

UNIVERSITÉ BLAISE PASCAL
U.F.R. Sciences et Technologies

HABILITATION À DIRIGER DES RECHERCHES

Spécialité : Physique Corpusculaire

présenté par

Philippe Rosnet

Docteur d'Université
Maître de Conférences

LES SAVEURS LOURDES DANS LES COLLISIONS D'IONS LOURDS ULTRA-RELATIVISTES

Habilitation soutenue le 10 janvier 2008, devant la commission d'examen :

M. O. DRAPIER	(Rapporteur)
M. P. DUPIEUX	(Rapporteur)
Mme B. ERAZMUS	
M. C. FABJAN	
M. G. ROCHE	
M. G. ROLANDI	
M. F. STALEY	(Rapporteur)

*“I found my experience in the laboratory so traumatic
that I concluded that theory is the easier part of physicists game!”*

Pierre-Gilles de Gennes
EurophysicsNews, July/August 2003, p.158

Table des matières

PRÉAMBULE	1
INTRODUCTION	3
<i>Publication ALEPH</i>	6
1 COLLISIONS D’IONS LOURDS ET SAVEURS LOURDES	29
1.1 Pourquoi des collisions d’ions lourds ?	29
1.1.1 QCD et liberté asymptotique	29
1.1.2 Diagramme de phase de la QCD	30
1.1.3 Scénario dans les collisions d’ions lourds	34
1.1.4 Connexion avec la cosmologie	37
1.2 Production des saveurs lourdes dans les collisions hadroniques	39
1.2.1 Processus de production	39
1.2.2 Hadrons lourds	41
1.2.3 Quarkonia	43
1.2.4 Sections efficaces de production dans les collisions p-p	44
1.3 Effets nucléaires “froids” sur la production des saveurs lourdes	45
1.3.1 Modification des fonctions de distribution partonique	45
1.3.2 Effet Cronin	45
1.3.3 Absorption nucléaire normale	46
1.4 Saveurs lourdes dans un milieu déconfiné	47
1.4.1 Perte d’énergie des quarks lourds	48
1.4.2 Écrantage de couleur des quarkonia	49
1.4.3 Hadronisation statistique des quarks lourds	52
2 EXPÉRIENCE PHENIX AU RHIC	55
2.1 Présentation du contexte expérimental	55
2.2 Les signaux de formation d’un milieu déconfiné	59
2.2.1 Caractéristiques globales	59
2.2.2 Effets collectifs	61
2.2.3 Sondes dures	63
2.3 Étude du continuum du spectre en masse dimuon	68
2.3.1 Intérêt des dileptons	68
2.3.2 Spectre en masse dimuon dans les collisions p-p	69
2.3.3 Discussion des résultats	74
2.3.4 Perspectives	74

2.4	Bilan et perspectives au RHIC	76
	<i>Note PHENIX</i>	79
3	EXPÉRIENCE ALICE AU LHC	125
3.1	Les collisions d'ions lourds au LHC	125
3.2	Le détecteur ALICE	128
3.3	Le détecteur du système de déclenchement des muons	130
3.4	L'électronique frontale du système de déclenchement des muons	132
3.5	Étude des dimuons	142
	3.5.1 Performances du système de déclenchement	142
	3.5.2 Spectre en masse dimuon	144
	<i>Publication ALICE 1</i>	147
	<i>Publication ALICE 2</i>	155
	CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES	163
	Références	167

PRÉAMBULE

Ce mémoire d'Habilitation à Diriger des Recherches présente mon travail de recherche depuis la soutenance de ma thèse d'Université en 1997. Au fil des années, mon activité de recherche s'est orientée progressivement de l'étude de l'interaction électrofaible dans les collisions électron-positron à l'étude de l'interaction forte dans des conditions extrêmes à travers les collisions d'ions lourds ultra-relativistes.

Dans un souci de cohérence, la présente synthèse de mes activités de recherche n'est pas exhaustive. Aussi, afin de donner une vue d'ensemble de mon travail conduit au sein du Laboratoire de Physique Corpusculaire (LPC) de Clermont-Ferrand, Unité Mixte de Recherche 6533 entre l'Université Blaise Pascal (UBP) et le Centre National de la Recherche Scientifique (CNRS/IN2P3 : Institut National de Physique Nucléaire et Physique des Particules), commençons par un bref aperçu :

- thèse d'Université dans le groupe ALEPH du LPC entre 1994 et 1997, sous la direction de Pierre Henrard (Professeur des Universités à l'UBP) : *Mesure de $|V_{ub}|$ avec le détecteur ALEPH à LEP*, puis participation au LEP-Heavy-Flavour Working Group du CERN afin de combiner les différentes mesures des expériences du LEP ;
- activité post-doctorale dans le groupe ATLAS du LPC entre 1997 et 1999, sous la direction de François Vazeille (Directeur de Recherche au CNRS) : étude du système de distribution des hautes tensions et du système de refroidissement de l'électronique du calorimètre à tuiles de l'expérience ATLAS au LHC ;
- membre du groupe ALICE du LPC depuis 1999, sous la direction de Alain Baldit (Professeur des Universités à l'IUFM d'Auvergne), puis de Pascal Dupieux (Directeur de Recherche au CNRS) : prise en charge de la responsabilité de l'électronique frontale du système de déclenchement du spectromètre à muons de l'expérience ALICE au LHC ;
- participation à l'expérience PHENIX au RHIC, avec Guy Roche (Professeur des Universités Émérite), depuis 2001 : étude du continuum physique du spectre en masse dimuon dans les collisions proton-proton.

En tant qu'enseignant-chercheur, à mon activité de recherche s'ajoute une activité d'enseignement. J'ai été recruté en 1999 comme Maître de Conférences à l'Institut Universitaire Technologique de Montluçon (Université Blaise Pascal). Mon enseignement était focalisé sur la physique, l'électricité et l'électronique pour des étudiants du Département Génie Électrique et Informatique Industrielle, ce qui m'a conduit à publier un livre :

Éléments de propagation électromagnétique,
Ph. Rosnet, Éditions Ellipses (2002) 146p.

En 2003, j'ai rejoint le Département de Physique de l'Université Blaise Pascal, et depuis je bénéficie d'une délégation à mi-temps au CNRS. Mon enseignement s'articule essentiellement autour de la physique de base pour la préparation à l'Agrégation de Physique, relativité restreinte et montages de physique, et du Master de Physique-Chimie avec des travaux dirigés de mécanique quantique. Plus récemment, en 2006, j'ai pris en charge le cours sur la physique des ions lourds du Master Recherche de Physique.

Une autre mission assignée aux enseignants-chercheurs est la diffusion des connaissances acquises dans les laboratoires de recherche en direction du grand public. Dans cette optique, je participe depuis plusieurs années à différentes manifestations comme la Fête de la Science. En plus de la diffusion des recherches actuelles, souvent auprès de jeunes lycéens ou d'adultes, il est particulièrement important et formateur d'aller à la rencontre des enfants pour leur faire partager le goût de la science, et de la physique en particulier. La Société Française de Physique définit un cadre qui permet de s'investir pleinement dans une telle tâche de diffusion de la culture scientifique. Sans entrer dans le détail de toutes les actions que nous avons entreprises, je tiens à mentionner l'écriture d'un livre dont la cible sont les collégiens (disons des enfants d'un peu plus qu'une dizaine d'années). Ce travail collectif, que j'ai coordonné, est le fruit d'une collaboration entre des chercheurs et des enseignants-chercheurs du département de Physique de l'Université Blaise Pascal, mais aussi des professeurs de Collège et de Lycée de l'Académie de Clermont-Ferrand. Ce livre décrit trente six questions que sont susceptibles de se poser les jeunes (et les moins jeunes) sur des phénomènes quotidiens, et auxquels la physique apporte une réponse :

La Physique au quotidien - Petit traité à l'usage des enfants curieux,
Ouvrage collectif, CRDP d'Auvergne (2007) 80p.

Cette Habilitation à Diriger des Recherches est structurée en quatre parties. Tout d'abord la fin de mon travail dans l'expérience ALEPH au LEP est très brièvement abordée dans l'introduction. Afin de donner un cadre général cohérent à mes contributions dans les expériences sur les ions lourds ultra-relativistes, le chapitre 1 rappelle quelques aspects théoriques en se focalisant sur les saveurs lourdes. Le chapitre 2 commence par une présentation du contexte expérimental du RHIC et plus particulièrement de l'expérience PHENIX, et se poursuit par une synthèse des principaux résultats obtenus au RHIC. Enfin, mon activité d'analyse de données au sein de l'expérience PHENIX sur l'étude des dimuons est décrite. Pour finir, le chapitre 3 présente le cœur de mon activité de recherche actuelle que je souhaite poursuivre dans le futur. La description du détecteur ALICE, la synthèse de mes contributions sur l'étude des performances du système de déclenchement du spectromètre à muons et de son électronique frontale, et enfin les études de simulation que j'ai participé à encadrer font l'objet de cette dernière partie.

Pour terminer cette présentation, je tiens à remercier Olivier Drapier (LLR-Polytechnique), Pascal Dupieux et Florent Staley (CEA/DSM/DAPNIA-Saclay) qui ont bien voulu accepter d'être rapporteurs de mon mémoire d'Habilitation à Diriger des Recherches. Je remercie également Barbara Erazmus (Subatech-Nantes), Christian Fabjan (CERN-Genève) et Gigi Rolandi (CERN-Genève), qui malgré des emplois du temps très chargés, ont bien voulu participer au jury de soutenance. Enfin, je suis extrêmement reconnaissant à Guy Roche d'avoir accepté d'être mon tuteur d'Habilitation à Diriger des Recherches.

INTRODUCTION

La physique des particules a pour buts principaux d'identifier les briques de base de la matière, les particules élémentaires, et de comprendre la façon dont celles-ci s'assemblent, via les interactions fondamentales, pour former des objets plus complexes. On peut ainsi dire que cette branche de la Physique étudie les aspects les plus fondamentaux de la matière.

L'identification des briques élémentaires conduit à étudier l'infiniment petit. À l'autre bout de l'échelle, la cosmologie essaye de décrire l'évolution de l'Univers dans ses grandes structures. La modèle standard de la cosmologie qui permet de rendre compte au mieux des observations est celui du big-bang. Cette théorie prédit que l'Univers devait être extrêmement dense et chaud à ses débuts. Or dans de telles conditions thermodynamiques, les objets qui peuplent actuellement l'Univers ne pouvaient pas exister. En d'autres termes, l'Univers était constitué uniquement des particules élémentaires. Ainsi dans ses problématiques, la physique des particules permet de sonder les premiers instants de l'infiniment grand.

Le modèle standard de la physique des particules s'articule autour de deux interactions ¹ : l'interaction électrofaible, décrite par la théorie de Glashow-Salam-Weinberg [1], et l'interaction forte ou chromodynamique quantique [2]. L'étude de ces interactions fondamentales s'effectue avec précision lors de collisions entre particules.

L'interaction forte est une interaction entre les particules portant une charge de couleur : les quarks et les gluons. C'est pourquoi on nomme cette interaction chromodynamique quantique ou QCD. Expérimentalement, les quarks ne sont jamais détectés. Seuls des paquets de deux ou trois quarks, appelés hadrons, atteignent les détecteurs de particules. Les protons et les neutrons, qui sont les constituant des noyaux atomiques, sont des hadrons ; la matière nucléaire normale est donc hadronique. La densité de cette matière nucléaire normale ou CNM ('Cold Nuclear Matter'), pour un noyau contenant A nucléons de masse m_N , est en première approximation :

$$\epsilon_{\text{CNM}} \approx \frac{A m_N c^2}{\frac{4}{3} \pi R_A^3} \approx 0.17 \text{ GeV/fm}^3 \quad \text{avec} \quad R_A \approx r_0 A^{1/3} \text{ et } r_0 \approx 1.1 \text{ fm}. \quad (1)$$

Les propriétés de l'interaction forte sont telles que pour des systèmes de charges de couleur de grande densité d'énergie, une transition de phase vers un plasma de quarks et de gluons (QGP) est attendue. C'est l'objectif de la physique des ions lourds d'étudier cette transition de phase, ainsi que cet état exotique de la matière hadronique.

De son côté, l'interaction électrofaible réunit dans un même cadre théorique les interactions électromagnétique, dont le boson vecteur est le photon (γ), et faible qui fait intervenir

¹La seule interaction, parmi celles connues actuellement, qui n'est pas considérée par le modèle standard de la physique des particules est la gravitation.

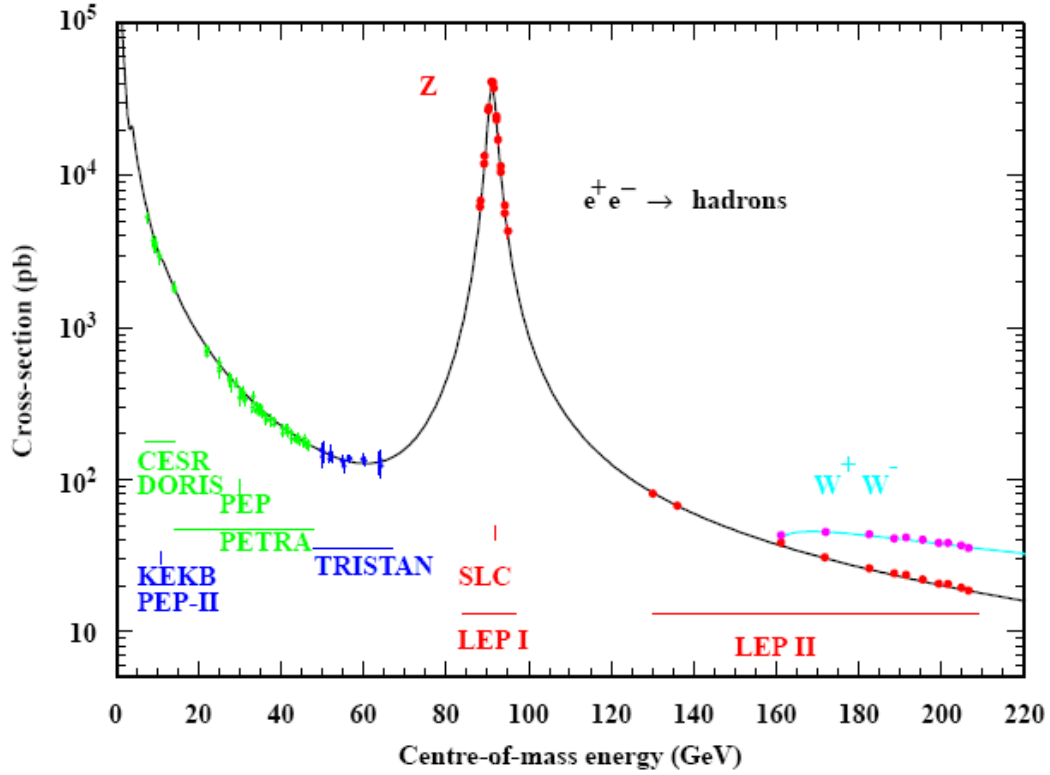


FIG. 1 – Section efficace de production de hadrons dans les collisions e^+e^- en fonction de l'énergie dans le centre de masse de la collision $\sqrt{s}$: les points représentent les données expérimentales avec leur incertitude et la ligne continue la prédiction du modèle standard [4].

les bosons intermédiaires ($W^\pm$ et Z). Elle a été testée au millième près [3], entre autres à l'aide du collisionneur électron-positron LEP ('Large Electron-Positron collider') du CERN (Laboratoire européen pour la physique des particules, près de Genève) entre 1989 et 2001 [4]. La figure 1 illustre la précision des mesures effectuées à l'aide des collisions e^+e^- , en particulier une caractérisation complète du boson intermédiaire Z .

Malgré ses succès, le modèle standard de la physique des particules n'est pas satisfaisant. En effet, on ne peut pas dire que ce modèle décrit les deux interactions, électrofaible et forte, dans un même cadre théorique. De plus, il comporte au moins 26 paramètres libres [5]. Certains permettent de décrire de façon ad hoc des processus dont la théorie ne rend pas compte dans sa construction. Parmi ceux-ci, notons les quatre paramètres intervenant dans la matrice CKM (Cabibbo-Kobayashi-Maskawa) de mélange des quarks, trois amplitudes et une phase δ , laquelle permet aux quarks de changer de saveur lors d'interactions mettant en jeu un $W^\pm$ [6]. La présence d'une phase s'avère également nécessaire pour expliquer le phénomène de violation de la symétrie $\mathcal{CP}$ (conjugaison de charge plus parité) mis en évidence dans certains systèmes de particules. Et la violation de la symétrie $\mathcal{CP}$ est un des éléments qui permettent d'appréhender l'asymétrie matière-antimatière observée dans l'Univers. Au premier ordre, seuls les éléments de matrice impliquant la première et la dernière famille de quarks, $\begin{pmatrix} u \\ d \end{pmatrix}$ et $\begin{pmatrix} t \\ b \end{pmatrix}$, possèdent la particularité d'être fonction de cette phase [7] :

$V_{ub} = |V_{ub}| e^{-i\delta}$ et $V_{td} = |V_{us}| |V_{cb}| (1 - |V_{ub}| e^{i\delta})$. Leur mesure est donc de première importance.

L'expérience ALEPH au LEP a développé une nouvelle approche pour mesurer le module de l'élément de matrice V_{ub} à l'aide d'une technique d'analyse inclusive des désintégrations semi-leptoniques des hadrons beaux [8]. La publication de ces résultats est reportée à la suite de cette introduction [*Publication ALEPH*]. Les mesures réalisées par les autres expériences du LEP (DELPHI, L3 et OPAL) ont permis de produire une valeur moyenne du LEP [9] avec une précision de 15 % : $|V_{ub}| = (4.1 \pm 0.6) \times 10^{-3}$. Cette valeur signifie que la probabilité de transition d'un quark b vers un quark u , en première approximation égale à $|V_{ub}|^2/|V_{cb}|^2$, est de l'ordre du pourcent. Cette mesure a contribué à contraindre l'apex du triangle d'unitarité de la matrice CKM, comme l'illustre la figure 2.

La caractérisation complète du triangle d'unitarité est très importante, car une incohérence entre côtés et angles serait un indice fort de nouvelle physique au-delà du modèle standard. C'est pourquoi, à la suite des expériences du LEP, les usines à B , avec les expériences BABAR et BELLE, ont amélioré entre autres la mesure de cet élément de la matrice CKM. Les techniques d'analyse sont de deux types : inclusive comme celles développées par les expériences du LEP ou par reconstruction exclusive d'un canal de désintégration. Les résultats récents aboutissent à une valeur de $|V_{ub}|$ déterminée avec une précision de 7 % [11] : $|V_{ub}| = (4.31 \pm 0.30) \times 10^{-3}$.

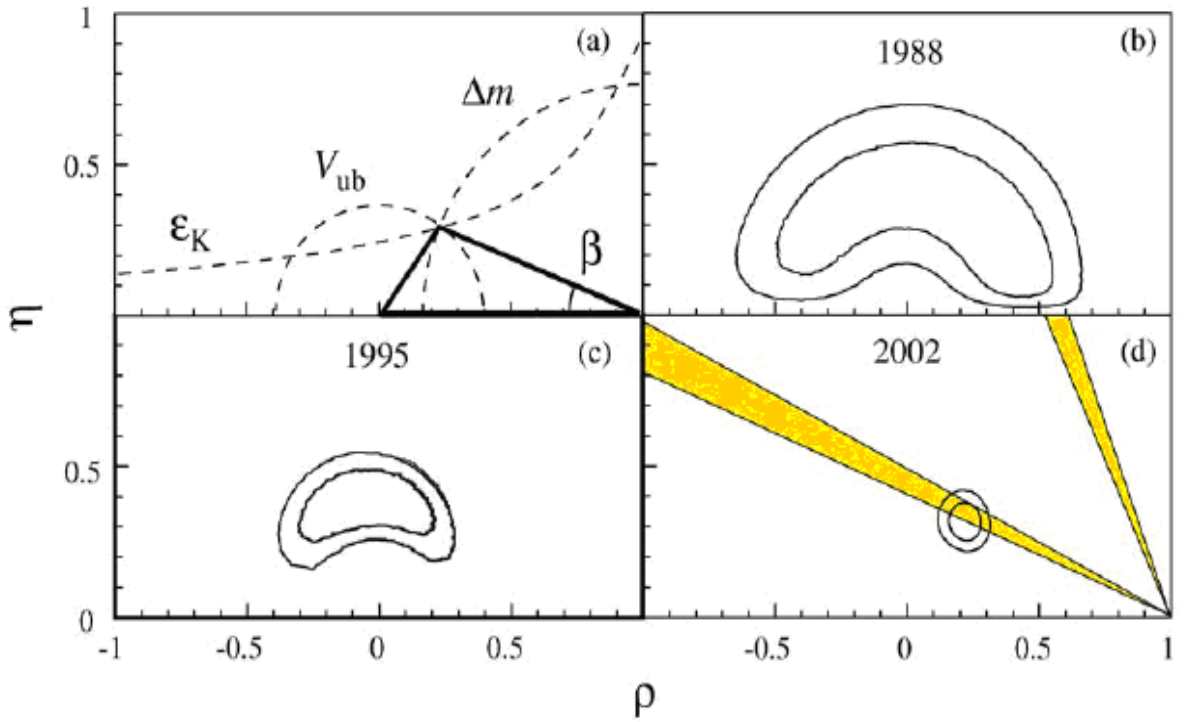


FIG. 2 – Triangle d'unitarité dans le plan (ρ, η) de la paramétrisation de Wolfenstein [10], dans laquelle $V_{ub} = A\lambda^3(\rho - i\eta)$, avec l'évolution des contraintes sur l'apex du triangle en fonction du temps [9]. Les contours indiquent la position de l'apex du triangle d'unitarité déterminée avec des degrés de confiance de 68 % (contour interne) et de 95 % (contour externe).

Publication ALEPH

Determination of $|V_{ub}|$ from the measurement of the inclusive charmless semileptonic branching ratio of b hadrons

ALEPH Collaboration,
European Physical Journal C 6 (1999) 555-574

L'expérience ALEPH est une des quatre expériences fonctionnant auprès du collisionneur électron-positron LEP au CERN. Le but principal de l'expérience est de tester le modèle standard de la physique des particules. Dans le contexte de l'interaction électrofaible, les transitions entre les quarks sont quantifiées par la matrice de mélange de Cabbibo-Kobayashi-Maskawa. Cette matrice permet d'expliquer la violation de la symétrie $\mathcal{CP}$ observée dans la désintégration des kaons et des mésons b . Un des éléments de la matrice CKM, V_{ub} , est impliqué dans la désintégration des hadrons b . À l'aide d'une étude des propriétés cinématiques de l'état final produit dans les désintégrations semi-leptoniques $b \rightarrow X l \nu_l$, le rapport de branchement semi-leptonique inclusif sans production de charme $Br(b \rightarrow X_u l \nu_l)$ est mesuré, où X_u représente un système hadronique non charmé et b est un mélange des différents hadrons beaux pondérés par leur taux de production. Cette étude est basée sur l'utilisation de la technique des réseaux de neurones. Avec un échantillon de 3,6 millions de désintégrations hadroniques du Z enregistrées entre 1992 et 1995 avec le détecteur ALEPH à LEP, la valeur de $Br(b \rightarrow X_u l \nu_l)$ déterminée est $(1.73 \pm 0.55_{stat} \pm 0.55_{syst}) \times 10^{-3}$, où *stat* et *syst* représentent respectivement les incertitudes statistique et systématique. Cette mesure aboutit au résultat $|V_{ub}|^2 = (18.68 \pm 5.94_{stat} \pm 5.94_{syst} \pm 1.45_{HQE}) \times 10^{-6}$, où la dernière erreur vient de la conversion du rapport de branchement en module au carré de l'élément de matrice CKM.

Eur. Phys. J. C 6, 555–574 (1999)
DOI 10.1007/s100529801031

**THE EUROPEAN
PHYSICAL JOURNAL C**
© Springer-Verlag 1999

Determination of $|V_{ub}|$ from the measurement of the inclusive charmless semileptonic branching ratio of b hadrons

The ALEPH Collaboration

R. Barate, D. Buskulic, D. Decamp, P. Ghez, C. Goy, J.-P. Lees, A. Lucotte, E. Merle, M.-N. Minard, J.-Y. Nief, B. Pietrzyk

Laboratoire de Physique des Particules (LAPP), IN²P³-CNRS, F-74019 Annecy-le-Vieux Cedex, France

R. Alemany, G. Boix, M.P. Casado, M. Chmeissani, J.M. Crespo, M. Delfino, E. Fernandez, M. Fernandez-Bosman, Ll. Garrido¹⁵, E. Graugès, A. Juste, M. Martinez, G. Merino, R. Miquel, Ll.M. Mir, I.C. Park, A. Pascual, I. Riu, F. Sanchez

Institut de Física d'Altes Energies, Universitat Autònoma de Barcelona, E-08193 Bellaterra (Barcelona), Spain⁷

A. Colaleo, D. Creanza, M. de Palma, G. Gelao, G. Iaselli, G. Maggi, M. Maggi, S. Nuzzo, A. Ranieri, G. Raso, F. Ruggieri, G. Selvaggi, L. Silvestris, P. Tempesta, A. Tricomi³, G. Zito

Dipartimento di Fisica, INFN Sezione di Bari, I-70126 Bari, Italy

X. Huang, J. Lin, Q. Ouyang, T. Wang, Y. Xie, R. Xu, S. Xue, J. Zhang, L. Zhang, W. Zhao

Institute of High-Energy Physics, Academia Sinica, Beijing, The People's Republic of China⁸

D. Abbaneo, U. Becker, P. Bright-Thomas, D. Casper, M. Cattaneo, V. Ciulli, G. Dissertori, H. Drevermann, R.W. Forty, M. Frank, R. Hagelberg, J.B. Hansen, J. Harvey, P. Janot, B. Jost, I. Lehraus, P. Mato, A. Minten, L. Moneta²¹, A. Pacheco, F. Ranjard, L. Rolandi, D. Rousseau, D. Schlatter, M. Schmitt²⁰, O. Schneider, W. Tejessy, F. Teubert, I.R. Tomalin, H. Wachsmuth

European Laboratory for Particle Physics (CERN), CH-1211 Geneva 23, Switzerland

Z. Ajaltouni, F. Badaud, G. Chazelle, O. Deschamps, A. Falvard, C. Ferdi, P. Gay, C. Guicheney, P. Henrard, J. Jousset, B. Michel, S. Monteil, J.-C. Montret, D. Pallin, P. Perret, F. Podlyski, J. Proriot, P. Rosnet

Laboratoire de Physique Corpusculaire, Université Blaise Pascal, IN²P³-CNRS, Clermont-Ferrand, F-63177 Aubière, France

J.D. Hansen, J.R. Hansen, P.H. Hansen, B.S. Nilsson, B. Rensch, A. Wäänänen

Niels Bohr Institute, DK-2100 Copenhagen, Denmark⁹

G. Daskalakis, A. Kyriakis, C. Markou, E. Simopoulou, I. Siotis, A. Vayaki

Nuclear Research Center Demokritos (NRCD), GR-15310 Attiki, Greece

A. Blondel, G. Bonneaud, J.-C. Brient, P. Bourdon, A. Rougé, M. Rumpf, A. Valassi⁶, M. Verderi, H. Videau

Laboratoire de Physique Nucléaire et des Hautes Energies, Ecole Polytechnique, IN²P³-CNRS, F-91128 Palaiseau Cedex, France

E. Focardi, G. Parrini, K. Zachariadou

Dipartimento di Fisica, Università di Firenze, INFN Sezione di Firenze, I-50125 Firenze, Italy

M. Corden, C. Georgiopoulos, D.E. Jaffe

Supercomputer Computations Research Institute, Florida State University, Tallahassee, FL 32306-4052, USA^{13,14}

A. Antonelli, G. Bencivenni, G. Bologna⁴, F. Bossi, P. Campana, G. Capon, F. Cerutti, V. Chiarella, G. Felici, P. Laurelli, G. Mannocchi⁵, F. Murtas, G.P. Murtas, L. Passalacqua, M. Pepe-Altarelli

Laboratori Nazionali dell'INFN (LNF-INFN), I-00044 Frascati, Italy

L. Curtis, A.W. Halley, J.G. Lynch, P. Negus, V. O'Shea, C. Raine, J.M. Scarr, K. Smith, P. Teixeira-Dias, A.S. Thompson, E. Thomson

Department of Physics and Astronomy, University of Glasgow, Glasgow G12 8QQ, United Kingdom¹⁰

556

- O. Buchmüller, S. Dhamotharan, C. Geweniger, G. Graefe, P. Hanke, G. Hansper, V. Hepp, E.E. Kluge, A. Putzer, J. Sommer, K. Tittel, S. Werner, M. Wunsch
Institut für Hochenergiephysik, Universität Heidelberg, D-69120 Heidelberg, Germany¹⁶
- R. Beuselinck, D.M. Binnie, W. Cameron, P.J. Dornan², M. Girone, S. Goodsir, E.B. Martin, N. Marinelli, A. Moutoussi, J. Nash, J.K. Sedgbeer, P. Spagnolo, M.D. Williams
Department of Physics, Imperial College, London SW7 2BZ, United Kingdom¹⁰
- V.M. Ghete, P. Girtler, E. Kneringer, D. Kuhn, G. Rudolph
Institut für Experimentalphysik, Universität Innsbruck, A-6020 Innsbruck, Austria¹⁸
- C.K. Bowdery, P.G. Buck, P. Colrain, G. Crawford, A.J. Finch, F. Foster, G. Hughes, R.W.L. Jones, N.A. Robertson, M.I. Williams
Department of Physics, University of Lancaster, Lancaster LA1 4YB, United Kingdom¹⁰
- I. Giehl, C. Hoffmann, K. Jakobs, K. Kleinknecht, G. Quast, B. Renk, E. Rohne, H.-G. Sander, P. van Gemmeren, C. Zeitnitz
Institut für Physik, Universität Mainz, D-55099 Mainz, Germany¹⁶
- J.J. Aubert, C. Benchouk, A. Bonissent, G. Bujosa, J. Carr², P. Coyle, F. Etienne, O. Leroy, F. Motsch, P. Payre, M. Talby, A. Sadouki, M. Thulasidas, K. Trabelsi
Centre de Physique des Particules, Faculté des Sciences de Luminy, IN²P³-CNRS, F-13288 Marseille, France
- M. Aleppo, M. Antonelli, F. Ragusa
Dipartimento di Fisica, Università di Milano e INFN Sezione di Milano, I-20133 Milano, Italy
- R. Berlich, W. Blum, V. Büscher, H. Dietl, G. Ganis, H. Kroha, G. Lütjens, C. Mannert, W. Männer, H.-G. Moser, S. Schael, R. Settles, H. Seywerd, H. Stenzel, W. Wiedenmann, G. Wolf
Max-Planck-Institut für Physik, Werner-Heisenberg-Institut, D-80805 München, Germany¹⁶
- J. Boucrot, O. Callot, S. Chen, A. Cordier, M. Davier, L. Duflot, J.-F. Grivaz, Ph. Heusse, A. Höcker, A. Jacholkowska, D.W. Kim¹², F. Le Diberder, J. Lefrançois, A.-M. Lutz, M.-H. Schune, E. Tournefier, J.-J. Veillet, I. Videau, D. Zerwas
Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire, Université de Paris-Sud, IN²P³-CNRS, F-91898 Orsay Cedex, France
- P. Azzurri, G. Bagliesi², G. Batignani, S. Bettarini, T. Boccali, C. Bozzi, G. Calderini, M. Carpinelli, M.A. Ciocci, R. Dell'Orso, R. Fantechi, I. Ferrante, L. Foà¹, F. Forti, A. Giassi, M.A. Giorgi, A. Gregorio, F. Ligabue, A. Lusiani, P.S. Marrocchesi, A. Messineo, F. Palla, G. Rizzo, G. Sanguinetti, A. Sciabà, G. Sguazzoni, R. Tenchini, G. Tonelli¹⁹, C. Vannini, A. Venturi, P.G. Verdini
Dipartimento di Fisica dell'Università, INFN Sezione di Pisa, e Scuola Normale Superiore, I-56010 Pisa, Italy
- G.A. Blair, L.M. Bryant, J.T. Chambers, M.G. Green, T. Medcalf, P. Perrodo, J.A. Strong, J.H. von Wimmersperg-Toeller
Department of Physics, Royal Holloway & Bedford New College, University of London, Surrey TW20 OEX, United Kingdom¹⁰
- D.R. Botterill, R.W. Clift, T.R. Edgecock, S. Haywood, P.R. Norton, J.C. Thompson, A.E. Wright
Particle Physics Dept., Rutherford Appleton Laboratory, Chilton, Didcot, Oxon OX11 0QX, United Kingdom¹⁰
- B. Bloch-Devaux, P. Colas, S. Emery, W. Kozanecki, E. Lançon², M.-C. Lemaire, E. Locci, P. Perez, J. Rander, J.-F. Renardy, A. Roussarie, J.-P. Schuller, J. Schwindling, A. Trabelsi, B. Vallage
CEA, DAPNIA/Service de Physique des Particules, CE-Saclay, F-91191 Gif-sur-Yvette Cedex, France¹⁷
- S.N. Black, J.H. Dann, R.P. Johnson, H.Y. Kim, N. Konstantinidis, A.M. Litke, M.A. McNeil, G. Taylor
Institute for Particle Physics, University of California at Santa Cruz, Santa Cruz, CA 95064, USA²²
- C.N. Booth, S. Cartwright, F. Combley, M.S. Kelly, M. Lehto, L.F. Thompson
Department of Physics, University of Sheffield, Sheffield S3 7RH, United Kingdom¹⁰
- K. Affholderbach, A. Böhrer, S. Brandt, G. Cowan, C. Grupen, P. Saraiva, L. Smolik, F. Stephan
Fachbereich Physik, Universität Siegen, D-57068 Siegen, Germany¹⁶
- G. Giannini, B. Gobbo, G. Musolino
Dipartimento di Fisica, Università di Trieste e INFN Sezione di Trieste, I-34127 Trieste, Italy
- J. Rothberg, S. Wasserbaech
Experimental Elementary Particle Physics, University of Washington, WA 98195 Seattle, USA
- S.R. Armstrong, A.P. Betteridge, E. Charles, P. Elmer, D.P.S. Ferguson, Y. Gao, S. González, T.C. Greening, O.J. Hayes, H. Hu, S. Jin, P.A. McNamara III, J.M. Nachtman²³, J. Nielsen, W. Orejudos, Y.B. Pan, Y. Saadi, I.J. Scott, J. Walsh, Sau Lan Wu, X. Wu, G. Zobernig
Department of Physics, University of Wisconsin, Madison, WI 53706, USA¹¹

Received: 6 May 1998 / Published online: 14 December 1998

Abstract. From a study of the kinematic properties of the final state produced in the semileptonic decays $b \rightarrow X\ell\nu_\ell$, the inclusive charmless semileptonic branching ratio of b hadrons is measured. With a sample of 3.6 million hadronic Z decays recorded between 1992 and 1995 with the ALEPH detector at LEP, the value $\text{Br}(b \rightarrow X_u\ell\nu_\ell)$ is determined to be $(1.73 \pm 0.55_{\text{stat}} \pm 0.55_{\text{syst}}) \times 10^{-3}$, where X_u represents any charmless hadronic state and b is a mixture of b hadrons weighted by their production rates. This measurement yields the result

$$|V_{ub}|^2 = (18.68 \pm 5.94_{\text{stat}} \pm 5.94_{\text{syst}} \pm 1.45_{HQE}) \times 10^{-6},$$

where the last error comes from the conversion of the branching ratio to the CKM matrix element squared.

1 Introduction and method

Charmless semileptonic B meson decays have already been studied in both exclusive and inclusive channels in $\Upsilon(4S)$ decays [1,2]. From an experimental point of view exclusive searches are somewhat easier because the final states are well constrained, allowing mass peaks to be directly searched for. As a drawback, large theoretical uncertainties affect the transition amplitude, thus leading to model

dependent measurements of the CKM matrix element $|V_{ub}|$. For this reason, inclusive measurements have been made, from an excess of events at the endpoint of the lepton momentum distribution where the contribution from $b \rightarrow X_c \ell \nu_\ell$ vanishes ($2.3 < p < 2.6$ GeV/c). However, from this small region of the lepton phase space, an extrapolation to the low momentum region is needed to extract the value of $|V_{ub}/V_{cb}|$, leading again to a model dependent measurement. In addition, this technique cannot be applied efficiently at LEP since the momentum of the lepton in the b hadron rest frame cannot be reconstructed with sufficient accuracy. Furthermore, this method requires the B flight direction and therefore the B decay vertex to be reconstructed, which introduces different efficiencies for final states X_u with different charged multiplicities.

The model dependence can be reduced if the hadronic system in $b \rightarrow X \ell \nu_\ell$ candidates can be analyzed. As shown in Fig. 1, 90% of $b \rightarrow X_u \ell \nu_\ell$ decays are expected to have an invariant mass $M_X < 1.87$ GeV/c², i.e., below charm threshold [3,4], while only 10% of these decays have a lepton with energy E_ℓ^* above the kinematic boundary for $b \rightarrow c$ transitions. This paper presents an inclusive measurement based on the different kinematic properties differentiating $b \rightarrow X_u \ell \nu_\ell$ from $b \rightarrow X_c \ell \nu_\ell$ decays.

At $\sqrt{s} \sim m_Z$, the two b hadrons produced in $Z \rightarrow b\bar{b}$ events are emitted almost back to back in two opposite hemispheres with an average energy of 32 GeV, and their decay products do not mix. This is a favourable situation compared to the $\Upsilon(4S)$ decays where the two b mesons are produced almost at rest. On the other hand, the fragmentation process of a b quark to a b hadron radiates on average 13 GeV divided among several particles, leading to a dilution of the signal. It is therefore a major challenge of the analysis described in this paper to isolate particles from B decays and particles from fragmentation. This separation can only be statistical, thus degrading the resolution on the hadronic mass M_X . The information can be retrieved by considering several other variables that keep memory of the kinematics of the decay process.

The following inclusive method based on the different kinematics properties of the $X_u \ell \nu_\ell$ and $X_c \ell \nu_\ell$ final states was therefore developed.

1. All the quantities are measured in the b hadron rest frame. Their determination requires the identification, with good efficiency, of the particles produced in the fi-

¹ Now at CERN, 1211 Geneva 23, Switzerland

² Also at CERN, 1211 Geneva 23, Switzerland

³ Also at Dipartimento di Fisica, INFN, Sezione di Catania, Catania, Italy

⁴ Also Istituto di Fisica Generale, Università di Torino, Torino, Italy

⁵ Also Istituto di Cosmo-Geofisica del C.N.R., Torino, Italy

⁶ Supported by the Commission of the European Communities, contract ERBCHICT941234

⁷ Supported by CICYT, Spain

⁸ Supported by the National Science Foundation of China

⁹ Supported by the Danish Natural Science Research Council

¹⁰ Supported by the UK Particle Physics and Astronomy Research Council

¹¹ Supported by the US Department of Energy, grant DE-FG0295-ER40896

¹² Permanent address: Kangnung National University, Kangnung, Korea

¹³ Supported by the US Department of Energy, contract DE-FG05-92ER40742

¹⁴ Supported by the US Department of Energy, contract DE-FC05-85ER250000

¹⁵ Permanent address: Universitat de Barcelona, 08208 Barcelona, Spain

¹⁶ Supported by the Bundesministerium für Bildung, Wissenschaft, Forschung und Technologie, Germany

¹⁷ Supported by the Direction des Sciences de la Matière, C.E.A

¹⁸ Supported by Fonds zur Förderung der wissenschaftlichen Forschung, Austria

¹⁹ Also at Istituto di Matematica e Fisica, Università di Sassari, Sassari, Italy

²⁰ Now at Harvard University, Cambridge, MA 02138, USA

²¹ Now at University of Geneva, 1211 Geneva 4, Switzerland

²² Supported by the US Department of Energy, grant DE-FG03-92ER40689

²³ Now at University of California at Los Angeles (UCLA), Los Angeles, CA 90024, USA

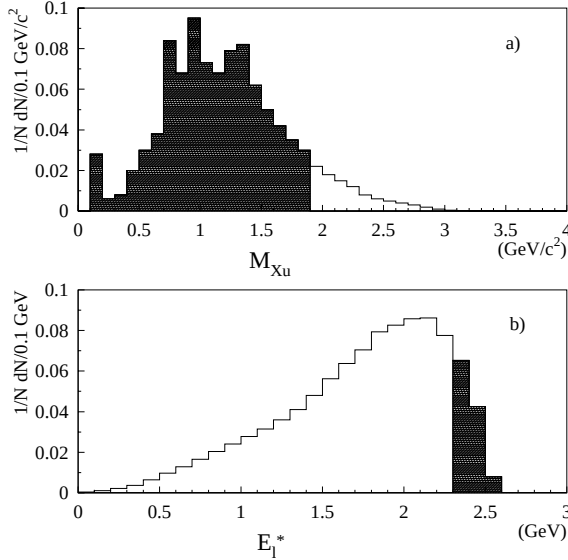


Fig. 1. **a** Hadronic invariant mass distribution in $b \rightarrow X_u \ell \nu_\ell$ decays [4], **b** lepton momentum distribution calculated in the b -hadron rest frame. In the two plots, the shaded area indicates the region inaccessible to $b \rightarrow c$ transitions. These two distributions are the predictions of the hybrid model [5] (see Sect. 4.2 for more details). They do not include smearing effects due to fragmentation particles and detector resolution

- nal state $X \ell \nu_\ell$, and the rejection, with highest possible efficiency, of the particles coming from fragmentation.
2. A set of kinematic variables is built in this frame to discriminate between the $X_u \ell \nu_\ell$ and $X_c \ell \nu_\ell$ transitions, taking advantage of the different properties of these final states. In order to reduce the sensitivity of the measurement to the composition of the X_u hadronic system (i.e., to have similar efficiencies for all final states), both charged particles and photons are used in the evaluation of these variables.
3. To enhance the discriminating power, these variables are combined (here, with a neural network technique). The branching ratio $\text{Br}(b \rightarrow X_u \ell \nu_\ell)$ is obtained from a fit to the part of the neural network output distribution enriched in $b \rightarrow u$ transitions.

Finally, the most recent theoretical results allow the value of $|V_{ub}|$ to be extracted from the inclusive semileptonic branching ratio $\text{Br}(b \rightarrow X_u \ell \nu_\ell)$ with an uncertainty of the order of 4% [6].

2 The ALEPH detector

The ALEPH detector [7] and its performance [8] are described in detail elsewhere. Only a brief account of the parts of the apparatus relevant for this analysis is given here. Charged particles are detected over the range $|\cos \theta| < 0.95$, by an inner drift chamber (ITC) and a large time projection chamber (TPC), complemented by a silicon

strip vertex detector (VDET) made of two layers of radius 6.5 and 11.3 cm and angular coverage $|\cos \theta| < 0.85$ and $|\cos \theta| < 0.69$. The three tracking detectors are immersed in a magnetic field of 1.5 T and together provide a transverse momentum resolution of $\sigma(1/p_T) = 0.6 \times 10^{-3} (\text{GeV}/c)^{-1}$ for high momentum charged particles.

The impact parameter of the tracks of charged particles with momentum in excess of 10 GeV/c and reconstructed with two VDET coordinates is measured by the tracking system with a precision of 35 microns with respect to an event-by-event interaction point. This resolution allows $Z \rightarrow b\bar{b}$ events to be selected by exploiting the longer lifetime of b hadrons with respect to other hadrons, with an algorithm based upon the track impact parameter measurement described in [9].

In addition to its role as a tracking device, the TPC also serves to separate charged particle species with up to 338 measurements of their specific ionization, dE/dx . It allows electrons to be separated from pions by more than three standard deviations up to a momentum of 8 GeV/c.

The electromagnetic calorimeter (ECAL), which surrounds the tracking detectors inside the superconducting solenoid, is used, together with the TPC, to identify electrons and photons from the characteristic longitudinal and transverse profiles of their associated showers [8]. It consists of 45 layers of lead interleaved with proportional wire chambers, and covers the angular region $|\cos \theta| < 0.98$. The relative energy resolution achieved for isolated electromagnetic showers is $0.18/\sqrt{E}$ (E in GeV).

Muons are identified by their penetration pattern in the hadron calorimeter, composed of the iron of the magnet return yoke interleaved with 23 layers of streamer tubes, and by muon chambers made of two layers of streamer tubes surrounding the calorimeter.

Typical identification efficiencies of 65% and 85% are obtained for electrons and muons while the hadron misidentification probabilities are respectively of the order of 0.1% and 1% [10].

The total visible energy is measured with the energy-flow reconstruction algorithm described in [8]. This algorithm also provides a list of charged and neutral reconstructed objects, called *energy-flow particles* in the following.

3 Selection and reconstruction of the b hadron

Hadronic Z decays are selected following the method described in [11]. A total of 3.6 million events are selected during the period 1992 to 1995. Each event is divided into two hemispheres using the plane perpendicular to the thrust axis, and the polar angle of this axis is required to satisfy $|\cos \theta_{\text{thrust}}| < 0.7$.

Candidate $b \rightarrow X_u \ell \nu_\ell$ events are selected and the boost of the b hadron reconstructed as follows.

- At least one identified lepton with $p > 3 \text{ GeV}/c$ is required.

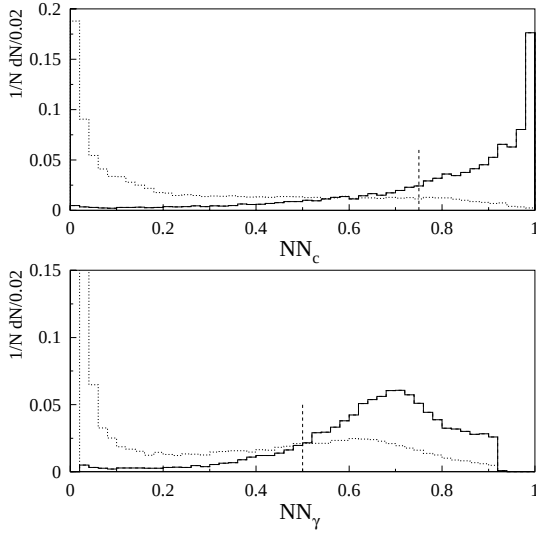


Fig. 2. Neural network output for charged particles (*upper plot*) and photons (*lower plot*). The solid histogram is for tracks coming from B decays (with 1% of $b \rightarrow u$ transitions) and the dotted one is for tracks produced in the fragmentation. The two Monte Carlo distributions are normalized to the same area. The dashed vertical lines indicate the cuts used in the analysis

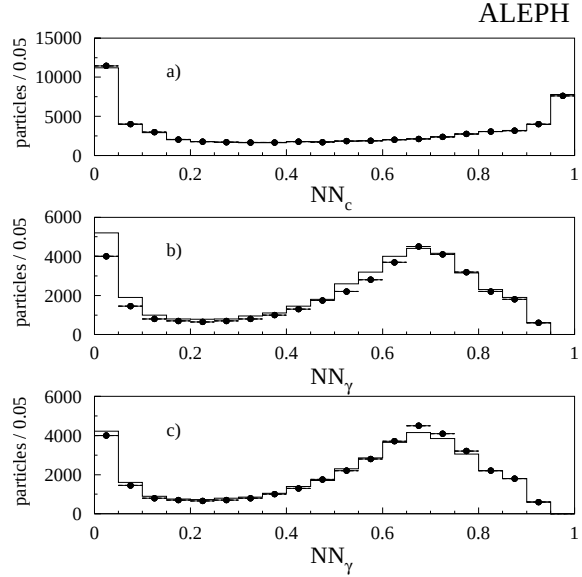


Fig. 3. Comparison between data (*points*) and Monte Carlo (*histogram*) for: **a** NN_c , **b** NN_γ without correction on photons from fragmentation and **c** NN_γ with correction

- The b lifetime tag [9] is applied to the hemisphere opposite to the lepton candidate. This selects about 25% of the b hemispheres, while reducing the non- b contamination to less than 2%. The sample obtained contains 47 672 hemispheres of which 19 803 have an electron candidate and 27 869 a muon candidate.
- The three-momentum vector $\mathbf{p}_\nu$ of the neutrino is estimated from the missing momentum of the lepton hemisphere [12], the visible energy being computed with all the energy-flow particles. Typical resolutions on the neutrino direction of 270 mrad and of 2 GeV on its energy are obtained.
- The selection of the particles originating from the hadronic system X is performed using two neural networks to discriminate photons and other charged particles from b decays to those stemming from the fragmentation process. Neutral hadronic energy flow particles (K_L^0 , neutrons,...) are not used here since they contribute only 4% of the energy of the hadronic system in $b \rightarrow u$ transitions, while 14% in the fragmentation process. The choice of the input variables, listed in the Appendix, is based on the fact that particles from b decays are more energetic, closer to the lepton and to their nucleated jet axis (see the Appendix for the definition of this axis) than particles from fragmentation and do not originate from the primary vertex of the event. The outputs NN_γ for photons and NN_c for charged particles are shown in Fig. 2 for simulated particles from fragmentation and from b hadron decays. The separation is better for charged particles than for

photons due to the use of the track impact parameter. Figure 3 shows the comparison between data and Monte Carlo. A discrepancy of 20% can be seen at low values of NN_γ where the contribution of photons from fragmentation is dominant. The disagreement is mainly due to inaccuracies in the simulation of low energy photons and neutral hadrons, which are more numerous in the Monte Carlo than in the data. This effect is corrected by removing 20% of photons from fragmentation in the simulation, Fig. 3c. A cut on NN_c and NN_γ (Fig. 2) allows particles coming from the hadronic system X to be selected with an efficiency of 85% and purities of 80% and 75% for $b \rightarrow c$ and $b \rightarrow u$ transitions, respectively. Other clustering algorithms were used as a check of which the best one was found to be “BTCONE” [13], giving a 10% worse purity for the same efficiency. The systematic effects related to the choice of clustering algorithm are studied in Sect. 8.4.

The b hadron rest frame is then reconstructed by adding the momenta of the lepton, the neutrino and the selected particles. The total energy is determined by assigning a mass of $5.38 \text{ GeV}/c^2$ to the total system. The average value of the reconstructed b energy is 32.18 GeV for the data and 32.05 GeV in the simulation, with 58% coming from charged particles, 17% from photons and 25% from the neutrino. The momentum and angular resolutions, obtained from the simulation, are respectively $4.5 \text{ GeV}/c$ and 70 mrad.

4 Simulation of semileptonic decays of b hadrons

4.1 Simulation of $b \rightarrow c$ transitions

Samples of 4.5 million $Z \rightarrow q\bar{q}$ events and 1.5 million $Z \rightarrow b\bar{b}$ events were simulated with a generator based on the JETSET 7.4 parton shower model [14]. The following corrections were applied according to the most recent measurements [15].

1. The decay properties of the D^+ , D^0 , D_s^+ mesons and of the Λ_c baryons were modified to reproduce those given by the MARKIII Collaboration [16] and the Particle Data Group [17]. This includes the exclusive branching ratios, the inclusive production rates of π^0 , K^0 , $\bar{K}^0$, $K^\pm$, p , Λ and the topological branching ratios (i.e., branching ratios B_i , where B_i applies for final states containing i charged particles).
2. The modelling of the lepton momentum distribution in the $b \rightarrow X_c \ell \nu_\ell$ transitions is done with the predictions of the ACCMM [18] model fitted on the CLEO data [19]. This corresponds to a fraction of D^{**} and nonresonant $D\pi + D^*\pi$ (produced with equal rates) of 18% with respect to all X_c hadronic final states.
3. The $c \rightarrow \ell$ spectrum is obtained by reweighting the energy spectrum given by JETSET in the centre-of-mass system of the decaying c hadron so that it reproduces the DELCO [20] and MARKIII [21] data combined.
4. The $b \rightarrow c \rightarrow \ell$ momentum spectrum is obtained with the previous corrections for the $c \rightarrow \ell$ part and the CLEO data [22] for the $B \rightarrow D$ part.
5. The values of $\text{Br}(b \rightarrow X_c \ell \nu_\ell)$, $\text{Br}(b \rightarrow c \rightarrow \ell)$ and of the b fragmentation parameter $\langle X_b \rangle$ are taken from the ALEPH analysis of the lepton p and $p_\perp$ distributions [23]:

$$\begin{aligned} \text{Br}(b \rightarrow X_c \ell \nu_\ell) &= (11.03 \pm 0.07_{\text{stat}} \pm 0.30_{\text{syst}})\%, \\ \text{Br}(b \rightarrow c \rightarrow \ell) &= (7.83 \pm 0.12_{\text{stat}} \pm 0.49_{\text{syst}})\%, \\ \langle X_b \rangle &= 0.708 \pm 0.003_{\text{stat}} \pm 0.010_{\text{syst}}. \end{aligned}$$

The related systematics will be discussed in Sect. 7.1.

4.2 Simulation of $b \rightarrow X_u \ell \nu_\ell$ transitions

A total of 50,000 $b \rightarrow X_u \ell \nu_\ell$ transitions (about 15 times the number of events expected) has been simulated using the hybrid model described in [5]. At low hadronic energy (below 1.6 GeV), only resonant final states are produced, while for large energy, nonresonant multi-pion final states are expected to dominate. The choice of the cutoff Λ used to define the two regions is based on an analogy between the hadronic final states found in semileptonic B decays and the corresponding final states produced in ep scattering. This model predicts that the nonresonant states represent 75% of the $b \rightarrow X_u \ell \nu_\ell$ transitions for a cutoff value of 1.6 GeV.

In the bound states region ($\Lambda < 1.6$ GeV), the predictions of the ISGW2 model [24] are used. With this value of Λ , the pseudoscalar, vector and heavy (1S, 2S and 1P)

states represent respectively 17%, 46% and 37% of the resonant states.

In the nonresonant region ($\Lambda \geq 1.6$ GeV), the inclusive model of Dikeman, Shifman and Uraltsev (called DSU in the following) is used to predict the invariant mass distribution of the hadronic system X , the momentum transfer (q^2) distribution of the virtual W and the lepton momentum spectrum [25]. This model is based on the Heavy Quark Expansion theory and has been already used to describe the $b \rightarrow s\gamma$ transitions. It depends on two parameters, the mass m_b of the b quark as determined in [26] and the kinetic energy operator μ_π^2 of the b quark in the b hadron estimated by the QCD sum rules to be (0.4 ± 0.2) GeV² [27]. The dependence on μ_π^2 and m_b of the lepton momentum distribution, q^2 and the invariant mass of the hadronic system X_u is shown in [3].

Systematics related to this simulation are described in Sect. 7.2.

5 Discrimination between $b \rightarrow c$ and $b \rightarrow X_u \ell \nu_\ell$ transitions

The discrimination between the $b \rightarrow X_u \ell \nu_\ell$ signal decays and the background from $b \rightarrow c$ transitions is based on the fact that the c quark is heavy compared to the u quark, leading to different kinematic properties for the two final states. Because of resolution effects, this separation cannot be optimal with a single kinematic variable such as M_X and is considerably improved by combining in a multivariate analysis informations characterizing the leptonic part and the hadronic part. To take into account the correlations between the different variables, a neural network is used here, the output of which is called NN_{bu} in the following.

The quantities used to build the input variables are: sphericities, multiplicities, energies, invariant masses, the momenta and transverse momenta of particles, etc. All these quantities are defined from the particles selected with NN_c and NN_γ and computed in the reconstructed b hadron rest frame. The choice of the input variables is based on the following requirements:

1. A good discrimination between $b \rightarrow X_u \ell \nu_\ell$ and $b \rightarrow X_c \ell \nu_\ell$.
2. A reduced sensitivity to the composition of the X_u system (for instance, no vertexing is used to build the input variables of NN_{bu}).

In addition, a good agreement between data and simulation for the selected variables and for their correlations is required. This led to a set of 20 variables (listed in Appendix) used as inputs of a 20-15-10-1 multi-layered neural network. The discrimination between signal and background and the comparison between data and Monte Carlo are shown in Fig. 4 and Fig. 5 for four of the 20 variables. A similar agreement between data and Monte Carlo is observed for the other variables. The neural network output obtained with simulated $Z \rightarrow b\bar{b}$ events is shown in Fig. 6 for $b \rightarrow X_u \ell \nu_\ell$ events and $b \rightarrow X_c \ell \nu_\ell$ background events. Although a better separation than with

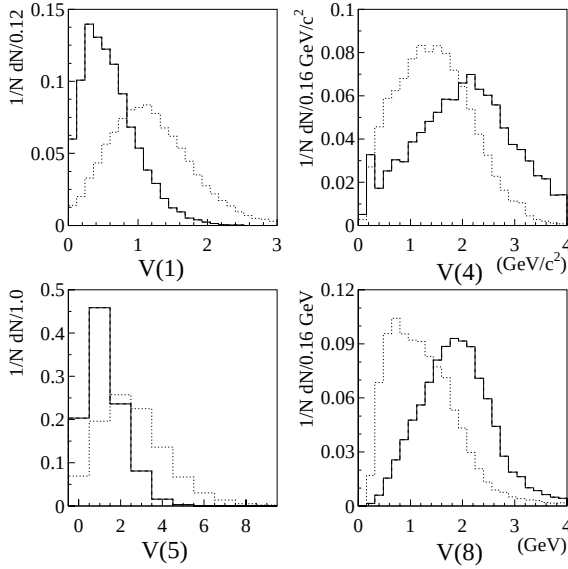


Fig. 4. Comparison between signal transitions $b \rightarrow X_u \ell \nu_\ell$ (solid lines) and background $b \rightarrow c$ transitions (dotted lines) for four variables used as input of NN_{bu} : $V(1) = [\sum_j (\sum_{i \leq j} p_\perp(i)) (\sum_{i \leq j} p_{//}(i))] / [\sum_j p(j)]^2$ where $p_\perp(i)$ and $p_{//}(i)$ refer to the transverse and longitudinal momenta of the particles i of the lepton hemisphere, ordered by decreasing energy values. $V(4)$ is the invariant mass of the two most energetic particles, $V(5)$ is the charged particle multiplicity and $V(8)$ is the energy of the lepton in the reconstructed b hadron rest frame. The particles which enter in the definition of these variables have to satisfy the cuts on NN_c or NN_γ (see Sect. 3). The two reconstructed Monte Carlo distributions are normalized to the same area

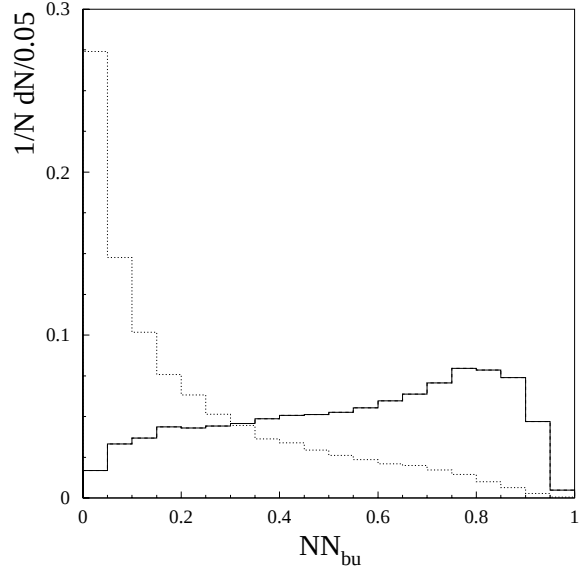


Fig. 6. Output of NN_{bu} for signal $b \rightarrow X_u \ell \nu_\ell$ transitions (solid lines) and background $b \rightarrow c$ transitions (dotted lines). The two Monte Carlo distributions are normalized to the same area

each individual variable is achieved, a significant background remains in the signal region of high NN_{bu} and is the main source of systematic uncertainty in the analysis (see Sect. 7). Figure 7 shows a breakdown of the background into its main components. As expected, the largest contamination in the signal region is from $X_c = D$ or D^* . For heavier states such as D^{**} or nonresonant $D^* \pi$ systems, and for cascade decays where the lepton is less energetic, the contamination is smaller. Figures 8 and 9 display the components of the signal showing that the neural network output is similar for all the resonant states except 2^+ and 1^+ resonances [17] (denoted $f + a + b + K^{**}$ in the following, where K^{**} is any particular K -resonance with a mass above $1 \text{ GeV}/c^2$ produced in the charmless semileptonic decays of the B_s meson) and that charged and neutral states (like ρ^0 and $\rho^\pm$) are comparable. The corresponding acceptances are given in Table 1 for $NN_{bu} \geq 0.6$ and $NN_{bu} \geq 0.8$. The related systematics are discussed in Sect. 7.2.

6 Result

Figure 10 shows the NN_{bu} distribution for the Monte Carlo and data after all the selection cuts. The histogram for the Monte Carlo is subdivided into the contributions from $b \rightarrow X_u \ell \nu_\ell$, $b \rightarrow X_c \ell \nu_\ell$, $b \rightarrow c \rightarrow \ell$ decays and from other sources. Table 2 gives the number of entries in each bin of Fig. 10 for each of these sources. The number of entries given for $b \rightarrow X_u \ell \nu_\ell$ corresponds to the measured branching ratio obtained below. The Monte Carlo is normalized to have the same number of entries as the data when calculating the $b \rightarrow X_u \ell \nu_\ell$ branching ratio, as this reduces

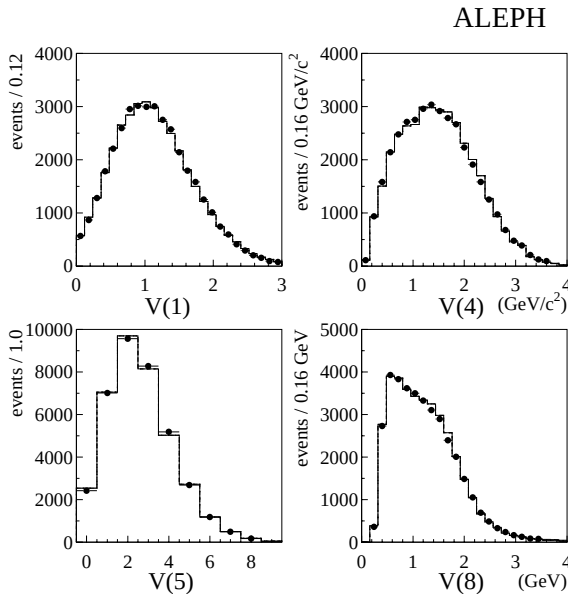


Fig. 5. Comparison between data (points) and Monte Carlo (histogram) for the four input variables of Fig. 4. The fitted value of $\text{Br}(b \rightarrow X_u \ell \nu_\ell)$ (see Sect. 6) is used for this comparison and the Monte Carlo is simulated as described in Sect. 4

Table 1. Acceptances of the simulated $b \rightarrow X_u \ell \nu_\ell$ transitions for two cuts on NN_{bu}

Acceptance (%)	π^0	π^+	$\eta + \eta'$	ρ^0	ρ^+	ω	f + a + b + K**	K + K*	p	n-body
$NN_{bu} \geq 0.6$	78	69	58	52	67	49	43	67	57	49
$NN_{bu} \geq 0.8$	48	40	27	20	31	17	15	34	30	24

Table 2. Number of entries in Fig. 10. The Monte Carlo numbers are scaled so as to correspond to a $b \rightarrow X_u \ell \nu_\ell$ branching ratio of 0.17% and they have been normalized to have the same total number of entries as the data in the region $NN_{bu} > 0.1$. See the text for more details

Source	0.0-0.1	0.1-0.2	0.2-0.3	0.3-0.4	0.4-0.5	0.5-0.6	0.6-0.7	0.7-0.8	0.8-0.9	0.9-1.0
Data	20088	8199	5406	3831	3070	2365	1999	1597	925	192
$b \rightarrow X_c \ell \nu_\ell$	6503	5521	4120	3103	2489	1938	1596	1355	739	123
$b \rightarrow c \rightarrow \ell$	8026	1594	727	422	255	186	126	72	32	9
“others”	5387	1026	569	303	238	170	165	86	83	24
$b \rightarrow X_u \ell \nu_\ell$	24	40	44	48	55	56	69	81	84	35
Data – $MC_{b \rightarrow c}$	172 ± 162	58 ± 104	-10 ± 84	3 ± 71	88 ± 63	71 ± 56	112 ± 51	84 ± 46	71 ± 32	36 ± 15
Data – $MC_{b \rightarrow c + b \rightarrow u}$	148 ± 162	18 ± 104	-54 ± 84	-45 ± 71	33 ± 63	15 ± 56	44 ± 51	3 ± 46	-13 ± 32	1 ± 15
Breakdown of the $b \rightarrow X_c \ell \nu_\ell$ contribution in term of charmed topological final states										
D $\rightarrow$ 1 prong	354	456	422	385	359	368	319	280	151	34
Rest	6149	5065	3698	2718	2130	1570	1277	1075	588	89
Contribution of the D^{**} to $b \rightarrow X_c \ell \nu_\ell$										
$b \rightarrow (D^{**} + D^* \pi) \ell \nu_\ell$	1989	1106	617	404	260	227	147	117	44	10
Rest	4514	4415	3503	2699	2229	1711	1449	1238	695	113
Contributions of $e^\pm$ and $\mu^\pm$ to “others”										
$e^\pm$	1387	295	182	78	78	58	47	29	17	5
$\mu^\pm$	4000	731	387	225	160	112	118	57	66	19
Contribution of $Z \rightarrow c\bar{c}$ events to “others”										
$Z \rightarrow c\bar{c}$	231	120	70	46	40	14	16	15	4	1
Rest	5117	906	498	257	198	155	148	71	79	23

sensitivity to the assumed efficiencies of the analysis cuts. Furthermore, the first bin of the NN_{bu} distribution is excluded in this normalization process as this minimizes the effects of the uncertainties of background events, such as $b \rightarrow D^{**} \ell \nu_\ell$ and $b \rightarrow c \rightarrow \ell$, in the fit. The influence of this procedure on the systematic errors is discussed in Sect. 7.1. The branching ratio is then fitted from the data in the following way. A likelihood is calculated, summed over the bins of Fig. 10 with $NN_{bu} > NN_{cut}$, where the likelihood in each bin is defined as

$$-\ln \mathcal{L}_k = \frac{\left[N_k^{\text{data}} - \left(\alpha N_k^{\text{MC}_{b \rightarrow u}} + \beta N_k^{\text{MC}_{b \rightarrow c}} \right) \right]^2}{2 N_k^{\text{data}}} + \frac{1}{2} \ln (2\pi N_k^{\text{data}}) ,$$

where α is the free parameter of the fit. N_k^{data} , $N_k^{\text{MC}_{b \rightarrow u}}$ and $N_k^{\text{MC}_{b \rightarrow c}}$ are respectively the number of data events, signal Monte Carlo events and background Monte Carlo

events in the bin k of the NN_{bu} distribution. β is the coefficient used to normalize data and Monte Carlo to the same number of entries and is related to α by the relation:

$$\beta = \frac{\sum_j \left(N_j^{\text{data}} - \alpha N_j^{\text{MC}_{b \rightarrow u}} \right)}{\sum_j N_j^{\text{MC}_{b \rightarrow c}}} .$$

In the calculation of the normalization parameter β , the sums run over the bins with $NN_{bu} > 0.1$. Finally, the measured branching ratio is defined as $\text{Br}(b \rightarrow X_u \ell \nu_\ell) = \alpha \times \text{Br}^{\text{MC}}(b \rightarrow X_u \ell \nu_\ell)$, where $\text{Br}^{\text{MC}}(b \rightarrow X_u \ell \nu_\ell)$ is the value used as input in the simulation. The value $NN_{cut} = 0.6$ has been chosen as it leads to the smallest total relative error (see Fig. 15). This corresponds to an efficiency of 50% for the signal. Good agreement is observed between data and Monte Carlo in the $b \rightarrow c$ region (i.e., $NN_{bu} < 0.6$) while there is an excess of (303 ± 88) events in the signal

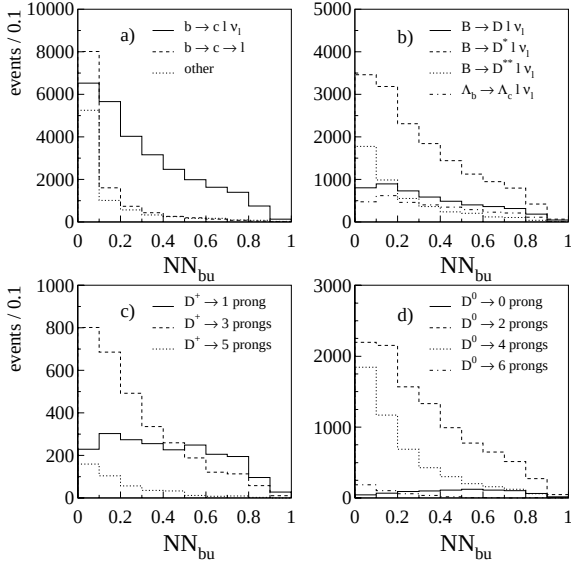


Fig. 7a–d. Breakdown of the $b \rightarrow c$ background into its main components. **a** Comparison between direct $b \rightarrow c\ell\nu_\ell$ and cascade $b \rightarrow c \rightarrow \ell$ transitions, **b** comparison between different hadronic final states X_c , **c** and **d** comparison of topological final states in D^+ and D^0 decays respectively. The histograms are normalized to the number of entries used in the fit of the data. In **a**, “other” includes non prompt leptons from b decays, leptons from ψ and τ decays and the small contribution from Z decays into light quarks

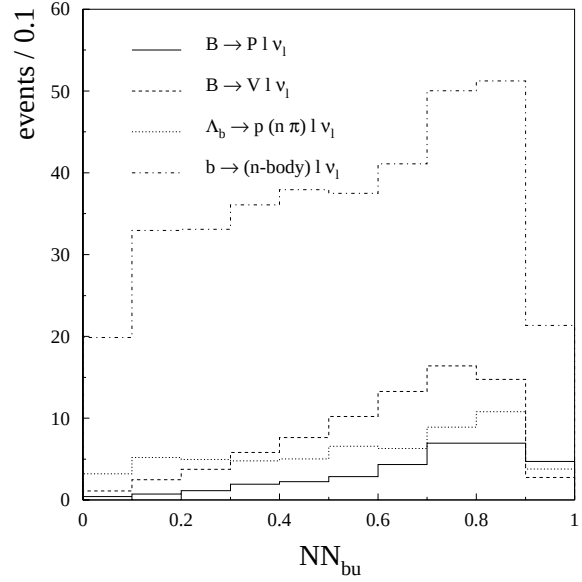


Fig. 9. Breakdown of the $b \rightarrow X_u\ell\nu_\ell$ contribution into resonant pseudoscalar (P) and vector (V) states, nonresonant b meson decays and Λ_b decays. The histograms are normalized to the fitted value of $\text{Br}(b \rightarrow X_u\ell\nu_\ell)$ and the hybrid model described in Sect. 4.2 is used

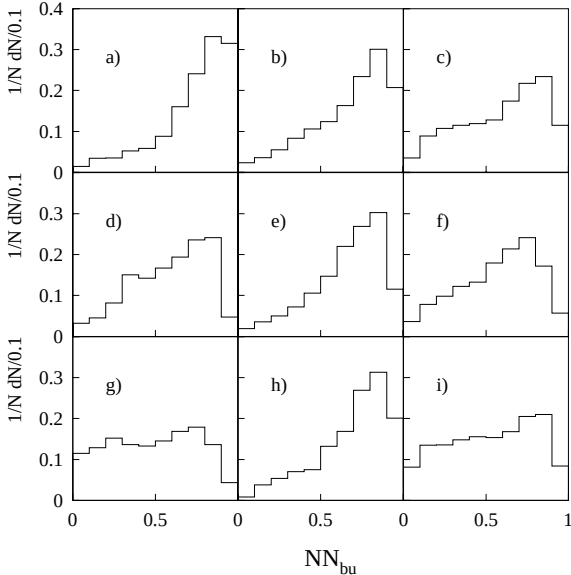


Fig. 8. Output of NN_{bu} for simulated $b \rightarrow X_u\ell\nu_\ell$ transitions: **a** $B \rightarrow \pi^0\ell\nu_\ell$, **b** $B \rightarrow \pi^+\ell\nu_\ell$, **c** $B \rightarrow (\eta + \eta')\ell\nu_\ell$, **d** $B \rightarrow \rho^0\ell\nu_\ell$, **e** $B \rightarrow \rho^+\ell\nu_\ell$, **f** $B \rightarrow \omega\ell\nu_\ell$, **g** $B \rightarrow (f + a + b)\ell\nu_\ell + B_s \rightarrow K^{**}\ell\nu_\ell$, **h** $B_s \rightarrow (K + K^*)\ell\nu_\ell$, **i** $b \rightarrow (n\text{-body})\ell\nu_\ell$. The different contributions are normalized to the same area

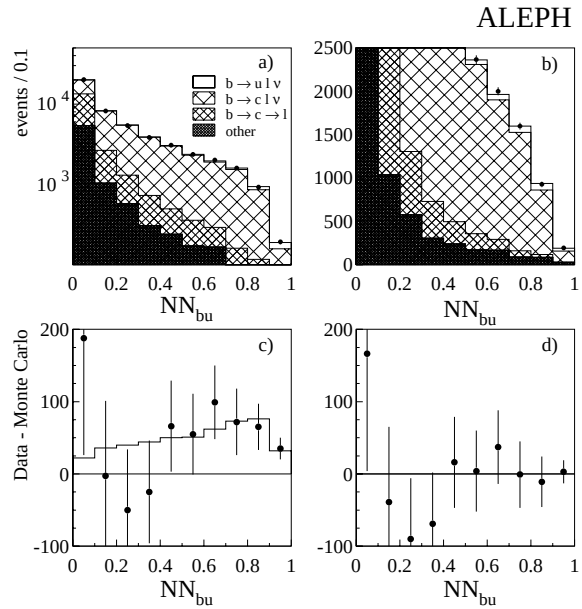


Fig. 10. Neural network output NN_{bu} : **a** and **b** comparison between data (*points*) and Monte Carlo (*histogram*), **c** difference between data and Monte Carlo with no $b \rightarrow u$ transitions (*points*) compared to the $b \rightarrow u$ contribution (*histogram*), and **d** difference between data and Monte Carlo with the fitted value of $b \rightarrow u$

region which is compatible both in rate and in shape with signal $b \rightarrow X_u \ell \nu_\ell$ transitions. The result of the fit is

$$\text{Br}(b \rightarrow X_u \ell \nu_\ell) = (1.73 \pm 0.55_{\text{stat}}) \times 10^{-3},$$

where the statistical error has a $\pm 0.48 \times 10^{-3}$ contribution from the data and $\pm 0.28 \times 10^{-3}$ from the limited Monte Carlo statistics. If the fit is done separately for electrons and muons, the results are respectively $(1.1 \pm 0.8_{\text{stat}}) \times 10^{-3}$ and $(2.3 \pm 0.8_{\text{stat}}) \times 10^{-3}$.

7 Studies of systematic uncertainties

The uncertainties have two origins: the errors associated to the $b \rightarrow c$ transitions and those due to the modelling of the $b \rightarrow u$ transitions. All these errors are summarized in Table 3.

7.1 $b \rightarrow c$ transitions

The systematic uncertainties associated to the background arise from the limited knowledge of the fragmentation process, the relative production rates of b hadrons, their decays and those of the c hadrons produced from these decays.

7.1.1 The fragmentation process

The disagreement observed between data and Monte Carlo in the fragmentation region of the NN_γ distribution was taken into account by reweighting the events in the simulation so that the number of photons from fragmentation is varied by $\pm 10\%$. Since more than 80% of photons from fragmentation have an energy smaller than 2 GeV, no attempt for an energy dependent correction was made. The track impact parameter distribution which plays a major rôle in NN_c is corrected as in [28] and no systematic uncertainty is assigned.

7.1.2 Production of b hadrons

The distribution of the b hadron reconstructed boost (as well as its mean value) shows a slight disagreement between Monte Carlo and data. The Monte Carlo events were therefore reweighted so that this distribution matches the observed one, and the analysis was repeated. The difference between the two $\text{Br}(b \rightarrow X_u \ell \nu_\ell)$ values obtained with and without this correction was taken as the systematic.

