ligne sont développés dans cette classe.
Pour la partie Muon Trigger, une classe TMMTR a été développée. Cette classe contient le décodage et le traitement des données.

MOOD a été utilisé pendant toute la période de « commissionning » du détecteur. Différents tests ont pu être effectués, pendant cette période. Pour la plupart de ces tests, une carte de « Frond End Test », qui permet de transmettre une impulsion synchrone sur toutes les voies au niveau des cartes de Front End, a été utilisée. De plus, on a la possibilité de masquer des voies en entrée des cartes locales, ce qui permet de simuler des configurations particulières de bit-pattern en entrée des cartes de trigger local.
Pour l'ensemble des tests décrits dans cette partie, la visualisation ou « display » de la réponse des différentes voies a été utilisée. Ce « display » est composé de 234 histogrammes pour chaque plan de détection en X et en Y. La Figure 95 montre ce « display » pour le premier plan de la première station. Les histogrammes contiennent les entrées des différentes cartes de trigger local ; il est de plus possible d'avoir un agrandissement de ces histogrammes, visible sur la partie droite de la Figure 95.

Au moment de ces différents tests, une seule carte DARC était installée, et seules les informations de la moitié du détecteur pouvaient être enregistrées, comme on peut le voir sur les figures suivantes. Nous avons, évidement, effectués les tests successivement sur les deux parties du détecteur.

Test des voies mortes et voies bruyantes.

Le test des voies mortes est fait grâce au « Front End Test » qui simule un signal sur chaque voie. Le résultat est montré sur la Figure 95 suivante :

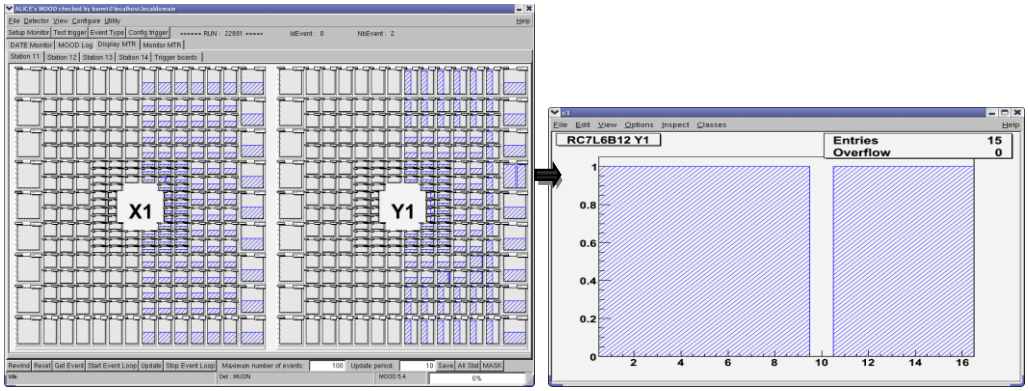


Figure 95 : Résultat du test des voies mortes.

Une voie morte peut être due à une voie de la carte électronique frontale endommagée. Cela peut également provenir d'un problème de transmission dans les câbles reliant l'électronique de front-end aux cartes de trigger local, d'une erreur au niveau des cartes locales due à une mauvaise valeur de masque ou une valeur bloquée en entrée ou en sortie.

Le test des voies bruyantes se fait en l'absence de signal, et le résultat est montré sur la Figure 96 suivante :

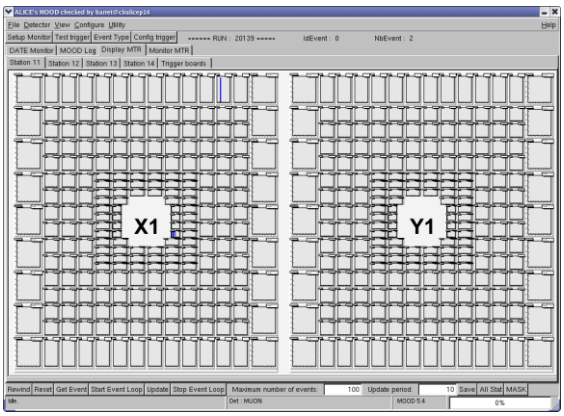


Figure 96 : Résultat des tests des voies bruyantes.

Les voies bruyantes observées sont ensuite masquées pendant les prises de données pour ne pas engendrer de fausses traces de trigger. Une voie bruyante peut être due à un strip ou une voie de la carte électronique frontale endommagée.

Ces deux tests sont effectués régulièrement avant et pendant les prises de données.

Test de cartographie ou « mapping » des cartes locales

Le test de « mapping » des cartes locales a été fait en utilisant des masques différents sur les entrées de chaque carte locale. Les choix des différents masques était fait de manière à repérer la position de chaque carte de trigger local dans la représentation graphique du système de trigger.

Après application des masques, les entrées contiennent le numéro de la carte locale, le type d'entrée X ou Y et le plan de RPC :

X1 = 10000000xxxxxxxx
X2 = 01000000xxxxxxxx
X3 = 00100000xxxxxxxx
X4 = 00010000xxxxxxxx
Y1 = 00001000xxxxxxxx
Y2 = 00000100xxxxxxxx
Y3 = 00000010xxxxxxxx
Y4 = 00000001xxxxxxxx

xxxxxxxx = correspond au numéro de la carte locale de 0 à 233 en binaire.

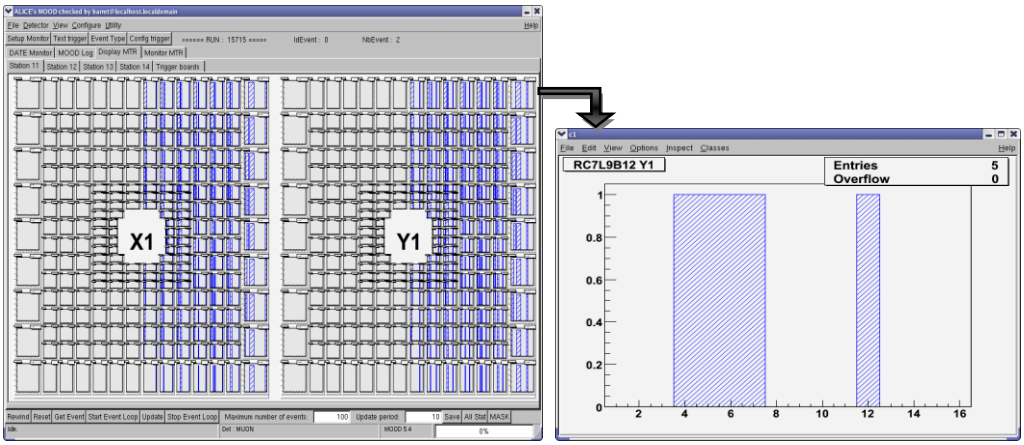


Figure 97 : Résultat du test de « mapping » pour la carte 120 avec en entrée pour la donnée Y provenant du premier plan de RPC : ***0000100001111000.***

La Figure 97 montre le résultat de ce test pour un demi plan de détecteur avec le détail pour l'entrée Y1 de la carte 120 pour laquelle on retrouve la valeur en entrée : pour les 8 bits de poids fort **00001000** qui correspond à Y1 et **01111000** pour les 8 bits de poids faible qui est l'écriture binaire de la valeur décimale 120.

Test de l'algorithme de trigger local

Des fichiers de masques ont été créés pour simuler des signaux donnant des valeurs de déviation identiques pour chaque carte locale. En tout, 31 fichiers de masques ont permis de simuler des déviations allant de -15 à +15 strips. Les exemples suivants illustrent la forme des masques utilisés. Le cadre rouge montre la zone de recherche de la trace, pour une carte locale et sa carte voisine, fixée par l'algorithme de trigger local à +/- 8 strips par rapport au strip touché sur la première station, celui-ci étant représenté en caractère gras.

Mask +3 strips : (Y1=Y2=Y3=Y4 =1)

Local Board: n n+1

X1 = 0000000000000001 0000000000000001
X2 = 0000000000000001 0000000000000001
X3 = 0000000000001000 0000000000001000
X4 = 0000000000001000 0000000000001000

Dans ce cas, l'algorithme de trigger doit trouver une déviation de +3 strips ou +6 bit après declustering.

Mask +10 strips : (Y1=Y2=Y3=Y4 =1)
Local Board: n n+1
X1 = 0000000000000001 0000000000000001
X2 = 0000000000000001 0000000000000001
X3 = 0000010000000000 0000010000000000
X4 = 0000010000000000 0000010000000000

Dans ce second exemple, l'algorithme de trigger doit trouver une déviation de -6 strips ou -12 bit après declustering. Dans ce cas on teste également la transmission des informations entre cartes voisines.

Les tests d'algorithme n'ont montré aucune erreur sur l'ensemble des cartes locales.

Le logiciel MOOD a permis de vérifier le bon fonctionnement du trigger du spectromètre à muons au niveau des détecteurs, et surtout au niveau de l'électronique de trigger. Par la suite, une autre version du code de contrôle en ligne a été développée pour ALICE. Cette nouvelle version, est appelée AMORE (Automatic MOnitoRing Environment).

AMORE : contrôle en ligne développé pour ALICE

Le logiciel AMORE (Automatic MOnitoRing Environment) ([100])([101]) a été développé pour le contrôle en ligne des données de l'expérience ALICE : c'est une évolution de MOOD qui permet d'augmenter les fonctionnalités et les performances du contrôle en ligne. Un schéma des différentes dépendances de AMORE est présenté sur la Figure 98. Il utilise les bibliothèques du logiciel DATE pour le contrôle et le transfert des données et les fonctions de ROOT pour le traitement des données et pour la représentation graphique des résultats.
AMORE est un logiciel basé sur le concept de client-serveur, ce qui a l'avantage de permettre un grand nombre de connections et donc d'échange d'informations entre les différents serveurs et entre clients et serveurs.

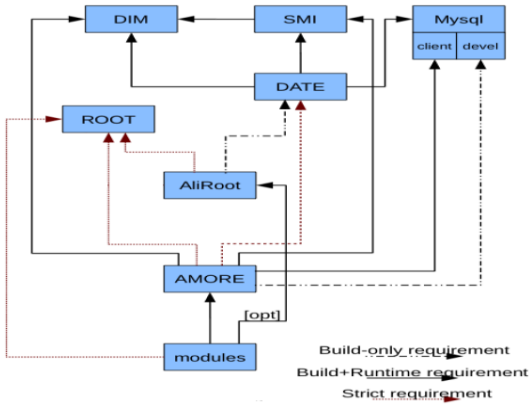


Figure 98 : Schéma représentant les dépendances de AMORE par rapport aux autres logiciels utilisés dans ALICE.

