



HAL
open science

L'Etrangeté du Plasma de Quarks et de Gluons

Christelle Roy

► **To cite this version:**

Christelle Roy. L'Etrangeté du Plasma de Quarks et de Gluons. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université de Nantes, 2005. tel-00011076

HAL Id: tel-00011076

<https://theses.hal.science/tel-00011076>

Submitted on 22 Nov 2005

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

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

UNIVERSITE DE NANTES
FACULTE DES SCIENCES ET DES TECHNIQUES

ECOLE DOCTORALE SCIENCES ET TECHNOLOGIES
DE L'INFORMATION ET DES MATERIAUX

Année 2005

L'Etrangeté du Plasma de Quarks et de Gluons

HABILITATION A DIRIGER DES RECHERCHES

Discipline : Physique Nucléaire

Spécialité : Physique des Ions Lourds

Présentée

et soutenue publiquement par

Christelle ROY

Le 28 Octobre 2005, devant le jury ci-dessous

Président : Bernard Tamain, *Professeur Université de Caen – LPC, Caen*
Rapporteurs : Pascal Dupieux, *Directeur de Recherche CNRS – LPC, Clermont-Ferrand*
Jean-Yves Ollitrault, *Directeur de Recherche CNRS – CEA, Saclay*
Fouad Rami, *Chargé de Recherche CNRS – IReS, Strasbourg*
Examineurs : Jörg Aichelin, *Professeur Université de Nantes – SUBATECH, Nantes*
Hans Gutbrod, *Professeur – GSI, Darmstadt*
Lilian Martin, *Chargé de Recherche CNRS – SUBATECH, Nantes*

Parce qu'il est là
George Herbert Leigh Mallory
1923



Préface

Mes travaux de thèse de doctorat menés à l'Université Louis Pasteur de Strasbourg, ont porté sur l'étude des collisions d'ions lourds aux énergies comprises entre 0,1 et 2 GeV par nucléon, énergies délivrées par le synchrotron de Darmstadt en Allemagne. A ce régime, la matière nucléaire est contrainte à changer d'état en raison des fortes températures et pressions auxquelles elle est soumise : c'est le domaine de prédilection pour étudier une matière qui transiterait d'un état liquide à gazeux et en aval, de progresser dans la formulation de l'équation d'état de cette matière nucléaire. De nombreuses expériences furent planifiées pour tenter de mettre en évidence cette transition de phase, en particulier celles des Collaborations ALADIN, HADES, KAOS, et enfin FOPI dont j'étais membre.

La fin de ma thèse en 1996 a coïncidé avec la publication de résultats tout à fait intrigants et spectaculaires par plusieurs collaborations du CERN étudiant les collisions d'ions lourds à des énergies d'une centaine de GeV par nucléon. Cette fois-ci, il s'agissait de rechercher une autre transition de phase, celle qui conduirait la matière nucléaire gazeuse dont je viens de parler, à un état tout à fait singulier, un état « plasma » dans lequel les quarks et les gluons formant initialement les nucléons ne seraient plus soumis à aucune interaction, condition qui a grandement évolué comme nous le verrons au travers de la lecture de ce mémoire.

Ma thèse s'est achevée également au moment où lors des conférences, non seulement théoriciens et expérimentateurs débattaient ardemment de l'intelligibilité des mesures effectuées qui tentaient de démontrer la formation de ce plasma de quarks et de gluons, mais aussi s'enthousiasmaient, déjà, des futurs programmes des laboratoires de Brookhaven aux Etats-Unis et du CERN à Genève, qui allaient délivrer des énergies plus extrêmes encore, des énergies ultra-relativistes sensées offrir de meilleures conditions pour la mise en évidence de cette matière atypique. Un certain Hans Gutbrod faisait selon l'expression préférée de tout candidat au CNRS, « la tournée des labos » afin de présenter ces expériences gigantesques, d'éveiller l'intérêt et... voire de recruter des physiciens susceptibles de participer à ces vastes programmes de recherche.

Cet engouement est devenu mien à la fin de ma thèse puisque j'ai souhaité poursuivre mes activités de recherche dans la physique des ions lourds ultra-relativistes.