The systematic uncertainties associated with the Λ_b production were also investigated. First, the fraction of Λ_b baryons [29] was varied because the shape of the NN_{bu} distribution differs from that of the B mesons. The shape of the NN_{bu} distribution associated with B_s mesons is very similar to that of B_u and B_d , and a variation of the fraction of B_s mesons therefore gives a negligible error on

$\text{Br}(b \rightarrow X_u \ell \nu_\ell)$ [17]. The momentum distributions of the lepton and the neutrino were modified according to the measured value of the Λ_b polarization [30].

The small residual contamination from $Z \rightarrow c\bar{c}$ events in the selected lepton sample is governed by the efficiency $\epsilon_c^{\text{lifetime}}$ of the lifetime algorithm for such events. The relative error $\Delta\epsilon_c^{\text{lifetime}}/\epsilon_c^{\text{lifetime}}$ on this efficiency is estimated to be $\pm 13\%$ [9], giving a negligible error on $\text{Br}(b \rightarrow X_u \ell \nu_\ell)$ due to the high purity of $Z \rightarrow b\bar{b}$ events in the selected sample.

7.1.3 Decay properties of b hadrons

The systematic error $\sigma_{\text{stat}}^{b \rightarrow c}$ on $\text{Br}(b \rightarrow X_u \ell \nu_\ell)$ arising from the statistical uncertainties on $\text{Br}(b \rightarrow \ell)$, $\text{Br}(b \rightarrow c \rightarrow \ell)$ and $\langle X_b \rangle$ is calculated propagating the statistical errors given in Sect. 4.1 and taking into account their correlations. This leads to an error of $\pm 0.22 \times 10^{-3}$ on $\text{Br}(b \rightarrow X_u \ell \nu_\ell)$ mainly due to the uncertainty on $\langle X_b \rangle$. Neglecting correlations induces a negligible change in the error because of the very small sensitivity of the result to $\text{Br}(b \rightarrow X_c \ell \nu_\ell)$ and $\text{Br}(b \rightarrow c \rightarrow \ell)$ introduced by the normalization procedure, showing that the result is not sensitive to the knowledge of the statistical correlations.

The systematic errors induced by the modelling of $b \rightarrow c$ transitions have been evaluated varying the parameters of the model. Since the lepton p and $p_\perp$ spectra are very precisely measured [23], a variation of the parameters of the model produces also relevant changes in $\text{Br}(b \rightarrow X_c \ell \nu_\ell)$, $\text{Br}(b \rightarrow c \rightarrow \ell)$ and $\langle X_b \rangle$ (see Table 4).

These changes have been taken into account when evaluating the variations of $\text{Br}(b \rightarrow X_u \ell \nu_\ell)$.

As shown by Fig. 7, the shape of the NN_{bu} distribution for b decays into D^{**} is different from the shapes for the decays into D and D^* . Changing the fraction of $D^{**} + D^*\pi$ by $(18 \pm 10)\%$ according to the predictions of the AC-CMM and ISGW2 models and taking into account the correlations with $\text{Br}(b \rightarrow X_c \ell \nu_\ell)$, $\text{Br}(b \rightarrow c \rightarrow \ell)$, and $\langle X_b \rangle$ results in a variation of $\text{Br}(b \rightarrow X_u \ell \nu_\ell)$ of ${}^{+0.06}_{-0.16} \times 10^{-3}$. If the correlations were ignored, the variation would be larger by a factor of eight.

To verify that this cancellation caused by the experimentally known lepton spectrum is not accidental, the relative impacts of $\text{Br}(b \rightarrow X_c \ell \nu_\ell)$, $\text{Br}(b \rightarrow c \rightarrow \ell)$, and $\langle X_b \rangle$ and of their correlations on $\text{Br}(b \rightarrow X_u \ell \nu_\ell)$ were modified. To do so, the fit was repeated, including or not the first two bins of the NN_{bu} distribution. As shown in Table 5, the central value of $\text{Br}(b \rightarrow X_u \ell \nu_\ell)$ does not change significantly in the three fits while, for instance, the impact of $\text{Br}(b \rightarrow X_c \ell \nu_\ell)$ decreases by a factor of five when the first bin is removed and by a factor of ten when the first two bins are removed.

To verify that this cancellation is not accidentally due to the specific shape of the $b \rightarrow c$ background, its shape was modified changing other parameters of the model (i.e., the topological branching ratios of the D mesons) and the procedure to evaluate the systematic error induced by the $D^{**} + (D^*\pi)$ fraction was repeated. No significant change in the error was observed.

Table 3. Estimated contributions to the systematic uncertainty on $\text{Br}(b \rightarrow X_u \ell \nu_\ell)$. The final total error has been symmetrized

Source	Variation	$\Delta\text{Br}(b \rightarrow X_u \ell \nu_\ell) (10^{-3})$
Photons from fragmentation	$\pm 10\%$	∓ 0.12
Boost of the b hadron	(see text)	± 0.07
B_s production rate	$(11.2 \pm 1.9)\%$	∓ 0.01
Λ_b production rate	$(11.3 \pm 2.3)\%$	∓ 0.07
Λ_b polarization	$(-30 \pm 30)\%$	∓ 0.01
$\epsilon_c^{\text{lifetime}}$	$\pm 13\%$	± 0.02
$\sigma_{\text{stat}}^{b \rightarrow c}$	(see text)	± 0.22
$b \rightarrow \ell$ modelling	28% of D^{**}	+0.06
$D^{**}/(D^*\pi)$	8% of D^{**}	-0.16
	1.0 ± 0.5	-0.03
4-body rate in Λ_b SL decays	$(20 \pm 20)\%$	+0.05
$B \rightarrow D$ modelling	(see [15])	± 0.12
$c \rightarrow \ell$ modelling	(see [15])	∓ 0.04
$\text{Br}(b \rightarrow \psi \rightarrow \ell)$	$\pm 14\%$	± 0.14
$\text{Br}(b \rightarrow \tau \rightarrow \ell)$	$\pm 18\%$	∓ 0.01
$\text{Br}(b \rightarrow \bar{c} \rightarrow \ell)$	$\pm 50\%$	± 0.00
c hadron topological B.R.	(see text)	± 0.00
no. of neutrals in c decays	(see [17])	± 0.34
$D \rightarrow K_L^0 X$	(see [16])	± 0.11
D^0/D^+	2.59 ± 0.52	± 0.08
$\Lambda_c \rightarrow nX$	0.50 ± 0.16	∓ 0.04
		∓ 0.07
Electron ID efficiency	$\pm 2\%$	± 0.03
Photon conversions	$\pm 10\%$	± 0.00
Electron background	$\pm 10\%$	± 0.00
Muon ID efficiency	$\pm 2\%$	∓ 0.05
Decaying hadrons	$\pm 10\%$	± 0.00
Punch-through	$\pm 20\%$	± 0.00
Punch + decays shape		∓ 0.04
Total b $\rightarrow$ c systematic uncertainty		± 0.04
Value of the cutoff Λ	$0 \text{ GeV} \rightarrow \infty$	+0.06
Exclusive model	JETSET	-0.10
Inclusive model	ACMM	± 0.05
Λ_b modelling	Parton model	± 0.18
	(see text)	± 0.04
Total b $\rightarrow$ u systematic uncertainty		± 0.21
Total systematic uncertainty		± 0.55

The ratio $D^{**}/(D^*\pi)_{\text{nonres}}$ has been varied by 1.0 ± 0.5 [31] for a given lepton momentum spectrum, to take into account the fact that the invariant mass distribution is broader in the nonresonant case [32]. This results in a change of $\text{Br}(b \rightarrow X_u \ell \nu_\ell)$ of $\pm 0.04 \times 10^{-3}$.

The rate of four body decay, $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c X \ell \nu_\ell$, in the semileptonic decays of the Λ_b is varied by $(20 \pm 20)\%$ [33].

The modelling of the $b \rightarrow c \rightarrow \ell$ transitions is studied by fitting the DELCO and MARKIII data with the ACCMM model for the $c \rightarrow \ell$ part, and by using the measured $B \rightarrow D$ spectrum from CLEO for the $b \rightarrow c$ part [15].

The impact of prompt leptons coming from other b decays ($b \rightarrow \tau \rightarrow \ell$, $b \rightarrow \psi \rightarrow \ell$ and $b \rightarrow \bar{c} \rightarrow \ell$) is negligible.

The error associated to the lepton identification algorithm [10] has been propagated to $\text{Br}(b \rightarrow X_u \ell \nu_\ell)$ using the corrections shown in Table 4. The resulting variations of $\text{Br}(b \rightarrow X_u \ell \nu_\ell)$ are small.

7.1.4 Decay properties of the c hadrons

Since the analysis is sensitive to the charged multiplicity, the neural network output for background transitions has different shapes for different numbers of selected charged particles, hence the analysis is sensitive to the uncertainties on the topological branching ratios B_i . The associated systematic uncertainty is estimated as in [28]. The systematic uncertainties associated to the different channels are

Table 4. Contributions to the systematic uncertainty on $\text{Br}(b \rightarrow X_c \ell \nu_\ell)$ and $\text{Br}(b \rightarrow c \rightarrow \ell)$ (in%) and on $\langle X_b \rangle$ taken from [23]

Source	Variation	$\Delta\text{Br}(b \rightarrow X_c \ell \nu_\ell)$	$\Delta\text{Br}(b \rightarrow c \rightarrow \ell)$	$\Delta\langle X_b \rangle$
$b \rightarrow \ell$ modelling	28% of D^{**} 8% of D^{*+}	+0.22 -0.12	-0.40 +0.32	+0.0072 -0.0127
$B \rightarrow D$ modelling	(see [15])	-0.04 +0.04	+0.06 -0.06	+0.0008 -0.0008
$c \rightarrow \ell$ model.	(see [15])	+0.09 -0.12	+0.10 -0.15	-0.0018 +0.0023
Electron ID efficiency	+2%	-0.12	-0.13	—
Photon conversions	+10%	+0.02	-0.08	-0.0004
Electron background	+10%	—	-0.02	-0.0001
Muon ID efficiency	+2%	-0.11	-0.07	-0.0001
Decaying hadrons	+10%	-0.11	-0.07	-0.0002
Punch-through	+20%	+0.01	-0.16	-0.0001
Punch + decays shape		+0.08	-0.03	-0.0015
$\text{Br}(b \rightarrow \psi \rightarrow \ell)$	+14%	-0.02	+0.01	-0.0001
$\text{Br}(b \rightarrow \tau \rightarrow \ell)$	+18%	-0.04	-0.06	+0.0005
$\text{Br}(b \rightarrow W \rightarrow \ell)$	+50%	+0.01	-0.14	-0.0001

Table 5. Effect of the normalization procedure on the $\text{Br}(b \rightarrow X_u \ell \nu_\ell)$ value and on the systematic error due to the change of the fraction of $D^{**} + D^{*+}\pi$ from 18% to 28% (see the text for more details). All the numbers of this table are given in units of 10^{-3}

Cut on NN_{bu}	Fitted $\text{Br}(b \rightarrow X_u \ell \nu_\ell)$	$\Delta\text{Br}(b \rightarrow X_u \ell \nu_\ell)$ without correlations	$\Delta\text{Br}(b \rightarrow X_u \ell \nu_\ell)$ with correlations
0.0	1.69 ± 0.50	+1.04	+0.14
0.1	1.73 ± 0.55	+0.61	+0.06
0.2	1.71 ± 0.60	+0.45	-0.10

Table 6. A breakdown of the uncertainties on $\text{Br}(b \rightarrow X_u \ell \nu_\ell)$ due to the topological branching ratios of D mesons

Source	Variation	$\Delta\text{Br}(b \rightarrow X_u \ell \nu_\ell)$ (10^{-3})
$D^+ \rightarrow 1$ prong	0.384 ± 0.023	∓ 0.13
$D^+ \rightarrow 5$ prongs	0.075 ± 0.015	± 0.07
$D^0 \rightarrow 0$ prong	0.054 ± 0.011	∓ 0.16
$D^0 \rightarrow 4$ prongs	0.293 ± 0.023	± 0.09
$D^0 \rightarrow 6$ prongs	0.019 ± 0.009	± 0.02
$D_s \rightarrow 1$ prong	0.37 ± 0.10	∓ 0.18
$D_s \rightarrow 5$ prongs	0.21 ± 0.11	∓ 0.05

given in Table 6. In the MARKIII analysis [16], the systematic uncertainties on the topological branching ratios of the D^+ and D^0 mesons represent about 50% of their total error, of which half due to their charged particle track selection. This last contribution is then treated as fully correlated among the different channels, and added linearly to compute the systematic effect on $\text{Br}(b \rightarrow X_u \ell \nu_\ell)$. The errors on the topological branching ratios of the D_s^+ mesons are dominated by the statistical uncertainties and are therefore added in quadrature. Since no measurement

is available for the topological final states of the Λ_c , it is assumed that $\Delta B_1 = \pm 0.10$ and $\Delta B_5 = \pm 0.11$, the central values being given by the Monte Carlo. This leads to an error of $\pm 0.11 \times 10^{-3}$ on $\text{Br}(b \rightarrow X_u \ell \nu_\ell)$.

The systematic uncertainty due to the knowledge of the neutral multiplicity was evaluated varying the number of π^0 per D meson decay (for the D^+ , the D^0 and the D_s) according to the results of [16].

The sensitivity of the neural network output to resonant decay modes of the D mesons like $D \rightarrow K_S^0 X$, $D \rightarrow K_L^0 X$, $D \rightarrow \rho X$, $D^+ \rightarrow \rho^+ K^0$ was studied for the D^+ , D^0 and D_s mesons by varying the associated branching ratios within their measured errors. The effect on $\text{Br}(b \rightarrow X_u \ell \nu_\ell)$ is negligible since none of the input variables has explicit resonance selection criteria in its definition. The most important effect comes from the final states containing an energetic neutral hadron (not considered in the reconstruction of the hadronic system X) as they are in turn characterized by low multiplicities and small reconstructed invariant masses. For the Λ_c , the decay modes $\Lambda_c \rightarrow \Lambda^0 X$, $\Lambda_c \rightarrow \Sigma^+ X$, $\Lambda_c \rightarrow pX$ and $\Lambda_c \rightarrow nX$ were considered. The largest effect comes from the final states with a neutron (Fig. 11).

Since the D^+ and D^0 are associated to different topological channels, their associated neural network outputs

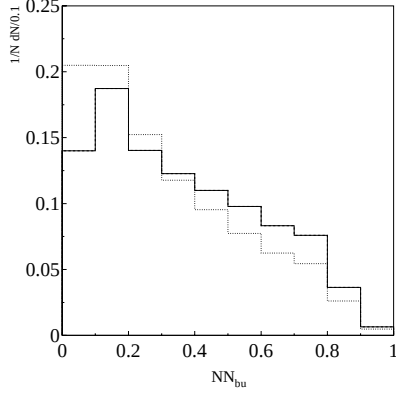


Fig. 11. Output of NN_{bu} for simulated Λ_c decays with (solid line) and without (dotted line) a neutron in the final state. The two contributions are normalized to the same area

have different shapes, hence the analysis is sensitive to the ratio of their production rates in b hadron decays ($D^0/D^+ = 2.59 \pm 0.52$ [17]).

7.2 The $b \rightarrow X_u \ell \nu_\ell$ modelling

As stated earlier, the neural network variables were chosen to minimize the model dependence of the measurement. Figure 12 shows the distortions of the lepton momentum and of the hadronic mass spectra with the cut on NN_{bu} . It can be seen that even if NN_{bu} is correlated with the two distributions, the cut $NN_{bu} > 0.6$, which is used in the analysis, selects events with E_ℓ^* as low as 1 GeV and with any hadronic mass, illustrating that the method has reduced model dependence. The residual model dependence of the measurement is evaluated by varying the parameters of the hybrid model used for the simulation as follows.

The energy cutoff parameter Λ is varied to produce either only nonresonant or only resonant final states. The respective changes in the branching ratio $\text{Br}(b \rightarrow X_u \ell \nu_\ell)$ are $+0.06 \times 10^{-3}$ and -0.10×10^{-3} , confirming a small sensitivity to the details of the X_u final state. Then, with a cutoff parameter at the nominal value of 1.6 GeV and using the DSU model for the inclusive part, the exclusive model is changed from ISGW2 to that implemented in JETSET 7.4 [14]. This changes the branching ratio by -0.05×10^{-3} . Further, again with $\Lambda = 1.6$ GeV, the inclusive part is changed from DSU to ACCMM and the parton [34] models with the exclusive part fixed as ISGW2. This gives a change of -0.18×10^{-3} for ACCMM and -0.08×10^{-3} for the parton model. The systematic uncertainty on $\text{Br}(b \rightarrow X_u \ell \nu_\ell)$ is then obtained by taking the largest variation between the ACCMM and the parton models. Changing the values of μ_π^2 and m_b within their errors leads to negligible variations in $\text{Br}(b \rightarrow X_u \ell \nu_\ell)$.

The lepton momentum, the hadronic invariant mass and the q^2 distributions obtained with these three models are shown in Fig. 13.

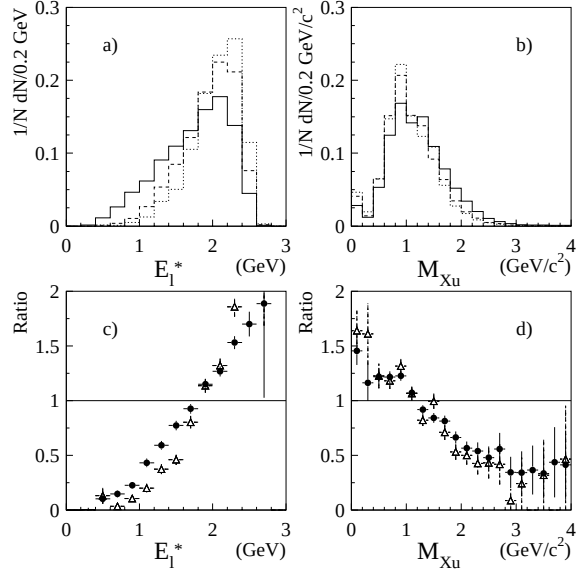


Fig. 12. **a** Lepton energy distribution in the b hadron centre-of-mass frame, **b** invariant mass of the hadronic system obtained in $b \rightarrow u \ell \nu_\ell$ transitions with a cut on NN_{bu} at 0.0 (solid lines), 0.6 (dashed lines) and 0.8 (dotted lines), **c** (resp. **d**) shows the ratio of histogram **a** (resp. **b**) with cut at 0.6 (points) and 0.8 (triangles) to the histogram with no cut

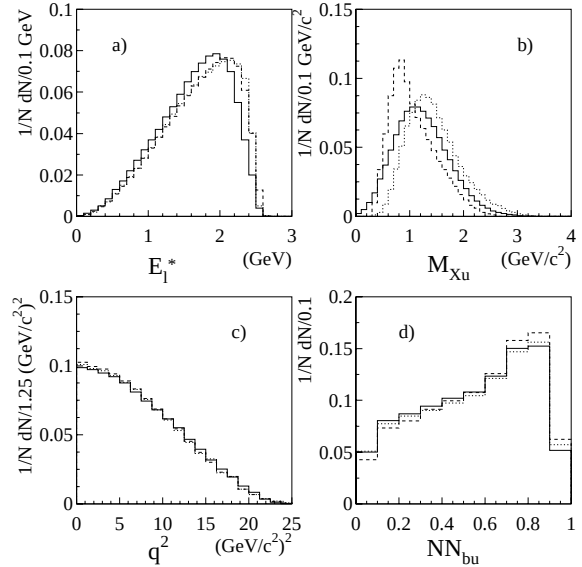


Fig. 13. **a** Lepton momentum, **b** hadronic invariant mass, **c** q^2 of the virtual W for signal events as predicted by completely inclusive models: DSU model (solid lines), ACCMM model (dashed lines) and the parton model (dotted lines). **d** shows the effect of the inclusive modelling on the NN_{bu} output obtained with the hybrid model using $\Lambda = 1.6$ GeV and ISGW2 for the exclusive part

Table 7. Value of $\text{Br}(b \rightarrow X_u \ell \nu_\ell)$ obtained for each of the five last bins of NN_{bu} . The first error is statistical and the second is systematic

Fitted region	$\text{Br}(b \rightarrow X_u \ell \nu_\ell) (10^{-3})$
0.5-0.6	$2.2 \pm 3.7 \pm 2.0$
0.6-0.7	$2.8 \pm 1.9 \pm 1.0$
0.7-0.8	$1.8 \pm 1.5 \pm 0.9$
0.8-0.9	$1.5 \pm 0.9 \pm 0.6$
0.9-1.0	$1.8 \pm 0.9 \pm 0.6$

Since there are no theoretical predictions for the charmless semileptonic transitions of the Λ_b , two extreme choices have been made for the hadronic final state X_u : (i) exclusive $\Lambda_b \rightarrow p \ell \nu_\ell$ transitions, and (ii) multi-body decays $\Lambda_b \rightarrow [(p \text{ or } n) + n\pi] \ell \nu_\ell$. The full difference obtained on $\text{Br}(b \rightarrow X_u \ell \nu_\ell)$ with the two options is taken as the systematic.

7.3 Summary

The various sources of systematic uncertainties and their respective contributions on $\text{Br}(b \rightarrow X_u \ell \nu_\ell)$ are summarized in Table 3. The uncertainty due to the modelling of the $b \rightarrow u$ transitions is a factor of two smaller than the error due to the $b \rightarrow c$ transitions.

This leads to the final result:

$$\text{Br}(b \rightarrow X_u \ell \nu_\ell) = (1.73 \pm 0.55_{\text{stat}} \pm 0.51_{\text{syst } b \rightarrow c} \pm 0.21_{\text{syst } b \rightarrow u}) \times 10^{-3}.$$

8 Checks of the analysis

8.1 $b \rightarrow X_c \ell \nu_\ell$ transitions

Since this analysis is based on the comparison of the NN_{bu} distribution between data and Monte Carlo, it is interesting to see how data and Monte Carlo agree in the signal region when events with a reconstructed D meson are selected. The agreement observed gives confidence that the $b \rightarrow X_c \ell \nu_\ell$ transitions are well simulated in the region where an excess of events is to be observed (see Fig. 14). However, this test has a limited statistical accuracy in the signal region.

8.2 Fit region dependence

The determination of $\text{Br}(b \rightarrow X_u \ell \nu_\ell)$ has been done separately in each of the last five bins of the NN_{bu} distribution and the results are summarized in Table 7. This table shows that all the measurements agree within the statistical errors and that the last four bins have the largest weights in the final result. Figure 15 shows the variation of $\text{Br}(b \rightarrow X_u \ell \nu_\ell)$ as a function of the cut on NN_{bu} . Its value is seen to be stable within the variation allowed by the uncorrelated statistical uncertainties.

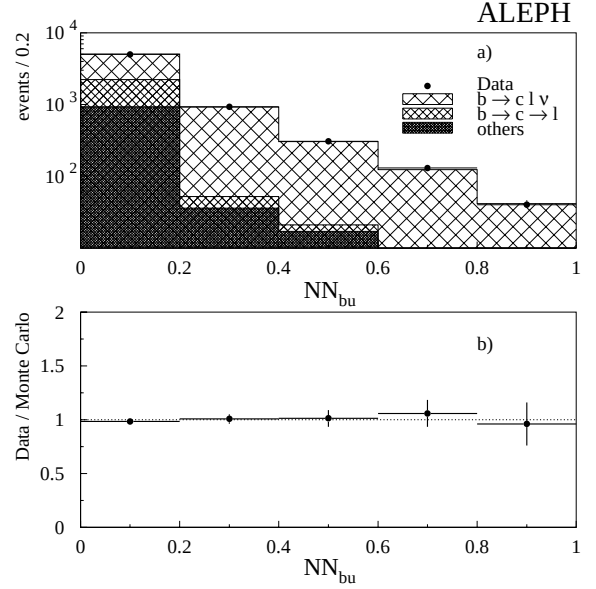


Fig. 14. Neural network output NN_{bu} for hemispheres with a lepton and a reconstructed D meson ($D^0 \rightarrow K^- \pi^+$, $D^0 \rightarrow K^- \pi^- \pi^+ \pi^+$ and $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$). **a** comparison between data (points) and Monte Carlo (histogram), **b** ratio data/Monte Carlo as function of the neural network output NN_{bu}

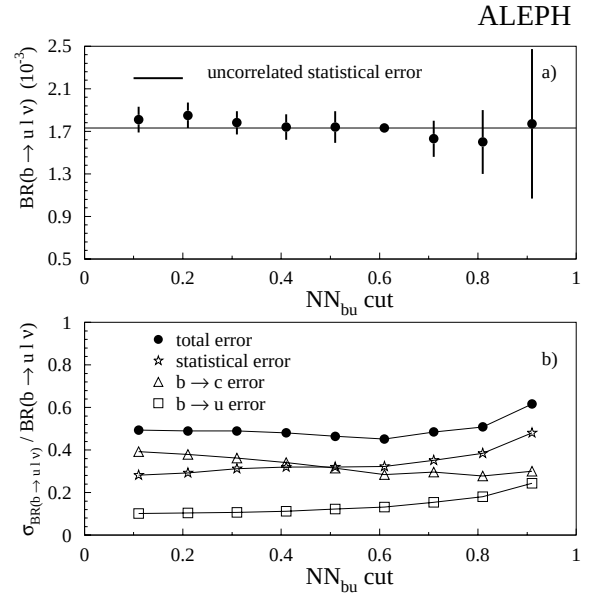


Fig. 15. **a** Values of the branching ratio $\text{Br}(b \rightarrow X_u \ell \nu_\ell)$ obtained for different cuts on NN_{bu} . The uncorrelated statistical errors are calculated with respect to the cut at 0.6, **b** relative errors obtained for the different cuts

8.3 Detector effects

To quantify the effect of the detector resolution, the analysis has been repeated by replacing the real data events by Monte Carlo events with particle momenta computed at the generator level. This change is expected to have an unrealistically large effect on $\text{Br}(b \rightarrow X_u \ell \nu_\ell)$ since, for example, all photons from π^0 decays are separated at this level, thus leading to neutral multiplicities very different from the reconstructed ones, used in the neural network training. However, the fitted $\text{Br}(b \rightarrow X_u \ell \nu_\ell)$ value is decreased by 50% compared to the value used as input in the simulation, indicating that the detector effects related to subtle inaccuracies in the simulation can only have a minor influence on the final result.

The effect of the resolution on the neutrino energy and polar angle have been checked by reweighting the events according to their generated distributions so that they reproduce the generated ones. In both cases, the variation of $\text{Br}(b \rightarrow X_u \ell \nu_\ell)$ is negligible.

8.4 Change of the input variables

The standard analysis was changed in the following way: the BTCONE algorithm was used instead of NN_c and NN_γ to select the particles which enter the definition of the input variables; 15 of the 20 variables were replaced by 15 new variables; the new set of input variables was computed in the laboratory frame and was used as input of a new neural network called NN'_{bu} . This introduces a sensitivity of the analysis to b fragmentation which allows for a two parameter fit of $\text{Br}(b \rightarrow X_u \ell \nu_\ell)$ and of $\langle X_b \rangle$ as a consistency check. The definition of the input variables is given in the Appendix. As for the standard analysis, the comparison between the data and the simulation without $b \rightarrow u$ transitions shows an excess of events in the signal region (see Fig. 16). The one parameter fit gives $\text{Br}(b \rightarrow X_u \ell \nu_\ell) = (1.6 \pm 0.6_{\text{stat}}) \times 10^{-3}$, and the two parameter fit leads to $\text{Br}(b \rightarrow X_u \ell \nu_\ell) = (1.4 \pm 0.8_{\text{stat}}) \times 10^{-3}$; $\langle X_b \rangle = 0.711 \pm 0.005_{\text{stat}}$. The results are in agreement with the standard analysis.

8.5 Neutral hadron production

Since neutral hadrons are not considered when reconstructing the b hadron, a bad simulation of the $b \rightarrow X_c \ell \nu_\ell$ final states involving energetic neutral hadrons would alter the background NN_{bu} distribution at high values (low reconstructed mass, low multiplicity) and therefore modify in either direction the measured $b \rightarrow u$ transition rate in the data. Figure 17 shows the neutral hadronic energy reconstructed in a 30° cone around the lepton for different cuts on NN_{bu} . Good agreement is observed between data and simulation for all the cuts. In particular, no excess/deficit appears in the data when the cut on NN_{bu} is tightened. The neutral hadronic energy distribution is different for final states with and without K_L^0 (Fig. 18), providing the opportunity to measure the inclusive production rate of

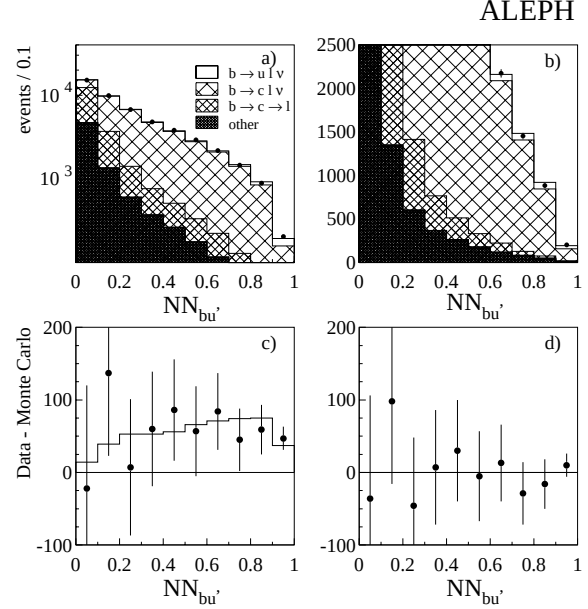


Fig. 16. Neural network output NN'_{bu} : **a** and **b** comparison between data (*points*) and Monte Carlo (*histogram*), **c** difference between data and Monte Carlo with no $b \rightarrow u$ transitions (*points*) compared to the $b \rightarrow u$ contribution (*histogram*), and **d** difference between data and Monte Carlo with the fitted value of $b \rightarrow u$

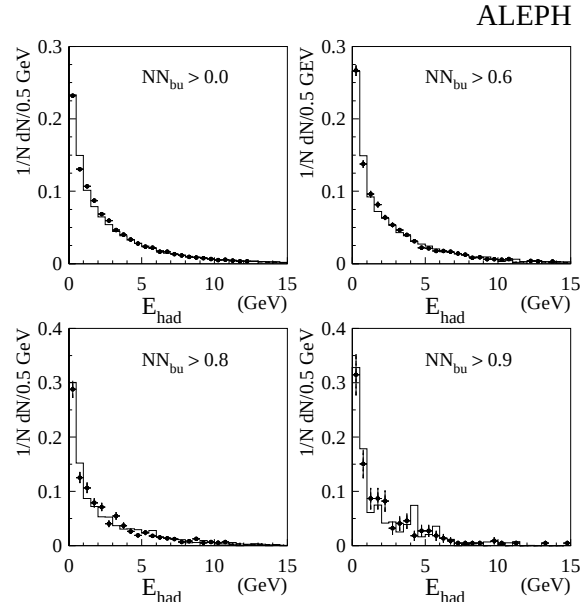


Fig. 17. Neutral hadronic energy deposited in a 30° cone around the lepton. Comparison between data (*points*) and Monte Carlo (*histogram*) for several cuts on NN'_{bu}

570

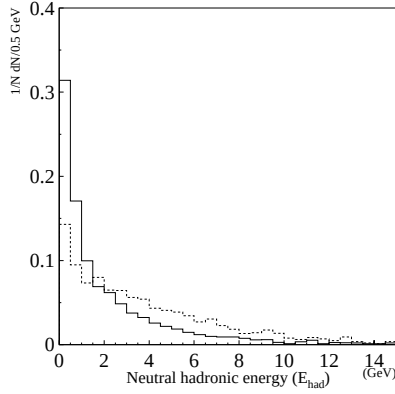
The ALEPH Collaboration: Determination of $|V_{ub}|$ from the measurement

Fig. 18. Simulated neutral hadronic energy deposited in a 30° cone around the lepton for events with (*dashed histogram*) and without (*solid histogram*) K_L^0 . The two contributions are normalized to the same area

Table 8. Average values, obtained for different cuts on NN_{bu} , of the neutral hadronic energy E_{had} (in GeV) deposited in a 30° cone around the lepton, and fitted values of the inclusive production rate of K_L^0 in D meson decays. The errors are statistical only

Cut on NN_{bu}	$\langle E_{had} \rangle_{data}$	$\langle E_{had} \rangle_{MC}$	$Br(D \rightarrow K_L^0 X)$ (%)
0.0	2.66 ± 0.01	2.69	24.2 ± 1.0
0.6	2.55 ± 0.04	2.56	24.7 ± 2.0
0.8	2.41 ± 0.07	2.36	24.0 ± 4.4
0.9	2.10 ± 0.15	2.10	17.9 ± 9.0

K_L^0 in D meson decays, as a consistency check. The results are summarized in Table 8. They are in agreement with each other and with the average value of $(24.5 \pm 4.4)\%$ measured by MARKIII [16].

8.6 Evidence for $b \rightarrow u$ signal in M_B^{rec} distribution

The $b \rightarrow c$ events associated to high values of NN_{bu} ($NN_{bu} > 0.9$) often contain a badly reconstructed hadronic system X_c with unusually low multiplicity and mass. As a consequence, the invariant mass M_B^{rec} of the $X_c \ell \nu_\ell$ system is not peaked at $5.4 \text{ GeV}/c^2$ but has a rather broad distribution, in contrast to well reconstructed $b \rightarrow u$ events (Fig. 19a).

This gives the opportunity to search for evidence of $b \rightarrow u$ in this distribution. Good agreement is observed between data and Monte Carlo except in the region $4 < M_B^{rec} < 8 \text{ GeV}/c^2$ where an excess of events is seen to be compatible with the measured signal $b \rightarrow X_u \ell \nu_\ell$ transitions. This exercise cannot be repeated with the hadronic invariant mass M_X since, as mentioned above, the selection of events with NN_{bu} larger than 0.9 biases the background towards low (badly reconstructed) M_X (Fig. 20).

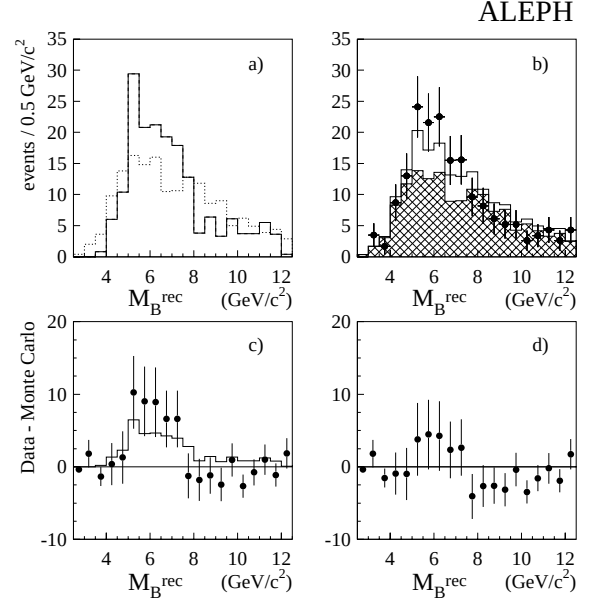


Fig. 19a–d. Invariant mass M_B^{rec} of the reconstructed $X \ell \nu_\ell$ system in the region $NN_{bu} > 0.9$. **a** Comparison between simulated $b \rightarrow u$ (*solid histogram*) and $b \rightarrow c$ (*dotted histogram*) transitions (the two distributions are normalized to the same area), **b** comparison between data (*points*) and Monte Carlo. The hatched histogram is for $b \rightarrow c$ transitions and the open one describes the $b \rightarrow u$ contribution, **c** Difference between data and Monte Carlo with no $b \rightarrow u$ transitions (*points*) compared to the $b \rightarrow u$ contribution (*histogram*), **d** difference between data and Monte Carlo with the fitted value of $b \rightarrow u$

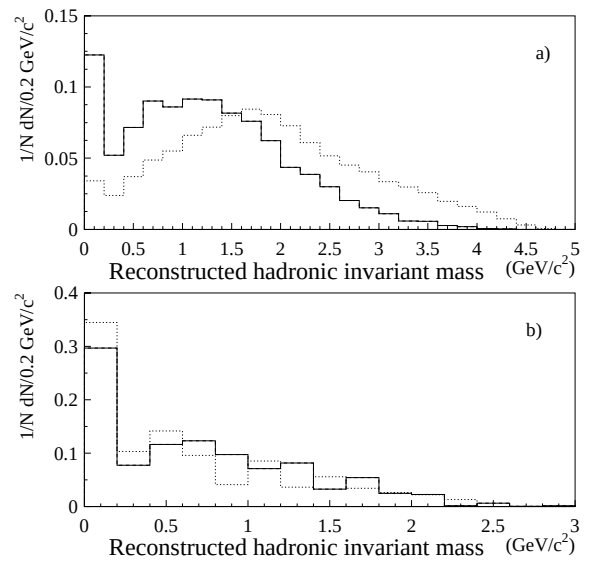


Fig. 20a,b. Comparison of the reconstructed hadronic invariant mass M_X in simulated $b \rightarrow u$ (*solid line*) and $b \rightarrow c$ (*dotted line*) events, **a** with no cut on NN_{bu} , **b** for $NN_{bu} > 0.9$. The two distributions are normalized to the same area

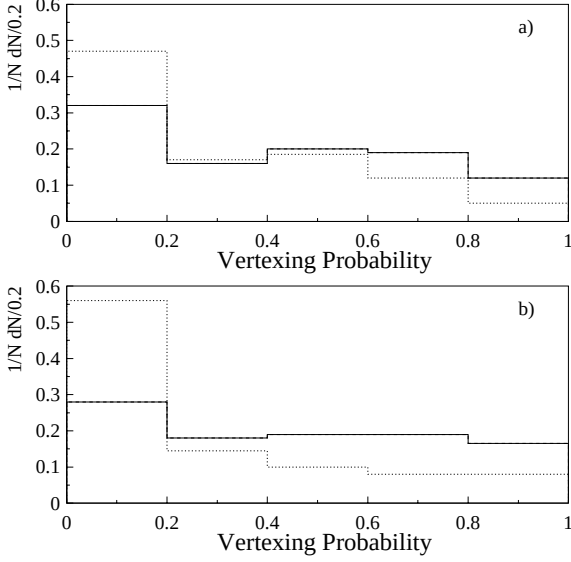


Fig. 21. Probability of the lepton- X_{ch} vertex with: **a** no cut on NN_{bu} , **b** $NN_{bu} > 0.8$. Comparison between simulated $b \rightarrow X_c \ell \nu_\ell$ (dotted line) and $b \rightarrow u$ (solid line) transitions

8.7 Evidence of $b \rightarrow u$ transitions in the vertexing

Since no vertexing information is used in the input variables, an independent signature of $b \rightarrow u$ transitions at high values of NN_{bu} can be constructed. A common vertex between the lepton candidate and the charged hadronic system X_{ch} is reconstructed and the corresponding χ^2 calculated. To select only well defined secondary vertices, a cut at 0.2 on the χ^2 probability is applied [35]. The efficiency of this cut is then determined for data and Monte Carlo events for different cuts on NN_{bu} . Because of the c hadron lifetime, this efficiency is expected to be smaller for $b \rightarrow c$ compared to $b \rightarrow u$ transitions (Fig. 21a). This effect becomes even more important at high values of NN_{bu} because the $b \rightarrow c$ events which populate this region, (i) have small charged multiplicity, and (ii) are often not well reconstructed, as already discussed, thus giving a poor vertex fit (Fig. 21b).

Figure 22 shows the ratio of these efficiencies between data and simulation with and without $b \rightarrow u$ transitions. No dependence on NN_{bu} is seen if the data are compared to the simulation including $b \rightarrow u$ events, while this ratio increases with the cut on NN_{bu} with pure $b \rightarrow c$ simulated events, indicating the presence of $b \rightarrow u$ transitions in the data at high NN_{bu} values.

8.8 A few $b \rightarrow X_u \ell \nu_\ell$ candidate events

Finally, the 192 data events with $NN_{bu} > 0.9$ have been visually inspected to search for direct evidence of $b \rightarrow X_u \ell \nu_\ell$ transitions. A total of 35 events is expected to come from $b \rightarrow u$ transitions (as determined from the fitted value of the branching fraction), of which 3.8 from $X_u = \pi^-$ or ρ^- .

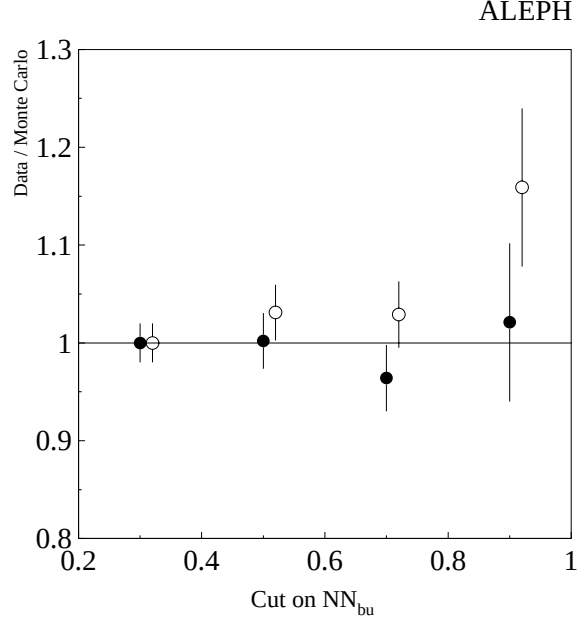


Fig. 22. Ratio of vertexing efficiencies between data and Monte Carlo as a function of the cut applied on NN_{bu} , with (black circles) and without (open circles) $b \rightarrow u$ transitions in the simulation. The ratios are normalized to have a value equal to 1 for $NN_{bu} = 0.3$

Two such events were found and the $B^0 \rightarrow \rho^- e^+ \nu_e$ candidate event is shown in Fig 23.

9 Determination of $|V_{ub}|$

The value of $|V_{ub}|$ is determined from the measurement of the inclusive charmless semileptonic branching ratio of b hadrons by using the relation obtained in the framework of the Heavy Quark Expansion theory [6]:

$$|V_{ub}|^2 = 20.98 \frac{\text{Br}(b \rightarrow X_u \ell \nu_\ell)}{0.002} \frac{1.6 \text{ ps}}{\tau_B} \times (1 \pm 0.05_{\text{pert}} \pm 0.06_{m_b}) \times 10^{-6}$$

where τ_B is the average b hadron lifetime. With $\tau_B = (1.554 \pm 0.013) \text{ ps}$ [36], $|V_{ub}|^2$ is determined to be

$$|V_{ub}|^2 = (18.68 \pm 5.94_{\text{stat}} \pm 5.94_{\text{syst}} \pm 1.45_{\text{HQE}}) \times 10^{-6},$$

where the last error comes from the uncertainties on m_b and on higher-order perturbative corrections [6].

This measurement yields $|V_{ub}| = (4.16 \pm 1.02) \times 10^{-3}$ in agreement with the value $(3.3 \pm 0.8) \times 10^{-3}$ derived by CLEO using exclusive final states [2]. In contrast to the errors assigned to $|V_{ub}|^2$, those assigned to $|V_{ub}|$ are not Gaussian and ought to be used with care. For instance, the “two sigma” interval turns out to be asymmetric: $|V_{ub}| = (4.16^{+1.86}_{-2.80}) \times 10^{-3}$ at the 95% confidence level, instead of the $\pm 2.04 \times 10^{-3}$ that could be naively derived from the previous equation.

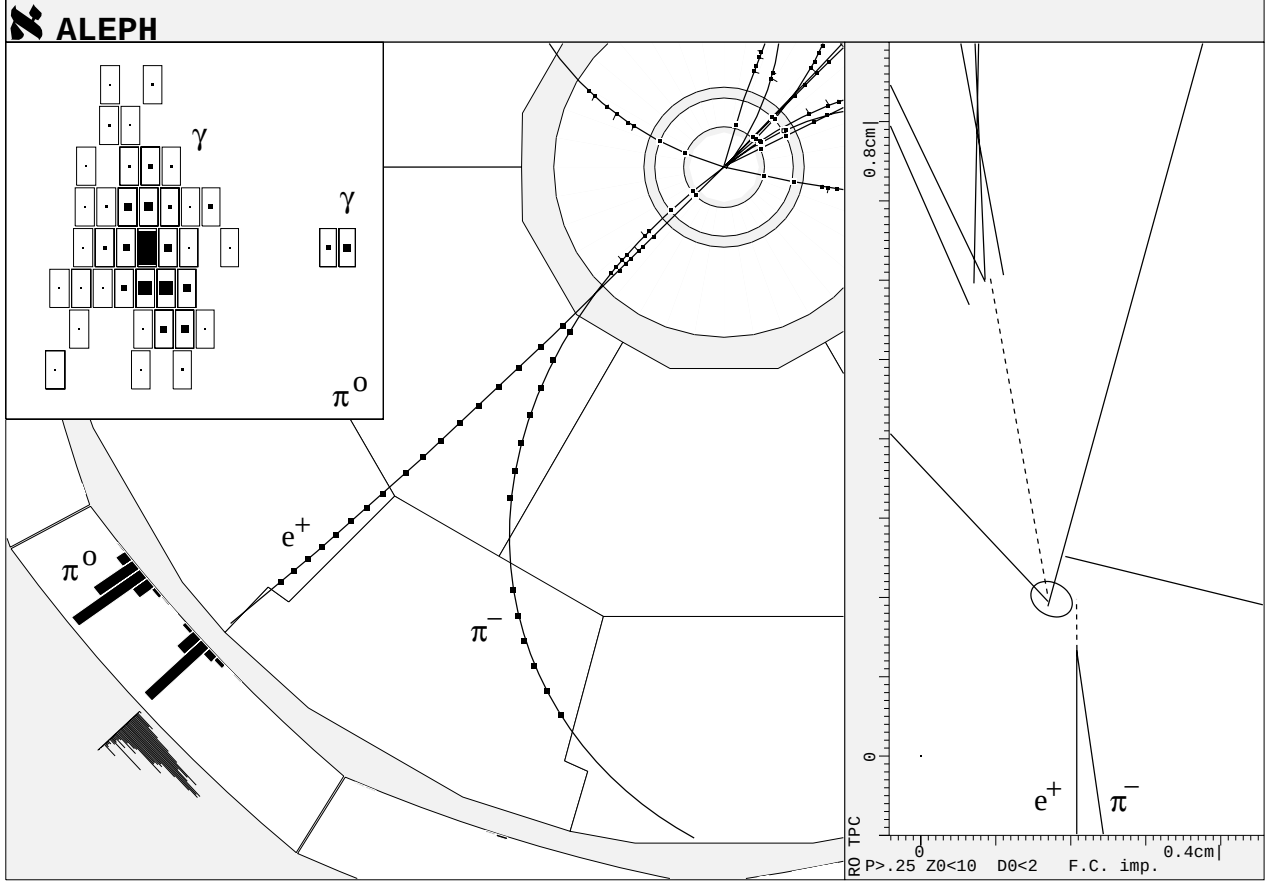


Fig. 23. View of the scanned $B^0 \rightarrow \rho^- e^+ \nu_e$ event, with $\rho^- \rightarrow \pi^- \pi^0$ and $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$. The right plot shows a close up $r\phi$ view of the interaction point with the 3σ ellipse corresponding to the primary vertex of the event and the detached vertex formed by the e^+ and the π^- candidates, while the upper left insert shows the energy deposited in the electromagnetic calorimeter by the two photons coming from the π^0 decay

10 Conclusion

Using a tag based on the different kinematic properties of the final states $b \rightarrow X_u \ell \nu_\ell$ and $b \rightarrow X_c \ell \nu_\ell$, the inclusive charmless semileptonic branching ratio of b hadrons has been measured. The analysis of data collected between 1992 and 1995 leads to

$$\text{Br}(b \rightarrow X_u \ell \nu_\ell) = (1.73 \pm 0.55_{\text{stat}} \pm 0.55_{\text{syst}}) \times 10^{-3}.$$

The value of the CKM matrix element squared $|V_{ub}|^2$, extracted by using a model based on the Heavy Quark Expansion theory, is

$$|V_{ub}|^2 = (18.68 \pm 5.94_{\text{stat}} \pm 5.94_{\text{syst}} \pm 1.45_{\text{HQE}}) \times 10^{-6},$$

corresponding to $|V_{ub}| = (4.16 \pm 1.02) \times 10^{-3}$ with non-Gaussian errors.

Acknowledgement. We are indebted to our colleagues of the accelerator divisions for the outstanding performance of the LEP accelerator. Thanks are also due to the many engineering

and technical personnel at CERN and at the home institutes for their contributions toward the success of ALEPH. Those of us not from member states wish to thank CERN for its hospitality. We thank R. D. Dikeman and N. G. Uraltsev for their help in the simulation of charmless semileptonic B decays.

Appendix

In the following, the input variables are ordered by decreasing discriminating power according to the value of their “inertial part” [37] (expressed in%). This fraction gives the amount of information carried by the associated variable.

Input variables G_{IP} used in NN_γ

- $G(1)_{38.4}$: The angle between the photon and the axis of the nucleated jet (see variable $G(4)$ for definition of this axis).
- $G(2)_{34.8}$: The momentum of the photon.

- $G(3)_{23.4}$: The angle between the lepton and the photon.
- $G(4)_{3.4}$: The rapidity of the photon computed w.r.t. the axis of a nucleated jet defined as follows [38]: the lepton is chosen as initial axis. Then, the momenta of charged particles and photons of the lepton hemisphere are added to that of the lepton, taking first the particle which adds the least to the $\ell - X$ invariant mass. The addition is stopped when no particle can be added without increasing this invariant mass to a value greater than $5 \text{ GeV}/c^2$. Finally, the axis of this nucleated jet is defined by removing the momentum vector of the lepton.
- $V(15)_{3.9}$: Invariant mass $M_{2,3,4}$.
- $V(16)_{3.8}$: $\sum_j p_{\perp}(j) / \sum_j p(j)$.
- $V(17)_{3.5}$: Rapidity of the lepton w.r.t. the hemisphere axis.
- $V(18)_{3.4}$: Lepton transverse momentum computed w.r.t. the b boost axis.
- $V(19)_{3.2}$: Mass of the hadronic system X obtained with a nucleated jet algorithm.
- $V(20)_{2.5}$: Invariant mass $M_{1,3,4}$.

Input variables C_{IP} used in NN_c

- $C(1)_{33.6}$: Same as $G(3)$.
- $C(2)_{32.6}$: The track impact parameter divided by its error.
- $C(3)_{13.1}$: Same as $G(2)$.
- $C(4)_{9.9}$: Same as $G(4)$.
- $C(5)_{5.7}$: Same as $G(1)$.
- $C(6)_{5.1}$: The track impact parameter.

Input variables V_{IP} used for NN_{bu}

The particles which enter the definition of the input variables V_{IP} are selected in the lepton hemisphere by cutting on NN_c and NN_{γ} (see Sect. 3), and $p_{\perp}$ (resp. $p_{//}$) refers to the transverse (resp. longitudinal) momentum of a particle computed w.r.t. the lepton axis. Finally, the particle numbering 1, 2, 3,... stands for the first, second, third,... most energetic selected particle.

- $V(1)_{9.9}$: $[\sum_j (\sum_{i \leq j} p_{\perp}(i)) (\sum_{i \leq j} p_{//}(i))] / [\sum_j p(j)]^2$ where the particles j are ordered by decreasing energy values.
- $V(2)_{8.0}$: Hadronic invariant mass of the charged particles.
- $V(3)_{8.0}$: Transverse momentum of the most energetic particle (lepton excluded).
- $V(4)_{7.3}$: Invariant mass $M_{1,2}$.
- $V(5)_{6.6}$: Charged particle multiplicity.
- $V(6)_{6.6}$: Fraction of the reconstructed energy carried by the lepton.
- $V(7)_{4.6}$: Sum of the rapidities of the charged particles w.r.t. the lepton axis.
- $V(8)_{4.5}$: Energy of the lepton in the reconstructed b hadron rest frame.
- $V(9)_{4.4}$: Rapidity of the most energetic particle computed w.r.t. the lepton axis.
- $V(10)_{4.3}$: Invariant mass $M_{1,3}$.
- $V(11)_{4.1}$: Transverse momentum of the second leading particle.
- $V(12)_{4.1}$: “Directed Sphericity” [39] for particles 1, 2 and 3.
- $V(13)_{4.1}$: Invariant mass $M_{1,4}$.
- $V(14)_{4.0}$: $\sum_j [p_{\perp}(j)]^2$.

Input variables V'_{IP} used for NN'_{bu}

The particles which enter the definition of the input variables V'_{IP} are selected in the lepton hemisphere with the BTCONE algorithm (see Sect. 3).

- $V'(1)_{11.6}$: Sum of the charged particle rapidities computed w.r.t. the lepton axis.
- $V'(2)_{7.0}$: Transverse momentum of the lepton w.r.t. its jet axis (lepton excluded).
- $V'(3)_{6.7}$: Rapidity of the lepton w.r.t. its jet axis.
- $V'(4)_{6.1}$: Transverse momentum of the most energetic particle (lepton excluded).
- $V'(5)_{5.2}$: $[\sum_j (\sum_{i \leq j} p_{\perp}(i)) (\sum_{i \leq j} p_{//}(i))] / [\sum_j p(j)]^2$ where the particles j are ordered by decreasing energy values.
- $V'(6)_{5.1}$: $|\sum_j \mathbf{p}(j)|$.
- $V'(7)_{5.0}$: Invariant mass $M_{1,2,3}$.
- $V'(8)_{4.8}$: $[E_{\text{lepton}} + \sum_j E(j)] / E_{\text{beam}}$.
- $V'(9)_{4.8}$: Invariant mass $M_{1,2,4}$.
- $V'(10)_{4.6}$: “Directed Sphericity” of particles 1, 2 and 4.
- $V'(11)_{4.4}$: Transverse momentum of the second leading particle.
- $V'(12)_{4.4}$: $|\sum_j \mathbf{p}(j)|$ where j runs over all the selected charged particles.
- $V'(13)_{4.2}$: $|\mathbf{p}_{\text{lepton}} + \sum_j \mathbf{p}(j)|$.
- $V'(14)_{4.1}$: Lepton-neutrino invariant mass.
- $V'(15)_{3.9}$: “Directed Sphericity” of particles 1, 2 and 3.
- $V'(16)_{3.9}$: Fraction of energy carried by the lepton.
- $V'(17)_{3.8}$: $\sum_j [p_{\perp}(j)]^2$.
- $V'(18)_{3.5}$: “Directed Sphericity” of the particles 1, 2, 3 and 4.
- $V'(19)_{3.5}$: Invariant mass of the lepton and charged particles.
- $V'(20)_{3.4}$: $|\mathbf{p}_{\text{lepton}} + \sum_j \mathbf{p}(j)|$ where j runs over all the selected charged particles.

References

1. ARGUS Collaboration, *Observation of semileptonic charmless B meson decays*, Phys. Lett. B **234**, 409 (1990); ARGUS Collaboration, *Reconstruction of semileptonic*

- $b \rightarrow u$ decays, Phys. Lett. B **255**, 297 (1991) CLEO Collaboration, *Observation of the B-Meson Semileptonic Decays to Noncharmed Final States*, Phys. Rev. Lett. **64**, 16 (1990); CLEO Collaboration, *Measurement of Charmless Semileptonic Decays of B mesons*, Phys. Rev. Lett. **71**, 4111 (1993)
2. CLEO Collaboration, *First Measurement of $B \rightarrow \pi \ell \nu$ and $B \rightarrow \rho(\omega) \ell \nu$ Branching Fractions*, Phys. Rev. Lett. **77**, 5000 (1996)
3. R.D. Dikeman, N.G. Uraltsev, TPI-MINN-97/06-T, hep-ph/9703437; I. Bigi, R.D. Dikeman, N.G. Uraltsev, hep-ph/9706520
4. V. Barger et al., Phys. Lett. B **251**, 629 (1990); J. Dai, Phys. Lett. B **333**, 212 (1994); A. Falk, *Extraction of V_{ub} from the hadronic invariant mass spectrum in semileptonic B decays*, talk given at the EPS-HEP97, Jerusalem, August 1997
5. C. Ramirez, J.F. Donoghue, G. Burdman, Phys. Rev. D **41**, 1496 (1990)
6. N.G. Uraltsev, Int. Jour. Mod. Phys. A **11**, 515 (1996); I. Bigi, M. Shifman, N.G. Uraltsev, hep-ph/9703290
7. ALEPH Collaboration, *ALEPH: a detector for electron-positron annihilations at LEP*, Nucl. Inst. and Meth. A **294**, 121 (1990)
8. ALEPH Collaboration, *Performance of the ALEPH detector at LEP*, Nucl. Inst. and Meth. A **360**, 481 (1995)
9. ALEPH Collaboration, *A precise measurement of $\Gamma_{Z \rightarrow b\bar{b}}/\Gamma_{Z \rightarrow \text{hadrons}}$* , Phys. Lett. B **313**, 535 (1993)
10. ALEPH Collaboration, *Heavy flavour production and decay with prompt leptons in the ALEPH detector*, Z. Phys. C **62**, 179 (1994)
11. ALEPH Collaboration, *Improved measurements of electroweak parameters from Z decays into fermion pairs*, Z. Phys. C **53**, 1 (1992)
12. ALEPH Collaboration, *Measurement of the effective b quark fragmentation function at the Z resonance*, Phys. Lett. B **357**, 699 (1995)
13. OPAL Collaboration, *QCD studies using a cone-based jet finding algorithm for e^+e^- collisions at LEP*, Z. Phys. C **63**, 197 (1994)
14. T. Sjöstrand, Comp. Phys. Comm., **8** 2, 74 (1994)
15. ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL Collaboration, *Combining heavy flavor electroweak measurements at LEP*, Nucl. Inst. and Meth. A **378**, 101 (1996)
16. MARKIII Collaboration, *Measurement of the inclusive decay properties of charmed mesons*, Phys. Lett. B **263**, 135 (1991)
17. Particle Data Group, *Review of Particle Physics*, Phys. Rev. D **54**, 1 (1996)
18. G. Altarelli et al., Nucl. Phys. B **208**, 365 (1982); G. Altarelli, S. Petrarca, Phys. Lett. B **261**, 303 (1991)
19. CLEO Collaboration, *Measurement of semileptonic branching fractions of B mesons at the $\Upsilon(4S)$ resonance*, Phys. Rev. D **45**, 2212 (1992)
20. DELCO Collaboration, *Semileptonic Decays on the D meson*, Phys. Rev. Lett. **43**, 1073 (1979)
21. MARKIII Collaboration, *Direct Measurement of charmed D^+ and D^0 Semileptonic Branching Ratios*, Phys. Rev. Lett. **54**, 1976 (1985)
22. CLEO Collaboration, *Inclusive and exclusive decays of B mesons to final states including charm and charmonium mesons*, Phys. Rev. D **45**, 21 (1992)
23. P. Perret, talk given at the EPS-HEP95, Brussel, July 1995; S. Monteil, Ph-D Thesis, *Production et désintégrations semileptoniques des quarks lourds au LEP avec le détecteur ALEPH*, Clermont-Ferrand, PCCFT-9602
24. D. Scora, N. Isgur, Phys. Rev. D **52**, 2783 (1995)
25. R.D. Dikeman, M. Shifman, N.G. Uraltsev, Int. Jour. Mod. Phys. A **11**, 571 (1996)
26. M.B. Voloshin, Int. Jour. Mod. Phys. A **10**, 2865 (1995)
27. M. Neubert, *B Decays and CP Violation*, CERN-TH/96-55, April 1996
28. ALEPH Collaboration, *A measurement of R_b using a lifetime-mass tag*, Phys. Lett. B **401**, 150 (1997)
29. L. Chaussard, *B hadron production and inclusive b decays at LEP*, talk given at the EPS-HEP97, Jerusalem, August 1997
30. ALEPH Collaboration, *Measurement of the A_b polarization*, Phys. Lett. B **365**, 437 (1996)
31. ALEPH Collaboration, *Production of orbitally excited charm mesons in semileptonic B decays*, Z. Phys. C **73**, 601 (1997)
32. C.S. Kim et al., Nucl. Phys. B (Proc. Suppl.) **37A**, 69 (1984)
33. ALEPH Collaboration, *Measurements of the b baryon lifetime*, Phys. Lett. B **357**, 685 (1995)
34. A. Bareiss, E.A. Paschos, Nucl. Phys. B **327**, 353 (1989); C.H. Jin, W.F. Palmer, E.A. Paschos, Phys. Lett. B **329**, 384 (1994); K.Y. Lee, J.K. Kim, Phys. Lett. B **379**, 202 (1996)
35. ALEPH Collaboration, *An investigation of B_d^0 and B_s^0 oscillations*, Phys. Lett. B **322**, 441 (1994)
36. F. Muheim, *A review of b hadron lifetimes*, talk given at the EPS-HEP97, Jerusalem, August 1997
37. C. Guicheney, Preprint Clermont-Fd, PCCF-9401 (1994)
38. ALEPH Collaboration, *Measurements of mean lifetime and branching fractions of b hadrons decaying to J/ψ* , Phys. Lett. B **295**, 396 (1992)
39. L. Bellantoni et al., Nucl. Inst. and Meth. A **310**, 618 (1991)

Chapitre 1

COLLISIONS D'IONS LOURDS ET SAVEURS LOURDES

Les collisions d'ions lourds ultra-relativistes produisent un système nucléaire qui peut atteindre une grande densité et une température très élevée. Le système créé dans ce genre de collisions permet ainsi de tester l'interaction forte dans des conditions thermodynamiques extrêmes.

1.1 Pourquoi des collisions d'ions lourds ?

1.1.1 QCD et liberté asymptotique

La chromodynamique quantique ou QCD [2, 12] est une théorie de jauge basée sur le groupe de symétrie associé aux trois couleurs que peuvent porter les quarks : $SU(3)_c$. Le caractère non abélien de cette théorie fait que les bosons de jauge de l'interaction forte, les gluons, sont également porteurs d'un nombre quantique de couleur. Ils peuvent alors interagir entre eux, ce qui a pour effet de modifier la constante de couplage de la QCD, α_s , comparée à celle d'une théorie de jauge abélienne comme l'électrodynamique quantique (QED). Ainsi, la constante de couplage de la QCD, pour un processus dont l'échelle d'énergie mise en jeu est μ , s'exprime aux corrections à une boucle :

$$\alpha_s(\mu) = \frac{12\pi}{(11N_c - 2N_f) \ln \left(\frac{\mu^2}{\Lambda_{QCD}^2} \right)}, \quad (1.1)$$

où N_c et N_f sont respectivement le nombre de couleurs et le nombre de saveurs de quarks. Le paramètre Λ_{QCD} est le paramètre d'échelle de la QCD qui correspond à l'énergie pour laquelle le couplage est extrêmement fort. La QCD peut être développée sous forme perturbative uniquement dans le domaine $\mu \gg \Lambda_{QCD}$. Le nombre de couleurs est $N_c = 3$, tandis que le nombre de saveurs N_f dépendra de l'énergie mise en jeu dans le processus considéré. Dans l'état actuel de nos connaissances, il existe six types de quarks ; il en résulte alors que $11N_c - 2N_f > 0$. Ainsi à très grande énergie, la constante de couplage de la QCD devient extrêmement petite : $\alpha_s(\mu \rightarrow \infty) \rightarrow 0$. Cette propriété liée au caractère non abélien de la QCD a été prédit par Gross, Politzer et Wilczek (prix Nobel de Physique 2004) [13]. Les

données mondiales actuelles de la constante de couplage de l'interaction forte $\alpha_s(\mu)$ [14] sont illustrées sur la figure 1.1. À partir de ces mesures, on en déduit que la valeur du paramètre d'échelle de la QCD vaut [14] : $\Lambda_{QCD} = 217 \pm_{23}^{25}$ MeV. Notons que la séparation entre quarks légers et quarks lourds se base sur le paramètre d'échelle de la QCD :

- les quarks légers q (u , d et s) sont tels que $m_q \ll \Lambda_{QCD}$,
- les quarks lourds Q (c , b et t) sont tels que $m_Q \gg \Lambda_{QCD}$.

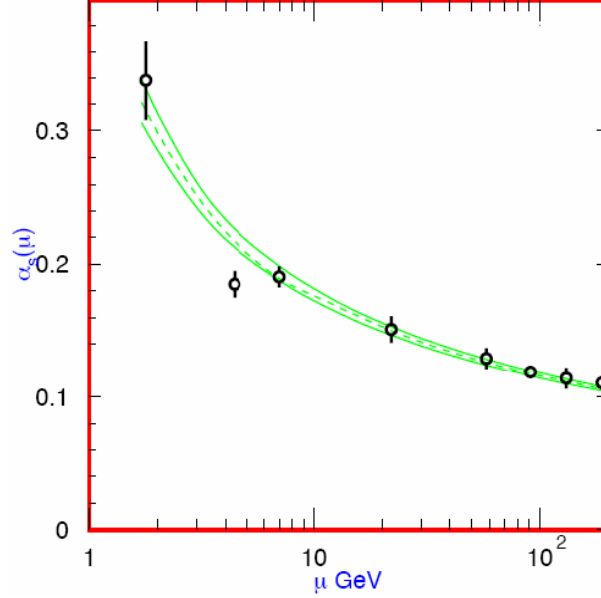


FIG. 1.1 – Ensemble des mesures de la constante de couplage de l'interaction forte $\alpha_s(\mu)$ pour différentes énergies μ [14]. La ligne en pointillés représente la valeur prédite par la QCD, et les lignes continues les incertitudes associées à $\pm 1 \sigma$.

1.1.2 Diagramme de phase de la QCD

La propriété de liberté asymptotique, propre à la QCD, a permis à Collins et Perry [15] de prédire le déconfinement de la matière nucléaire dans un milieu dont la densité d'énergie serait suffisamment importante, comme dans le cœur des étoiles à neutrons ou lors des premiers instants de l'Univers. Les auteurs qualifient ce nouvel état de la matière nucléaire de *soupe de quarks*. En effet, à grande densité d'énergie les fonctions d'ondes des hadrons auront tendance à se recouvrir. Les quarks, initialement confinés dans les hadrons, acquièrent alors une liberté pour passer d'une zone hadronique à une autre ; en d'autres termes il deviennent déconfinés. Historiquement, le terme *plasma de quarks et de gluons (QGP)*, en réalité '*QCD (or quark-gluon) plasma*', a été introduit par Shuryak en 1980 [16].

Un hadron peut être décrit comme un sac dans lequel les quarks sont confinés, comme dans le 'MIT bag model' [17]. Ce confinement s'explique alors par une pression exercée par le vide de la QCD sur le sac, appelée *constante de sac* B , et qui empêche ainsi les quarks de s'échapper. Une approche thermodynamique du problème du déconfinement consiste à considérer un QGP comme un système de quarks et de gluons dont la pression interne devient supérieure à la pression de sac B . Un tel système s'équilibre par des interactions du genre

$q + q \leftrightarrow g + g$, il convient donc de le décrire dans le cadre de l'ensemble grand-canonique. Dans cette approche, la pression d'un gaz parfait ultra-relativiste s'écrit :

$$P = k T \frac{\partial}{\partial \mathcal{V}} [\ln \mathcal{Z}(T, \mathcal{V}, \mu_i)] \quad (1.2)$$

$$\text{avec} \quad \ln \mathcal{Z}(T, \mathcal{V}, \mu_i) = g_i \frac{4\pi \mathcal{V}}{(hc)^3} \int_0^\infty \pm \ln(1 \pm e^{-\beta(E-\mu_i)}) dE, \quad (1.3)$$

où $\mathcal{Z}(T, \mathcal{V}, \mu_i)$ est la fonction de partition du système de volume $\mathcal{V}$, de température T ($\beta = \frac{1}{kT}$), et dont les particules se caractérisent par un potentiel chimique μ_i et un nombre de degré de liberté g_i . Le signe plus correspond au cas des fermions et le signe moins au cas des bosons.

Les gluons (g) étant des bosons de masse nulle, leur potentiel chimique est nul : $\mu_g = 0$. En revanche, les quarks (q) sont des fermions, ils doivent vérifier le principe d'exclusion de Pauli ; leur potentiel chimique μ_q n'est donc pas nul. Pour un gaz parfait ultra-relativiste de quark-antiquarks et celle d'un gaz de gluons la pression s'écrit, en unités naturelles $\hbar = c = k = 1$:

$$P_{q\bar{q}} = g_q \frac{7\pi^2}{360} T^4 \left[1 + \frac{30}{7\pi^2} \left(\frac{\mu_q}{T} \right)^2 + \frac{15}{7\pi^4} \left(\frac{\mu_q}{T} \right)^4 \right] \quad (1.4)$$

$$P_g = g_g \frac{\pi^2}{90} T^4, \quad (1.5)$$

où g_q et g_g sont respectivement le nombre de degrés de liberté des quarks et des gluons.

L'équilibre de la pression interne du QGP avec la pression de sac exercée sur les hadrons, $P_{q\bar{q}} + P_g = B$, aboutit à une courbe de transition de phase entre un gaz hadronique et un QGP donnée par l'équation :

$$T = \sqrt{\frac{5 g_q \mu_B^2}{3\pi^2(7 g_q + 4 g_g)}} \left[-1 + \sqrt{1 - \left(\frac{12\pi}{g_q} \right)^2 \frac{7 g_q + 4 g_g}{90} \left(\frac{g_q}{24\pi^2} - \frac{81 B}{\mu_B^4} \right)} \right]^{1/2}, \quad (1.6)$$

où en première approximation $\mu_B \approx 3 \mu_q$ est le potentiel chimique baryonique.

On définit alors :

- la température critique, T_c , comme la température pour laquelle le potentiel chimique est nul

$$T_c = \left[\frac{90}{\pi^2(\frac{7}{12}g_q + g_g)} B \right]^{1/4}, \quad (1.7)$$

- le potentiel chimique critique, $\mu_{B,c}$, comme le potentiel chimique pour lequel la température est nulle

$$\mu_{B,c} = 3 \left[\frac{24\pi^2}{g_q} B \right]^{1/4}. \quad (1.8)$$

Dans le cadre du 'MIT bag model', la constante de sac est reliée au rayon du hadron R_{had} , formé de quarks libres, par la relation :

$$B = \frac{2.04 N_q (\hbar c)^4}{4\pi R_{\text{had}}^4}, \quad (1.9)$$

où N_q est le nombre de quarks de valence du hadron. Le hadron que l'on connaît le mieux est le proton, pour lequel $N_q = 3$. En effet, les mesures de diffusion élastique d'électrons sur des protons permettent de déduire le rayon carré moyen de charge du proton $\langle r_p^2 \rangle$ que l'on peut assimiler au rayon du proton au carré, soit [11] : $R_p \equiv \sqrt{\langle r_p^2 \rangle} = (0.8750 \pm 0.0068) \text{ fm}$. La constante de sac que l'on en déduit vaut alors : $B \approx (188 \text{ MeV})^4$.

Si on considère un QGP composé des deux saveurs de quarks les plus légers, alors les nombres de degrés de liberté des quarks et des gluons sont :

$$\begin{aligned} g_q &= 3_{\text{couleur}} \times 2_{\text{spin}} \times 2_{\text{saveur}} = 12 \\ g_g &= 8_{\text{couleur}} \times 2_{\text{spin}} = 16. \end{aligned}$$

Dans cette approche statistique simpliste, le diagramme de phase de la QCD se présente comme indiqué sur la figure 1.2, avec une transition de phase entre le gaz hadronique et le QGP de type premier ordre. La valeur de la température critique que l'on en déduit est : $T_c \approx 132 \text{ MeV}$. Historiquement, un tel diagramme de phase de la matière nucléaire, avec une phase de confinement des quarks et une phase de déconfinement, a été introduit pour la première fois en 1975 par Cabibbo et Parisi [18]. La seule différence est que dans leur papier d'origine, les auteurs présentent le diagramme de phase en terme de densité baryonique ρ_B en fonction de la température. La densité baryonique n'est autre que le nombre net de baryons par unité de volume ¹.

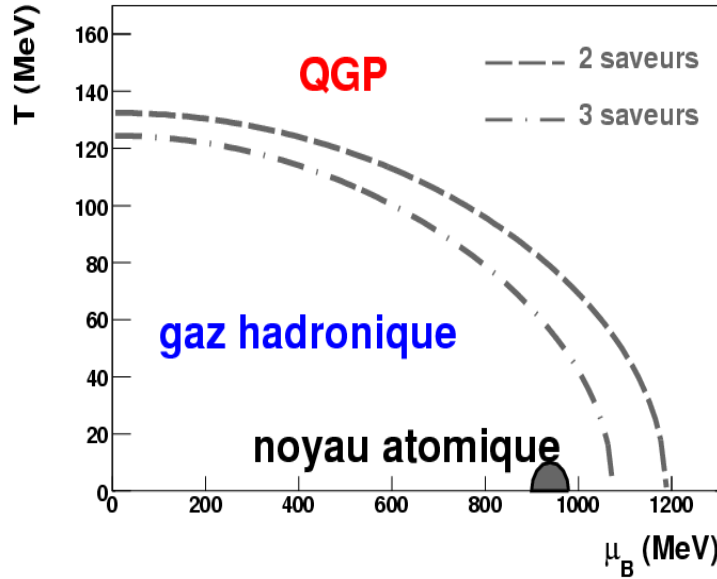


FIG. 1.2 – Diagramme de phase de la QCD dans le cadre simpliste d'une description du déconfinement à l'aide de l'ensemble grand-canonique. Les courbes représentent la transition de phase entre un gaz hadronique et un plasma de quarks et de gluons (QGP) dans le cas de deux (tiret) et trois (tiret-pointillé) saveurs de quarks.

¹Formellement, la densité baryonique est : $\rho_B = \frac{N_B - N_{\bar{B}}}{V} = \frac{kT}{V} \left(\frac{\partial \ln \mathcal{Z}}{\partial \mu} \right)_{T,V}$, où N_B et $N_{\bar{B}}$ sont respectivement les nombres de baryons et d'antibaryons du système.

Initialement, les auteurs pensaient que le QGP devait être un gaz de quarks et de gluons. Mais en fait, même si les interactions à grande distance sont supprimées par effet d'écrantage, les quarks et les gluons sont susceptibles d'interagir à courte distance. Une approche plus réaliste est alors fournie par la QCD sur réseau ('lattice QCD') qui permet en principe d'effectuer rigoureusement des calculs non perturbatifs de la QCD. Les principaux résultats obtenus par cette approche pour ce qui est des différentes phases de la QCD sont présentés sur la figure 1.3. La figure 1.3 (à gauche) représente l'évolution de la densité d'énergie ϵ divisée par T^4 en fonction de la température pour un système à potentiel chimique nul. On remarque tout d'abord que l'ordre de la transition de phase n'est pas complètement déterminé. De plus, même à haute température, $T \approx 5T_c$, le rapport ϵ/T^4 n'atteint pas celui que devrait avoir un gaz parfait (pour un nombre de degrés de liberté fixe), indiqué par la flèche SB sur la figure (pour Steffan-Boltzmann). Cela signifie qu'à ces températures, le QGP ne doit pas se présenter comme un gaz parfait. Les différents calculs aboutissent à une température critique (pour $\mu_B = 0$) qui vaut : $T_c = (173 \pm 15) \text{ MeV}$. La densité d'énergie du système correspondant est $\epsilon_c \approx 0.7 \text{ GeV/fm}^3$, soit environ quatre fois la densité d'énergie d'un noyau atomique ($\epsilon_{\text{CNM}} \approx 0.17 \text{ GeV/fm}^3$). La figure 1.3 (à droite) illustre le diagramme de phase de la QCD, température en fonction du potentiel chimique, obtenu par les calculs de la QCD sur réseau. On remarque, qu'il n'existe pas uniquement deux phases, comme dans l'approche purement statistique, mais plusieurs phases :

- la matière nucléaire normale (le noyau atomique) à température quasi nulle et relativement faible potentiel chimique,
- une phase de gaz hadronique à faible température et faible potentiel chimique,
- une phase condensées, de type paires de Cooper dans les supraconducteurs, à très faible température et grand potentiel chimique,
- une phase de QGP à grande température et/ou grand potentiel chimique.

On note également la prédiction d'un point critique qui marquerait un changement dans l'ordre de la transition de phase.