Un autre avantage de AMORE par rapport à MOOD est que les différents modules d'analyses, développées par chaque sous-détecteur, sont utilisés sous forme de librairie par AMORE. Le code n'est donc pas dépendant de ces modules.

Ces modules développés pour chaque sous-détecteur peuvent être :

- soit un logiciel d'analyse en ligne spécifiques utilisant les outils développés dans AMORE, notamment les différents objets de monitoring. Pour le Muon Trigger, ce type de module a été développé. C'est cette version, appelée amoreMTR, qui sera décrite par la suite.

- soit un lien vers le QA (Quality Assurance) développé dans AliRoot. Le QA est un outil de contrôle hors ligne qui vérifie la qualité des données à différents niveaux : des données

brutes enregistrées par la DAQ, jusqu'au niveau des traces reconstruites dans le spectromètre à muons. Ce module, relié au QA, permet au responsable du contrôle des données de l'ensemble du détecteur ALICE, de visualiser des histogrammes résumant les résultats du QA au niveau des données brutes enregistrées.

Décodage et analyse des données : Publisher

AMORE est un logiciel basé sur un concept de client-serveur. Sur le serveur, différents processus, appelés des agents, exécutent les programmes spécifiques à chaque sous-détecteur. Ces programmes permettent le décodage et l'analyse d'échantillons de données. Comme le montre le schéma de la Figure 99, les échantillons de données alimentant les agents sont pris au niveau des LDC, des GDC ou peuvent être transmis à partir d'autres agents.
Les résultats des analyses sont ensuite publiés dans une zone de mémoire appelée « AMORE Pool ».

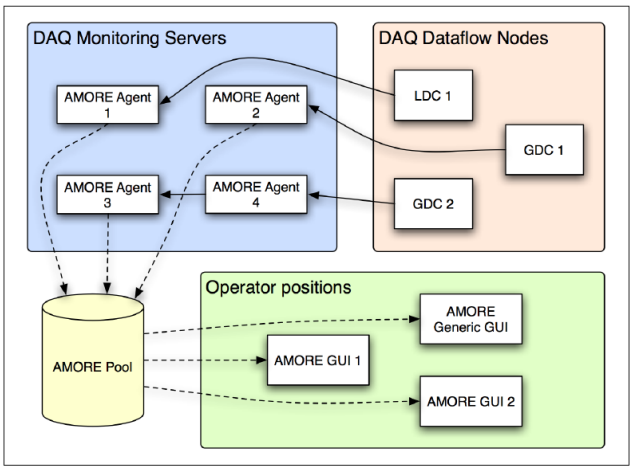


Figure 99 : Architecture du logiciel AMORE.

Stockage des résultats de l'analyse des données : AMORE Pool

La zone mémoire, où sont stockés les résultats publiés par les agents, est gérée par une base de données MySQL. Elle contient une table avec une liste de tous les agents, le nom du programme associé à cet agent, le nom de la machine sur laquelle l'agent s'exécute et le sous-détecteur auquel ils appartiennent (Figure 100)

```
[localhost] /home/barret > dumpAmoreDbs
Dumping AMORE configuration...

+-----------------------+-----------+----------+--------+---------------+--------------------+
| host                  | agentname | detector | source | defaultmodule | configfile         |
+-----------------------+-----------+----------+--------+---------------+--------------------+
| localhost.localdomain | MTR01     | MTR      | :      | MTRPublisher1 | AmoreMTR.conf      |
| localhost.localdomain | MTRPhys   | MTR      | :      | MTRPublisher1 | AmoreMTRPhys.conf  |
| localhost.localdomain | MTRCalib  | MTR      | :      | MTRPublisher1 | AmoreMTRCalib.conf |
+-----------------------+-----------+----------+--------+---------------+--------------------+
```

Figure 100 : Base de données AMORE dans laquelle 3 agents sont définis MTR01, MTRPhys et MTRCalib.

Une table de données (Figure 101) est créée pour chaque agent. Cette table contient les résultats publiés lors de l'analyse en ligne des données.

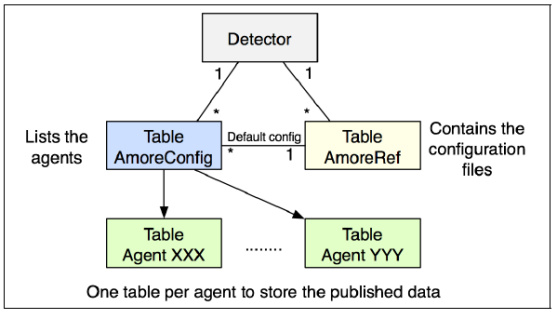


Figure 101 : Database AMORE.

Lorsque cela est nécessaire, une autre table peut être créée pour stocker les fichiers de configuration des agents. Dans le cas du Muon Trigger, comme on peut le voir sur la Figure 100, trois agents différents sont définis MTRPhys, MTRCalib et MTR01. Ces trois agents utilisent le même programme « MTRPublisher1 » et vont donc effectuer les mêmes analyses, mais pour des données différentes : données de physique, données de calibration ou les deux ensemble. Le type de données analysées est défini dans les fichiers de configuration. Chacun des trois agents est associé à un fichier de configuration spécifique stocké dans cette table. La Figure 101 représente l'architecture globale de la base de données AMORE avec la partie contenant la liste des agents notée « AmoreConfig » relié à la table contenant les fichiers de configuration appelée « AmoreRef » puis les tables définies pour chaque agent, contenant les résultats de l'analyse des données en ligne.

Une fonction permettant de créer une image a été intégrée dans AMORE. Grâce à cette fonction, pour chaque agent, on peut créer une image contenant les informations les plus pertinentes pour le contrôle en ligne du sous-détecteur considéré. Cette image est ensuite stockée avec les autres objets de contrôle dans la base de données puis elle est transmise au Logbook général de ALICE. Ceci permet de visualiser l'état des données hors de la salle de contrôle de ALICE. Un exemple de ce type d'image est montré sur la Figure 102.

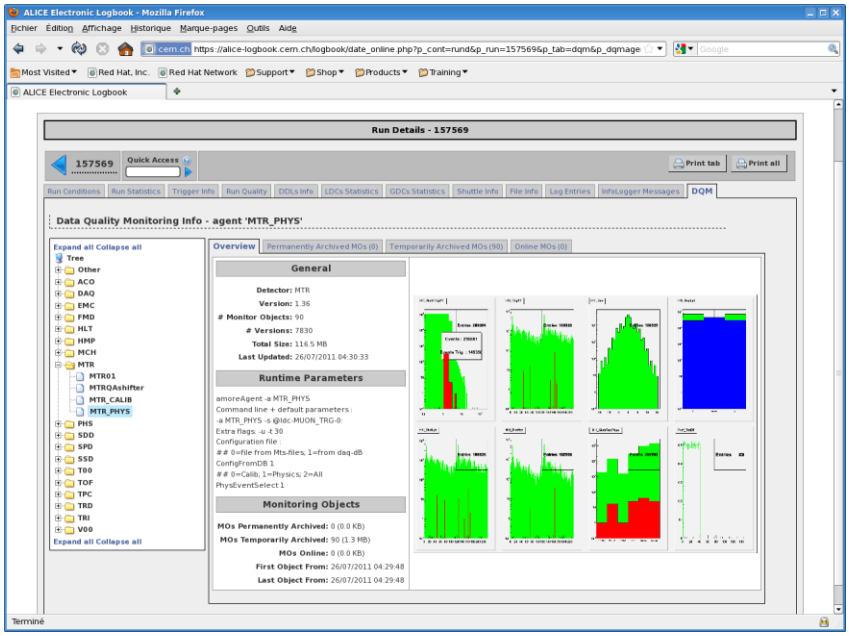


Figure 102 : Image, disponible dans le Logbook générale de ALICE, contenant les résultats des principaux tests pour les données physiques p-p à 7 TeV enregistrées par le Muon Trigger.

La base de données permet également un archivage des résultats à court et moyen terme selon la demande des utilisateurs.

Les différents clients peuvent se connecter à la base de données AMORE et accéder à une ou plusieurs tables contenant les résultats publiés par les agents. Ils permettent ainsi de visualiser les résultats des analyses grâce aux interfaces graphiques développées pour chaque sous-détecteur.

Format des résultats de l'analyse : « Monitor Object » ou objets de contrôle

Les résultats de l'analyse en ligne sont publiés dans des objets de contrôle appelés « Monitor Object » qui sont spécifiques au logiciel AMORE. Ces objets sont principalement des histogrammes mais peuvent aussi être des scalaires ou des chaines de caractères. La Figure 103 montre les principaux objets de contrôle créés dans AMORE. Ces objets possèdent des fonctions de bases, identiques à celles définies dans ROOT, mais peuvent avoir des fonctions spécifiques, comme par exemple la comparaison avec un objet de référence.

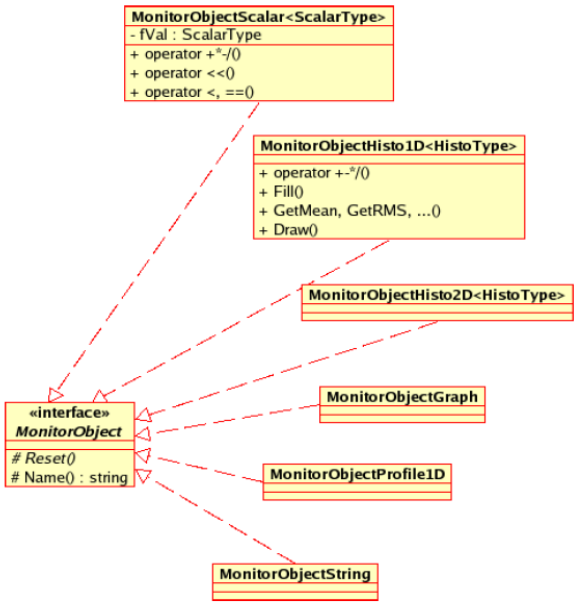


Figure 103 : Objets de contrôle ou "MonitorObject" de AMORE.

Visualisation des résultats de l'analyse : AMORE GUI

Un logiciel de visualisation de l'ensemble des objets de contrôle, publiés par les différents agents, a été développé. Ce logiciel donne, sous forme d'arborescence, une liste des agents et une sous-liste des objets de contrôle pour chaque agent. Cet outil est celui utilisé par le « shifteur DQM » qui est chargé de la surveillance en ligne, de l'ensemble du détecteur ALICE, pendant les prises de données.

