

L'expérience ALICE et son spectromètre à muons: Motivation scientifique et observables

La motivation scientifique, les observables choisies et une brève introduction physique sont présentées. La précision exigée pour la reconstruction des masses est également traitée. Enfin, une description détaillée de la géométrie du spectromètre à muons, de ses électroniques et du système d'acquisition de données, est utilisée comme un exemple pour illustrer les contraintes imposées dans la conception et développement du détecteur.

APIM 8 – MINI STAGE 2012

Evangelos- Leonidas Gkougkousis
Rakotovao Felaniaina Nirisoa

1. Introduction

La matière constituant notre univers est composée d'atomes. Chaque atome est constitué par un noyau à l'intérieur duquel se trouvent les protons et les neutrons, appelés aussi nucléons, ainsi que par des électrons qui tournent autour du noyau. Ces nucléons sont des particules composites constitués par des quarks qui sont des particules élémentaires. Les particules élémentaires sont aux nombres de 12 et se divisent en 2 catégories : 6 leptons et leurs antiparticules (électron et positron e^-/e^+ , muon et antimuon μ^-/μ^+ , tau et antitau τ^-/τ^+), leur neutrino correspondant ($\nu_{e^-}, \bar{\nu}_{e^+}, \nu_{\mu^-}, \bar{\nu}_{\mu^+}, \nu_{\tau^-}, \bar{\nu}_{\tau^+}$) et 6 types de quarks: up (u), down (d), charme (c), étrange (s), beauté (b) et top (t) ainsi que leur antiparticule correspondante. En physique des particules, le modèle standard décrit les interactions entre ces constituants élémentaires de la matière. On distingue 3 types d'interactions dont chacune est véhiculée par des bosons médiateurs d'interaction: l'interaction forte véhiculée par les gluons, l'interaction électromagnétique véhiculée par les photons et l'interaction faible véhiculée par les bosons Z et W. Les atomes interagissent entre eux par l'intermédiaire de ces bosons médiateurs, selon le type d'interaction.

La Chromodynamique quantique est la théorie qui étudie l'interaction forte responsable de la liaison entre les nucléons. La liaison entre ces nucléons se fait à travers les quarks qui sont liés entre eux par l'intermédiaire des gluons, ces quarks sont donc confinés à l'intérieur des nucléons et n'ont jamais été observés à l'état isolé. Les états liés de quarks sont connus sous le nom de hadron et qui sont de 2 types : les mésons constitués par un quark (q_1) et un antiquark (q_2) et les baryons constitués par trois quarks ($q_1q_2q_3$). Les nucléons sont des hadrons de type baryonique, un proton est représenté par (uud) et un neutron par (udd). Le confinement des quarks est dû à l'interaction forte, qui augmente avec la

distance et qui devient de plus en plus intense lorsque les quarks s'écartent les uns des autres. Selon la théorie, l'interaction forte entre les nucléons se fait à travers des mésons qui sont constitués de deux quarks. Pour la force nucléaire ce sont les mésons π et ρ , et les gluons sont les médiateurs de l'interaction forte, seulement à l'intérieur des hadrons. La QCD prédit que, il existe une transition de phase où les quarks et les gluons se comportent librement et évoluent vers un plasma de quarks-gluons. Cette transition de phase sera atteinte si on chauffe les nucléons en comprimant le noyau jusqu'à une température 100 000 fois supérieure à celle qui règne au centre du soleil ($T=15\ 600\ 000\ K$). Et la transition de phase sera anticipée dans 2 cas: soit dans un cas où la densité des particules produites après collision est petite mais la température est élevée, soit cette densité est suffisamment élevée mais la température est faible.

Pour LHC, cette température sera obtenue en accélérant des ions lourds à la place des protons

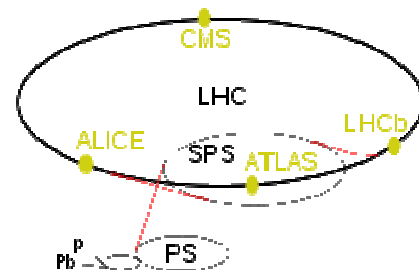


Figure 1: Schéma du LHC

Le Grand Collisionneur de Hadron (LHC): Le Grand Collisionneur de Hadron (LHC) au CERN, de 27 km de longueur, à environ 100m sous terre, est un collisionneur de proton d'énergie 7TeV soit 3,5 Tev par proton, l'énergie dans le centre de masse est donc de 14TeV (soit 7TeV par proton). Quatre expériences sont installées dans la cavité du LHC: ATLAS (A Toroidal LHC ApparatuS), CMS (Compact Muon Solenoïd), LHCb (Large Hadron collider beauty experiment), ALICE (A Large Ion Collider Experi-

ment), cette dernière est principalement dédiée à l'étude des comportements des quarks et des gluons à l'intérieur des nucléons et à la prédiction de l'existence des plasmas de quarks et de gluons.

Les évolutions en physique des hautes énergies au cours des décennies récentes, ont établi et validé le modèle standard qui décrit la formation des particules élémentaires et les lois qui régissent leurs interactions. Dans le cadre de cette théorie détaillée mais encore incomplète, une transition de phase est prévue, à des densités d'énergie spécifiques, vers un état de la matière existant au début de l'Univers primordial ou dans les étoiles à neutrons. Les calculs sur réseau de la Chromo-dynamique Quantique (QCD), la théorie des interactions fortes, prédisent que, à une température critique de 170 MeV, correspondant à une densité d'énergie ϵ_c de 1 GeV/fm³ [1], la matière nucléaire subit une transition de phase vers un état déconfiné de quarks et de gluons, connu sous le nom de Plasma de Quarks et de Gluons (figure 2).

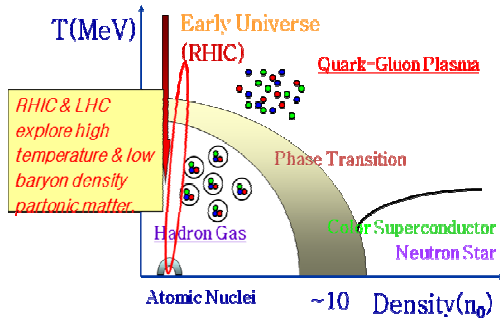


Figure 2: Diagramme de transition de phase pour la matière interagissant fortement.