Pour un gaz ultra-relativiste, on montre que la densité d'énergie est reliée à la pression par la relation $\epsilon = 3P$. La pression d'un QGP sera donc égale à la pression du gaz après transition de phase moins la pression de sac qui a été vaincue lors du changement de phase, et la densité d'énergie sera égale à la densité du gaz de quarks et gluons plus la densité d'énergie de confinement donnée par la constante de sac. À potentiel chimique baryonique nul, cela donne :

$$P_{\text{QGP}} = \left(\frac{7}{4}g_q + g_g \right) \frac{\pi^2}{90} T^4 - B \quad (1.10)$$

$$\epsilon_{\text{QGP}} = \left(\frac{7}{4}g_q + g_g \right) \frac{\pi^2}{30} T^4 + B. \quad (1.11)$$

Donc finalement l'équation d'état d'un plasma de quarks et de gluons à potentiel chimique baryonique nul s'écrit :

$$P_{\text{QGP}} = \left(\frac{7}{4}g_q + g_g \right) \frac{\pi^2}{90} T^4 - \frac{4}{3}B \quad \text{pour } T > T_c. \quad (1.12)$$

Lors de son refroidissement, un tel QGP va subir une transition de phase à $T = T_c$ pour se transformer en un gaz hadronique (Had). Et comme un gaz hadronique est composé

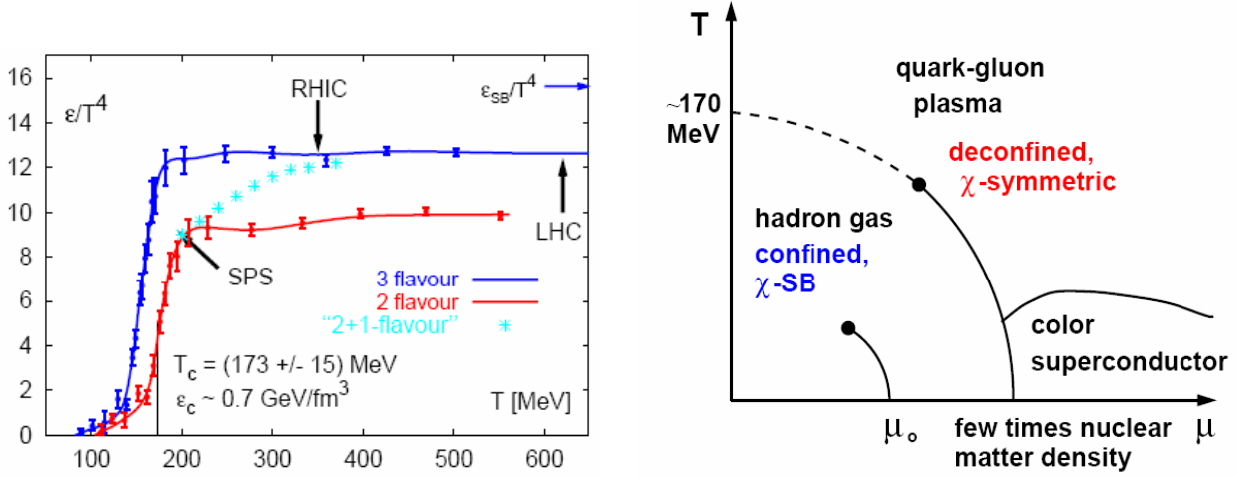


FIG. 1.3 – Principaux résultats obtenus par la QCD sur réseau [19] : à gauche, la densité d'énergie ϵ divisée par la température T à la puissance quatre en fonction de la température T du système (à potentiel chimique nul) ; à droite, le diagramme de phase de la QCD obtenu par les calculs de la QCD dans le plan (μ, T) , où μ est le potentiel chimique baryonique.

essentiellement de pions, le nombre de degrés de liberté du système est : $g_{\text{Had}} = 3_{\text{isospin}}$. Dans ce cas, l'équation d'état est simplement celle d'un gaz ultra-relativiste de bosons :

$$P_{\text{Had}} = g_{\text{Had}} \frac{\pi^2}{90} T^4 \quad \text{pour } T < T_c. \quad (1.13)$$

Dans ces conditions, la transition de phase serait une phase mixte avec coexistence des états hadroniques et de QGP.

1.1.3 Scénario dans les collisions d'ions lourds

La formation d'un QGP nécessite la production d'un milieu nucléaire possédant une grande densité d'énergie, supérieure à 1 GeV/fm^3 , mais qui puisse atteindre l'équilibre thermique. Certes, les collisions proton-(anti-)proton permettent d'engendrer des systèmes de très grande densité d'énergie, mais le système produit comporte seulement six quarks de valence, et l'équilibre thermique ne peut pas être atteint. Autrement dit, on ne peut pas réellement dire qu'il soit possible de former un QGP dans les collisions p-p ou p- $\bar{p}$.

Le seul moyen pour former un système nucléaire qui puisse atteindre l'équilibre thermique est de mettre en collision un grand nombre de nucléons. C'est pourquoi on étudie les collisions d'ions lourds. Une évolution spatio-temporelle d'une collision d'ions lourds ultra-relativistes a été proposée par Bjorken en 1983 [20]. Ce schéma d'évolution se base sur une expansion longitudinale dans laquelle les étapes sont délimitées par des hyperboles de temps propre $\tau = \sqrt{c^2 t^2 - z^2}$, si z correspond à l'axe de collision des deux noyaux. La figure 1.4 (à gauche) résume les principales étapes d'une telle collision d'ions lourds. Si la densité d'énergie est suffisante, le système partonique produit peut former un QGP après équilibre thermique, puis subir une transition de phase lors de son refroidissement pour donner un gaz hadronique. Enfin, avec son expansion, le système finit par se découpler chimiquement, c'est-à-dire que

les réactions inélastiques entre hadrons cessent, ce qui fige la composition chimique (en terme de hadrons) du système, on parle alors de gel chimique ; puis les diffusions élastiques entre hadrons prennent fin, ce qui correspond au gel cinématique. Dans cette description, la densité d'énergie initiale du milieu, à l'instant τ_0 où l'énergie est déposée dans le milieu, peut être estimée à partir de la densité de particules dN/dy produites à rapidité nulle ² $y = 0$:

$$\epsilon_0 = \frac{\langle m_T \rangle}{\mathcal{A}_T \tau_0} \left. \frac{dN}{dy} \right|_{y=0}, \quad (1.14)$$

où $\mathcal{A}_T$ est l'aire transverse de recouvrement entre les deux noyaux (pour des noyaux identiques de rayon R_A en collision frontale : $\mathcal{A}_T = \pi R_A^2$) et $\langle m_T \rangle$ la masse transverse ³ moyenne des particules produites.

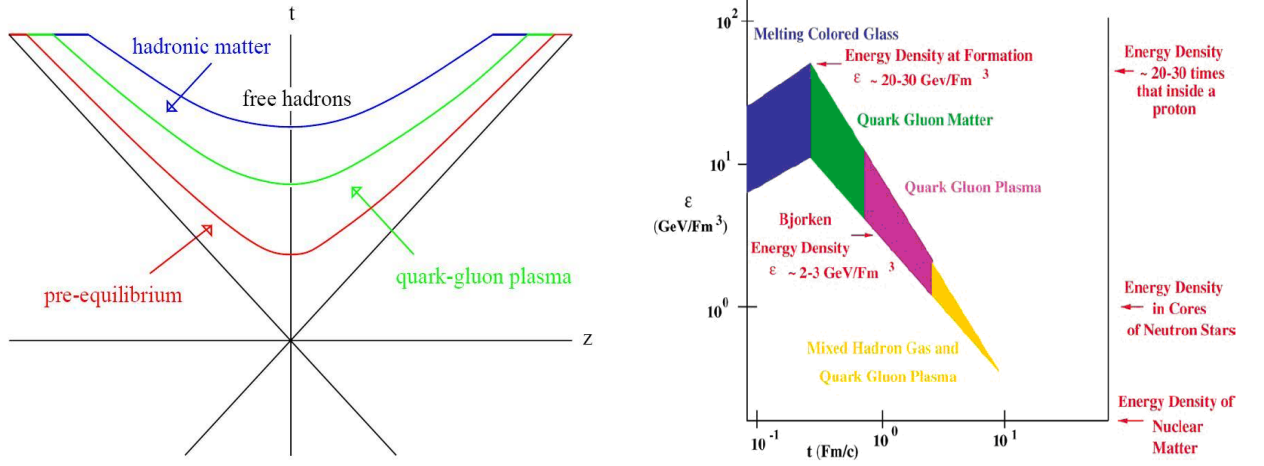


FIG. 1.4 – Schéma de gauche : évolution spatio-temporelle d'une collision d'ions lourds ultra-relativistes suivant le scénario de Bjorken [21]. Schéma de droite : évolution temporelle de la densité d'énergie d'un système formé lors d'une collision d'ions lourds [27].

Historiquement, les premières collisions d'ions lourds ont été produites dans des expériences sur cible fixe, avec des énergies dans le centre de masse nucléon-nucléon pouvant atteindre : $\sqrt{s_{NN}} = 4.8$ GeV pour les collisions Au-Au au BNL-AGS ('Alternating Gradient Synchrotron') et $\sqrt{s_{NN}} = 17.3$ GeV pour les collisions Pb-Pb au CERN-SPS ('Super Proton Synchrotron'). Mais une nouvelle aire de recherche a été ouverte avec la mise au point des premiers collisionneurs d'ions lourds :

- le RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) au Brookhaven National Laboratory (BNL) près de New York qui a produit les premières collisions Au-Au à une énergie $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV en 2001 ;
- le LHC (Large Hadron Collider) au Laboratoire européen pour la physique des particules (CERN) près de Genève qui devrait produire ces premières collisions Pb-Pb à une énergie $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$ TeV après 2008.

²La rapidité d'une particule d'énergie E et d'impulsion $\vec{p} = (\vec{p}_T, \vec{p}_L)$, où $\vec{p}_T$ et $\vec{p}_L$ sont respectivement les composantes transverse et longitudinale de l'impulsion, est définie par : $y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{E + p_L}{E - p_L} \right)$.

³La masse transverse d'une particule est définie en unités naturelles par : $m_T = \sqrt{p_T^2 + m^2}$.

Avec l'augmentation de l'énergie dans le centre de masse nucléon-nucléon $\sqrt{s_{NN}}$, les prédictions théoriques avancent des conditions plus favorables pour la production d'un QGP, comme cela est illustré sur la figure 1.5. L'observation, voire même la caractérisation, d'un QGP doit donc être plus facile auprès du RHIC et du LHC, comparées aux expériences de la génération précédente sur cible fixe.

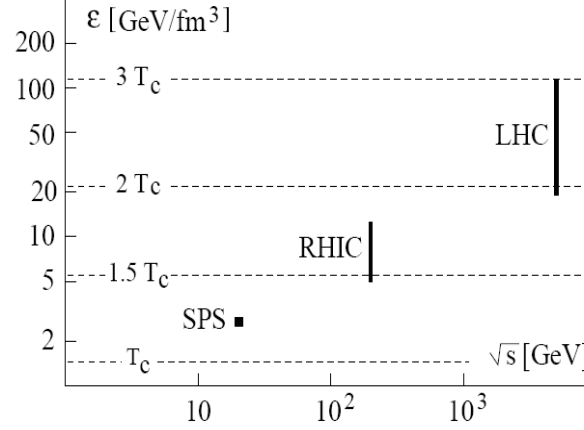


FIG. 1.5 – Estimation de la densité d'énergie ϵ accessible par les différentes machines, lesquelles sont caractérisées par leur énergie maximale atteinte dans les collisions d'ions lourds ($\sqrt{s_{NN}}$). La température du QGP qui serait ainsi formé est également donnée sur l'échelle de densité d'énergie [22].

D'un point de vue expérimental, l'étude du QGP ne peut se faire qu'à l'aide d'observables permettant de sonder la phase déconfinée. On doit alors être capable de soustraire les effets nucléaires froids. Ceux-ci sont simplement dus au fait que les nucléons qui interagissent ne sont pas libres, mais appartiennent à un noyau. Des effets d'interaction entre les nucléons dans le noyau qui modifient leurs propriétés, comme leurs fonctions de distribution partoniques, doivent ainsi être pris en compte. La stratégie expérimentale se doit alors d'intégrer l'étude de ses effets systématiques. C'est pourquoi, généralement les données obtenues dans les collisions d'ions lourds doivent être rapportées à des collisions nucléon-noyau et même nucléon-nucléon qui servent alors de références. En pratique, les collisions A-A sont comparées à des collisions p-A et/ou d-A, mais également aux collisions p-p.

Les collisionneurs hadroniques et d'ions lourds se caractérisent par leur domaine cinématique, en termes de fraction d'impulsion x transportée par les partons par rapport à celle des hadrons et du carré du quadri-transfert Q^2 mis en jeu dans les interactions partoniques. En effet, pour une collision hadronique ultra-relativiste comme celle décrite sur la figure 1.6 (à gauche), $H_A + H_B \rightarrow X_A + X + X_B$ avec le processus partonique $a + b \rightarrow X$, on montre que les fractions d'impulsion des deux partons x_a et x_b sont reliées au carré du quadri-transfert Q^2 mis en jeu lors de l'interaction et à la rapidité du système de particules X produites (calculée dans le centre de masse de la collisions hadronique) par les relations :

$$x_a x_b = \frac{Q^2}{s} \quad (1.15)$$

$$\frac{x_a}{x_b} = e^{2y}, \quad (1.16)$$

avec s le carré de l'énergie disponible dans le centre de masse de la collision hadronique. Il en résulte alors :

$$x_{a,b} = \frac{M}{\sqrt{s}} e^{\mp y}, \quad (1.17)$$

où $M = \sqrt{Q^2}$ est la masse invariante du système X de particules produites. Pour les collisionneurs d'ions, les domaines cinématiques accessibles dans le plan (x, M^2) sont indiqués sur la figure 1.6 (à droite). Ainsi, à très haute énergie, de très petits x et de très grands Q^2 peuvent être atteints.

Dans ces conditions la densité de gluons dans un nucléon devient extrêmement grande comme l'ont montré les expériences à HERA [24]. Cette augmentation exponentielle prévue par les équations d'évolution de la QCD sature du fait que les gluons vont pouvoir fusionner entre eux, processus du type $g + g \rightarrow g$, parce que la densité d'états d'occupation est à saturation. Cet état de la matière hadronique à très haute énergie est dénommé 'Color Glass Condensate' ou CGC [25, 26] : 'Color' parce que le hadron (en pratique un nucléon) est vu comme un paquet de charges de couleur (essentiellement des gluons à petits x), 'Condensate' du fait de la saturation du nombre de gluons et 'Glass' car cet état semble globalement figé (à la manière d'un verre). L'effet de saturation est amplifié d'un facteur $A^{1/3}$ dans un noyau de numéro atomique A du fait de la contraction de Lorentz [25]. Ainsi, dans l'étude des collisions noyau-noyau, le CGC semble être la matière hadronique initiale à partir de laquelle les interactions partoniques vont avoir lieu. Dans cette hypothèse, l'évolution temporelle de la densité d'énergie d'un système produit à partir d'une collision d'ions lourds est celle représentée sur la figure 1.4 (à droite).

1.1.4 Connexion avec la cosmologie

L'étude du diagramme de phase de la QCD est directement connectée à la cosmologie. En effet, dans le modèle standard de la cosmologie, l'Univers primordial devait être une soupe de particules à température extrême. Aussi lors de son refroidissement, l'Univers a dû subir une transition de phase de la QCD (déconfinement-confinement), d'un état de QGP vers un état de gaz hadronique, comme celle que l'on s'attend à reproduire lors de l'expansion du système formé dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes. Au moment où l'Univers était composé essentiellement de particules élémentaires (quarks, leptons et médiateurs des interactions), le modèle standard de la cosmologie prédit une relation entre la température T de l'Univers et le temps t écoulé depuis l'explosion primordiale (le Big-Bang) de la forme [28] :

$$T_{\text{MeV}} \sim \frac{1}{\sqrt{t}} \quad \text{ou} \quad T_{\text{K}} \sim \frac{10^{10}}{\sqrt{t}}, \quad (1.18)$$

avec le temps t exprimé en secondes. Ainsi la transition de phase de la QCD, à $T_{\text{QCD}} \approx 170 \text{ MeV}$, se serait produite au bout de 10^{-5} s ; alors que le découplage électrofaible, caractérisé par une température $T_{\text{EW}} \approx 100 \text{ GeV}$, aurait eu lieu après 10^{-10} s . C'est pourquoi on dit abusivement que les expériences en laboratoire reproduisent l'état de l'Univers quelques microsecondes après le Big-Bang : on parle alors de 'Little-Bang'. Mais il faut avoir à l'esprit que les durées mise en jeu sont complètement différentes : 10^{-5} s pour l'Univers et 10^{-24} s (soit $1 \text{ fm}/c$) dans les collisions d'ions lourds. Cela signifie qu'au moment de la transition de phase de la QCD, l'Univers devait être dans un état de thermalisation plus abouti que le système formé dans les collisions d'ions lourds.

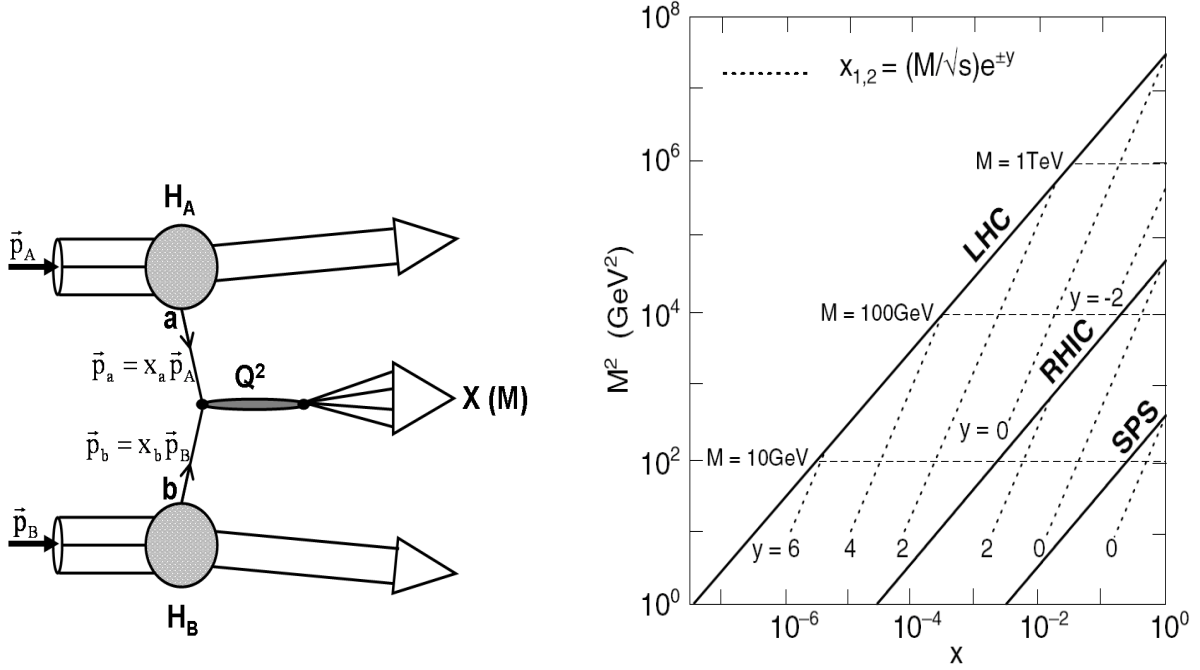


FIG. 1.6 – À gauche : représentation schématique d'une collision entre deux hadrons H_A et H_B d'impulsion $\vec{p}_a$ et $\vec{p}_b$, où $x_{a,b}$ est la fraction d'impulsion des partons par rapport à celle des hadrons, Q^2 le quadri-transfert mis en jeu dans l'interaction partonique $a + b \rightarrow X$, avec X le système de particules produites de masse invariante M . À droite : domaines cinématiques accessibles par les différentes machines de collisions d'ions lourds dans le plan (x, M^2) , avec $M^2 = Q^2$ [23]. La ligne en trait plein correspond au maximum de la cinématique accessible : $x_a = 1 \Rightarrow M^2 = x_b s$; tandis que les lignes pointillées sont les régions accessibles à rapidité y fixée : $M^2 = x_{a,b}^2 s e^{\mp 2y}$.

1.2 Production des saveurs lourdes dans les collisions hadroniques

Le terme saveur lourde permet de qualifier indifféremment les quarks lourds Q , on se limitera au charme c et à la beauté b , et les hadrons formés d'au moins un quark lourd. On distingue deux types de hadrons lourds :

- les états non liés, encore appelés hadrons lourds H_Q ou saveurs lourdes ouvertes, qui correspondent à des hadrons contenant un seul quark lourd sous forme de méson $|Q\bar{q}\rangle$ ou de baryon $|Qq_1q_2\rangle$;
- les états liés $|Q\bar{Q}\rangle$, encore dénommés quarkonia ⁴, avec la famille des charmonia (η_c , J/ψ , χ_c , ψ' , ...) et celle des bottomonia (Υ , χ_b , Υ' , Υ'' , ...).

L'échelle de masse des saveurs lourdes, $m_c \approx 1.5 \text{ GeV}/c^2$ et $m_b \approx 4.7 \text{ GeV}/c^2$, fait que les processus mis en jeu pour les produire peuvent être traités perturbativement ; en effet, comme l'indique la figure 1.1, on a : $\alpha_S(m_c) \approx 0.35$ et $\alpha_S(m_b) \approx 0.20$. Ainsi, leur étude expérimentale permet de tester la théorie fondamentale de l'interaction forte.

1.2.1 Processus de production

La production des quarks lourds dans les collisions hadroniques s'effectue essentiellement par paires $Q\bar{Q}$ [29]. À l'ordre dominant $\mathcal{O}(\alpha_S^2)$, noté LO pour 'Leading-Order', on distingue l'annihilation quark-antiquark et la fusion de gluons, dont les diagrammes de Feynman sont indiqués sur la figure 1.7 :

$$\begin{aligned} q + \bar{q} &\rightarrow Q + \bar{Q} \\ g + g &\rightarrow Q + \bar{Q} . \end{aligned}$$

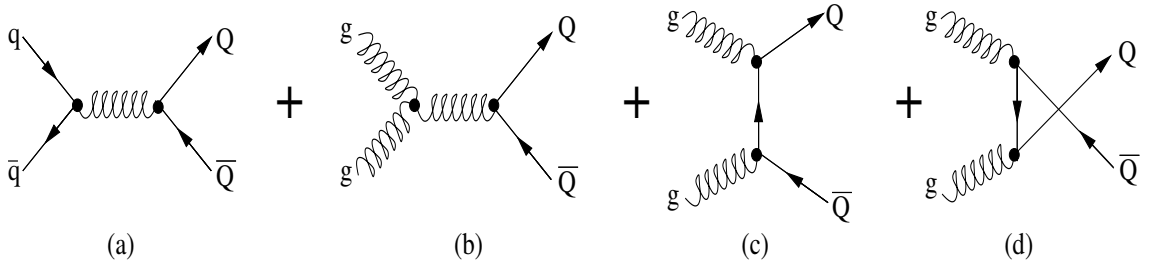


FIG. 1.7 – Diagrammes de Feynman de production des quarks lourds dans les collisions hadroniques à l'ordre dominant LO : par annihilation quark-antiquark (a) ou fusion de gluons (b), (c) et (d). Ces diagrammes se traduisent par un terme proportionnel à α_S^2 dans la section efficace.

À l'ordre suivant $\mathcal{O}(\alpha_S^3)$, noté NLO pour 'Next-to-Leading Order', il faut ajouter les corrections radiatives [30] :

$$\begin{aligned} q + \bar{q} &\rightarrow Q + \bar{Q} + g \\ g + g &\rightarrow Q + \bar{Q} + g \\ g + q(\bar{q}) &\rightarrow Q + \bar{Q} + q(\bar{q}) . \end{aligned}$$

⁴Pour simplifier, on adopte la notation : $\psi(1S) \equiv J/\psi$, $\psi(2S) \equiv \psi'$, $\Upsilon(1S) \equiv \Upsilon$, $\Upsilon(2S) \equiv \Upsilon'$ et $\Upsilon(3S) \equiv \Upsilon''$. De plus les états liés $|q\bar{q}\rangle$ composés de quarks légers seront dans la suite dénommés comme l'ensemble mésons vecteurs.

Les mécanismes de production correspondant à ces corrections radiatives sont : le rayonnement d'un gluon mou, l'excitation de saveur et le 'gluon splitting'. La figure 1.8 illustre ce type de processus.

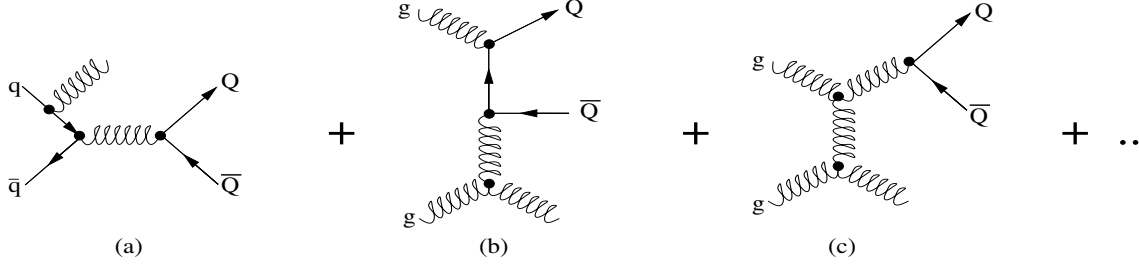


FIG. 1.8 – Exemples de diagrammes de Feynman de production des quarks lourds dans les collisions hadroniques à l'ordre NLO : par rayonnement d'un gluon mou dans l'état initial (a), excitation de saveur (b) et 'gluon splitting' (c). Ces diagrammes se traduisent par un terme proportionnel à α_s^3 dans la section efficace.

Le calcul à l'ordre dominant (LO), section efficace de Born, conduit à une production des quarks lourds dos-à-dos dans le centre de masse du processus. En revanche, la prise en compte de l'ordre suivant (NLO) conduit à une production de paires $Q\bar{Q}$ dans laquelle les quarks ne sont plus complètement dos-à-dos. La prise en compte correcte de ces corrélations angulaires entre quarks lourds est de première importance pour le développement des générateurs d'événements

Le calcul de la section efficace de production des quarks lourds dans les collisions hadroniques s'effectue selon la formule de factorisation [31]. Ainsi, la production d'un système de particules X dans une interaction entre deux hadrons H_A et H_B , réaction notée $H_A + H_B \rightarrow X + Y$, est la somme de tous les processus entre partons des deux hadrons $a + b \rightarrow X$:

$$\frac{E d^3 \sigma_{H_A H_B}^X}{d^3 p} = \sum_{a,b} \int dx_a dx_b f_a^{H_A}(x_a, \mu) f_b^{H_B}(x_b, \mu) \left[\frac{E d^3 \hat{\sigma}_{ab}^X}{d^3 p} \right]. \quad (1.19)$$

Dans cette expression, les fonctions $f_a^{H_A}(x_a, \mu)$ et $f_b^{H_B}(x_b, \mu)$ sont les fonctions de distributions partoniques des hadrons, avec μ l'échelle d'énergie du processus, tandis que x_a et x_b sont les fractions d'impulsions portées respectivement par le parton a du hadron H_A et par le parton b du hadron H_B . La section efficace $\hat{\sigma}_{ab}^X$ correspond à la section efficace partonique du processus $a + b \rightarrow X$.

Les fonctions de distribution partonique sont estimées par plusieurs groupes à partir d'une compilation de données relatives à l'étude de la structure du nucléon. Leurs résultats, illustrés sur la figure 1.9 (à gauche) pour la version CTEQ6M à $\mu^2 = 10 \text{ GeV}^2$, montrent que les processus de fusion de gluons dominent la production des quarks lourds pour $x < 0.1$. Or dans un processus de production d'une paire de quarks à rapidité nulle $y = 0$ et dont la masse invariante est $M = 2m_Q$, soit $x_a = x_b = x = \frac{2m_Q}{\sqrt{s}}$ d'après l'équation 1.17, les domaines en x sondés aux énergies du RHIC et du LHC sont : $x^{\text{RHIC}} \approx 3 \times 10^{-2}$ et $x^{\text{LHC}} \approx 4 \times 10^{-4}$. Aux énergies des collisionneurs considérés, la production des paires $Q\bar{Q}$ est donc dominée en première approximation par les processus de fusion de gluons. La figure 1.9 (à droite) montre l'importance de tenir compte des effets à l'ordre suivant (NLO).

Cette figure illustre également la mauvaise connaissance de ces fonctions de distribution partonique, particulièrement aux petits x (à un facteur deux près à $x = 10^{-4}$), source d'effets systématiques pour les mesures qui s'appuient sur un générateur d'événements.

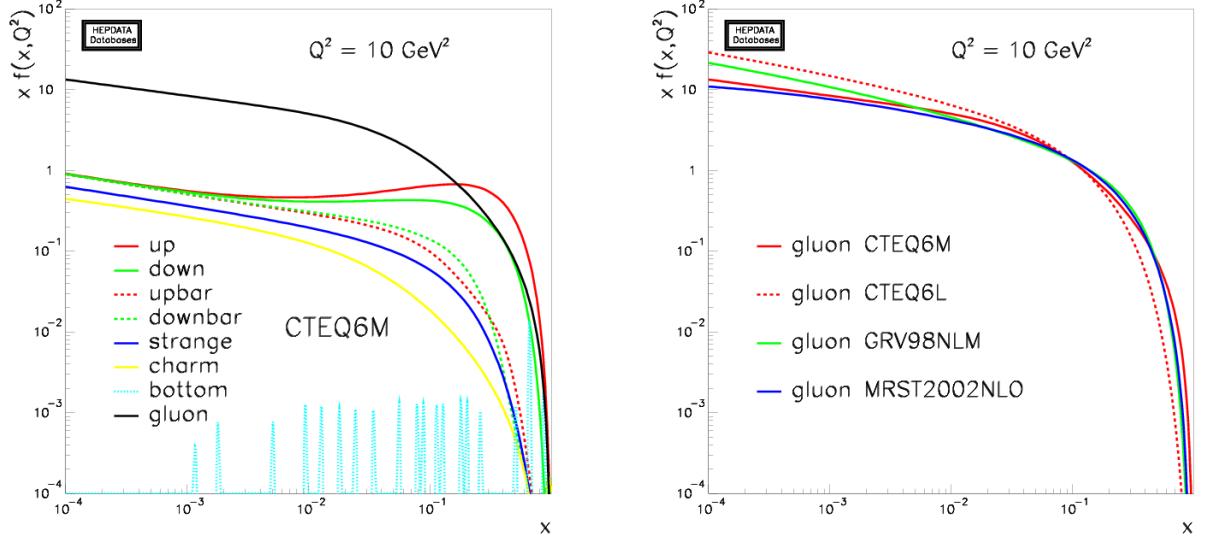


FIG. 1.9 – Fonctions de distributions partoniques [32], plus précisément $x f(x, \mu)$: prédictions pour les différents partons dans l'approche à l'ordre suivant CTEQ6M pour $\mu^2 = 10 \text{ GeV}^2$ (à gauche), et comparaison des résultats NLO versus LO pour une même approche (CTEQ6M versus CTEQ6L) et entre les différentes approches NLO (à droite) pour $\mu^2 = 10 \text{ GeV}^2$.

1.2.2 Hadrons lourds

Pour estimer la section efficace de production des hadrons lourds, il faut convoluer la section efficace de production des quarks lourds, donnée par la formule de factorisation, avec une fonction de fragmentation des quarks lourds F_{H_Q} . Les fonctions de fragmentation décrivent de manière phénoménologique le processus non perturbatif d'hadronisation des quarks, au cours duquel leur impulsion est altérée. Pour les quarks lourds, l'hadronisation est souvent décrite à l'aide de la fonction de fragmentation de Kartvelishvili [33] ou celle de Peterson [34]. Une revue synthétique sur la production des hadrons lourds est fournie par la référence [35].

Une méthode de resommation a été développée afin de tenir compte des gluons mous [36]. Cette méthode a été appliquée selon différentes approches pour calculer les sections efficaces différentielles de production des saveurs lourdes [35]. Des comparaisons entre différentes approches ont été menées en se basant sur un jeu de paramètres identiques : paramètre d'échelle de la QCD ($\Lambda_{QCD} = 226 \text{ MeV}$), masse du quark c ($m_c = 1.5 \text{ GeV}/c^2$), masse du quark b ($m_b = 4.75 \text{ GeV}/c^2$). La fonction de distribution partonique est également la même. La figure 1.10 illustre la section efficace différentielle de production des quarks lourds, en fonction de l'impulsion transverse p_T du quarks, dans les collisions p-p à $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$. On remarque le bon accord entre les différentes approches dans la production à faible ra-

pidité $|y| < 2.5$, excepté à faible p_T pour la production du charme, signe de la limite du développement perturbatif en $\alpha_S(m_c)$. À grande rapidité, l'accord entre les deux prédictions devient moins bon à grande impulsion transverse. L'incertitude sur les prédictions théoriques est évaluée en faisant varier chaque paramètre dans son intervalle de confiance, y compris celui de la fonction de fragmentation, et en changeant de fonction de distribution partonique. La figure 1.11 permet de distinguer la contribution de chacun des paramètres dans l'incertitude totale. Pour la beauté, on remarque que l'incertitude est dominée par la partie perturbative de la QCD, sauf à petit p_T où l'effet de la fragmentation est prépondérant. En revanche, pour le charme, l'effet de la fragmentation devient dominant à grand p_T .

La comparaison des prédictions théoriques aux données expérimentales, comme illustrée à gauche sur la figure 1.12, montre que les calculs NLO avec resommation des gluons mous sont fiables.

Ces prédictions théoriques permettent également d'évaluer les corrélations angulaires et en impulsion transverse entre les deux quarks lourds produits (voir la référence [35] pour plus de détails).

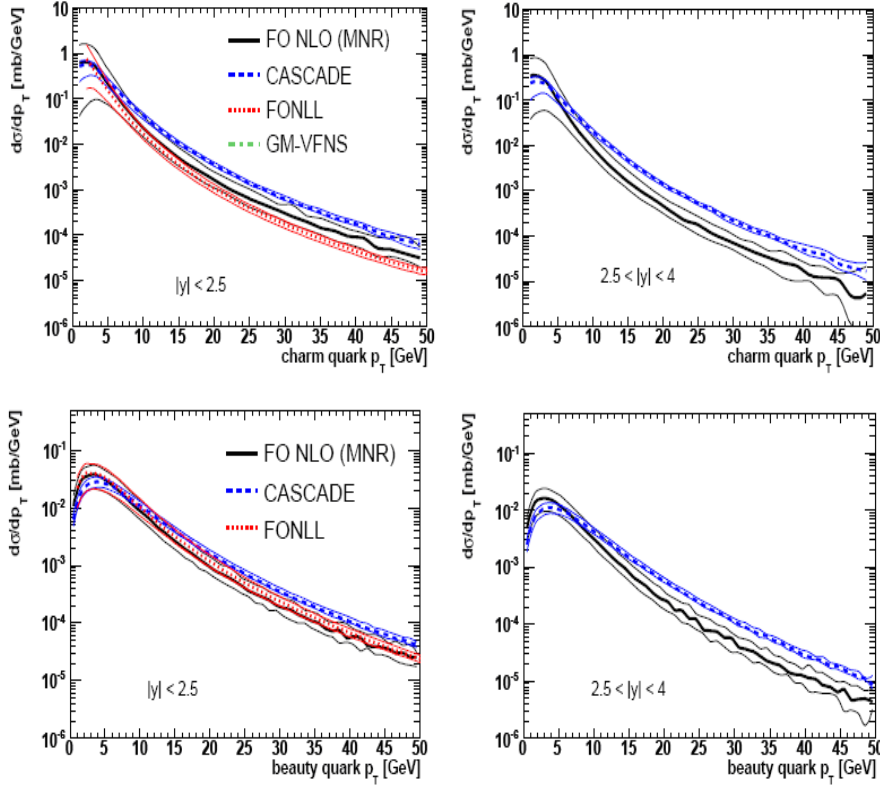


FIG. 1.10 – Section efficace différentielle en p_T de production de quarks lourds (en haut pour le charme c et en bas pour la beauté b) dans les collisions p-p à $\sqrt{s} = 14$ TeV [35] : à gauche pour les faibles rapidités $|y| < 2.5$ et à droite pour les grandes rapidités $2.5 < |y| < 4$.

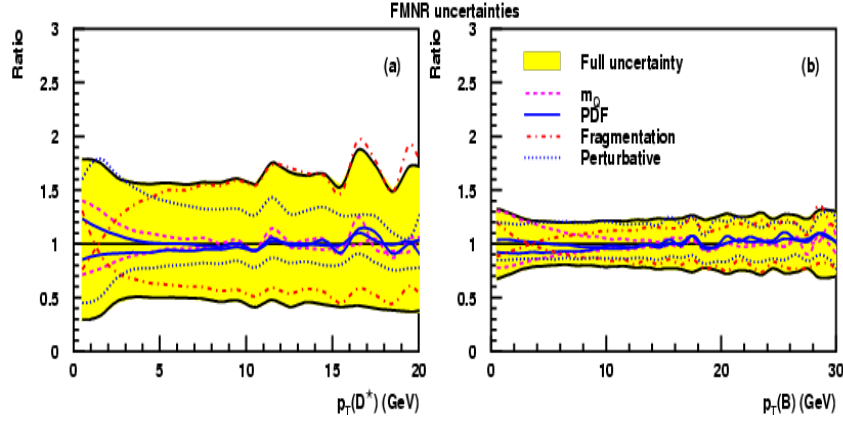


FIG. 1.11 – Origine des incertitudes pour les prédictions de la section efficace différentielle en p_T de production des hadrons lourds (à gauche pour le charme et à droite pour la beauté) dans les collisions p-p à $\sqrt{s} = 14$ TeV, dans le cadre de l’approche FO NLO (MNR) [35].

1.2.3 Quarkonia

La formation d’un quarkonium à partir d’une paire $Q\bar{Q}$ ne peut se faire que si cette dernière se trouve dans un état non coloré. Or la production de paires $Q\bar{Q}$ dans les collisions hadroniques se fait par des processus impliquant des gluons, lesquels sont colorés. Les modèles de formation d’états liés $|Q\bar{Q}\rangle$ doivent donc intégrer un processus de neutralisation de cette couleur initiale. Une revue détaillée de la physique des quarkonia est donnée dans la référence [39]. Tous les modèles de production de quarkonia utilisent la factorisation, c’est-à-dire que la production de la paire de quarks lourds est calculée à l’aide de la QCD perturbative, tandis que l’hadronisation en état lié est traitée de façon non perturbative.

Dans l’approche phénoménologique CEM (‘Color Evaporation Model’) [40], la neutralisation de la couleur s’effectue par interaction de la paire $Q\bar{Q}$ avec un champ de couleur (gluon mou). La formation de quarkonia n’est alors autorisée que si l’énergie résultante de la paire de quarks lourds reste inférieure à deux fois la masse m_{h_Q} du hadron lourd le plus léger. Les fractions de chacun des quarkonia, contrôlées par un facteur non perturbatif, sont déterminées expérimentalement ; mais elles ne doivent pas a priori pas dépendre ni de l’énergie, ni de la région cinématique, ni du type de collision (photo-production, hadro-production, ...). Dans ce modèle, l’état de spin initial des partons est perdu ; les quarkonia ne sont ainsi pas polarisés. Du fait que la neutralisation de la couleur s’effectue via un gluon mou, ce modèle permet de reproduire assez bien les données à bas p_T , mais sous estime complètement la production des quarkonia à grands p_T . Néanmoins, des développements récents [41] basés sur l’approche CEM permettent de bien reproduire les sections efficaces en p_T de production des quarkonia dans les collisions p- $\bar{p}$ à $\sqrt{s} = 1.8$ TeV, comme l’illustre la figure 1.12 (à droite).

Une autre approche consiste à considérer les quarks Q et $\bar{Q}$ comme non relativiste dans le référentiel de l’état lié $|Q\bar{Q}\rangle$; on se place alors dans le cadre d’une théorie effective de la QCD non relativiste, dénommée NRQCD [42]. On parle encore de COM (‘Color Octet Model’) car ce modèle étend le concept de CSM (‘Color Singlet Model’) qui n’autorisait, par un traitement perturbatif de neutralisation de la couleur via un gluon dur, que la production de paires $Q\bar{Q}$ dans un état singlet de couleur. Ce formalisme décrit la production d’un quarkonium comme

une série en puissance de la vitesse relative des quarks. De part son traitement perturbatif, ce modèle reproduit bien la production des quarkonia à grands p_T , mais diverge à bas p_T . En revanche, une prédiction de l'approche NRQCD est que les quarkonia doivent être produit avec une polarisation non nulle.

Il s'en suit que mesurer expérimentalement la polarisation des quarkonia est crucial afin de mieux contraindre les différentes approches théoriques. Des premières mesures ont été effectuées par l'expérience CDF dans les collisions p- $\bar{p}$ à $\sqrt{s} = 1.8$ TeV pour le J/ψ et le ψ' [44], ainsi que pour le Υ [45]. Les résultats montrent que la polarisation des quarkonia semble non nulle dans ces collisions p- $\bar{p}$, ce qui aurait tendance à rejeter l'approche CEM, mais ces résultats restent néanmoins en désaccord avec les prédictions de l'approche NRQCD. Des mesures plus précises s'avèrent donc nécessaires.

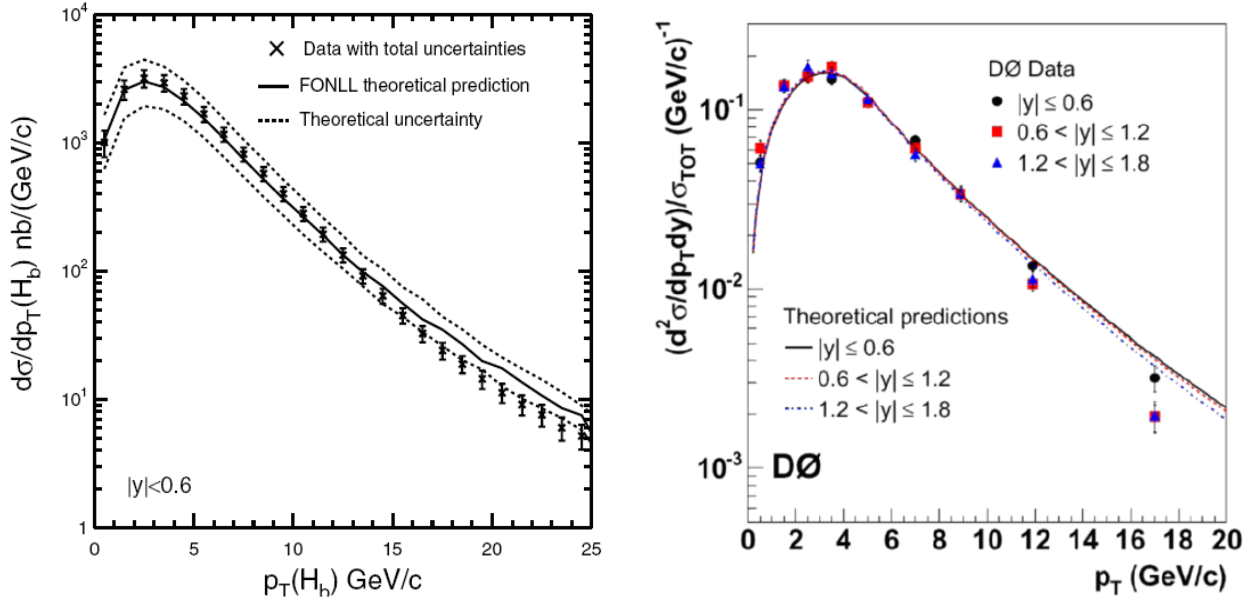


FIG. 1.12 – Section efficace différentielle en p_T de production de la beauté dans les collisions p- $\bar{p}$: à gauche pour les méson B à $\sqrt{s} = 1.96$ TeV avec les prédictions théoriques de FONLL [37] et les données de l'expérience CDF [38], à droite pour l'état lié Υ à $\sqrt{s} = 1.8$ TeV avec les prédictions théoriques de type CEM [41] et les données de l'expérience D0 [43] pour plusieurs domaines en rapidité.

1.2.4 Sections efficaces de production dans les collisions p-p

Les sections efficaces totales dans les collisions p-p calculées aux énergies du RHIC et du LHC sont données dans le tableau 1.1. L'incertitude sur ces prédictions provient de l'utilisation de différentes fonctions de distribution partonique pour les quarkonia. Dans le cas des sections efficaces $\sigma_{Q\bar{Q}}$, l'incertitudes est due à la variation des échelles de factorisation et de renormalisation dans les calculs de la QCD perturbative (approche FONLL). On remarque que la production des quarkonia ne représente que quelques pour milles de la production totale des saveurs lourdes.

Machine ($\sqrt{s_{NN}}$)	$\sigma_{pp}^{c\bar{c}}$ (mb)	$\sigma_{pp}^{J/\Psi}$ (μ b)	$\sigma_{pp}^{\psi'}$ (μ b)	$\sigma_{pp}^{b\bar{b}}$ (μ b)	σ_{pp}^{Υ} (nb)	$\sigma_{pp}^{\Upsilon'}$ (nb)	$\sigma_{pp}^{\Upsilon''}$ (nb)
RHIC (200 GeV)	0.11 0.66	1.09 1.76	0.25 0.40	1.2 2.9	2.24 3.92	1.42 2.49	0.86 1.51
LHC (5.5 TeV)	3.4 9.2	19.0 22.2	2.8 5.0	88 260	128 256	82 163	49 99

TAB. 1.1 – Sections efficaces totales de production des saveurs lourdes dans les collisions p-p aux énergies des collisionneurs d’ions lourds (à chaque fois les valeurs minimale et maximale sont indiquées) : à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV pour le RHIC [46, 47] et $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$ TeV pour le LHC [48]. Pour les quarkonia, il s’agit de la section efficace de production directe.

1.3 Effets nucléaires “froids” sur la production des saveurs lourdes

Dans l’étude des collisions d’ions lourds, il faut avant tout commencer par tenir compte du fait que les nucléons qui entrent en collision ne sont pas libres mais appartiennent à un noyau atomique. De plus, les hadrons produits après collision peuvent interagir entre eux et modifier en conséquence certaines observables. Ainsi les propriétés obtenues dans les collisions p-p peuvent être altérées par ces effets que l’on qualifie de nucléaires “froids”.

1.3.1 Modification des fonctions de distribution partonique

Les fonctions de distribution partonique d’un nucléon dans un noyau $f_i^A(x, Q^2)$, où i désigne un parton, sont différentes de celles d’un nucléon libre $f_i^N(x, Q^2)$, on parle généralement de phénomène de ‘shadowing’. La figure 1.13 illustre cet effet sur la distribution gluonique dans un noyau de plomb pour une prédiction théorique du rapport $R_g^A(x, Q^2) = f_g^A(x, Q^2)/f_g^N(x, Q^2)$. On remarque alors, pour toutes les valeurs de Q^2 considérées, qu’il existe plusieurs effets [49] :

- $R_g^A(x, Q^2) < 1$ pour les très petits x ($x \lesssim 10^{-2}$), c’est le ‘shadowing’ à proprement parler,
- $R_g^A(x, Q^2) > 1$ pour les petits x ($10^{-2} \lesssim x \lesssim 0.5$), on parle alors de ‘anti-shadowing’,
- $R_g^A(x, Q^2) < 1$ pour $0.5 \lesssim x \lesssim 0.7$, c’est l’effet EMC dû à l’interaction nucléon-nucléon par échange de pions (son nom vient du groupe ‘European Muon Collaboration’ qui l’a mis en évidence pour la première fois en 1983),
- $R_g^A(x, Q^2) > 1$ pour $x \approx 1$, lié au mouvement de Fermi.

Notons que sur la figure 1.13, les régions en x accessibles par les différentes machines sont également reportées. D’après ces prédictions théoriques, au LHC, le phénomène de ‘shadowing’ devrait être non négligeable.

1.3.2 Effet Cronin

Expérimentalement, il a été observé par Cronin et al. dans les années 1970 que les sections efficaces différentielles en p_T des hadrons produits dans les collisions p-A ne possèdent pas la même allure que dans les collisions p-p. De plus, la forme des spectres en p_T dépend du

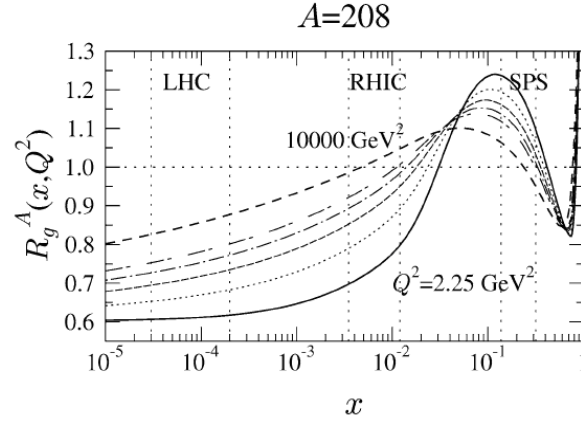


FIG. 1.13 – Évolution du rapport de la densité gluonique d'un nucléon dans un noyau de plomb par rapport à sa valeur dans un nucléon libre $R_g^A(x, Q^2) = f_g^A(x, Q^2)/f_g^N(x, Q^2)$. Les différentes valeurs de Q^2 sont logarithmiquement équidistantes entre 2.25 GeV^2 (en trait plein) et $10\,000 \text{ GeV}^2$ (en tiret) [49].

numéro atomique du noyau mis en jeu, c'est l'effet Cronin [51]. Cet effet est dû aux diffusions multiples (processus mous) que subissent les partons lors de la traversée du noyau, avant d'interagir inélastiquement [50]. Ainsi leur p_T est affecté, et cet effet se propage aux hadrons produits.

1.3.3 Absorption nucléaire normale

Les saveurs lourdes sont produites par processus durs dès les premiers instants de la collision. Elles sont alors susceptibles de traverser une partie du noyau, et donc de subir des diffusions du type $H_Q + N$ ou $|Q\bar{Q}\rangle + N$, où N représente un nucléon. Pour les hadrons lourds H_Q , comme les mésons D ou B , on retrouve encore un hadron lourd dans l'état final par conservation de la saveur lors d'une interaction forte. En revanche, les quarkonia $|Q\bar{Q}\rangle$ peuvent être dissociés lors d'une diffusion inélastique : $|Q\bar{Q}\rangle + N \rightarrow H_Q + H_{\bar{Q}} + X$. Il y a alors disparition d'une partie des quarkonia produits, on parle d'absorption nucléaire normale. En utilisant une approche probabiliste à la Glauber ⁵, la section efficace de production des quarkonia dans les collisions N-A (où A est le numéro atomique du noyau considéré), en incluant l'absorption nucléaire normale, est de la forme [53] :

$$\sigma_{\text{NA}}^{|Q\bar{Q}\rangle} = \frac{A \sigma_{\text{NN}}^{|Q\bar{Q}\rangle}}{(A+1) \sigma_{\text{abs}}^{|Q\bar{Q}\rangle}} \int \left(1 - \left[1 - T_A(\vec{b}) \sigma_{\text{abs}}^{|Q\bar{Q}\rangle} \right]^{A+1} \right) d^2\vec{b}, \quad (1.20)$$

où $\sigma_{\text{NN}}^{|Q\bar{Q}\rangle}$ et $\sigma_{\text{abs}}^{|Q\bar{Q}\rangle}$ sont respectivement la section efficace de production des quarkonia dans les collisions nucléon-nucléon et la section efficace d'absorption des quarkonia dans la matière

⁵L'approche probabiliste des collisions noyau-noyau, connue sous le nom de modèle de Glauber [52], considère l'interaction noyau-noyau comme une superposition incohérente d'interactions nucléon-nucléon en fonction de leur distance dans le plan transverse de la collision. Cette modélisation permet d'exprimer la section efficace noyau-noyau en fonction de la section efficace nucléon-nucléon. Elle permet également d'estimer le nombre moyen de collisions binaires nucléon-nucléon $\langle N_{\text{coll}} \rangle$, ainsi que le nombre moyen de nucléons participant à la collision $\langle N_{\text{part}} \rangle$ et par conséquent le nombre moyen de nucléons spectateurs $\langle N_{\text{spec}} \rangle$.

nucléaire, tandis que $T_A(\vec{b})$ est le profil transverse de densité nucléaire par unité de surface (normalisé à 1) qui est une fonction du paramètre d'impact $\vec{b}$ entre le nucléon incident et l'axe du noyau. Si la section efficace d'absorption est suffisamment petite, $T_A(\vec{b}) \sigma_{\text{abs}}^{Q\bar{Q}} \ll 1$, un développement au deuxième ordre permet d'écrire :

$$\sigma_{\text{NA}}^{Q\bar{Q}} = A \sigma_{\text{NN}}^{Q\bar{Q}} e^{-\sigma_{\text{abs}}^{Q\bar{Q}} \langle \rho L \rangle} \text{ avec } \langle \rho L \rangle = \frac{A}{2} \int [T_A(\vec{b})]^2 d^2\vec{b}. \quad (1.21)$$

Dans cette expression, la quantité $\langle \rho L \rangle$ représente la quantité moyenne de matière nucléaire traversée dans le noyau.

La figure 1.14 illustre la diminution de la production de J/ψ et de ψ' dans les collisions p-A enregistrée par l'expérience NA50 ayant fonctionné auprès du CERN-SPS. Les sections efficaces d'absorption nucléaire des charmonia ainsi mesurée pour une rapidité dans le référentiel du centre de masse $|y_{\text{CM}}| < 0.5$ sont [54] : $\sigma_{\text{abs}}^{J/\psi} = (4.3 \pm 0.7) \text{ mb}$ et $\sigma_{\text{abs}}^{\psi'} = (6.6 \pm 0.8) \text{ mb}$.

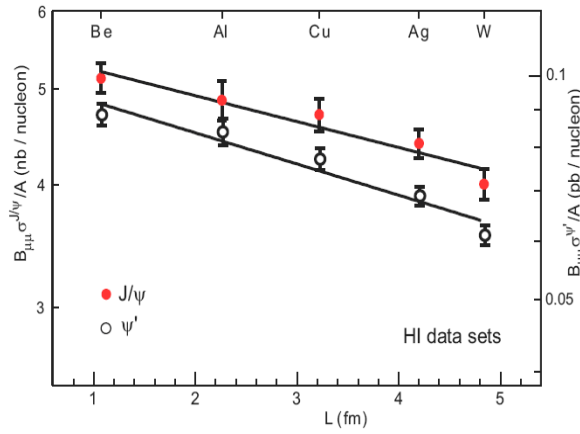


FIG. 1.14 – Rapport de banchement des charmonia en dimuon $\mathcal{B}_{\mu\mu}$ multiplié par leur section efficace de production divisé par le numéro atomique en fonction de la longueur moyenne de matière nucléaire traversée L , estimée à l'aide d'un modèle de Glauber [54]. Les données ont été enregistrées lors de collisions p-A sur cible fixe avec des protons de 450 GeV délivrés par le CERN-SPS, la détection des charmonia correspond au domaine en rapidité $|y_{\text{CM}}| < 0.5$ (où CM représente le référentiel du centre de masse).

1.4 Saveurs lourdes dans un milieu déconfiné

À partir de la relation $\Delta E \Delta t \approx \hbar$, soit $\Delta t_{\text{fm/c}} \approx \frac{197 \text{ MeV fm}}{\Delta E}$, on déduit que le temps de formation des quarks lourds est $\tau_f \approx 0.1 \text{ fm/c}$; alors qu'à partir de la largeur des résonances $|Q\bar{Q}\rangle$ (celle du ψ' car l'une des plus larges), on estime que leur durée de vie est supérieure à 700 fm/c . Il sont donc formés dans les premiers instants d'une collision d'ions lourds et se désintègrent bien après le gel chimique (voir figure 1.4). Aussi leur évolution peut-elle être influencée par le milieu environnant qui est produit. De ce fait, les saveurs lourdes représentent une sonde de choix pour étudier l'état de la matière nucléaire produit dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes.

1.4.1 Perte d'énergie des quarks lourds

Lorsqu'une particule chargée traverse un milieu qui contient des charges électriques, celle-ci va interagir avec le milieu. Ces propriétés d'interactions électromagnétiques sont d'ailleurs à la base de tous les détecteurs de particules. Les différents processus qui interviennent sont :

- la diffusion multiple par choc élastique successifs sur les noyaux atomiques,
- la perte d'énergie par ionisation ou dE/dx ,
- le rayonnement de freinage (ou bremsstrahlung) lors de l'interaction avec le champ électrique d'un noyau atomique,
- le rayonnement synchrotron lorsque la particule est accélérée dans un champ magnétique,
- le rayonnement Čerenkov quand la particule traverse un milieu transparent plus vite que ne le fait la lumière.

De la même manière, une charge de couleur (un parton) qui traverse un milieu déconfiné va interagir avec ce milieu via des processus similaires, et ainsi perdre de l'énergie. La première discussion de ses effets a été donnée par Bjorken en 1982 [55].

Pour la perte d'énergie par diffusions multiples, les processus considérés sont les diffusions élastiques d'un parton p sur les partons (q et g) du milieu : $p + q \rightarrow p + q$ et $p + g \rightarrow p + g$. Le calcul intègre les sections efficaces différentielles de perte d'énergie à travers un milieu dont la densité est celle d'un QGP en équilibre thermique et chimique, c'est-à-dire dont la distribution énergétique est celle des statistiques de Fermi-Dirac et de Bose-Einstein respectivement pour les quarks et gluons. Le résultat obtenu est alors de la forme [55] :

$$-\frac{dE}{dz} \approx \frac{4\pi \alpha_S^2 T^2}{3} \left(1 + \frac{N_f}{6}\right) \ln \left[\frac{E}{\alpha_S T} \right], \quad (1.22)$$

où N_f est le nombre de saveurs de quarks dans le QGP et T sa température. La perte d'énergie collisionnelle par unité de longueur est donc évaluée inférieure à 1 GeV/fm [56].

Un parton qui traverse un milieu est soumis au champ de couleur qui règne dans ce milieu. Le parton va donc également perdre de l'énergie par rayonnement de gluons, on parle de gluonsstrahlung. Dans un milieu de densité ρ , si on note σ la section efficace de diffusion, le libre parcours moyen s'écrit : $\lambda = 1/(\rho \sigma)$. On caractérise ainsi le milieu par son coefficient de transport $\hat{q} = \mu^2/\lambda$, où μ représente le transfert d'impulsion lors d'une diffusion. Les calculs aboutissent à une perte d'énergie par unité de longueur de la forme [57] :

$$-\frac{dE}{dz} \approx \alpha_S C_R \sqrt{\hat{q} E}, \quad (1.23)$$

où E est l'énergie du parton et C_R le facteur de couleur de la QCD, fonction du nombre de couleurs $N_C = 3$: $C_R = C_F = \frac{N_C^2 - 1}{2N_C} = \frac{4}{3}$ pour les quarks et $C_R = C_A = N_C = 3$ pour les gluons.

Dans un milieu nucléaire froid (CNM pour 'Cold Nuclear Matter'), c'est-à-dire un noyau atomique, les diffusions sont du type parton-nucléon, et le coefficient de transport vaut $\hat{q}_{CNM} \approx 0.01 \text{ GeV}^3$. En revanche, dans un QGP de température $T = 250 \text{ MeV}$, un traitement perturbatif des diffusions aboutit à $\hat{q}_{QGP} \approx 20 \hat{q}_{CNM}$ [58].

Pour un milieu en expansion, les calculs s'effectuent en considérant un coefficient de transport moyen $\langle \hat{q} \rangle$ [59].

Notons qu'il existe une description alternative de perte d'énergie des partons par rayonnement de gluons qui caractérise le milieu par sa densité de gluons (par unité de rapidité) dN^g/dy [60]. Tous les développements discutés ci-dessus concernent des partons sans masse, c'est-à-dire des quarks légers. Pour les quarks lourds Q , les calculs montrent que l'émission de gluons est atténuée pour des angles $\theta < m_Q/E$, où E est l'énergie du quark [58] ; on parle alors de 'dead cone effect'.

De plus, un parton rapide qui traverse le milieu peut manifester un effet de type Čerenkov en émettant un cône de gluons mous, équivalent au cône de Mach d'une onde de choc [61].

D'un point de vue expérimental, les jets engendrés par les partons initiaux auront en moyenne une énergie plus petite dans les collisions noyau-noyau que dans les collisions p-p, on parle alors de 'jet quenching'. Mais comme la reconstruction des jets est une tâche extrêmement difficile dans les collisions d'ions lourds les plus centrales, du fait de la grande multiplicité de particules, la technique consiste à étudier l'effet produit sur la particule dominante d'un jet. On définit alors le facteur de modification nucléaire, comme la section efficace différentielle de production de particules dans les collisions A-A rapportée au résultat en collisions p-p :

$$R_{AA} = \frac{\frac{d\sigma_{AA}}{dp_T}}{\langle N_{coll} \rangle \frac{d\sigma_{pp}}{dp_T}}, \quad (1.24)$$

où $\langle N_{coll} \rangle$ est le nombre moyen de collisions binaires engendrées dans la collisions A-A (ce nombre est obtenu statistiquement à l'aide d'une modélisation de la collisions à la Glauber).

Les résultats prédits pour les saveurs lourdes au LHC sont présentés sur la figure 1.15. Dans un même milieu, à $\hat{q}$ donné, la perte d'énergie est moindre pour les quarks plus légers, le c par rapport au b , et donc le facteur de modification nucléaire R_{AA} des hadrons beaux est moins affecté que celui des hadrons charmés. De plus, la dépendance au milieu, *i.d.* par rapport à $\hat{q}$, est d'autant plus marquée que le quark est lourd. Ce résultat est plus frappant dans le rapport $R_{AA}(m_Q \neq 0)/R_{AA}(m_Q = 0)$. On voit donc toute l'importance de mesurer ce genre d'effet pour les hadrons beaux, car cela permet, en comparant à ce qui se passe pour les quarks légers (hadrons légers), de vérifier les prédictions du formalisme de perte d'énergie. La combinaison des informations obtenues avec les quarks légers et les quarks lourds permettra également de mieux caractériser le milieu.

1.4.2 Écrantage de couleur des quarkonia

Dans un hadron, le potentiel d'interaction entre deux quarks lourds est de la forme [63] :

$$V_{QCD}(r) = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r} + \sigma r, \quad (1.25)$$

où le premier terme représente le résultat du calcul perturbatif de la QCD au premier ordre, tandis que le deuxième terme est lié au confinement des quarks qui est de nature non perturbative. Cet effet de confinement est dû au caractère non abélien de la QCD qui permet aux gluons d'interagir entre eux. Ainsi les lignes du champ de couleur entre deux quarks ne divergent pas à partir d'un quark, mais restent concentrées dans un tube appelé corde de couleur ; le paramètre σ représente alors la tension de la corde.

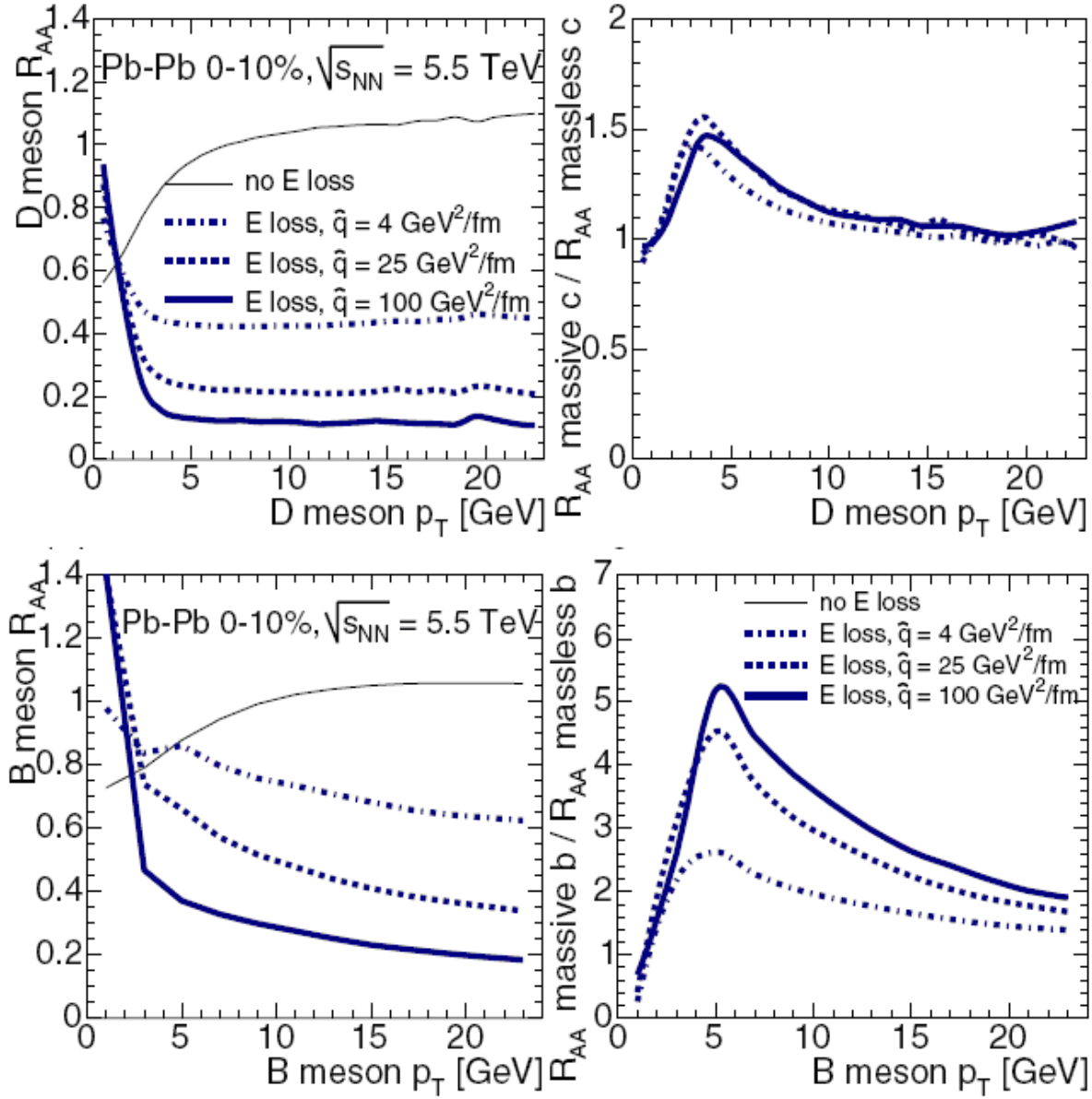


FIG. 1.15 – Prédiction de 'jet quenching' pour les saveurs lourdes dans les collisions les plus centrales Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$ GeV au LHC [62] : en haut pour le charme et en bas pour la beauté. Les graphiques de gauche représentent le facteur de modification nucléaire R_{AA} pour les hadrons lourds et celui de droite indique le rapport $[R_{AA}]_{m_Q \neq 0} / [R_{AA}]_{m_Q = 0}$, avec $m_c = 1.2 \text{ GeV}/c^2$ et $m_b = 4.8 \text{ GeV}/c^2$. Les prédictions sont présentées pour trois valeurs différentes de coefficient de transport.

Dans un milieu déconfiné, le potentiel d'interaction entre deux quarks est modifié par le plasma ⁶ [64] :

$$V_{QGP}(r) = -\frac{4}{3} \frac{\alpha_s}{r} e^{-\mu_D r} + \sigma \frac{1 - e^{-\mu_D r}}{\mu_D}, \quad (1.26)$$

où μ_D est la masse d'écrantage de Debye, c'est-à-dire la masse effective des gluons dans le plasma qui limite la portée de l'interaction, comme l'illustre la figure 1.16. Pour une densité de charges de couleur fixe, ce paramètre dépend de la température du plasma : $\mu_D = \mu_D(T)$. Le rayon d'écrantage de couleur de Debye est alors défini par : $r_D = 1/\mu_D$.

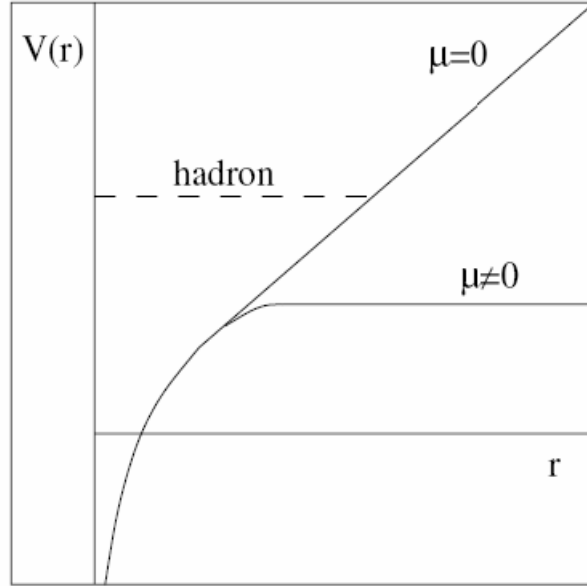


FIG. 1.16 – Potentiel d'interaction forte quark-quark dans le vide de la QCD ($\mu = 0$) et dans un QGP ($\mu \neq 0$) [65]. Le paramètre μ représente la masse effective du médiateur de l'interaction, à savoir les gluons. Dans un QGP, les gluons acquièrent une masse effective non nulle qui limite la portée de l'interaction forte.

Il ressort très clairement de cette modification du potentiel quark-quark que les propriétés de formation des hadrons dans un milieu déconfiné pourront être affectées. C'est en s'appuyant sur ce constat que Matsui et Satz ont prédit en 1986 la suppression de la production des quarkonia dans un QGP [66]. En effet, si le rayon de Debye devient inférieur au rayon d'un quarkonium, alors le potentiel d'interaction entre les deux quarks lourds ne peut plus les lier, comme l'indique la figure 1.16. On parle alors de dissociation des quarkonia par écrantage de couleur. Or l'énergie de liaison, et donc le rayon, des différents quarkonia ne sont pas les mêmes. Et comme le rayon de Debye dépend de la température du QGP, il s'en suit que la température de dissociation T_D (ou de Debye) des différents quarkonia ne sera pas la même. Les prédictions théoriques sont présentées dans le tableau 1.2 [22]. On remarque

⁶Un effet similaire se produit dans un plasma électrique, où le potentiel électrostatique en $\frac{1}{r}$ est modifié en $\frac{e^{-r/r_D}}{r}$, où r_D est le rayon d'écrantage de Debye qui dépend de la densité des charges du plasma et de sa température.

notamment que pour la famille des charmonia, le J/Ψ peut rester lié jusqu'à deux fois la température critique de déconfinement. La signature expérimentale de l'effet d'écrantage de couleur est donc une suppression séquentielle de la production de l'état fondamental dans une même famille de quarkonia (J/ψ pour les $|c\bar{c}\rangle$ et Υ pour les $|b\bar{b}\rangle$) lors des collisions noyau-noyau, par rapport aux collisions p-p, en fonction de la température du milieu.

État	J/ψ	χ_c	ψ'	Υ	χ_b	Υ'	χ'_b	ψ''
ΔE (GeV)	0.64	0.20	0.05	1.10	0.67	0.54	0.31	0.20
$r_{ Q\bar{Q}\rangle}$ (fm)	0.50	0.72	0.90	0.28	0.44	0.56	0.68	0.78
T_D/T_c avec $T_c = 192$ MeV [67]	1.2	≤ 1	≤ 1	2	1.3	1.2		
T_D/T_c avec $T_c = 173$ MeV [22]	2.10	1.16	1.12	> 4	1.76	1.60	1.19	1.17

TAB. 1.2 – Les deux premières lignes donnent le résultat des prédictions spectroscopiques du modèle de potentiel non relativiste avec une tension de corde telle que $\sqrt{\sigma} = 0.445$ GeV [22] : $\Delta E = m_{|Q\bar{Q}\rangle} - 2m_Q$ (avec $m_c = 1.25$ GeV/c² et $m_b = 4.65$ GeV/c²) et $r_{|Q\bar{Q}\rangle}$ est le rayon de l'état lié $|Q\bar{Q}\rangle$. Les deux dernières lignes donnent le rapport entre la température de Debye de la résonance et la température de transition de phase obtenue par deux groupes dans une approche QCD sur réseau.

Notons que la dissociation des quarkonia peut s'effectuer selon une approche complètement différente qui ne requiert pas la formation d'un QGP. En effet, dans un gaz hadronique, les quarkonia peuvent être dissociés après formation par des collisions avec des hadrons secondaires (appelés 'comovers') [68] : $|Q\bar{Q}\rangle + H \rightarrow H_Q + H_{\bar{Q}}$, processus de même nature que l'absorption nucléaire normale. Toutefois, l'introduction des 'comovers' permet de reproduire la suppression anormale du J/Ψ observée par l'expérience NA50 dans les collisions Pb-Pb, mais il y a des incompatibilités avec l'absorption nucléaire normale dans les collisions de noyaux légers.

1.4.3 Hadronisation statistique des quarks lourds

À haute énergie, les sections efficaces sont si grandes que le nombre de quarks lourds produits peut être non négligeable dans les collisions d'ions lourds les plus centrales où le nombre de collisions binaires nucléon-nucléon devient important. Pour quantifier cela, considérons le nombre de collisions binaires dans une collisions noyau-noyau (A-B), pour un paramètre d'impact $\vec{b}$, qui est donné dans le cadre d'un modèle statistique à la Glauber par [52] :

$$N_{coll}^{AB}(\vec{b}) = A B T_{AB}(\vec{b}) \sigma_{NN} \quad (1.27)$$

où $T_{AB}(\vec{b})$ est la fonction de recouvrement des deux noyaux de numéro atomique A et B , et σ_{NN} est la section efficace nucléon-nucléon. Pour des collisions centrales A-A, c'est-à-dire à paramètre d'impact nul, on a : $T_{AA}(0) = (\pi R_A^2)^{-1} = (\pi r_0^2 A^{2/3})^{-1}$. Et comme le nombre de paires de quarks lourds produit $N_{Q\bar{Q}}$ est le produit du nombre de collisions binaires par la fraction de section efficace de production de quarks lourds, on obtient :

$$N_{Q\bar{Q}}(b=0) = \frac{A^{4/3}}{\pi r_0^2} \sigma_{NN}^{Q\bar{Q}}. \quad (1.28)$$

En utilisant les sections efficaces de production prédites pour les collisions p-p (cf. tableau 1.1), on obtient les nombres moyens de paires de quarks lourds attendu dans les collisions d'ions lourds les plus centrales au RHIC et au LHC résumées dans le tableau 1.3.

Collisionneur	$N_{c\bar{c}}$	$N_{b\bar{b}}$
RHIC	3.3 - 20	0.036 - 0.087
LHC	11 - 298	2.9 - 8.4

TAB. 1.3 – Nombre de paires $Q\bar{Q}$ attendues dans les collisions d'ions lourds les plus centrales aux énergies optimales du RHIC (Au-Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV) et du LHC (Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$ TeV).

Dans ces conditions, et surtout pour le charme au LHC, la probabilité que deux quarks Q et $\bar{Q}$ issus de deux processus distincts puissent former un quarkonium peut être non négligeable. En effet, la probabilité pour un quark Q de s'associer à un antiquark $\bar{Q}$ pour former un état lié $|Q\bar{Q}\rangle$ est proportionnelle au nombre de $\bar{Q}$ relatif au nombre de d'antiquarks légers $\bar{u}$, $\bar{d}$ et $\bar{s}$:

$$\mathcal{P}_{|Q\bar{Q}\rangle} \propto \frac{N_{\bar{Q}}}{N_{\bar{u},\bar{d},\bar{s}}} \approx \frac{2}{3} \frac{N_{Q\bar{Q}}}{N_{ch}}, \quad (1.29)$$

où $N_{Q\bar{Q}}$ est le nombre de paires de quarks lourds produits, en supposant que la fraction initiale de quarkonia est négligeable (soit $N_Q = N_{\bar{Q}} \approx N_{Q\bar{Q}}$), tandis que N_{ch} est le nombre de particules chargées détectées dans une collision d'ions lourds (essentiellement le nombre de pions)⁷. Le nombre de quarkonia produit sera donc de la forme :

$$N_{|Q\bar{Q}\rangle} \propto \frac{N_{Q\bar{Q}}^2}{N_{ch}}. \quad (1.30)$$

Dans cette approche statistique, la fraction de quarkonia doit donc augmenter quadratiquement avec le nombre de paires de quarks lourds produits. Des modèles statistiques [69] permettent de quantifier cet effet que l'on qualifie d'hadronisation statistique ou de recombinaison. Ce processus de régénération des quarkonia est illustré sur la figure 1.17. Il apparaît très clairement à partir de ces prédictions que la signature initialement prédite de suppression des quarkonia par effet d'écrantage de couleur dans un milieu déconfiné pourrait se transformer en augmentation des quarkonia par phénomène de coalescence. Néanmoins, pour que ce dernier effet l'emporte, il faut une production de paires de quarks lourds assez importante dans une même collision. En convoluant les différents effets, on pourrait donc s'attendre au LHC à une augmentation du nombre de J/ψ , mais une suppression du nombre de Υ .