Dans le cas du Muon Trigger, un code spécifique permet de visualiser les résultats de l'analyse des données en ligne. Ce code est l'évolution de la partie visualisation développée initialement dans MOOD. Il est dédié aux experts du Muon Trigger et doit permettre une surveillance détaillée des données et du fonctionnement du Muon Trigger.
Une version simplifiée a également été développée par un doctorant coréen, SangUn Ahn, afin d'avoir une visualisation rapide de l'état de fonctionnement du détecteur.

Analyse et test en ligne des données du Muon Trigger avec le module amoreMTR

Le logiciel de contrôle en ligne des données doit tester le fonctionnement de l'ensemble du Muon Trigger. Ces tests s'appliquent à trois niveaux différents. Tout d'abord au niveau de l'acquisition, on doit vérifier que le format des données enregistrées est correct. Ensuite au niveau des détecteurs, il faut surveiller le fonctionnement de l'ensemble des voies de détection. Puis au niveau de l'électronique, on doit calculer la réponse de l'algorithme de déclenchement à partir des données d'entrées et comparer à la réponse fournie par l'électronique. Cette partie permet de contrôler le fonctionnement des cartes de déclenchement aussi bien au niveau local, régional que global.

Test du format des données

Le test le plus simple du format des données consiste à vérifier la taille des données, constante dans le cas du Muon Trigger pour un type d'évènement donné.
La Figure 104 montre les histogrammes présentant la taille des données transmises par les deux DDL. Dans le cas des évènements de type « Physics_Event », la taille d'une fraction d'évènements transmis par un DDL (à gauche) correspond à 824 mots (un mot correspond à 32 bits). Pour un évènement de type « Calibration_Event », cette taille est de 6682 mots.

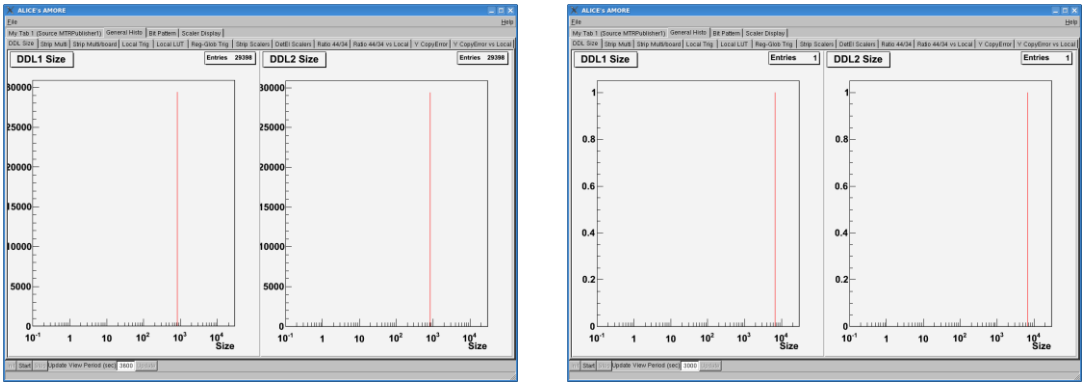


Figure 104 : Taille des données transmises par les DDL, à gauche dans le cas d'évènements de type physique et à droite dans le cas d'évènements de type calibration.

Test des voies de détection

Le contrôle de l'état de fonctionnement des voies de détection au cours de la prise de données peut être fait grâce à l'observation de la multiplicité par plan de RPC et également par carte locale (Figure 105 : Multiplicité de strips touchés. La figure du haut présente les multiplicités par plan de RPC, la figure du bas, les multiplicités par carte locale. Dans chacune des figures, les histogrammes du haut correspondent aux strips X, les histogrammes du bas correspondent aux strips Y.). On peut ainsi détecter la présence de voies mortes ou bruyantes sur les RPC.

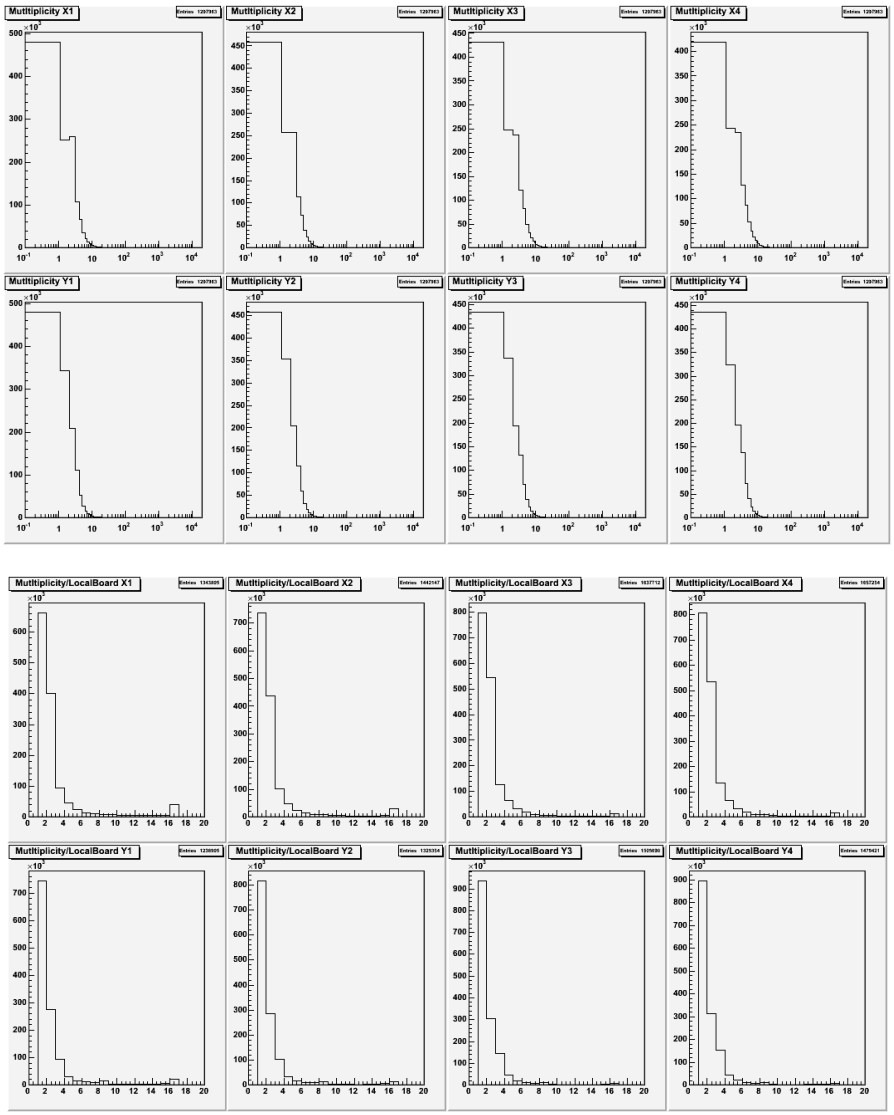


Figure 105 : Multiplicité de strips touchés. La figure du haut présente les multiplicités par plan de RPC, la figure du bas, les multiplicités par carte locale. Dans chacune des figures, les histogrammes du haut correspondent aux strips X, les histogrammes du bas correspondent aux strips Y.

Le display des hits (Figure 106 : Display des hits sur le premier plan de RPC. La figure de gauche correspond à la réponse des strips X et la figure de droite correspond à la réponse des strips Y.) sur les différents plans de RPC donne une information plus précise sur le fonctionnement individuel de chaque voie de détection.

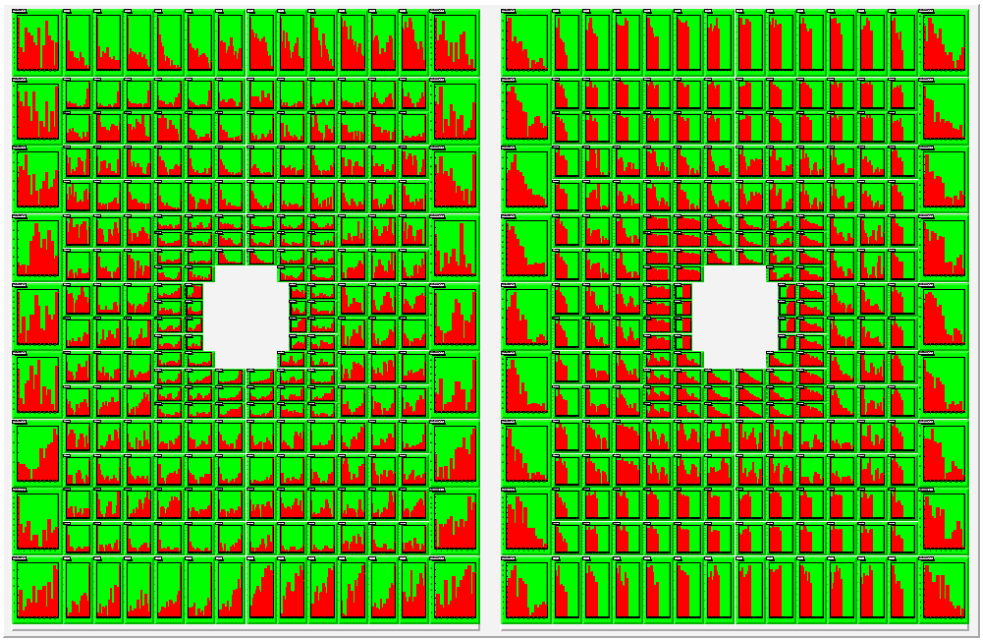


Figure 106 : Display des hits sur le premier plan de RPC. La figure de gauche correspond à la réponse des strips X et la figure de droite correspond à la réponse des strips Y.

Afin de vérifier simultanément toutes les voies de détection, une séquence de calibration a été définie. Cette séquence comprend un enregistrement d'évènements vides et un enregistrement d'évènements de calibration avec un signal Front-End Test envoyé sur l'électronique de front End de chaque voie.
Cette séquence d'évènements est enregistrée régulièrement pendant les prises de données et permet de déceler les voies mortes et les voies bruyantes que ce soit au niveau des détecteurs ou au niveau de l'électronique.

Test de la réponse de l'électronique de déclenchement

Réponse de l'algorithme de déclenchement des cartes locales

La logique de déclenchement au niveau local est présentée dans le chapitre 2. A partir des informations provenant des quatre plans de détection, l'électronique locale donne comme réponse 5 bits correspondant à la position X, 4 bits pour la déviation, 1 bit de signe, 1 bit correspondant au déclenchement en Y et 4 bits pour la position Y (Chap. 2, Tableau 7 et Tableau 8).
Ces réponses peuvent être calculées à partir des bit-patterns d'entrées des cartes locales. AMORE utilise l'algorithme de déclenchement développé dans AliRoot afin de calculer la réponse attendue. Cette réponse attendue est comparée à celle délivrée par les cartes locales présentes dans les données. La représentation graphique des résultats de ce test est montrée sur la Figure 107.