Lors de la transition de phase, une augmentation brutale et rapide de la densité d'énergie ϵ à la température critique se produit [2]. Dans la figure suivante (figure 3) les cas pour un système de 2-saveurs et de 3-saveurs de quarks légers sont représentés ainsi qu'un système de trois saveurs avec deux quarks légers et 1 saveur de quark lourd. Le dernier cas semble être plus proche des données expérimentales [3]. Les principaux ingrédients du plasma sont les quarks u et d et en deuxième lieu les quarks c et s. La production de quark b est plus rare en raison de sa masse considérable.

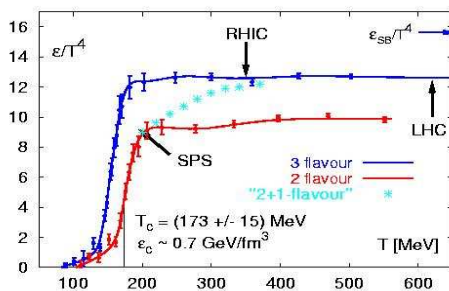


Figure 3 : Évolution de la densité d'énergie par rapport à la température pour des systèmes différents. L'échelle a été normalisée à T_c .

La confirmation expérimentale de la transition de phase et la détermination d'un éventuel point critique sont des objectifs primordiaux pour les expériences de collisions d'ions lourds de haute énergie. La question primordiale est la formation de conditions appropriées dans l'environnement de laboratoire.

Au LHC, la grande quantité d'énergie disponible dans le centre de masse ($\sqrt{s_{NN}} \approx 5.5 TeV$), génère une grande densité énergétique et une température initiale élevée. Cela permet également de prolonger la durée de vie et le volume du milieu déconfiné. En outre, le grand nombre de gluons attendu, favorise les échanges d'énergie et d'impulsion en réduisant ainsi considérablement le temps nécessaire pour que le milieu atteigne l'équilibre thermique. Pour résumer, le LHC va produire des «gouttes» de PQG plus chaudes, plus grandes et avec un temps de vie élevé par rapport aux précédentes expériences d'ions lourds [4].

2. Observables

Les sondes appropriées doivent être choisies afin de vérifier la formation du PQG. Les processus disponibles peuvent être divisés en trois catégories principales:

1. Observables globales: Elles caractérisent la collision, tout en permettant la détermination des variables globales, comme la température et la densité d'énergie. Bien qu'elles fournissent un premier aperçu de la transition de phase, elles ne peuvent pas fournir la preuve définitive de la formation de QGP.

Les mesures de la multiplicité des particules, des spectres d'énergie transverse et de paramètre d'impact, permettent d'estimer la densité d'énergie initiale du système, à partir de laquelle on peut préciser d'autres paramètres thermodynamiques comme la température, la pression et le volume initial.

2. Observables liées à des pertes d'énergie des hadrons dans le milieu: Ces processus affectent notamment les hadrons d'impulsion transverse importante et peuvent conduire à des taux de production diminués ou à du Jet-Quenching.

En conjonction avec la théorie CDQ, le PQG est une phase de conduction de couleur. Avec les mêmes principes que dans l'EDQ (Eléctro-Dynamique-Quantique), où une particule chargée se propageant dans un champ électrique rayonne de l'énergie, des partons traversant donc un milieu PQG doivent perdre de l'énergie en rayonnant des gluons. Contraire-

ment aux photons, qui sont électriquement neutres, les gluons sont des objets colorés, donc sensibles à l'interaction forte. Par conséquent, la possibilité d'émission de gluons est fortement dépendante de ses interactions secondaires et donc, de la densité du milieu.

Au tout début d'une collision, un nombre important de partons avec des valeurs élevées de p_T est produit. Ces particules, émises dos à dos, traversent le milieu en générant deux jets énergétiques qui interagissent fortement avec la matière qui les entoure. Comme les pertes d'énergie des partons dépendent de la longueur du milieu à l'intérieur duquel ils se propagent, il est prévu que les deux jets présenteront différentes pertes. Il a été suggéré d'exploiter les phénomènes d'extinction de jet comme une signature pour la formation du QGP [4].

3. Mesures directes des photons et des leptons: Étant insensibles à l'interaction forte, ils peuvent donner un aperçu de la production de mésons légers et quarkonia.

L'émission de photons dans le contexte de PQG provient des interactions fondamentales quarks - antiquarks. Supposons un milieu PQG uniforme, il est prévu d'émettre du rayonnement de corps noir. Comme les photons ne subissent pas de diffusions significatives, la forme du spectre du rayonnement détecté pour un milieu hadronique doit être similaire à celui observée dans le cas d'un corps noir, proportionnel à T^4 .

La modification des propriétés des mésons légers, tels que ρ et ω , est également attendue dans un milieu déconfiné. La production et la suppression de quarkonia ont également été proposées comme des sondes de la formation de PQG. Celles ci sont reliées aux états liés de $c\bar{c}$ ($J/\psi, \chi_c, \dots$) et de $b\bar{b}$ [4].

3. J/ψ comme une sonde

J/ψ est un état lié $c\bar{c}$ et avec les mésons χ_c et Ψ' , ils peuvent être décrit par un modèle similaire à celui de l'atome de Bohr [9]. Dans une telle considération, J/ψ est l'état fondamental noté 1s, tandis que χ_c et Ψ' correspondent aux états 1p et 2s respectivement. La contribution des états excités à la production de J/ψ est estimée de l'ordre de 40% (figure 4).

Formation du J/ψ : Une paire de quark - antiquark lourds ($c\bar{c}, b\bar{b}$) est essentiellement produite par des interactions dures entre deux partons pendant les états

initiaux de la collision. Pour qu'une paire de $q\bar{q}$ soit produite, l'énergie de ce processus doit être suffisante, donc supérieure à la masse combinée des deux quarks. Une telle exigence conduit à un comportement de seuil.

Après la production de la paire, un état lié peut être formé par coalescence de deux quarks. Ce mécanisme dépend fortement de l'état final auquel les deux particules sont trouvées. Si la paire $q\bar{q}$ est trouvée dans un état coloré, cette charge de couleur doit être neutralisée afin d'obtenir un quarkonium incolore. La neutralisation est réalisée par l'évolution de la paire dans une longue échelle temporelle, par rapport à la courte période nécessaire pour sa formation, impliquant l'émission d'un ou plusieurs gluons non énergétiques [3].