⁷Le nombre total de particules produites dans une collision d'ions lourds ultra-relativistes est en première approximation le nombre de pions : $N_{tot} \approx N_{\pi} = \frac{3}{2} N_{\pi^{\pm}} \Rightarrow N_{tot} \approx \frac{3}{2} N_{ch}$, en tenant compte de la symétrie d'isospin.

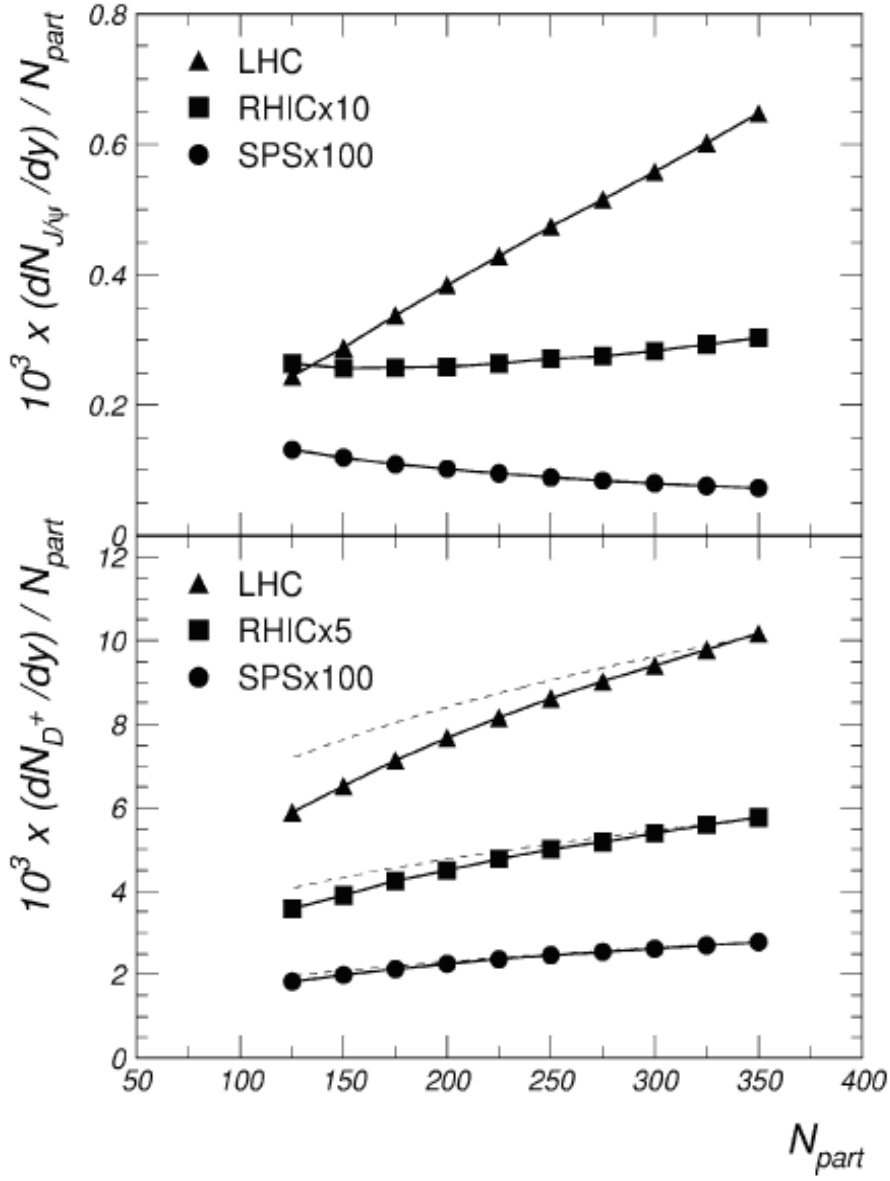


FIG. 1.17 – Prédiction de la production du charme, densité rapportée aux nombre de nucléons participants $(dN/dy)/N_{part}$, en fonction du nombre de nucléons participants à la collision N_{part} [69] : pour les D^+ (en bas) et les J/Ψ (en haut) dans les collisions d'ions lourds, aux énergies des différentes machines (avec facteur multiplicatif pour le SPS et le RHIC). Les lignes en tiret sur le graphique du bas correspondent à une dépendance en $N_{part}^{1/3}$ avec normalisation à $N_{part} = 350$.

Chapitre 2

EXPÉRIENCE PHENIX AU RHIC

2.1 Présentation du contexte expérimental

Le RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider), avec une circonférence de 3.8 km, est le premier collisionneur d'ions lourds supraconducteur jamais construit. Sa mise en service au Brookhaven National Laboratory (BNL, près de New York) date de fin 2000. Il est composé de deux anneaux indépendants qui se croisent en six points. Sa conception, détaillée dans la référence [70], est telle qu'il peut accélérer aussi bien des protons que des noyau atomiques, depuis le deuton (d) jusqu'à l'or (Au), ce qui en fait le premier collisionneur d'ions lourds. Les faisceaux de protons peuvent être accélérés de façon à délivrer des protons d'une énergie de 250 GeV, soit $\sqrt{s} = 500$ GeV. Ainsi, un faisceau de noyaux de numéro atomique A et de charge Z peut être porté à une énergie maximale de :

$$E_A = \frac{Z}{A} E_p \rightarrow E_{\text{Au}} = \frac{79}{197} 250 \approx 100 \text{ GeV}. \quad (2.1)$$

L'énergie maximale dans le centre de masse nucléon-nucléon pour les collisions Au-Au est donc $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 200$ GeV, soit presque douze fois plus que pour les collisions Pb-Pb au CERN-SPS.

Les principales caractéristiques du RHIC sont indiquées dans le tableau 2.1. Sa conception a été guidée par un double objectif de physique :

- l'étude de la structure du proton avec entre autres la mesure de la contribution des gluons (ΔG) au spin du proton à l'aide de faisceaux polarisés,
- l'étude de la matière nucléaire portée dans des conditions extrêmes de température et de densité afin de produire et d'étudier le plasma de quark et de gluons par le biais de collisions d'ions lourds ultra-relativistes.

La production et l'accélération initiale des faisceaux de proton et d'ions sont effectuées en amont avant injection dans le RHIC, comme indiqué sur la figure 2.1, grâce au complexe d'accélérateurs de BNL.

Initialement, quatre expériences ont fonctionné auprès du RHIC ¹, chacune avec ces propres spécificités [71, 72, 73, 74] :

- BRAHMS (Collaboration d'environ 50 physiciens) avec une identification des hadrons chargés dans un large domaine en rapidité,

¹Les expériences BRAHMS et PHOBOS ont arrêté de prendre des données respectivement en 2006 et 2005.

Type de collisions	p-p	Au-Au
Énergie par nucléon	30 $\rightarrow$ 250 GeV	30 $\rightarrow$ 100 GeV
Nombre de paquets par faisceau	60 $\rightarrow$ 120	60 $\rightarrow$ 120
Polarisation optimale des faisceaux	$\approx 70\%$	-
Luminosité optimale	$1.4 \times 10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$	$2 \times 10^{26} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
Durée de vie des faisceaux	$> 10 \text{ h}$	$\approx 10 \text{ h}$

TAB. 2.1 – Principales caractéristiques du 'Relativistic Heavy Ion Collider' (RHIC) [70].

- PHENIX (Collaboration d'environ 550 physiciens) spécialisée dans les sondes électromagnétiques,
- PHOBOS (Collaboration d'environ 80 physiciens) possédant la plus grande couverture en rapidité pour les particules chargées,
- STAR (Collaboration d'environ 560 physiciens) avec un système d'identification et de reconstruction des hadrons chargés très performant à mi-rapidité.

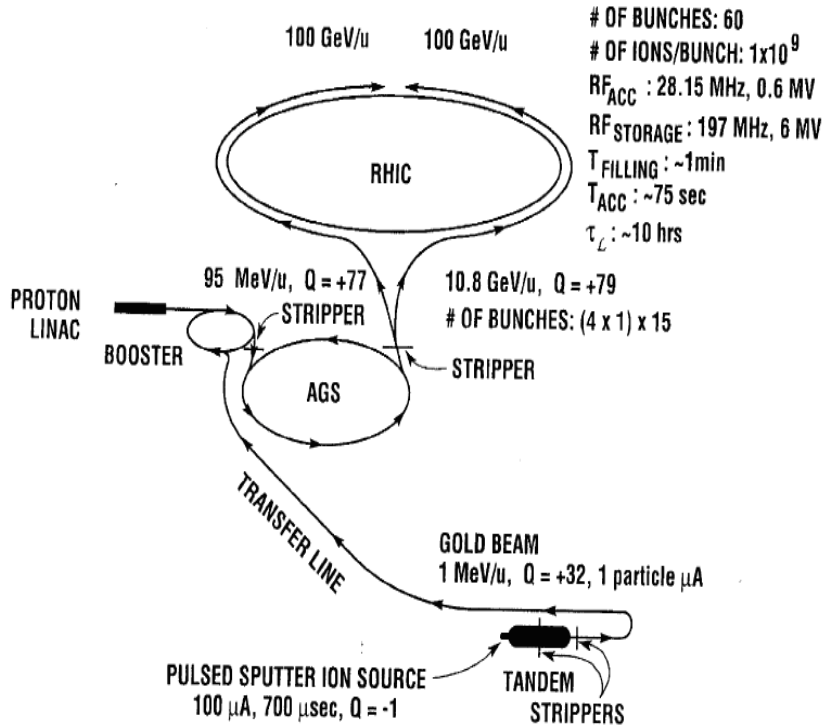


FIG. 2.1 – Description du scénario de production et d'accélération des protons et des noyaux d'or avant injection dans le RHIC [70].

Depuis sa mise en service, le RHIC a opéré des collisions diverses en termes d'espèces et d'énergie : p-p, d-Au, Cu-Cu et Au-Au. Les différents Runs avec leurs luminosités intégrées par l'expérience PHENIX sont résumés dans le tableau 2.2 [75].

L'expérience PHENIX (Pioneering High Energy Nuclear Interaction eXperiment), qui s'appuie sur une collaboration de 69 instituts (14 pays), est certainement celle qui possède

Run	Année	Type de collision	$\sqrt{s_{NN}}$ (GeV)	$\int \mathcal{L} dt$	N_{event}	$\int \mathcal{L}_{pp} \text{equiv} dt$	Quantité de données
1	2000	Au-Au	130	$1 \mu b^{-1}$	10 M	0.04 pb^{-1}	3 TB
2	2001/2002	Au-Au	200	$24 \mu b^{-1}$	170 M	1.0 pb^{-1}	10 TB
		p-p (14 %)	200	0.15 pb^{-1}	3.7 G	0.15 pb^{-1}	20 TB
3	2002/2003	d-Au	200	2.74 nb^{-1}	5.5 G	1.1 pb^{-1}	46 TB
		p-p (34 %)	200	0.35 pb^{-1}	6.6 G	0.35 pb^{-1}	35 TB
4	2004	Au-Au	200	$241 \mu b^{-1}$	1.5 G	10.0 pb^{-1}	270 TB
		Au-Au	62.4	$9 \mu b^{-1}$	58 M	0.36 pb^{-1}	10 TB
		p-p (42 %)	200	0.35 pb^{-1}	6.6 G	0.35 pb^{-1}	35 TB
5	2004/2005	Cu-Cu	200	3 nb^{-1}	8.6 G	11.9 pb^{-1}	173 TB
		Cu-Cu	62.4	0.19 nb^{-1}	0.4 G	0.8 pb^{-1}	48 TB
		Cu-Cu	22.5	$2.7 \mu b^{-1}$	9 M	0.01 pb^{-1}	1 TB
		p-p (47 %)	200	3.8 pb^{-1}	85 G	3.8 pb^{-1}	262 TB
6	2006	p-p (65 %)	200	10.7 pb^{-1}	230 G	10.7 pb^{-1}	310 TB
		p-p (65 %)	62.4	0.1 pb^{-1}	28 G	0.1 pb^{-1}	25 TB
7	2007	Au-Au	200	$813 \mu b^{-1}$	5.1 G	33.7 pb^{-1}	650 TB

TAB. 2.2 – Récapitulation des données enregistrées par l'expérience PHENIX au cours des différents Runs de fonctionnement du RHIC [75]. Pour les données p-p, la polarisation moyenne est indiquée entre parenthèses.

l'appareillage le plus complet pour opérer au RHIC. Sa conception a été guidée à la fois par le programme expérimental de physique des ions lourds, mais aussi par celui de physique du spin. La figure 2.2 présente une vue en coupe du détecteur PHENIX. On distingue schématiquement [72] :

- les détecteurs globaux, essentiellement les 'Beam-Beam counters' (BB) et les 'Zero Degree Calorimeters' (ZDC) (ces derniers placés à 18 mètres du point d'interaction n'apparaissent pas sur la figure 2.2), sont utilisés pour le déclenchement du système de détection, la localisation spatiale du point d'interaction, la mesure de la luminosité, comme référence temporelle pour les mesures de temps de vol et pour déterminer la centralité des collisions mettant en jeu au moins un noyau ;
- les bras centraux ('West' et 'East'), chacun avec une acceptance géométrique définie par ² $|\eta| < 0.35$ et $\Delta\phi = 90^\circ$, sont placés en grande partie au-delà d'un champ magnétique axial produit par un système de bobines de Helmholtz afin de permettre la reconstruction des particules chargées, leur identification et la mesure de l'énergie des photons ;
- les bras avant ('North' et 'South'), avec une acceptance géométrique telle que $-2.25 < \eta_{\text{South}} < -1.15$ pour le spectromètre 'South', $1.15 < \eta_{\text{North}} < 2.44$ pour le 'North', et $\Delta\phi = 360^\circ$, sont composés de trois stations de chambres à dérive plongées dans un champ magnétique radial pour la reconstruction des muons et de cinq stations de tubes 'streamer' alternés avec des murs de fer pour l'identification des muons.

²La variable η représente la pseudo-rapacité, c'est-à-dire la rapidité d'une particule ultra-relativiste émise à un angle θ par rapport à l'axe du faisceau : $\eta = -\ln \left[\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right]$.

Les données enregistrées par l'expérience PHENIX depuis sa mise en service auprès du RHIC en 2000 sont résumées dans le tableau 2.2. On peut remarquer que le programme expérimental a été orienté immédiatement vers les collisions d'ions lourds Au-Au les plus violentes jamais produites : ce fut la phase exploratoire avec la mesure des observables globales, des effets collectifs et l'étude des sondes dures demandant une faible statistique. Ensuite, l'étude des collisions p-p et d-Au a permis d'établir respectivement les références dans le vide et de quantifier les effets nucléaires froids. Le deuxième Run de collisions Au-Au à l'énergie nominale $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV (Run-4) a alors permis une étude des signaux plus rares. Puis les Runs avec des ions de masse intermédiaire, collisions Cu-Cu, et à différentes énergies ont été programmés pour faire varier la densité d'énergie du milieu créé. Enfin, les Runs p-p à haute statistique (Run-6 et Run-7) étaient indispensables pour la physique du spin.

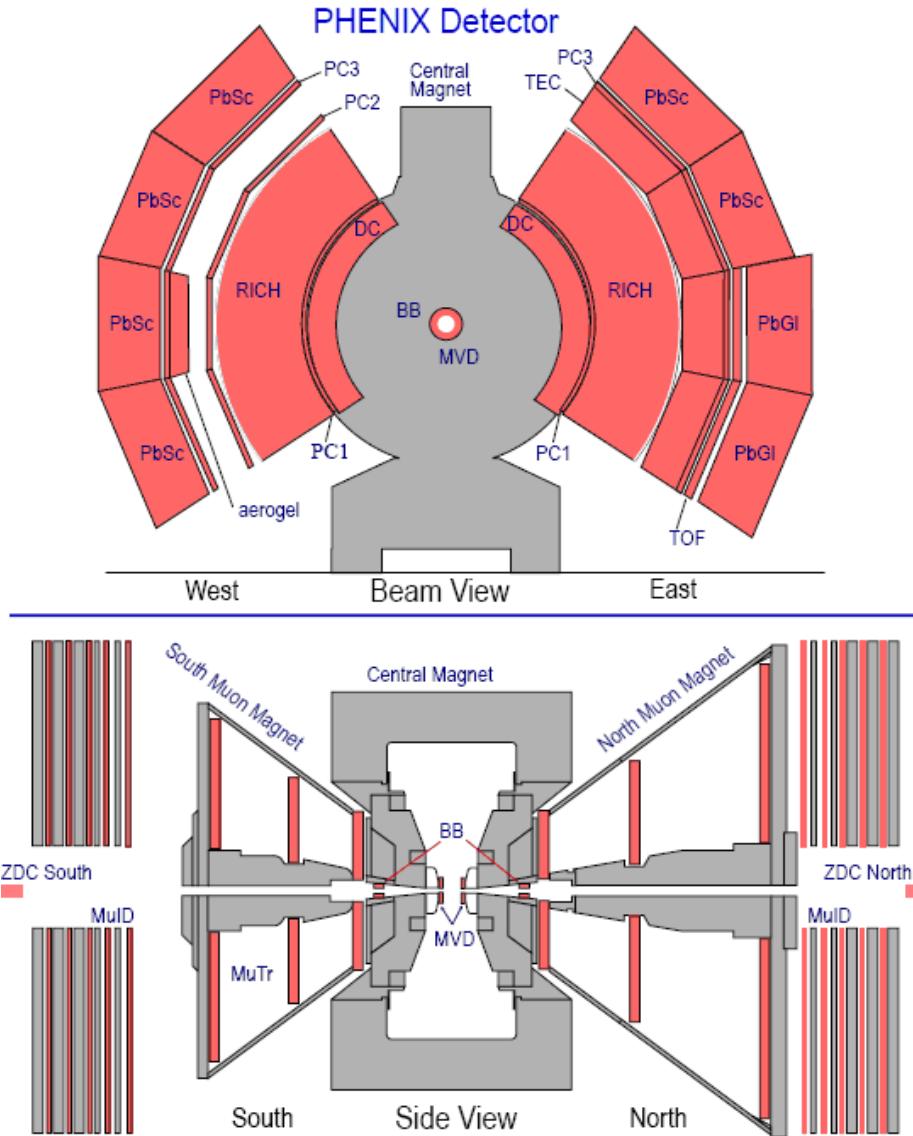


FIG. 2.2 – Représentation en coupe transverse (en haut) et longitudinale (en bas) du détecteur PHENIX [72].

2.2 Les signaux de formation d'un milieu déconfiné

Après trois années de fonctionnement et d'analyse des données, les quatre expériences du RHIC ont décidé de présenter leurs résultats dans des publications de synthèse [76, 77, 78, 79]. Une revue mise à jour avec les derniers résultats est donnée dans la référence [80]. Dans cette section sont présentés les principaux résultats en insistant plus particulièrement sur les saveurs lourdes dans PHENIX.

2.2.1 Caractéristiques globales

La première mesure effectuée au RHIC a été le nombre de particules chargées produites par unité de pseudo-rapacité $dN_{ch}/d\eta$. La figure 2.3 donne les résultats des mesures effectuées par l'expérience PHOBOS dans les collisions Au-Au à différentes énergies. L'intégrale du nombre de particules chargées produites dans les collisions Au-Au les plus centrales (0–5 %) est de 4600 [76]. De façon générale, la densité de particules produites au RHIC est presque systématiquement inférieure aux prédictions des modèles [77]. Les modèles qui semblent s'accorder le mieux avec les données sont ceux qui prennent en compte le phénomène de saturation de la fonction de distribution des gluons dans l'état initial, état de type CGC. Cet état initial des nucléons dans les noyaux aux énergies du RHIC est conforté par les données obtenues dans les collisions d-Au. En effet, l'expérience BRAHMS a mis en évidence une suppression de la production de hadrons chargés de $p_T \approx (2 - 4) \text{ GeV}/c$ à grande rapidité ($\eta = 3.2$) dans les collisions d-Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ [82]. Ce résultat ne peut pas être reproduit par les calculs de la QCD perturbatifs incluant les effets de 'shadowing', qui pourtant fonctionnent à mi-rapacité ($y \approx 0$). Seul l'approche CGC permet de rendre compte des résultats expérimentaux à grande rapidité [83].

La densité de particules chargées (*i.e.* le nombre de particules chargées par unité de pseudo-rapacité $dN_{ch}/d\eta$) normalisée au nombre de nucléons participant ³ à la collision N_{part} a été comparée avec les données de plus basse énergie, comme illustré sur la figure 2.3 (en bas à droite). Il en ressort que la densité de particules chargées normalisée semble suivre une loi logarithmique. Cette modélisation peut être extrapolée à l'énergie des collisions d'ions lourds au LHC $\sqrt{s_{NN}} = 5.5 \text{ TeV}$; on trouve alors ⁴ : $dN_{ch}/d\eta|_{\eta=0} \approx 1400$. Ceci étant, la précision des mesures ne permet pas d'affirmer cette dépendance logarithmique, si bien que les estimations vont jusqu'à $dN_{ch}/d\eta|_{\eta=0} \approx 3200$ [23] pour les collisions d'ions lourds au LHC. En revanche, toutes ces valeurs restent bien en deçà des premières prédictions qui prévoyaient entre 4000 et 8000 particules chargées par unité de rapidité à rapidité nulle.

Comme discuté dans la section 1.1.3, la densité d'énergie du système créé dans une collision d'ions lourds peut être estimée à partir de la formule de Bjorken. Pour cela, il faut mesurer la distribution en rapidité de l'énergie transverse à rapidité nulle $dE_T/dy|_{y=0}$, mais il faut également estimer le temps de formation τ_0 du système. Jusqu'à présent, la valeur de τ_0 était prise sans justification égale à 1 fm/c, comme suggéré par Bjorken dans son article original [20]. La collaboration PHENIX a développé une technique pour estimer cette quantité. Celle-ci s'appuie sur le fait qu'une particule produite à rapidité nulle possède une

³Le nombre de nucléons participant à la collision, noté généralement N_{part} , est déterminé à l'aide d'un modèle de Glauber à partir entre autres de l'énergie déposée dans les calorimètres à zéro degré.

⁴Usuellement, à rapidité nulle, le passage de la distribution en pseudo-rapacité à la distribution en rapidité s'effectue par un facteur correctif : $\frac{dN_{ch}}{d\eta} = 1.1 \frac{dN_{ch}}{dy}$ [77].

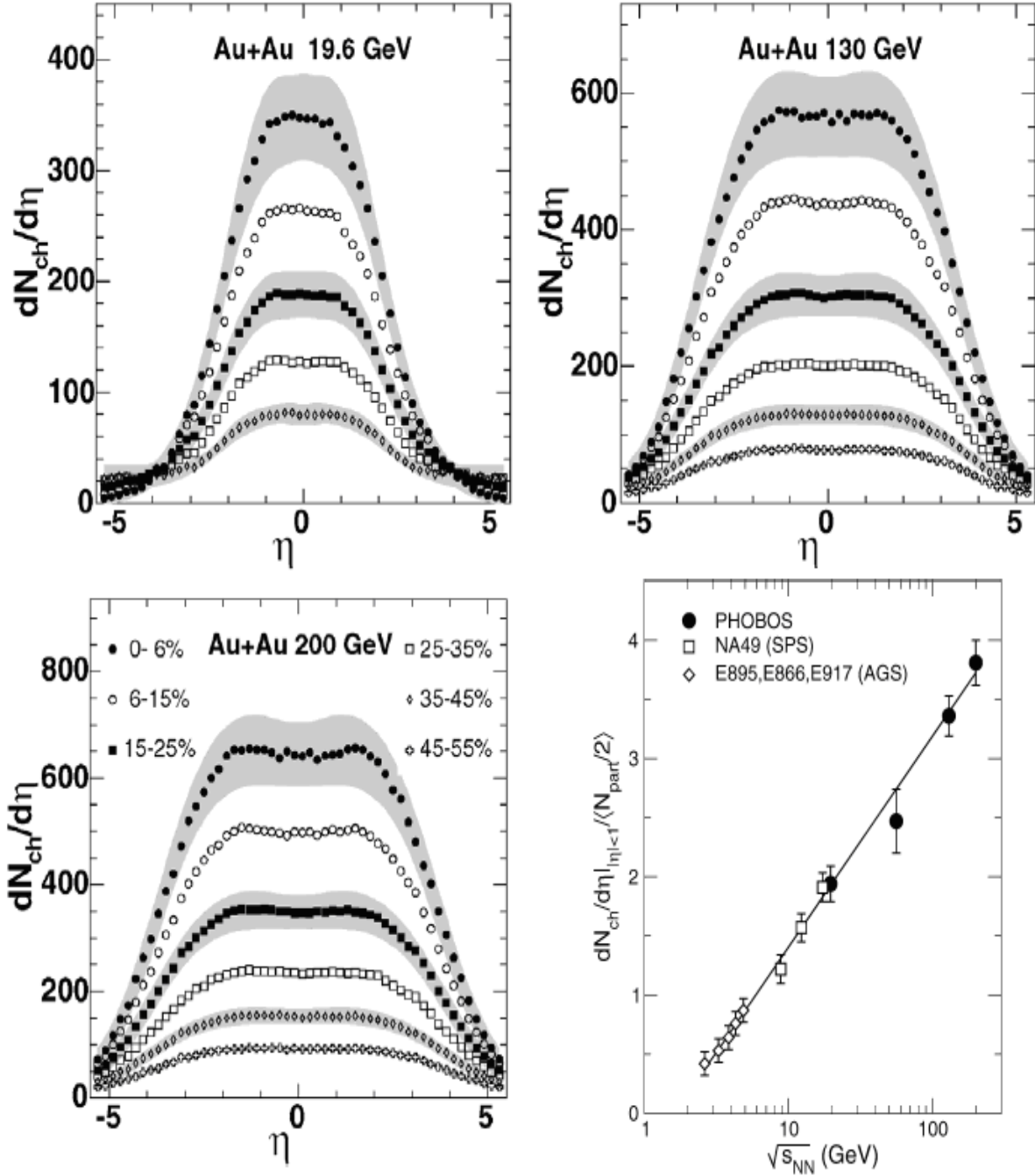


FIG. 2.3 – Nombre de particules chargées produites par unité de pseudo-rapacité (ou densité de particules chargées $dN_{ch}/d\eta$) dans les collisions Au-Au (expérience PHOBOS) en fonction de la pseudo-rapacité pour différentes énergies dans le centre de masse nucléon-nucléon [81]. Pour un même graphique, les différents points correspondent à des domaines en centralité distincts, comme indiqué sur le graphique en bas à gauche, avec la bande grise qui représente l'incertitude systématique (à 90 % C.L.). Le graphique en bas à droite reporte la densité de particules chargées pour $|\eta| < 1$ normalisée au nombre de nucléons participants à la collision en fonction de l'énergie dans le centre de masse nucléon-nucléon [77].

énergie égale à son énergie transverse, encore appelée masse transverse m_T : $E = \sqrt{p^2 + m^2} = \sqrt{p_T^2 + m^2} = m_T$ à $y = 0$. Son temps de formation moyen est donc de l'ordre de $\langle \tau_0 \rangle \approx \hbar / \langle m_T \rangle$, où $\langle m_T \rangle$ est l'énergie transverse moyenne des particules produites. Cette dernière quantité peut être évaluée à partir du rapport des distributions en rapidité de l'énergie transverse dE_T/dy et du nombre de particules produites dN/dy , lesquelles sont mesurées expérimentalement⁵. Ainsi, PHENIX a obtenu un temps de formation $\tau_0 \approx 0.35 \text{ fm}/c$, qui permet de déduire une densité d'énergie initiale du système $\epsilon_0 \approx 15 \text{ GeV}/\text{fm}^3$ [79]. Cette valeur de la densité d'énergie initiale est bien supérieure à la densité critique de formation d'un QGP, $\epsilon_c \approx 0.7 \text{ GeV}/\text{fm}^3$. Mais on ne peut pas dire à ce stade qu'un QGP a été formé, car rien n'indique que le système est à l'équilibre thermique, condition prérequis pour définir un QGP.

2.2.2 Effets collectifs

Une fois le système refroidi, l'hadronisation conduit à un taux de production des particules qui suit une distribution statistique [80] :

$$E \frac{d\sigma}{d\vec{p}} \propto e^{\frac{E-\mu}{T}} \quad \Rightarrow \quad \frac{N_{\bar{p}}}{N_p} = e^{-\frac{2\mu_B}{T}}. \quad (2.2)$$

L'étude de l'abondance des particules produites permet donc de remonter aux caractéristiques du système au moment du découplage chimique, appelé 'chemical freeze-out'. La figure 2.4 illustre les rapports d'abondance des différents hadrons mesurés à mi-rapidité par les expériences du RHIC dans les collisions Au-Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$. L'ajustement d'un modèle statistique à ces données permet de déduire la température de découplage chimique $T_{ch} = (157 \pm 3) \text{ MeV}$, ainsi que le potentiel chimique baryonique $\mu_B = (23 \pm 3) \text{ MeV}$ [79].

Cette température de découplage chimique indique que le système produit dans les collisions Au-Au au RHIC est passé par une phase beaucoup plus chaude qui devait être au-delà de la température critique de transition de phase entre un gaz hadronique et un QGP.

L'asymétrie géométrique d'une collision non centrale fait que les particules produites vont plus ou moins subir des diffusions multiples selon leur direction d'émission. Cela se traduit par une asymétrie d'émission des particules dans l'espace des impulsions que l'on représente par une série harmonique en fonction de l'angle azimutal d'émission d'une particule ϕ par rapport à l'angle azimutal du plan de réaction de la collision Φ_{RP} , défini par l'axe du faisceau et le paramètre d'impact entre les deux noyaux [85] :

$$E \frac{d^3N}{d^3p} = \frac{1}{2\pi} \frac{d^2N}{p_T dp_T dy} \left(1 + 2 \sum_{n=1}^{\infty} v_n \cos[n(\phi - \Phi_{RP})] \right). \quad (2.3)$$

Les premiers paramètres de la série harmonique sont appelés : flot dirigé (ou direct) pour v_1 et flot elliptique pour v_2 .

Les mesures de flot réalisées au RHIC pour les hadrons composés de quarks légers sont indiquées sur la figure 2.5. Il apparaît que les modèles hydrodynamiques incluant une équation

⁵Plus précisément, on mesure les distributions en pseudo-rapidité, mais comme on fait le rapport des deux distributions, cela revient en première approximation à faire le rapport des distributions en rapidité. De plus, on mesure la densité de particules chargées que l'on corrige d'un facteur $\frac{3}{2}$, du fait de la symétrie d'isospin pour les pions, pour obtenir la densité totale de particules.

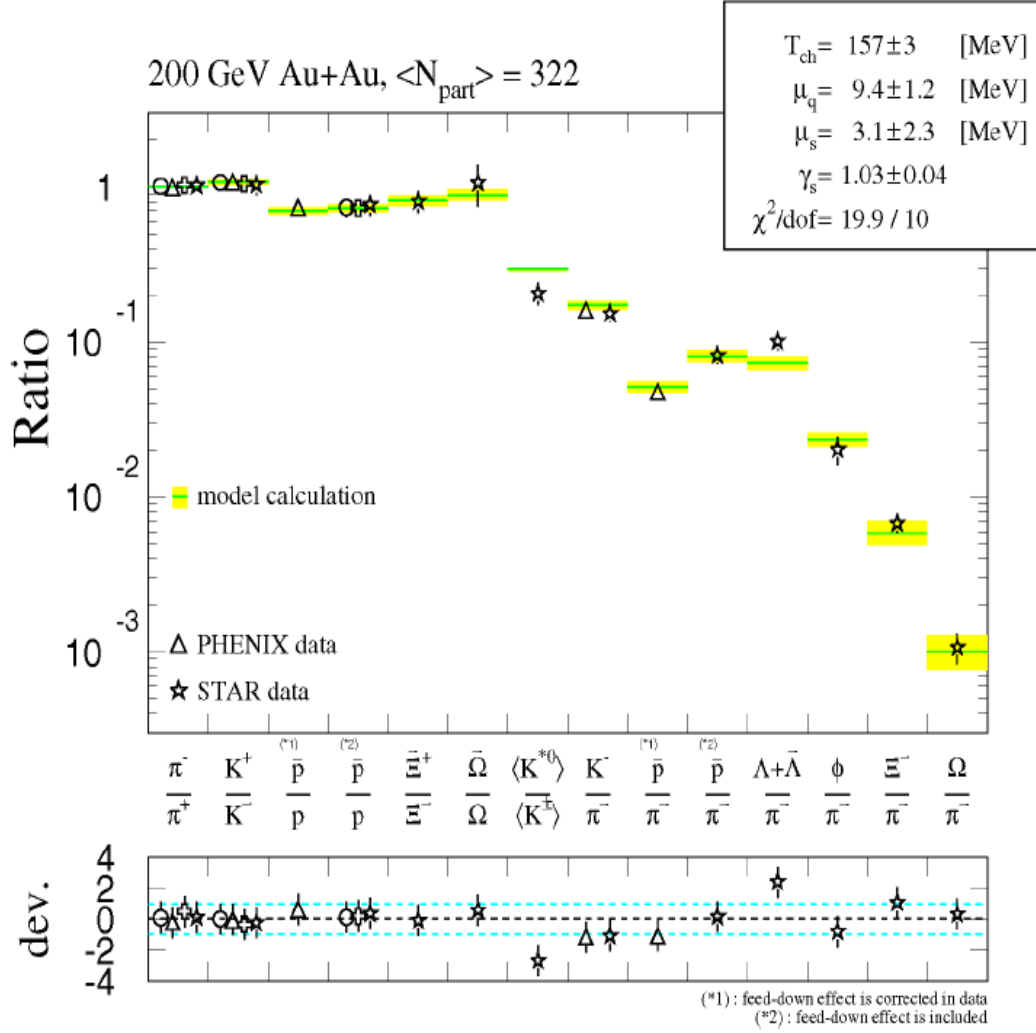


FIG. 2.4 – Compilations des données du RHIC sur les rapports d’abondance des hadrons produits à mi-rapacité dans les collisions Au-Au à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 200 \text{ GeV}$ [84] : BRAHMS (cercles), PHENIX (triangles), PHOBOS (croix) et STAR (étoiles). Les bandes correspondent au résultat de l’ajustement avec un modèle statistique dont les valeurs des paramètres libres sont indiquées : T_{ch} est la température de découplage chimique, μ_q le potentiel chimique des quarks u et d , μ_s le potentiel chimique des quarks s , et γ_s le facteur de saturation de l’étrangeté (en principe $\gamma_s \leq 1$, sachant que $\gamma_s = 1$ signifie que l’équilibre chimique est atteint pour l’étrangeté).

d'état de type QGP reproduisent correctement les données à faible impulsion transverse ⁶, si l'équilibre thermique est atteint au bout d'un temps $\tau_{th} \sim (0.6-1.0)$ fm/c [79]. Si le paramètre de flot elliptique v_2 est rapporté aux quarks de valence, alors tous les hadrons (étranges ou non étranges) ont un comportement identique. Ce résultat indique que les effets collectifs semblent être mis en œuvre au niveau partonique, et non après hadronisation ; autrement dit, la matière produite au RHIC se caractérise par ses degrés de liberté partoniques.

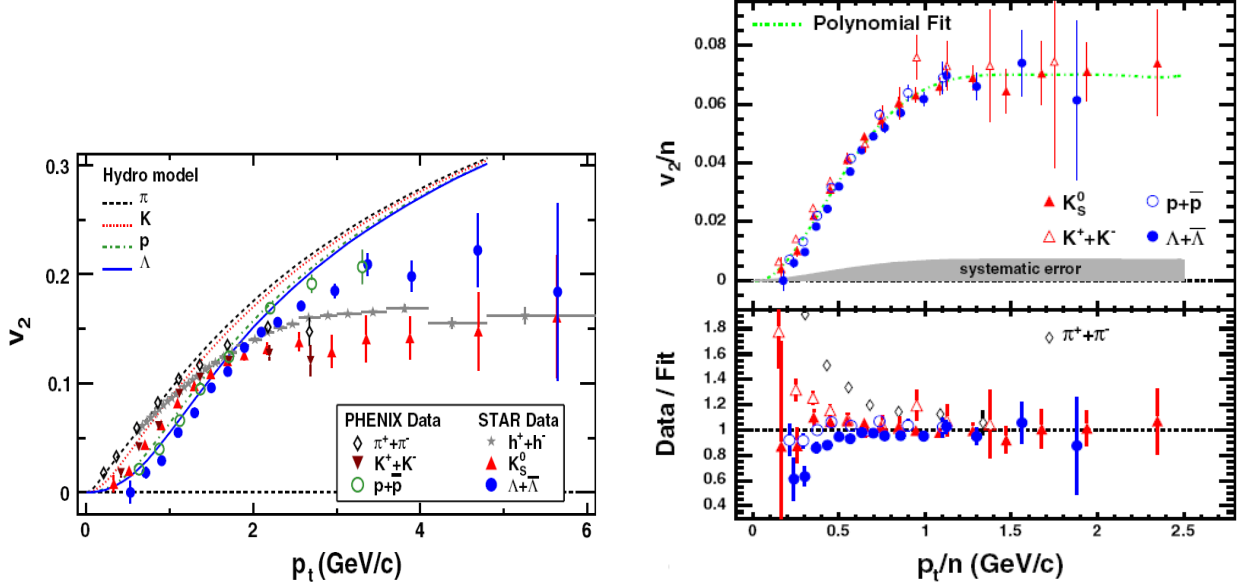


FIG. 2.5 – Flot elliptique de différents hadrons mesuré dans les collisions Au-Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV par l'expérience STAR [86] : à gauche le flot brut (paramètre v_2) en fonction de l'impulsion transverse du hadron, et à droite le flot rapporté aux quarks (v_2/n où n est le nombre de quarks composant le hadron) en fonction de l'impulsion transverse moyenne de chacun des quarks (p_T/n).

Plus récemment, un flot elliptique a également été observé au niveau du charme [88]. Ce résultat conforte l'idée que cet effet collectif se développe dans la phase partonique.

Pour un fluide de viscosité non nulle, les prédictions théoriques prévoient une diminution de la valeur de v_2 pour $p_T \gtrsim 0.9$ GeV/c [87]. Or les données du RHIC montrent que le paramètre de flot elliptique v_2 atteint un plateau non nul pour des impulsions transverses supérieures à 2 GeV/c. Ce résultat semble donc indiquer que le milieu produit au RHIC se comporte comme un fluide idéal ou parfait, c'est-à-dire de viscosité nulle.

2.2.3 Sondes dures

Les quarks et les gluons produits par processus durs vont interagir dans la matière nucléaire. Comme discuté dans la section 1.4.1, la perte d'énergie qui en résultera devrait être beaucoup plus importante dans un milieu déconfiné que dans la matière nucléaire froide. Les prédictions théoriques avancent ainsi une suppression de la production des hadrons à grande impulsion transverse dans les collisions noyau-noyau comparées aux collisions p-p.

⁶La description hydrodynamique du flot s'applique uniquement pour les particules de faible impulsion transverse : $p_T \lesssim 1.7$ GeV/c [87].

La figure 2.6 illustre les résultats obtenus par les expériences du RHIC en comparant les collisions Au-Au aux données p-p à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, à l'aide du facteur de modification nucléaire défini par la relation 1.24. On remarque en premier lieu que les hadrons de grande impulsion transverse ($p_T > 4$ GeV/c) sont supprimés par un facteur cinq dans les collisions centrales Au-Au par rapport aux collisions p-p. Cette suppression peut s'expliquer par le phénomène de perte d'énergie des partons dans le milieu produit. Une telle suppression n'est pas observée dans les collisions d-Au [89], c'est-à-dire dans la matière nucléaire froide. Ce n'est donc pas un effet d'état initial. La suppression ne dépend pas du type de hadron ; elle est la même pour les hadrons chargés inclusifs, les π^0 , les η (voir figure 2.6, à gauche). Cela indique que le phénomène a lieu au niveau partonique. De plus, on remarque que les photons directs (non issus de la désintégration de hadrons légers), dont la section efficace différentielle en p_T est bien reproduite par les prédictions de la QCD perturbative [90], ne sont pas affectés. Enfin, l'amplitude de la suppression dépend de la centralité de la collision (voir figure 2.6, à droite), ce qui montre que la perte d'énergie des partons est fonction de la densité d'énergie du milieu et de la longueur du milieu traversé.

Ce phénomène de perte d'énergie est également appréhendé en étudiant les corrélations azimutales entre un hadron de grande impulsion transverse (typiquement $p_T > 5$ GeV/c) et les autres hadrons d'un domaine en p_T inférieur (mais tout de même pour des $p_T > 1$ GeV/c). Au premier ordre, les processus durs engendrent une production des jets dos-à-dos dans le plan transverse, soit deux pics de forme gaussienne séparés de $\Delta\phi = \pi$ qui sont composés des particules énergétiques des deux jets. L'absence du deuxième pic dans les collisions centrales Au-Au [91], comme illustré sur la figure 2.7 (b), signe l'absorption d'un des deux jets. Par conservation de l'énergie, les particules du jet supprimé doivent se retrouver avec des p_T plus petits. C'est exactement ce qui est observé expérimentalement, comme l'indique la figure 2.7 (a). De plus, ces particules de petit p_T se retrouvent distribuées dans une couronne à $\Delta\phi = \pi \pm 1.1$, voir la comparaison des figures 2.7 (c) et (d). Cette distribution en forme de couronne pourrait être expliquée par un effet de type cône de Mach ou rayonnement gluonique Čerenkov [83].

De façon générale, les prédictions théoriques basées sur la radiation de gluons dans un milieu déconfiné reproduisent les résultats expérimentaux en supposant une densité gluonique $dN^g/dy \approx 800 - 1200$ [93] ou, de façon équivalente, un coefficient de transport moyen $\langle\hat{q}\rangle = 5 - 15$ GeV²/fm [94]. À partir de ces mesures, la densité d'énergie du milieu initial est estimée à $\epsilon_0 \approx 20$ GeV/fm³ au bout d'un temps $\tau_0 \approx 0.2$ fm/c, où l'équilibre thermique n'est pas encore atteint [27]. Notons que ces estimations sont en bon accord avec celles effectuées à partir des distributions en rapidité des particules et de l'énergie transverse.

L'étude de la production inclusive d'électrons (e^- et e^+) à mi-rapidité, à l'aide des calorimètres électromagnétiques dans PHENIX, a permis de mettre en évidence la production de quarks lourds dans les différents types de collisions au RHIC. Cette étude est effectuée par une double analyse. L'une consiste à estimer le bruit de fond par une méthode de cocktail prenant en compte toutes les sources d'électrons : désintégrations (semi-)leptoniques des hadrons légers et surtout les électrons de conversion dus principalement aux désintégrations Dalitz des π^0 (dans ce cas les mesures de production de π^0 sont utilisées). L'autre met en œuvre un convertisseur calibré en laiton ($1.67 X_0$) autour du tube à vide pour estimer le taux d'électrons de conversion. Les deux méthodes indépendantes donnent des résultats similaires. La figure 2.8 (à gauche) illustre la distribution d'électrons restant après soustraction du bruit de fond par combinaison des deux méthodes. Cette distribution est alors comparée

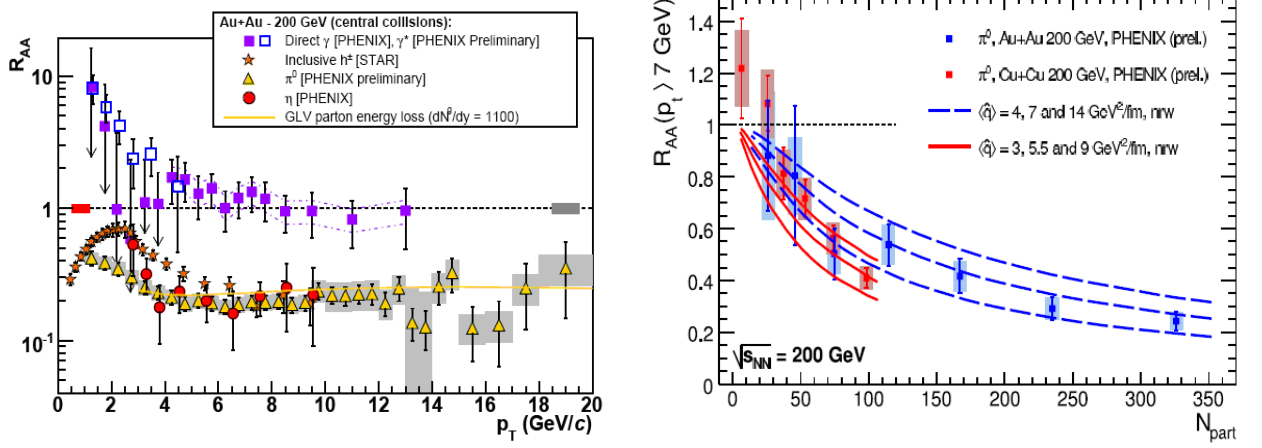


FIG. 2.6 – Facteur de modification nucléaire de production des particules dans les collisions d'ions lourds à $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ et prédictions théoriques associées [83] : en fonction du p_T pour les photons direct et les hadrons dans les collisions centrales Au-Au (à gauche), et en fonction de la centralité pour des π^0 d'impulsion transverse $p_T > 7 \text{ GeV}/c$ dans les collisions Cu-Cu et Au-Au. Les barres (bandes) de chacun des points représentent les incertitudes statistiques (systématiques), tandis que les bandes situées autour de $R_{AA} = 1$ indiquent l'incertitude systématique provenant de la détermination du nombre moyen de collisions binaires $\langle N_{coll} \rangle$.

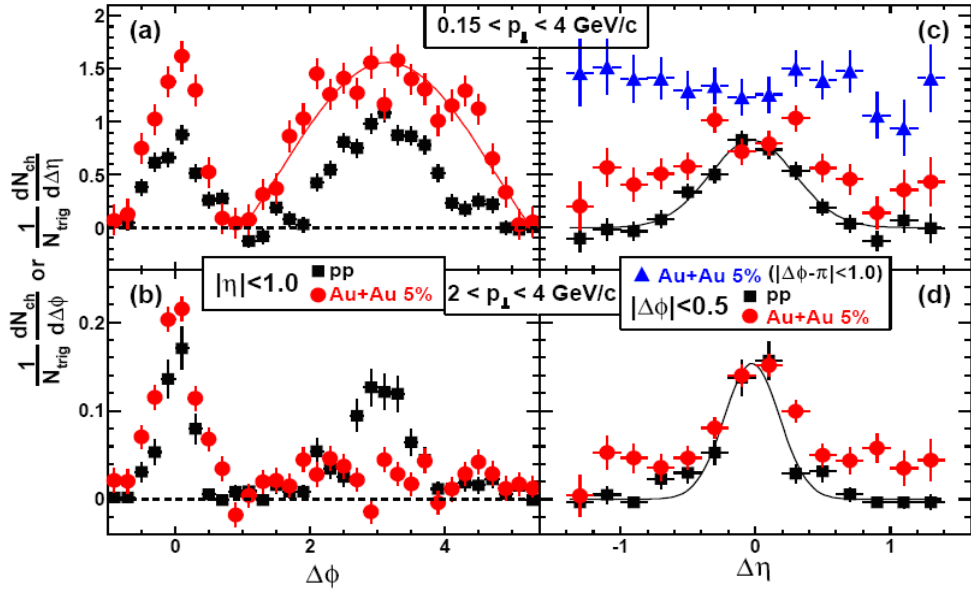


FIG. 2.7 – Corrélations azimutales $\Delta\phi$ (à gauche) et en pseudo-rapacité $\Delta\eta$ (à droite) entre une particule 'trigger' d'impulsion transverse $4 < p_T^{trig} < 6 \text{ GeV}/c$ et les autres particules de l'événement dans les domaines : $0.15 < p_T < 4 \text{ GeV}/c$ en haut et $2 < p_T < 4 \text{ GeV}/c$ en bas. Les données Au-Au les plus centrales à $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ (point rouges et bleus) de l'expérience STAR sont comparées aux données p-p à la même énergie (points noirs) [92].

aux prédictions de la QCD perturbative (approche FONLL) [46] incluant toutes les sources de production d'électrons issus de la désintégration des hadrons lourds, ce qui permet de mesurer la section efficace de production du charme.

L'étude du phénomène de quenching des saveurs lourdes a alors pu être menée à partir des distributions d'électrons. La figure 2.8 (à droite) montre le facteur de modification nucléaire des électrons mesuré dans les collisions Au-Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV en fonction de la centralité. Une comparaison avec les hadrons légers (π^0) permet également de montrer que l'amplitude de la suppression des électrons de haut p_T est similaire. Ce résultat, contrairement aux résultats précédents, est en désaccord avec les prédictions théoriques qui avancent que les quarks lourds perdent moins d'énergie que les quarks légers. Ce constat met en évidence que certains effets sont mal pris en compte par les prédictions théoriques, comme peut-être la perte d'énergie par diffusions multiples [97] ou la géométrie du milieu [62]. De plus, une correction liée à l'augmentation du rapport baryon / méson doit également être prise en compte [98].

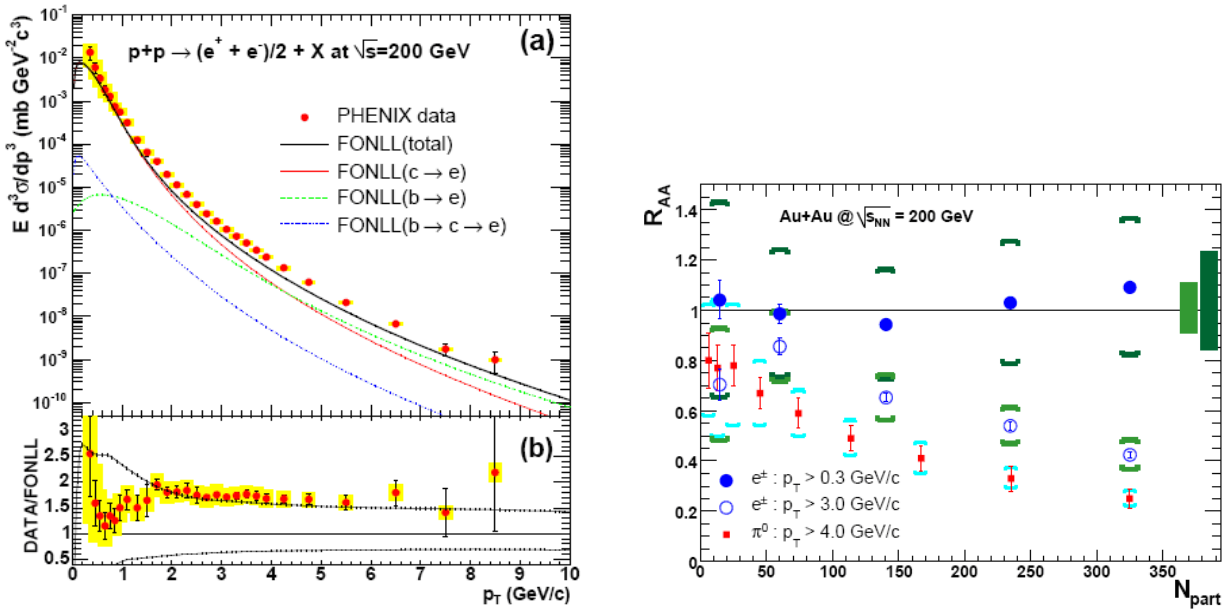


FIG. 2.8 – À gauche : section efficace différentielle en p_T de production des électrons à mi-rapacité ($|y| < 0.35$) dans les collisions p-p à $\sqrt{s} = 200$ GeV [95]. Les données, obtenues après soustraction du bruit de fond provenant de la désintégration des hadrons légers et de la conversion des photons, sont comparées aux prédictions de la QCD perturbative (approche FONLL). À droite : facteur de modification nucléaire de production des électrons issus de la désintégration des hadrons lourds dans les collisions centrales Au-Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV comparé à celui des π^0 [96]. Les barres (bandes ou crochets) de chacun des points représentent les incertitudes statistiques (systématiques) des mesures de l'expérience PHENIX, tandis que les bandes situées autour de $R_{AA} = 1$ indiquent l'incertitude systématique provenant de la détermination de nombre moyen de collisions binaires $\langle N_{coll} \rangle$.

Dans les collisions d'ions lourds, le J/ψ à longtemps été considéré comme la sonde la plus puissante pour mettre en évidence le QGP. Une suppression anormale de la production de J/ψ a été observée pour la première fois par l'expérience NA50 au CERN-SPS dans les collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 17.3$ GeV (les résultats les plus récents sont présentés dans la

référence [99]). Dans l'analyse de l'expérience NA50, le taux de J/ψ était normalisé au taux d'événements Drell-Yan. En effet, le Drell-Yan étant un processus électromagnétique, il ne doit en principe pas être affecté par la formation d'un milieu déconfiné.

L'expérience PHENIX a pu mener le même genre d'analyse, mais avec l'avantage d'étudier la production des J/ψ à la fois dans la région de mi-rapacité $J/\psi \rightarrow e^+e^-$ et à grande rapidité $J/\psi \rightarrow \mu^+\mu^-$. La figure 2.9 (à gauche) montre la distribution en rapidité mesurée dans les collisions p-p à $\sqrt{s} = 200$ GeV. Les prédictions théoriques, qui donnent des distributions en forme de cloche, ne s'accordent pas avec les données expérimentales. En effet, une distribution empirique basée sur une double gaussienne semble mieux reproduire les données, même si la précision actuelle ne permet pas de conclure. Ce résultat illustre la mauvaise compréhension des mécanismes de production des quarkonia dans les collisions p-p.

La production de J/ψ a également été étudiée dans les collisions d-Au [101]. Les résultats montrent que les phénomènes de shadowing et d'absorption nucléaire normale affectent la production de J/ψ . En revanche la statistique limitée des données ne permet pas de quantifier réellement chacun des effets. On peut seulement en déduire que la section efficace d'absorption nucléaire normale est inférieure à celle obtenue au CERN-SPS : $\sigma_{\text{abs}}^{J/\psi}(\text{RHIC}) < 3 \text{ mb}$. Néanmoins, notons qu'à l'énergie du RHIC, la durée de traversée du noyau est typiquement $\Delta t = 2R/\gamma c \approx 0.14 \text{ fm}/c$, soit de l'ordre de grandeur du temps de formation des quarks lourds. Autrement dit, l'absorption nucléaire normale devrait être négligeable.

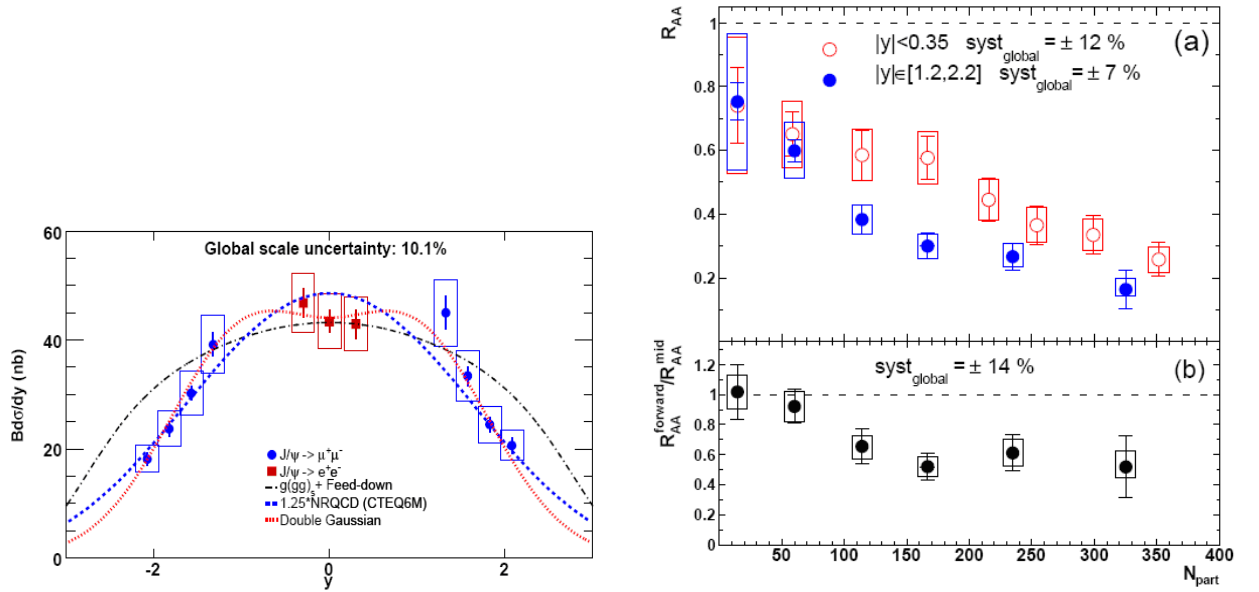


FIG. 2.9 – À gauche : section efficace différentielle en y multipliée par le rapport de branchement en dilepton des J/ψ produits dans les collisions p-p à $\sqrt{s} = 200$ GeV [100]. Les différentes courbes représentent respectivement (de haut en bas) : un calcul de la QCD perturbative à trois gluons, la prédiction de l'approche NRQCD et une distribution empirique basée sur une double gaussienne. À droite : facteur de modification nucléaire R_{AA} du J/ψ dans les collisions Au-Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV en fonction de la centralité représentée par le nombre de nucléons participant à la collision N_{part} (en haut), et rapport du facteur de modification nucléaire à grande rapidité (R_{AA}^{forward}) sur celui à mi-rapacité (R_{AA}^{mid}) [102]. Les barres (rectangles) de chacun des points représentent les incertitudes statistiques (systématiques) des mesures de l'expérience PHENIX.

À l'énergie optimale du RHIC, la production attendue de Drell-Yan est très faible. Dans ces conditions, une méthode de normalisation différente de celle utilisée par la Collaboration NA50 a dû être mise en œuvre. Ainsi la production de J/ψ dans les collisions d'ions lourds au RHIC est comparée à celle obtenue dans les collisions p-p. La figure 2.9 (à droite) présente le facteur de modification nucléaire des J/ψ dans les collisions Au-Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV en fonction de la centralité, représenté par N_{part} . Il est à noter que les données obtenues au RHIC s'accordent avec les données de NA50 [103]. Ce résultat peut paraître surprenant. En effet, on s'attend à ce que la densité d'énergie du système produit au RHIC soit plus importante qu'au CERN-SPS, ce qui aurait tendance à accentuer le phénomène de suppression. Ces résultats semblent donc indiquer deux possibilités dans le cas où un milieu déconfiné a été produit : soit il y a un phénomène de régénération des J/ψ par coalescence de paires $c\bar{c}$ non corrélées [104], soit la suppression des quarkonia est séquentielle et les J/ψ produits directement ne sont pas encore dissociés au RHIC (seuls le χ_c et le Ψ' sont dissociés, donc environ 40 % des J/Ψ produits) [105]. De plus, les modèles de suppression par écrantage de couleur prévoient une suppression à mi-rapidité plus importante qu'à grande rapidité [106], ce qui est en contradiction avec les données expérimentales. En revanche, le phénomène de saturation des gluons dans l'état initial basé sur l'approche du CGC [107], s'il est plus important que dans les données d-Au, peut expliquer la suppression accrue des J/ψ à grande rapidité. Un effet d'état final dû à la recombinaison statistique [104] permet également de rendre compte de ce résultat.

On peut donc dire que le J/ψ n'a pas encore révélé tous ses secrets, aussi bien pour ses mécanismes de production dans les collisions p-p que pour son évolution dans les systèmes chauds et denses produits dans les collisions d'ions lourds. Son étude systématique avec une statistique encore plus importante est donc nécessaire.

2.3 Étude du continuum du spectre en masse dimuon

Cette partie présente le travail développé au LPC dans le cadre de l'expérience PHENIX, lequel a fait l'objet d'une note interne à la collaboration [108] reproduite en fin de chapitre [Note PHENIX].

2.3.1 Intérêt des dileptons

Les dileptons constituent une sonde de choix pour l'étude des collisions d'ions lourds. En effet, en tant que sonde électromagnétique, les dileptons ne sont pas sensibles au milieu nucléaire (déconfiné ou pas) qu'ils traversent. Les dileptons permettent donc de sonder, en fonction de l'instant où ils sont produits, l'évolution spatio-temporelle d'une collision d'ions lourds.

Les différentes sources de dileptons physiques dans les collisions p-p sont :

- le processus Drell-Yan : $q + \bar{q} \rightarrow \gamma/Z \rightarrow l^+ l^-$,
- la désintégration leptonique des mésons vecteurs : ρ , ω et ϕ ,
- les corrélations provenant des désintégrations semi-leptoniques des hadrons lourds : $H_Q H_{\bar{Q}} \rightarrow (l^\pm X)(l^\pm Y)$,
- la désintégration leptonique des quarkonia : $|Q\bar{Q}\rangle \rightarrow l^+ l^-$.

Dans les collisions d'ions lourds, il faut ajouter à cela les dileptons thermiques qui renseignent directement sur la température du milieu.

Toutes ces sources ne requièrent pas la même approche pour leur étude. En effet, les mésons vecteurs et les quarkonia apparaissent dans le spectre de masse dilepton comme des résonances, alors que chacune des autres sources se présente sous la forme de continuum, à la manière du bruit de fond.

D'un point de vue expérimental, l'étude des dileptons peut se faire dans trois canaux différents : diélectron, dimuon ou avec les corrélations électron-muon. Ce dernier canal ne permet pas de reconstruire les résonances, mais possède l'avantage d'avoir une seule source de continuum physique : les hadrons lourds.

Dans le contexte de l'expérience PHENIX, comme il est possible de reconstruire les électrons à mi-rapidité et les muons à grande rapidité, il est en principe possible d'étudier les trois types de canaux, comme illustré sur la figure 1 [Note PHENIX]. Cependant, jusqu'à présent, seuls les canaux diélectron et dimuon ont été étudiés.

2.3.2 Spectre en masse dimuon dans les collisions p-p

Le travail effectué au LPC a initialement été motivé par l'étude des saveurs lourdes, et plus particulièrement des hadrons charmés, mais également du Drell-Yan. L'analyse s'appuie sur le générateur d'événements Pythia (version 6.2). Comme il est montré dans la note, voir la figure 2.10, les variables les plus discriminantes pour séparer les différentes sources physiques dans les collisions p-p sont l'impulsion transverse des muons et la masse invariante des dimuons. Cette dernière possède l'avantage d'effectuer une double séparation : quarkonia (essentiellement J/ψ et ψ' avec la statistique disponible pour les Run-3 et Run-4) versus continuum physiques, mais également hadrons charmés versus Drell-Yan via la pente de leur spectre en masse. L'étude a donc finalement été orienté sur le spectre en masse dimuon, et a fait l'objet d'une thèse de Doctorat d'Université [109] sur laquelle s'appuie en grande partie la note d'analyse interne à la collaboration PHENIX. Seules les données du Run-3 et du Run-4 sont considérées dans les références [108] et [109].

L'analyse utilise des coupures spécifiques de sélection des événements dimuons. La figure 2.11 présente le spectre en masse dimuon obtenu avec les données p-p à $\sqrt{s} = 200$ GeV du Run-3 et du Run-4. Cette distribution est obtenue après soustraction du bruit de fond par la méthode des dimuons de même signe ($2\sqrt{N_{++}N_{--}}$). On remarque immédiatement, que ces données souffrent d'un manque de statistique. Cette limite n'avait pas permis d'effectuer un ajustement complètement global du spectre en masse dimuon. Le nombre de ψ' a été contraint par le rapport $N_{J/\psi}/N_{\psi'}$ mesuré expérimentalement et prédit être indépendant de $\sqrt{s}$ par l'approche COM dans les collisions p-p [110]. De même les rapports $N_{\Upsilon}/N_{\Upsilon'}$ et $N_{\Upsilon'}/N_{\Upsilon''}$ ont permis de contraindre les nombres de Υ' et de Υ'' [110]. Le nombre de $b\bar{b}$ a été fixé par rapport au nombre de $c\bar{c}$ en utilisant les prédictions théoriques de la QCD perturbative (approche FONLL) [46]. En effectuant un ajustement global du spectre en masse dimuon avec ces contraintes, c'est-à-dire en laissant comme seuls paramètres libres les nombres de J/ψ , de $c\bar{c}$, de Drell-Yan et de Υ , il est apparu que la contribution de la beauté était négligeable au vu de la statistique limitée. L'ajustement a donc été systématiquement effectué en considérant comme seuls paramètres libres les nombres de J/ψ , de $c\bar{c}$ et de Drell-Yan.

La détermination de la fonction de réponse différentielle, dont le principe est illustré sur la

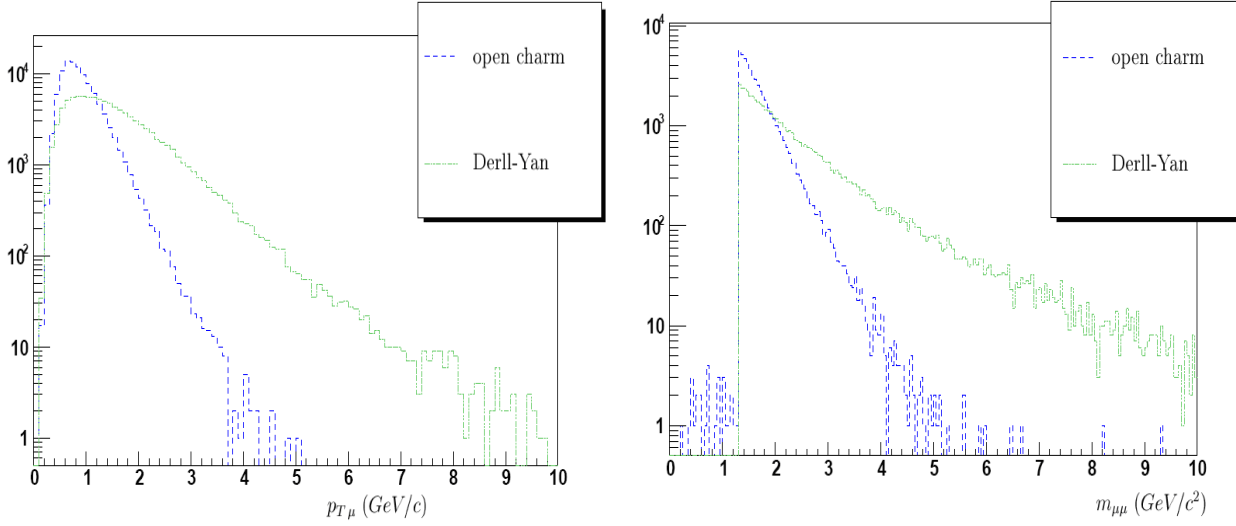


FIG. 2.10 – Caractéristiques des muons issus du Drell-Yan (en vert) et du $c\bar{c}$ (en bleu) dans l'acceptance géométrique des spectromètres à muons de PHENIX, pour des collisions p-p à $\sqrt{s} = 200$ GeV obtenues à l'aide du générateur d'événements Pythia (version 6.2) : spectre en impulsion transverse des muons (à gauche) et spectre en masse des dimuons (à droite).

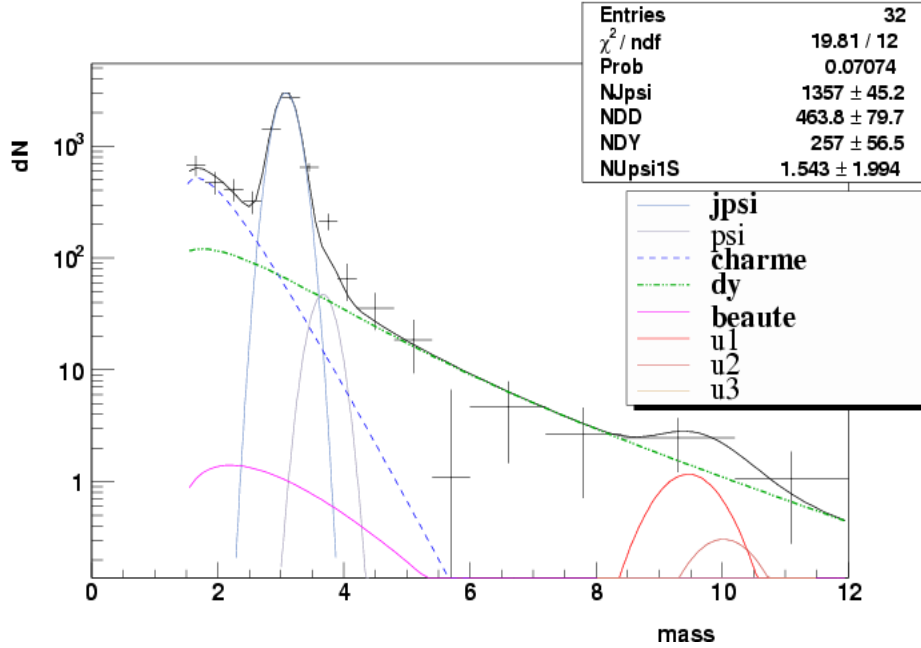


FIG. 2.11 – Distribution en masse invariante des dimuons enregistrés dans les collisions p-p du Run-3 et du Run-4 à $\sqrt{s} = 200$ GeV. La soustraction du bruit de fond est effectuée avec la méthode des dimuons de même signe ($2\sqrt{N_{++}N_{--}}$). Les données sont ajustées avec les différentes contributions, dont certaines sont contraintes [109].

figure 2.12 (à gauche), a permis de déterminer l'efficacité de reconstruction des dimuons, pour chacune des composantes, en fonction de la masse invariante des dimuons, voir par exemple la figures 2.12 (à droite) pour le $c\bar{c}$ et le J/ψ dans le bras 'North'. Pour cela, on génère le spectre en masse invariante dimuon pour un processus donné (dans notre cas avec Pythia). Chaque intervalle en masse $[M - \frac{dM}{2}; M + \frac{dM}{2}]$, avec dM le plus petit possible, contient alors $N(M)$ événements. Après passage à travers la simulation complète de PHENIX, on retrouve pour chaque lot $N(M)$ une distribution d'événements $N_M(m)$ de type gaussienne dont la racine carré de l'écart type σ_M donne la résolution du détecteur pour la reconstruction des dimuons. La probabilité de reconstruire un dimuon, pour le processus physique considéré, s'écrit alors :

$$\mathcal{P}(M) = \frac{\int N_M(m) dm}{N(M)}. \quad (2.4)$$

Depuis le travail effectué par S. Gadrat dans sa thèse [109], les efficacités ont complètement été réévaluées. De plus, l'étude des incertitudes systématiques a été ajoutée. Cela a permis de remonter aux sections efficaces de production différentielles des différents processus :

$$\frac{d\sigma_{pp}^{process}}{d\eta} = \frac{N_{process}}{BR_{process}\epsilon_{process}N_{MB}} \frac{\sigma_{pp}^{in}}{\Delta\eta_{\mu\mu}}, \quad (2.5)$$

où $N_{process}$ est le nombre d'événements retourné par l'ajustement pour le processus (noté *process*), $BR_{process}$ et $\epsilon_{process}$ sont respectivement le rapport de branchement en dimuon et l'efficacité de reconstruction du processus, N_{MB} est le nombre d'événements 'Minimum Bias', tandis que σ_{pp}^{in} et $\Delta\eta_{\mu\mu}$ sont respectivement la section efficace inélastique p-p et l'intervalle en pseudo-rapacité de détection de la paire de muons dans PHENIX.

À partir de cette section efficace différentielle en pseudo-rapacité, on peut en déduire la section efficace totale de chacun des processus dans les collisions p-p :

$$\sigma_{pp}^{process} = \frac{1}{A_{process}} \frac{d\sigma_{pp}^{process}}{d\eta}, \quad (2.6)$$

avec $A_{process}$ l'acceptance de retrouver la paire de muons du processus dans l'appareillage de détection de PHENIX.

Les incertitudes systématiques ont différentes origines :

- incertitudes instrumentales sur l'efficacité de reconstruction des muons,
- incertitudes sur les rapports de branchement en dimuon,
- incertitudes sur les nombres d'événements ajustés qui proviennent d'une part de la méthode de soustraction du bruit de fond, et d'autre part de la forme utilisée pour chacune des composantes.

Cette dernière partie des incertitudes systématiques dépend du générateur d'événement utilisé. Cette analyse repose exclusivement sur l'utilisation de Pythia, bien que d'autres générateurs d'événements pourraient être utilisés (comme MC@NLO). Il n'a donc pas été possible de changer de façon adéquate la distribution en rapidité de production des différents processus. Ainsi, les incertitudes systématiques globales sur les sections efficaces totales sont sous estimées. En revanche, les différents paramètres de Pythia dont dépend chacune des sources, comme S. Gadrat l'a montré dans sa thèse, ont été variés dans un intervalle physiquement acceptable. L'incertitude systématique liée à chacun des paramètres a alors été déterminée comme suit (voir également l'illustration 2.13) :

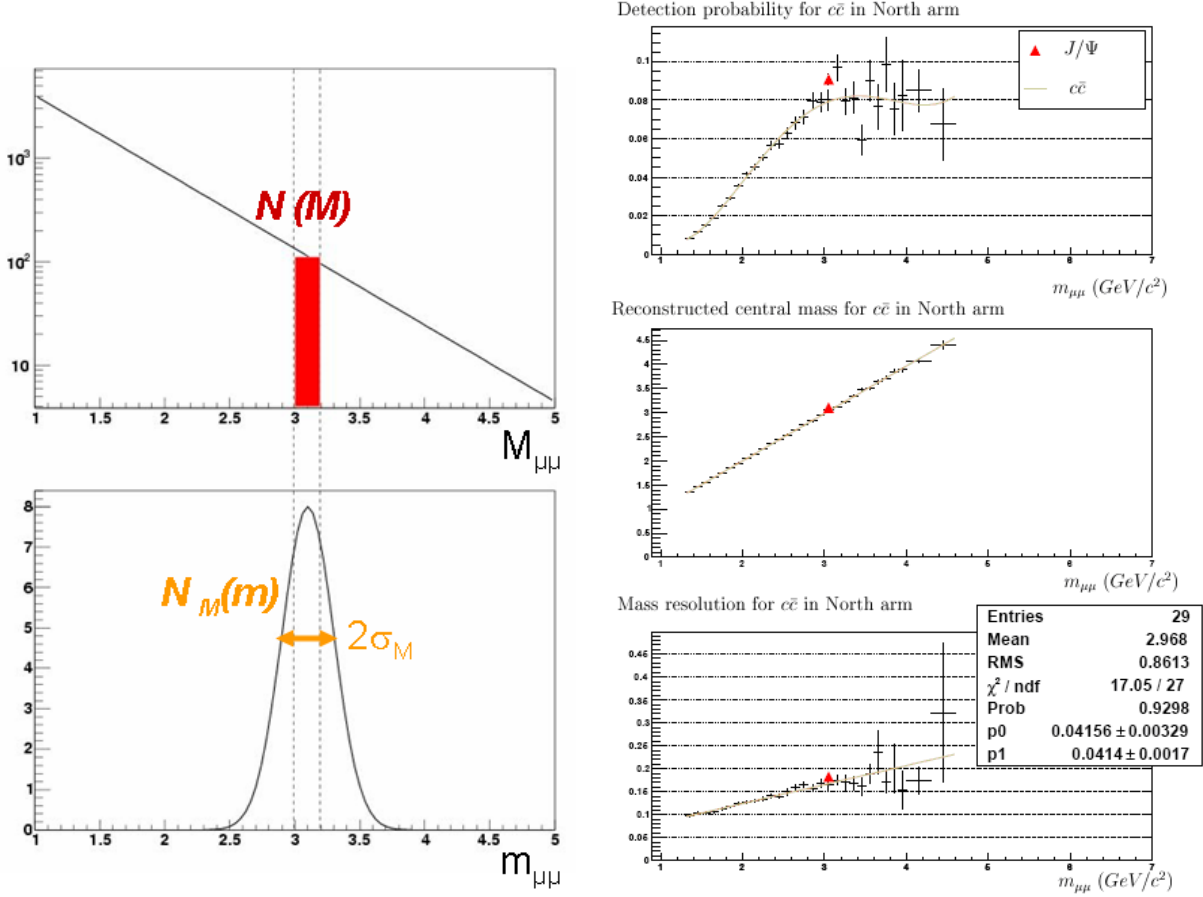


FIG. 2.12 – À gauche : principe de la détermination de la fonction de réponse différentielle en masse invariante des dimuons. La distribution du haut représente un spectre de masse dimuons simulé avec un générateur d'événements. La distribution du bas $N_M(m)$ représente le spectre en masse correspondant à l'échantillon $N(M)$ généré dans l'intervalle de masse $[M - \frac{dM}{2}; M + \frac{dM}{2}]$, obtenu après passage dans la simulation complète. À droite : résultats de la fonction de réponse différentielle en masse du bras 'North' pour le $c\bar{c}$ et le J/ψ , avec en haut la probabilité de détection des dimuons, au milieu la valeur centrale et en bas la résolution sur la masse reconstruite.