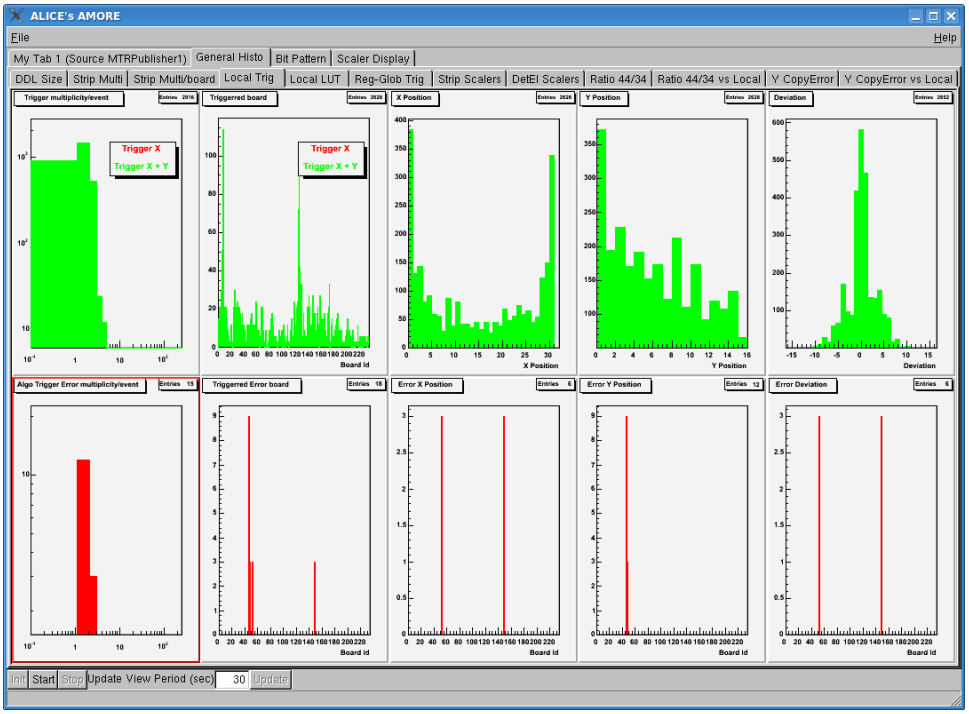


Figure 107 : Histogrammes des réponses de l'algorithme de trigger des cartes locales. Les différentes figures sont détaillées dans le texte.

La partie haute de la Figure 107 correspond aux réponses de l'algorithme données par les cartes locales. De gauche à droite les figures correspondent à :

- La multiplicité des réponses trigger par évènement.
- La distribution des réponses trigger en fonction du numéro correspondant à la carte locale.
- La distribution des positions X en bit.
- La distribution des positions Y en bit.
- La distribution des déviations en bit.

La partie basse de la figure correspond aux erreurs. De gauche à droite les figures correspondent à :

- La multiplicité d'erreurs par évènement.
- La distribution des erreurs en fonction du numéro correspondant à la carte locale.
- La distribution des erreurs sur la position X, en fonction du numéro correspondant à la carte locale.
- La distribution des erreurs sur la position Y, en fonction du numéro correspondant à la carte locale.
- La distribution des erreurs sur la déviation, en fonction du numéro correspondant à la carte locale.

Cette représentation permet de vérifier les distributions des réponses de l'algorithme, de visualiser les erreurs éventuelles et de connaitre le type d'erreur ainsi que d'identifier les cartes locales donnant des erreurs.

Réponse des LUT (Look Up Tables) des cartes locales

A partir de la réponse de l'algorithme de trigger local, c'est-à-dire à partir des 15 bits correspondants à (Xpos, Xdev, Ypos, Ytrig), les cartes locales délivrent une réponse codée sur 4 bits : 2 bits pour la réponse Lp_T et 2 bits pour la réponse Hp_T. Cette réponse, est détaillée dans le Tableau 9 du chapitre 2 ; elle provient de la « Look Up Table » ou LUT, mémoire chargée sur les cartes locales, contenant les réponses associées à chaque combinaison possible de (Xpos, Xdev, Ypos, Ytrig).

AMORE accède à la base de données du système d'acquisition qui contient, pour la partie Muon Trigger, les fichiers de configuration de l'électronique, parmi lesquels le fichier de LUT.
Le logiciel de contrôle en ligne recherche dans le fichier de LUT, pour chaque carte locale, la réponse trigger à partir du résultat de l'algorithme de trigger. La réponse trigger, ainsi obtenue, est ensuite comparée à la réponse contenue dans les données.

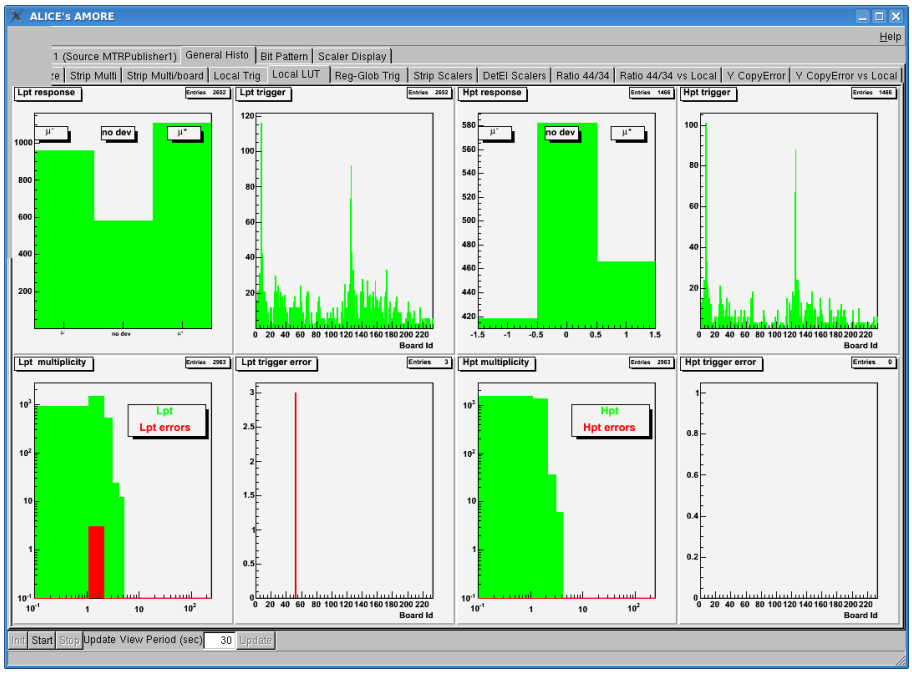


Figure 108 : Histogrammes des réponses trigger des cartes locales. Les différentes figures sont détaillées dans le texte.

La Figure 108 présente le résultat de ce test. Les figures du haut présentent les réponses trigger contenues dans les données, avec de gauche à droite :

- La répartition des réponses Lp_T entre μ+, $\mu^{+/-}$ et μ-.
- La distribution des réponses Lp_T en fonction du numéro de la carte locale.
- La répartition des réponses Hp_T entre μ+, $\mu^{+/-}$ et μ-.
- La distribution des réponses Hp_T en fonction du numéro de la carte locale.

Les figures du bas montrent, de gauche à droite :

- La multiplicité de réponses Lp_T par évènement en vert, et la multiplicité d'erreurs de réponses Lp_T en rouge.
- La distribution des erreurs Lp_T en fonction du numéro de la carte locale.
- La multiplicité de réponses Hp_T par évènement en vert, et la multiplicité d'erreurs de réponses Hp_T en rouge.
- La distribution des erreurs Hp_T en fonction du numéro de la carte locale.

Réponse de l'algorithme de déclenchement des cartes régionales

Les cartes régionales traitent les réponses d'au maximum 16 cartes locales, elles fournissent donc une réponse trigger pour une zone plus étendue de détection. Les réponses fournies par les 16 cartes régionales sont transmises à la carte globale. Ces réponses ne sont pas transmises correctement aux cartes d'acquisition (DARC), les réponses régionales ne sont donc pas dans les données et ne peuvent pas être contrôlées pour le moment.

Réponse de l'algorithme de déclenchement de la carte globale

La carte globale reçoit l'ensemble des réponses régionales, et fournit une réponse globale pour le Muon Trigger. Le contrôle en ligne utilise les réponses locales pour retrouver les réponses régionales, grâce à l'algorithme de trigger régional implanté dans Aliroot. Et à partir

de ces réponses régionales calculées, en utilisant l'algorithme global également implanté dans Aliroot, la réponse globale peut être déduite et comparée à celle contenue dans les données.

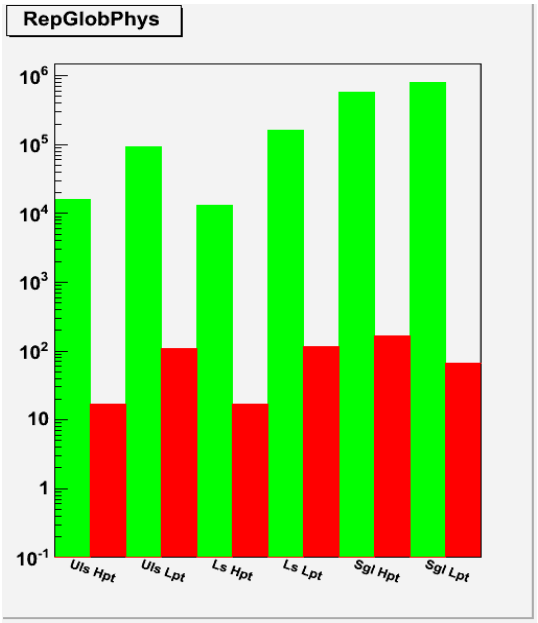


Figure 109 : Répartition des réponses globales, en vert, pour les deux seuils Hp_T et Lp_T et, en rouge, répartition des erreurs pour ces mêmes réponses.

La Figure 109 montre, en vert, la répartition des réponses globales pour les deux seuils Hp_T et Lp_T et en rouge la répartition des erreurs pour ces mêmes réponses :

- Uls : au moins deux muons de signes opposés.
- Ls : au moins deux muons de même signe.
- Sgl : au moins un muon simple.