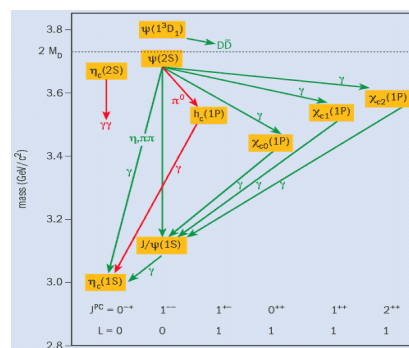


Figure 4: Possible états liés de $c\bar{c}$ résonance et leur évolution à J/ψ . Le symbolisme correspondant du modèle de Bohr est aussi noté.

Suppression de J/ψ dans le PQG: La suppression des résonances des quarks lourds dans le PQG, en particulier du J/ψ , peut être utilisée comme une forme de preuve à la formation de milieu déconfiné. Cette approche est fondée sur les effets d'écrantage de couleur prévus, qui forcent essentiellement la dissolution du lien entre les deux quarks, si le rayon de Debye est inférieur à l'amplitude de la résonance.

Le rayon de Debye correspond à la taille maximale qu'un état lié $q\bar{q}$ peut avoir à une température donnée (figure 5) [10]. Puisque cette distance est directement liée à la température, après une certaine valeur, appelée la température de dissociation (T_a), l'état lié de la paire de quarks cesse d'exister. Il faut noter que pour les différentes résonances, une valeur correspondant à T_a est prédite (figure 6) [10].

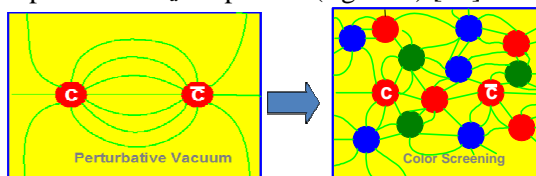


Figure 5: Représentation du potentiel coloré sur le vide et dans un milieu dense. Dans le deuxième cas la présence des partons détruit complètement la liaison entre la résonance

L'exploitation expérimentale de ces phénomènes est considérée comme un moyen supplémentaire pour préciser la température du milieu juste après la collision, en fournissant ainsi des informations sur le point de transition de phase. En conjonction avec des signatures supplémentaires de PQG, des conclusions peuvent être déduites par rapport à l'état de phase du milieu.

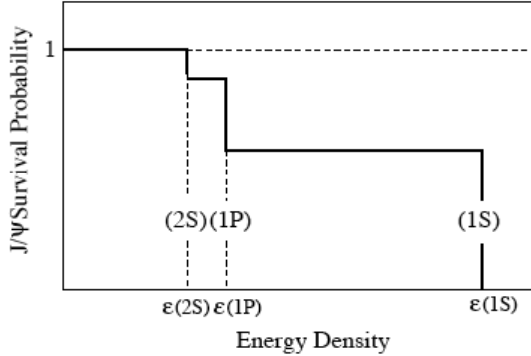


Figure 6: Probabilité de suppression pour les différentes résonances $c\text{-}\bar{c}$ par rapport à la densité d'énergie.

Mécanismes supplémentaires de la suppression de J/Ψ : Un certain nombre d'expériences ont déjà établi des processus supplémentaires de la suppression de J/Ψ . Pour les collisions proton-noyau et noyau-noyau, mais pour des noyaux légers et à faible énergie où la densité d'énergie n'est pas suffisante pour permettre la production de PQG, un taux réduit de formation de J/Ψ a été observée. Pour interpréter ces résultats, on suppose que les résonances cc , provenant des étapes initiales de la collision, en traversant le milieu nucléaire avec lequel elles interagissent, sont absorbées [3]. Ce mécanisme peut être paramétré par une section efficace d'absorption.

Outre l'absorption nucléaire, des taux de suppression du J/Ψ élevés ont été observés aussi dans les collisions Pb-Pb aux régions où la formation de PQG n'était pas attendue. Cette suppression varie de 20% aux collisions périphériques, jusqu'à 40% pour de haute centralité [11].

Mécanismes de recombinaison: Tous les modèles présentés auparavant supposent que la production de cc se réalise aux étapes initiales de la collision, comme c'est la seule période où la densité d'énergie est suffisamment grande pour cette formation. Dans les collisions au LHC, comme la création du PQG est prévue, un mécanisme supplémentaire de production de J/Ψ peut se produire. Comme le milieu évolue vers le point de refroidissement chimique, il est possible que, une paire quark-antiquark se trouve dans des conditions appropriées pour former un état lié de résonance (figure 7). La probabilité de recombinaison dépend fortement du nombre de paires de charme présents à chaque point. Ce nombre varie fortement par rapport à la cartographie du détecteur. On

peut théoriquement démontrer qu'à mi-rapidité, le taux de production prévu est plus élevé que dans la partie avant. Une étude détaillée de ce phénomène est nécessaire afin d'appliquer les corrections des taux de production observée.

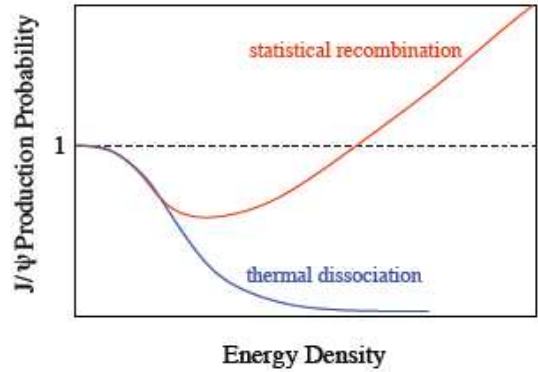


Figure 7: probabilité de survie J/Ψ pour les deux mécanismes: la dissociation thermique due à PQG et la recombinaison de paires de quarks prévu au LHC

4. Le détecteur ALICE

Positionné au point d'intersection 2 du LHC, ALICE est une expérience d'usage générale de collision d'ions lourds, conçu pour étudier des collisions proton-proton, proton-noyaux et noyaux - noyaux [1]. Le détecteur, situé à 45m sous terre, dans la cavité L3, est composé de deux parties: un assemblage central cylindrique placé à l'intérieur d'un aimant solénoïdal, et une partie avant où le spectromètre à muons est installé avec les chambres de déclenchement. La géométrie de la mise en place complète peut être observée dans la figure suivante (figure 8).