1. une génération Pythia est effectuée avec un nouveau jeu de paramètres (distribution notée 'Pythia shapes' sur la figure 2.13), dont seulement un paramètre a été changé par rapport au jeu de référence, ce qui donne de nouveaux facteurs d'acceptance ;
2. afin de gagner du temps de reconstruction, la fonction de réponse différentielle est appliquée aux processus concernés, et on obtient de nouvelles formes utilisées pour l'ajustement (formes notées 'pDST distribution' sur la figure 2.13), ce qui change l'efficacité globale de reconstruire les dimuons pour les processus affectés ;
3. finalement, les données sont ajustées avec les nouvelles formes, et des nombres d'événements différents sont obtenus pour chacun des processus ;
4. l'écart relatif de ces nouveaux nombres d'événements par rapport à ceux obtenus avec le jeu de paramètres de référence correspond à l'incertitude systématique relative associée au paramètre qui a été varié.

Cette methode permet ainsi de quantifier les différentes incertitudes systématiques sur les nombres d'événements évalués par l'ajustement du spectre en masse dimuon. Mais on en tire également les incertitudes systématiques relatives sur l'efficacité de reconstruction et sur l'acceptance de chacun des processus.

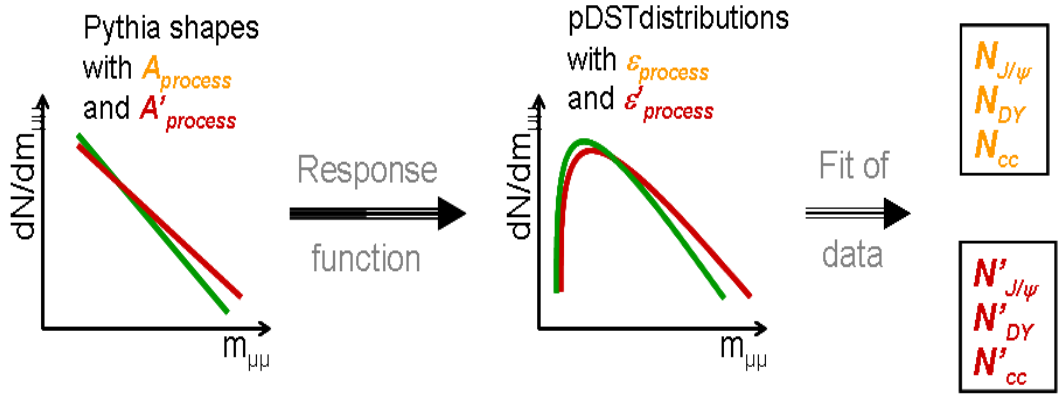


FIG. 2.13 – Principe de l'évaluation des incertitudes systématiques dues aux paramètres utilisés dans le générateur d'événements. Pour le jeu de paramètres de référence (en vert sur la figure et sans '), on obtient une distribution générée d'un processus physique ('Pythia shape') à laquelle correspond une distribution expérimentale ('pDST distribution') après passage à travers la simulation complète, représentée par la fonction de réponse. L'ajustement des données avec cette forme donne des nombres pour chacune des contributions ($N_{J/\psi}$, N_{DY} et $N_{c\bar{c}}$). Si un paramètre change pour un processus physique, sa forme s'en trouve affectée à tous les niveaux (en rouges sur la figure et avec '), et l'ajustement des données donne un résultat différent ($N'_{J/\psi}$, N'_{DY} et $N'_{c\bar{c}}$). Notons que l'acceptance $A_{process}$ et l'efficacité de reconstruction $\epsilon_{process}$ du processus (noté *process*) sont également changées.

Les résultats obtenus par cette analyse des données p-p combinées du Run-3 et du Run-4 de PHENIX à $\sqrt{s} = 200$ GeV sont :

$$\sigma_{pp}^{DY} = (0.17 \pm 0.03_{stat} \pm 0.04_{0.07_{syst}}) \mu b, \quad (2.7)$$

$$\sigma_{pp}^{c\bar{c}} = (0.82 \pm 0.15_{stat} \pm 0.40_{0.20_{syst}}) mb, \quad (2.8)$$

$$\sigma_{pp}^{J/\psi} = (2.76 \pm 0.10_{stat} \pm 0.52_{syst}) \mu b. \quad (2.9)$$

2.3.3 Discussion des résultats

Ces résultats peuvent être comparés aux prédictions théoriques ainsi qu'à d'autres résultats expérimentaux obtenus au RHIC.

Pour le J/ψ , notre analyse du Run-3 et du Run-4 diffère de l'analyse publiée car les coupures sont optimisées pour la mesure des hadrons charmés, donc plus lâches. Le résultat est cependant en très bon accord avec l'analyse publiée de PHENIX [100] : $B_{l+l-} \cdot \sigma_{pp}^{J/\psi} = (178 \pm 3_{stat} \pm 53_{syst} \pm 18_{norm})$ nb, soit $\sigma_{pp}^{J/\psi} = (3.00 \pm 0.05_{stat} \pm 0.89_{syst} \pm 0.30_{norm}) \mu b$. Notons que ce résultat a été obtenu avec les données du Run-5 qui possède une statistique plus de six fois supérieure à celle du Run-3 et du Run-4 réunis. L'incertitude de normalisation (notée *norm*) due à la mesure de la section efficace inélastique p-p convoluée avec l'efficacité de déclenchement du système de PHENIX sur les événements 'Minimum Bias' est incluse pour notre analyse dans l'incertitude systématique. De plus, l'évaluation des incertitudes systématiques dans notre analyse n'est pas complète car la distribution en rapidité de la production de J/ψ est celle de Pythia sans autre alternative ; alors que dans l'analyse publiée, plusieurs distributions en rapidité ont été prises en compte. Les différents résultats obtenus par PHENIX sont en bon accord avec les prédictions de l'approche COM [111].

Concernant les hadrons charmés, les mesures effectuées et publiées jusqu'à présent au RHIC sont soit inclusives avec l'étude du spectre en p_T de production des électrons par PHENIX et STAR, soit exclusives avec une reconstruction complète des mésons D^0 par STAR. La section efficace de production du charme obtenue par STAR en combinant les deux analyses est [112] : $\sigma_{pp}^{c\bar{c}} = (1.4 \pm 0.2_{stat} \pm 0.4_{syst})$ mb. Le résultat de PHENIX est [95] : $\sigma_{pp}^{c\bar{c}} = (0.567 \pm 0.057_{stat} \pm 0.224_{syst})$ mb. Tous ces résultats sont obtenus à l'aide de mesures à mi-rapidité extrapolées sur tout le domaine en rapidité en utilisant la distribution donnée par Pythia. Dans notre analyse, la procédure est similaire : la mesure est effectuée à grande rapidité, puis extrapolée sur tout le domaine en rapidité avec les prédictions de Pythia pour obtenir la section efficace totale. C'est donc un résultat complémentaire qui confirme la mesure à mi-rapidité effectuée par PHENIX. Toutes ces mesures, peuvent être comparées aux prédictions de la QCD perturbative (approche FONLL) [46] : $\sigma_{pp}^{c\bar{c}} = (0.11 - 0.66)$ mb. On remarque le bon accord des résultats de PHENIX avec cette prédiction, et un écart du résultat de STAR à plus de 1σ .

Pour ce qui est du Drell-Yan, aucune mesure n'a été effectuée jusqu'à présent au RHIC. Les prédictions théoriques [113] sont : $\sigma_{pp}^{DY} = (34 - 47)$ nb. Notre résultat est donc à 1.6σ de celles-ci.

2.3.4 Perspectives

Étant donné la statistique limitée du Run-3 et du Run-4, comparé au Run-5 et surtout au Run-6 (dix sept fois plus de statistique que les données discutées dans notre analyse), il apparaît inévitable de refaire l'analyse avec ces données à plus haute statistique. Pour illustrer l'intérêt des données du Run-6, la figure 2.14 présente le spectre en masse dimuon obtenu avec le bras Nord, soit à peu près la moitié de la statistique, pour les collisions p-p à $\sqrt{s} = 200$ GeV. Comme pour l'analyse du Run-3 et du Run-4, la soustraction du bruit de fond est effectuée avec la méthode des dimuons de même signe ($2\sqrt{N_{++}N_{--}}$). Les données sont ajustées globalement avec comme paramètres libres les différentes sources de dimuons : Drell-Yan, J/ψ , ψ' , $c\bar{c}$, $b\bar{b}$ et la famille du Υ .

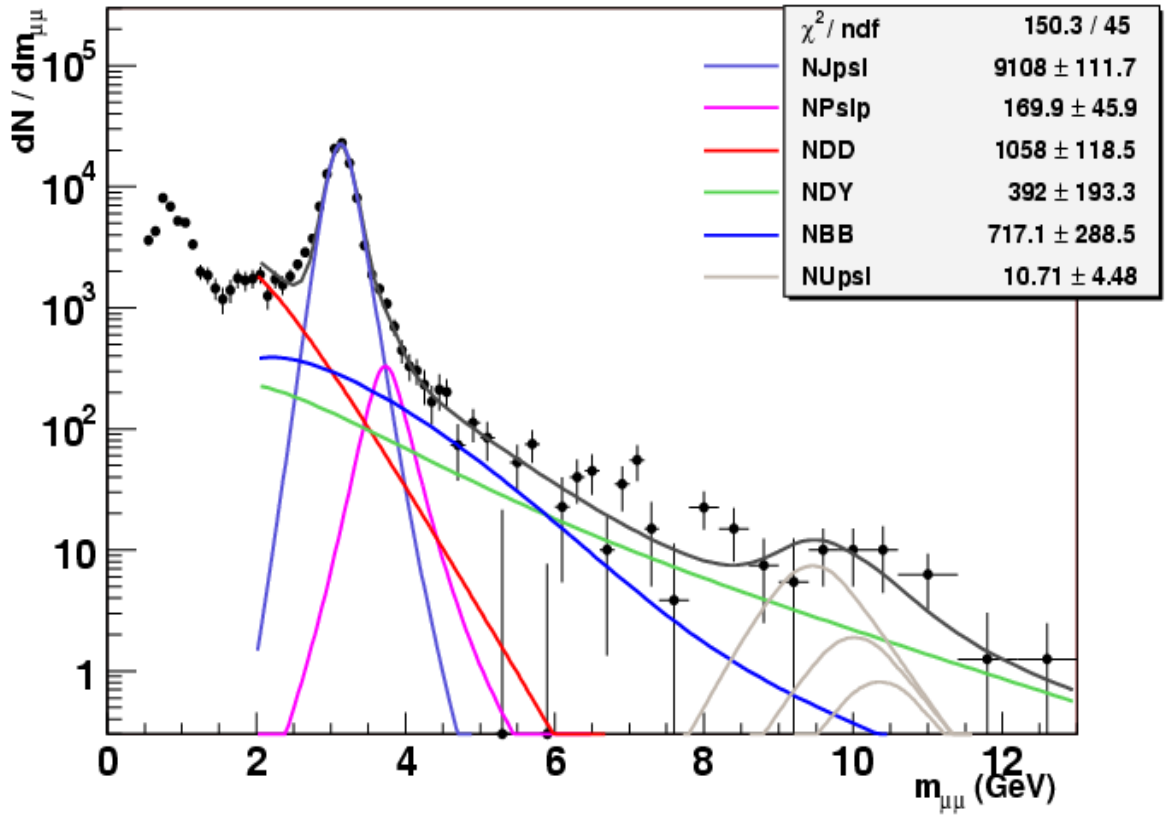


FIG. 2.14 – Distribution en masse invariante des dimuons enregistrés dans les collisions p-p du Run-6 à $\sqrt{s} = 200$ GeV avec le bras Nord de PHENIX. La soustraction du bruit de fond est effectuée avec la méthode des dimuons de même signe ($2\sqrt{N_{++}N_{--}}$). Les données sont ajustées avec les différentes contributions dont la forme a été établie avec l'ancien 'framework' de reconstruction de PHENIX.

Dans cet ajustement, les différentes formes du continuum physiques (Drell-Yan, $c\bar{c}$ et $b\bar{b}$) sont celles obtenues pour l'étude des données du Run-3 et du Run-4, c'est-à-dire avec l'ancien 'framework' de reconstruction de PHENIX, ce qui peut expliquer le mauvais accord entre les données et l'ajustement observé à basse masse $m_{\mu\mu} < 2.7$ GeV. Des simulations avec le nouveau 'framework' de reconstruction de PHENIX sont donc indispensables pour l'analyse des données du Run-6. Ce travail doit être mené afin de pouvoir réévaluer les sections efficaces de chacune des sources à l'aide de l'ajustement global des données.

Néanmoins, on note sur l'ajustement très préliminaire de la figure 2.14 les résultats suivants :

- le rapport $N_{J/\psi}/N_{\psi'} = 54 \pm 15$ est en accord avec les résultats à plus basse énergie, $N_{J/\psi}/N_{\psi'} = 58 \pm 7^8$, comme il est prédit par l'approche COM dans les collisions p-p [110] ;
- en laissant libre la contribution des hadrons beaux, on remarque que celle-ci devient non négligeable au détriment du Drell-Yan ;
- à haute masse, un petit signal semble apparaître pour la famille du Υ .

Ces résultats préliminaires illustrent bien la richesse d'informations physiques que l'on peut

obtenir par l'étude complète du spectre en masse dimuon.

2.4 Bilan et perspectives au RHIC

Les expériences réalisées au RHIC ont ouvert une nouvelle fenêtre dans l'étude des collisions d'ions lourds ultra-relativistes. Les données ont montré que la matière nucléaire produite lors des collisions Au-Au les plus centrales à l'énergie optimale de la machine $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ est d'un type nouveau ⁷.

- (i) Les noyaux qui entrent en collision semblent être décrit dans le cadre du 'Color Glass Condensate' (CGC).
- (ii) La densité d'énergie initiale du système $\epsilon_0 \approx 15 - 20 \text{ GeV/fm}^3$, atteinte au bout d'un temps $\tau_0 \approx 0.35 \text{ fm/c}$, est bien supérieure à l'énergie critique de déconfinement $\epsilon_c \approx 0.7 \text{ GeV/fm}^3$. La description hydrodynamique des données collectives indique que le système semble atteindre l'équilibre thermique au bout d'un temps de l'ordre de $\tau_{th} \approx 0.8 \text{ fm/c}$. Dans le cadre du scénario d'évolution hydrodynamique de Bjorken [20], la densité d'énergie évolue comme :

$$\epsilon(\tau) = \left(\frac{\tau_0}{\tau} \right)^{4/3} \epsilon_0. \quad (2.10)$$

On en déduit que lorsque la thermalisation est atteinte, la densité d'énergie du système est $\epsilon_{th} \approx 5 \text{ GeV/fm}^3$. L'évolution de la densité d'énergie atteinte dans les collisions les plus violentes au RHIC est résumée sur la figure 2.15. En extrapolant la loi donnée par l'équation 2.10, la densité d'énergie du système doit dépasser la densité critique jusqu'à environ 5 fm/c après la collision.

- (iii) Le phénomène de 'quenching' des particules de grande impulsion transverse s'accorde avec les prédictions de la QCD sur la perte d'énergie des partons dans un milieu déconfiné.
- (iv) À la densité d'énergie $\epsilon_{th} \approx 5 \text{ GeV/fm}^3$ correspond une température $T_{th} \approx 200 \text{ MeV}$ (comme on peut en déduire une valeur approximative avec l'équation 1.11). Le paramètre de couplage du plasma à cette température, défini comme le rapport entre l'énergie potentielle d'interaction et l'énergie d'agitation thermique du système, est évalué à ⁸ $\Gamma_{QGP} = \langle E_{pot} \rangle / \langle E_{th} \rangle \approx 1.5 - 5$ [114]. Or un plasma pour lequel $\Gamma \ll 1$ est dit faiblement couplé, à la manière d'un gaz ; alors que pour $\Gamma > 1$, le plasma est dit fortement couplé. Dans ce dernier cas, il se comporte comme un liquide ou un solide selon que le paramètre de couplage du plasma soit inférieur ou supérieur à une valeur critique Γ_c . Pour un plasma formé d'une seule espèce avec un potentiel d'interaction du type de celui de la QCD, les résultats donnent $\Gamma_c = 172$ [114]. Le milieu formé au RHIC semble donc se manifester à la manière d'un plasma liquide.
- (v) Les données concernant le flot elliptique indiquent que les degrés de liberté qui engendrent les phénomènes collectifs sont ceux des partons, et que le fluide qui caractérise

⁷En fait le CERN, grâce aux résultats obtenus avec son programme expérimental d'ions lourds dans les années 1990's, a annoncé la *création d'un nouvelle état de la matière* dans un communiqué de presse daté du 10 février 2000.

⁸Le paramètre de couplage du QGP se met sous la forme [114] : $\Gamma_{QGP} = \langle E_{pot} \rangle / \langle E_{th} \rangle = (C_R \alpha_s) / (dT)$, avec C_R le facteur de couleur, α_s la constante de couplage forte, d la distance moyenne entre deux charges de couleur, et T la température du plasma.

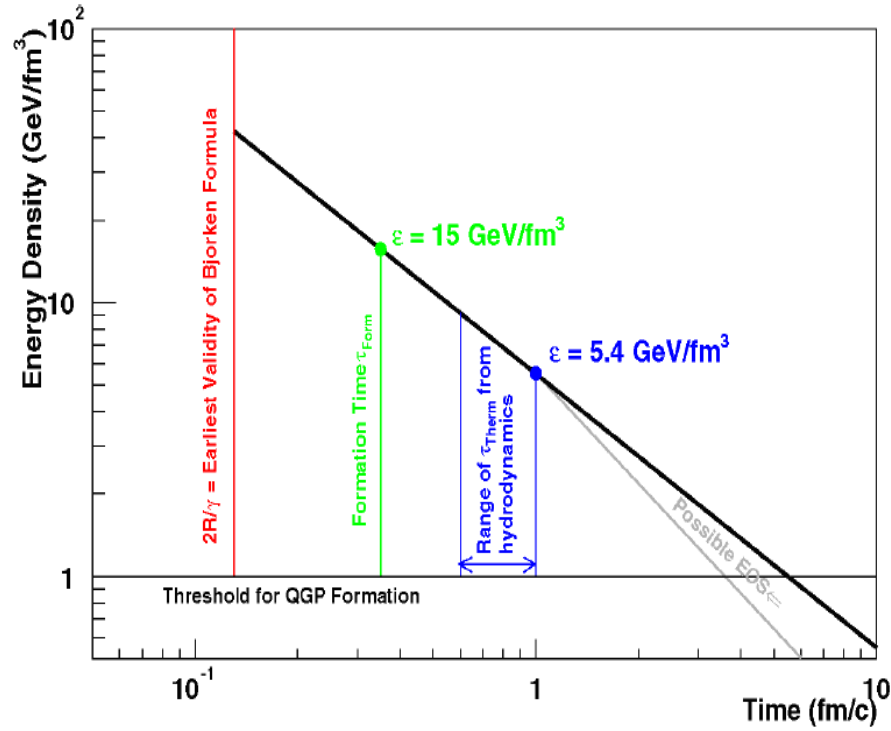


FIG. 2.15 – Représentation schématique de l'évolution temporelle de la densité d'énergie du système produit dans les collisions Au-Au les plus violentes au RHIC [79].

le milieu est de viscosité nulle.

Tous ces résultats, confrontés aux prédictions théoriques [115], ont amené les physiciens à dire que la matière produite au RHIC semblait être un *plasma de quarks et de gluons interagissant fortement*, nommé *sQGP* ('strongly interacting Quark-Gluon Plasma'), se comportant comme un *fluide parfait* (communiqué de presse de BNL daté du 18 avril 2005).

Malgré tout, on a pu voir que certains résultats, notamment sur les saveurs lourdes, ne sont pas assez précis, ou demandent des études complémentaires. C'est pourquoi, le complexe expérimental de BNL va subir des évolutions. À moyen terme (2007-2011), le RHIC et ses deux expériences majeures vont subir une série d'améliorations [116, 117] :

- la luminosité du RHIC va être augmentée d'un facteur quatre (seize) pour les collisions Au-Au (p-p), par amélioration de son système de vide, et un nouveau système de production d'ions offrira un choix plus important ;
- le système expérimental de PHENIX va être complété par un détecteur d'électrons, des détecteurs de vertex (à mi-rapacité et à grande rapidité) et par un système de déclenchement des muons pour la physique du spin et l'étude des saveurs lourdes, et d'un calorimètre avant pour l'étude des processus à petits x ;
- l'expérience STAR va subir une amélioration de son système de trajectographie et de détection de vertex respectivement pour la physique du spin et des saveurs lourdes, un détecteur de temps de vol va être implémenté pour améliorer l'identification des hadrons, un calorimètre avant pour l'étude des processus à petits x , et d'une acquisition plus rapide bénéfique pour toutes les thématiques de physique.

À plus long terme, au-delà de 2012, il est prévu une amélioration du RHIC, projet RHIC-II, avec comme but une augmentation supplémentaire de la luminosité par un facteur dix, grâce à un système de refroidissement des faisceaux qui permettra de limiter la défocalisation des faisceaux d'ions par répulsion électrostatique. Toutes ces améliorations auront un impact considérable pour la physique des ions lourds, c'est-à-dire l'étude du QGP, ainsi que pour la physique du spin. En parallèle, la construction d'un anneau d'électrons permettra de produire des collisions électron-noyau pour l'étude de la structure du noyau à petits x , en relation avec la physique du CGC.

En plus des projets instrumentaux, il faut noter les investissements prévus pour une augmentation de la puissance de calcul et de stockage du RCF ('RHIC Computing Facility'), ainsi que pour le super-calculateur dédié à la QCD sur réseau ('100 Teraflop Blue Gene'). L'ensemble de ces projets futurs a amené la communauté de physiciens impliqués dans le domaine de recherche concerné de parler de 'QCDLab'.

*Note PHENIX***A study of the dimuon physics continuum in p-p collisions at**

$$\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$$

S. Gadrat, G. Roche and Ph. Rosnet

PHENIX-AN488, March 29, 2006.

Cette note présente une méthode d'ajustement globale du spectre en masse invariante dimuon appliquée aux données p-p à $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$ du Run-3 et du Run-4. Cette analyse permet d'extraire les taux de production des résonances, mais aussi des différentes composantes continues du spectre en masse dimuon. Une étude détaillée de la fonction de réponse différentielle des spectromètres à muons a permis d'obtenir l'efficacité de reconstruction des différentes sources. Après application des corrections d'acceptance et des différentes sources d'inefficacités, une estimation des sections efficaces de production du J/ψ , du charme ouvert, ainsi que du processus Drell-Yan a pu être obtenue. Pour finir, à l'aide de la fonction de réponse différentielle, les différentes sources d'incertitudes liées au générateur utilisé (Pythia 6.2) ont été estimées.

A study of the dimuon physics continuum in $p + p$ collisions at $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$

S. Gadrat ^b, G. Roche ^a and Ph. Rosnet ^a

^a*Laboratoire de Physique Corpusculaire, Université Blaise Pascal, CNRS-IN2P3,
Clermont-Ferrand 63177 Aubière Cedex, France*

^b*SUBATECH (Ecole des Mines de Nantes, CNRS-In2P3, Université de Nantes)
BP 20722, Nantes, France*

Abstract

A global line shapes fitting method is applied to the dimuon invariant mass spectrum in order to extract the production yields of the different physics contributions. Corrected for the various efficiencies (software and detector ones) and acceptance effects, these yields provide first estimates of the cross-section of each component. The main contributions appear to be from J/ψ , open charm and Drell-Yan.

Response functions simulation using Pythia 6.2 as the event generator.

Experimental data from Run-3 and Run-4.

Except for the cross sections numbers that have been reviewed and systematics that have been estimated, this study is extracted from S. Gadrat's PhD thesis [1].

Contents

1	Introduction	2
2	Physics dimuon contributions	3
3	Dimuon selection	4
4	Dimuon physics continuum simulation	4
4.1	Pythia parameters	4
4.2	Line shapes	5
4.3	Differential response functions	7

29 March 2006

5	Data analysis	9
5.1	Dimuon background subtraction	10
5.2	Signal significance	11
5.3	Signal fits	12
6	Cross section estimates	16
6.1	Minimum bias events	17
6.2	Efficiencies	18
6.3	Cross sections results	19
7	Error estimates	21
	References	24

1 Introduction

Up to now, the measurement of open charm cross-section in $p + p$ collisions at $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$ has been performed only in the central rapidity region at RHIC. The obtained results are [2] [3]:

$$\begin{aligned}\sigma_{pp \rightarrow c\bar{c}+X}^{PHENIX-e^\pm} &= (0.92 \pm 0.15_{stat} \pm 0.54_{syst}) \text{ mb} \\ \sigma_{pp \rightarrow c\bar{c}+X}^{STAR-D^0+e^\pm} &= (1.4 \pm 0.2_{stat} \pm 0.4_{syst}) \text{ mb}.\end{aligned}$$

The PHENIX result comes from a study of the inclusive p_T spectrum of electrons ($e^\pm$) in $p + p$ collisions. The STAR one is obtained, per nucleon-nucleon interaction in $d + Au$ collisions, by a combination of the inclusive p_T spectrum of $e^\pm$ and the measurement of D^0 meson production in exclusive channels.

These results can be compared to the QCD calculation predictions obtained at the Next-to-Leading Order (NLO) or in the Fixed Order Next-to-Leading Logarithm (FONLL) framework [4]:

$$\begin{aligned}\sigma_{pp \rightarrow c\bar{c}+X}^{NLO} &= (0.24 \pm_{0.13}^{0.38}) \text{ mb} \\ \sigma_{pp \rightarrow c\bar{c}+X}^{FONLL} &= (0.26 \pm_{0.15}^{0.40}) \text{ mb}.\end{aligned}$$

The theoretical uncertainties are mainly due to the choice of the renormalization scale μ_R and the factorization scale μ_F , varied between m_c and $2m_c$, where m_c is the charm quark mass.

By considering experimental and theoretical uncertainties as independent, the PHENIX and STAR results are respectively at about 1σ and 2σ from the FONLL prediction.

These slight discrepancies lead to have more accurate theoretical predictions, and also other measurements.

Another way to measure the open charm cross-section is the study of dilepton production. As shown in Fig. 1, dileptons from open charm are highly correlated in azimuthal angle. From this plot, it is clear that dimuons offer the best statistics. Then, only PHENIX can do such a study at RHIC. Furthermore, as the muon spectrometers are at forward and backward rapidities, this kind of measurement are complementary with central rapidity ones to get the open charm cross-section as a function of rapidity. In addition, doing $e - \mu$ correlations would help to fill out most of the phase space.

Besides, our analysis will provide a first estimate of the Drell-Yan cross section at RHIC energy.

2 Physics dimuon contributions

The different sources of muons in $p + p$ collisions are:

- hadron decays $\pi, K \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu X$, called background in the following,
- Drell-Yan process $q\bar{q} \rightarrow \mu^+ \mu^-$,
- semileptonic decays of open heavy flavors, like $D \rightarrow \mu^\pm \nu_\mu X$,
- quarkonia dimuon decays, like $J/\Psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$.

All these sources can be combined into dimuons. In a single $p + p$ collision, the probability to have several hard processes, like Drell-Yan, quarkonia or open heavy flavor production, is negligible. Then, the contributions to a dimuon spectrum can only come from the combinatorial background (background - background or background - hard process) and from the hard processes signals.

To measure open charm, we need to distinguish as best as possible these different sources of dimuons. The simplest discriminant analysis is to use a single discriminant variable. After some investigation with the Pythia generator, the dimuon mass spectrum seems to fulfill this requirement. Indeed, the dimuon spectrum allows to accurately distinguish the quarkonia from the physics continuum. Furthermore, as shown in Fig. 2, the slopes of the dimuon mass spectrum are very different for open charm and Drell-Yan.

3 Dimuon selection

Compared to Drell-Yan, the transverse momentum of muons from open charm is softer, as shown in Fig. 3. In order to save the continuum signals as much as possible, especially at low mass, the cuts used in this analysis are slightly looser than in the J/Ψ analysis. They are:

- for track quality
 - $\chi^2 < 30$ for a good tracking,
 - $p_z > 0$ in North arm and $p_z < 0$ in South arm,
 - $DG0 < 50\text{ cm}$ and $DDG0 < 15^0$ for a good MuTr-MuId matching,
 - $p_T > 0.5\text{ GeV}/c$ to reject background tracks,
- for primary vertex quality
 - $|z_{BBC}| < 40\text{ cm}$,
 - $z_{bend-plane} < 90\text{ cm}$,
- for dimuon event quality
 - 1D1S event selection (included in the hardware trigger),
 - detection of the two tracks in two different quadrants (hardware trigger too),
 - after all previous cuts are passed, rejection of events with more than 2 tracks.

4 Dimuon physics continuum simulation

The different contributions have been simulated with the Pythia event generator, version 6.2.

4.1 Pythia parameters

For open charm, the Pythia parameters used are those of the $p_T e^\pm$ analysis, except for the PDF. This set of parameters was optimized to fit the ISR, SPS and FNAL results [6]. We have also compared the D meson p_T spectra measured at higher energy by the CDF Collaboration at the Tevatron [7], as shown in Fig. 4 and 5. Even if the rates are not reproduced (we are here concerned in spectral shapes only), the shapes of the D meson spectra given by Pythia are in reasonable agreement (within accuracy of the ratio points) with the CDF measurements.

The open beauty simulation was done with similar parameters.

The parameters used for the Drell-Yan process are intended for reproducing theoretical predictions as best as possible [8].

All the Pythia parameters are summarized in Table 1.

Table 1

Pythia parameter simulation used for Drell-Yan, open charm and open beauty.

Physics meaning	Pythia parameter	Drell-Yan	open charm	open beauty
QCD scale: Q^2	MSTP(32)	4 ($Q^2 = \hat{s}$)	4 ($Q^2 = \hat{s}$)	2 ($Q^2 = \hat{p}_T^2 + m_Q^2$)
minimum Q^2 value	CKIN(1)	1.3 GeV	1.3 GeV	1.3 GeV
PDF	MSTP(51)	CTEQ5M1	CTEQ5M1	CTEQ5M1
k_T width	PARP(91)	1.5 GeV/c	1.5 GeV/c	2 GeV/c
maximum k_T value	PARP(93)	-	-	5 GeV/c
global process selected	MSEL	0	4	5
individual process selected	MSUB(1)	1	-	-
virtual photon consideration	MSTP(43)	1	-	-
c quark mass	PMAS(4,1)	-	1.25 GeV/c ²	-
b quark mass	PMAS(5,1)	-	-	4.75 GeV/c ²

4.2 Line shapes

For each component, a large number of dimuon events was simulated with Pythia in each muon arm. Next, all these simulated events were sent through PISA, and finally into the reconstruction software (pro.51, official library for Run-3) up to the pDST level. The numbers of generated and reconstructed dimuon events, after the analysis cuts discussed in section 3, are reported in table 2.

The line shape functions used to fit the dimuon spectra for each components at the pDST level were the following:

- Drell-Yan

$$f^{DY}(x) = \frac{N^{DY}}{I} \left[c_1 e^{-s_1 (x-x_m)} + e^{-s_2 (x-x_m)} + c_3 e^{-s_3 (x-x_m)} \right] \quad (1)$$

with the integral of the functions inside the brackets from $x = x_l$ to ∞

$$I = \frac{c_1 e^{-s_1 (x_l-x_m)}}{s_1} + \frac{e^{-s_2 (x_l-x_m)}}{s_2} + \frac{c_3 e^{-s_3 (x_l-x_m)}}{s_3}. \quad (2)$$

- open charm

$$f^{c\bar{c}}(x) = \frac{N^{c\bar{c}}}{I} \left[e^{-s_1 (x-x_m)} + c_2 e^{-s_2 (x-x_m)} \right] \quad (3)$$

with

$$I = \frac{e^{-s_1 (x_l-x_m)}}{s_1} + \frac{c_2 e^{-s_2 (x_l-x_m)}}{s_2}. \quad (4)$$

- open beauty

$$f^{b\bar{b}}(x) = \frac{N^{b\bar{b}}}{I} \left[e^{-\frac{1}{2} u^2(x, x_1, \sigma_1)} + c_2 \left(2 e^{-v(x, x_2, s_2)} - e^{-2 v(x, x_2, s_2)} \right) \right] \quad (5)$$

with

$$u(x, x_1, \sigma_1) = \frac{x - x_1}{\sigma_1}, \quad v(x, x_2, s_2) = s_2 (x - x_2),$$

$$u(x_l) = u(x_l, x_1, \sigma_1), \quad v(x_l) = v(x_l, x_2, s_2),$$

and

$$I = \sigma_1 \sqrt{\pi/2} \operatorname{erfc} \left(u(x_l)/\sqrt{2} \right) + \frac{c_2}{s_2} \left[2 e^{-v(x_l)} - \frac{1}{2} e^{-2 v(x_l)} \right], \quad (6)$$

the error function being in ROOT under TMath::Erfc(arg).

In the above $f^{process}(x)$ functions, there are two fixed parameters: $x_l = 1.5$ and $x_m = 2.2 \text{ GeV}/c^2$. All other parameters are let free in the fits of the simulated dimuon spectra: $s_{1,2,3}$, $c_{1,2,3}$, $x_{1,2}$, σ_1 and the three $N^{process}$'s, which makes totals of 6 parameters for Drell-Yan, 4 for open charm, and 6 for open beauty. The open beauty case was difficult due to the rather broad turn over at low mass, which led to a gaussian component in addition to the exponentials.

In the fits of the experimental dimuon spectra, all above parameters are fixed to their simulation values, except for the process parameters. Owing to the functional with the I integral term, and introducing the bin width as

$$N^{process} \times \text{bin},$$

the process parameters directly give the numbers of dimuons under the fit functions.

Table 2

Generated and reconstructed dimuon events in each muon arm for Drell-Yan, open charm and open beauty (with $m_{\mu\mu} \geq 1.3 \text{ GeV}/c^2$ and $p_\mu \geq 1 \text{ GeV}/c$).

Muon arm	Drell-Yan		open charm	open beauty
	low mass	high mass		
North generated	838 000	838 000	1 140 000	513 000
North reconstructed	34 406	76 920	24 475	22 589
South generated	579 000	579 000	1 020 000	549 000
South reconstructed	19 769	43 191	17 947	19 477

For open charm, most of the signal is below $2 \text{ GeV}/c^2$. However, experimental efficiency is getting smaller, and we wanted to stay out of the low mass hadronic domain below about $1 \text{ GeV}/c^2$. Thus the simulation threshold was set at $1.3 \text{ GeV}/c^2$, and the analysis threshold at $1.5 \text{ GeV}/c^2$ to avoid any resolution effect.

To improve the statistics of the Drell-Yan high mass tail, its simulation was done in two parts, a low mass sample ($m < 4.5 \text{ GeV}/c^2$) and a high mass one ($m > 4.5 \text{ GeV}/c^2$). The full mass spectrum is obtained by using a weight factor (w_{high}) of the high mass sample compared to the low mass one, taking into account the acceptance A and the cross section σ for each sample. The acceptance is the ratio of the number of events N_{acc} going into the muon arm to the number of events generated by Pythia N_{gen} . Then the weight factor which is applied to the high mass sample is

$$w_{high} = \frac{A_{high} \sigma_{high}}{A_{low} \sigma_{low}} = \frac{N_{acc\ high} N_{gen\ low} \sigma_{high}}{N_{acc\ low} N_{gen\ high} \sigma_{low}} \quad (7)$$

The generation was done for the same numbers of accepted events in the two samples, $N_{acc\ low} = N_{acc\ high}$, which gives the average weight:

$$w_{high} = \frac{N_{gen\ low} \sigma_{high}}{N_{gen\ high} \sigma_{low}} = 0.0835 \pm 0.0011 \quad (8)$$

Fig. 6 and 7 show, for generated and reconstructed events respectively, the two samples and the whole dimuon mass spectrum.

Fig. 8, 9 and 10 show the North arm mass distribution fits for Drell-Yan, open charm and open beauty, respectively. Similar distributions are observed in the South arm and the fit parameters are consistent within errors.

Table 3 summarizes the fit parameters of each component in the North muon arm (again, these parameters are fixed to their present fit values in the experimental data fits).

4.3 Differential response functions

The objective of the differential response function is to determine how a physics signal is affected by the detector response (including the reconstruction procedure).

- The concept of response function.

Let be a physics signal defined over $i = 1, n$ kinematical variables, $S(X_i)$ the input signal into the detector, and $s(x_i)$ the output (measured) signal. The

detector response function $R(x_i, X_i)$ is defined from the integral equation

$$s(x_i) dx_i = \int_{-\infty}^{+\infty} \dots \int_{-\infty}^{+\infty} R(x_i, X_i) S(X_i) dX_i dx_i . \quad (9)$$

Integrating over all x_i variables but one (here the kept variable is mass), the corresponding **integrated** response function $R(x, X)$ is now defined with

$$s(x) dx = \int_{-\infty}^{+\infty} R(x, X) S(X) dX dx . \quad (10)$$

Experimentally, the only way to determine the response function is to use a known line shaped signal (*e.g.*, J/ψ , Υ). With the line located at $X = A$, $S(X)$ being replaced with $S(X) \delta(X - A)$, one gets

$$s(x) dx = R(x, A) S(A) dx , \quad \text{and thus} \quad R(x, A) = \frac{s(x)}{S(A)} .$$

If the signal is a continuum, the only way to determine the response function is to do simulation, so we know both the input and output signals, $S(X)$ and $s(x)$. Defining

$$s_X(x) dX dx = R(x, X) S(X) dX dx ,$$

Table 3

Line shape parameters for Drell-Yan (DY), open charm ($c\bar{c}$) and open beauty ($b\bar{b}$) in the North muon arm.

Process	Parameter	North arm
DY	c_1	-0.50 ± 0.27
	c_3	0.245 ± 0.064
	s_1	1.70 ± 0.36
	s_2	1.03 ± 0.17
	s_3	0.449 ± 0.022
$c\bar{c}$	c_2	-0.588 ± 0.019
	s_1	2.453 ± 0.023
	s_2	3.049 ± 0.033
$c\bar{c}$	c_2	0.00044 ± 0.00026
	x_1	-1.56 ± 0.29
	x_2	6.94 ± 0.57
	σ_1	2.353 ± 0.065
	s_2	0.621 ± 0.028

we can approach the response function by making a finite but small slice ΔX in the input distribution $S(X)$ at $X = A$, with, as above,

$$R(x, A) \simeq \frac{s_A(x)}{S(A)}.$$

- The practical method.

Analysis of the Pythia and pDST root files **event-by-event**, making a slice in the Pythia mass distribution, and fitting the corresponding pDST mass distribution.

The fitting is done in ROOT using the TH2::FitSlicesY(...) method. Firstly, the pDST mass and Pythia mass are stored into a 2D histo along Y and X , respectively (notice X is the same here and in our mathematical presentation, but Y is actually x). Secondly, the FitSlicesY method makes a slice of width ΔX for each $X = A$ bin, the slice being projected and fitted along Y (or x). Under the cut conditions we are using now, the fit function is a single gaussian.

With the fit parameters C , m and σ , and the fit function written in the form

$$f(x) = S(A) \frac{C \Delta x}{\sqrt{2\pi} \sigma} \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{x - m}{\sigma}\right)^2\right), \quad (11)$$

the fit constant C is the probability for a signal dimuon, generated by Pythia in the mass bin $X = A$, to be reconstructed through the simulation chain and pass specific pDST cuts.

The above parameters values can be themselves fitted with Nth degree polynomials over the Pythia X mass range (*e.g.* Drell-Yan, $N = 4$ for the constant C , $N = 2$ for the mean m , and $N = 5$ for σ). Those polynomials and the expression

$$R(x, X) \simeq \frac{f(x)}{S(A)} \quad (12)$$

define the approached response function for a given signal and a given set of conditions, especially pDST cuts.

Fig. 11, 12 and 13 display the response functions in the North arm for Drell-Yan, open charm and open beauty, respectively; while Fig. 14 and 15 show the response functions in the South arm for Drell-Yan and open charm, respectively.

5 Data analysis

The analysis involves the Run-3 and Run-4 $p+p$ data. The number of collisions selected by the BBC at LVL1 trigger (BBCLL1) and the number of dimuons identified as 1D1S are summarized in table 4

5.1 Dimuon background subtraction

The combinatorial background in the dimuon mass spectrum has been computed bin-by-bin from the like-sign method:

$$N_{Bkg} = 2 \sqrt{N_{++} N_{--}}, \quad (13)$$

where N_{++} and N_{--} are the numbers of $\mu^+\mu^+$ and $\mu^-\mu^-$ pairs in a mass bin, respectively.

As an example, Fig. 16 shows the summed background distribution for Run-4 North + South arms.

A fit to this distribution was done with the function

$$F_{Bkg}(m) = K_1 \left[m^2 e^{-R_1 m^2} + K_2 e^{-R_2 m} \right]. \quad (14)$$

The two exponential terms were chosen to match the low mass and high mass shapes respectively. The same function has been used to fit the background in each muon arm for each Run. The results of these fits are given in table 5. There is a reasonable agreement between each data sample, however, one can notice that the K_2 parameter is consistent with zero most of the times.

The bin-by-bin background subtraction was performed in two ways:

- subtracting the raw numbers of dimuon background events N_{Bkg} given by equation 13,
- subtracting the fitted numbers $N_{Fbkg} = F_{Bkg}(m_i)$ obtained in the mass bins $(m_i \pm \frac{dm}{2})$.

In the last case, the background errors were computed for each mass bin m_i by taking into account the correlation matrix between the a_k parameters of

Table 4

Numbers of BBCLL1 triggers with the vertex position cut $|z_{BBC}| < 38 \text{ cm}$ and numbers of 1D1S triggers in North and South arm.

Year of running	Run-3 (2003)	Run-4 (2004)
Integrated luminosity	0.350 pb^{-1}	0.352 pb^{-1}
Run numbers	86219 - 92446	127349 - 130533
BBCLL1	41.283×10^6	48×10^6
Reconstruction library	pro.51	pro.??
MUID North 1D1S	5.376×10^6	1.9×10^6
MUID South 1D1S	1.677×10^6	2.4×10^6

the F_{Bkg} function ($a_0 = K_1$, $a_1 = R_1$, $a_2 = K_2$, $a_3 = R_2$):

$$\left(\sigma_{N_{F_{Bkg}}(m_i)}\right)^2 = \sum_{k,l=0}^3 \left[\frac{\partial F_{Bkg}}{\partial a_k} \right]_{m_i} \left[\frac{\partial F_{Bkg}}{\partial a_l} \right]_{m_i} \rho_{kl} \sigma_{a_k} \sigma_{a_l}$$

where $\rho_{kl} = \begin{pmatrix} 1 & 0.408 & -0.931 & -0.895 \\ & 1 & -0.097 & -0.120 \\ & & 10.980 & \\ & & & 1 \end{pmatrix}$.

Table 5

Parameters of the background function F_{Bkg} for each muon arms in Run-3 and Run-4.

	Run-3			Run-4		
	North	South	North + South	North	South	North + South
K_1	202 ± 76	138 ± 23	356 ± 75	116 ± 16	114 ± 51	237 ± 55
R_1	0.52 ± 0.05	0.54 ± 0.03	0.54 ± 0.03	0.44 ± 0.02	0.53 ± 0.07	0.49 ± 0.03
K_2	3.5 ± 3.8	0.03 ± 0.16	1.43 ± 1.65	0.09 ± 0.55	4.9 ± 7.2	1.8 ± 1.7
R_2	1.3 ± 0.2	0.6 ± 1.3	1.1 ± 0.2	0.53 ± 0.45	1.2 ± 0.2	0.96 ± 0.14

5.2 Signal significance

The dimuon mass spectrum is divided into two regions for the signal-to-noise study of the continuum components: a low mass region $1.5 \leq m \leq 2.4 \text{ GeV}/c^2$ and a high mass region $m \geq 4.5 \text{ GeV}/c^2$. The intermediate mass region corresponds to the J/Ψ (and Ψ') peak(s). Table 6 gives, for each muon arm in each Run, the total number of unlike-sign dimuons N_{+-} , the estimated number of like-sign dimuons N_{++} and N_{--} , the signal-to-background ratio N_{Sgn}/N_{Bkg} , with $N_{Sgn} = N_{+-} - N_{Bkg}$, and the observed signal significance $S = N_{Sgn}/\sqrt{N_{Sgn} + N_{Bkg}}$.

In the low mass region the signal is well defined with a significance of about 5, while it is marginal in the high mass region with a significance of about 1. Fig. 17 displays the signal obtained after background subtraction using the fit values $N_{F_{Bkg}}$ for the Run-4 North arm + South arm data.

5.3 Signal fits

The global line shape function used to fit the dimuon mass spectra obtained after background subtraction is

$$F^{Sgn}(x) = F^{J/\Psi}(x) + F^{\Psi'}(x) + F^{DY}(x) + F^{c\bar{c}}(x) + F^{b\bar{b}}(x) + F^{\Upsilon}(x). \quad (15)$$

The Drell-Yan, open charm and open beauty fit functions have been introduced in subsection 4.2. The resonance fit functions are written in the same way with a single Gaussian

$$f^{process}(x) = \frac{N^{process} \times bin}{\sqrt{2\pi} \sigma} \exp\left(-\frac{1}{2} \left(\frac{x-m}{\sigma}\right)^2\right), \quad (16)$$

where *process* stands for J/Ψ , Ψ' and Υ . The parameters m and σ were taken from the response functions for J/Ψ and Υ (which values for m are in agreement with the PDG value [12]). For Ψ' , m is taken from the PDG and σ extrapolated from the J/Ψ according to the Drell-Yan response function slope in the vicinity.

Because of low statistics beside the J/Ψ , physics constraints had to be introduced on the Ψ' and open beauty. Besides, the function $F^{\Upsilon}(x)$ includes all three Υ states constrained together.

- As reported in Ref. [9], the ratio J/Ψ over Ψ' is expected to be independent

Table 6

Number of dimuon events measured in each arm in Run-3 and Run-4 for unlike-sign (N_{+-}) and like-sign (N_{++} and N_{--}), signal-to-background ratio and significance.

mass region (GeV/c ²)		Run-3		Run-4	
		North	South	North	South
$1.5 \leq m \leq 2.4$	N_{+-}	911	357	497	714
	N_{++}	531	226	262	412
	N_{--}	269	106	144	189
	N_{Sgn}/N_{Bkg}	0.21 ± 0.06	0.15 ± 0.09	0.28 ± 0.09	0.28 ± 0.07
	S	5.1 ± 0.6	2.5 ± 0.6	4.9 ± 0.6	5.8 ± 0.6
$m \geq 4.5$	N_{+-}	26	13	18	21
	N_{++}	14	10	12	10
	N_{--}	4	2	5	7
	N_{Sgn}/N_{Bkg}	0.7 ± 0.6	0.5 ± 0.7	0.2 ± 0.4	0.3 ± 0.4
	S	2.2 ± 0.6	1.1 ± 0.6	0.7 ± 0.6	0.9 ± 0.6

of the collision energy (Color Octet Model) and is

$$\frac{N^{J/\Psi}}{N^{\Psi'}} = 58 \pm_7^8 .$$

- In the same way, the ratios Υ over Υ' or Υ'' are expected to be [9]

$$\frac{N^{\Upsilon}}{N^{\Upsilon'}} \approx 3.6 \quad \text{and} \quad \frac{N^{\Upsilon}}{N^{\Upsilon''}} \approx 8 .$$

- The total cross-section for open charm and open beauty computed in the framework of FONLL [4] are

$$\sigma_{pp \rightarrow c\bar{c}+X}^{FONLL} = (256 \pm_{146}^{400}) \mu b \quad \text{and} \quad \sigma_{pp \rightarrow b\bar{b}+X}^{FONLL} = (1.87 \pm_{0.67}^{0.99}) \mu b .$$

The ratio of unlike-sign dimuon events from $b\bar{b}$ to unlike-sign dimuon events from $c\bar{c}$ in this analysis is

$$\frac{N_{b\bar{b} \rightarrow \mu^+ \mu^-}}{N_{c\bar{c} \rightarrow \mu^+ \mu^-}} = \frac{\sigma_{pp \rightarrow b\bar{b}} BR_{b\bar{b} \rightarrow \mu^+ \mu^-} A_{b\bar{b} \rightarrow \mu^+ \mu^-} \epsilon_{b\bar{b} \rightarrow \mu^+ \mu^-}}{\sigma_{pp \rightarrow c\bar{c}} BR_{c\bar{c} \rightarrow \mu^+ \mu^-} A_{c\bar{c} \rightarrow \mu^+ \mu^-} \epsilon_{c\bar{c} \rightarrow \mu^+ \mu^-}} , \quad (17)$$

where $BR_{Q\bar{Q} \rightarrow \mu^+ \mu^-}$, $A_{Q\bar{Q} \rightarrow \mu^+ \mu^-}$ and $\epsilon_{Q\bar{Q} \rightarrow \mu^+ \mu^-}$ are respectively the branching ratio, geometrical acceptance and reconstruction efficiency for an unlike-sign dimuon coming from a $Q\bar{Q}$.

The reconstruction efficiency and geometrical acceptance are discussed respectively in subsections 6.2 and 6.3 for open charm. We have from the simulations

$$\begin{aligned} A_{c\bar{c} \rightarrow \mu^+ \mu^-} \epsilon_{c\bar{c} \rightarrow \mu^+ \mu^-} &= 8.30 \times 10^{-5} \\ A_{b\bar{b} \rightarrow \mu^+ \mu^-} \epsilon_{b\bar{b} \rightarrow \mu^+ \mu^-} &= 5.17 \times 10^{-5} . \end{aligned}$$

For charm production, the term $BR_{c\bar{c} \rightarrow \mu^+ \mu^-}$ is equal to the square of the average value of the branching ratio for a c -hadron going to a muon [12]

$$BR_{c \rightarrow \mu} = 0.096 \pm 0.004 \quad (18)$$

$$\Rightarrow BR_{c\bar{c} \rightarrow \mu^+ \mu^-} = (9.2 \pm 0.8) 10^{-3} . \quad (19)$$

For beauty production, it is much more complicated. Firstly, due to the phenomenon of $B^0 - \bar{B}^0$ oscillation, a $\bar{b}$ quark can give directly not only a μ^+ but also a μ^- . Secondly, a b -hadron produces a c -hadron in most of its decays, and the c -hadron can decay semileptonically, giving the channels $b \rightarrow c \rightarrow \mu^+$ and $\bar{b} \rightarrow \bar{c} \rightarrow \mu^-$. The production probabilities of b -hadrons and their direct decays to muons are given in table 7. In a first approximation, we can consider that a c -hadron is produced in each b -hadron decay and that the branching ratio for those c -hadrons to produce a muon is $BR_{c \rightarrow \mu}$. Thus, if we take into account the oscillation probability of neutral B mesons, $\chi_d = 0.184 \pm 0.004$ and $\chi_s \approx 0.5$ [12], the probabilities for a b quark to produce a muon (μ^- or μ^+) are:

$$\begin{aligned}
BR_{b \rightarrow \mu^-} &= \sum_i [\mathcal{P}_{b \rightarrow B_i} (1 - \chi) BR_{B_i \rightarrow \mu^- + X} + \mathcal{P}_{b \rightarrow B_i} \chi BR_{\bar{c} \rightarrow \mu^-}] \\
&= 0.095 \pm 0.004 \\
&= BR_{\bar{b} \rightarrow \mu^+} \\
BR_{b \rightarrow \mu^+} &= \sum_i [\mathcal{P}_{b \rightarrow B_i} (1 - \chi) BR_{c \rightarrow \mu^+} + \mathcal{P}_{b \rightarrow B_i} \chi BR_{\bar{B}_i \rightarrow \mu^+ + X}] \\
&= 0.090 \pm 0.010 \\
&= BR_{\bar{b} \rightarrow \mu^-} .
\end{aligned}$$

Therefore, the branching ratios to get unlike-sign dimuons $BR_{b\bar{b} \rightarrow \mu^+ \mu^-}$ or like-sign dimuons $BR_{b\bar{b} \rightarrow \mu^\pm \mu^\pm}$ are

$$\begin{aligned}
BR_{b\bar{b} \rightarrow \mu^+ \mu^-} &= BR_{\bar{b} \rightarrow \mu^+} BR_{b \rightarrow \mu^-} + BR_{\bar{b} \rightarrow \mu^+} BR_{\bar{b} \rightarrow \mu^-} \\
&\quad + BR_{b \rightarrow \mu^-} BR_{\bar{b} \rightarrow \mu^+} + BR_{b \rightarrow \mu^-} BR_{b \rightarrow \mu^+} \\
&= (3.4 \pm 0.3) \times 10^{-2} \\
BR_{b\bar{b} \rightarrow \mu^\pm \mu^\pm} &= BR_{\bar{b} \rightarrow \mu^+} BR_{b \rightarrow \mu^+} + BR_{\bar{b} \rightarrow \mu^-} BR_{b \rightarrow \mu^-} \\
&= (1.7 \pm 0.2) \times 10^{-2} .
\end{aligned}$$

Finally, the probability to get a dimuon pair coming from beauty production after subtraction of background by like-sign pair is

$$BR_{b\bar{b} \rightarrow \mu^+ \mu^-}^{Sgn-Bkg} = BR_{b\bar{b} \rightarrow \mu^+ \mu^-} - BR_{b\bar{b} \rightarrow \mu^\pm \mu^\pm} = (1.7 \pm 0.4) \times 10^{-2}$$

Taking into account all the factors in equation 17, the ratio of $b\bar{b}$ dimuon events to $c\bar{c}$ dimuon events is

$$\frac{N_{b\bar{b}}}{N_{c\bar{c}}} = (8.4 \pm_{4.0}^{4.2}) \times 10^{-3} .$$

Table 7

Probability $\mathcal{P}_{b \rightarrow B_i}$ for a b quark to give a B_i beauty hadron and branching ratio $BR_{B_i \rightarrow \mu + X}$ for a B_i hadron to decay into a muon [12] (the average branching ratio of b -baryon in muons is weighted by their production fraction at the Z pole).

b -hadron	$\mathcal{P}_{b \rightarrow B_i}$	$BR_{B_i \rightarrow \mu + X}$
B^0	$(39.7 \pm 1.0) \%$	$(10.5 \pm 0.8) \%$
B^+	$(39.7 \pm 1.0) \%$	$(10.2 \pm 0.9) \%$
B_s^0	$(10.7 \pm 1.1) \%$	$(7.9 \pm 2.4) \%$
B_c^+	$< 0.1 \%$	
b -baryons	$(9.9 \pm 1.7) \%$	$(4.9 \pm_{1.8}^{2.1}) \%$

As shown in table 6, the limited statistics leads to define three data samples: one for each Run by adding the two muon arms and one by adding Run-3 and Run-4. Besides, the dimuon mass spectra are built with the variable bin width capability of ROOT, which in addition reduces the number of empty bins. The following sets of binning were defined:

(1) thin bins

$$\begin{aligned}
0 < m &\leq 4 \text{ GeV}/c^2, & bin &= 0.2 \text{ GeV}/c^2 \\
4 < m &\leq 6.4 \text{ GeV}/c^2, & bin &= 0.6 \text{ GeV}/c^2 \\
6.4 < m &\leq 8.4 \text{ GeV}/c^2, & bin &= 1 \text{ GeV}/c^2 \\
8.4 < m &\leq 12 \text{ GeV}/c^2, & bin &= 1.8 \text{ GeV}/c^2;
\end{aligned}$$

(2) intermediate bins

$$\begin{aligned}
0 < m &\leq 4.2 \text{ GeV}/c^2, & bin &= 0.3 \text{ GeV}/c^2 \\
4.2 < m &\leq 6 \text{ GeV}/c^2, & bin &= 0.6 \text{ GeV}/c^2 \\
6 < m &\leq 8.4 \text{ GeV}/c^2, & bin &= 1.2 \text{ GeV}/c^2 \\
8.4 < m &\leq 12 \text{ GeV}/c^2, & bin &= 1.8 \text{ GeV}/c^2;
\end{aligned}$$

(3) wide bins

$$\begin{aligned}
0 < m &\leq 3.9 \text{ GeV}/c^2, & bin &= 0.3 \text{ GeV}/c^2 \\
3.9 < m &\leq 5.7 \text{ GeV}/c^2, & bin &= 0.6 \text{ GeV}/c^2 \\
5.7 < m &\leq 7.3 \text{ GeV}/c^2, & bin &= 1.6 \text{ GeV}/c^2 \\
7.3 < m &\leq 9.4 \text{ GeV}/c^2, & bin &= 2.1 \text{ GeV}/c^2 \\
9.4 < m &\leq 12 \text{ GeV}/c^2, & bin &= 2.6 \text{ GeV}/c^2.
\end{aligned}$$

For each set of binning, the background subtraction is done in two ways, cf. subsection 5.1, and we combined the North + South arms data, which makes three data samples, Run-3, Run-4 and Run-3&4. Therefore, the total number of fitted spectra is:

$$3(\text{samples}) \times 3(\text{binnings}) \times 2(\text{background subtractions}) = 18(\text{fits}).$$

These fits were performed with the TH1::Fit(F^{Sgn} , "I", " ", 1.5, 12.0) ROOT method, where the default chi-square option is being used, and "I" means the integral of the function over the bin width is being computed. The fit range is 1.5 to 12.0 GeV/c^2 .

Several fit examples are shown in Fig. 18 to 21. If we compare Fig. 18 and Fig 20, same binning, all components vs. no open beauty nor Υ , it seems that most of the beauty counts in Fig. 18 are taken by the Drell-Yan, though all three main components (J/Ψ , open charm and Drell-Yan) stay with consistent numbers. That was actually better seen using a fit function with all components and constraining the open beauty fit parameter range instead applying a constant factor.

All results are summarized in Fig. 22 and table 8.

6 Cross section estimates

We are considering the three main components (*processes*) in the dimuon channel, J/Ψ , open charm and Drell-Yan. For a given *process*, the $d\sigma/d\eta$

Table 8

Number of events given by the fit of the dimuon unlike-sign mass spectrum for each binning after background subtraction, either with the “raw” like-sign method of equation 13 or with the “fitted” like-sign method obtained by equation 14. The global result for each data sample, calculated as the mean value of the different results, is also reported.

Run	binning	background type	$N^{J/\psi}$	$N^{c\bar{c}}$	N^{DY}
3	1	raw	515 ± 30	193 ± 63	170 ± 42
		fitted	506 ± 28	193 ± 51	169 ± 35
	2	raw	511 ± 31	187 ± 65	167 ± 43
		fitted	514 ± 29	201 ± 56	133 ± 36
	3	raw	508 ± 31	175 ± 65	186 ± 44
		fitted	506 ± 29	174 ± 57	179 ± 38
	global result		510 ± 30	188 ± 59	166 ± 40
4	1	raw	828 ± 37	291 ± 59	94 ± 34
		fitted	831 ± 34	298 ± 49	88 ± 31
	2	raw	836 ± 37	268 ± 63	129 ± 41
		fitted	849 ± 35	289 ± 54	87 ± 35
	3	raw	835 ± 37	265 ± 63	135 ± 41
		fitted	832 ± 35	247 ± 53	160 ± 34
	global result		835 ± 36	278 ± 57	113 ± 35
3&4	1	raw	1337 ± 48	459 ± 88	308 ± 60
		fitted	1330 ± 44	453 ± 72	323 ± 51
	2	raw	1343 ± 49	440 ± 91	319 ± 62
		fitted	1356 ± 45	455 ± 79	273 ± 53
	3	raw	1342 ± 49	435 ± 91	328 ± 61
		fitted	1335 ± 45	405 ± 78	363 ± 52
	global result		1340 ± 47	441 ± 83	319 ± 56

differential production cross-section can be expressed as

$$\frac{d\sigma_{pp \rightarrow process}}{d\eta} = \frac{N^{process}}{BR_{process} \epsilon_{process}} \frac{\epsilon_{BBC}^{MB}}{\epsilon_{BBC}^{process}} \frac{\sigma_{pp}^{in}}{N_{MB} \Delta\eta_{\mu\mu}}, \quad (20)$$

where

- $N^{process}$ is the number of events for the given *process* obtained from the fit of the dimuon mass spectrum,
- $BR_{process}$ its branching ratio into a dimuon, and $\epsilon_{process}$ its reconstruction efficiency including the analysis cuts;
- N_{MB} is the number of minimum bias events, ϵ_{BBC}^{MB} the BBC trigger efficiency for minimum bias $p + p$ events, and $\epsilon_{BBC}^{process}$ the efficiency for those events producing the *process*;
- σ_{pp}^{in} is the $p + p$ inelastic total cross-section;
- $\Delta\eta_{\mu\mu}$ is the pseudorapidity range in which the two muons are detected.

Each of these terms should be determined to calculate the *process* cross-section.

6.1 Minimum bias events

The total number of minimum bias events is

$$N_{MB} = N_{BBC(live)} f_{BBC}^{|z| < 40 \text{ cm}} \frac{MWG}{RC}, \quad (21)$$

where $N_{BBC(live)}$ is the total number of events counted by the *BBC* during the Run, $f_{BBC}^{|z| < 40 \text{ cm}}$ the fraction of events with a *BBC* z -vertex less than 40 cm, *MWG* the number of events reconstructed for the analysis by the Muon Working Group and *RC* the total number of events registered during the data acquisition by the Run Control.

The product $\epsilon_{BBC}^{MB} \sigma_{pp}^{in}$ has been estimated for $p + p$ collisions in Run-2, Run-3 and Run-4 [10].

For the runs involved in this analysis, the numbers of minimum bias events seen by the two muon arms in each Run and the product $\epsilon_{BBC}^{MB} \sigma_{pp}^{in}$ are given in table 9. The mean value of the latter quantity for Run-3 and Run-4 given in the table is computed as the mean value of the two Runs weighted by their total number of minimum bias events (North and South added):

$$\left(\epsilon_{BBC}^{MB} \sigma_{pp}^{in} \right)_{Run-3\&4} = \frac{\sum_{i=3}^4 (N_{MB}^{N-i} + N_{MB}^{S-i}) \left(\epsilon_{BBC}^{MB} \sigma_{pp}^{in} \right)_{Run-i}}{\sum_{i=3}^4 (N_{MB}^{N-i} + N_{MB}^{S-i})}, \quad (22)$$

where N_{MB}^{N-i} and N_{MB}^{S-i} are the numbers of minimum bias events for each muon arm of Run- i .

Table 9

Total numbers of minimum bias events N_{MB} for both Runs and $\epsilon_{BBC}^{MB} \sigma_{pp}^{in}$ for all three data samples.

Run	muon arm	N_{MB}	$\epsilon_{BBC}^{MB} \sigma_{pp}^{in}$
3	North	4.53×10^9	$(23.0 \pm 2.2) \text{ mb}$
	South	4.02×10^9	
4	North	3.78×10^9	$(22.7 \pm 2.2) \text{ mb}$
	South	3.77×10^9	
3&4			$(22.9 \pm 2.2) \text{ mb}$

6.2 Efficiencies

All three processes considered in this analysis are hard processes. In Ref. [13], the probability for a $J/\Psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$ event to be triggered by the BBC has been determined to be $\epsilon_{BBC}^{J/\Psi \rightarrow \mu^+ \mu^-} = 0.79 \pm 0.02$. But, as shown in Fig. 23, with the z -vertex BBC cut used in the analysis, all hard processes are detected by the BBC with the same efficiency. Then for the three processes considered in this analysis, we can take

$$\epsilon_{BBC}^{process} = 0.79 \pm 0.02. \quad (23)$$

The reconstruction efficiency $\epsilon_{process}$ has been first determined from the response functions. One gets a single value for J/Ψ , while the response functions are integrated over the mass range of the data fit (1.5 to $12.0 \text{ GeV}/c^2$) for open charm and Drell-Yan. The corresponding numbers are given in the first line of table 10 for both North and South arms, and their mean values over both arms in the first line of table 11 (also for beauty).

Obviously, the simulation could not take into account the various technical problems that occurred during data taking. Those were fixed by taking advantage of the available J/Ψ analysis, Ref. [13] for Run-3 and Ref. [11] for Run-4, which numbers are reported in table 10, under the labels $\epsilon_{J/\Psi}^{Run-3}$ and $\epsilon_{J/\Psi}^{Run-4}$. Furthermore, our analysis cuts are looser compared to the J/Ψ analysis ones. For a given set of data, the ratios R of the number of signal events selected with our cuts to the number of signal events obtained with the J/Ψ analysis cuts are:

$$R_{North}^{Run-3} = 1.07 \pm 0.14 \quad \text{and} \quad R_{South}^{Run-3} = 1.00 \pm 0.17 \quad (24)$$

$$R_{North}^{Run-4} = 1.53 \pm 0.15 \quad \text{and} \quad R_{South}^{Run-4} = 1.81 \pm 0.19. \quad (25)$$

Then, our efficiencies are corrected to take into account these ratios. The corrected efficiencies in table 10, labelled $\epsilon_{process}^{corr-3}$ for Run-3 and $\epsilon_{process}^{corr-4}$ for Run-4, are calculated for each muon arm by (i is the Run number 3 or 4):

$$\epsilon_{process}^{corr-i} \Big|_{arm} = R_{arm}^{Run-i} \times \frac{\epsilon_{J/\Psi}^{Run-i}}{\epsilon_{process}} \Big|_{arm}. \quad (26)$$

Because of our cross section estimates being done for the three data samples Run-3, Run-4 and Run-3&4, we finally computed the corresponding $\epsilon_{process}$ numbers as weighted averages over the recorded numbers of minimum bias events as follows:

$$\epsilon_{process}^{Run-i} = \frac{N_{MB}^{N-i} \epsilon_{process}^{N-i} + N_{MB}^{S-i} \epsilon_{process}^{S-i}}{N_{MB}^{N-i} + N_{MB}^{S-i}}, \quad (27)$$

$$\epsilon_{process}^{Run-3\&4} = \frac{\sum_{i=3}^4 (N_{MB}^{N-i} \epsilon_{process}^{N-i} + N_{MB}^{S-i} \epsilon_{process}^{S-i})}{\sum_{i=3}^4 (N_{MB}^{N-i} + N_{MB}^{S-i})}. \quad (28)$$

Table 10

Reconstruction efficiencies $\epsilon_{process}$ (see text for a presentation of the calculations)

<i>Process</i>	<i>J/ψ</i>		open charm		Drell-Yan	
Muon arm	North	South	North	South	North	South
$\epsilon_{process}$ (%)	9.20 ± 0.60	8.21 ± 0.49	1.87 ± 0.17	1.68 ± 0.15	4.14 ± 0.40	3.44 ± 0.33
$\epsilon_{J/\Psi}^{Run-3}$ (%)	7.95	3.71				
$\epsilon_{process}^{corr-3}$ (%)	8.51 ± 0.12	3.71 ± 0.67	1.73 ± 0.28	0.76 ± 0.15	3.83 ± 0.62	1.55 ± 0.30
$\epsilon_{process}^{Run-3}$ (%)	6.25 ± 0.73		1.27 ± 0.16		2.76 ± 0.73	
$\epsilon_{J/\Psi}^{Run-4}$ (%)	8.48	6.77				
$\epsilon_{process}^{corr-4}$ (%)	13.0 ± 1.5	12.3 ± 1.5	2.64 ± 0.35	2.51 ± 0.35	5.84 ± 0.80	5.13 ± 0.73
$\epsilon_{process}^{Run-4}$ (%)	12.6 ± 1.1		2.57 ± 0.24		5.49 ± 0.54	
$\epsilon_{process}^{Run-3\&4}$ (%)	9.24 ± 0.63		1.88 ± 0.14		4.04 ± 0.32	

6.3 Cross sections results

The dimuon branching ratios of each process are reported in table 11. For Drell-Yan, only e^+e^- and $\mu^+\mu^-$ decay modes are considered with the same

probability, for open charm cf. equation (19), for J/Ψ we are using the PDG value [12].

Table 11

Dimuon branching ratio and acceptance for each process: Drell-Yan, open charm and J/Ψ .

Hard process	Drell-Yan	open charm	J/Ψ
$BR_{process}(\%)$	50	0.92 ± 0.08	5.88 ± 0.10
$A_{process}(\%)$	13.6 ± 1.3	$0.466 \pm_{0.025}^{0.204}$	13.4 ± 1.4

The pseudorapidity ranges of the North and South muon arms are [16]

$$1.15 < \eta < 2.44 \Rightarrow \Delta\eta_{North} = 1.29$$

and

$$-2.25 < \eta < -1.15 \Rightarrow \Delta\eta_{South} = 1.1,$$

respectively. In our three samples data analysis, we have to sum up the two arms for each run and then sum up the two runs. Using again the numbers of minimum bias events as weights in each cases gives the following $N_{MB} \Delta\eta$'s that will be used in the cross sections calculations:

for each Run-i

$$N_{MB} \Delta\eta = N_{MB}^{N-i} \Delta\eta_{North} + N_{MB}^{S-i} \Delta\eta_{South}, \quad (29)$$

and for Run-3&4

$$N_{MB} \Delta\eta = (N_{MB}^{N-3} + N_{MB}^{N-4}) \Delta\eta_{North} + (N_{MB}^{S-4} + N_{MB}^{S-4}) \Delta\eta_{South}. \quad (30)$$

The corresponding numbers are 1.02657×10^{10} for Run-3, 0.90232×10^{10} for Run-4, and 1.92889×10^{10} for Run-3&4.

By taking into account the above numbers, those in Tables 8, 9, 10, 11 and from equation (23), we got the differential cross sections $d\sigma/d\eta$ that are reported in table 12.

Integration of the differential cross sections to the whole phase space is done from our simulation that provides, for each process, both, the number of selected events going into any one of the muon arms acceptance N_{acc} , and the total number of events generated into the whole phase space N_{gen} . The relative acceptances

$$A_{process} = N_{acc-process}/N_{gen-process}$$

are given in Table 11. The total cross-sections for each process, reported in table 12, are calculated as

$$\sigma_{pp \rightarrow process} = \frac{1}{A_{process}} \frac{d\sigma_{pp \rightarrow process}}{d\eta}. \quad (31)$$

To end this presentation of the cross section estimates, let's briefly comment

about the cuts used in the simulation, namely $m > 1.3 \text{ GeV}/c^2$ that are included in the process generation of Pythia (CKIN(1) parameter). For the open charm, this cut concerns the $c\bar{c}$ pair, and then has no influence. But for the Drell-Yan, the kinematical region below this cut is excluded by the analysis. So, the Drell-Yan cross sections must be understood as including the mass cut.

Table 12

Differential cross-sections and total cross-sections for each process in $p + p$ collisions (here errors are statistical only): Drell-Yan (DY), open charm ($c\bar{c}$) and J/Ψ . The differential cross-sections are given in the mid pseudorapidity range $1.15 < |\eta| < 2.35$ and for $m > 1.3 \text{ GeV}/c^2$.

	Run	Drell-Yan	open charm	J/Ψ
$\frac{d\sigma_{pp \rightarrow process}}{d\eta}$	3	$(34.1 \pm 8.2) \text{ nb}$	$(4.5 \pm 1.4) \mu\text{b}$	$(393 \pm 23) \text{ nb}$
	4	$(13.1 \pm 4.1) \text{ nb}$	$(3.74 \pm 0.77) \mu\text{b}$	$(358 \pm 15) \text{ nb}$
	3&4	$(23.7 \pm 4.2) \text{ nb}$	$(3.82 \pm 0.72) \mu\text{b}$	$(370 \pm 13) \text{ nb}$
$\sigma_{pp \rightarrow process}$	3	$(0.25 \pm 0.06) \mu\text{b}$	$(0.97 \pm 0.31) \text{ mb}$	$(2.94 \pm 0.17) \mu\text{b}$
	4	$(0.10 \pm 0.03) \mu\text{b}$	$(0.80 \pm 0.16) \text{ mb}$	$(2.68 \pm 0.11) \mu\text{b}$
	3&4	$(0.17 \pm 0.03) \mu\text{b}$	$(0.82 \pm 0.15) \text{ mb}$	$(2.76 \pm 0.10) \mu\text{b}$

7 Error estimates

From the expressions of the differential cross-section and the total cross-section, we can define several kind of errors:

- the errors on each values ϵ_{BBC} , σ_{pp}^{in} , $BR_{process}$, $\epsilon_{process}$ and $\epsilon_{BBC}^{process}$ which are given in previous sections;
- an error on the detectors efficiencies of 10 %, taken from the J/Ψ analysis [15], is also included;
- the errors on N_{MB} and $\Delta\eta$ that are negligible here;
- the error on $A_{process}$ which depends upon the generator used to describe the rapidity dependence of each process;
- the error on $N^{process}$ that has several sources: the physics parameters used in the generator to describe each continuum component, the background subtraction technique and the fitting method.

For the error due to the description of the processes by the event generator, the following method has been used. The relevant physics parameters p (PDF, k_T , m_c , NLO/LO) are varied within their possible ranges. For each parameter p varied by Δp in a given process, a new Pythia simulation is done for the

concerned process and the result is sent through the response function to get the corresponding mass distribution at the pDST level. Next, the fit of the mass distribution is performed to get a new line shape. Finally, this new line shape is used to refit the data, giving new numbers for each processes $N_{p\pm\Delta p}^{process}$, in addition to the central value obtained previously $N^{process}$. The relative error assigned to this parameter on each processes is then:

$$\frac{\Delta N_{p\pm\Delta p}^{process}}{N^{process}} = \frac{N_{p\pm\Delta p}^{process} - N^{process}}{N^{process}}. \quad (32)$$

It must be stressed that, when changing a given process line shape, all $N_{p\pm\Delta p}^{process}$ numberd are affected.

The error on the fitting method and background subtraction technique is estimated by taking the difference between the greatest (or the smallest) value and the central value of the different fits done with the Run-3&4 data sample.

The error on the geometrical acceptance is determined as the difference between the acceptance obtained by changing the input Pythia parameter from p to $p \pm \Delta p$ and the central value of the acceptance.

Table 13 summarizes all errors in percent of the cross-sections. The main source of systematics appears to be on the acceptance of the open charm process. Indeed, if the c quark mass is increased from $1.25 \text{ GeV}/c^2$ to $1.7 \text{ GeV}/c^2$, upper limit considered in theoretical predictions [4], the kinematical acceptance on dimuon mass $m > 1.3 \text{ GeV}/c^2$ is also increased.

From these results, the total cross-sections obtained with the Run-3&4 data sample are:

$$\begin{aligned} \sigma_{pp \rightarrow DY+X} &= (0.17 \pm 0.03_{stat} \pm 0.04_{0.07_{yst}}) \mu b \\ \sigma_{pp \rightarrow c\bar{c}+X} &= (0.82 \pm 0.15_{stat} \pm 0.40_{0.20_{yst}}) mb \\ \sigma_{pp \rightarrow J/\Psi+X} &= (2.76 \pm 0.10_{stat} \pm 0.52_{yst}) \mu b \end{aligned}$$

The Drell-Yan cross section is large by about 1.5σ compared to those provided by R. Vogt [8], namely $\sigma_{pp \rightarrow DY+X} = 46.5$ or 34.0 nb , using the PDF's CTEQ6M or CTEQ5M, respectively. The open charm number compares fine to those already published by PHENIX [2] and STAR [3] and previously reported in the introduction. The J/Ψ cross section is in good agreement compared to the latest one published by PHENIX[13], i.e, $2.61 \pm 0.20 (fit) \pm 0.26 (abs) \mu b$ (of course, the J/Ψ signal was used, somehow, in the normalizing of our efficiencies).