En octobre 1996, j'ai ainsi rejoint le groupe STAR de Subatech, impliqué depuis peu dans l'expérience éponyme située à Brookhaven ainsi que dans l'expérience WA98 du CERN. Achevée depuis 2000, WA98 m'a permis de me familiariser avec l'environnement du CERN, avec la communauté et les thématiques de la physique des ions lourds relativistes. Concernant mon implication dans STAR qui a représenté jusqu'à ce jour, la majeure partie de mes activités, il m'a paru judicieux de focaliser mes travaux sur l'étrangeté produite lors de ces collisions. Ce mémoire retrace quelles en ont été mes motivations, quels ont été les résultats de cette recherche ou encore quels développements instrumentaux ou logiciels ont été élaborés afin de tenter de contribuer, au mieux, à la recherche de ce plasma si étrange...



Acronymes, Notations & Sigles

AGS	Alternating Gradient Synchrotron
ALICE	A Large Ion Collider Experiment
BBC	Beam Beam Counter
BEMC	Barrel ElectroMagnetic Calorimeter
BNL	Brookhaven National Laboratory
BRAHMS	Broad RAnge Hadron Magnetic Spectrometer experiment at RHIC
CERN	Conseil Européen pour la Recherche Nucléaire
CGC	Color Glass Condensate
CTB	Central Barrel Trigger
EOS	Equation Of State
FTPC	Forward Time Projection Chamber
GLV	Gyulassy Levai Vitev
ISR	Intersecting Storage Rings
LBNL	Lawrence Berkeley National Laboratory
LHC	Large Hadron Collider
LQCD	Lattice Quantum ChromoDynamics
MeV(GeV)/n	MeV(GeV) par nucleon
MWPC	Multi Wire Proportional Chamber
PHENIX	Pioneering High Energy Nuclear Experiment
PQCD	Perturbative ChromoDynamics
QCD	Quantum ChromoDynamics
QGP	Quark Gluon Plasma
RHIC	Relativistic Heavy Ion Collider
$\sqrt{s_{NN}}$	Energie dans le centre de masse par paire de nucléons
SPS	Super Proton Synchrotron
SSD	Silicon Strip Detector
STAR	Solenoidal Tracker At RHIC
SVT	Silicon Vertex Tracker
TPC	Time Projection Chamber
UrQMD	Ultra-relativistic Quantum Molecular Dynamics
ZDC	Zero Degree Calorimeter