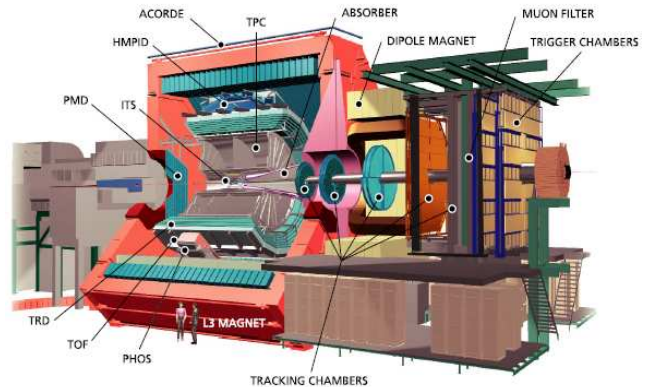


Figure 8: Géométrie du détecteur ALICE où les différents sous-systèmes sont représentés.

Aimant L3: La partie centrale du détecteur est positionnée dans l'aimant solénoïde construit pour l'expérience L3 du LEP, avec une longueur interne de 12m et un rayon de 5m. Le champ nominal du solénoïde est de 0,5 T. Le diamètre des trous axiaux dans les portes de l'aimant a été réduit afin d'améliorer l'homogénéité du champ magnétique dans le volume du TPC. Une amélioration du facteur deux a été réali-

sé par rapport à la situation de L3 [1]. Les variations du champ dans le volume des détecteurs, jusqu'à 2,5 m de rayon et $\pm 2,5$ m autour de l'axe centrale, sont 2% inférieures à la valeur du champ nominal.

Dans l'aimant une structure support a été créée pour l'installation des détecteurs TOF (Time Of Flight), TPC (Time Projection Chamber) et TRD (Transition Radiation Detector). Le HMPID (High Momentum Particle Identification detector) est monté dans un berceau attaché à cette structure support alors que pour PHOS (PHoton Spectrometer) et PMD (Photon Multiplicity Detector) des cadres d'installation indépendantes ont été construits. Un calorimètre électromagnétique est installé à l'extérieur du TOF.

L'ITS: Le système de trajectographie interne (ITS – Inner Tracking System) est constitué de six couches cylindriques de détecteurs au silicium, installés aux rayons de $r = 4, 7, 15, 24, 39$ et 44 cm. Il couvre la gamme en rapidité $|\eta| < 0.9$ ¹. En raison de la densité de particules élevée et afin d'obtenir la résolution requise du paramètre d'impact, des détecteurs à pixels ont été choisis pour les deux couches internes et des détecteurs à dérive en silicium pour les deux couches suivantes. Les deux couches extérieures, où les densités des traces sont inférieures à 1 particule par cm^2 , sont équipées avec des détecteurs silicium double-face du type «micro-strip» (figure 9). Avec l'exception des deux plans de pixels les plus internes, toutes les autres couches ont des lectures analogiques pour l'identification des particules avec le dE/dx sur la région non-relativiste ($1/\beta^2$).

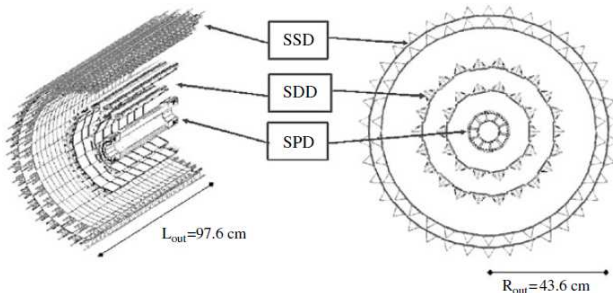


Figure 9: Structure du système de trajectographie interne d'ALICE, où les différentes couches sont re-

¹ Dans la Physique expérimentale des particules, la pseudo-rapacité, notée η , est une coordonnée spatiale complexe qui décrit l'angle de propagation d'une particule par rapport à la ligne du faisceau. On peut la définir comme:

$$\eta = -\ln\left[\tan\frac{\theta}{2}\right]$$

avec θ l'angle entre la particule et le faisceau. En utilisant la quantité de mouvement, la pseudo-rapacité peut être aussi écrite sous la forme:

$$\eta = \frac{1}{2} \ln\left(\frac{|p| + p_L}{|p| - p_L}\right)$$

p_L étant la composante du moment parallèle du faisceau.

Chambre à projection temporelle (TPC): La TPC est le système principal de trajectographie du barrel central d'ALICE. Il couvre $|\eta| < 0.9$ en pseudo-rapacité et des valeurs de p_T jusqu'à $100 \text{ GeV}/c$. La TPC est sous forme cylindrique avec un rayon intérieur d'environ 85 cm , rayon extérieur d'environ 250 cm et une longueur totale sur la direction du faisceau de 500 cm . Le détecteur est composé d'une grande cage de champ cylindrique, remplie de 88 m^3 de Ne/CO_2 (90%/10%), qui est nécessaire pour le transport des électrons primaires sur la distance jusqu'à $2,5 \text{ m}$ de chaque côté de l'électrode centrale aux plaques d'extraction du signal. Des chambres Multifils proportionnelles avec des pads de lecture cathodiques sont montées en 18 secteurs trapézoïdaux à chaque extrémité. La géométrie complète est représentée sur la figure suivante (figure 10).

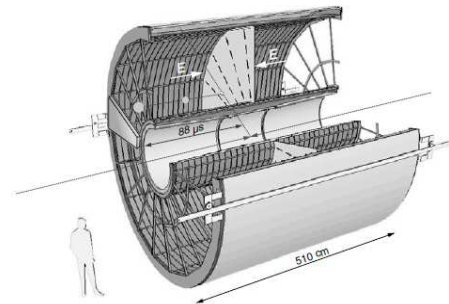


Figure 10: La cage de champ du TOF avec les chambres de lecture montées aux bouchons

Les chambres de lecture constituent les deux extrémités du cylindre du TPC avec une surface active globale de $32,5 \text{ m}^2$. Pour la calibration, un système laser est utilisé en fournissant des traces droites dans des différentes régions du volume du détecteur.