Les réponses de la carte globale sont transmises au trigger général (CTP) de ALICE et sont prises en compte pour le déclenchement de l'acquisition.

« Display » des tests de la réponse de l'électronique de déclenchement

La Figure 110 montre une représentation permettant de surveiller les réponses de l'électronique de trigger à différents niveaux. La partie gauche présente une vue du détecteur avec les cartes locales correspondant aux différentes zones du détecteur. Sur la partie droite, sont présentés les résultats des cartes régionales puis le résultat pour la carte globale. Un code de couleur permet d'avoir une estimation du taux d'erreur et chaque carte est représentée par un bouton permettant d'afficher le détail des erreurs pour la carte considérée (Figure 111).

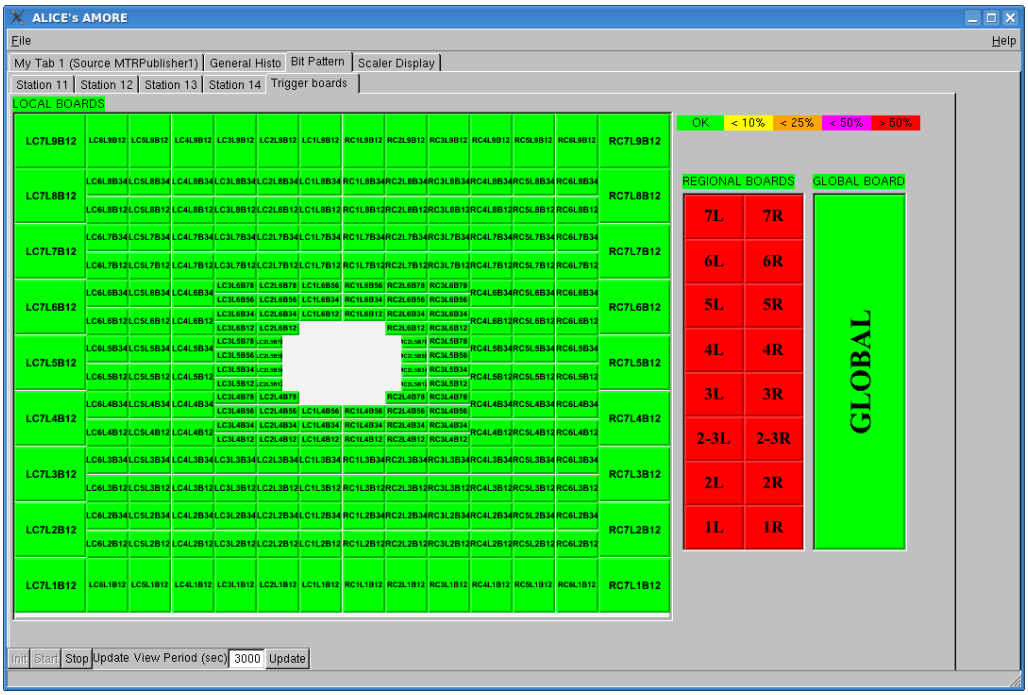


Figure 110 : Représentation graphique de l'ensemble du test de l'électronique de déclenchement dans le cas d'évènements de calibration obtenu avec le Front-End Test.

Figure 111 : Exemples de détails des tests de réponse des cartes de déclenchement, de gauche à droite, pour une carte locale, une carte régionale, puis la carte globale dans le cas d'évènements de calibration obtenus avec le Front-End Test.

Autres tests : Efficacité et test des cartes de copie des strips Y

L'algorithme de déclenchement au niveau des cartes locales, recherche des traces de particules au moyen des informations des strips touchés en X et Y, des 4 plans de détections. Une trace est validée si au moins 3 plans sur 4 sont touchés dans les deux projections X et Y.
A partir de l'algorithme de trigger local, implémenté dans le code AliRoot et utilisé par AMORE, il est possible de recalculer la réponse trigger avec 4 ou 3 plans touchés, et de déduire le nombre de traces correspondant à 4 plans touchés. Le taux de traces pour lesquelles 4 plans sont touchés par rapport au nombre total de traces donne une estimation de l'efficacité de l'ensemble du système de trigger ce qui permet de monitorer l'efficacité du Muon

Trigger ([102]). Ce taux est représenté sur la Figure 112 en fonction du temps d'acquisition en minutes. La courbe verte représente la valeur moyenne calculée sur 30 secondes et peut être considérée comme un monitorage « instantané » de l'efficacité. La courbe rouge représente la valeur moyenne calculée sur le temps total écoulé depuis le début de la séquence d'acquisition.

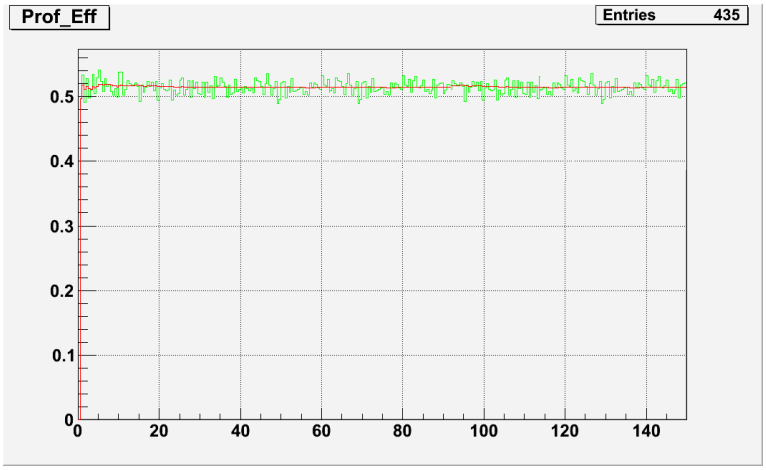


Figure 112 : Rapport du nombre de traces trigger avec 4 plans touchés et du nombre total de traces trigger pour des collisions p-p à 7 TeV en fonction du temps en minutes. La courbe verte représente la valeur moyenne calculée sur 30 secondes. La courbe rouge représente la valeur moyenne calculée sur le temps total écoulé depuis le début de la séquence d'acquisition.

La valeur moyenne du rapport entre le nombre de traces avec 4 plans touchés et le nombre total de trace est proche de 0.5. Cette valeur dépend de l'efficacité de détection des RPC mais aussi de l'acceptance géométrique du système de trigger, de l'acceptance de l'algorithme de trigger, c'est à dire de la zone de recherche des traces, et également des dispersions temporelles des signaux délivrées par le détecteur qui sont dues aux différences de taille des strips, de longueur de câbles et de temps de vol des particules.
Elle dépend aussi de la différence de phase de l'horloge LHC entre la collision et l'entrée des cartes de trigger local: cette phase a été initialement ajustée par les experts du Muon Trigger et est monitorée en permanence et maintenue constante (à mieux que 1 ns). Des corrections de plusieurs ns sont par exemple appliquées pour compenser les effets été/hiver correspondant aux dilatations des longueurs des fibres optiques qui transportent le signal d'horloge LHC vers les expériences.

La valeur, de l'ordre de 0.5 pour un seuil en p_T à 1 GeV/c, est en accord avec celle obtenue grâce à des simulations Aliroot pour des collisions p-p à 14 TeV, prenant en compte l'ensemble des effets cités précédemment. Ces simulations sont décrites dans la thèse de Aurélien Blanc.

Cette valeur reste proche de 0.5 en p-p et en Pb-Pb, elle augmente faiblement pour des seuils en p_T plus élevés.

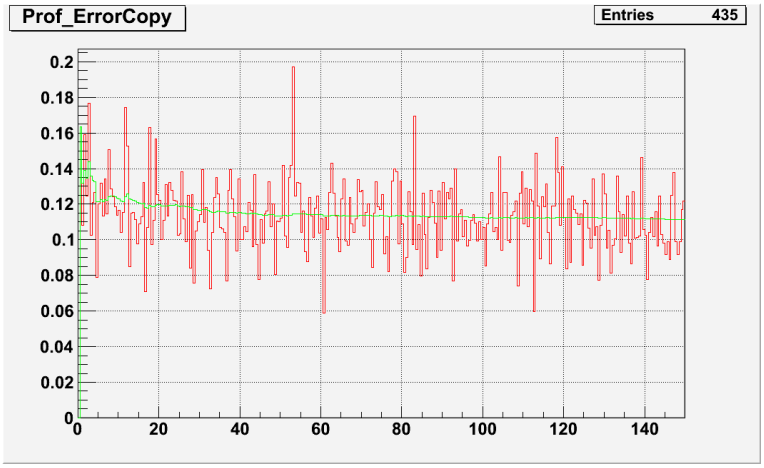
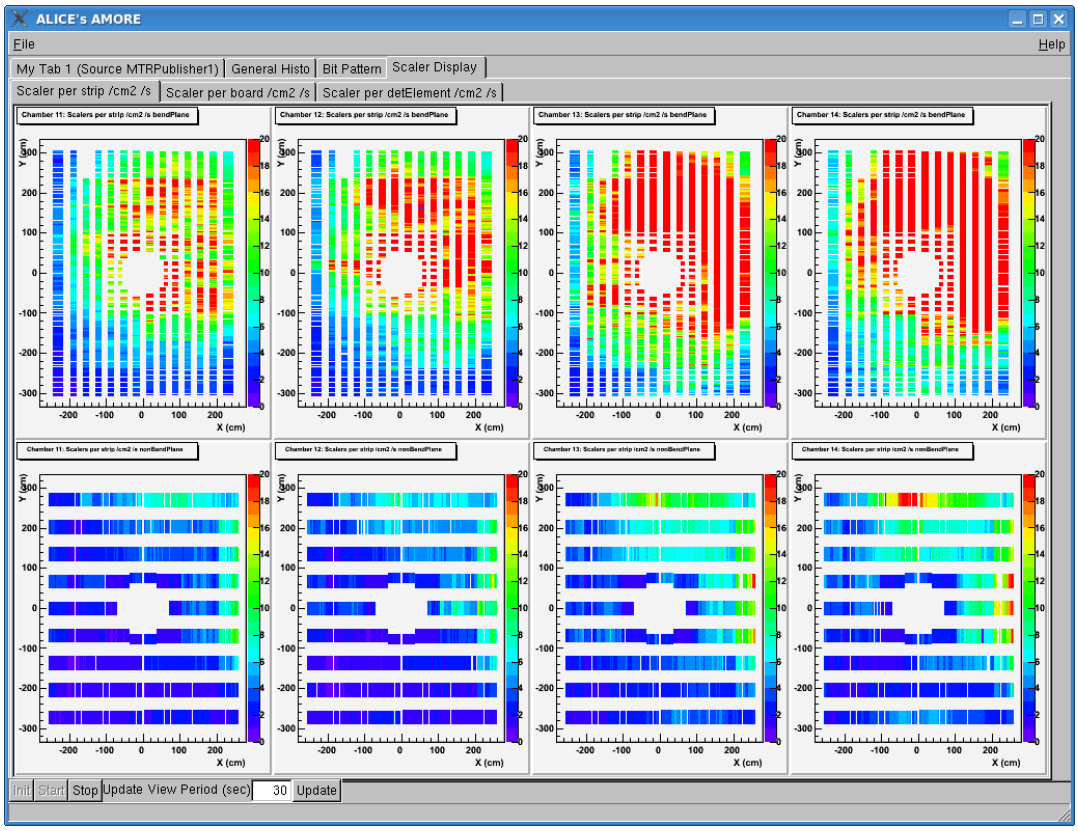