Table 13

Errors in percent of the cross-sections: related to $N^{process}$ in the first part, related to the parameters used to calculate the differential cross-sections in the second part, and to the geometrical acceptance in the third part.

Parameter	Drell-Yan	open charm	J/Ψ
$PDF = CTEQ5M1 \rightarrow CTEQ5L$ for DY and $c\bar{c}$	+3.7 %	-4.5 %	+0.1 %
LO (Pyhia) $\rightarrow$ NLO (R. Vogt) for DY	-7.8 %	+4.5 %	+0.2 %
CETQ6M (R. Vogt) $\rightarrow$ CETQ5M (R. Vogt) for DY	+5.5 %	-4.5 %	+0 %
$k_T = (1.5 \pm 0.5) GeV/c$ for DY and $c\bar{c}$	$\pm_{4.0}^{4.6}$ %	$\mp_{4.0}^{3.3}$ %	-0.3 %
$m_c = (1.25 \pm_{0.05}^{0.45}) GeV/c^2$	$\mp_{0.3}^{5.4}$ %	$\mp_{0.5}^{8.6}$ %	$\mp_0^{1.1}$ %
without $\rightarrow$ with $b\bar{b}$ in the fit	-19.7 %	+5.5 %	+1.0 %
binning choice $\oplus$ background subtraction	$\pm_{28.2}^{13.8}$ %	$\pm_{8.2}^{4.1}$ %	$\pm_{1.0}^{1.2}$ %
Total on part 1 ($N^{process}$)	$\pm_{36.0}^{15.5}$ %	$\pm_{13.9}^{9.1}$ %	$\pm_{1.1}^{1.6}$ %
$\epsilon_{BBC}^{MB} \sigma_{pp}^{in}$	± 9.7 %	± 9.7 %	± 9.7 %
$BR_{process}$		± 8.7 %	± 1.7 %
$\epsilon_{process}$	± 7.9 %	± 7.4 %	± 6.8 %
$\epsilon_{BBC}^{process}$	± 2.6 %	± 2.6 %	± 2.6 %
detectors efficiencies	± 10 %	± 10 %	± 10 %
Total on part 2	± 16.2 %	± 18.2 %	± 15.8 %
Total on part 3 ($A_{process}$)	± 9.6 %	$\pm_{5.4}^{43.7}$ %	± 10.4 %
TOTAL systematics error	$\pm_{41}^{24}$ %	$\pm_{24}^{48}$ %	± 19 %

References

- [1] S. Gadrat, PhD thesis, Université Blaise Pascal (2005), PCCF T 0502, <http://www.phenix.bnl.gov/thesis.html>.
- [2] PHENIX Collaboration, Phys. Rev. Lett. 94 (2005) 062301.
- [3] STAR Collaboration, Phys. Rev. Lett. 94 (2005) 062301.
- [4] M. Cacciari, P. Nason and R. Vogt, hep-ph/0502203.
- [5] T. Sjostrand, L. Lonnblad and S. Mrenna, hep-ph/0108264.
- [6] PHENIX Collaboration, Phys. Rev. Lett. 88 (2002) 192303.
- [7] CDF Collaboration, Phys. Rev. Lett. 91 (2003) 241804.
- [8] R. Vogt, private communications.
R. Vogt, *Baseline Predictions for Electrons From Heavy Flavor Decays and Drell-Yan Production at RHIC II*, Second RHIC II Science Workshop, BNL, USA, 29-30 April, 2005.
- [9] R. Vogt, Phys. Rept. 310 (1999) 197.
- [10] A. Bazilevsky, PHENIX-AN358, March 7, 2005.
- [11] H. Pereira, PHENIX-AN, not official.
- [12] Review of Particle Physics, Phys. Lett. B 592 (2004) 1.
- [13] PHENIX Collaboration, Phys. Rev. Lett. 96 (2006) 012304.
- [14] S. Belikov *et al.*, PHENIX-AN184, April 4, 2003.
- [15] J. Burward-Hoy *et al.*, PHENIX-AN393, July 6, 2005.
- [16] PHENIX Collaboration, Nucl. Instr. and Meth. in Phys. Res. A 499 (2003) 469-479.

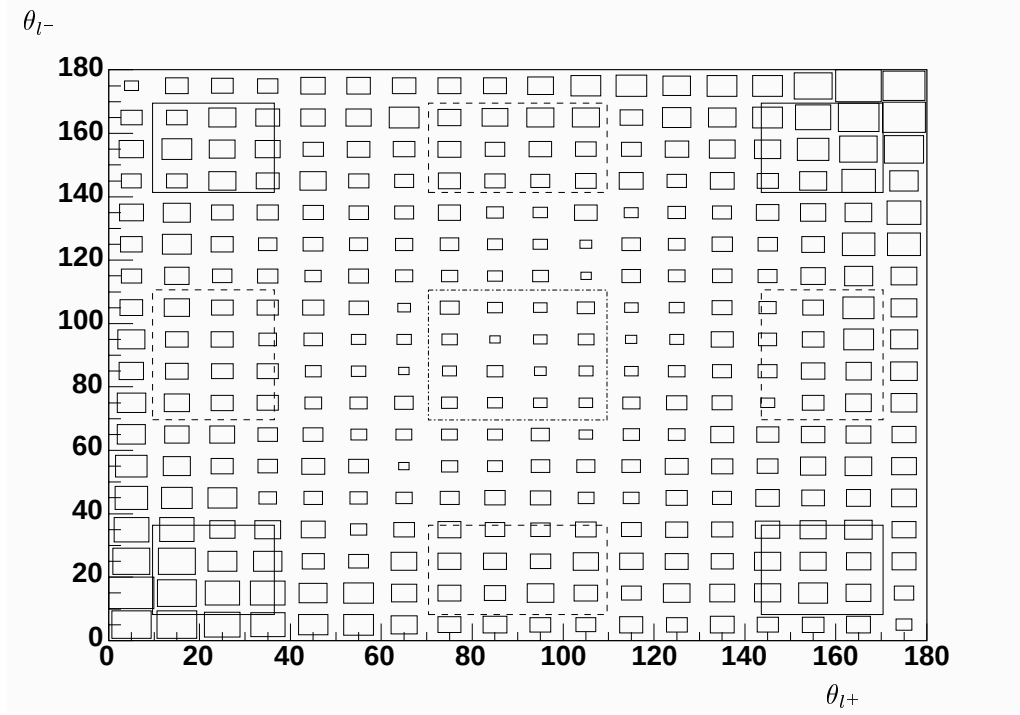


Fig. 1. Azimuthal angle of l^- as a function of l^+ coming from correlated open charm at $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV}$ in $p + p$ collisions given by the Pythia generator [5]. Full line, dotted-dashed line and dashed line rectangles represent respectively the dimuon acceptance, the dielectron acceptance and the acceptance for electron-muon correlations.

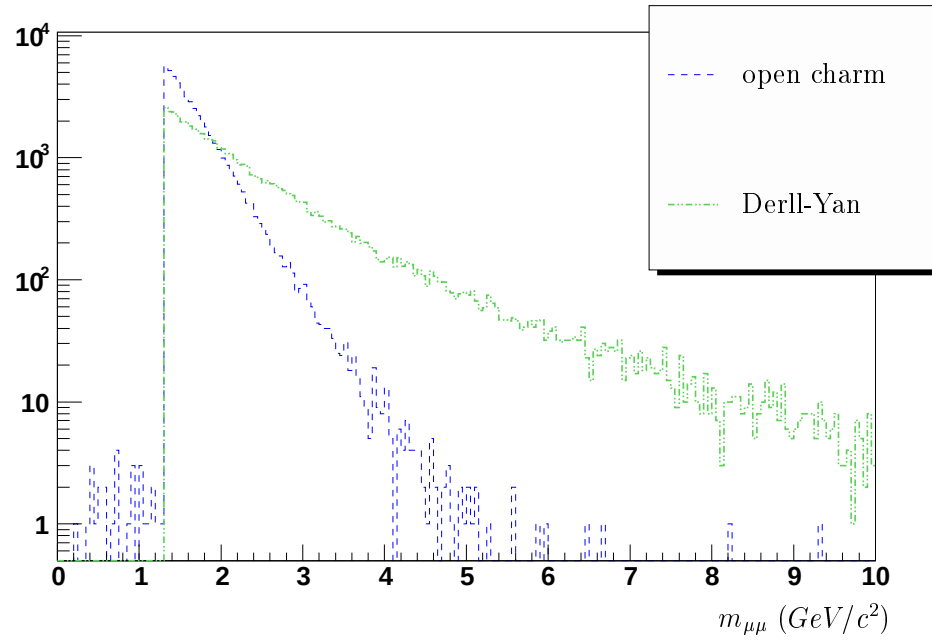


Fig. 2. Dimuon mass distribution obtained with the Pythia generator in the PHENIX acceptance for open charm (dashed line) and Drell-Yan (dotted-dashed line) processes.

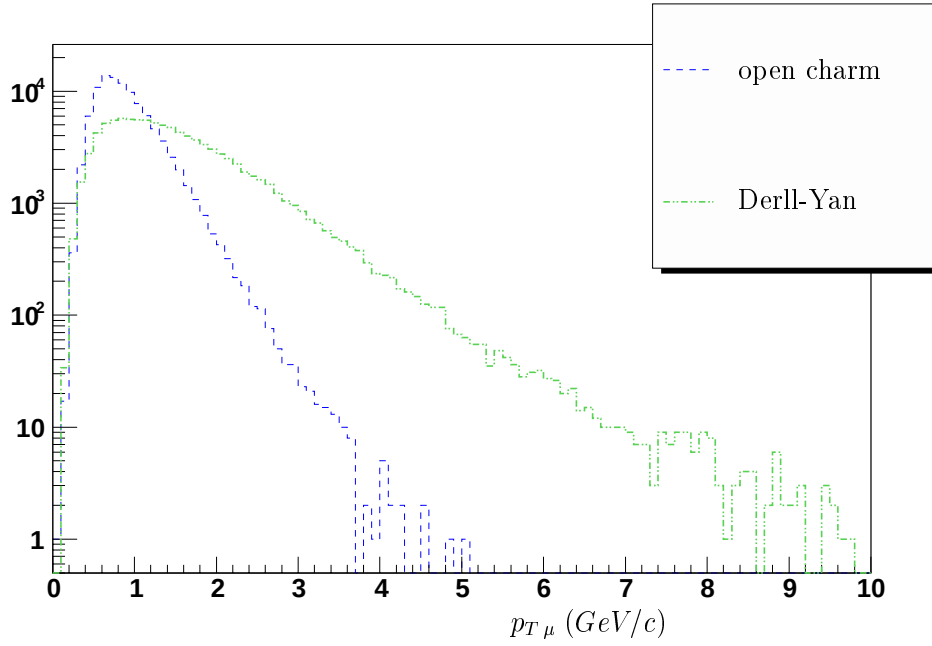


Fig. 3. Transverse momentum (p_T) distributions of muons from open charm (dashed line) and from Drell-Yan (dotted-dashed line) processes, obtained with the Pythia generator in the PHENIX acceptance.

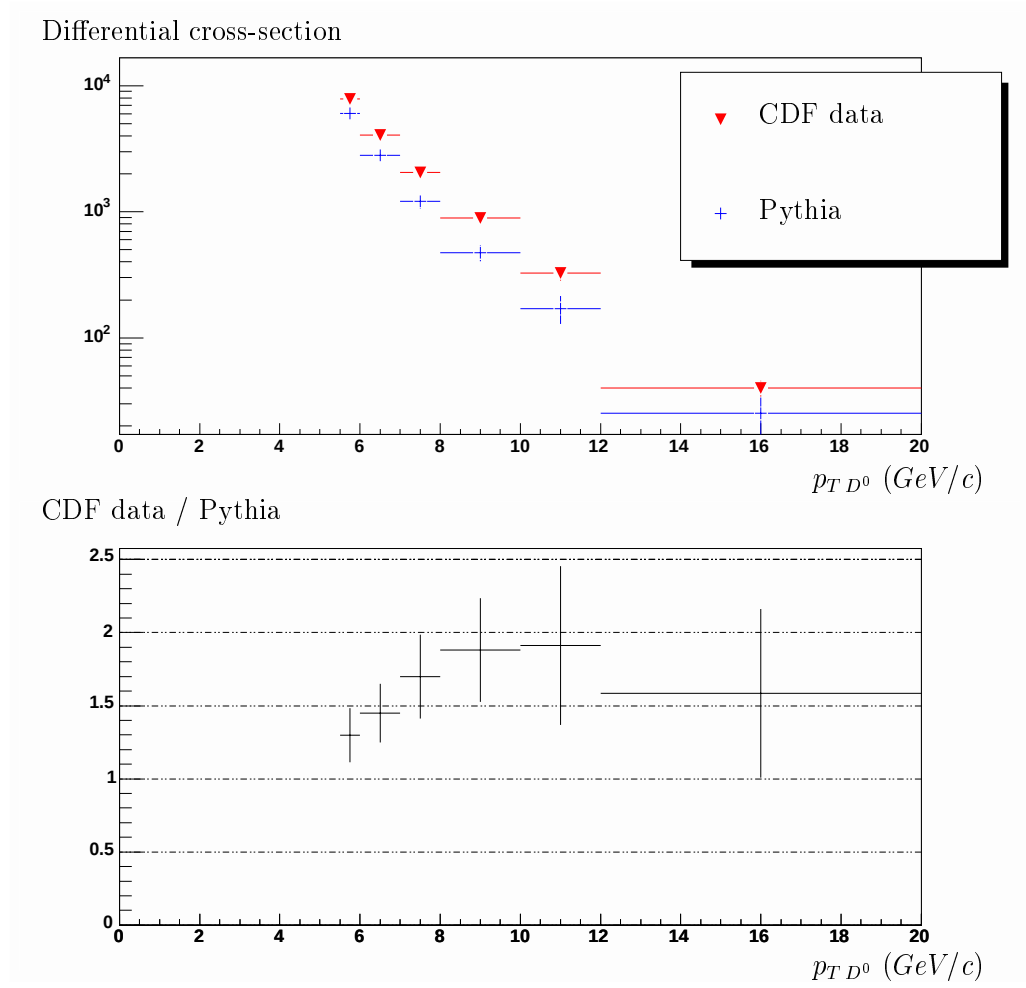


Fig. 4. Transverse momentum spectra of D^0 's: the upper plot displays a comparison between the CDF measurement (black triangle) and the Pythia prediction with the PHENIX parameters (cross), the lower plot shows the ratio CDF over Pythia.

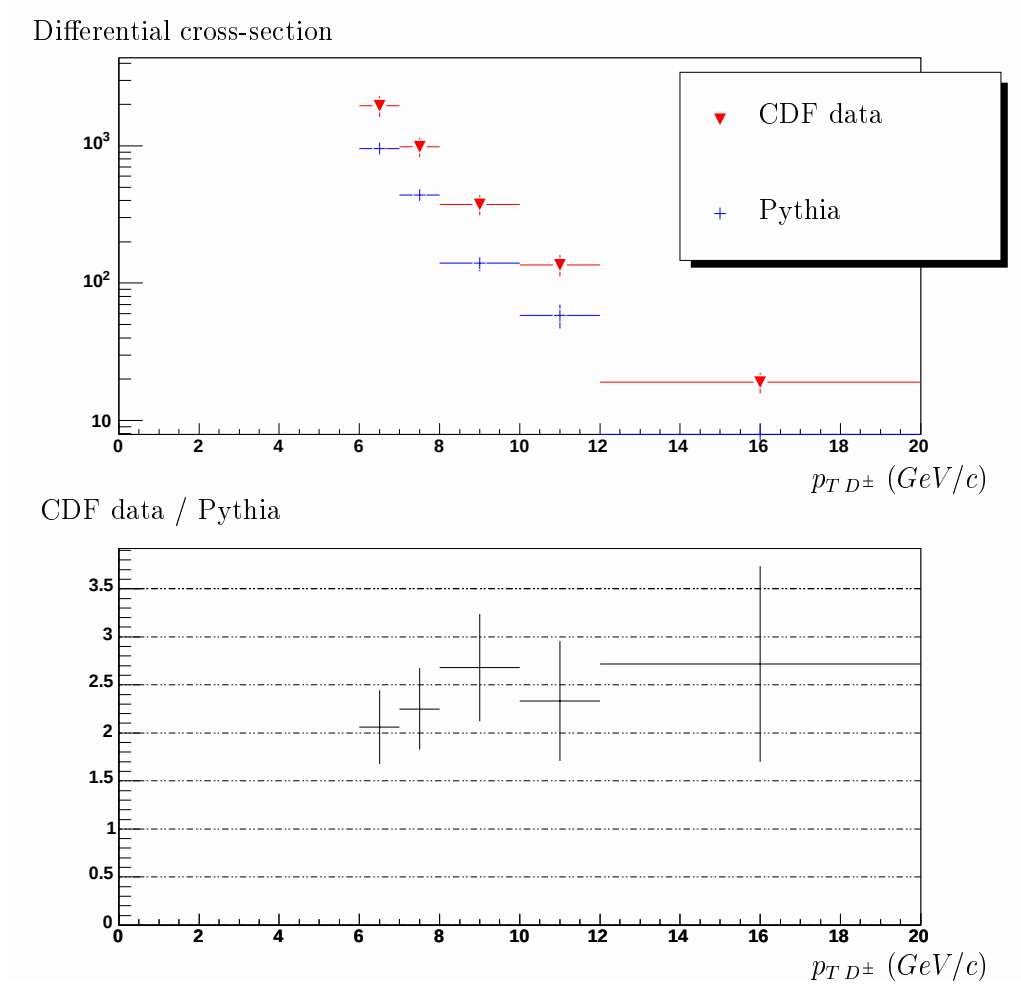


Fig. 5. Transverse momentum spectra of $D^{\pm}$'s: the upper plot displays a comparison between the CDF measurement (black triangle) and the Pythia prediction with the PHENIX parameters (cross), the lower plot shows the ratio CDF over Pythia.

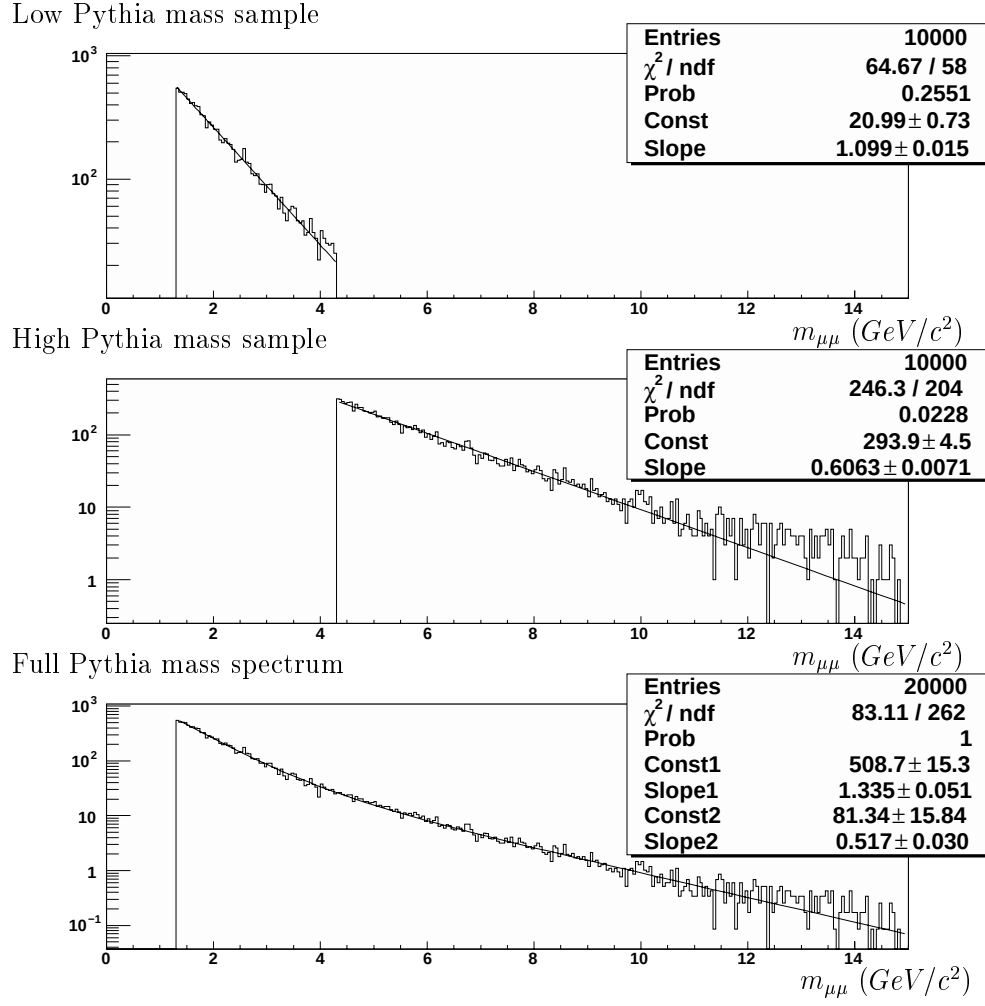
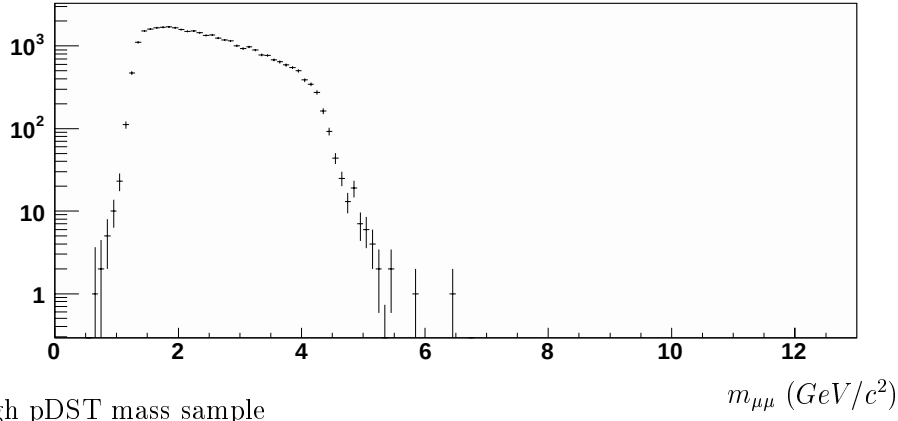
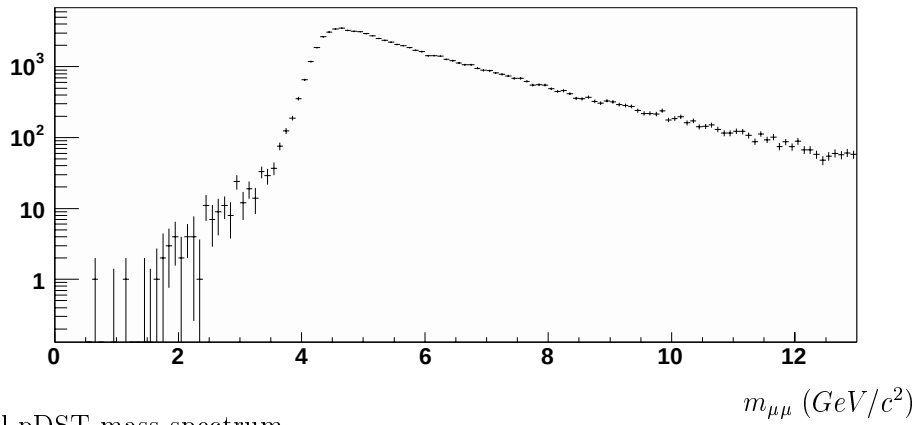


Fig. 6. Drell-Yan mass distributions generated with Pythia: low mass sample (upper plot), high mass sample (middle plot) and full spectrum (lower plot).

Low pDST mass sample



High pDST mass sample



Full pDST mass spectrum

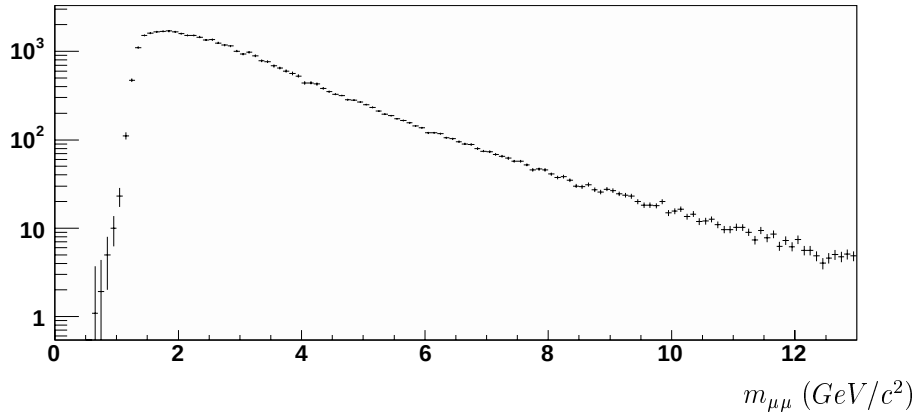


Fig. 7. Drell-Yan mass distributions obtained after reconstruction at the pDST level: low mass sample (lower plot), high mass sample (middle plot) and full spectrum (lower plot).

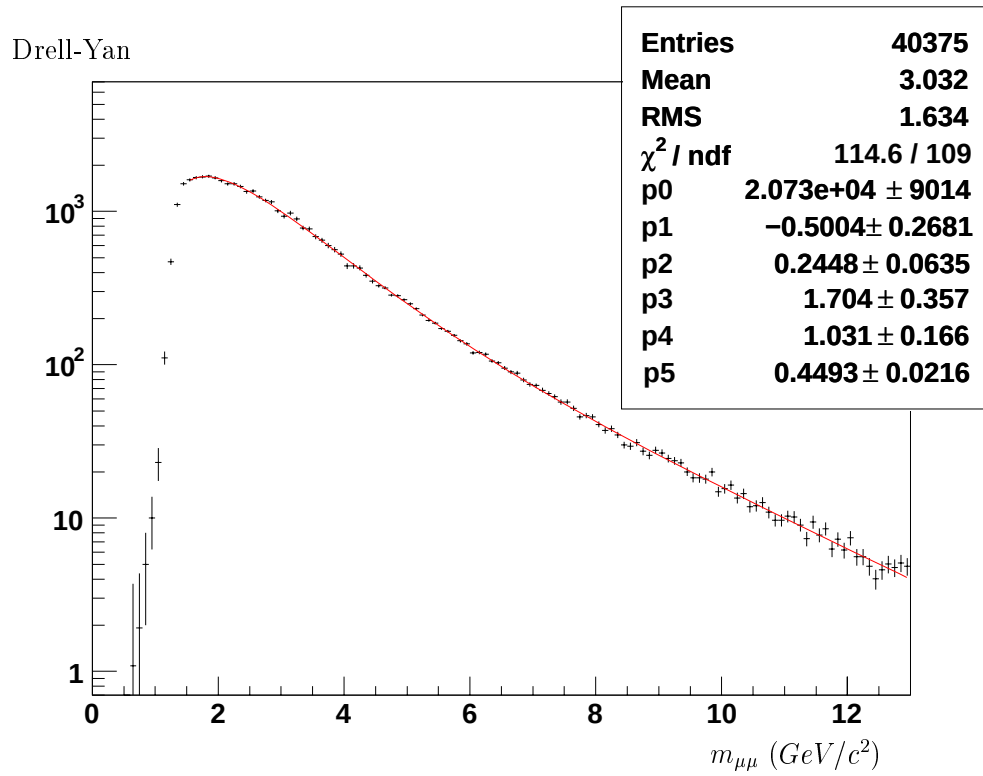


Fig. 8. Drell-Yan mass distribution and fitted line shape obtained after reconstruction and analysis cuts in the North arm.

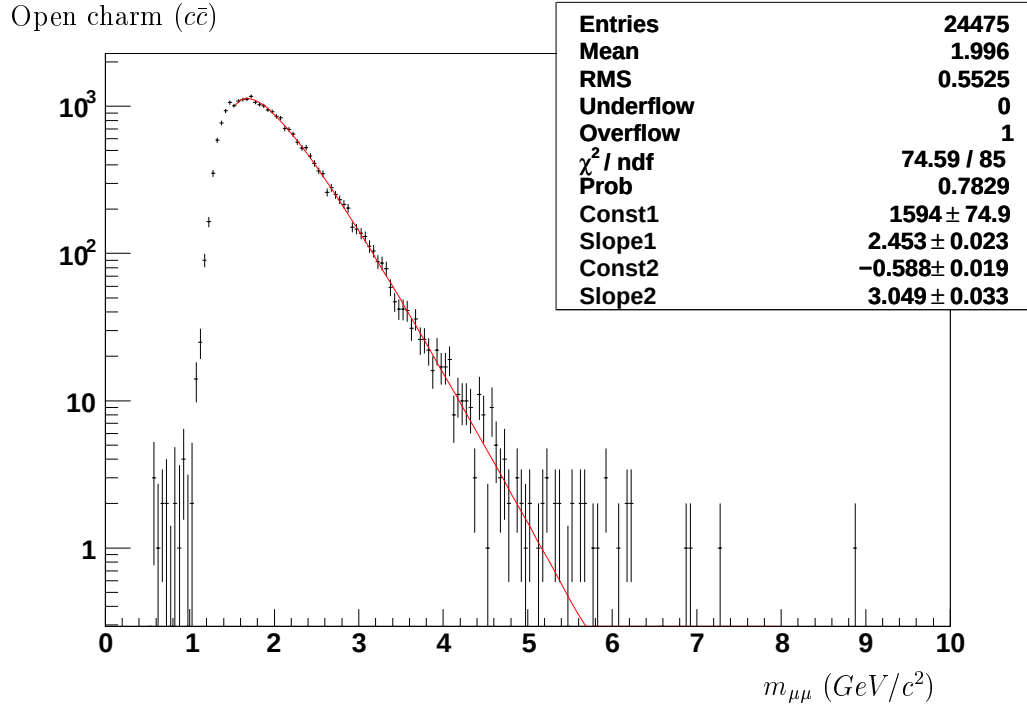


Fig. 9. Open charm mass distribution and fitted line shape obtained after reconstruction and analysis cuts in the North arm.

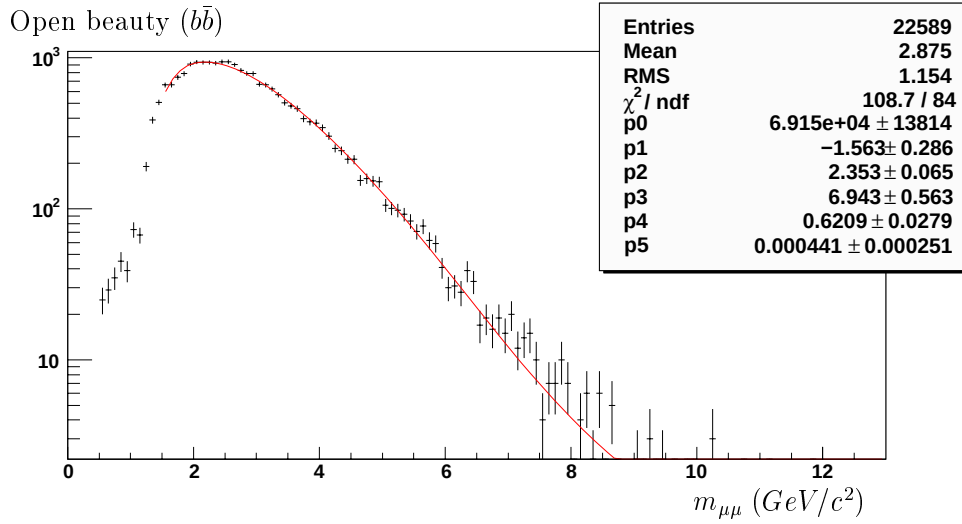
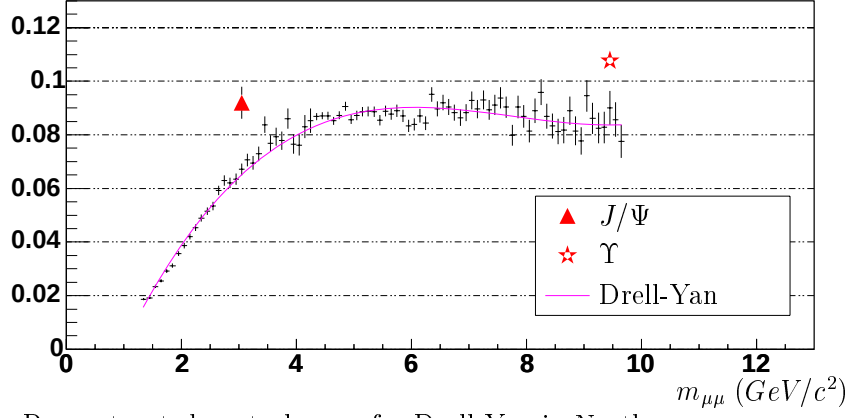
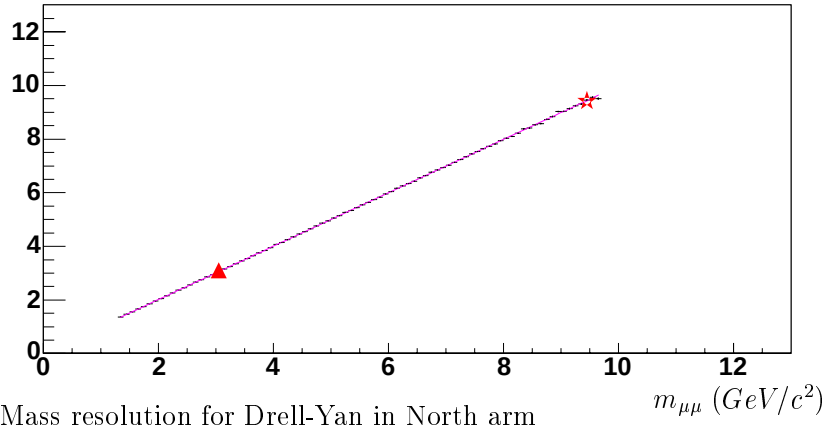


Fig. 10. Open beauty mass distribution and fitted line shape obtained after reconstruction and analysis cuts in the North arm.

Detection probability for Drell-Yan in North arm



Reconstructed central mass for Drell-Yan in North arm



Mass resolution for Drell-Yan in North arm

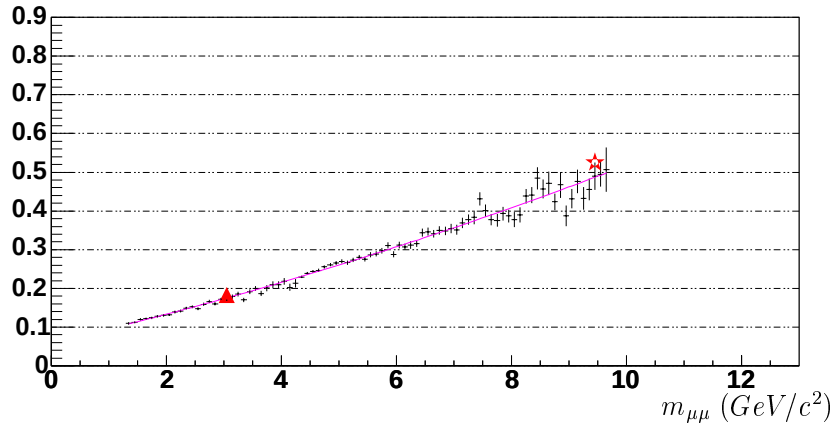


Fig. 11. Drell-Yan response function for the North arm: probability of detection and reconstruction with the analysis cuts (upper plot), mean of the reconstructed mass versus the generated mass (middle plot) and simulated resolution σ (lower plot). The triangle and the star indicate the response to J/Ψ and to Υ , respectively.

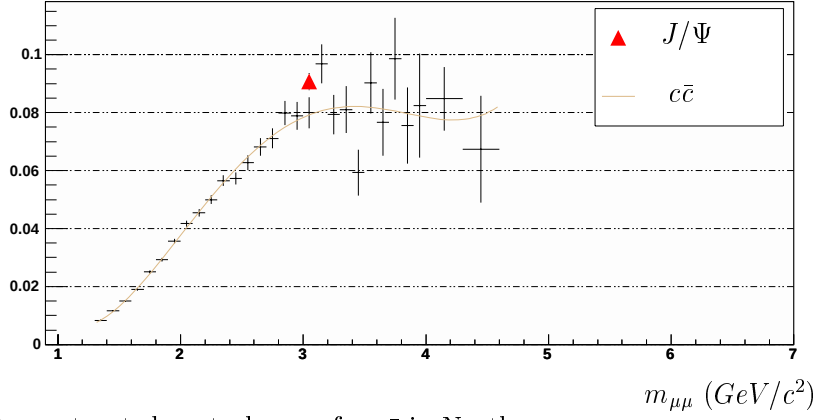
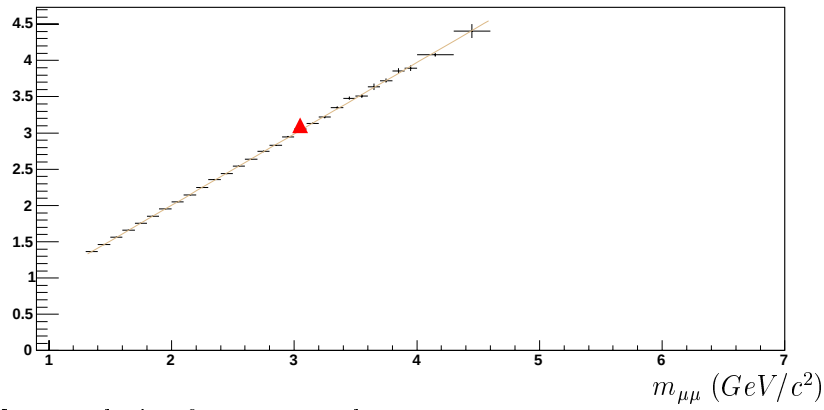
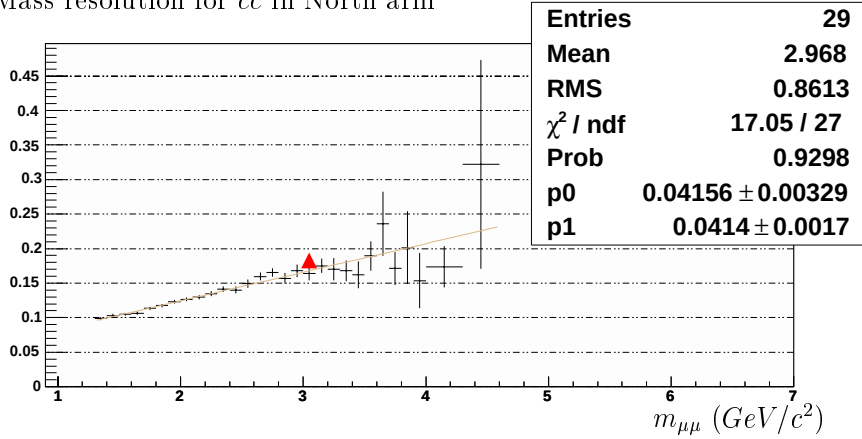
Detection probability for $c\bar{c}$ in North armReconstructed central mass for $c\bar{c}$ in North armMass resolution for $c\bar{c}$ in North arm

Fig. 12. Open charm response function for the North arm: probability of detection and reconstruction with the analysis cuts (upper plot), mean of the reconstructed mass versus the generated mass (middle plot) and simulated resolution σ (lower plot). The triangle indicates the response to J/Ψ .

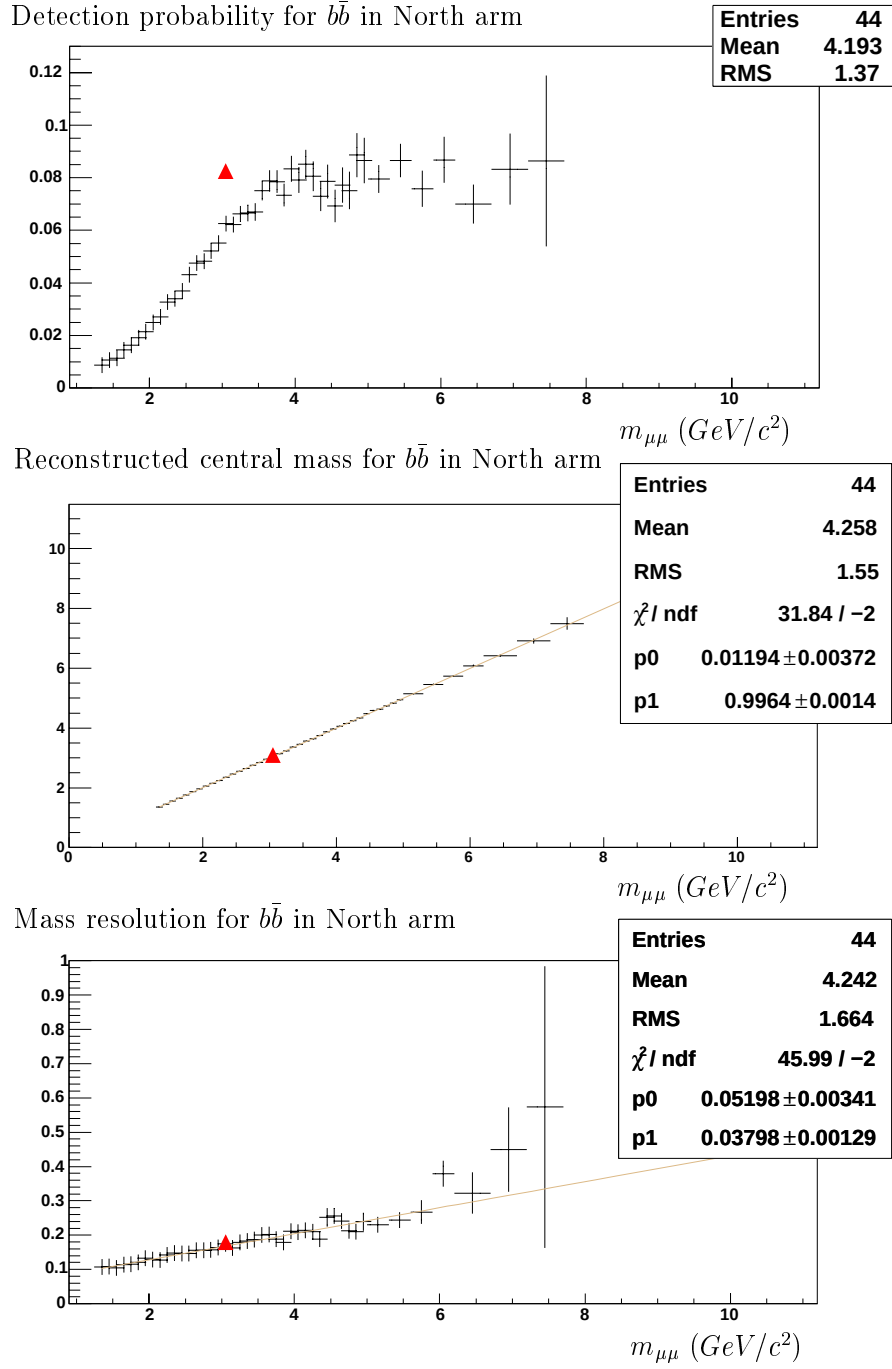


Fig. 13. Open beauty response function for the North arm: probability of detection and reconstruction with the analysis cuts (upper plot), mean of the reconstructed mass versus the generated mass (middle plot) and simulated resolution σ (lower plot). The triangle indicates the response to J/Ψ .

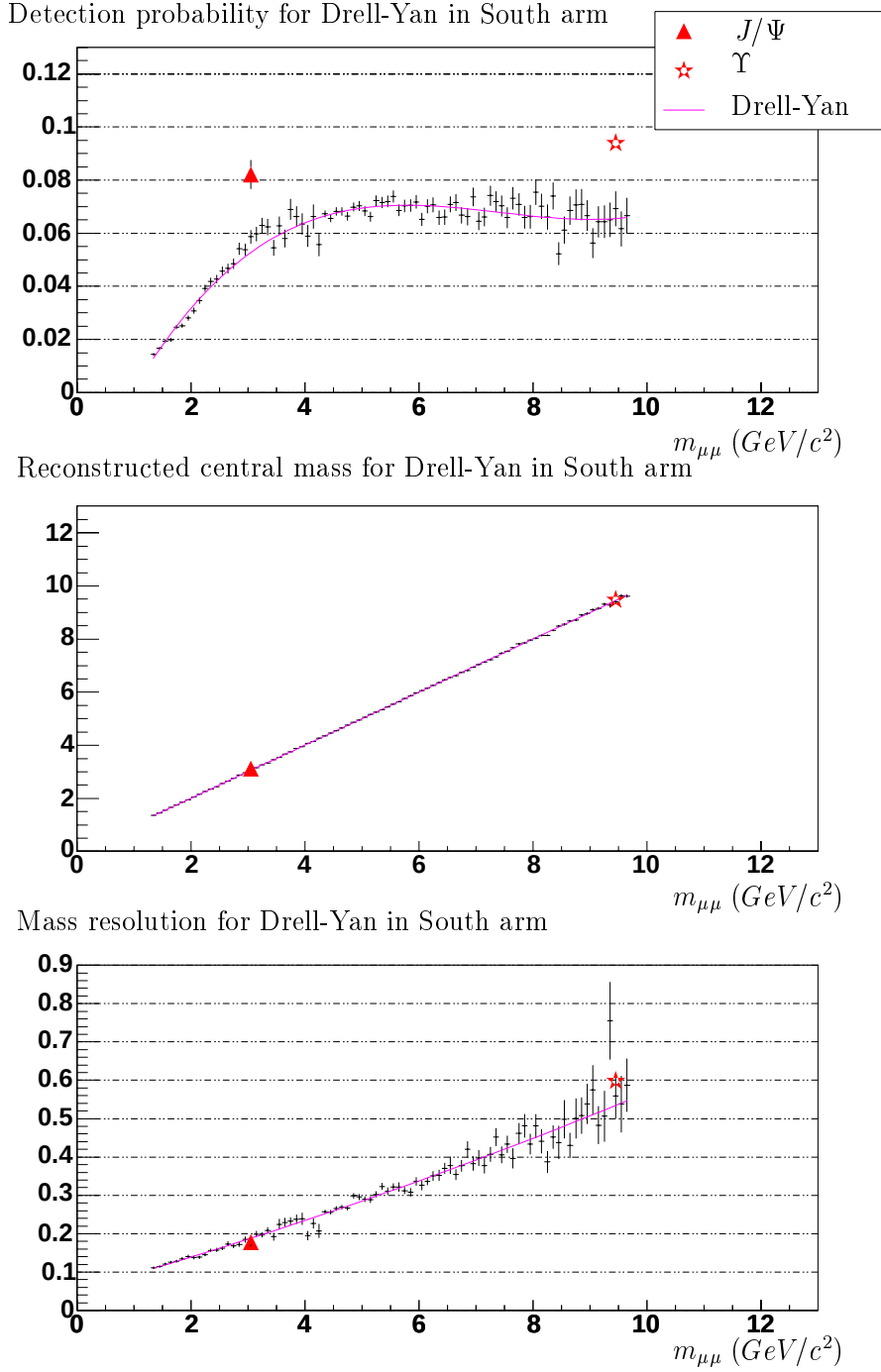


Fig. 14. Drell-Yan response function for the South arm: probability of detection and reconstruction with the analysis cuts (upper plot), mean of the reconstructed mass versus the generated mass (middle plot) and simulated resolution σ (lower plot). The triangle and the star indicate the response to J/Ψ and to Υ , respectively.

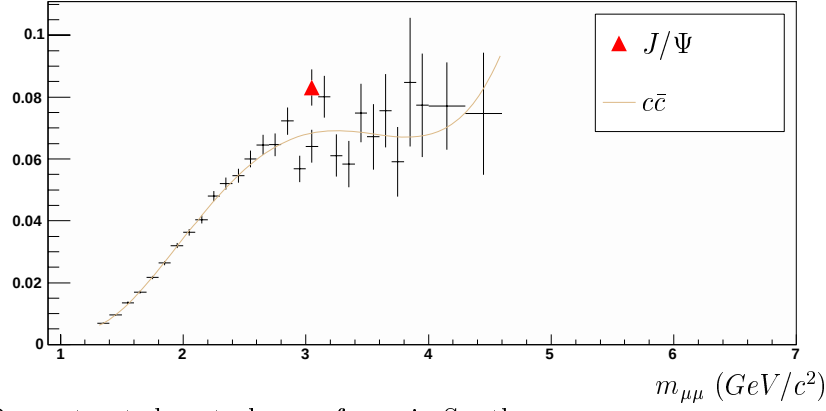
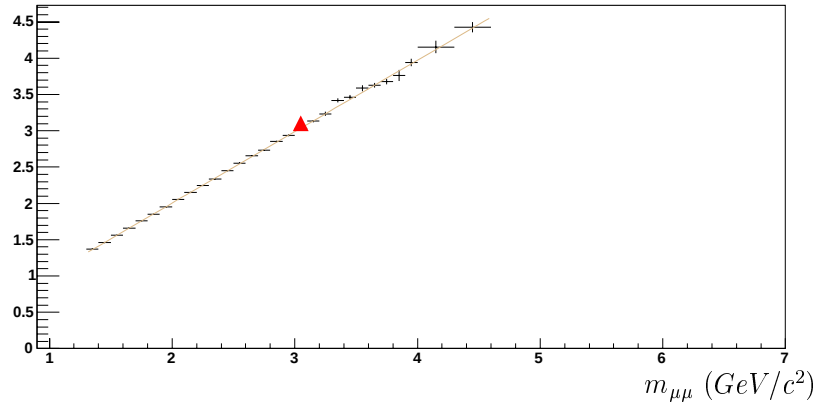
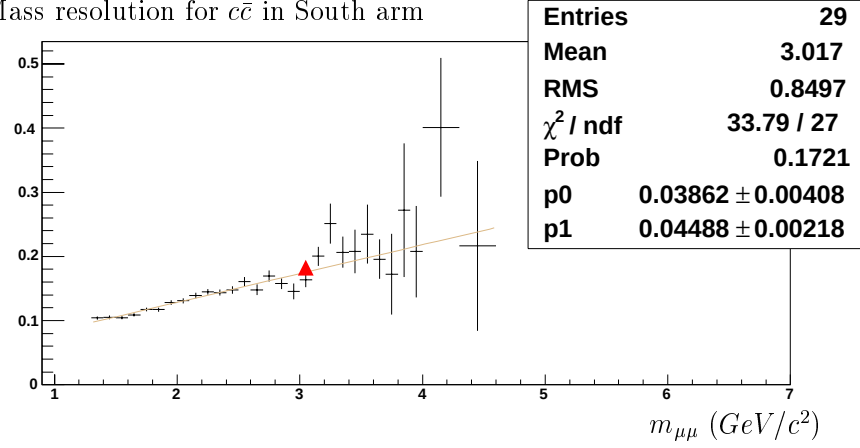
Detection probability for $c\bar{c}$ in South armReconstructed central mass for $c\bar{c}$ in South armMass resolution for $c\bar{c}$ in South arm

Fig. 15. Open charm response function for the South arm: probability of detection and reconstruction with the analysis cuts (upper plot), mean of the reconstructed mass versus the generated mass (middle plot) and simulated resolution σ (lower plot). The triangle indicates the response to J/Ψ .

Background fit

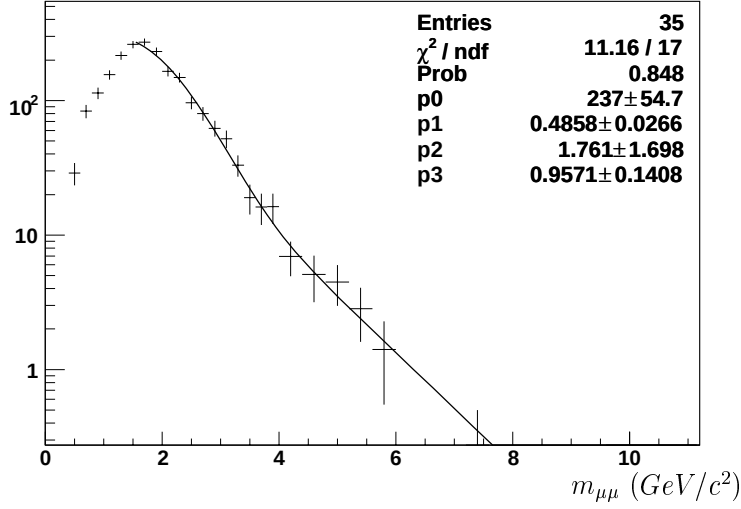
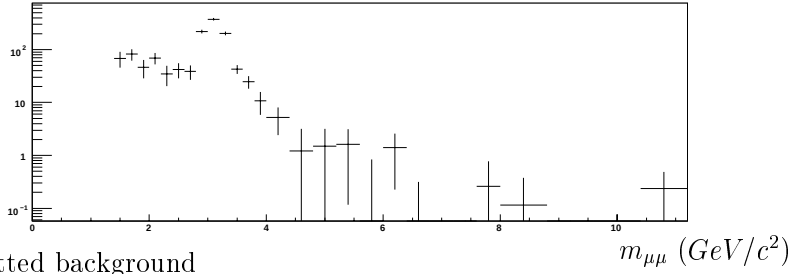


Fig. 16. Dimuon background computed with the like-sign method (equation 13) for Run-4 (North and South arms added) and fit of the distribution with equation 14.

Signal = Dimuon - Fitted background



Fitted background

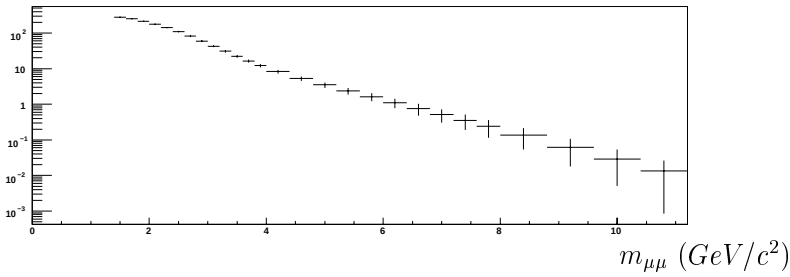


Fig. 17. Dimuon mass distribution for the Run-4 North arm + South arm data: signal (upper plot) and fitted background (lower plot).

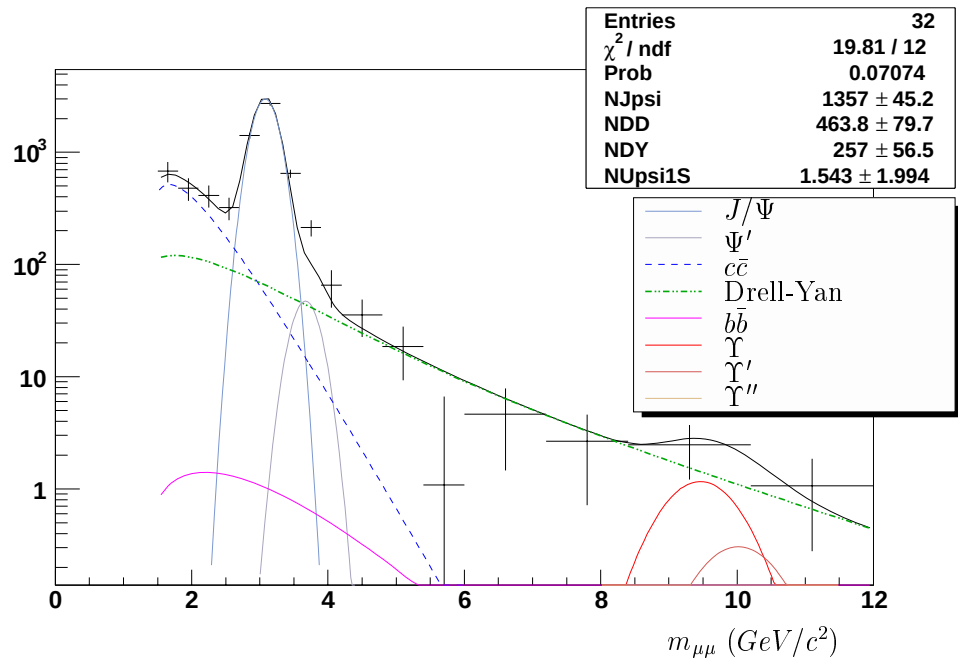


Fig. 18. Fit of the Run-3&4 data (for binning 2) with the global shape function, *i.e.* with all contributions, using raw background.

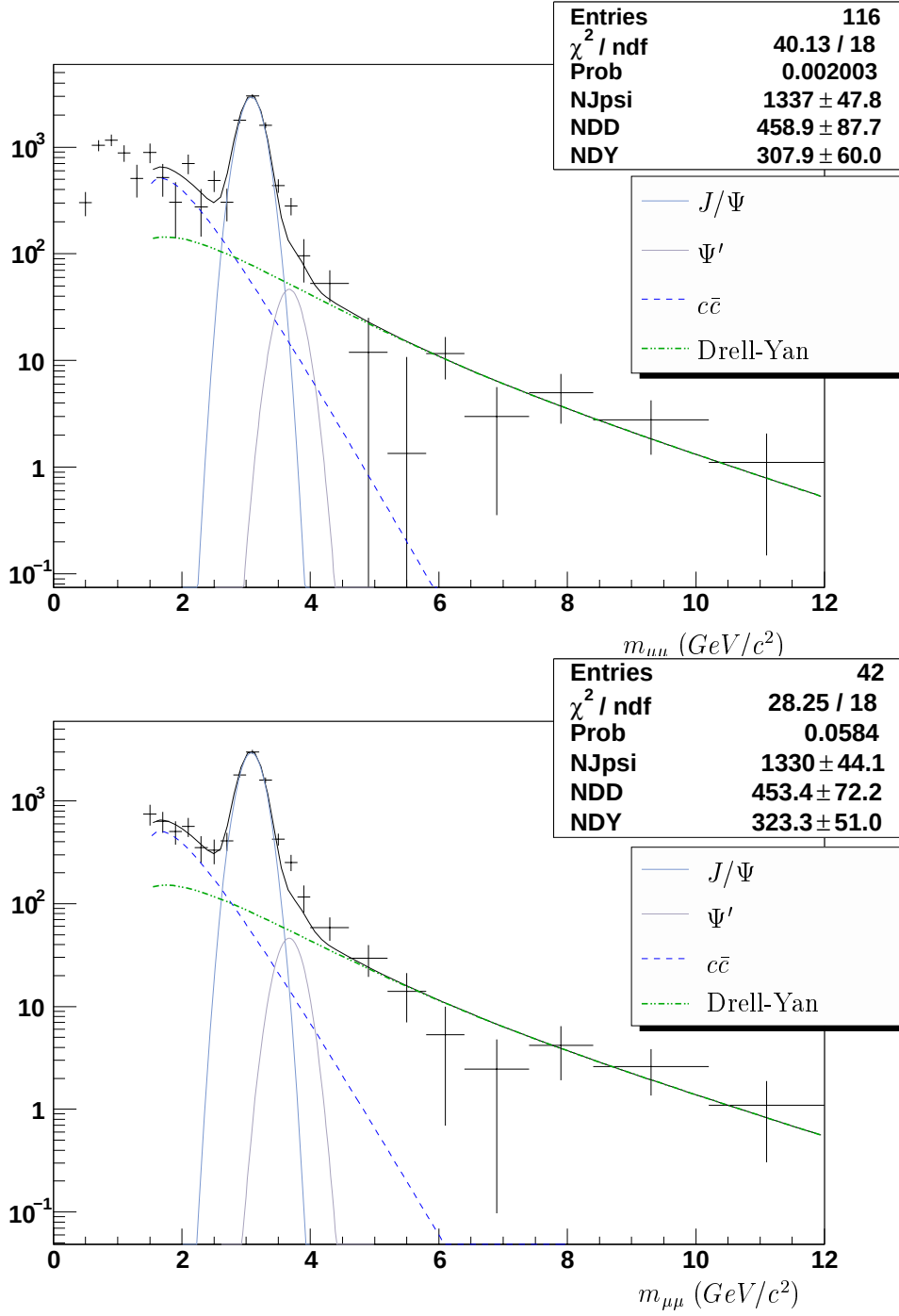


Fig. 19. Fit of the Run-3&4 data (for binning 1) with the main contributions: using raw background (upper plot) and fitted background (lower plot).

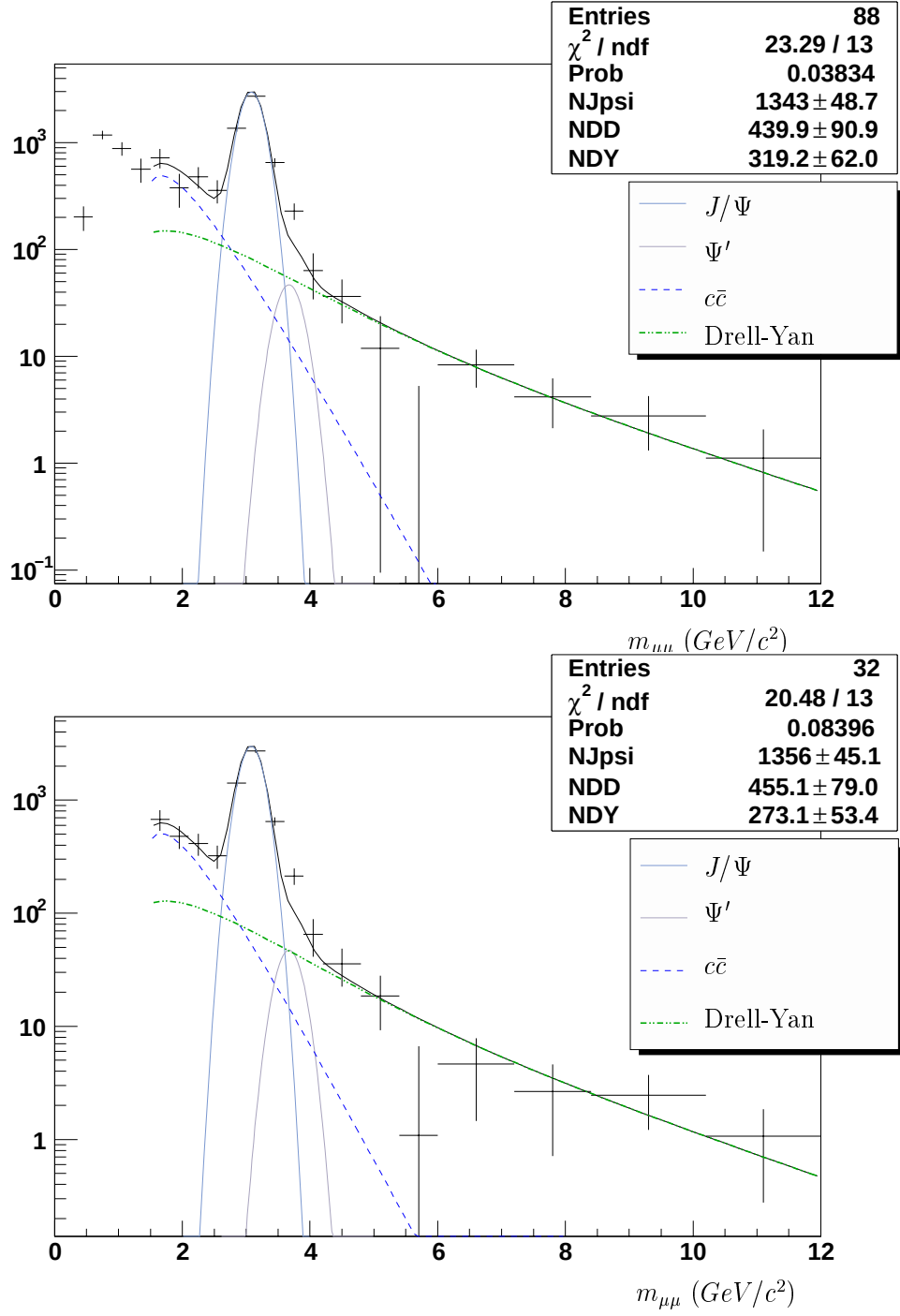


Fig. 20. Fit of the Run-3&4 data (for binning 2) with the main contributions: using raw background (upper plot) and fitted background (lower plot).

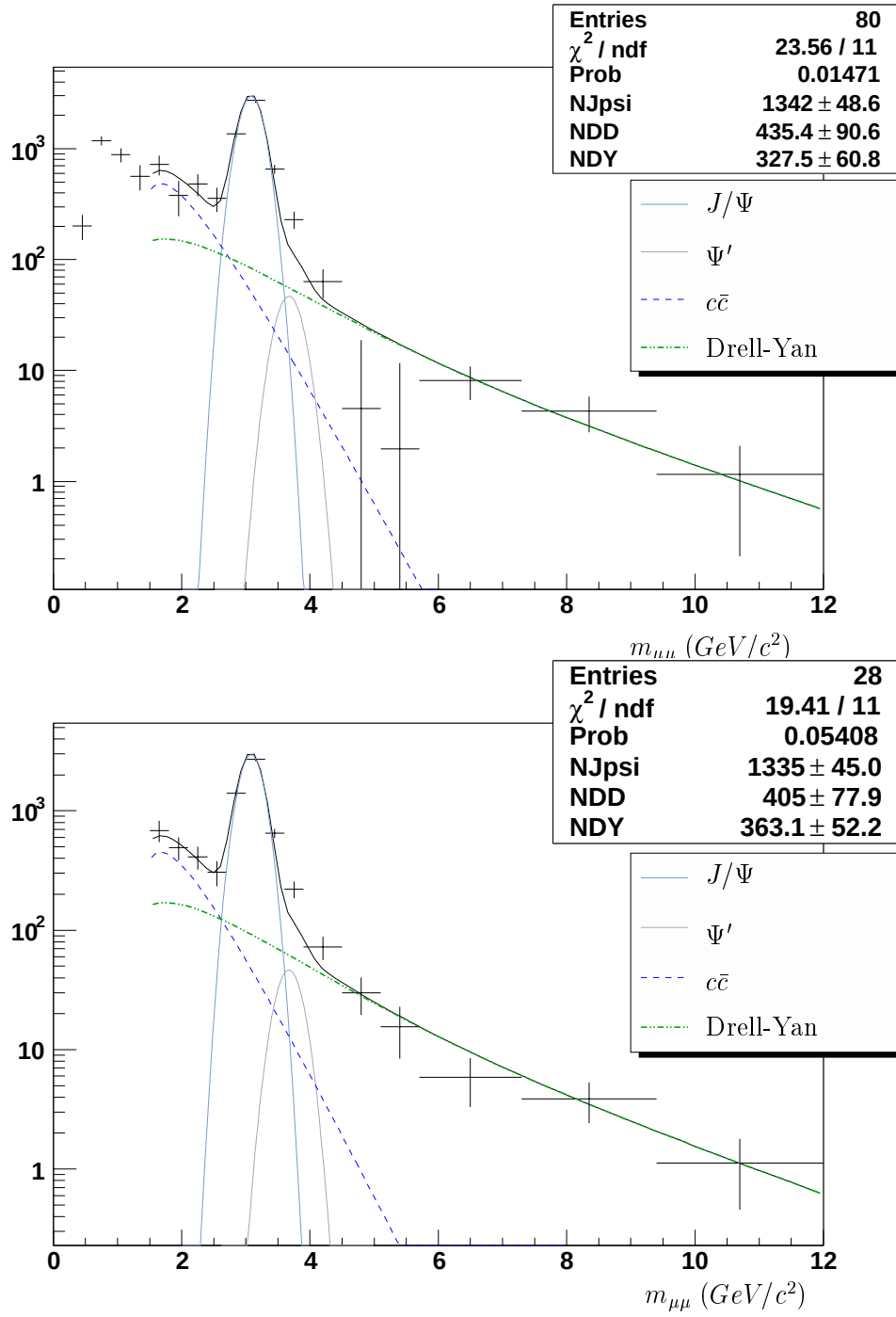


Fig. 21. Fit of the Run-3&4 data (for binning 3) with the main contributions: using raw background (upper plot) and fitted background (lower plot).

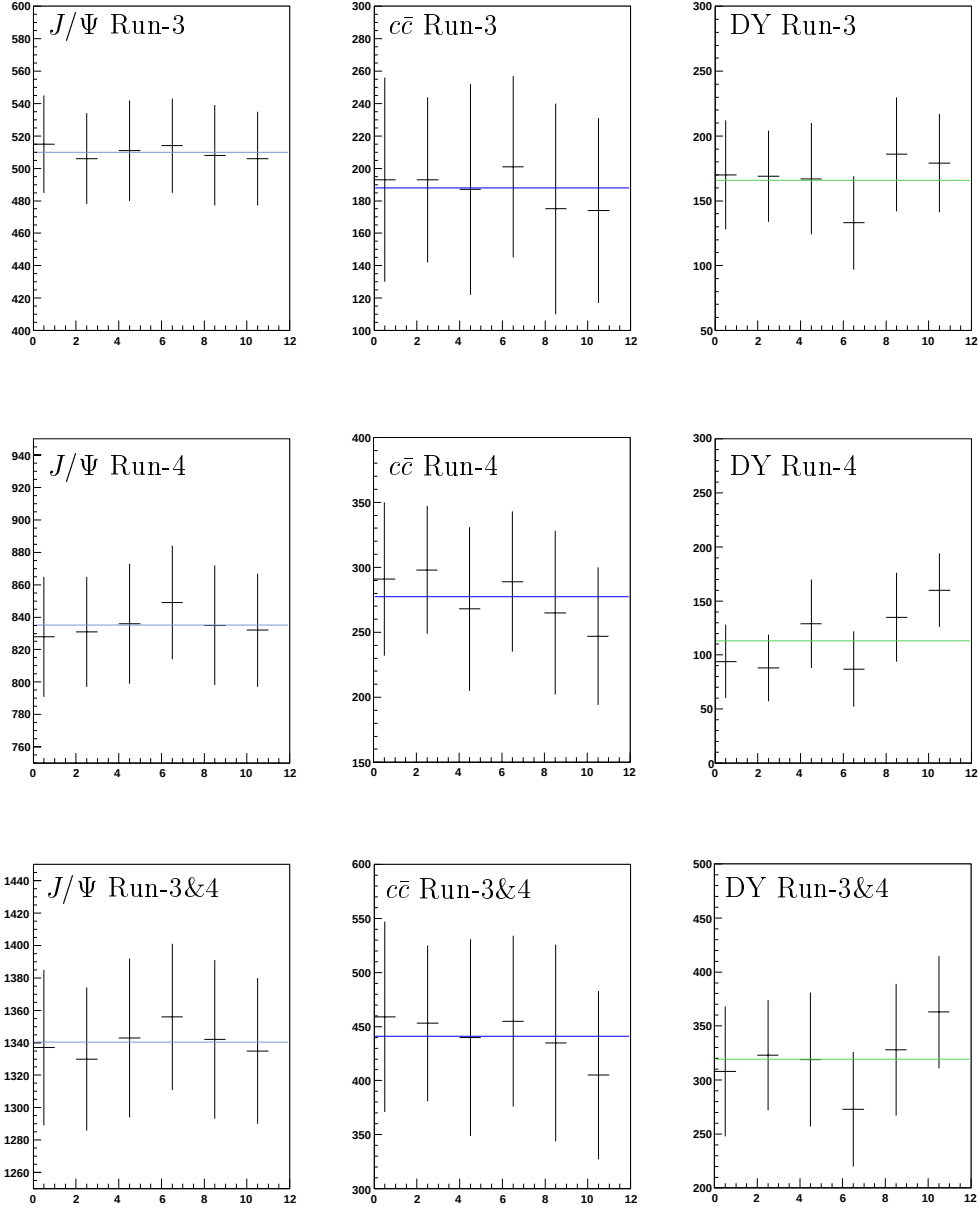


Fig. 22. Number of events given by the fit of the dimuon unlike-sign mass spectrum after background subtraction: for Run-3 (upper plots), Run-4 (middle plots) and the sum of Run-3&4 (lower plots). For each set of data, the left, middle and right plots give respectively the number of J/Ψ , open charm ($c\bar{c}$) and Drell-Yan (DY). In each graph, the six points represent the three type of binning with the two type of background subtraction as in table 8.

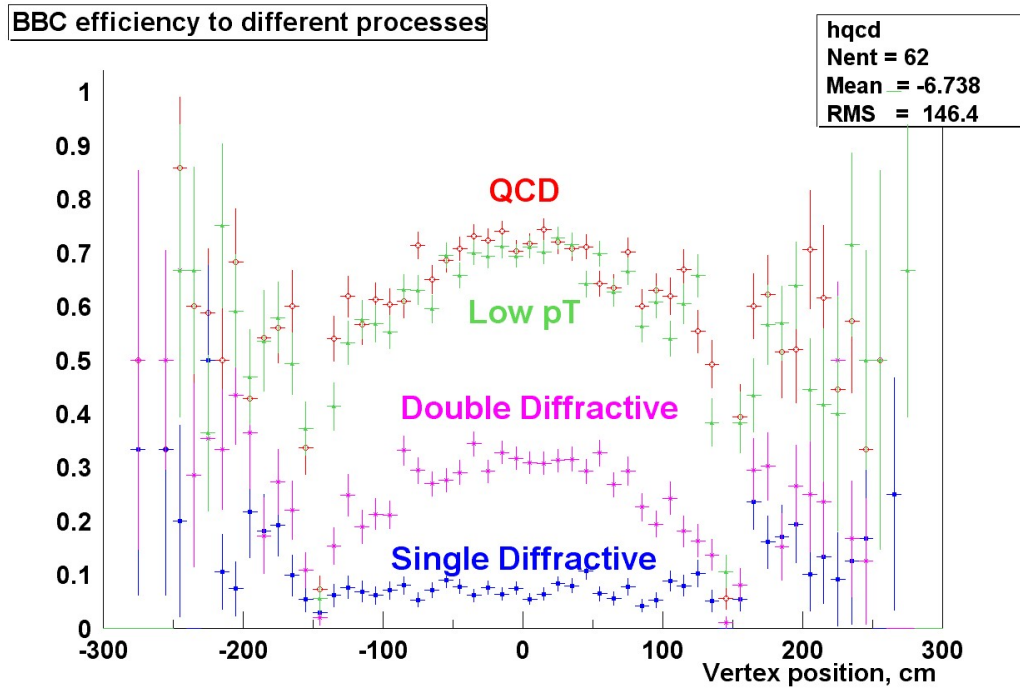


Fig. 23. Detection efficiency by *BBC* for the different processes produced in $p + p$ collisions, Ref. [14].

Chapitre 3

EXPÉRIENCE ALICE AU LHC

3.1 Les collisions d'ions lourds au LHC

Le LHC ('Large Hadron Collider') est le collisionneur de particules qui est actuellement en fin d'installation au CERN (Laboratoire européen pour la physique des particules, près de Genève). Sa mise en service prévue pour 2008 en fera le collisionneur de particules le plus puissant jamais construit. Il sera capable de porter des faisceaux de protons à une énergie $E_p = 7 \text{ TeV}$, soit une énergie disponible dans le centre de masse de la collision de $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$. La conception de cette machine a été initialement motivée par les programmes expérimentaux de physique des particules. Néanmoins, la possibilité de provoquer des collisions d'ions lourds avec des faisceaux de plomb ($Z/A = 82/208$) d'énergie $E_{\text{Pb}} \approx 2.75 \text{ TeV}$, soit $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.5 \text{ TeV}$, a également suscité l'intérêt de la communauté de physique des ions lourds.

Les quatre expériences qui opèreront auprès du LHC sont : ALICE [125, 23], ATLAS [118], CMS [119] et LHCb [120]. Le programme de physique se répartit en trois thèmes principaux :

- l'étude de la partie scalaire du modèle standard de la physique des particules, recherche du boson de Higgs, et extensions possibles vers les modèles supersymétriques et/ou de dimensions supplémentaires, thématiques principales des expériences ATLAS et CMS ;
- la problématique de l'asymétrie matière/antimatière à travers le phénomène de violation de la symétrie $\mathcal{CP}$, dont l'expérience dédiée est LHCb ;
- l'étude de la QCD dans des conditions thermodynamiques extrêmes conduisant à un milieu nucléaire déconfiné de type QGP, avec en particulier l'expérience ALICE.