Détecteur de Rayonnement de Transition: L'objectif principal pour le détecteur de rayonnement de transition - (TRD) d'ALICE est d'identifier des électrons dans le tonneau central pour des valeurs d'impulsions où la capacité de rejet des pions par la mesure de perte d'énergie dans la TPC n'est plus suffisante.

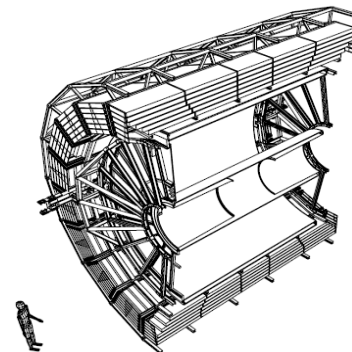


Figure 11: Positionnement du TRD entourant le TPC et ITS dans le barrel central d'ALICE

Le TRD remplit l'espace radial entre les détecteurs de TPC et de TOF. Pour améliorer la qualité de l'identification des électrons, le TRD est composé de six couches individuelles. En faisant la correspondance avec la segmentation azimutale du TPC, il y a 18 secteurs (figure 11), tandis que, selon la direction du faisceau z, chaque couche est segmentée en 5 morceaux. Au total il y a $18 \times 5 \times 6 = 540$ modules de détection. Chaque module se compose d'un radiateur de 4,8 cm d'épaisseur, d'une chambre de lecture multi-fils proportionnelle, et de l'électronique frontale pour cette chambre.

Détecteur à temps de vol: Le détecteur à temps de vol (TOF) d'ALICE [1] est un assemblage de grande surface qui couvre $|\eta| < 0,9$ pour l'identification des particules (PID) dans la gamme dynamique intermédiaire (de 0,2 à 2,5 GeV/c). Comme une grande surface doit être couverte, un détecteur gazeux a été le seul choix, tandis que les simulations ont montré que la meilleure solution pour le détecteur TOF est l'utilisation des chambres résistives multi-gap (MRPC). L'aspect clé de ces chambres est que le champ électrique est élevé et uniforme sur l'ensemble du volume sensible du détecteur.

Le détecteur couvre une surface cylindrique correspondant à une couverture angulaire polaire de $|\theta = 90^\circ| < 45^\circ$. La structure est modulaire, composée de 18 secteurs dans ϕ (l'angle azimutal) et de cinq segments en Z (la coordonnée longitudinale selon l'axe du faisceau). L'ensemble du dispositif est inscrit dans une enveloppe cylindrique de rayon interne de 370 cm et externe de 399 cm. En termes de matériau, l'ensemble de l'épaisseur du dispositif correspond à 20% de longueur de radiation. Une vue d'ensemble de la structure est représentée sur la figure 12.

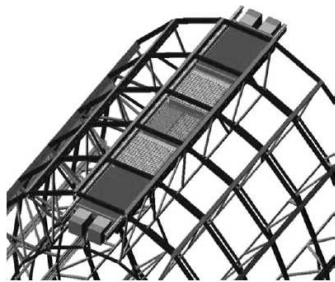


Figure 12: Une section d'ALICE TOF dans son support cylindrique

Détecteur d'identification des particules de haute impulsions (HMPID): Le détecteur d'identification des particules de haute impulsion (HMPID), est consacré à des mesures inclusives l'identification des hadrons avec $p_T > 1 \text{ GeV}/c$. Le HMPID a été conçu comme un assemblage à un seul bras avec une acceptation de 5% de l'espace des phases du barrel central, est basé sur des compteurs Cherenkov du type RICH (figure 13).

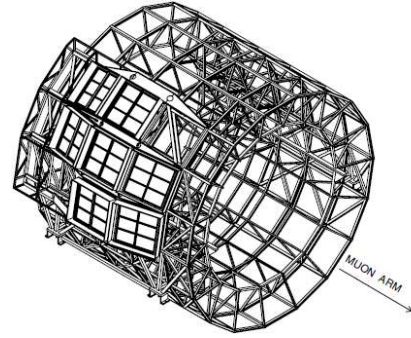


Figure 13: Positionnement de la structure d'HMPID

Le radiateur, qui définit la gamme dynamique couverte par le HMPID, est une couche épaisse de 15mm de liquide C_6F_{14} en faible chromaticité avec un indice de réfraction de $n=1.2989$ à $\lambda=175\text{nm}$. Les photons Cherenkov, émis quand une particule chargée rapide traverse le radiateur, sont détectés par un compteur qui exploite la technologie nouvelle d'une fine couche de CsI déposé sur un pad de la cathode d'une chambre multi-fils à pads (MWPC).

Spectromètre à Photons (PHOS): PHOS est un spectromètre électromagnétique de haute résolution à un seul bras et à haute granularité, qui comprend un calorimètre électromagnétique très segmenté (EMCA) et d'un détecteur de particules chargées de type veto (CPV), permettant une identification des photons. PHOS est divisé en cinq unités indépendantes d'EMCA+CPV, appelés PHOS modules, qui sont placés au dessous de l'assemblage d'ALICE, à une distance de 460cm par le point d'interaction (figure 14). Le détecteur couvre environ un quart d'unité en pseudo-rapacité, $-0.12 < \eta < 0.12$, et 100° en angle azimutal. La surface totale occupée est de l'ordre de 8m^2 .

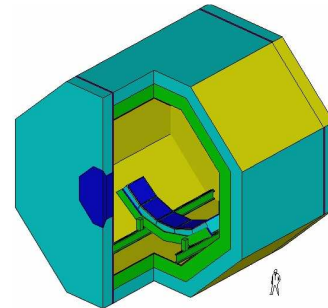


Figure 14: Le détecteur PHOS au fond de l'aimant L3

Calorimètre à Zéro-Degré (ZDC): Dans les collisions d'ions lourds, la centralité de la collision est un élément clé dans la détermination de paramètres initiaux. Les ZDCs sont des calorimètres qui détectent l'énergie des nucléons spectateurs afin de déterminer la région de chevauchement des deux noyaux en collision. Il est composé de quatre calorimètres, deux pour détecter les protons (ZP) et deux pour les neutrons (ZN). Ils sont situés 115 mètres de chaque côté du point d'interaction.