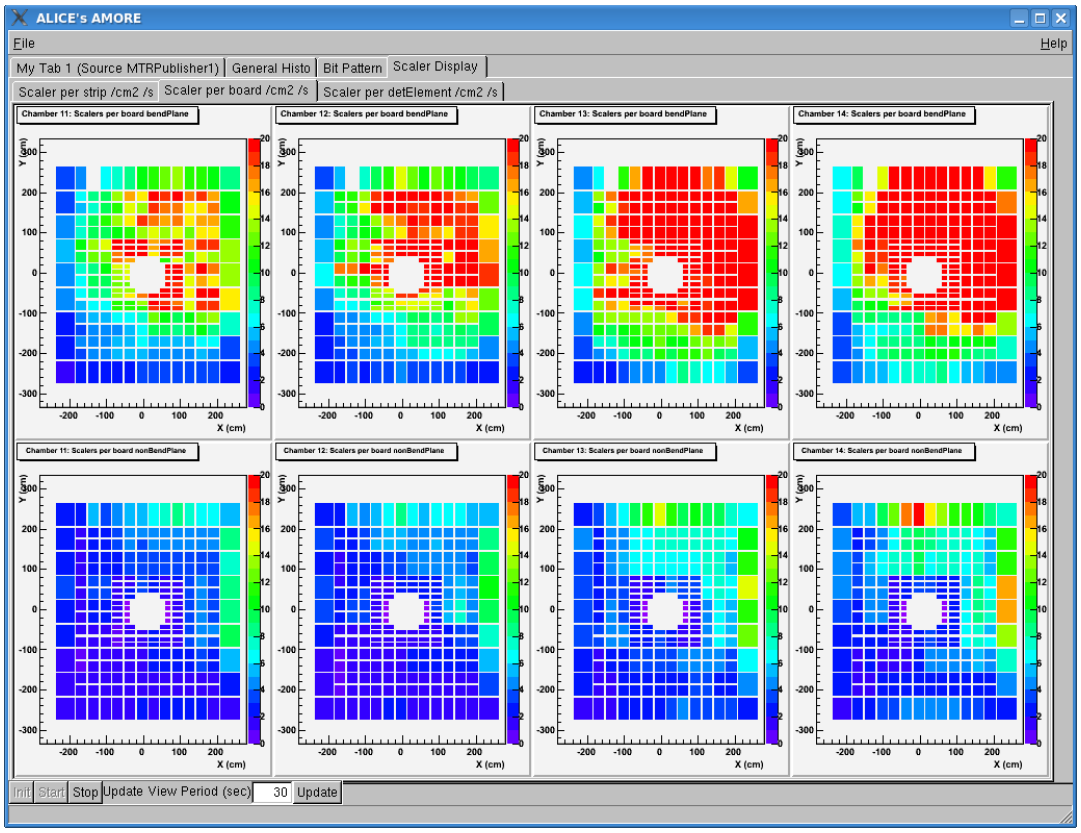
Figure 113 : Valeur moyenne, par évènement, du nombre d'erreur de copie pour les 4 plans de détection pour des collisions p-p à 7 TeV. La courbe rouge représente la valeur moyenne calculée sur 30 secondes. La courbe verte représente la valeur moyenne calculée sur le temps total écoulé depuis le début de la séquence d'acquisition

Les strips Y, correspondants au plan de non déviation, sont plus larges que les strips X dans certaines zones du détecteurs, comme on peut le voir sur la Figure 52 du chapitre 2 montrant la segmentation du système de Muon Trigger. Certaines zones du détecteur correspondant à 64 strips X, reliées par groupe de 16 à 4 cartes locales successives, ont seulement 16 strips Y. Ces 16 strips Y sont reliées à l'une des 4 cartes locales, et des cartes de copie permettent de transmettre les informations Y aux 3 autres cartes locales concernées.
Un test de ces copies a été ajouté dans le contrôle en ligne des données. Pour ce test, on vérifie qu'on retrouve les mêmes données Y sur les cartes locales correspondant à une même zone.
Ce test permet de repérer un problème éventuel sur une carte de copie, mais aussi de tester la synchronisation en temps des signaux et d'éventuels glissements de la phase d'horloge LHC. En effet, les informations copiées d'une carte à une autre ont une plus grande probabilité d'être incorrectes lorsque la synchronisation n'est pas idéale. La Figure 113 montre la valeur moyenne, par évènement, du nombre d'erreurs de copie pour les 4 plans de détection. La courbe rouge représente la valeur moyenne calculée sur 30 secondes. La courbe verte représente la valeur moyenne calculée sur le temps total écoulé depuis le début de la séquence d'acquisition. On observe, en fonctionnement normal, 1 seule erreur de copie pour un des 4 plans de détection pour 10 évènements en collision p-p et de l'ordre de une erreur de copie par évènement en collision Pb-Pb.

Contrôle des évènements échelle

Pendant les prises de données, des évènements de type « Calibration_Events », pour lesquels les échelles de comptages sont lues, sont collectés. Pour ce type d'évènements, une lecture suivie d'une réinitialisation, des échelles de comptage est effectuée à chaque évènement. Ces échelles permettent de contrôler le bruit au niveau des détecteurs et au niveau de l'électronique.
Les figures suivantes montrent une représentation des taux de comptages en Hz/cm^2 : par strip sur la Figure 114 en haut, par carte locale au centre et par RPC en bas. Ces figures correspondent à une prise de données de septembre 2011 (run162339) en p-p à 7 TeV, ce qui correspond à une période avec un bruit important dû au faisceau.


ALICE's AMORE
File
Help
My Tab 1 (Source MTRPublisher1)
General Histo
Bit Pattern
Scaler Display
Scaler per strip /cm2 /s
Scaler per board /cm2 /s
Scaler per detElement /cm2 /s
Chamber 11: Scalers per strip /cm2 /s bendPlane
Chamber 12: Scalers per strip /cm2 /s bendPlane
Chamber 13: Scalers per strip /cm2 /s bendPlane
Chamber 14: Scalers per strip /cm2 /s bendPlane
Chamber 11: Scalers per strip /cm2 /s nonBendPlane
Chamber 12: Scalers per strip /cm2 /s nonBendPlane
Chamber 13: Scalers per strip /cm2 /s nonBendPlane
Chamber 14: Scalers per strip /cm2 /s nonBendPlane
X (cm)
Y (cm)
Init
Start
Stop
Update View Period (sec)
30
Update


ALICE's AMORE
File
Help
My Tab 1 (Source MTRPublisher1)
General Histo
Bit Pattern
Scaler Display
Scaler per strip /cm2 /s
Scaler per board /cm2 /s
Scaler per detElement /cm2 /s
Chamber 11: Scalers per board bendPlane
Chamber 12: Scalers per board bendPlane
Chamber 13: Scalers per board bendPlane
Chamber 14: Scalers per board bendPlane
Chamber 11: Scalers per board nonBendPlane
Chamber 12: Scalers per board nonBendPlane
Chamber 13: Scalers per board nonBendPlane
Chamber 14: Scalers per board nonBendPlane
X (cm)
Y (cm)
Init
Start
Stop
Update View Period (sec)
30
Update

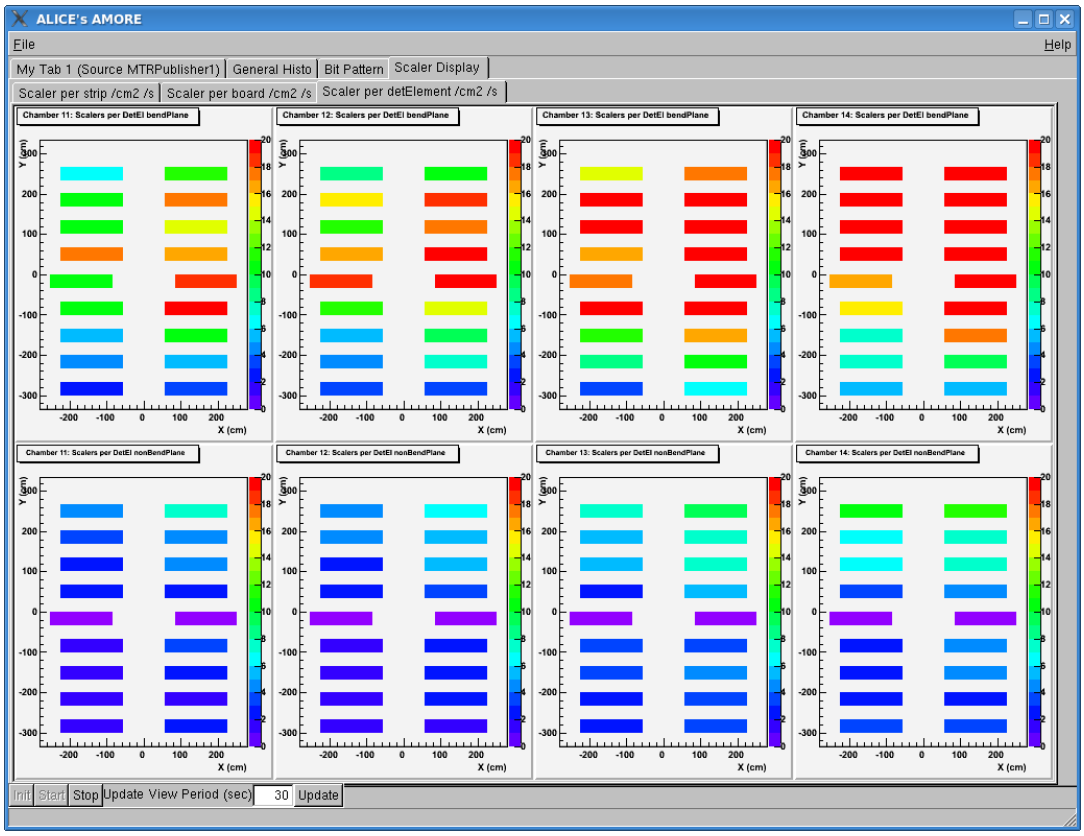


Figure 114 : Taux de comptage en Hz/cm^2 pour les 4 plans X sur la partie haute de chaque figure et pour les 4 plans Y sur la partie basse de chaque figure. La première représentation correspond à des taux de comptages par strip, la seconde correspond à des taux de comptages par carte locale et la troisième représentation correspond à un taux de comptage moyen par RPC.