Il est à noter que les expériences ATLAS et plus particulièrement CMS [121] intègrent dans leur programme expérimental une composante de physique des ions lourds.

Les collisions d'ions les plus lourds engendrées au LHC seront ainsi 27.5 fois plus énergétiques que celles provoquées au RHIC. Afin de varier la densité d'énergie du système produit dans ces collisions, il est prévu d'engendrer des collisions de systèmes plus légers, comme le présente la figure 3.1. Initialement, il est prévu de fonctionner en mode Pb-Pb, mais également d'étudier au moins un système de masse intermédiaire (à priori Ar-Ar) dans les cinq premières années d'opération. Dans ces conditions, la densité d'énergie ϵ_0 dans les collisions noyau-noyau variera dans l'intervalle $4 \lesssim \epsilon_0 \lesssim 30 \text{ GeV/fm}^3$. Une telle variation de la densité d'énergie permettra en principe de mieux caractériser le milieu produit dans les collisions d'ions lourds. Des collisions p-A sont également prévues afin d'étudier les effets nucléaires froids.

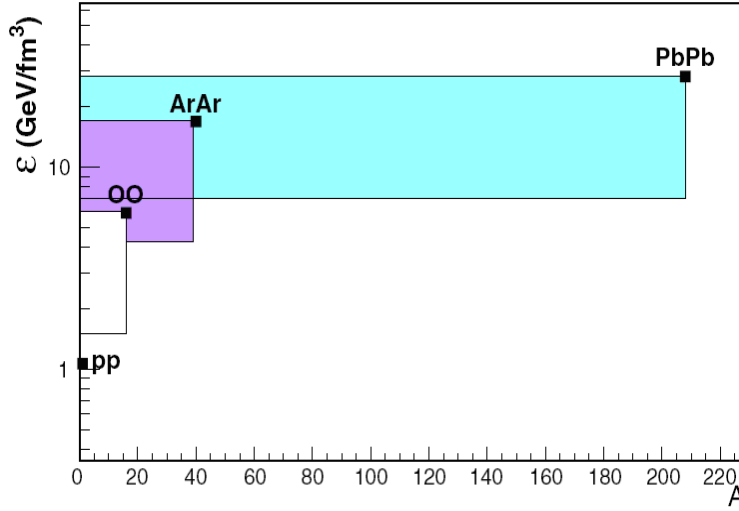


FIG. 3.1 – Variation de la densité d'énergie du système produit dans différents types de collisions [23]. La densité d'énergie a été calculée en utilisant la formule de Bjorken 1.14 sous la forme $\epsilon_0 = (160 A^{-2/3} dN_{ch}/dy|_{y=0}) \text{ MeV/fm}^3$, avec une densité de particules chargées (à $y = 0$) de 6000, 1200, 230 et 6.5 pour les collisions centrales Pb-Pb, Ar-Ar, O-O et les collisions 'Minimum Bias' p-p respectivement. Pour les modes noyau-noyau, la bande verticale donne l'intervalle dû à la variation de la densité de particules en fonction de la centralité de la collision : les limites supérieure et inférieure correspondent respectivement aux collisions centrales et 'Minimum Bias'.

Les principales caractéristiques du LHC au niveau de l'expérience ALICE pour les différents systèmes en collision sont résumées dans le tableau 3.1. On remarque l'influence du nombre d'expériences en fonctionnement pour la luminosité moyenne, particulièrement en mode Pb-Pb où la baisse de luminosité moyenne est de 8 % lorsqu'on passe de une à trois expériences qui acquièrent des données.

Malgré la chute de luminosité avec l'augmentation du nombre d'expériences en fonctionnement, il est toutefois intéressant de noter la complémentarité entre les différentes expériences. La figure 3.2 (à gauche) illustre cette complémentarité en terme d'acceptance cinématique dans le plan (p_T, η) pour l'étude de la production des quarks lourds dans les collisions p-p à $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$.

Dans la pratique il est prévu, dans le programme du LHC, de consacrer un mois de prise de données par an pour la physique des ions lourds. Les différentes études de canaux physiques à l'aide de simulations s'effectuent en général en considérant un temps d'acquisition effectif de 10^6 s par an pour les ions lourds. Dans la stratégie du programme d'étude des collisions d'ions lourds au LHC, la difficulté vient alors du fait que les collisions p-p dédiées au programme de physique des particules s'effectueront à une énergie de $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$. Pour que ces données puissent être utilisées comme normalisation des données noyau-noyau, il faudra effectuer une extrapolation basée sur des prédictions théoriques. Or les prédictions de la QCD perturbatives, illustrées sur la figures 3.2 (à droite), montrent que l'extrapolation théorique à $\sqrt{s} = 5.5 \text{ TeV}$ de résultats obtenus à $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ est entachée d'une incertitude relative pouvant être supérieure à 10 %.

Type de collisions	p-p	p-Pb	O-O	Ar-Ar	Pb-Pb
$\sqrt{s_{NN\,max}}$ (TeV)	14	8.8	7.0	6.3	5.5
$\mathcal{L}_0$ (cm ⁻² s ⁻¹)	5×10^{30}	1.1×10^{29}	2×10^{29}	1×10^{29}	1×10^{27}
$\frac{\langle \mathcal{L} \rangle}{\mathcal{L}_0}$ 1 exp			0.44	0.64	0.73
$\frac{\langle \mathcal{L} \rangle}{\mathcal{L}_0}$ 2 exp			0.35	0.62	0.70
$\frac{\langle \mathcal{L} \rangle}{\mathcal{L}_0}$ 3 exp			0.29	0.60	0.67

TAB. 3.1 – Principales caractéristiques des collisions au LHC au niveau de l'expérience ALICE [23] : énergie dans le centre de masse maximale pouvant être atteinte, luminosité maximale, et fraction de luminosité moyenne par rapport à la luminosité maximale dans le cas où une, deux ou trois expériences fonctionnent. Le fonctionnement nominal en mode p-p (Pb-Pb) sera obtenu avec des faisceaux composés de 2808 (592) paquets de 1.15×10^{15} protons (7×10^7 noyaux de plomb) [122]. La taille des paquets se caractérisera par une largeur de $16 \mu\text{m}$ et une longueur de 7.5 cm (en terme de r.m.s.).

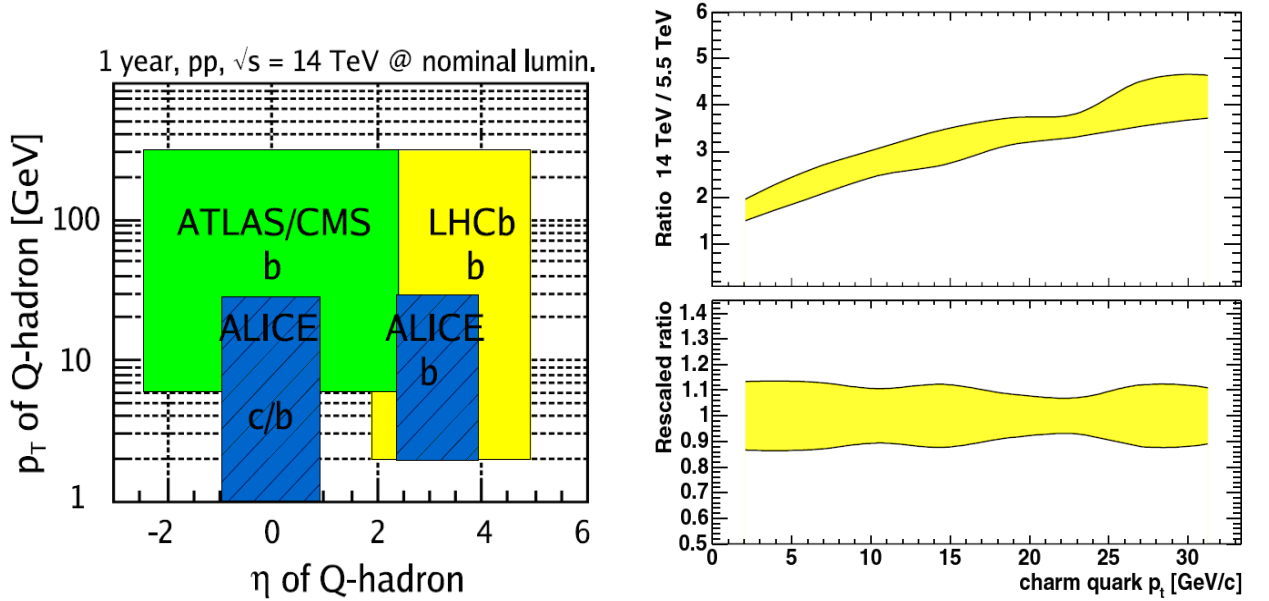


FIG. 3.2 – À gauche : acceptation des différentes expériences du LHC dans le plan (p_T, η) pour la production de hadrons lourds dans les collisions p-p à $\sqrt{s_{NN}} = 14 \text{ TeV}$ [35]. À droite (en haut) : section efficace différentielle en p_T de production de quarks c pour des collisions p-p à $\sqrt{s} = 14 \text{ TeV}$ divisée par celle à $\sqrt{s} = 5.5 \text{ TeV}$ [123] ; la bande indique l'incertitude théorique sur ce rapport (en haut). À droite (en bas) : le même rapport avec son incertitude théorique est normalisé à l'unité.

3.2 Le détecteur ALICE

L'expérience ALICE ('A Large Ion Collider Experiment') s'appuie sur une collaboration d'environ 1000 physiciens et ingénieurs provenant de 80 instituts répartis dans 30 pays. Le détecteur ALICE, représenté sur la figure 3.3, se compose de plusieurs sous-détecteurs [125, 23].

- Les hadrons, les électrons et les photons sont détectés et identifiés dans la partie centrale $|\eta| \leq 0.9$ ($45^\circ \leq \theta \leq 135^\circ$) grâce à :
 - un système de trajectographie composé de l'ITS ('Inner Tracking System' [126]) et de la TPC ('Time Projection Chamber' [127]) avec $\Delta\phi = 360^\circ$,
 - un système d'identification des particules chargées formé du TRD ('Transition Radiation detector' [128]) et du TOF ('Time Of Flight' [129]) avec $\Delta\phi = 2\pi$, et du HMPID ('High Momentum Particle IDentification [130]') avec $\Delta\phi = 57.61^\circ$,
 - un calorimètre électromagnétique — PHOS ('PHOTon Spectrometer' [131]) — pour l'identification et la reconstruction des photons dans $\Delta\phi = 100^\circ$. Un autre calorimètre électromagnétique — EMCAL ('ElectroMagnetic CALorimeter — en cours de conception permettra la reconstruction des jets.

Le tout est plongé dans un champ magnétique axial pouvant atteindre 0.5 T. Ce champ est produit par le solénoïde de l'expérience L3 du LEP parcouru par un courant de 30 000 A. Un ensemble de scintillateurs (ACORDE) placés au-dessus du solénoïde permettra de déclencher sur des événements cosmiques.

- Les muons sont détectés à l'aide d'un spectromètre [133] situé le long du faisceau $-4.0 \leq \eta \leq -2.4$ ($-172^\circ \leq \theta \leq -171^\circ$) sur tout le domaine azimutal. Il est constitué d'un ensemble d'absorbeurs ('front absorber', 'beam shielding' et 'muon filter'), d'un système de trajectographie (dix 'tracking chambers') utilisant un aimant dipolaire ($B_{max} = 0.7$ T et $\int B dl = 3$ T m), et d'un système de déclenchement (quatre 'trigger chambers').
- Un ensemble de détecteurs placés à grande rapidité permet d'augmenter l'acceptance générale d'ALICE pour la caractérisation des événements et leur déclenchement : en mesurant les particules chargées à $-2.4 \leq \eta \leq 5.1$ — FMD ('Forward Multiplicity Detector'), V0 et T0 [135] — et la multiplicité de photons dans le domaine $2.3 \leq \eta \leq 3.5$ — PMD ('Photon Multiplicity Detector' [136]). De plus les ZDCs ('Zero Degree Calorimeters' [137]), placés à 116 m du point d'interaction, permettent de mesurer les nucléons spectateurs afin de déterminer la centralité des collisions d'ions lourds.
- Les simulations complètes ont permis d'estimer la taille moyenne d'un événement qui sera enregistré par ALICE avant compression : de 2.5 MB pour les collisions 'Minimum Bias' p-p à 86.5 MB pour les collisions centrales Pb-Pb (à 97 % des données de la TPC et du TRD) [23]. La bande passante ayant été fixée à 1.25 GB/s, le taux d'acquisition d'événements complets pour des collisions centrales Pb-Pb est seulement de 14.45 Hz. En revanche, si on ne s'intéresse qu'aux événements avec des muons, plus les détecteurs de centralité, le taux d'acquisition d'événements centraux Pb-Pb peut atteindre 2.9 kHz. On voit ainsi qu'il a été nécessaire de définir une stratégie à la fois pour le système général de déclenchement et l'acquisition des données [138], mais aussi pour le traitement des données enregistrées [139].

Cet ensemble de détection qui a une masse équivalente à celle de la Tour Eiffel (10 000 tonnes) contient environ 16 millions de canaux électroniques (en grande partie l'ITS). Il est conçu

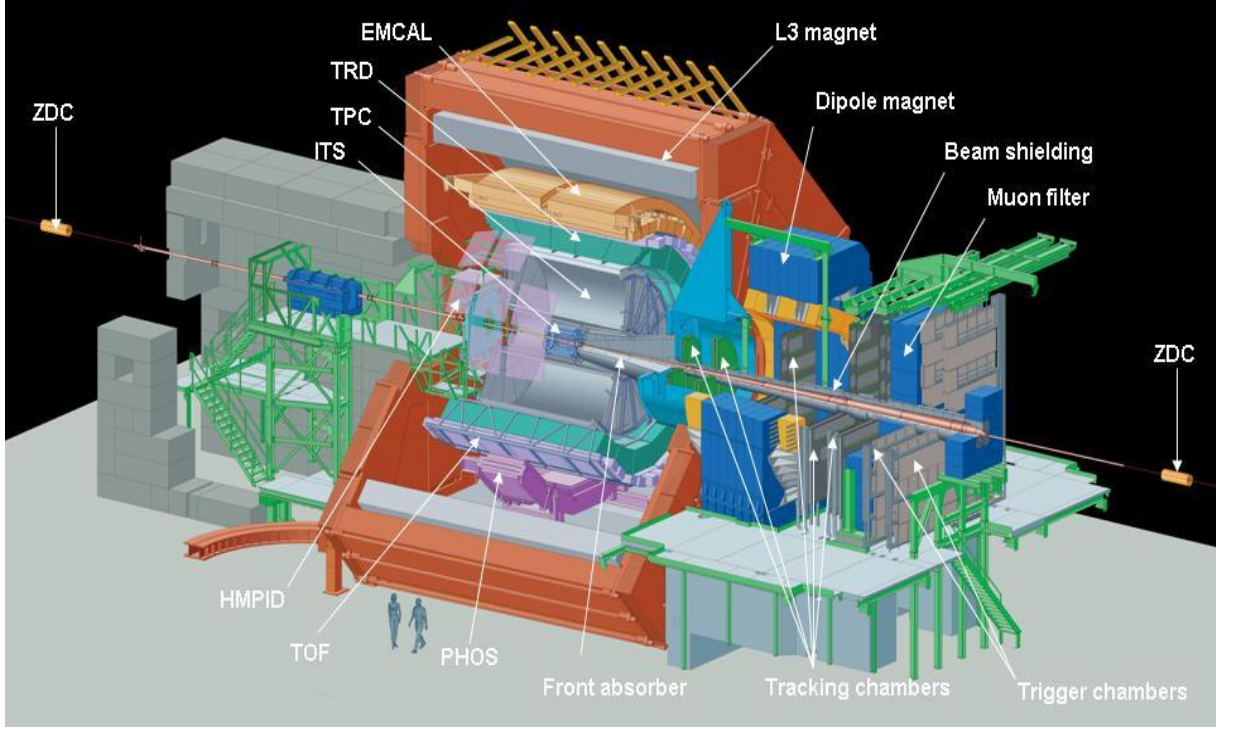


FIG. 3.3 – Schéma éclaté en trois dimensions du détecteur ALICE [124].

pour fonctionner dans un environnement de collisions d'ions lourds de grande multiplicité $dN_{ch}/dy|_{y=0} \approx 8000$.

Les simulations complètes d'événements dans le détecteur ALICE ont permis d'étudier ces performances en termes de physique [123]. La position du point d'interaction pour les collisions Pb-Pb sera reconstruite avec une résolution de $5 \mu\text{m}$ dans la direction du faisceau et de $25 \mu\text{m}$ dans le plan transverse, et avec une résolution dix fois moins bonne pour les collisions p-p (la première couche de l'ITS se situe juste après le tube à vide en béryllium de 0.8 mm d'épaisseur, c'est-à-dire à 4 cm du point d'interaction). La centralité des collisions d'ions lourds pourra être déterminée, en terme de nombre de nucléons participants N_{part} , avec une résolution $\sigma_{N_{part}} \approx 15$, et ce indépendamment de la centralité. Pour des collisions Pb-Pb, ce résultat montre qu'un nombre conséquent de classes de centralité pourra être défini. Pour un champ magnétique $B = 0.5 \text{ T}$, la reconstruction des particules chargées dans la partie centrale s'effectuera avec une résolution $\sigma_{p_T}/p_T = 0.7\%$ (3.5%) et une efficacité de 90% (60%) pour des particules de $p_T = 1 \text{ GeV}/c$ ($100 \text{ GeV}/c$). La distance minimale d'approche de ces traces, par rapport au point d'interaction de la collision, sera reconstruite avec une résolution de $50 \mu\text{m}$ ($100 \mu\text{m}$) pour les collisions Pb-Pb (p-p). Ces performances permettront de distinguer les particules chargées issues des hadrons beaux, pour lesquels la distance moyenne de vol avant désintégration est $c\tau \approx 500 \mu\text{m}$. L'efficacité d'identification des hadrons chargés sera de 50% pour les pions ($p \lesssim 6 \text{ GeV}/c$) et les protons ($p \lesssim 5 \text{ GeV}/c$), de 40% pour les kaons ($p \lesssim 3 \text{ GeV}/c$), avec une contamination de mauvaises identifications d'environ 30% dans chaque cas (la résolution temporelle du TOF est inférieure à 100 ps). Ces performances combinées montrent qu'il sera possible d'étudier précisément la composition chimique du système, ainsi que les effets collectifs. La reconstruction des photons d'énergie

$0.5 < E_\gamma < 40$ GeV s'effectuera avec une efficacité de 90 % et de 50 % dans les collisions p-p et centrales Pb-Pb respectivement, avec une contamination inférieure à 3 %. Ces performances permettront une étude des photons thermiques (à bas p_T) et des photons directs issus de processus durs (à haut p_T). Pour les électrons d'impulsion $p > 1$ GeV/c, l'efficacité d'identification est estimée à 90 % avec un facteur de réjection des pions de 100. Les performances attendues du spectromètre à muons sont telles que même dans les scénarii les plus pessimistes de bruit de fond, l'efficacité de reconstruction sera de 95 %. Il sera alors possible d'étudier la production de saveurs lourdes sur une grande plage en impulsion transverse et en rapidité, avec une résolution en masse de reconstruction des quarkonia de $\sigma_{m_{J/\psi}} = 30$ (70) MeV/c² et $\sigma_{m_\Upsilon} = 80$ (100) MeV/c² en diélectron (dimuon).

3.3 Le détecteur du système de déclenchement des muons

Le système de déclenchement ('trigger') du spectromètre à muons de l'expérience ALICE est le dernier élément de détection à partir du point d'interaction [134]. Il se situe entre le mur de fer, qui sert à diminuer le bruit de fond, et le mur de la caverne, soit à plus de quinze mètres du point d'interaction. Son rôle est de sélectionner des événements avec au moins un muon, ou une paire de muons (dimuon) de signe contraire ou de même signe. Le système comporte deux stations, séparées d'un mètre, chacune constituée de deux plans de détection. Chaque plan se compose mécaniquement de deux demi-plans d'environ six mètres de haut et trois mètres de large (voir la figure 3.4), chacun étant constitué de neuf détecteurs indépendants de type 'Resistive Plate Chamber' (RPC ¹).

Les RPC sont des détecteurs constitués de deux plaques résistives en bakélite soumises à une haute tension et entre lesquelles circule un gaz [140]. Une particule chargée qui traverse le détecteur ionise le gaz. Les charges migrent rapidement et se multiplient par phénomène d'avalanche dans le champ électrique produit par la haute tension. Les paquets de charges induisent alors des impulsions électriques sur des bandes conductrices ('strips') disposées sur un isolant contre les plaques de bakélite. Une électronique adaptée placée en bout de 'strip' recueille le signal électrique, tandis qu'une adaptation d'impédance à l'autre bout évite la réflexion du signal. Des bandes croisées permettent ainsi une localisation tridimensionnelle de l'impact de la particule sur le détecteur, dont on connaît par ailleurs la position et l'orientation. Les caractéristiques des RPC utilisées pour le système de déclenchement du spectromètre à muon d'ALICE sont les suivantes [141] :

- épaisseur des plaques de bakélite = 2 mm ;
- résistivité de la bakélite $\approx 10^9 \Omega \text{ cm}$;
- distance entre les plaques de bakélite = 2 mm ;
- composition du gaz ²
 - en mode 'streamer' = 51 % Ar + 41 % C₂H₂F₄ + 7 % iC₄H₁₀ + 1 % SF₆ avec 50 % d'humidité relative,

¹Dans leur papier original [140], Santonico et Cardelli nomment leur détecteur : 'Resistive Plate Counters'.

²Les différents gaz ont pour rôle : d'amplifier le signal (Ar) ou d'éviter la propagation d'électrons ou de photons dans le gap de gaz (C₂H₂F₄, iC₄H₁₀ et SF₆) ; tandis que l'humidité du gaz évite l'assèchement de la bakélite qui conduirait à une augmentation de sa résistivité.

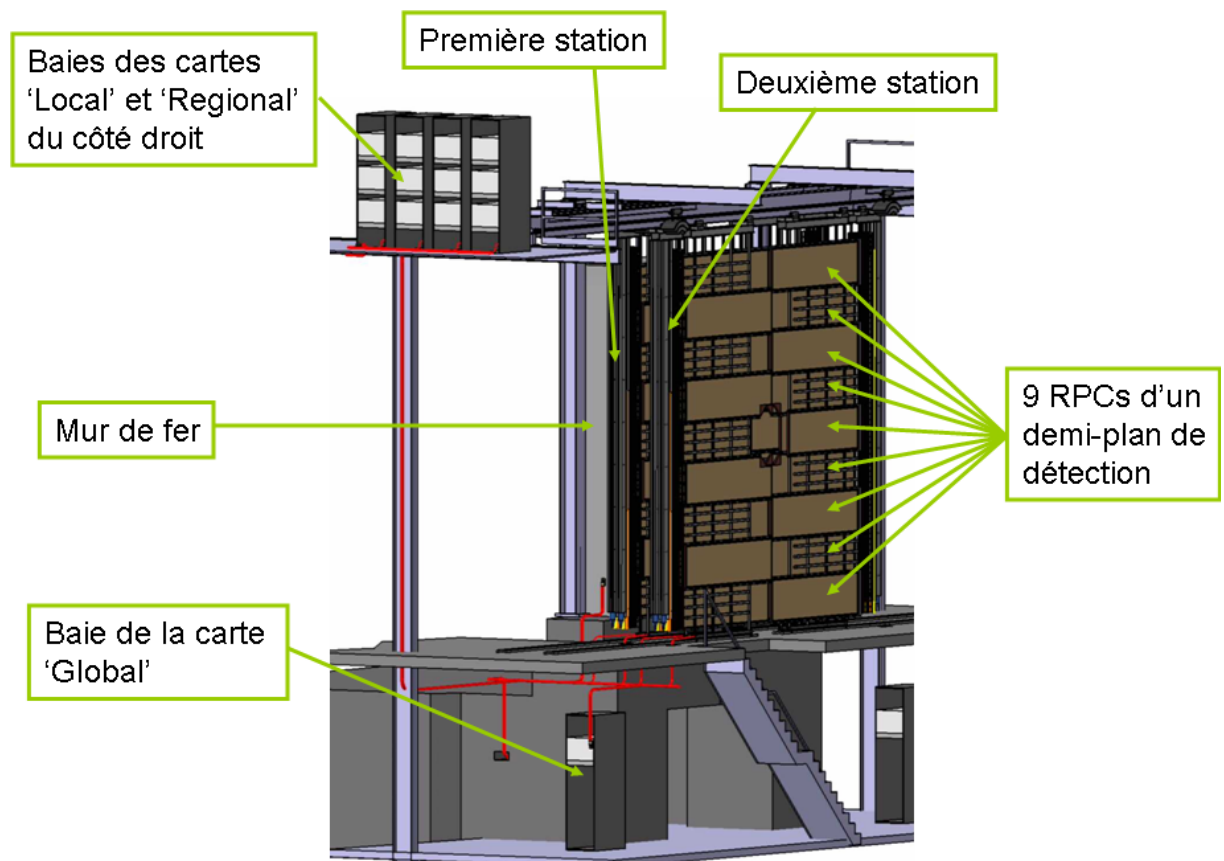


FIG. 3.4 – Schéma tridimensionnel du système de déclenchement du spectromètre à muons de l'expérience ALICE.

- en mode avalanche saturé = 89.7 % C₂H₂F₄ + 10 % iC₄H₁₀ + 0.3 % SF₆ avec 50 % d’humidité relative ;
- haute tension de fonctionnement
 - en mode ‘streamer’ $\approx 8\,000$ V,
 - en mode avalanche saturée $\approx 10\,000$ V ;
- taille des bandes conductrices $\approx 1 - 2 - 4$ cm pour une longueur comprise entre 17 et 72 cm ;
- taille des RPCs ≈ 70 cm $\times$ 300 cm.

Des prototypes de RPCs ont été testés auprès de faisceaux de muons du PS et du SPS (avec ou sans la source de gamma GIF) au CERN. En fonctionnement optimal, soit environ 400 V au-delà d’une efficacité de 90 %, les principaux résultats obtenus en mode ‘streamer’ sont [141] :

- une efficacité de l’ordre de 98 % (95 %) en l’absence de bruit de fond (avec un bruit de fond de 500 Hz/cm²),
- une résolution temporelle d’environ 1 ns,
- une taille moyenne de ‘cluster’³ de 1.5 (1.2) pour des ‘strips’ de 1 cm (2 cm).

L’efficacité de détection du système est cependant supérieure à 99 % en requérant qu’au moins trois plans sur quatre soient touchés [142].

Les résultats obtenus sur la résolution spatiale, dont la publication [143] est reportée en fin de chapitre [*Publication ALICE 1*], s’accordent (aux effets de bord près) avec une loi uniforme : la résolution spatiale est telle que $\sigma_w = w/\sqrt{12}$ pour des ‘strips’ de largeur w . Cette étude a permis d’évaluer la loi de probabilité F_{prob} de déclencher un ‘strip’ en fonction de la distance d’impact de la particule par rapport au bord du ‘strip’ Δx_{str} , et en fonction de la haute tension V_{RPC} qui est appliquée à la RPC (voir figure 3.5, à gauche) :

$$F_{\text{prob}}(\Delta x_{\text{str}}) = \frac{1}{1 + c(V_{\text{RPC}})} \left[\frac{a(V_{\text{RPC}})}{a(V_{\text{RPC}}) + (\Delta x_{\text{str}})^b} + c(V_{\text{RPC}}) \right]. \quad (3.1)$$

Cette loi modifiée, de façon ad-hoc, en fonction de l’angle de la particule par rapport à la normale à la RPC θ_{inc} , sous la forme $a(V_{\text{RPC}}) = a(V_{\text{RPC}})/\cos \theta_{\text{inc}}$, permet de reproduire de façon satisfaisante les distributions de la taille des ‘clusters’ en fonction de la haute tension appliquée à la RPC et de l’angle d’incidence de la particule, comme illustré sur la figure 3.5 (à droite).

3.4 L’électronique frontale du système de déclenchement des muons

La sélection des particules, susceptibles d’être des muons, s’effectue sur le critère d’une coupure en impulsion transverse, laquelle est reliée à l’angle de déviation verticale (le champ dipolaire étant horizontal, perpendiculaire au faisceau) [144]. L’architecture électronique adoptée pour le système de déclenchement des muons est représentée sur la figure 3.6. Les signaux des RPCs sont lus par une électronique frontale, dite FEE (‘Front-End Electronics’), constituée de 2384 cartes FEB (‘Front-End Board’), qui délivrent des signaux logiques à

³Un ‘cluster’ est un ensemble de ‘strips’ consécutifs qui sont déclenchés lors du passage d’une particule à travers la RPC.

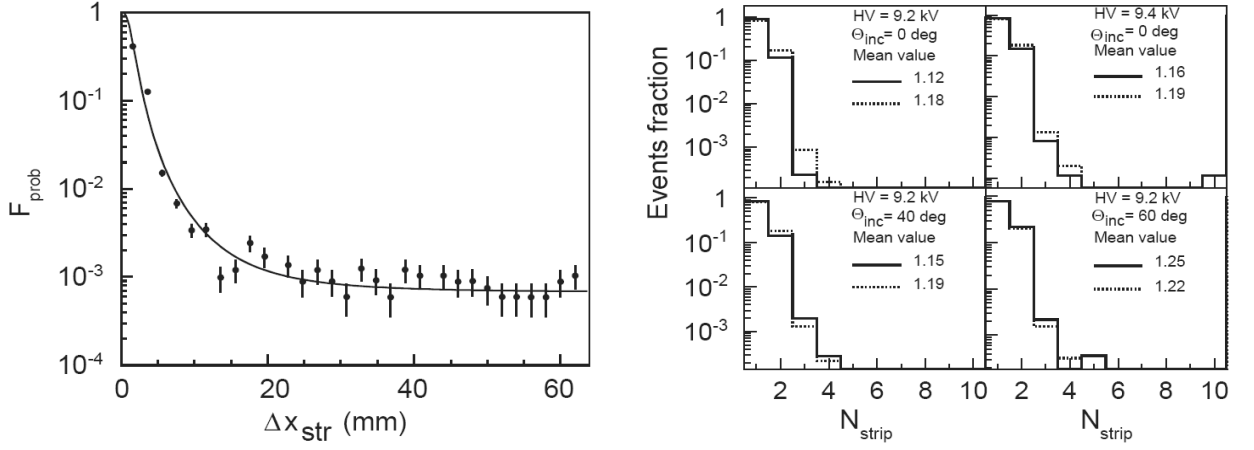


FIG. 3.5 – À gauche : probabilité de déclencher un 'strip' en fonction de la distance Δx_{str} entre le point d'impact de la particule sur la RPC et le bord du 'strip'. À droite : fraction d'événements déclenchant N_{strip} 'strips' de 2 cm, pour différentes valeurs de la haute tension appliquée à la RPC et différents angles d'incidence θ_{inc} des particules par rapport à la normale à la RPC. Les lignes continues et en tirets-pointillés représentent respectivement les données de tests en faisceau et la simulation à l'aide de la loi de probabilité de déclencher un 'strip' (les chiffres donnent la taille moyenne des 'clusters').

l'électronique de 'trigger'. Cette électronique de 'trigger' est structurée en trois niveaux : une première étape réalisée par l'électronique 'Local' (242 cartes) reconstruit les traces et applique les coupures en p_T à l'aide de 'Look-Up-Table' [145], ensuite l'électronique 'Regional' (16 cartes) rassemble les informations de plusieurs cartes 'Local', et finalement une carte 'Global' délivre les signaux du système de déclenchement du spectromètre à muons au 'Central Trigger Processor' (CTP) au plus 800 ns après la collision. D'autres cartes électroniques permettent de tester la chaîne électronique complète (FET), de charger les paramètres nécessaires au fonctionnement des cartes 'Local' et 'Regional' (JTAG), et de communiquer avec l'acquisition (LTU et DARC).

Les mesures réalisées sur site après installation de l'électronique et des câbles fournissent une valeur du temps de réponse de 640 ns entre le signal qui arrive sur la carte 'Global' et celui entrant sur les FEB. À cela, il faut ajouter : le temps de vol des particules depuis le point d'interaction jusqu'aux RPC ($17 \text{ m} \times 3.33 \text{ ns/m} \approx 57 \text{ ns}$), le temps de réponse des RPCs estimé à environ 5 ns, le temps de propagation sur les 'strips' les plus longues ($0.72 \text{ m} \times 5 \text{ ns/m} \approx 4 \text{ ns}$), le temps de réponse de la carte 'Global' mesuré à 25 ns et le temps de propagation jusqu'au CTP ($5 \text{ m} \times 5 \text{ ns/m} = 25 \text{ ns}$). Finalement, les signaux du système de déclenchement des muons arriveront au CTP au bout d'un temps estimé à $\approx 756 \text{ ns}$ après la collision, délai qui répond au cahier des charges ($< 800 \text{ ns}$).

Le rôle de l'électronique frontale est de délivrer un signal logique le plus rapidement possible lorsque le détecteur produit un signal ('streamer' ou avalanche). L'ensemble des signaux des 20992 voies doit arriver au niveau des cartes 'Local' dans une fenêtre temporelle inférieure à 25 ns, période maximale des collisions au LHC, afin de ne pas mélanger les signaux des différentes collisions. La forme particulière des signaux délivrés par une RPC fonctionnant en mode 'streamer' (une petite impulsion appelée précurseur suivie d'une grande impulsion

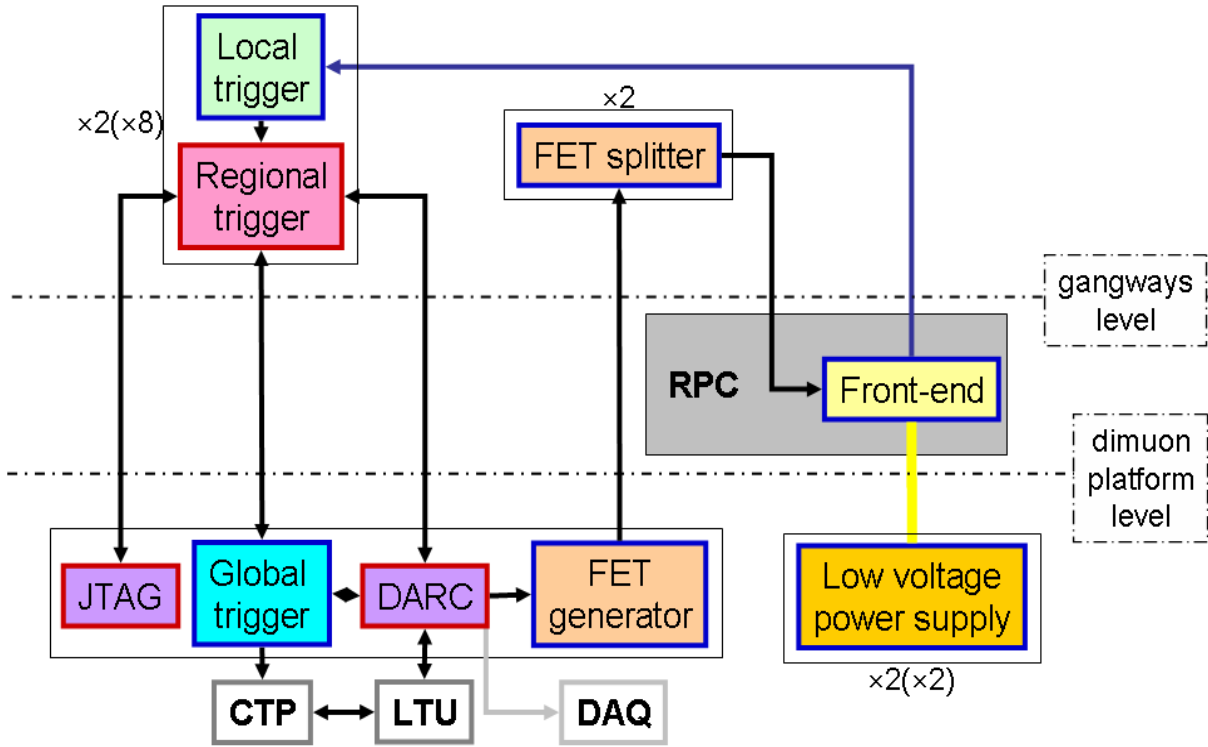


FIG. 3.6 – Représentation schématique de l'architecture de l'électronique du système de déclenchement du spectromètre à muons de l'expérience ALICE. Les lignes horizontales (en tiret-pointillé) 'dimuon platform level' et 'gangways level' indiquent respectivement le sol sur lequel repose le détecteur, en dessous duquel se situent des baies d'électronique, et les passerelles (six mètres au-dessus) sur lesquelles se situent également des baies d'électronique.

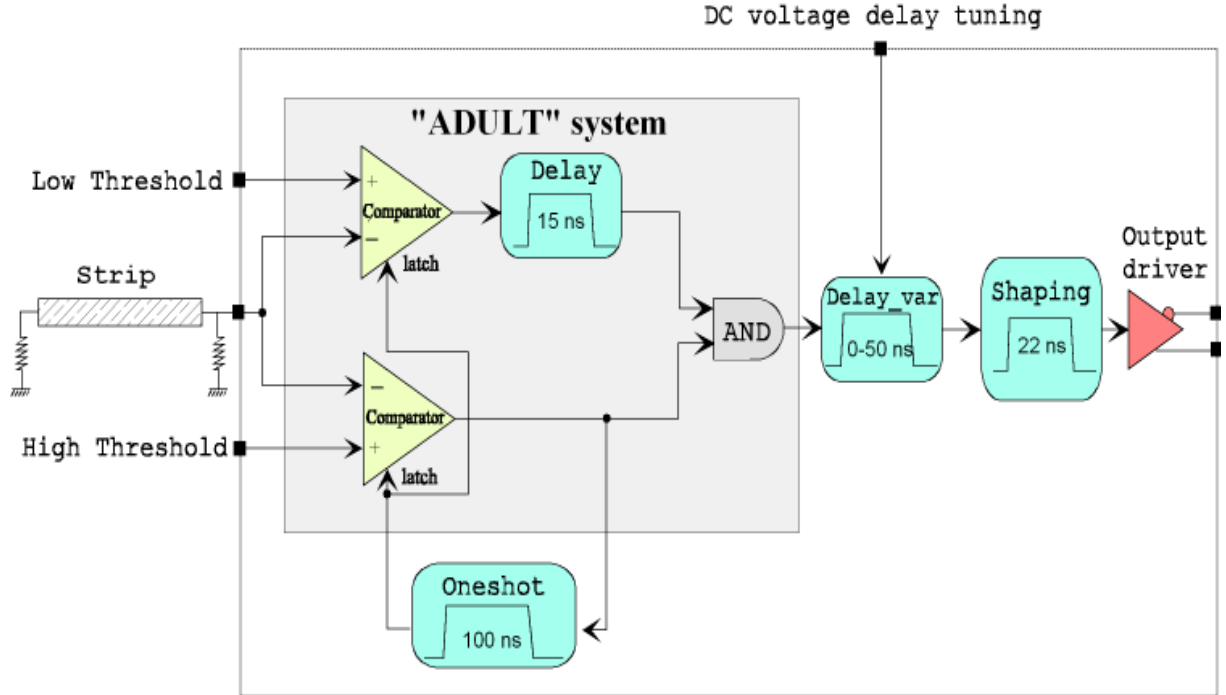


FIG. 3.7 – Schéma de principe d'une voie de l'électronique frontale du système de déclenchement du spectromètre à muons de l'expérience ALICE.

dite 'streamer') a nécessité le développement d'une nouvelle technique de double discrimination, appelée ADULT ('A DUaL Threshold') [146, 147], avec deux seuils pour détecter le signal précurseur (seuil bas) et le signal 'streamer' (seuil haut). Cette technique permet d'obtenir une résolution temporelle de 1 ns en exploitant la faible dispersion temporelle du signal précurseur par rapport à l'instant de passage de la particule à travers la RPC. Le signal 'streamer' qui peut arriver plusieurs nanosecondes après le signal précurseur permet de valider l'information de passage de la particule dans la RPC.

L'électronique frontale s'articule autour d'un ASIC à 8 canaux développé au LPC en technologie BiCMOS $0.8\ \mu\text{m}$ (AustriaMicroSystems) [148]. La référence [150], qui est reproduite en fin de chapitre [*Publication ALICE 2*], donne une description de la version finale du circuit. Le principe de fonctionnement d'une voie d'électronique est représenté sur la figure 3.7. Deux comparateurs réalisent la détection des deux impulsions : le précurseur avec le seuil bas ('Low Threshold' $\approx 10\ \text{mV}$) et le 'streamer' avec le seuil haut ('High Threshold' $\approx 80\ \text{mV}$). Un délai fixe ('Delay') retarde la sortie du comparateur à seuil bas afin que celle-ci donne la référence en temps. Un système de verrouillage ('Oneshot') bloque la voie pendant un temps, fixé à $\approx 100\ \text{ns}$, ce qui évite l'empilement des signaux. Le délai variable ('Delay_var'), ajusté à l'aide d'une tension extérieure, permet d'adapter le temps de réponse de l'ASIC à la longueur du câble associé à la carte. Enfin, une mise en forme ('Shaping') délivre un signal logique de niveau LVDS d'environ 22 ns de large.

La granularité du détecteur a nécessité de réaliser dix types de cartes FEB : pas de 1, 2 et 4 cm pour l'analyse des signaux positifs qui correspondent au plan de lecture avec des 'strips'

horizontaux (déviations verticales des particules), pas de 2 et 4 cm pour l'analyse des signaux négatifs, et ce pour chacune des deux stations qui sont homothétiques. De plus, l'optimisation de la longueur des câbles reliant l'électronique frontale à l'électronique de 'trigger' (entre 14 et 20 m) a nécessité une compensation sur les FEBs. Toutes ces contraintes sont prises en compte dans la conception des cartes, l'ASIC restant unique. La photographie d'une carte est montrée sur la figure 6 [*Publication ALICE 2*].

L'équipement du système de déclenchement des muons nécessite 2624 ASICs et 2384 FEBs (les cartes au pas de 1 cm possèdent 2 ASICs). À cela, il faut ajouter les éléments de rechange, soit $\approx 20\%$ d'ASICs et $\approx 5\%$ de FEBs. Le test complet de cette électronique n'a pu se faire que par le biais d'un banc de test automatisé (développé au LPC).

Un système de test (FET pour 'Front-End Test'), intégré sur les FEBs, permet d'injecter des impulsions de type RPC sur toutes les entrées des ASICs afin de vérifier le bon fonctionnement de chacune des 20992 voies d'électronique.

Une description détaillée de toute cette électronique frontale (ASIC, FEB et FET) est présentée dans une 'ALICE Engineering Note' [149]. Dans cette note, sont également présentées : les performances obtenues à l'aide de simulations, lors de tests sur banc en laboratoire et lors de tests sur détecteur au CERN, mais également la tenue aux radiations. Toutes les études menées montrent que cette électronique répond correctement au cahier des charges imposé par les objectifs de physique et les conditions environnementales.

Au total, il a été produit 3566 ASICs en une seule fonderie. Les cartes (FEBs) ont été produites en deux fois : tout d'abord une pré-production de 286 cartes, destinée au banc de test des RPCs à Torino, puis la production de 2504 cartes pour l'expérience.

La même carte équipée d'un support dans lequel un ASIC peut être inséré a été utilisée pour le test des ASICs. La photographie de la figure 8 [*Publication ALICE 2*] montre la carte centrale du banc de test. Il en est ressorti que la fraction d'ASICs ne fonctionnant pas était inférieure à 6%. Après test des cartes câblées par une entreprise extérieure, il a été nécessaire de changer environ 4% des ASICs. Le nombre d'ASICs en état de fonctionner après la production complète des FEBs était d'environ 3200. Nous disposons ainsi de 22% d'ASICs de rechange pour l'expérience. Mais comme certains ont des caractéristiques au-delà de la limite fixée, comme illustré sur la figure 9 [*Publication ALICE 2*], une petite production additionnelle de 400 ASICs a été effectuée (taux de déchet de 5%). La figure 3.8 illustre les caractéristiques des ASICs des deux productions, notées initiale pour la production principale de départ et additionnelle pour cette deuxième tranche de rechange. Les ASICs de la production additionnelle comparés à la production initiale sont :

- en moyenne plus rapide, ce qui se corrige à l'aide d'un potentiomètre sur la carte ;
- ils possèdent un signal de sortie moins large ; l'ajout d'un régulateur basse tension sur les FEBs sera alors peut-être nécessaire afin de ramener cette valeur au plus près de 25 ns, valeur maximale admissible afin que le signal ne soit pas capturé par deux signaux distincts de lecture des cartes 'Local' dont la fréquence de lecture est celle de l'horloge du LHC (40 MHz) ;
- l'amplitude des signaux de sortie est légèrement supérieure. Le critère de sélection a été fixé à (800 ± 100) mV, ce qui garantit une amplitude compatible avec la norme LVDS après l'atténuation dans des câbles de 25 m de long.

D'autre part, sur la figure 3.9, on constate que la différence de temps Δt_{ASIC} entre la voie la moins rapide et la plus rapide d'un même ASIC possède un comportement similaire entre les deux productions. Le critère de sélection des ASICs sur ce paramètre a été fixé

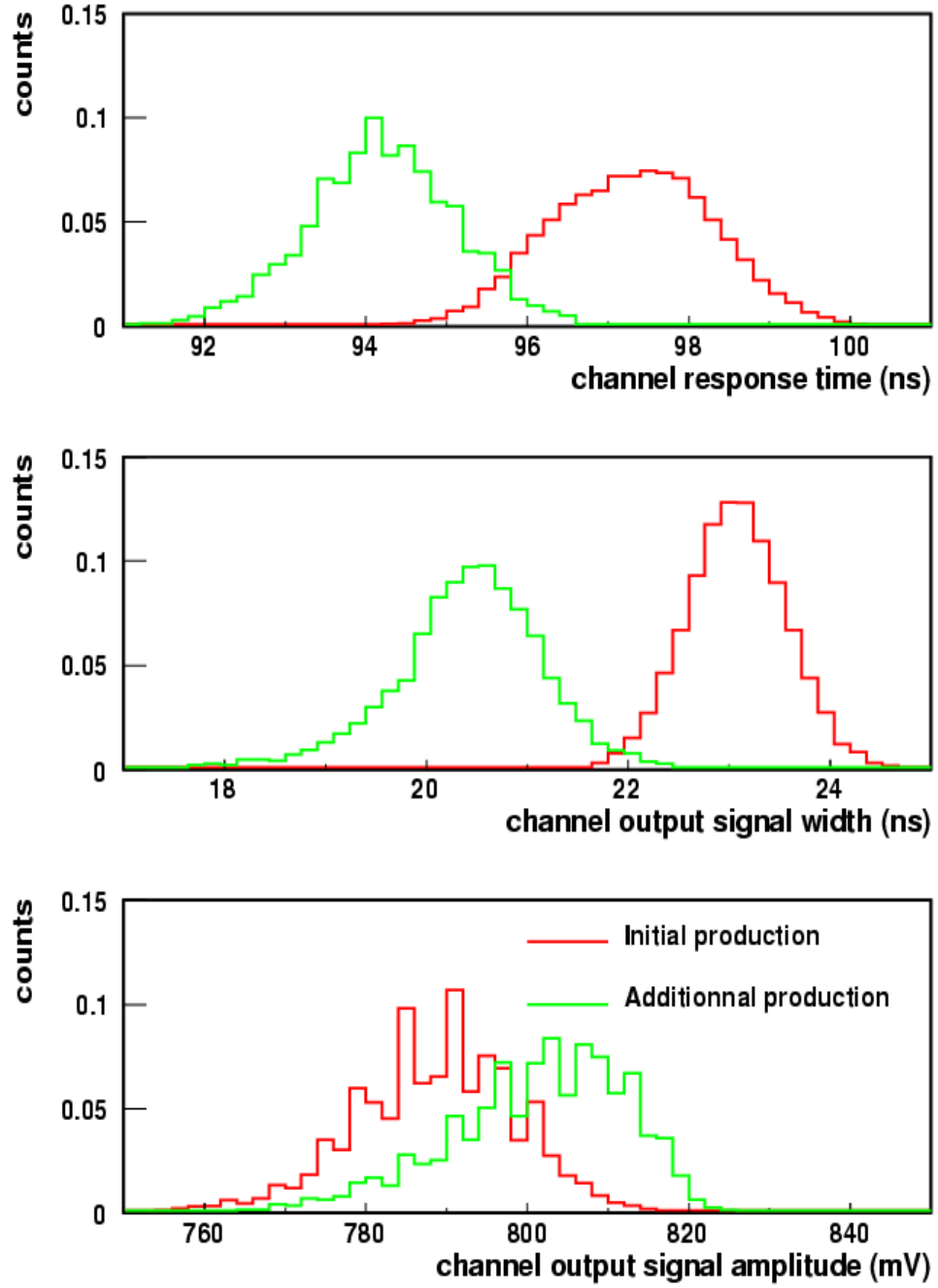


FIG. 3.8 – De haut en bas pour l'ensemble des voies électroniques de tous les ASICs (normalisé à l'unité) : temps de réponse sur banc (l'échelle absolue en abscisse étant arbitraire), largeur et amplitude du signal logique de sortie (de type LVDS). Les productions initiale (en rouge) et additionnelle (en vert) sont comparées.

à $\Delta t_{\text{ASIC}} \leq 3 \text{ ns}$. Ce choix est guidé par la contrainte temporelle globale, à savoir que les 20992 voies doivent être capturées sur un même coup d'horloge du LHC au niveau des cartes 'Local'. Or les sources de dispersion temporelle sont multiples : fluctuation de l'horloge du LHC ($\pm 1 \text{ ns}$), fluctuation dans le temps de réponse des RPCs ($\pm 1 \text{ ns}$), dispersion due à la longueur des 'strips' ($\pm 1.8 \text{ ns}$) et à la propagation des signaux dans les câbles reliant les FEBs et les cartes 'Local' ($\pm 2 \text{ ns}$, condition de sélection des câbles). La somme de ces dispersions, qui sont des fenêtres temporelles, est $\Delta t_{\text{ch}} = \pm 5.8 \text{ ns}$. Et comme un autre critère de sélection des ASICs est que toutes les voies doivent posséder une largeur du signal de sortie de $(23 \pm 1.5) \text{ ns}$, on voit que l'écart de réponse temporelle entre les voies ne doit pas excéder $23 - 1.5 - 2 \times 5.8 = 9.9 \text{ ns}$. Afin d'avoir une marge de sécurité, le critère $\Delta t_{\text{ASIC}} \leq 3 \text{ ns}$ a été appliqué. Cependant, les ASICs qui possèdent une dispersion dans le temps de réponse voie à voie de $3 < \Delta t_{\text{ASIC}} \leq 9.9 \text{ ns}$, soit environ 5 %, sont tout de même utilisables.

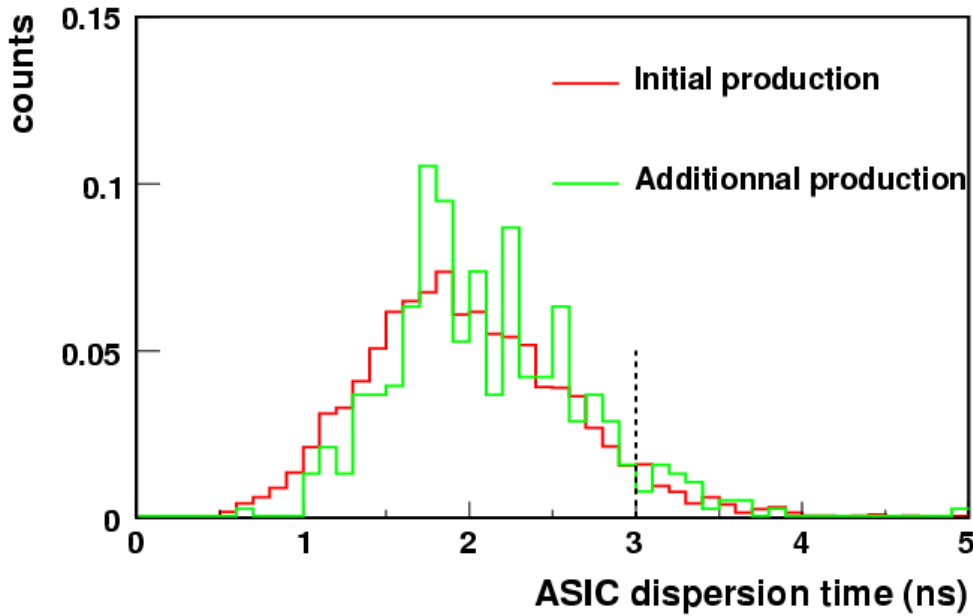


FIG. 3.9 – Écart du temps de réponse Δt_{ASIC} entre la voie la plus lente et la voie la plus rapide d'un même ASIC : en rouge pour la production initiale et en vert pour la production additionnelle (normalisées à l'unité). La ligne en tiret vertical indique le critère de sélection des ASICs : $\Delta t_{\text{ASIC}} \leq 3 \text{ ns}$.

Les principales caractéristiques des voies électroniques des FEBs de la production sont présentées sur la figure 3.10. On remarque tout d'abord que la distribution du temps de réponse de l'ensemble des voies (20992 plus les cartes de rechange) possède une RMS ('Root Mean Square') de 0.7 ns . Pratiquement, l'ensemble des voies se trouve dans une fenêtre temporelle de largeur $\Delta t_{\text{ch}} = 4 \text{ ns}$. De plus, le système de test FET intégré sur les cartes ne rajoute pas de dispersion temporelle supplémentaire. Ainsi, ce système peut être utilisé pour vérifier la mise en temps de l'ensemble des voies du détecteur. Pour ce qui est des seuils de déclenchement de l'électronique, on note un décalage d'environ plus 10 % par rapport à la valeur attendue. Ce décalage provient de la sensibilité des comparateurs.

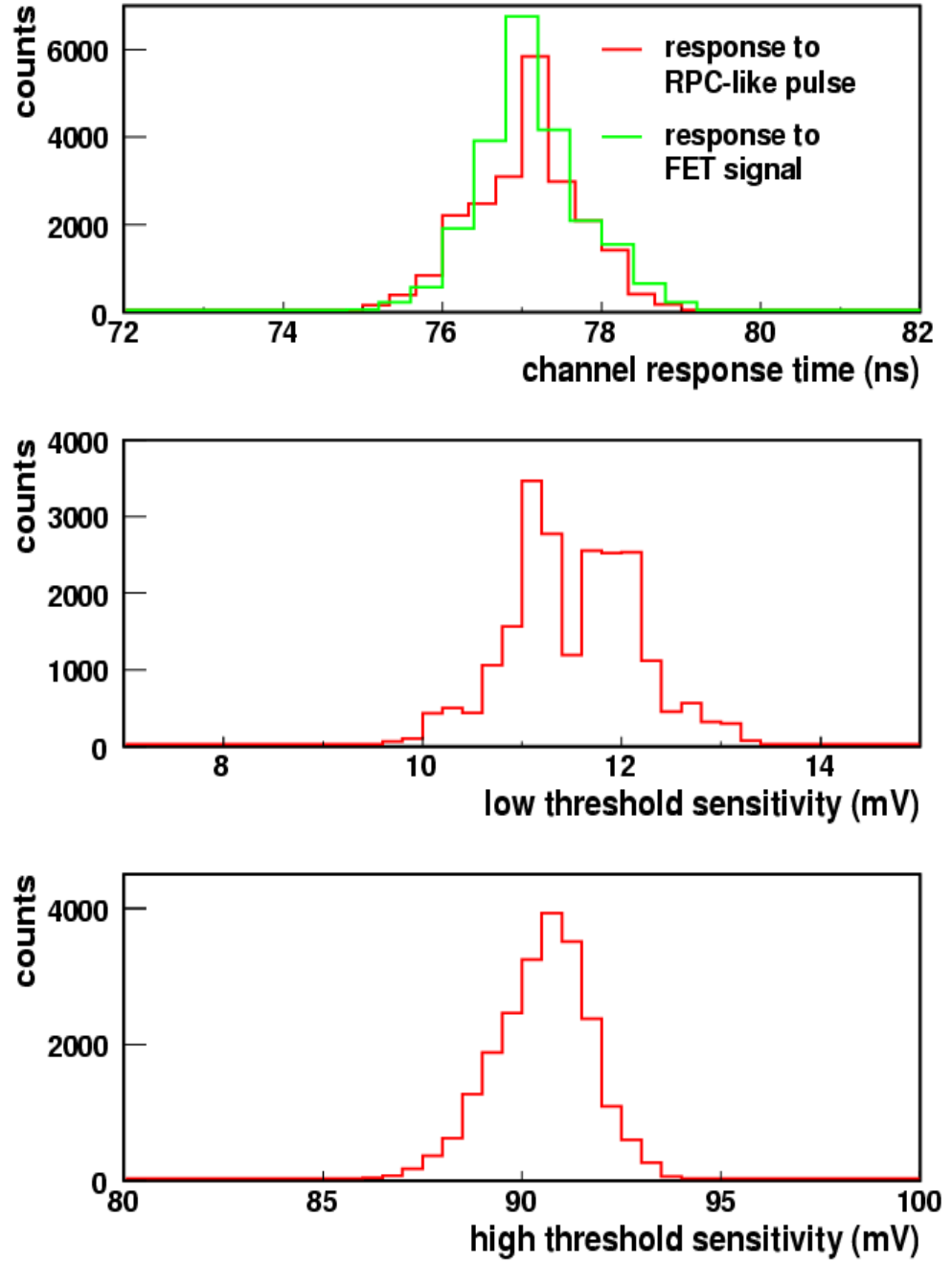


FIG. 3.10 – De haut en bas pour l'ensemble des voies électroniques de toutes les cartes (FEBs) de la production : temps de réponse t_{ch} sur banc (l'échelle absolue en abscisse étant arbitraire) avec une impulsion électrique de type RPC injectée au niveau des connecteurs de 'strip' (en rouge, avec $RMS = 0.7$ ns) et avec le signal de test du système FET (en vert), sensibilité de la réponse du seuil bas en principe fixé à 10 mV, et du seuil haut en principe fixé à 80 mV.

Cette électronique frontale a été installée sur le détecteur entre juillet et octobre 2006 (voir figure 3.12). Un test de fonctionnalité de chacune des voies après installation a également été effectué. Entre janvier et juillet 2007, les câbles reliant les FEBs aux cartes 'Local' ont été installés à leur tour. Le test de l'ensemble de la chaîne d'électronique, depuis les FEBs jusqu'à la carte 'Global' a ainsi pu être réalisé. La figure 3.11 illustre les résultats en présentant l'efficacité de capture de presque toutes les voies d'électronique par les cartes 'Local' en fonction de la phase de l'horloge utilisée pour déclencher le signal FET. Ce test a été réalisé sur presque l'ensemble du détecteur, sachant que certaines FEBs étaient déconnectées pour réparation, et qu'un châssis de carte 'Local' sur les seize ne fonctionnait pas. Il y avait donc près de 94 % des voies ; et comme le montre la figure 3.11, une efficacité de presque 100 % sur ce qui a été testé. Le plateau d'efficacité, d'une largeur d'environ 10 ns, illustre la bonne mise en temps de l'ensemble des voies de l'électronique frontale. De plus, ce test envoie un signal FET synchrone (aux dispersions propres de ce système) sur tout le détecteur, alors que les FEBs de la première station sont retardées par rapport à celles de la seconde station, afin de tenir compte du temps de vol entre les deux stations (environ 1 m). La mise en temps, c'est-à-dire la largeur du plateau obtenue par le FET, doit donc être similaire avec des particules issues d'une collision, car dans ce cas il faut rajouter les dispersions temporelles dues à la réponse des RPCs et aux 'strips'.

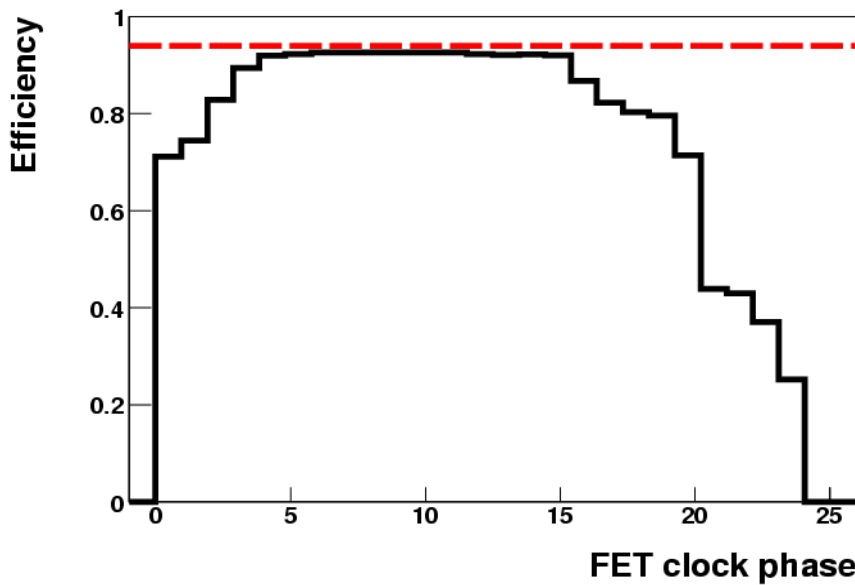


FIG. 3.11 – Efficacité de capture de 15/16 (soit près de 94 %) de l'ensemble des voies électroniques par les cartes 'Local' en fonction de la phase de l'horloge utilisée pour déclencher le signal FET. La droite rouge en tirets indique l'efficacité de 94 %.

En résumé, on peut considérer que l'électronique frontale, ainsi que l'électronique de 'trigger' (cartes 'Local', 'Regional' et 'Global') du système de déclenchement du spectromètre à muons de l'expérience ALICE répond positivement aux exigences de physique et est opérationnelle pour les prises de données.



FIG. 3.12 – Photographie des chambres du système de déclenchement des muons pendant l'installation de l'électronique frontale.

3.5 Étude des dimuons

L'intérêt principal des muons dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes au LHC réside dans l'étude de la production des saveurs lourdes, susceptible d'être modifiée dans un milieu déconfiné. Deux approches sont généralement développées. D'une part l'étude inclusive des muons permet, via leur spectre en impulsion transverse, de mesurer la section efficace de production des hadrons beaux [123, 151]. D'autre part l'analyse du spectre en masse dimuon donne accès à la section efficace de production des quarkonia [123], voire même à certaines de leurs propriétés comme leur taux de polarisation. Notons que les muons permettent également d'étudier la production des bosons électrofaibles ($W^\pm$ et Z), ainsi que celle des mésons vecteurs de basse masse; tandis que les corrélations électron-muon sondent un intervalle intermédiaire, entre la partie centrale et le spectromètre à muons, de la production des hadrons lourds [152].

3.5.1 Performances du système de déclenchement

La réponse du système de déclenchement du spectromètre à muons a été étudiée dans des conditions de taux de production des muons les plus réalistes possibles. Pour cela, des simulations complètes incorporant les principales sources de muons — désintégration des pions et kaons, hadrons lourds et quarkonia — ont été réalisées avec les estimations les plus récentes sur les sections efficaces de production des différents processus et sur la forme de leurs spectres en impulsion transverse et en rapidité. Ce travail a été effectué par Fabien Guérin dans le cadre de sa thèse [153], et les résultats ont fait l'objet d'une note interne ALICE [154].

Pour la physique des quarkonia, on attend 5.8 % (4.9 %) de dimuons issus des J/ψ (Υ) dans l'acceptance géométrique du spectromètre, les deux muons étant dans l'intervalle $2.5 < \eta < 4$, et 4.8 % (4.6 %) passeront le critère "triggerable" (une particule est dite "triggerable" si elle active au moins trois plans sur quatre du système de déclenchement) [154]. Pour les dimuons "triggerables", l'efficacité en fonction de l'impulsion transverse (p_T) et de la rapidité (y) du quarkonia est donnée sur la figure 3.13 : avec une coupure basse en p_T (≈ 1 GeV/c) de sélection des muons individuels optimisée pour les J/ψ , et une coupure haute en p_T (≈ 2 GeV/c) optimisée pour les Υ . L'efficacité intégrée du système de déclenchement pour la coupure basse (haute) en p_T est de 71 % (88 %) pour le J/ψ (Υ), alors que cette coupure rejette 87 % (96 %) des muons issus des pions et kaons.

On note que le système de déclenchement à muons de l'expérience ALICE permet de détecter des quarkonia jusqu'à des impulsions transverses nulles.

Dans la note [154], il a été montré que la probabilité de déclenchement pour des collisions noyau-noyau, en fonction du paramètre d'impact de la collision, suit une loi de Poisson : $\mathcal{P}_\mu = 1 - e^{-m_\mu}$ où m_μ est la multiplicité moyenne de muons, laquelle est fonction du paramètre d'impact. La fréquence de déclenchement du système, définie comme la fréquence de collision ($f_{coll} = \langle \mathcal{L} \rangle \sigma^{in} = 2 \times 10^5$ Hz en p-p, 1.5×10^5 Hz en Ar-Ar et 4×10^3 Hz en Pb-Pb ⁴) multipliée par la probabilité de déclenchement, a ainsi été étudiée pour les collisions Pb-Pb (et Ar-Ar) à $\sqrt{s}_{NN} = 5.5$ TeV ($\sqrt{s}_{NN} = 6.3$ TeV) en fonction de la centralité de la collision.

⁴Les valeurs utilisées pour calculer les fréquences de collisions sont : $\langle \mathcal{L}_{pp} \rangle = 3 \times 10^{30} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, $\langle \mathcal{L}_{ArAr} \rangle = 5 \times 10^{28} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, $\langle \mathcal{L}_{PbPb} \rangle = 5 \times 10^{26} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, $\sigma_{pp}^{in} = 70 \text{ mb}$, $\sigma_{ArAr}^{in} = 2700 \text{ mb}$ et $\sigma_{PbPb}^{in} = 7700 \text{ mb}$.

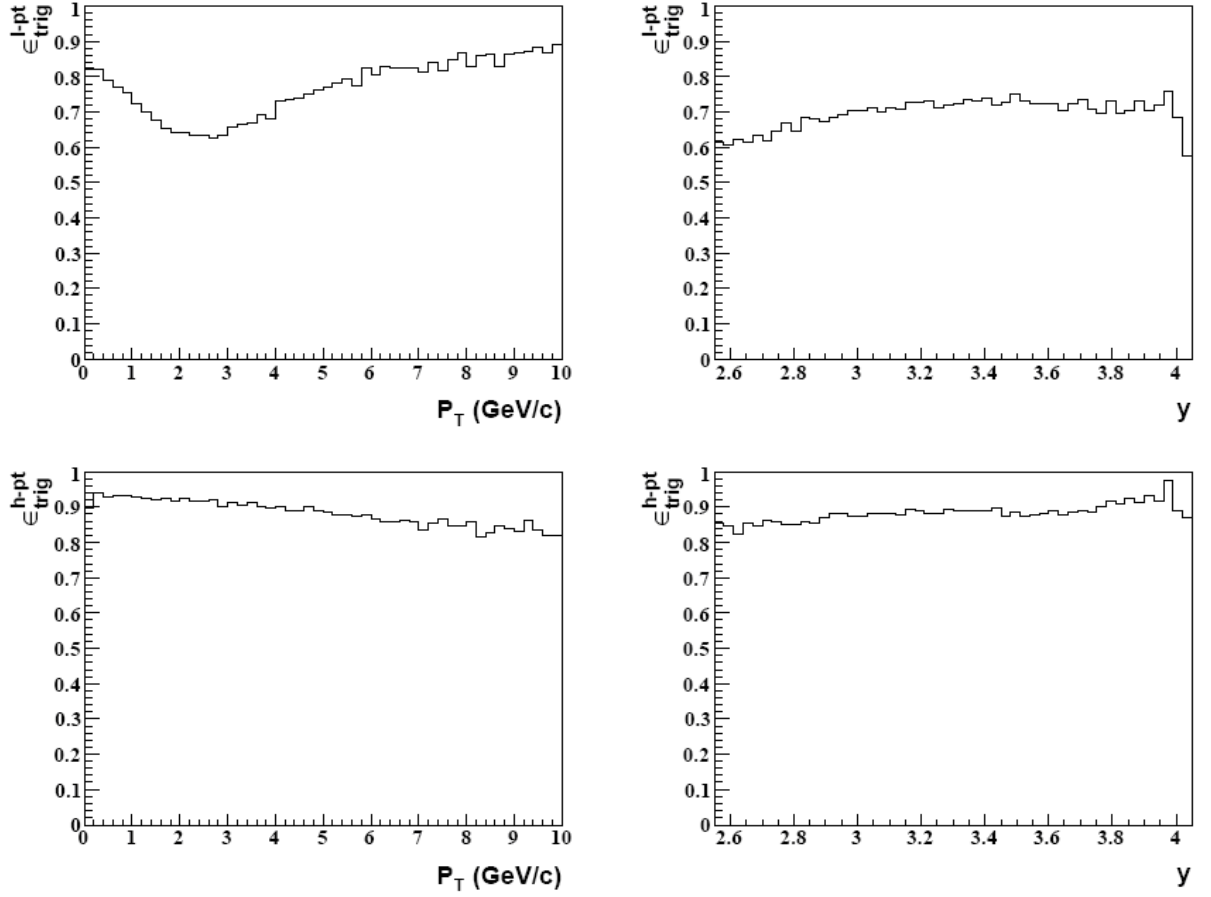


FIG. 3.13 – Efficacité du système de déclenchement du spectromètre à muons pour la détection des dimuons “triggerable” issus de quarkonia : en haut pour le J/ψ avec une coupure basse en p_T (≈ 1 GeV/c) et en bas pour le Υ avec une coupure haute en p_T (≈ 2 GeV/c) sur les muons individuels. Les histogrammes de gauche et de droite donnent l’efficacité respectivement en fonction de l’impulsion transverse et de la rapidité des quarkonia [153].

La figure 3.14 illustre les taux de déclenchement attendus d'événements dimuons de signes contraires pour les coupures basse et haute en p_T dans les collisions Pb-Pb. Les événements 'Minimum Bias' Pb-Pb déclencheront donc sur des processus de production de dimuons de signes contraires avec des fréquences de 330 Hz et 65 Hz respectivement pour les coupures basse et haute en p_T . Ces résultats, obtenus avec des simulations complètes basées sur des paramétrisations, ont été vérifiés avec des simulations complètes en utilisant le générateur d'événements Hijing paramétré avec $dN_{ch}/d\eta|_{\eta=0} = 5800$. Ces fréquences sont à comparer avec les fréquences de sélection des quarkonia qui seront de l'ordre de 1 Hz pour les J/ψ avec la coupure basse en p_T et de 10^{-2} Hz pour les Υ avec la coupure haute en p_T .

Ces performances estimées par simulation illustrent la bonne adéquation du système de déclenchement du spectromètre à muons de l'expérience ALICE à la physique des quarkonia, et plus particulièrement à l'étude du Υ .

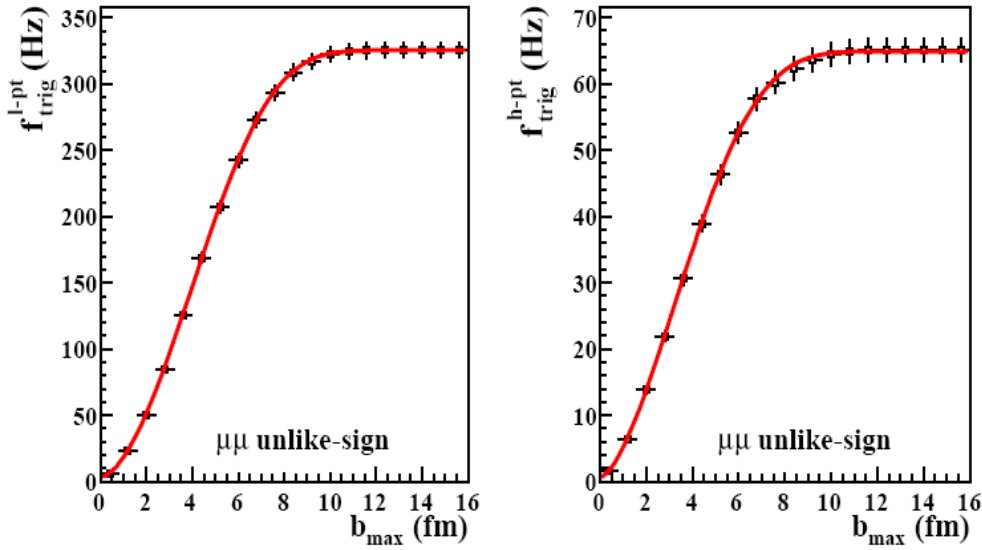


FIG. 3.14 – Taux de déclenchement intégré ($b \leq b_{\max}$) pour des dimuons de signes contraires dans les collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 5.5$ TeV en fonction du paramètre d'impact $b_{\max}$: à gauche pour la coupure basse en p_T , et à droite pour la coupure haute en p_T [153].

3.5.2 Spectre en masse dimuon

Comme il a été montré dans l'analyse des données de l'expérience PHENIX (paragraphe 2.3.2), le spectre en masse dimuon est riche en informations physiques. Des simulations du spectre en masse dimuon ont donc été conduites avec le spectromètre à muons de l'expérience ALICE. Ces simulations s'appuient sur le générateur d'événements Hijing pour la production des muons issus des pions et kaons, sur le générateur d'événements Pythia pour la production des hadrons lourds ($c\bar{c}$ et $b\bar{b}$), et sur une paramétrisation du 'Color Evaporation Model' (avec les spectres en p_T extrapolés des données du Tevatron) pour la production des quarkonia (J/ψ , Ψ' , Υ , Υ' et Υ''). Le Drell-Yan n'a pas été considéré dans cette analyse, car aux énergies du LHC, sa contribution devrait être négligeable [155]. En s'appuyant sur une connaissance préalable de la forme des spectres en masse des différentes composantes

(hadrons lourds et quarkonia), Fabien Guérin a montré dans son travail de thèse qu'il est possible d'extraire par un ajustement global du spectre : les composantes continues ($c\bar{c}$ et $b\bar{b}$) et les taux de quarkonia (J/ψ , Ψ' , Υ , Υ' et Υ'').

La figure 3.15 illustre les résultats attendus après un mois de prises de données pour les collisions 'Minimum Bias' Pb-Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.5$ TeV. Pour cela, les différentes formes (composantes continues et quarkonia, représentées par les différentes courbes sur la figure 3.15) sont déterminées avec des lots d'événements statistiquement indépendants, obtenus avec les simulations rapides. Ensuite, ces même formes sont utilisées pour l'ajustement global du spectre de données simulées (points avec barres d'erreurs statistiques sur la figure 3.15) en laissant alors uniquement leurs normalisations comme paramètres libres. Les nombres d'événements de chacune des composantes retournés par l'ajustement sont en très bon accord avec les nombres d'événements constituant le spectre de données simulées. Cette procédure a été répétée mille fois en faisant fluctuer statistiquement à chaque fois le nombre d'événements de chacun des 'bins' du spectre de données simulées. Les ajustements ainsi effectués sont tous statistiquement en bon accord, ce qui prouve la convergence d'un tel ajustement.