Détecteur V0: Le détecteur V0 se compose de deux assemblés (V0A et V0C) placés asymétriquement à chaque côte du point d'interaction. Le V0A est situé 340 cm du point d'interaction, sur le côté opposé au spectromètre à muons. Le V0C est fixé avant l'absorber frontal, 90 cm du sommet. Les V0A/V0C sont segmentés en 32 compteurs élémentaires répartis dans quatre anneaux. Chaque anneau couvre 0.4 à 0.6 unités de pseudo-rapacité. Les anneaux sont divisés en huit secteurs de 45°. Le compteur élémentaire se compose du matériau scintillateur avec des fibres de changement de longueur d'onde intégrées (WLS). La lumière du WLS est collectée par des fibres claires et transportée aux photomultiplicateurs (PM) installés à 3-5m des détecteurs, à l'intérieur de l'aimant L3. La résolution temporelle de chaque compteur individuel est mieux que 1ns.

Détecteur T0: Le détecteur T0 est utilisé pour fournir le signal de déclenchement de base pour des multiples détecteurs. Le déclenchement sert à la fois à déterminer le moment précis de l'interaction (déclenchement TOF et signal de réveil du TRD) ainsi que l'emplacement du vertex principal et la détermination de la multiplicité des particules. Le détecteur est constitué de deux ensembles de compteurs Cherenkov en radiateur de quartz couplé aux tubes photomultiplicateurs, 12 compteurs par assemblage (figure 15).

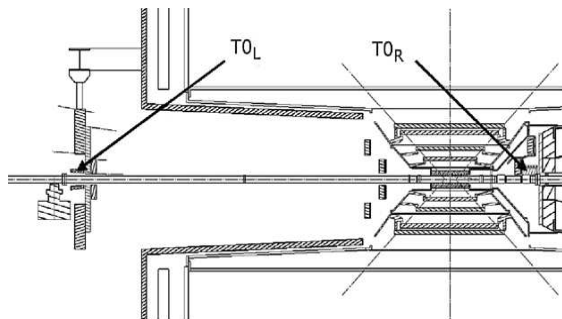


Figure 15: Placement des détecteurs T0 à la partie centrale d'ALICE

5. Le Spectromètre à muons

Le spectromètre frontal à muons d'ALICE étudie le spectre complet de quarkonia lourds (J/Ψ , Ψ' , Υ , Υ' , Υ'') en utilisant leur désintégration en muons, $\mu^+ \mu^-$. L'acceptance du spectromètre couvre des intervalles de pseudo-rapacité entre $2.5 \leq \eta \leq 4$ tandis que les résonnances peuvent être détectées jusqu'à l'impulsion transverse de zéro. L'exigence pour la résolution de masse invariante est de l'ordre de 70 MeV/c² dans la région de J/Ψ et environ 100 MeV/c² pour l' Υ . Ces valeurs permettent de mesurer et de résoudre tous les cinq états de résonnances individuellement [12].

Le spectromètre est constitué d'un absorber frontal placé à 90 cm du point d'interaction, un absorber aux petits angles de longueur 15m, un large aimant dipolaire avec un champ intégré de 3Tm, 10 chambres de trajectographie de haute granularité, un filtre à muons qui est un mur de fer d'épaisseur de 1.2m, quatre chambres de trigger de grande surface, [13] (figure 16).

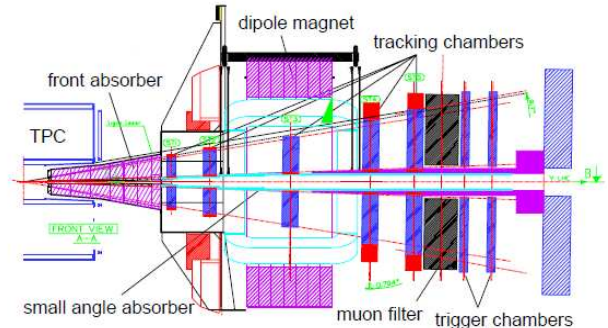


Figure 16: Éléments de structure individuels du spectromètre à muons

Absorber: L'absorber frontal a la double tâche d'atténuer le flux de particules chargées vers l'avant par au moins deux ordres de grandeurs et de diminuer le fond muonique provenant de la désintégration des pions et des kaons en limitant le libre parcours pour les π/K primaires. Ceci peut être réalisé en minimisant la distance entre l'absorber et le vertex, donc en le positionnant à une distance de 90 cm.

L'absorber frontal est situé à l'intérieur de l'aimant L3, alors que sa conception et sa composition sont optimisés pour offrir de bonnes capacités de protection, tout en limitant la diffusion multiple afin de ne pas dégrader la résolution de masse. Ceci peut être réalisé en utilisant du matériel à faible Z dans les couches d'absorber éloigné de vertex et des matières d'écrantage à haute-Z à l'extrémité arrière. Une épaisseur totale de 20cm de Pb intercalée par des couches de polyéthylène borée, qui peut modérer les neutrons, a été choisi pour la partie arrière, tandis que du plomb et de tungstène ont été sélectionnés pour la partie avant (hors acceptance du spectromètre). L'absorber est complété par une combinaison de béton et de carbone (figure 17).

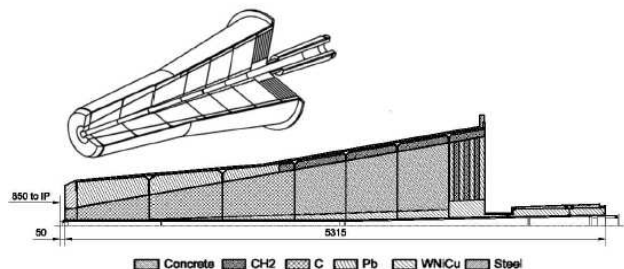


Figure 17: Structure de l'absorber de muons

Aimant Dipolaire: L'aimant dipolaire du spectromètre à muons (figure 18) est un aimant chaud offrant un champ maximum de 0.7T et un champ inté-

gré de 3TM [15]. Ses dimensions globales sont de 5m de longueur, 7,1m de largeur et une hauteur de 9m, avec un poids total d'environ 890 tonnes. Le dipôle a une acceptation angulaire de $171 < \theta < 178$ et est conçu pour produire un champ magnétique horizontal, perpendiculaire à l'axe du faisceau [16].