On peut voir sur ces figures, notamment sur les représentations par strip et par carte locale, qu'il y a un taux de comptage plus important dans la partie haute sur le côté droit du détecteur, avec en plus une augmentation des taux de comptage pour les stations les plus éloignées du point d'interaction. Pour la dernière station, ce taux atteint des valeurs de l'ordre de 30 Hz/cm^2 ce qui pourrait entrainer un vieillissement rapide des détecteurs. Les simulations effectuées lors du design du Muon Trigger indiquaient un comptage maximum de l'ordre de 10 Hz/cm^2 sur une zone très localisée, de quelques dizaines de cm^2, du détecteur.
Les taux de comptages observés montrent la présence d'un bruit de fond faisceau important. Un mur de fer placé après la dernière station de trigger sert à protéger les détecteurs de ce bruit. La distribution observée, correspond à l'image de ce mur qui ne couvre pas complètement l'ouverture du tunnel LHC. En effet le blindage est centré autour du faisceau alors que le tube faisceau n'est pas centré dans le tunnel.

Conclusion

Le contrôle en ligne des données du Muon Trigger a permis, grâce à la première version MOOD, de tester le fonctionnement du système avant le démarrage des faisceaux. Il a été utilisé, en particulier, pour montrer le bon fonctionnement des algorithmes de trigger à différents niveaux : local, régional et global.
La version AMORE, du contrôle en ligne, fonctionne pendant toutes les prises de données et permet une surveillance du système, notamment, grâce aux résultats de chaque prise de données visibles dans le logbook de ALICE. Lorsque des erreurs sont observées, les informations détaillées sur les distributions de hits, les multiplicités et les réponses des cartes

de trigger peuvent être étudiées par un expert du Muon Trigger, à partir de la salle de contrôle ALICE. Ces informations et celles observées dans le QA du Muon Trigger sont complémentaires, et la comparaison des résultats de ces deux analyses permet une surveillance détaillée du système de trigger du spectromètre à muons.

Conclusion et perspectives

Grace aux expériences au SPS et au RHIC, la formation du QGP a pu être mise en évidence, mais il faut maintenant analyser le comportement de ce nouvel état de la matière. Cela nécessite des études détaillées des différentes propriétés du QGP (température, densité d'énergie, temps de vie, viscosité …).

Depuis novembre 2010, le LHC permet l'étude de la matière nucléaire créée dans les collisions Pb-Pb à une énergie 10 fois supérieure à celle obtenue à RHIC. Les premières données ont permis de mesurer la multiplicité de particules chargées produites à cette énergie et de montrer que, dans le cas des collisions centrales, la densité d'énergie du système créé est 3 fois plus élevée qu'aux énergies de RHIC. Les premières analyses du flot elliptique montrent que la matière (QGP) produite dans ces collisions au LHC, a un comportement de fluide parfait identique à celui observé au RHIC avec une viscosité très faible. Et la suppression des jets et des particules de grande impulsion transverse due au phénomène de jet quenching a également été observée sur un domaine en impulsion transverse plus étendu qu'au RHIC.

Le spectromètre à muons de ALICE a donné des premiers résultats sur le facteur de modification nucléaire du J/Ψ. A faible impulsion transverse, ALICE montre une suppression moins importante par rapport à celle observée au RHIC, alors que les résultats présentés par CMS [(103)] à grande impulsion transverse, montrent une suppression plus importante des J/Ψ primaires. Ces résultats semblent indiquer que le phénomène de régénération par recombinaison statistique à partir des quarks charmés joue un rôle important pour les J/Ψ de faible impulsion. Des analyses plus précises nécessitent plus de statistique en Pb-Pb, notamment pour étudier le comportement des autres quarkonia (Ψ' et la famille du Υ). De plus, les effets froids seront étudiés grâce aux collisions p-Pb prévues fin 2012.

Les prochaines années devraient donc délivrer de nombreux résultats et permettre d'augmenter nos connaissances sur le comportement de la matière déconfinée.

Mon travail au sein du groupe ALICE m'a permis de participer au projet, de sa conception jusqu'à la validation, grâce aux outils de monitoring que j'ai développés, des premières données enregistrées. Je souhaite par la suite m'investir dans l'analyse des données, et plus particulièrement sur l'étude du Υ. L'étude du Υ doit apporter des informations supplémentaires sur la température du système car sa température de dissociation est de l'ordre de 3 à 5 fois la température critique. De plus, le phénomène de régénération doit rester faible dans ce cas, compte tenu du nombre de paires $b\bar{b}$ produites aux énergies du LHC. A partir des données du spectromètre à muons de ALICE, les premières mesures du Υ en p-p puis en Pb-Pb ont été faites par le groupe de Clermont-Ferrand. Les analyses futures permettront, grâce à une statistique plus importante en Pb-Pb, d'observer la dépendance en centralité, en impulsion transverse et en rapidité du nombre de Υ. L'étude de la polarisation du Υ est également un aspect qui est envisagé au sein du groupe.

Bibliographie

Chapitre 1

[1] S. Bethke, arXiv :hep-ex/06060 (2008)
« Experimental tests of asymptotic freedom »

[2] F. Karsch, arXiv :hep-lat/01206019 (2002)
« Lattice QCD at High Temperature and Density »

[3] S. Hands, arXiv :physics/0105022 (2001)
« The phase Diagram of QCD »

[4] K. J. Exkola, Nucl. Phys. A590, 383C (1995)
« Formation and evolution of quark-gluon plasma at RHIC and LHC »

[5] I. Arsene, Nucl. Phys. A757, 1-27 (2005)
« Quark gluon plasma and color glass condensate at RHIC? »

[6] R. J. Glauber, interscience, N.Y., vol. 1, 315 (1959)
« Lectures on theoretical physics » ed. by W. E. Brittin & L. C. Dunham

[7] J. Alan, Phys. Rev. C63, 021901 (2001)
« Photons from Pb-Pb collisions at ultrarelativistic »

[8] M.M. Aggarwal, Phys. Rev. Lett. 85, 3595 (2000)
« Observation of Direct Photons in Central 158 A GeV ^{208}Pb+^{208}Pb Collisions »

[9] S. S. Adler, Phys. Rev. Lett. 94, 232301 (2005)
« Centrality Dependence of Direct Photon Production in $\sqrt{s_{NN}}$ = 200 Gev Au+Au Collisions»

[10] J. Frantz, J. Phys. G30, 1003 (2004)
« PHENIX Direct Photons in 200 Gev p+p and Au+Au Collisions»

[11] D. Srivastava, arXiv : nucl-th/0006018
« Radiation of single photons from Pb-Pb collisions at the CERN SPS and quark hadron phase transition»

[12] D. d'Enteria, arXiv : nucl-th/0503054
« Probing the QCD equation of state with thermal photons in nucleus-nucleus collisions at RHIC»

[13] P. Braun-Munzinger, Phys. Lett. B465, 15 (1999)
« Chemical Equilibration and the Hadron-QGP Phase Transition»

[14] P. Braun-Munzinger, Phys. Lett. B518, 41 (2001)
« Hadron production in Au+Au collisions at RHIC»

[15] P. Braun-Munzinger, arXiv : nucl-th/0304013
« Particle production in heavy ion collisions»

[16] A. Andronic, Phys. Lett. B673, 142 (2009)
« Thermal hadron production in relativistic nuclear collisions»

[17] ML. van Leeuwen, Nucl. Phys. A715, 161 (2003)
« Recent results on spectra and yields from NA49 »

[18] F. Antinori, J. Phys. G: Nucl. Part. Phys. 30, 823 (2004)
« Transverse mass spectra of strange particles produced in Pb-Pb collisions at 158 A.GeV/c »

[19] C. Alt, Phys. Rev. Lett. 94, 192301 (2005)
« Recent results on spectra and yields from NA49 »

[20] Z. Xu, J. Phys. G : Nucl. Part. Phys. 30, 927 (2004)
« Bulk properties and flow »

[21] A. Adare, Phys. Rev. Lett. 98, 162301 (2007)
« Scaling Properties of Azimuthal Anisotropy in Au+Au and Cu+Cu Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200\ GeV$ »

[22] U. W. Heinz , arXiv:nucl-th/0512051v1
« RHIC serves the perfect fluid – Hydrodynamic flow of the QGP »

[23] D. Molnar, J. Phys. G35, 104125 (2008)
« Dissipative effects from transport and viscous hydrodynamics »

[24] V. Greco, Nucl. Phys. A834, 273 (2010)
« Elliptiv Flow at Finite Shear Viscosity in a Kinematic Approach at RHIC »

[25] K. Aamodt, Phys. Rev. Lett. 105 (2011)
« Elliptic flow of charged particles in Pb-Pb collisions at 2.76 TeV »

[26] K. Aamodt, PRL 107, 032301 (2011)
« Higher harmonic anisotropic flow measurements of charged particles in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76\ TeV$ »

[27] E. Shuryak, Phys. Rev. Lett. 68, 3270 (1992)
« Two-stage equilibration in high energy heavy ion collisions»

[28] E. Andersen, Phys. Lett. B433, 209 (1998)
« Enhancement of central Λ, Ξ and Ω yields in Pb+Pb collisions at 158 A.GeV/c»

[29] N. Carrer, J. Phys. G : Nucl. Part. Phys. 27, 391 (2001)
« Determination of the event centrality in the WA97 and NA57 experiments »

[30] H. Caines, J. Phys G32, 171 (2006)
« Strange hadrons as dense matter probes »

[31] A. Tounsi, Nucl. Phys. A715, 565 (2003)
« Canonical aspects of strangeness enhancement »

[32] S. Hands, arXiv:physics/0105022 (2001)
« The hase diagram of QCD »

[33] G. Agakishiev, Nucl. Phys A638, 159 (1998)
« CERES results on low-mass electron pair production in Pb-Au collisions »

[34] R. Aldaldi, Phys. Rev. Lett. 96, 162302 (2006)
« First Measurement of the ρ Spectral Function in High-Energy Nuclear Collisions »