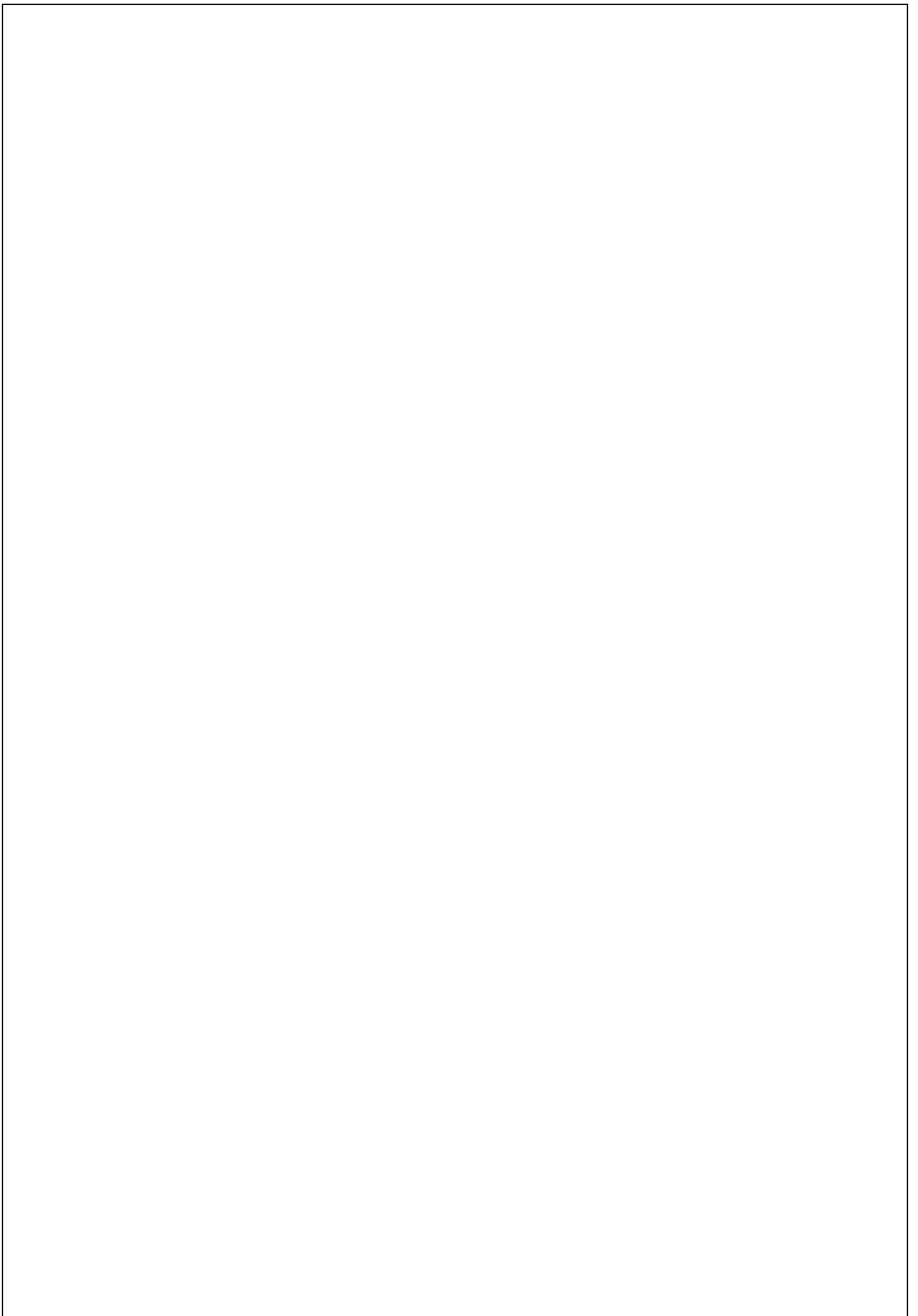


Sommaire

Le sujet	3
Chapitre 1	9
Récit d'un état atypique	9
1.1 La matière QCD déconfinée.....	11
1.1.1 Les premiers pas.....	11
1.1.2 La QCD sur réseaux.....	13
1.2 Phénoménologie d'une collision d'ions lourds.....	15
1.2.1 Un plasma en laboratoire.....	15
1.2.2 Scénario d'une collision d'ions lourds.....	16
1.3 Son histoire de 1982 à 2000.....	20
1.3.1 Le programme dédié du CERN.....	20
1.3.2 Leçons... ..	25
Chapitre 2	29
STAR, contextes physique et expérimental	29
2.1 Le collisionneur RHIC.....	31
2.1.1 Une vue d'ensemble.....	31
2.1.2 Un choix technique différent.....	33
2.1.3 Une physique différente.....	34
2.2 L'expérience STAR.....	49
2.2.1 Une vue d'ensemble.....	51
2.2.2 Un dispositif adéquat pour mesurer l'étrangeté.....	51
2.2.3. Adéquat mais pas parfait.....	57
Avant-propos	61
De l'Etrangeté	61
A.P.1 Créer l'étrangeté dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes.....	64
A.P.2 Face aux arguments simples.....	66
A.P.3 Des motivations supplémentaires.....	68
Chapitre 3	71
Les résonances étranges : un chronomètre pour collision	71
3.1 Les résonances étranges dans une collision d'ions lourds.....	73
3.1.1 Des temps de vie insuffisants pour survivre.....	73
3.1.2 Les résonances dans « l'école Rafelski ».....	75
3.1.3 Des modèles dynamiques prometteurs.....	77
3.1.4 Les complications attendues.....	78
3.2 Rechercher les résonances $\Lambda(1520)$	79
3.2.1 Les principes des méthodes d'analyses.....	79
3.2.2 Dans le contexte particulier de STAR.....	80
3.3 Caractéristiques de la production de $\Lambda(1520)$ aux énergies RHIC.....	85
3.3.1 Une suppression de résonances étranges.....	85
3.3.2 Le temps de rediffusion.....	87
3.3.3 Une dynamique particulière.....	90
3.4 Synthèse.....	91