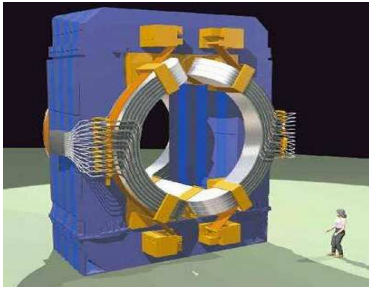


Figure 18: L'aimant dipolaire du spectromètre à muons

Chambres de trajectographie: La conception des chambres de trajectographie a été dictée par la demande pour une résolution spatiale de $100\mu\text{m}$, nécessaire pour atteindre une résolution en masse invariante de $100\text{ MeV}/c^2$ à la masse du Y, tout en opérant dans une densité maximale de hits d'environ $5 \cdot 10^2$ par cm^2 attendue en collisions centrales de Pb-Pb. Des critères moins stricts sont aussi imposés pour la résolution sur le plan de non déviation (parallèle au champ magnétique), qui devrait être de l'ordre de 2 mm pour permettre le positionnement efficace des traces. Une contrainte supplémentaire est imposée par la grande surface (environ 100 m^2) couverte par le système.

Toutes ces exigences peuvent être satisfaites par l'utilisation de chambres multi-fils proportionnelles (MWPC) avec des pads de lecture sur la cathode. Les détecteurs sont disposés en cinq stations: deux sont placés avant, une à l'intérieur et deux après l'aimant dipolaire. Chaque station est composée de deux niveaux de chambres, chacune avec deux plans de cathode, qui sont utilisés afin de fournir des informations bidimensionnelles. La segmentation des pads de cathode est conçue pour maintenir le taux d'occupation à un niveau de 5%: puisque la densité de hits diminue avec la distance du tube de faisceau, des grands pads sont utilisés à grands rayons. Cela permet de maintenir le nombre total de canaux à environ un million.

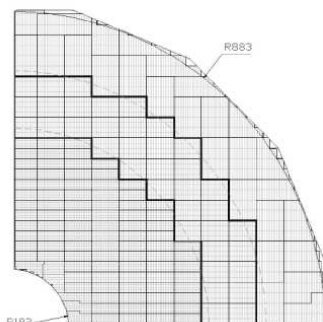


Figure 19: Géométrie d'une chambre de trajectographie du type quadrant

La diffusion multiple des muons dans la chambre est minimisée en utilisant des matériaux composites, tels que des fibres de carbone. L'épaisseur de chaque chambre correspond à environ $0.03X_0$. Des chambres individuelles ont été adaptées pour répondre aux contraintes particulières des différentes stations de trajectographie. Les deux premières sont basées sur une structure en quadrant [17]. La figure ci-dessus (figure 19) montre une disposition du plan de cathode pour l'un des quadrants de la station 1 où la segmentation des pads est également visible. Les électroniques de lecture sont réparties sur la surface. Pour les autres stations une architecture en lame a été choisie (figure 20), avec les électroniques mis en place sur le côté des chambres. Les lames et les quadrants se superposent pour éviter les zones mortes dans le détecteur.

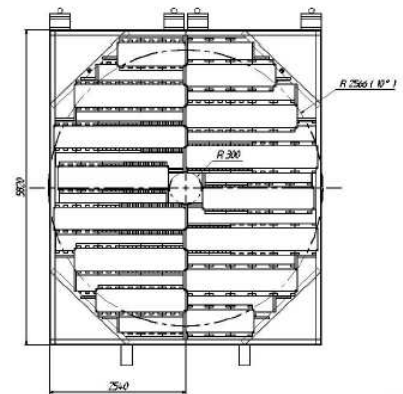


Figure 20: Représentation d'une station de trajectographie constituée par des chambres de géométrie de lame

Les exigences pour la résolution en masse imposent des contraintes strictes sur l'alignement des chambres de trajectographie. Lors de la phase d'installation les chambres ont été positionnées en fonction des mesures par des géomètres et photographiques, avec une précision spatiale de quelques centaines de microns [18]. Au début de chaque période de prise de données, une mesure dédiée sans champ magnétique est réalisée en vue d'aligner les dix chambres de trajectographie avec des traces muoniques droites, en déterminant ainsi la géométrie initiale du système [14]. Cependant, après l'application du champ, le positionnement initial est perturbé par les forces magnétiques. Ces déplacements et les déformations sont mesurés et enregistrés pendant la prise de données par le système de surveillance de la géométrie (GMS), avec une résolution meilleure que $40\mu\text{m}$.

Filtre de Muons: Alors que l'absorbeur frontal et l'écran faisceaux sont suffisants pour protéger des chambres de trajectographie, une protection supplémentaire est nécessaire pour les chambres de déclenchement afin d'arrêter les particules de fond à basse énergie et les hadrons échappés de l'avant. Pour cette raison, un mur de fer d'une épaisseur de 120cm, correspondant à 7.2 longueurs d'interaction, est placé

après la dernière chambre de trajectographie, en face de la première chambre de déclenchement. L'absorbeur frontal et le mur de muons arrêtent des particules avec des impulsions inférieures à 4GeV/c.

Chambres de déclenchement: Le système de déclenchement du spectromètre à muons d'ALICE est composé de deux stations de déclenchement (MT1 et MT2) situé à environ 16m du point d'interaction et à 1m les uns des autres, placé derrière un filtre de fer de muons. Chaque station est constituée de deux plans de 18 chambres à plaques résistives. Les RPC sont des détecteurs de grande surface, composées d'électrodes en bakélite, d'une résistivité élevée ($\approx 4 \cdot 10^7 \Omega m$), séparées par un gap de gaz de 2mm. La surface des plaques de bakélite sur le côté du gap est peinte avec de l'huile lin, tandis que la surface extérieure est peinte avec du graphite, avec une couche reliée à la haute tension et l'autre à la masse (figure 21). Le signal est extrait par lecture des bandes, liées aux électroniques frontales, qui se composent essentiellement d'un discriminateur suivi par un shaper. Les bandes sont placées de chaque côté de la chambre, afin de fournir des informations bidimensionnelles [14].