[35] F. Fleuret, J. Phys. 72, 23 (2009)
« Recent relativistic heavy ion collider results on photon, dilepton and heavy quark »

[36] S. S. Adler, Phys. Rev. Lett. 96, 202301 (2006)
« Common suppression Pattern of η and π^0 Mesons at High Transverse Momentum in Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200\ GeV$ »

[37] J. Adams, Phys. Rev. Lett. 91, 072304 (2003)
« Common suppression Pattern of η and π^0 Mesons at High Transverse Momentum in Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200\ GeV$ »

[38] ALICE Collaboration, arXiv:1110.0121v1 (2011)
« Particle-yield modification in jet-like azimuthal di-hadron correlations in Pb+Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 2.76\ TeV$ »

[39] C. Klein-Bosing, arXiv :1110.1195v1 (2011)
« Reconstruction of Jet Properties in Pb-Pb Collisions with the ALICE-Experiment »

[40] T. Matsui, Phys. Lett. B178, 416 (1986)
« J/ψ Suppression by Quark-Gluon Plasma Formation »

[41] M.C. Abreu, Phys. Lett. B477, 28 (2000)
« Evidence for deconfinement of quarks and gluons from J/Ψ suppression pattern measured in Pb-Pb collisions at the CERN-SPS »

[42] A. Adare, Phys. Rev. Lett. 98, 232301 (2007)
« J/Ψ Production versus Centrality, Transverse Momentum and Rapidity in Pb-Pb Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200\ GeV$ »

[43] B. Abelev et al. for the ALICE Collaboration arXiv :1202.1383v1 (2011)
« J/Y production at low momentum in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}}$ =2.76 TeV »

Chapitre 2

[44] ALICE Collaboration J. Phys. G 30, 11 (2004)
« ALICE Physics Performance Report »

[45] ALICE Collaboration Journal of Instrumentation 3 (2008)
« The ALICE experiement at the CERN-LHC»

[46] ALICE Collaboration CERN/LHCC/95-71 (1995)
« A Large Ion Collider Experiment – ALICE Technical proposal»

[47] ALICE Collaboration CERN/LHCC/99-12 (1999)
« Technical Design Report of the Inner Tracking System»

[48] ALICE Collaboration CERN/LHCC/2000-01 (2000)
« Technical Design Report of the Time Projection Chamber»

[49] ALICE Collaboration CERN/LHCC/2001-21 (2001)
« Technical Design Report of the Transition Radiation Detector»

[50] ALICE Collaboration CERN/LHCC/2000-12 (2000)
« Technical Design Report of the Time Of Flight»

[51] ALICE Collaboration CERN/LHCC/98-19 (1998)
« Technical Design Report of the High Momentum Particle Identification Detector»

[52] ALICE Collaboration CERN/LHCC/99-4 (1999)
« Technical Design Report of the Photon Spectrometer»

[53] ALICE Collaboration CERN/LHCC/08-14 (2008)
« Technical Design Report of the EMCal»

[54] ALICE Collaboration CERN/LHCC/99-05 (1999)
« Technical Design Report of the Zero Degree Calorimeter»

[55] ALICE Collaboration CERN/LHCC/2004-25 (2004)
« Technical Design Report of the Forward Detectors»

[56] ALICE Collaboration CERN/LHCC/2003-38 (2003)
« Technical Design Report of the Photon Multiplicity Detector»

[57] ALICE Collaboration CERN/LHCC/99-22 (1999)
« The Dimuon Forward Spectrometer – ALICE Technical Design Report»

[58] A. Baldit, ALICE-INT 95-12 (1995)
« GEANT Study and Optimisation of an Absorber for the Dimuon Detector in ALICE»

[59] B. Genolini, ALICE-INT 98-28 (1998)
« A Full-Scale Prototype for the Tracking Chambers of the ALICE Muon Spectrometer»

[60] R. Santonico, R. Cardarelli, NIM 187, 377 (1981)
« Development of Resistive Plate Counters »

[61] R. Santonico, R. Cardarelli, NIM A 263, 20 (1988)
« Progress in Resistive Plate Counters »

[62] R. Arnaldi, NIM A 457, 117 (2001)
« A dual threshold technique to improve the time resolution of resistive plate chambers in streamer mode »

Chapitre 3

[63] ALICE Collaboration CERN/LHCC/96-32 (1996)
« The forward muon spectrometer. Addendum to the ALICE Technical Proposal»

[64] ALICE Collaboration CERN/LHCC/95-24 (1995)
« Debye screening in Heavy-Ion Collisions with the ALICE Detector »

[65] J.P. Cussonneau, ALICE-INT 96-32 (1996)
« Tracking performances of the dimuon spectrometer with a dipole magnet »

[66] J.P. Cussonneau, ALICE-INT 98-27 (1998)
« Tracking performances of several front-absorber designs »

[67] J.P. Cussonneau, ALICE-INT 96-33 (1996)
« CsI results of the absorber test experiment for the ALICE dimuon spectrometer »

Chapitre 4

[68] A. Baldit, ALICE-INT 98-16 (1998)
« RPC tests for the ALICE dimuon trigger »

[69] R. Arnaldi, NIM A 452, 462 (2000)
« A low–resistivity RPC for the ALICE dimuon arm »

[70] R. Arnaldi, NIM A 508, 106 (2003)
« Ageing tests on the low–resistivity RPC for the ALICEdimuon arm »

[71] R. Arnaldi, NIM A 456, 140 (2000)
« Influence of température and humidity on bakélite resistivity»

[72] R. Guernane, ALICE-INT-2003-041 (2003)
« Machine induced Background in the Alice Muon Trigger system in p-p data taking »

[73] R. Arnaldi, Nuc. Phys. B158,149 (2006)
« Beam and ageing tests with a highly–saturated avalanche gas mixture for the ALICE p–p data taking »

[74] R. Arnaldi, Nuc. Phys. B158,21 (2006)
« Design and Performance of the ALICE Muon Trigger System »

[75] The AliRoot website http://aliweb.cern.ch/Offline/

Chapitre 5

[76] A. Morsch, ALICE-INT-95-05 (1995)
« Onium Production in Heavy-Ion Collisions at the LHC - Signals and Backgrounds in the Two-Muon Channel »

[77] ALICE Collaboration CERN/LHCC/96-32 (1996)
Addendum to the ALICE Technical Proposal « The forward muon spectrometer »

[78] X. N. Wang Phys. Rev. 44D, 3501 (1991)
« hijing: A Monte Carlo model for multiple jet production in pp, pA, and AA collisions »

[79] K. Aamodt et al. (ALICE Collaboration) Phys. Rev. Lett. 105, 252301 (2010)
« Charged-Particle Multiplicity Density at Midrapidity in Central Pb-Pb Collisions at $\sqrt{s_{NN}}$=2.76 TeV »

[80] K. Aamodt et al. (ALICE Collaboration) Phys. Rev. Lett. 106, 032301 (2011)
« Centrality Dependence of the Charged-Particle Multiplicity Density at Midrapidity in Pb-Pb Collisions at √sNN=2.76 TeV »

[81] B. I. Abelev et al. (STAR Collaboration), PRC 79 , 034909 (2009)
« Systematic measurements of identified particle spectra in *pp*, *d*+Au, and Au+Au collisions at the STAR detector »

[82] M. Arneodo, Phys.Rept.240, 301 (1994)
« Nuclear effects in structure functions »

[83] N. Armesto, J.Phys.G32, 367 (2006)
« Nuclear shadowing »

[84] M. Gyulassy, Nucl. Phys. B420, 583 (1994)
« Multiple collisions and induced gluon bremsstrahlung in QCD»

[85] M. Bourquin, M. Gaillard Nucl. Phys. 114B 334 (1976)
« A simple phenomenological description of hadron production »

[86] ALICE Collaboration, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 30 1517 (2004)
« ALICE: Physics Performance Report, Volume I »

[87] ALICE Collaboration, *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.* 32 1295 (2006)
« ALICE: Physics Performance Report, Volume II »

[88] T. Sjorbjorn er al.,Journal of High Energy Physics, Issue 05 26 (2006)
« PYTHIA Physics and Manual »

[89] F. Abe et al. (CDF Collaboration), PRL 61 1819 (1988)
« Transverse Momentum Distributions of Charged Particles Produced in Anti-P P Interactions at $\sqrt{s_{NN}} =$ 630-GeV and 1800-GeV. »

Chapitre 6

[90] F. Carena, W. Carena, Interlaken, Switzerland, 27 Sep - 1 Oct 2004, pp.155
« Computing in High Energy Physics and Nuclear Physics 2004 »

[91] P. Vande Vyvre, W. Carena, ALICE-INT-2005-015 v.2
« ALICE DAQ and ECS User's Guide»

[92] T. Anticic, V. Barroso, J. of Physics 119 (2008)
« Commissioning of the ALICE Data Acquisition system»

[93] R.Divia, P. Jovannovic, P. Vande Vyvre, ALICE-INT-2002-010 v.11
« Data Format over the ALICE DDL»

[94] Ch. Finck, L. Aphecetche, A. Baldisseri, V. Barret-Ramillien, ALICE-INT-2005-012 v.3
« Raw data format for the MUON spectrometer»l

[95] G. Blanchard, Ph. Crochet, P. Dupieux, ALICE-EN-2003-010
« The local trigger electronics of the ALICE dimuon trigger»

[96] F.Roukoutakis, S.Chapeland, J. of Physics 119 (2008)
« The ALICE-LHC Online Data Quality Monitoring Framework »

[97] F. Roukoutakis, B. von Haller, NIM A603, 446 (2009)
« Commissioning of the ALICE-LHC Online Data Quality Monitoring Framework »

[98] R. Brun, F. Rademakers, NIM A389, 8186 (1997)
« ROOT - An Object Oriented Data Analysis Framework»

[99] The ROOT website http://root.cern.ch

[100] F. Roukoutakis, B. von Haller, NIM A603, 446 (2009)
« Commissioning of the ALICE-LHC online data quality monitoring framework»

[101] B. von Haller, F. Roukoutakis, J. of Physics 219 (2010)
« The ALICE data quality monitoring »

[102] B. Forestier et al. for the ALICE Collaboration, NIM A533, 22 (2004)
« Performances of a prototype for the ALICE muon trigger at LHC. »

Conclusion et perspectives

[103] CMS Collaboration arXiv :1201.5069 (2012)
«Suppression of non-prompt J/Ψ, prompt J/Ψ, and Υ(1S) in Pb-Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}}$ =2.76 TeV »