Chapitre 4	93
Des indicateurs doublement étranges	93
4.1 Les particules (doublement-)étranges dans une collision d'ions lourds	95
4.1.1 Une naissance précoce	95
4.1.2 La fugacité de l'étrangeté	96
4.2 Identifier des baryons doublement étranges	97
4.2.1 Les principes des méthodes d'analyses	97
4.2.2 Dans le contexte particulier de STAR	100
4.3 Caractéristiques de la production de Ξ aux énergies RHIC	106
4.3.1 Les rapports de particules étranges et la densité nette baryonique	106
4.3.2 Les caractéristiques au <i>freeze-out</i> chimique	108
4.3.3 Que sont devenus les signaux étranges du SPS ?	111
4.3.4 La formation des hadrons	114
4.3.5 Les caractéristiques dynamiques	120
Epilogue	127
Evolution étrange d'une sonde étrange	129
Un chantier en cours	130
Après 2005, année de la physique	132
Y sommes-nous ?	133
Annexes	135
Annexe A : Calendrier d'installation des détecteurs de STAR	137
Annexe B : Trajectographie dans la partie centrale de STAR	139
Références bibliographiques	143
Curriculum vitae	153
Pour que ce mémoire existe	155
Encadrements de travaux de thèse	155
Participations à des jurys de thèse	156
Encadrements de stagiaires de DEA et autres	157
Conférences, séminaires et autres exposés	158
Liste des publications	160
Ces personnes étaient là	169

Le sujet



L'étrangeté du plasma de quarks et de gluons

Car c'est en effet un état de la matière nucléaire bien étrange que les physiciens s'évertuent à créer auprès des accélérateurs et collisionneurs de particules depuis déjà plus de vingt ans. La théorie de la QCD sur réseaux a prédit que sous des conditions de densités d'énergie et de températures extrêmes atteintes lors de collisions d'ions lourds les plus violentes, les partons constituant la matière nucléaire ordinaire dite hadronique, devraient se libérer les uns des autres, créant ainsi cet état si particulier qui fut appelé plasma de quarks et de gluons, le QGP (Quark Gluon Plasma). Par ailleurs, il est communément admis aujourd'hui, que cet état aurait prévalu quelques fractions de seconde après le Big Bang. En étudiant cette matière, le cadre de la physique nucléaire est largement dépassé puisque l'un de ses domaines connexes, celui de l'astrophysique, est également concerné et vivement intéressé par sa mise en évidence. Parallèlement à sa recherche en laboratoire, les astrophysiciens scrutent l'Univers afin de déceler la présence d'étoiles de quarks qui contiendraient les stigmates des premiers instants de l'Univers. Un candidat avait été annoncé en 2002 par un groupe d'astrophysiciens, suscitant un vif intérêt de la part de la communauté scientifique mais a été, hélas, démenti depuis.

Côté laboratoire, la recherche n'est pas plus aisée si l'on constate que les premières expériences d'ions lourds relativistes ont eu lieu au début des années 80. Avec le temps, le changement de machine s'est accompagné d'une montée en énergie : du Bevalac au LBNL de Berkeley opérant à $\sqrt{s_{NN}} \approx 1$ GeV, à l'AGS du BNL à Brookhaven avec une énergie $\sqrt{s_{NN}} = 5$ GeV, au SPS du CERN à Genève avec $\sqrt{s_{NN}} = 17$ GeV jusqu'au $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV de l'actuel RHIC du BNL. LHC prendra le relais en 2007 avec une énergie égale à $\sqrt{s_{NN}} = 5,5$ TeV et on parle déjà beaucoup de la deuxième phase du RHIC à l'horizon 2013. Jusqu'à ce début de siècle, aucune preuve décisive n'a pu être apportée quant à la formation de ce plasma de quarks et de gluons bien que les expériences auprès du SPS y ont vu des signes de sa présence. Au RHIC, nous allons le voir, une matière bien étrange a été créée et si le terme de plasma n'y est que rarement et prudemment associé, c'est indubitablement une matière intrigante et qui ne ressemble à rien d'autre sur Terre ou qui ait pu être créée auparavant.