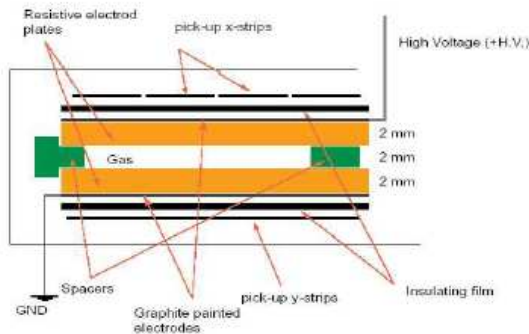


Figure 21: Intersection d'un RPC

L'ensemble du système est divisé en 234 zones de détection, chacun d'eux associé à une carte de déclenchement local. La densité des cartes locales reflète la segmentation plus fine dans la région proche du tube de faisceau, où une multiplicité de particules plus élevée est attendue. Le temps de décision de cartes locales est de 250 ns. En suite, les informations issues de 16 cartes de trigger local sont transmises à une carte de trigger régional. Les informations de tous les cartes régionales sont recombinaées au niveau global pour produire en sortie les six signaux de trigger qui sont ensuite transférés au CTP (Central Trigger Processor).

Le système de déclenchement [8] du spectromètre à muons a pour but de sélectionner très rapidement (≈ 650 ns après la collision) les événements intéressants c'est-à-dire les événements susceptibles de contenir une paire de muons issue de la décroissance d'un méson de la famille J/ Ψ ou Y. Ce système

doit être capable de distinguer ces muons intéressants du bruit de fond muonique de faible p_T généré par la désintégration des pions et des kaons. Afin de réduire ce bruit de fond une coupure en impulsion transverse est appliquée à chaque muon [3].

Acquisition des données et les électroniques embarquées du système de trajectographie: Toutes les stations sont équipées d'une électronique frontale basée sur une puce à 16 canaux appelée MANAS (Multi-plexed ANALogic Signal processor). Elle comprend la fonctionnalité de l'amplificateur de charge, de filtrage, shaper et track & hold. Les signaux de quatre de ces puces sont multiplexés et transmis à deux 12-bits ADC, lu par la puce de lecture (MARC), dont les fonctionnalités comprennent la suppression des zéros et le contrôle opérationnel. Les 1,08 millions canaux du système de trajectographie sont traités par 17000 cartes MANU (figure 22). La Gamme dynamique de la carte MANU est de 2,5 V soit une résolution de 0,61 mV/canal. Le temps total de numérisation de 64 voies est de 32 μ s [3].

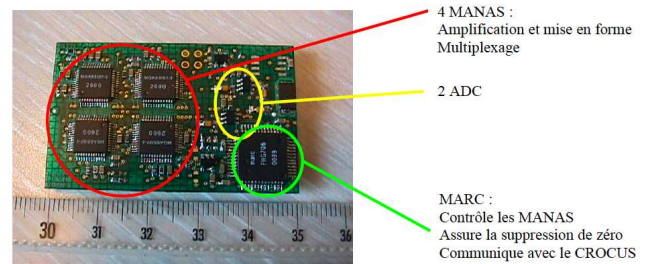


Figure 22: La carte MANU

Chaque chambre est lue par deux CROCUS, qui concentrent et formatent les données pour les transférer au système d'acquisition de données et envoyer les signaux de déclenchement, venant du processeur de déclenchement central (CTP). Les CROCUS permettent également le contrôle des processus de calibration de l'électronique frontale.

6. Remerciements

Ce rapport ne pourrait pas être réalisé sans la contribution indispensable de M. Bruno Espagnon, envers qui on voudrait exprimer notre gratitude. C'est grâce à sa patience et son aide que les idées exprimées ici ont été formées. On voudrait également remercier le group ALICE de l'IPN d'ORSAY, qui nous ont accueilli et ont partagé leur expériences avec nous. Finalement, On aimerait remercier le responsable du Master APIM, Mr. Costel Petrache qui nous a incités à faire ce rapport en améliorant notre compréhension de la physique des hautes énergies.

7. Références

- [1] ALICE: Physics Performance Report, Volume I, CERN/LHC 2004
- [2] V. Friesea, The CBM experiment at GSI/FAIR, 2006
- [3] Magdalena Malek, «Étude de la production de saveurs lourdes et de la multiplicité de particules chargées dans le cadre du formalisme du Color Glass Condensate pour les collisions p+p et p+Pb dans l'expérience ALICE au LHC », Thèse Doctorat, 2009
- [4] Andrea Dainese, "Charm production and in-medium QCD energy loss in nucleus–nucleus collisions with ALICE", Thèse Doctorat, 2003
- [5] B. Muller and J. Rafelski, Phys. Rev. Lett. 48 (1982) 1066
- [6] T. Matsui and H. Satz, Phys. Lett. B178 (1986) 416.
- [7] Aurelien BLANC, «Etude des performances du Trigger du spectrometre a muons d'ALICE au LHC», Thèse Doctorat, 2010
- [8] R. BAIER et al., Radiative energy loss of high-energy quarks and gluons in a finite volume quark - gluon plasma, Nucl. Phys. B 483 (1997) 291
- [9] H. SATZ, Color deconfinement and quarkonium binding, J. Phys G 32 (2006) 25
- [10] Bruno Espagnon, Séminaire ED MIPEGE, 22/6/2011
- [11] NA60 Collaboration: A. Ferretti et al., Highlights from the NA60 experiment, arXiv:nucl-ex/0705.3339v1, 2007
- [12] The ALICE Dimuon Spectrometer, http://aliceinfo.cern.ch/Public/en/Chapter2/Chap2_dim_spec.html
- [13] P CROCHET, for the ALICE Collaboration, The ALICE forward muon spectrometer
- [14] Diego Stocco, Development of the ALICE Muon Spectrometer: preparation for data taking and heavy flavor measurements; Thèse Doctorat, 2009
- [15] ALICE, P. Akishin et al., 17th International Conference on Magnet Technology, CICG, Geneva, Switzerland, 24-28 Sep. 2001.
- [16] ALICE, F. Carminati (ed.) et al., J. Phys. G30, 1517 (2004)
- [17] B. Genolini and J. Pouthas, ALICE-INT-1998-28 (1998)
- [18] C. Lasseur, ALICE-INT-2008-018 (2008)