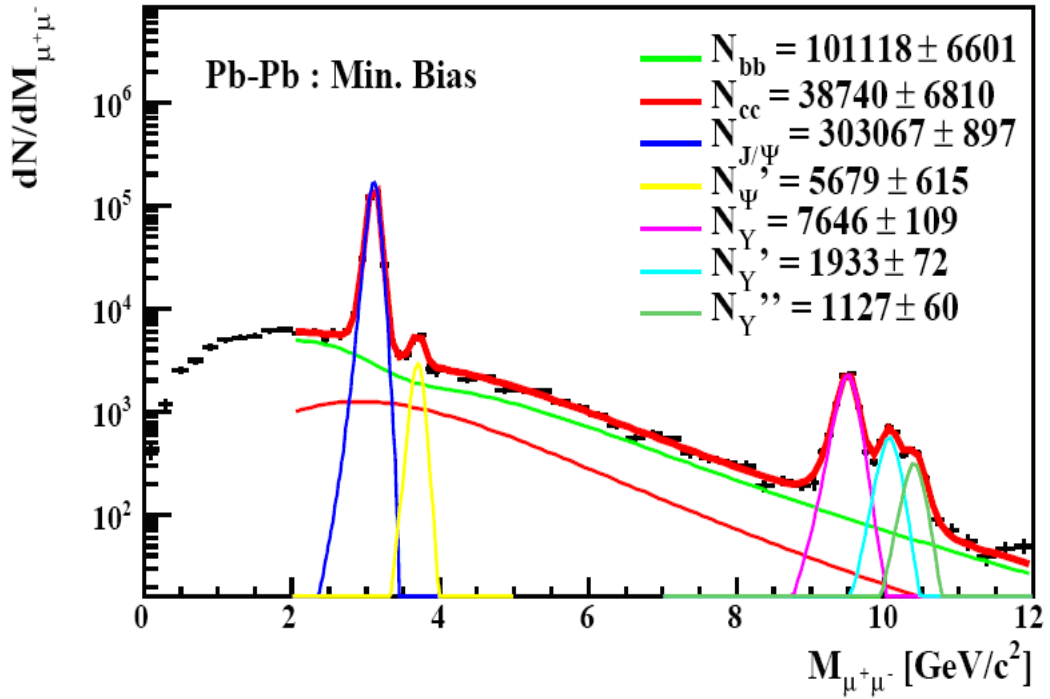


FIG. 3.15 – Spectre en masse dimuon attendu après un mois de collisions 'Minimum Bias' Pb-Pb à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 5.5$ TeV avec une luminosité moyenne de $5 \times 10^{26} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ (obtenu à l'aide de simulations rapides et en considérant une soustraction parfaite du bruit de fond) [153]. Le résultat d'un ajustement global sur le domaine en masse $M_{\mu^+\mu^-} > 2 \text{ GeV}/c^2$ est indiqué.

Notons qu'une telle analyse ne pourra être développée avec les données réelles que si l'on a une bonne connaissance du spectre en masse des différentes sources. En effet, on remarque que les formes du charme et de la beauté, surtout à haute masse ($M_{\mu^+\mu^-} > 5 \text{ GeV}/c^2$), sont très proches. Une mauvaise connaissance de celle-ci rend ainsi leur séparation impossible. Il s'avère donc indispensable d'utiliser, pour la forme des spectres, des prédictions basées

sur des calculs de la QCD à NLO, ce que ne fait pas Pythia, mais aussi de propager ces événements dans la simulation complète du détecteur afin de bien prendre en compte tous les effets d'appareillage. Seule une telle procédure, lourde à mettre en œuvre, pourra permettre d'effectuer ce genre d'analyse avec les données p-p de l'expérience ALICE. Pour ce qui est des données noyau-noyau, les effets de 'quenching' des quarks lourds dans un milieu déconfiné peuvent également altérer le spectre en masse dimuon des composantes $c\bar{c}$ et $b\bar{b}$, ce qui complique d'autant plus l'analyse.

Néanmoins, il apparaît assez clairement que la résolution en masse du spectromètre à muons permettra de séparer chacun des états de la famille du Υ . Dans ce cas, les simulations montrent que l'on s'attend à environ 7700 Υ , 1900 Υ' et 1100 Υ'' en un mois de collisions Pb-Pb. Une telle statistique permettra en principe d'effectuer des analyses en fonction de la centralité de la collision. De plus il devrait être possible de suivre l'évolution des rapports $\Psi'/(J/\Psi)$ et Υ'/Υ , lesquels possèdent l'avantage de s'affranchir d'une partie des incertitudes systématiques ainsi que de certains effets nucléaires froids, contrairement au rapport de modification nucléaire. La figure 3.16 illustre par exemple ces rapports de quarkonia en fonction du nombre de nucléons participant à la collision pour différents scénarii de QGP en considérant uniquement le phénomène de suppression par écrantage de couleur. Le scénario Suppression-1 ('quenched QCD' [156]) correspond à un QGP gluonique de température critique $T_c = 270$ MeV, alors que le scénario Suppression-2 ('unquenched QCD' [157]) pour un QGP de quarks et de gluons se caractérise par une température critique $T_c = 190$ MeV. On s'attend donc à observer des comportements différents selon la température critique de déconfinement et la température de dissociation des différents quarkonia.

Ainsi les données qui seront enregistrées avec le spectromètre à muons d'ALICE devraient apporter des informations sur le milieu produit dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes aux énergies du LHC.

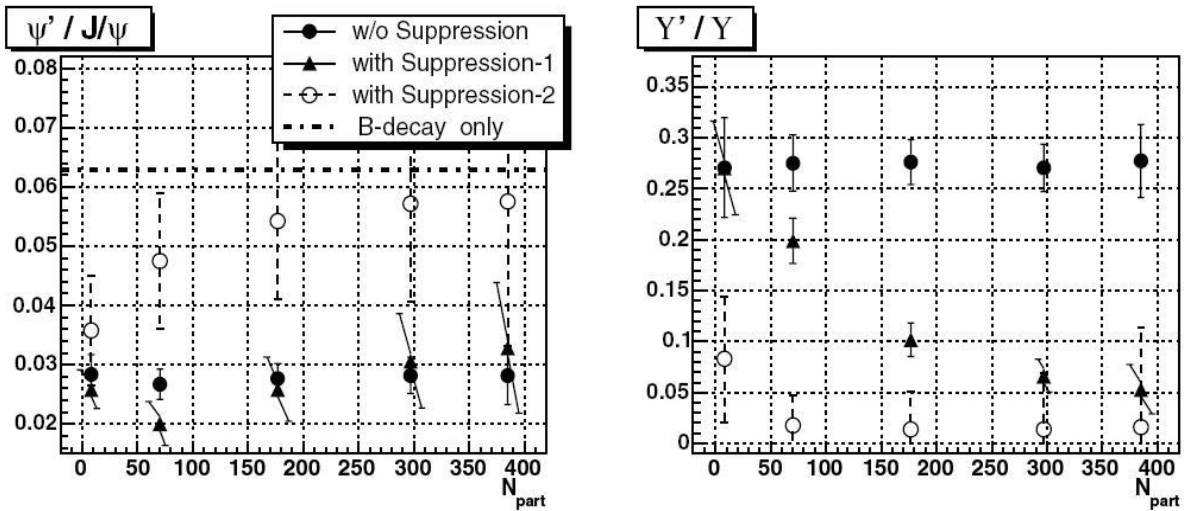


FIG. 3.16 – Rapports $\Psi'/(J/\Psi)$ à gauche et Υ'/Υ à droite en fonction de nombre de nucléons participant (N_{part}), avec incertitudes statistiques [123] : sans effet nucléaire (cercles pleins), pour un QGP en 'quenched QCD' (triangles pleins) et un QGP en 'unquenched QCD' (cercles).

*Publication ALICE 1***Spatial resolution of RPC in streamer mode**

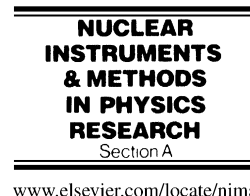
R. Arnaldi et al.,

Nuclear Instrument and Methods in Physics Research A 490 (2002) 51-57

Dans le cadre d'un programme de R&D du système de déclenchement à muons de l'expérience ALICE, la résolution spatiale des chambres à plaques résistives (RPCs), qui fonctionnent en mode streamer, a été étudiée à l'aide de tests en faisceaux. Une étude préliminaire avec les rayons cosmiques avait permis de mettre en évidence une dépendance du profil de charge par rapport à la haute tension d'alimentation ainsi que par rapport au mélange gazeux. Cependant, la résolution spatiale mesurée lors des tests en faisceaux dépend peu de la haute tension et est proche de la valeur attendue pour une distribution uniforme : $w/\sqrt{12}$, où w est le pas entre les bandes de lecture, pour des bandes de 1 cm et 2 cm de large. La probabilité de toucher une bande de lecture en fonction de la distance entre la bande et le point d'impact de la particule sur la RPC a été mesurée pour différentes valeurs de haute tension de la chambre. Une paramétrisation assez simple de cette probabilité a été obtenue. Cela permet de prédire, selon les conditions de fonctionnement, la distribution de la taille des paquets de bandes consécutives touchées, et ceci pour différentes tailles de bandes et pour différents angles d'incidence des particules. Cette paramétrisation a été testée à l'aide d'une simulation Monte Carlo développée spécialement, et ensuite implémentée dans le software de simulation du spectromètre à muons de l'expérience ALICE.



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



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. Sigauda^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).

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% i C₄H₁₀ + 40%C₂H₂F₄ + 4%SF₆) has been optimised to minimise the cluster size [5]. The RPC electrode is made of low-resistivity bakelite [6] (around $10^9 \Omega \text{ cm}$) in order to cope with the maximum expected particle rate of 40 Hz/cm². The segmentation (17–22 cm long and 1–4 cm wide strips) has been optimised by means of simulations [3]. A good time resolution ($\sim 2 \text{ ns}$) 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, $\sigma = 5 \text{ mm}$, 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

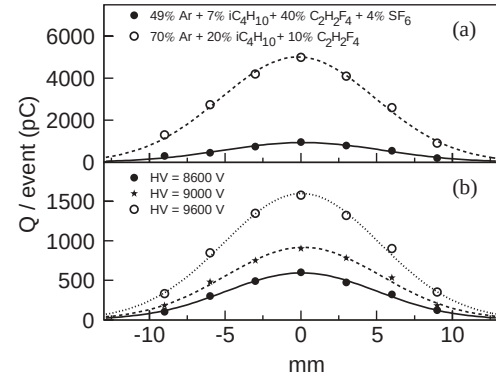


Fig. 1. Charge profile Q (normalized per event) observed with a RPC working in streamer mode: (a) for various gas mixtures at nominal running high voltages, (b) for different high voltages with the gas mixture (49%Ar + 7% i C₄H₁₀ + 40%C₂H₂F₄ + 4%SF₆) foreseen for the ALICE RPCs. The curves are fits of the data with Gaussian distributions. The sigma of these distributions is about 5 mm in all cases.

discharges. The discharge, measured by means of an optical technique, exhibits the following trends:

- the radius¹ of the full discharge is about 4–5 mm,
- the radius of the full discharge depends only slightly on the gas mixture.

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 $50 \times 50 \text{ cm}^2$ 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/cm² in a 2 × 2 cm² 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 ($x_{\text{TRK},12}$), or 1 and 3 ($x_{\text{TRK},13}$). Then the impact of the particle on the RPC x_{TRK} (the same thing is done to get y_{TRK}) is:

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

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 $\sigma_{\delta x_{\text{TRK}}} = 0.8$ mm. We apply a cut $|\delta x_{\text{TRK}}| < 2$ mm corresponding to $2.5 \sigma_{\delta x_{\text{TRK}}}$. 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

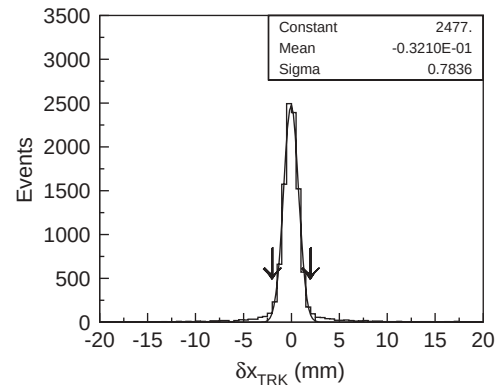


Fig. 2. Distribution of the estimator δx_{TRK} of the tracking resolution. The vertical arrows indicate the cut on the estimator.

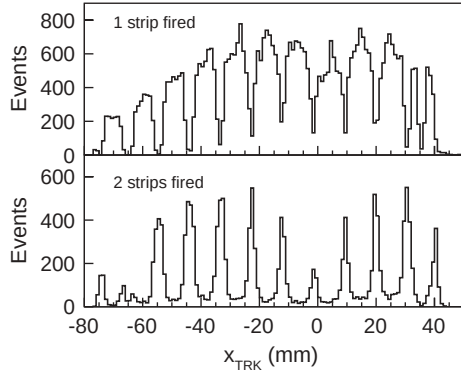


Fig. 3. Distributions of particle impacts on the RPC (equipped with strips of 1 cm width) as estimated by means of the tracking system. Conditions on the number of RPC strips fired are requested: The upper(lower) plot corresponds to one(two) strip fired.

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 $\delta x_{\text{RPC}} = x_{\text{TRK}} - x_{\text{RPC}}$ 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 $\sigma_{\delta x_{\text{RPC}}}$ 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.

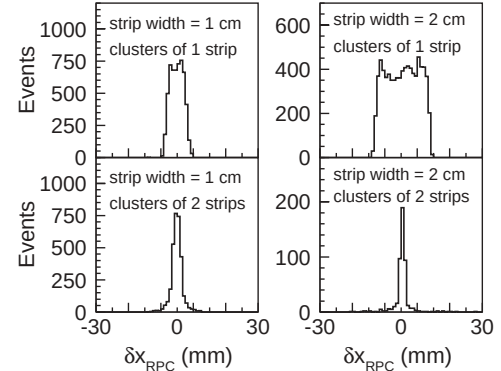


Fig. 4. Difference between the cluster position x_{RPC} (middle of the cluster) and the particle impact x_{TRK} on the RPC determined by the tracking system: $\delta x_{\text{RPC}} = x_{\text{TRK}} - x_{\text{RPC}}$. The left plots are for strips of 1 cm width, and the right plots for strips of 2 cm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

Table 1

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

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

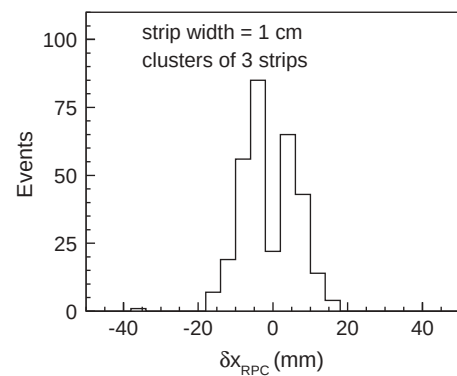


Fig. 5. Same as Fig. 4 for clusters of 3 strips of 1 cm width.

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

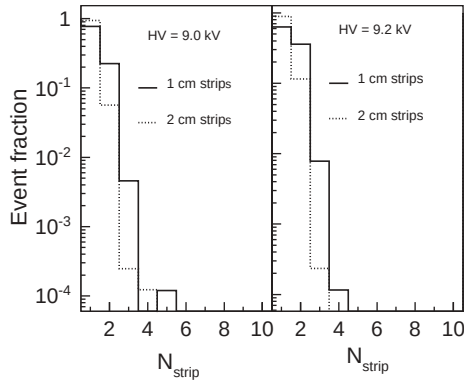


Fig. 6. Distributions of the number of fired strips N_{strip} , for strips of 1 cm (solid histograms) and 2 cm width (dotted histograms) measured at 9.0 kV (left) and 9.2 kV (right).

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

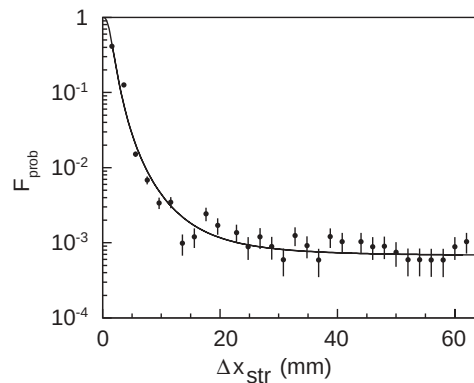


Fig. 7. Probability to hit the neighbour strips as a function of their distance Δx_{str} to the particle impact on the RPC for HV = 9.2 kV. The points represent the experimental data, and the curve corresponds to the fit with Eq. (2) with the parameters $a = 3.08 \pm 0.13$, $b = 2.91 \pm 0.04$ and $c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

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:

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

5.3. Simulation of the cluster size

The above function has been introduced in a simple Monte Carlo simulation [9] aiming at

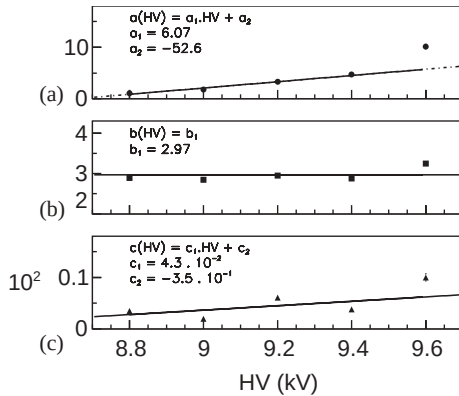


Fig. 8. Coefficients a , b and c versus the RPC high voltage (HV).

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:

$$a(\theta_{\text{inc}}) = \frac{a}{\cos \theta_{\text{inc}}}. \quad (4)$$

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 $\theta_{\text{inc}} = 40^\circ$ and $\theta_{\text{inc}} = 60^\circ$.

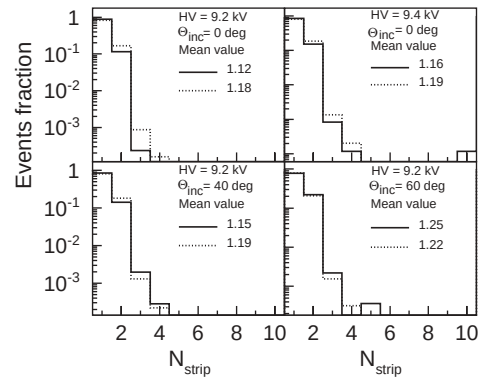


Fig. 9. Event fraction with clusters of N_{strip} fired, for strips of 2 cm width for various RPC high voltages (HV) and particle incident angles (θ_{inc}). The experimental data are represented by the solid histograms and the results of the simulation (see text for details) by the dotted histograms.

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/InternalNotes/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/InternalNotes/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.

Publication ALICE 2

Front-end electronics for the RPCs of the ALICE dimuon trigger

R. Arnaldi et al.,

IEEE Transaction on Nuclear Science, Vol. 52, No. 4, August 2005, 1176-1181

Une électronique frontale dédiée a été développée pour les chambres de déclenchement du spectromètre à muons de l'expérience ALICE en construction auprès du futur LHC au CERN. Ce système de déclenchement est basé sur des chambres à plaques résistives (RPCs) qui fonctionnent en mode streamer. Le nombre de canaux d'électronique (environ 21000) et le fait que les signaux des RPCs possèdent des caractéristiques spécifiques ont conduit à la conception d'un ASIC à 8 canaux utilisant la technique de discrimination à double seuil. Cet ASIC a été testé sous radiations et pendant des tests en faisceaux de RPCs au CERN-SPS. Les résultats conduisent à une résolution temporelle de l'ordre de 1 ns. Le test de toute la production nécessaire pour l'expérience ALICE (4000 ASICs) donnent un taux de rejet inférieur à 6%, ce qui est acceptable. Il a également été démontré qu'il est possible d'ajuster chacun des ASICs de façon à ce que le temps de réponse de tous les canaux soit dans une fenêtre de 4 ns. Les mesures effectuées sur un banc de test dédié montrent que l'ASIC remplit le cahier des charges du déclencheur à muons de l'expérience ALICE, en termes de discrimination, de réponse temporelle et de tenue aux radiations.

Front-End Electronics for the RPCs of the ALICE Dimuon Trigger

R. Arnaldi, A. Baldit, V. Barret, N. Bastid, G. Blanchard, E. Chiavassa, P. Cortese, P. Crochet, G. Dellacasa, A. Devaux, N. De Marco, P. Dupieux, A. Ferretti, P. Force, B. Forestier, M. Gallio, R. Gemme, S. Grigoryan, F. Guerin, R. Guernane, C. Insa, F. Jouve, F. Manso, P. Mereu, A. Musso, C. Oppedisano, A. Piccotti, F. Poggio, P. Rosnet, L. Royer, P. Saturnini, E. Scomparin, G. Travaglia, E. Vercellin, F. Yermia, and Yermia for the ALICE Collaboration

Abstract—A dedicated front-end electronics has been developed for the trigger chambers of the ALICE muon spectrometer under construction at the future LHC at CERN. This trigger detector is based on RPCs (Resistive Plate Chambers) working in streamer mode. The number of electronics channels (about 21000) and the fact that RPC signals have specific characteristics have led to the design of an 8 channel front-end ASIC using a new discrimination technique. The principle of the ASIC is described and the radiation hardness is discussed. Special emphasis is put on production characteristics of about 4000 ASICs.

Index Terms—Application specific integrated circuit (ASIC), front-end electronics, large hadron collider (LHC), resistive plate chamber (RPC), streamer.

I. INTRODUCTION TO PHYSICS CHALLENGE

ALICE [1] (A Large Ion Collider Experiment) is a detector designed for the study of nucleus-nucleus collisions at the future LHC (Large Hadron Collider). Its physics program will address questions concerning QCD (Quantum Chromodynamics) of hot and dense nuclear matter produced in central heavy-ion collisions at a center of mass energy of 5.5 TeV. The main goal of ALICE is to characterize a deconfined state of matter, the Quark-Gluon Plasma (QGP) [2]. One of its most promising probes is the production of quarkonia (J/ψ or Υ), which is expected to be suppressed by color screening in the QGP [3].

The role of the ALICE forward spectrometer [4] is to reconstruct quarkonia in their dimuon decay channel in an angular acceptance of $2^\circ < \theta < 9^\circ$, where θ is the polar angle. To reach this physics goal, the spectrometer consists of a front absorber, a small angle absorber (beam shielding), a set of high-resolution

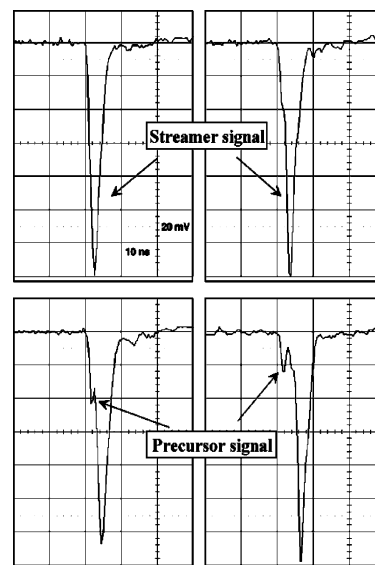


Fig. 1. Typical pulses picked-up on a single gas gap RPC operating in streamer mode, with a digital oscilloscope (1 GHz bandwidth, 50 Ω termination). The oscilloscope triggering was synchronized by means of the signals delivered by an external scintillator hodoscope. The four graphs (displayed with the same scales) were obtained in the same detector running conditions and correspond to different possible signal shapes. It shows that the streamer signal can be delayed with respect to the precursor one by several nanoseconds.

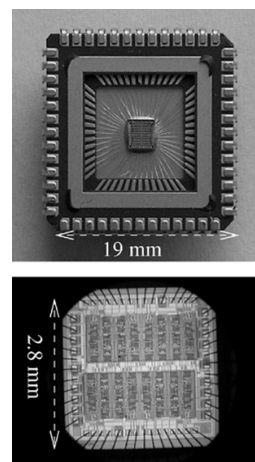


Fig. 2. ADULT ASIC after packaging (upper picture) and view of the silicon part with a microscope (lower picture).

Manuscript received November 30, 2004; revised April 12, 2005. This work was supported by the Région Auvergne (France).

R. Arnaldi, E. Chiavassa, N. De Marco, A. Ferretti, M. Gallio, R. Gemme, P. Mereu, A. Musso, C. Oppedisano, A. Piccotti, F. Poggio, E. Scomparin, G. Travaglia, E. Vercellin, and F. Yermia are with the INFN, Sezione di Torino, and the Dipartimento di Fisica Sperimentale, Università di Torino, 10125 Torino, Italy.

A. Baldit, V. Barret, N. Bastid, G. Blanchard, P. Crochet, A. Devaux, P. Dupieux, P. Force, B. Forestier, S. Grigoryan, F. Guerin, R. Guernane, C. Insa, F. Jouve, F. Manso, P. Rosnet, L. Royer, and P. Saturnini are with the LPC Clermont-Ferrand, CNRS/IN2P3 and Université Blaise Pascal, 63177 Aubière Cedex, France (e-mail: rosnet@in2p3.fr; royer@clermont.in2p3.fr).

P. Cortese and G. Dellacasa are with the Dipartimento di Scienze e Tecnologie Avanzate dell'Università del Piemonte Orientale, 15100 Alessandria, Italy.

Digital Object Identifier 10.1109/TNS.2005.852624

tracking chambers, a dipole magnet, an iron wall (muon filter) and a trigger system.

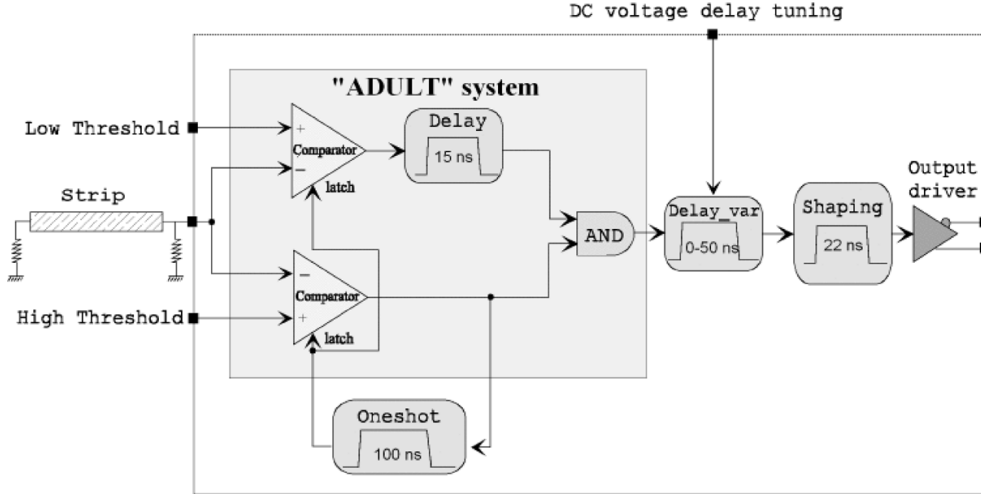


Fig. 3. Block diagram of a single electronics channel.

II. MUON TRIGGER SYSTEM

The trigger system consists of two stations with two detector planes of about 6×6 m separated by one meter. The detectors are RPCs (Resistive Plate Chambers) [5] working in streamer mode at a high voltage of about 8 kV [6]. The RPCs are readout by means of orthogonal strip planes, on each side of the gas gap, to allow a three dimensional hit reconstruction. The needed granularity requires strips of three different widths (1, 2, and 4 cm) per detector plane, the strips of each plane being projective relative to the interaction point. The total number of channels is then close to 21 000.

The muon trigger is involved in the level 0 of the general ALICE trigger system [7]. The muon trigger signal must be delivered synchronously with the interaction (every 25 ns in p+p mode and every 100 ns in ion+ion mode) to the central trigger processor less than 800 ns after the collision. The architecture of the muon trigger electronics consists of the front-end electronics which processes the RPC pulses and sends logical signals to the local trigger electronics (234 boards). The role of the local trigger [8] is to store all input signals in a pipeline memory and to select single tracks with a transverse momentum above pre-defined cuts (stored in a look-up-table) after the execution of the local algorithm located in FPGAs (Field Programmable Gate Arrays). The regional trigger (16 boards) and, next, the global trigger (1 board) collect the information from the local boards in order to identify single or dimuon events from the full system.

III. FRONT-END ELECTRONICS

As shown in Fig. 1, the RPC pulses in streamer mode exhibit two peaks, called precursor and streamer. The precursor, with a typical amplitude of 20 mV/50 Ω , has the particularity to be synchronous with the particle crossing the RPC. The second peak is characterized by a time jitter with respect to the precursor, but with a large amplitude (typically 120 mV/50 Ω) as expected for a streamer pulse. This time jitter of the streamer signal can reach 15 ns and then deteriorates the time resolution if a single threshold (≈ 80 mV) discriminator technique is used.

A. ASIC Main Characteristics

To take advantage of the signal properties, a new discrimination technique, called ADULT [9], [10] (A DUaL Threshold), has been developed and implemented in an 8 channel ASIC (Application Specific Integrated Circuit) using the AustriaMicroSystems BiCMOS 0.8 μ m technology [11]. This bipolar technology, with very low offset, is well adapted to discriminate small-amplitude signals. A picture of the ADULT ASIC can be seen in Fig. 2.

The diagram of a single electronics channel is shown in Fig. 3. The precursor detection above the low threshold (typically 10 mV) provides a good time reference, while the streamer validation above the high threshold (typically 80 mV) takes advantage of this RPC working mode which provides excellent signal/noise ratio and cluster size (mean number of adjacent strips fired). A coincidence of these two discriminator outputs is then required.

The delayed (by $t_{ADULT} = 15$ ns) low threshold comparator output defines the reference time of the coincidence, synchronous with the precursor signal, as long as the streamer jitter is less than 15 ns, as illustrated in Fig. 4(a). On the other hand, if the streamer-precursor delay is larger than 15 ns, the precursor signal is considered as noise. In this case, the first low threshold discrimination is not taken into account, see Fig. 4(b), and the coincidence output is synchronous with the streamer signal.

The one-shot function is used to latch the two comparators during 100 ns, via a monostable, when a streamer signal has been validated to avoid re-triggering. A remote control delay, up to 50 ns, common to the 8 channels is implemented in the ASIC and can be tuned by an external DC voltage. The output of the delay stage is converted into a logical LVDS signal (Low Voltage Differential Signaling), about 22 ns wide, in order to be driven through a twisted pair cable from the RPCs to the local trigger electronics.

In summary, the main characteristics of the ADULT ASIC are the following:

- AustriaMicroSystems BiCMOS 0.8 μ m technology;

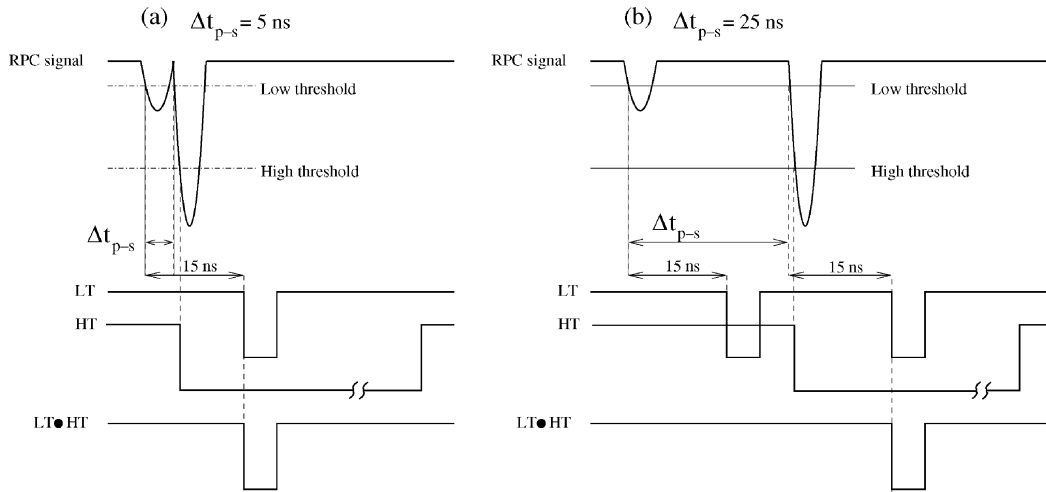


Fig. 4. Description of the timing with the ADULT technique. (a) Schematic view of a typical RPC pulse in streamer mode where $\Delta t_{p-s} = 5$ ns is the streamer-precursor delay, and LT • HT is the coincidence output between the low threshold comparator output (LT), delayed by 15 ns, and the high threshold comparator output (HT). (b) Same as (a) for $\Delta t_{p-s} = 25$ ns.

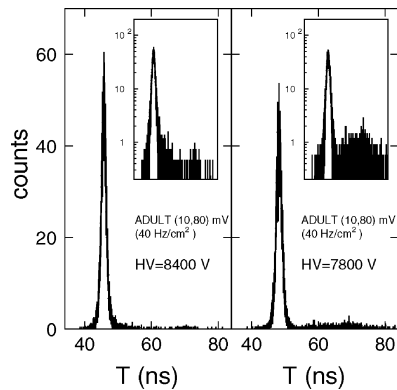


Fig. 5. Time distribution obtained with the ADULT discrimination technique (with an arbitrary offset) at two different running voltages (same plots in logarithmic vertical scale in the insets). The running voltages are chosen below (7800 V) and above (8400 V) the knee of the efficiency curve. The ADULT low (high) threshold was set at 10 (80) mV. The distribution tails are mainly due to events with a streamer-precursor delay greater than 15 ns. These results were obtained with a muon beam at the CERN-SPS within a background of 40 Hz/cm² created by the interactions of photons of a Cs source (at the CERN-GIF) on the RPC.

- 8 channels;
- die surface equal to about 8 m²;
- plastic packaging type PLCC 52 pins;
- power consumption: 10 mW/channel for -2 V and 80 mW/channel for $+3.5$ V.

The number of ASICs necessary for equipping the entire detector is 2624 (spares not included).

Fig. 5 illustrates the timing performances of the ADULT ASIC in real experimental conditions, coupled to a RPC detector. A time resolution of about 1 ns is obtained with ADULT, as compared to 3 ns typically, in the same running conditions, with a technique based on a single threshold discriminator [6].

B. Front-End Boards

The ADULT ASIC is implemented on dedicated boards, shown in Fig. 6. Twelve different strip widths are necessary to equip the full detector, but only six front-end boards with

different mechanical characteristics are needed. Two ASICs are implemented on the boards corresponding to 1 cm wide strips (16 channels) while the boards associated with strips of 2 or 4 cm width (8 channels) are made up of only one ASIC. The RPCs provide negative pulses on the HV side and positive pulses on the ground side of the gas gap. Then, the choice of the polarity configuration is done at the cabling level on the front-end boards. Furthermore, cables of different length, from 14 to 20 m by step of 1.5 m, are used to connect the front-end boards to the local trigger electronics, located on the gangways on both sides of the ALICE cavern. Since all signals must reach synchronously the local trigger, the time propagation differences in these cables of different length are compensated for by tuning the delay integrated in the ASIC, by mean of five voltage dividers on the front-end board (each of them corresponding to a step of 7.5 ns, i.e., 1.5 m of cable with 5 ns/m propagation time) plus a potentiometer for fine tuning.

To summarize, the number of different front-end boards after cabling is equal to ten and each board can be configured according to five possible delays, by using the same ASIC.

In addition, a front-end test system (FET) has been implemented on each board: a short LVDS signal is received on the board, translated in TTL (Transistor Transistor Logic) and inverted or not depending on the board polarity. Then, a buffer allows to send an analog pulse to each of the 8 ASIC inputs, simulating a RPC pulse for test purposes.

A termination board, with simple 50 Ω resistors, is associated to each front-end board at the other end of the strips.

IV. RADIATION HARDNESS

Tests have been performed to check for radiation hardness under conditions close to (or worse than) those expected in the ALICE working environment:

- cumulative effects due to the dose deposited by low energy neutrons and photons which damage progressively the electronics components; simulations indicate 2.6 Gy over 10 LHC years for the boards closest to the beam axis;

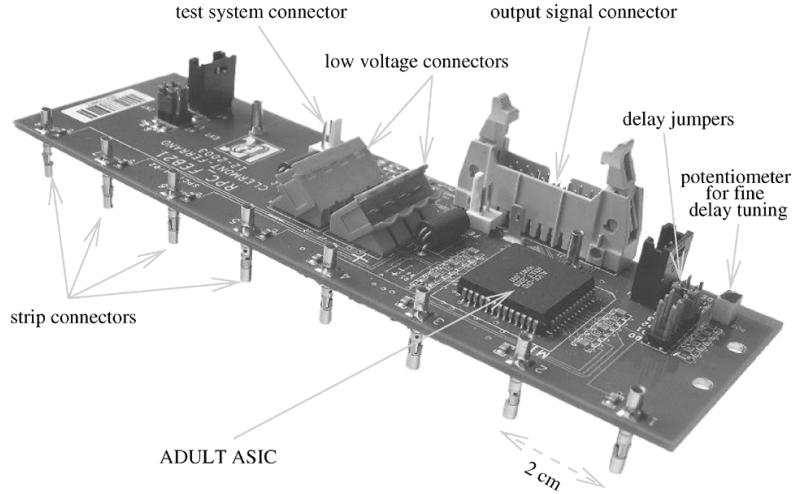


Fig. 6. Picture of a front-end board for 2 cm wide strips.

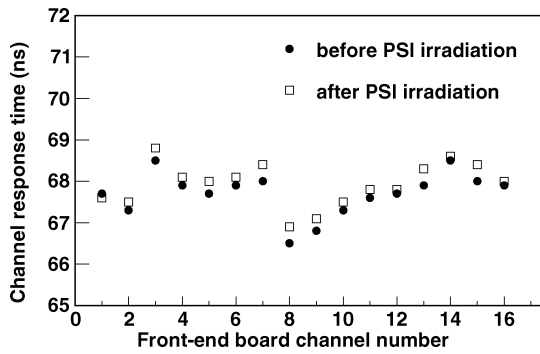


Fig. 7. Response time (with an arbitrary offset) for 16 channels (2 ASICs) before (full dots) and after (open squares) irradiation (fluence of 2.3×10^{11} p/cm²) with the 60 MeV proton beam at PSI-Zürich.

- single event effects due to high energy hadrons (> 30 MeV) which induce malfunctioning or may even destroy components; simulations indicate 2×10^{11} hadrons/cm² over 10 LHC years (and integrated over the full energy spectrum) for the boards closest to the beam axis.

A first series of tests was carried out at the Gamma Irradiation Facility (GIF) at CERN providing 662 keV γ rays from a Cs source. The electronics has received a total dose of 0.25 Gy. A second test was performed at the neutron generator of the LPC Clermont-Ferrand which delivers neutrons of 14.1 MeV. The total neutron fluence received by the electronics components was 3.8×10^{10} n/cm². During the same test, a dose of 2.5 Gy was measured by PIN diodes put on the board. A third test was done with protons of 60 MeV at the Paul Scherrer Institute (PSI) at Zürich. The measured fluence on the board was 2.3×10^{11} p/cm².

During all these tests, the front-end boards were powered on and pulsed signals from an external generator (or from the FET system) were sent to check the ASIC (or ASIC and FET) for each electronics channel. For the three campaigns, no malfunctioning problems were observed, as illustrated for example by Fig. 7 showing the response time obtained with two ASICs

of the same board before and after irradiation at PSI. The low voltage regulators for the 3.5 V (MAX1818 from Maxim company) were tested in the same time, and worked satisfactorily.

V. FRONT-END ELECTRONICS PRODUCTION

One main constraint is to deliver the signal from any of the 21 000 channels to the muon trigger electronics in a time window smaller than 25 ns (corresponding to the LHC clock frequency). Taking into account all the time dispersion sources coming mainly from the RPC itself, the strip length (up to 72 cm), the output signal cables (up to 20 m) and the LHC clock jitter (± 1 ns) [8], [12], the requirement for the front-end electronics is a time dispersion (minimum to maximum for all 21000 channels) less than 4 ns.

To check the timing performances and other parameters of each electronics channel, the test of the production is divided in two steps:

- working test and characterization of each ASIC (whole production of 3880 ASICs done by the end of year 2003);
- fine tuning of the response time mean value of the board (by mean of the dedicated potentiometer), then measurement of 12 parameters for each electronics channel of the front-end boards (production done during summer 2004).

A. Test Bench Design

The test bench shown in Fig. 8 is based on a dedicated card equipped with remote-controlled relays which allow to switch to any input/output channel of a front-end board. The six different mechanical board configurations can be handled.

The input signal is generated by a pulse generator simulating RPC signals, including precursor and streamer peaks, with the possibility to vary each parameter of the signal (amplitude of each peak, streamer-precursor delay, etc.). A copy of this signal is sent to an oscilloscope (500 MHz bandwidth) for measuring exactly its characteristics. The oscilloscope is also used to measure the LVDS signal delivered by the front-end board. The test bench instruments are controlled by Labview software via a GPIB interface (General Purpose Interface Bus) and the relays

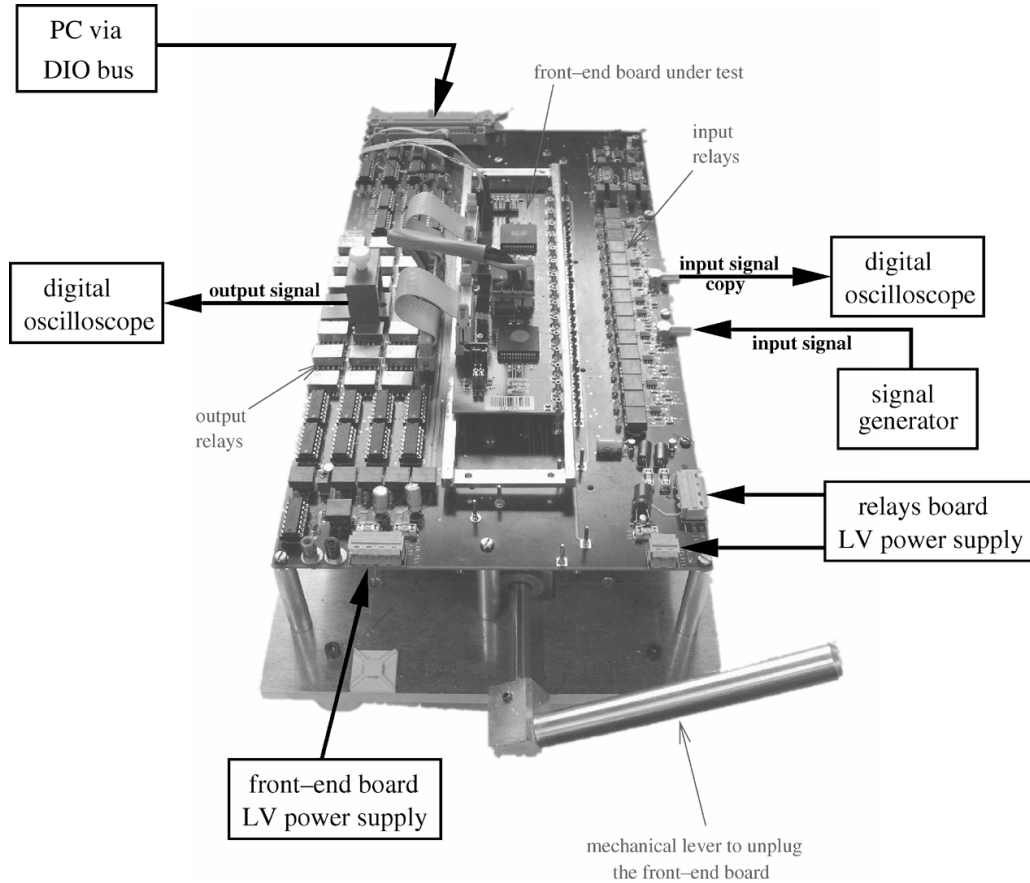


Fig. 8. Picture of the front-end electronics test bench with a 16 channel board (2 ASICs) plugged on.

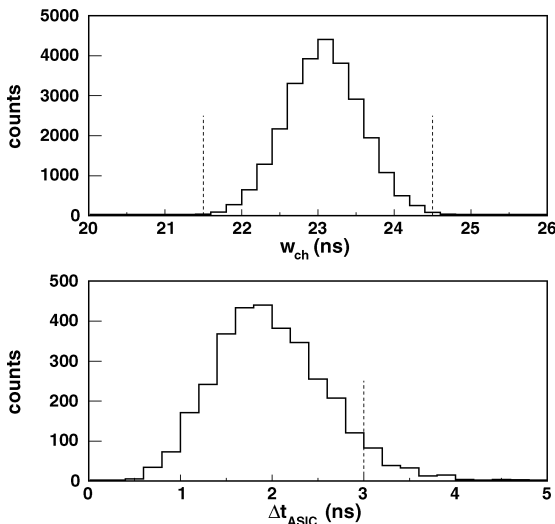


Fig. 9. ASIC production characteristics: output signal width w_{ch} (upper plot: Mean = 23.1 ns, RMS = 0.5 ns) and ASIC time dispersion Δt_{ASIC} (lower plot: Mean = 2.0 ns, RMS = 0.6 ns). The dotted lines on each plot represent the rejection cuts.

via a DIO (Digital Input-Output) card. All parameters measured for each board are saved into a file. It is then possible to trace the whole history of each front-end board which is identified with the help of a bar code read by an optical tool.

B. Test of the ASIC Production

For the test of the ASICs alone, the same front-end board equipped with a socket allowing easy plugging and unplugging operations was used. For each ASIC, the 8 output signals were characterized by measuring the amplitude of the LVDS signal A_{ch} , its width w_{ch} , and the time difference between the slowest and the fastest channel Δt_{ASIC} . The distributions of these two last parameters are shown in Fig. 9. The requirements for each parameter are: $A_{ch} = (800 \pm 100)$ mV, $w_{ch} = (23.0 \pm 1.5)$ ns and $\Delta t_{ASIC} < 3$ ns.

Over 3880 ASICs, the results are the following:

- 5.7% were not working (short-circuits, etc.);
- 11.8% were working but with at least one parameter outside limits, essentially Δt_{ASIC} and w_{ch} ;
- 82.5% were within specifications.

Finally, 3200 ASICs are available for the ALICE front-end board production while 2624 ASICs are needed.

C. Test of the Pre-Production Boards

As already mentioned, all front-end boards (including spares) have been produced during summer 2004. The tests have just started and are scheduled up to summer 2005.

However, the test of a pre-production (286 boards), accounting for 12% of the whole production, was performed at the beginning of 2004. These boards are devoted to the test

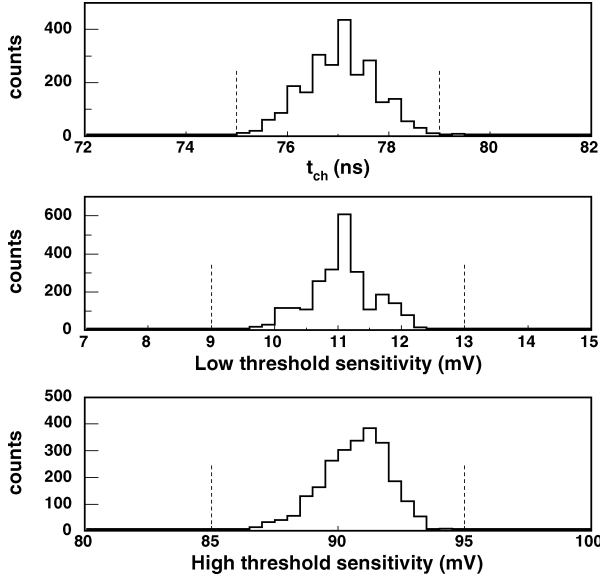


Fig. 10. Front-end board pre-production characteristics: response time (t_{ch}) with an arbitrary offset (upper plot: Mean = 77.0 ns, RMS = 0.7 ns), low threshold discriminator sensitivity (middle plot: Mean = 11.1 mV, RMS = 0.5 mV) and high threshold discriminator sensitivity (lower plot: Mean = 90.6 mV, RMS = 1.4 mV). The dotted lines on each plot represent the rejection cuts.

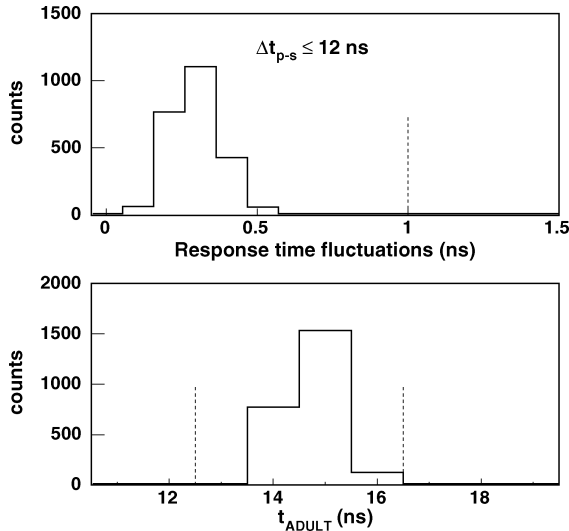


Fig. 11. Front-end board pre-production characteristics: response time fluctuations for $\Delta t_{p-s} < 12$ ns (top plot: Mean = 0.29 ns, RMS = 0.09 ns), streamer-precursor delay (t_{ADULT}) from which the reference time is no longer given by the precursor (bottom plot: Mean = 14.7 ns, RMS = 0.6 ns). The dotted lines on each plot represent the rejection cuts.

bench of the RPCs in Torino. Each board of the pre-production was tested and all the parameters were measured. Fig. 10 displays the results obtained for three parameters: the response time dispersion, the low and high threshold discriminator sensitivity.

The most crucial parameter, *e.g.*, the response time, is well within ALICE requirement. The discriminating voltages are relatively well peaked near applied thresholds.

Fig. 11 illustrates the ADULT discrimination technique implemented in the ASIC. The upper plot displays the response

time fluctuations when the delay streamer-precursor is varied from 0 to 12 ns. Fluctuations not greater than 0.5 ns are measured. The lower plot shows the value of the streamer-precursor delay t_{ADULT} from which the time reference of the output signal is no longer given by the precursor. It is close to 15 ns as expected from the design of the ASIC. These two plots illustrate the good performances of the ADULT discrimination technique.

During the tests, it appeared that 5 ASICs over 316 were not working (30 of the 286 front-end boards are made up of two ASICs), namely less than 2%. The other problems met are attributed to cabling, for about 4% of the boards (only one printed circuit problem was reported). In practice, a first test allows to identify and to replace defective ASICs, but also to identify and to solve cabling problems. Once these problems are solved, it remains about 2% of boards which do not meet the requirements. In these cases, the ASICs are changed.

VI. CONCLUSION

The dedicated front-end electronics of the ALICE muon trigger, for RPC working in streamer mode, is based on the 8 channel ADULT ASICs which have been produced and tested. The yield of bad ASICs (less than 6%) is acceptable. The pre-production of front-end boards supporting the ASICs has shown that it is possible to tune each board such that all channels are within a time window of 4 ns. The fraction of ASICs to be changed after the cabling phase is only 4% (half not working and half with at least one channel outside specifications). Finally, measurements have shown that the ADULT ASIC fulfils the ALICE dimuon trigger specifications, in terms of discrimination and timing performances, as well as radiation hardness.

REFERENCES

- [1] "ALICE Technical Proposal," ALICE Collaboration, CERN/LHCC 95-71, 1995. "ALICE Technical Proposal (Addendum)," ALICE Collaboration, CERN/LHCC 96-32, 1996.
- [2] ALICE Collaboration, "ALICE physics performance report (Volume 1)," *J. Phys. G: Nucl. Part. Phys.*, vol. 30, pp. 1517–1763, 2004.
- [3] R. Vogt, " J/Ψ production and suppression," *Phys. Rep.*, vol. 310, pp. 197–260, 1999.
- [4] "ALICE Technical Design Report of the Dimuon Forward Spectrometer," ALICE Collaboration, CERN/LHCC 99-22, 1999. "ALICE Technical Design Report (Addendum) of the Dimuon Forward Spectrometer," ALICE Collaboration, CERN/LHCC 2000-046, 2000.
- [5] R. Santonico and R. Cardarelli, "Development of resistive plate counters," *Nucl. Instrum. Meth. A*, vol. 187, pp. 377–380, 1981.
- [6] R. Arnaldi *et al.*, "Study of the resistive plate chambers for the ALICE dimuon arm," *Nucl. Instrum. Meth. A*, vol. 456, pp. 73–76, 2000.
- [7] "ALICE Technical Design Report of Trigger, Data Acquisition, High Level Trigger, Control System," ALICE Collaboration, CERN/LHCC 2003-062, 2003.
- [8] R. Arnaldi *et al.*, "Performances of a prototype for the ALICE muon trigger at LHC," *IEEE Trans. Nucl. Sci.*, vol. 51, no. 3, pp. 375–382, Jun. 2004.
- [9] —, "A dual threshold technique to improve the time resolution of resistive plate chambers in streamer mode," *Nucl. Instrum. Meth. A*, vol. 457, pp. 117–125, 2001.
- [10] P. Dupieux, "A new front-end for better performances of RPC in streamer mode," *Nucl. Instrum. Meth. A*, vol. 508, pp. 185–188, 2003.
- [11] L. Royer *et al.*, *Proc. 6th Workshop on Electronics for the LHC Experiments*, 2000, CERN/LHCC 2000-041, pp. 323–327.
- [12] M. Benedikt *et al.*, presented at the 18th International Conference on High Energy Accelerators, 2001, CERN-PS 2001-011 (DR).

CONCLUSIONS ET PERSPECTIVES

Depuis plusieurs décennies, en fait depuis la formulation du modèle standard de la physique des particules au début des années 1970, la théorie guide généralement les choix expérimentaux : prédictions des bosons électrofaibles $W^\pm$ et Z , de l'existence du quark top, du boson de Higgs, de la supersymétrie, de dimensions cachées ... Néanmoins, rien n'interdit dans le futur que des phénomènes inattendus soient dévoilés par les expérimentateurs, auquel cas s'ouvrirait une nouvelle aire de réflexion théorique.

Pour ce qui est de la physique des ions lourds ultra-relativistes, qui permet d'appréhender le diagramme de phase de la QCD en portant la matière nucléaire dans des conditions thermodynamiques extrêmes, ce sont les données expérimentales qui impulsent le plus souvent les développements théoriques. Ainsi, la physique des ions lourds est dans une situation semblable à celle de la physique des particules dans les années 1940-60, où la découverte d'une foison de nouvelles particules avait permis l'établissement de la notion de quark, de charge de couleur ... le tout ayant abouti au modèle standard de la physique des particules. Autrement dit, on peut considérer que la physique des ions lourds n'a pas atteint sa maturité du point de vue de sa description théorique. Ce constat est d'autant plus vrai que les approches théoriques sont souvent très phénoménologiques.

Ainsi, les données recueillies par les expériences du RHIC ont abouti à des résultats tout à fait étonnants : l'état initial des noyaux lourds (Au) est assimilé à un état saturé en gluons, le 'Color Glass Condensate', l'observation de la perte d'énergie par rayonnement de gluons (phénomène de 'jet quenching') ne peut s'expliquer que si le milieu produit est déconfiné, la description des effets collectifs de flot par les modèles hydrodynamiques nécessite de considérer les degrés de liberté au niveau partonique ... L'aspect quantitatif de ces observations expérimentales, confrontées aux interprétations théoriques, permet de dire que : le milieu produit dans les collisions Au-Au au RHIC (à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV) semble posséder les propriétés d'un plasma de quarks et de gluons qui se comporte comme un fluide parfait.

Les améliorations prévues pour le RHIC et les expériences associées permettront d'étudier des signaux plus rares et donc d'affiner la compréhension des propriétés de la matière qui est produite dans les collisions les plus violentes. Les capacités du RHIC offrent également la possibilité de fonctionner à plus basse énergie : $\sqrt{s_{NN}} = 5 - 200$ GeV. Cette opportunité devrait être mise à profit pour explorer un domaine du diagramme de phase de la QCD dans lequel est susceptible de se trouver, d'après les calculs de la QCD sur réseau, le point critique (voir figure 3.17). Le projet CBM ('Compressed Baryonic Matter') auprès du GSI-FAIR permettra d'étendre la zone d'exploration couverte par le RHIC pour l'étude du point critique [158].

La mise en service prochaine, en 2008, du LHC au CERN laisse entrevoir la possibi-

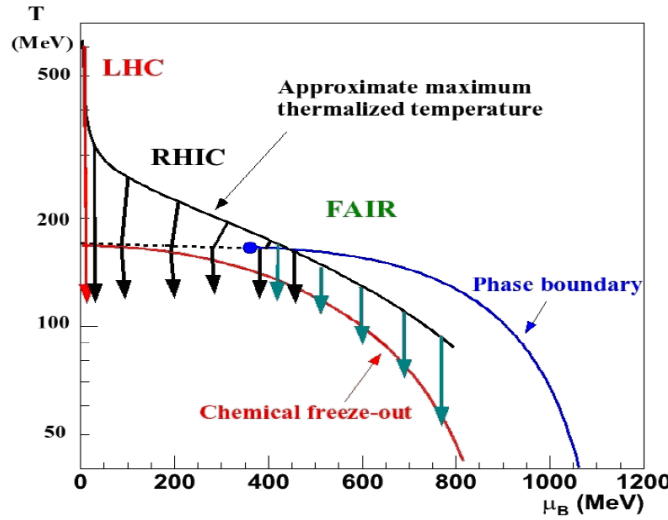


FIG. 3.17 – Représentation schématique des régions du diagramme de phase de la QCD accessibles par les différentes futures machines [117]. La position du point critique (en bleu) estimée très approximativement par la QCD sur réseau est également indiquée.

lité de se rapprocher d'un système à potentiel chimique baryonique nul. Avec une énergie dans le centre de masse des collisions noyau-noyau (Pb-Pb) presque trente fois supérieure à celle obtenue au RHIC (Au-Au), le système produit aura une densité d'énergie telle qu'il devrait se rapprocher d'un gaz parfait [159]. Dans de telles conditions, de nouveaux effets sont à prévoir. Pour cela, la collaboration ALICE a développé un détecteur qui intègre l'observation de tous les signaux possibles : hadrons, électrons, photons, muons et jets. Les simulations basées sur les résultats des données de plus basse énergie et extrapolés à l'aide des derniers développements théoriques montrent que les performances du détecteur ALICE sont suffisantes pour élargir l'étendue des observations réalisées au RHIC.

Dans cette approche des collisions d'ions lourds ultra-relativistes, les saveurs lourdes constituent une sonde de choix pour caractériser le milieu produit initialement. Leurs propriétés de formation et de désintégration permettent en effet de caractériser l'évolution spatio-temporelle du système produit. La détection des saveurs lourdes à l'aide des muons donne alors l'avantage de s'affranchir des derniers effets d'interaction, c'est-à-dire après transition de phase lorsque le système se trouve sous forme de gaz hadronique. Dans cette optique, l'étude de la production des états de la famille du Υ ouvre une nouvelle fenêtre pour la physique des ions lourds, et particulièrement dans le canal de désintégration en dimuon où les capacités du spectromètre à muons de l'expérience ALICE ont été démontrées.

Il est donc certain que les expériences à venir en physique des ions lourds ultra-relativistes augurent des résultats nouveaux. Et comme une transition de phase est un réarrangement de la matière sous une autre forme qui possède alors des propriétés différentes, à la manière d'un anagramme qui donne un tout autre sens à un mot obtenu à partir des lettres d'un autre mot. Alors, comme l'a si bien exprimé Pierre Coran dans son poème *Anagrammes*, peut-être que l'**image** des futures collisions d'ions lourds deviendra **magie** pour la compréhension du diagramme de phase de la QCD.



Anagrammes

Par le jeu des anagrammes,
Sans une lettre de trop,
Tu découvres le sésame
Des mots qui font d'autres mots.

Me croiras-tu si je m'écrie
Que toute neige a du génie?

Vas-tu prétendre que je triche
Si je change ton chien en niche?

Me traiteras-tu de vantard
Si une harpe devient phare?

Tout est permis en poésie
Grâce aux mots, l'image est magie.

Pierre Coran

Lisa (École de Saint-Saturnin, mars 2007)

Bibliographie

- [1] S.L. Glashow, Nucl. Phys. 22 (1961) 579 ;
S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. 19 (1967) 1264 ;
A. Salam, Nobel Symposium No. 8 (1968) 367.
- [2] H. Fritz, M. Gell-Mann and H. Leutwyler, Phys. Lett. B 47 (1973) 365.
- [3] J. Ellis, Nature 448 (2007) 297.
- [4] G. Altarelli and M.W. Grünewald, Phys. Rep. 403-404 (2004) 189,
The LEP Collaborations ALEPH, DELPHI, L3, OPAL, and the LEP Electroweak Working Group, hep-ex/0612034.
- [5] G. t'Hooft, Nature 448 (2007) 271.
- [6] N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. 10 (1963) 531,
M. Kobayashi and T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. 49 (1973) 652.
- [7] L.L. Chau and W.-Y. Keung, Phys. Rev. Lett. 53 (1984) 1802.
- [8] ALEPH Collaboration, Eur. Phys. J. C 6 (1999) 555.
- [9] R. Forty, Phys. Rep. 403-404 (2004) 241,
The ALEPH, CDF, DELPHI, L3, OPAL and SLD Collaborations, hep-ex/0112028.
- [10] L. Wolfenstein, Phys. Rev. Lett. 51 (1983) 1945.
- [11] Review of Particle Physics, J. Phys. G : Nucl. and Part. Phys. 33 (2006).
- [12] F. Wilczek, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 32 (1982) 177.
- [13] D.J. Gross and F. Wilczek, Phys. Rev. Lett. 30 (1973) 1323 ;
H.D. Politzer, Phys. Rev. Lett. 30 (1973) 1346.
- [14] Review of Particle Physics, Phys. Lett. B 592 (2004).
- [15] J.C. Collins and M.J. Perry, Phys. Rev. Lett. 34 (1975) 1353.
- [16] E.V. Shuryak, Phys. Rep. 61 (1980) 71.
- [17] A. Chodos, Phys. Rev. D 9 (1974) 3471.
- [18] N. Cabibbo and G. Parisi, Phys. Lett. B 59 (1975) 67.
- [19] F. Karsch and E. Laermann, hep-lat/0305025.
- [20] J.D. Bjorken, Phys. Rev. D 27 (1983) 140.
- [21] H. Satz, Phys. Rep. 403-404 (2004) 33.
- [22] H. Satz, J. Phys. G : Nucl. Part. Phys. 32 (2006) R25.
- [23] ALICE Collaboration, J. Phys. G : Nucl. Part. Phys. 30 (2004) 1517.

- [24] ZEUS Collaboration, Eur. Phys. J. C 7 (1999) 609,
H1 Collaboration, Eur. Phys. J. C 21 (2001) 33.
- [25] L. McLerran, Nucl. Phys. A 702 (2002) 49c.
- [26] R. Venugopalan, Eur. Phys. J. C 43 (2005) 337.
- [27] M. Gyulassy and L. McLerran, Nucl. Phys. A 750 (2005) 30.
- [28] D. Boyanovsky, J.H. de Vega and D.J. Schwartz, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. (2006) 441.
- [29] M. Glück, J.F. Owens and E. Reya, Phys. Rev. D 15 (1978) 2324;
B.L. Combridge, Nucl. Phys. B 151 (1979) 429.
- [30] P. Nason, S. Dawson and R.K. Ellis, Nucl. Phys. B 303 (1988) 607.
W. Beenakker et al., Nucl. Phys. B 351 (1991) 507;
M.L. Mangano, P. Nason and G. Ridolfi, Nucl. Phys. B 373 (1992) 295.
- [31] J.C. Collins, D.E. Soper and G. Sterman, Nucl. Phys. B 261 (1985) 104,
J.C. Collins and D.E. Soper, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 37 (1987) 383.
- [32] [http ://durpdg.dur.ac.uk/hepdata/pdf3.html](http://durpdg.dur.ac.uk/hepdata/pdf3.html)
- [33] V.G. Kartvelishvili et al., Phys Lett B 78 (1978) 615.
- [34] C. Peterson et al., Phys. Rev. D 27 (1983) 105.
- [35] Summary Report for the HERA-LHC workshop proceedings, hep-ph/0601164.
- [36] E. Laenen, J. Smith and W.L. Van Neerven, Nucl. Phys. B 369 (1992) 543.
- [37] M. Cacciari, et al., JHEP 07 (2004) 033.
- [38] CDF Collaboration, Phys. Rev. D 71 (2005) 032001.
- [39] Quarkonia Working Group, hep-ph/0412158.
- [40] H. Fritzsch, Phys. Lett. B 67 (1977) 217.
F. Halzen, Phys. Lett. B 69 (1977) 105.
- [41] E.L. Berger, J. Qiu and Y. Wang, Int. J. Mod. Phys. A 20 (2005) 3753.
- [42] G.T. Bodwin, E. Braaten and G.P. Lepage, Phys. Rev. D 51 (1995) 1125.
- [43] D0 Collaboration, Phys. Rev. Lett. 94 (2005) 232001.
- [44] CDF Collaboration, Phys. Rev. Lett. 85 (2000) 2886.
- [45] CDF Collaboration, Phys. Rev. Lett. 88 (2002) 161802.
- [46] M. Cacciari, P. Nason and R. Vogt, Phys. Rev. Lett. 95 (2005) 122001.
- [47] R. Vogt, RICH-II Science Workshop at BNL, April 28-30, 2005, [http ://rhicii-science.bnl.gov/heavy/doc/April05Meeting/index.html](http://rhicii-science.bnl.gov/heavy/doc/April05Meeting/index.html).
- [48] M. Bedjidian et al., CERN Yellow Book of the workshop : *Hard Probes in Heavy Ion Collisions at LHC*, hep-ph/0311048.
- [49] K.J. Eskola, V.J. Kolhinen and P.V. Ruuskanen, Nucl. Phys. B 535 (1998) 351.
- [50] A. Krzywicki et al., Phys. Lett. B 85 (1979) 407.
- [51] J.W. Cronin et al., Phys. Rev. D 11 (1975) 3105.
- [52] C.-Y. Wong, *Introduction to High-Energy Heavy-Ion Collisions*, World Scientific Publishing (1994) Chap. 12.

- [53] A. Capella et al., Phys. Lett. B 206 (1988) 354.
- [54] NA50 Collaboration, Eur. Phys. J. C 31 (2004) 31.
- [55] J.D. Bjorken, Fermilab-Pub-82/59-THY (1982).
- [56] R. Baier, D. Schiff and B.G. Zakharov, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 50 (2000) 37.
- [57] B.G. Zakharov, JETP Lett. 63 (1996) 952,
R. Baier et al., Nucl. Phys. B 483 (1997) 291.
- [58] Y. Dokshitzer and D. Kharzeev, Phys. Lett. B 519 (2001) 1999.
- [59] U.A. Wiedemann, Nucl. Phys. B 588 (2000) 30.
- [60] M. Gyulassy, P. Levai and I. Vitev, Phys. Rev. Lett. 85 (2000) 5535.
- [61] H. Stoecker, Nucl. Phys. A 750 (2005) 121,
J. Ruppert and B. Muller, Phys. Lett. B 618 (2005) 123.
- [62] N. Armesto et al., Phys. Rev. D 71 (2005) 054027.
- [63] E. Eichten et al., Phys. Rev. Lett. 34 (1975) 369.
- [64] H. Joss and I. Montvay, Nucl. Phys. B 225 (1983) 565,
V.V. Dixit, Mod. Phys. Lett. A Vol. 5, No. 4 (1990) 227.
- [65] H. Satz, Prog. Rep. Phys. 63 (2000) 1511.
- [66] T. Matsui and H. Satz, Phys. Lett. B 178 (1986) 416.
- [67] Á. Mócsy and P. Petrecsky, hep-ph/0706.2183.
- [68] S.J. Brodsky and A.H. Mueller, Phys. Lett. B 206 (1988) 685.
- [69] A. Andronic et al., Phys. Lett. B 571 (2003) 36.
- [70] *The Relativistic Heavy Ion Collider Project : RHIC and its Detectors*, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A 499 (2003) 235-436.
- [71] *The Relativistic Heavy Ion Collider Project : RHIC and its Detectors*, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A 499 (2003) 437-469.
- [72] *The Relativistic Heavy Ion Collider Project : RHIC and its Detectors*, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A 499 (2003) 469-602.
- [73] *The Relativistic Heavy Ion Collider Project : RHIC and its Detectors*, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A 499 (2003) 603-624.
- [74] *The Relativistic Heavy Ion Collider Project : RHIC and its Detectors*, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A 499 (2003) 624-813.
- [75] PHENIX Collaboration, *PHENIX Beam Use Proposal Update for RHIC Run-7 and Beyond*, 13 March 2007.
- [76] BRAHMS Collaboration, Nucl. Phys. A 757 (2005) 1.
- [77] PHOBOS Collaboration, Nucl. Phys. A 757 (2005) 28.
- [78] STAR Collaboration, Nucl. Phys. A 757 (2005) 102.
- [79] PHENIX Collaboration, Nucl. Phys. A 757 (2005) 184.
- [80] M.J. Tannenbaum, Rep. Prog. Phys. 69 (2006) 2005.
- [81] PHOBOS Collaboration, Phys. Rev. Lett. 91 (2003) 052303

- [82] BRAHMS Collaboration, Phys. Rev. Lett. 93 (2004) 242303.
- [83] D. d'Enteria, J. Phys. G : Nucl. Part. Phys. 34 (2007) S53.
- [84] M. Kaneta and N. Xu, Proceeding of the International Conference on Quarks Matter 2004, Oakland, nucl-th/0405068.
- [85] J.-Y. Ollitrault, Phys. Rev. D 46 (1992) 229, 48 (1993) 1132,
S. Voloshin and Y. Zhang, Z. Phys. C 70 (1996) 665.
- [86] STAR Collaboration, Phys. Rev. C 72 (2005) 014904.
- [87] D. Teaney, Phys. Rev. C 68 (2003) 034913.
- [88] Y. Akiba, for the PHENIX Collaboration, Nucl. Phys. A 774 (2006) 403.
- [89] PHOBOS Collaboration, Phys. Rev. Lett. 91 (2003) 072302,
PHENIX Collaboration, Phys. Rev. Lett. 91 (2003) 072303,
STAR Collaboration, Phys. Rev. Lett. 91 (2003) 072304,
BRAHMS Collaboration, Phys. Rev. Lett. 91 (2003) 072305.
- [90] PHENIX Collaboration, Phys. Rev. Lett. 94 (2005) 232301.
- [91] STAR Collaboration, Phys. Rev. Lett. 91 (2003) 072304.
- [92] STAR Collaboration, Phys. Rev. Lett. 95 (2005) 152301.
- [93] I. Vitev and M. Gyulassy, Phys. Rev. Lett. 89 (2002) 252301.
- [94] K.J. Eskola et al., Nucl. Phys. A 747 (2005) 511.
- [95] PHENIX Collaboration, Phys. Rev. Lett. 97 (2006) 252002.
- [96] PHENIX Collaboration, Phys. Rev. Lett. 98 (2007) 172301.
- [97] M.G. Mustafa, Phys. Rev. C 72 (2005) 014905.
- [98] Ph. Crochet, S. Gadrat and G. Martinez, hep-ph/0702035.
- [99] NA50 Collaboration, Eur. Phys. J. C 39 (2005) 335.
- [100] PHENIX Collaboration, Phys. Rev. Lett. 98 (2007) 232202.
- [101] PHENIX Collaboration, Phys. Rev. Lett. 96 (2006) 012304.
- [102] PHENIX Collaboration, Phys. Rev. Lett. 98 (2007) 232201.
- [103] C. Lourenço, Nucl. Phys. A 783 (2007) 451.
- [104] A. Andronic et al., Nucl. Phys. A 789 (2007) 334.
- [105] F. Karsch, D. Kharzeev and H. Satz, Phys. Lett. B 637 (2006) 75.
- [106] R. Granier de Cassagnac, nucl-ex/0707.0328.
- [107] K. Tuchin, J. Phys. G : Nucl. and Part. Phys. 30 (2004) S1167.
- [108] S. Gadrat, G. Roche and Ph. Rosnet, PHENIX Internal Note (March, 2006), PHENIX-AN488.
- [109] S. Gadrat, Thèse de Doctorat, Université Blaise Pascal (2005), PCCF T 0502,
[http ://www.phenix.bnl.gov/thesis.html](http://www.phenix.bnl.gov/thesis.html).
- [110] R. Vogt, Phys. Rep. 310 (1999) 197.
- [111] PHENIX Collaboration, Phys. Rev. Lett. 92 (2004) 051802.
- [112] STAR Collaboration, Phys. Rev. Lett. 94 (2005) 062301.

- [113] R. Vogt, *Baseline prediction for electrons from heavy flavors decays and Drell-Yan production at RHIC II*, Second RHIC II Science Workshop, BNL, USA, April 29-30, 2005.
- [114] M.H. Thomas, J. Phys. G : Nucl. Part. Phys. 31 (2005) L7, 539.
- [115] *New Discoveries at RHIC : A Case for the Strongly Interacting Quark-Gluon Plasma*, Nucl. Phys. A 750 (2005) 1-169.
- [116] *Mid-Term Strategic Plan : 2006-2011 - for the Relativistic Heavy Ion Collider at Brookhaven National Laboratory*, [http ://www.rhic.bnl.gov/midterm/](http://www.rhic.bnl.gov/midterm/), February 14, 2006.
- [117] *Future Science at the Relativistic Heavy Ion Collider*, BNL-77334-2006-IR, [http ://www.bnl.gov/physics/rhicIIscience/](http://www.bnl.gov/physics/rhicIIscience/), December 30, 2006.
- [118] ATLAS Collaboration, CERN/LHCC/94-43, CERN/LHCC/99-14, CERN/LHCC/99-15.
- [119] CMS Collaboration, J. Phys. G : Nucl. Part. Phys. 34 (2007) 2307.
- [120] LHCb Collaboration, CERN/LHCC/98-04.
- [121] CMS Collaboration, CERN/LHCC 2007-009
- [122] O. Brüning and P. Collier, Nature 448 (2007) 285.
- [123] ALICE Collaboration, J. Phys. G : Nucl. Part. Phys. 32 (2006) 1295.
- [124] ALICE Collaboration, APO/ALICE setup, janvier 2008
- [125] ALICE Collaboration, CERN/LHCC/1995-71, CERN/LHCC/1996-32.
- [126] ALICE Collaboration, CERN/LHCC/1999-12.
- [127] ALICE Collaboration, CERN/LHCC/2000-01.
- [128] ALICE Collaboration, CERN/LHCC/2001-21.
- [129] ALICE Collaboration, CERN/LHCC/2002-16.
- [130] ALICE Collaboration, CERN/LHCC/1998-19.
- [131] ALICE Collaboration, CERN/LHCC/1999-04.
- [132] ALICE Collaboration, CERN/LHCC/1.
- [133] F. Staley and E. Vercellin, CERN Courier 47 (December 2007) 30.
- [134] ALICE Collaboration, CERN/LHCC/1999-22, CERN/LHCC/2000-46.
- [135] ALICE Collaboration, CERN/LHCC/2004-025.
- [136] ALICE Collaboration, CERN/LHCC/1999-32, CERN/LHCC/2003-038.
- [137] ALICE Collaboration, CERN/LHCC/1999-05.
- [138] ALICE Collaboration, CERN/LHCC/2003-062.
- [139] ALICE Collaboration, CERN/LHCC/2005-018.
- [140] R. Santonico and R. Cardarelli, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A 187 (1981) 377.
- [141] R. Arnaldi et al., Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A 451 (2000) 462.
- [142] R. Arnaldi et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. 51 (2004) 375.
- [143] R. Arnaldi et al., Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A 490 (2002) 51.
- [144] O. Roig, Thèse de Doctorat, Université Blaise Pascal (1999), PCCF T 9910.

- [145] B. Forestier, Thèse de Doctorat, Université Blaise Pascal (2003), PCCF T 0305.
- [146] L. Lamoine, Thèse de Doctorat, Université Blaise Pascal (2001), PCCF T 0104.
- [147] R. Arnaldi et al., Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A 457 (2001) 117,
P. Dupieux, Nucl. Instr. Meth. Phys. Res. A 508 (2003) 185.
- [148] L. Royer, Proceeding of the 6th Workshop on Electronics for the LHC Experiment (000), CERN/LHCC 2000-041, 323,
L. Royer, Mémoire de diplôme d'ingénieur C.N.A.M. en électronique, Conservatoire National des Arts et Métiers, 11 mai 2001.
- [149] F. Jouve, Ph. Rosnet and L. Royer, ALICE Engineering Note (December, 2003), ALICE-EN-2003-020.
- [150] R. Arnaldi et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. 52 (2004) 1176.
- [151] R. Guernane et al., ALICE Internal Note (August, 2005) ALICE-INT-2005-018.
- [152] P. Crochet, Habilitation à Diriger des Recherches, Université Blaise Pascal (2005), PCCF 0506.
- [153] F. Guerin, Thèse de Doctorat, Université Blaise Pascal (2006), PCCF T 0606.
- [154] F. Guerin et al., ALICE Internal Note (March, 2006), ALICE-INT-2006-0002.
- [155] S. Gavin et al., Phys. Rev. C 54 (1996) 2606.
- [156] C.Y. Wong, Phys. Rev. C 72 (2005) 034906.
- [157] W.M. Alberico et al., Phys. Rev. D 72 (2005) 114011.
- [158] P. Senger, J. Phys. G : Nucl. and Part. Phys. 30 (2004) S1087.
- [159] J. Schukraft, Proceedings of the "D. A. Bromley Memorial Symposium" (Yale University, USA, December 2005), nucl-ex/0602014.