L'étrangeté de cette matière réside également dans sa nature proprement dite car les énergies auxquelles les physiciens travaillent sont suffisamment élevées pour créer en abondance des quarks étranges et partant des hypérons. N'existant pas dans les noyaux incidents qui vont entrer en collision, ces quarks étranges sont des purs produits de la réaction et sont sensés véhiculer la mémoire de l'histoire de leur formation. Décrire leur formation a d'ailleurs été la première proposition faite par des théoriciens aux expérimentateurs pour mettre en évidence la formation du plasma de quarks et de gluons. Les quarks étranges sont effectivement particulièrement

judicieux car ils sont littéralement créés comme nous venons de l'écrire, mais surtout car ils présentent l'avantage d'être produits de manière relativement abondante par rapport aux quarks plus lourds, du charme et de la beauté, pour permettre ainsi des analyses significatives et diverses. Par exemple, les premiers résultats significatifs sur la production de résonances J/ψ dans les collisions d'ions lourds à RHIC sont parus au cours de l'été 2005 alors que ceux relatifs à la production de baryons triplement étranges ont été interprétables dès la première année de prise de données.

A la fin de mon doctorat, j'ai souhaité contribuer à la recherche de cette matière déconfinée, à la description de laquelle j'ai consacré le premier chapitre de ce mémoire. J'ai choisi d'y dresser un historique puis un statut de nos connaissances phénoménologiques actuelles ainsi qu'un bilan des résultats des expériences passées. Nous verrons par la suite que, curieusement ou peut-être logiquement en fait, ces résultats sont aujourd'hui bien mieux compris qu'ils ne l'ont été lors de leur parution voici quelques années et ceci grâce à l'interprétation des résultats récents du RHIC qui a nécessité un retour sur celle de leurs prédécesseurs.

J'ai choisi de concentrer mes travaux sur les particules étranges produites dans les collisions d'ions lourds au RHIC. Les arguments de ce choix sont explicités dans un avant-propos aux troisième et quatrième chapitres qui sont consacrés à la présentation des résultats des analyses menées sur la production, respectivement des résonances étranges et des baryons doublement étranges. Les aspects chimiques, thermiques et dynamiques de ces productions seront investigués afin d'obtenir une description aussi complète que possible du déroulement de la collision, puis confrontés aux prédictions de diverses approches théoriques. Le choix d'étudier l'étrangeté par le biais de deux types de particules de nature différente, hormis le fait qu'elles sont heureusement étranges, était tout à fait délibéré. Cela m'a en effet permis d'utiliser et donc de me former à des techniques d'analyses différentes mais aussi et surtout d'obtenir des informations de nature elle-aussi différente : les résonances vont permettre d'obtenir des informations sur le déroulement d'une collision d'ions lourds, sur la durée entre ses diverses phases alors que les baryons multi-étranges vont caractériser davantage les propriétés chimiques et dynamiques de la matière dense créée à RHIC.

Les analyses ont été menées à partir des mesures réalisées par l'expérience STAR dont j'ai rejoint la collaboration en 1996. J'ai ainsi eu l'opportunité d'assister à la construction de cette expérience, à sa mise en fonctionnement et surtout aux premières prises de données en juin 2000 puis à la réalisation des premières analyses. Depuis 2000, une pléthore de phénomènes nouveaux et souvent inattendus a été produite, par STAR, mais aussi par les trois autres expériences du RHIC. Dans le chapitre 2, j'ai tenté d'extraire les résultats les plus significatifs et spectaculaires pour la compréhension de la physique au RHIC et enfin, de situer l'expérience STAR dans ce contexte.

Si les résultats du RHIC sont impressionnants en nombre et en qualité, c'est en partie grâce au fait qu'ils ont été confirmés par les quatre expériences, indépendamment. En raison de leur spécificité propre, chacune de ces expériences a également apporté des mesures et informations uniques permettant ainsi de compléter le tableau dressé par l'ensemble des expériences. Pour tirer profit au mieux de cet atout des expériences du RHIC, j'ai fréquemment choisi de présenter

nos résultats dans le contexte de ceux du RHIC. Souvent, ils seront en effet inclus dans des systématiques en fonction de l'énergie, du type de collisions ou encore du type de particules. Sur ce dernier point et tout particulièrement dans le cadre de l'étude des particules étranges, nous verrons que STAR est « L' » expérience du RHIC la mieux à même de pouvoir mesurer de façon la plus complète que possible, la famille des particules étranges, des mésons aux baryons, des étranges aux multi-étranges, des anti-hypérons aux hypérons.

Et avec ces possibilités d'analyses multiples, nous verrons qu'aujourd'hui encore, l'étrangeté du plasma de quarks et de gluons est loin d'être banalisée et l'intérêt qu'elle a suscité depuis plus de vingt ans, loin d'être édulcoré.



Chapitre 1

Récit d'un état atypique



1.1 La matière QCD déconfinée

1.1.1 Les premiers pas

La Chromodynamique Quantique (QCD), théorie fondamentale de l'interaction forte, décrit les interactions entre quarks et gluons, constituants des hadrons. La nature non abélienne de la symétrie de jauge QCD impose le confinement des quarks et des gluons dans les hadrons. Au début des années cinquante, Pomeranchuk préconise l'existence d'une limite supérieure à la température d'une matière hadronique en se basant sur la taille finie des hadrons [Pomeranchuk 51]. A la fin des années soixante, Hagedorn propose une matière composée de résonances hadroniques avec également une température limite [Hagedorn 65]. Aujourd'hui, ces limites sont comprises comme reflétant une transition de phase d'une matière hadronique vers un autre état.

Au milieu des années soixante-dix, des théoriciens s'intéressent au domaine des hautes températures et stipulent que sous certaines conditions, la matière nucléaire hadronique doit « se fondre », conduisant à la libération des quarks et des gluons [Collins 75, Cabibbo 75, Baym 76, Shuryak 78]. Collins et Perry écrivent :

« Our basic picture then is that matter at densities higher than nuclear consists of a quark soup. The quarks become free at sufficiently high density ».

Dans sa revue datant de 1980 sur « la chromodynamique quantique et la théorie de la matière super-dense » [Shuryak 80], Shuryak propose d'appeler cet état, le **Plasma de Quarks et de Gluons** (PQG ou QGP) :

« When the energy density exceeds some typical hadronic value ($\sim 1 \text{ GeV}/\text{fm}^3$), matter no longer consists of separate hadrons (protons, neutrons, etc.), but of their fundamental constituents, quarks and gluons. Because of the apparent analogy with similar phenomena in atomic physics we may call this phase of matter the QCD (or quark-gluon) plasma. »

L'intérêt d'étudier cet état dépasse largement le cadre de la physique nucléaire des ions lourds à haute énergie car il se retrouve dans les domaines connexes que sont l'astrophysique et la cosmologie : le QGP est supposé être celui de l'Univers primordial quelque 10^{-4} seconde après le Big Bang.

Notre communauté a l'habitude (fâcheuse ?) de présenter, souvent en guise d'introduction à un exposé, le diagramme des phases de la matière nucléaire dans le plan température T – densité nette baryonique N_B , c'est-à-dire la quantité d'antibaryons soustraite à la quantité de baryons. Le choix de cette représentation¹ est dicté par le fait que dans la théorie de la QCD, la quantité N_B est conservée car

¹ Une représentation alternative consiste à remplacer la densité nette baryonique par le potentiel chimique baryonique μ_B qui traduit la variation d'énergie E du système quand le nombre baryonique total N_B (baryons – antibaryons) augmente d'une unité, soit $\mu_B = \delta E / \delta N_B$

elle ne peut être modifiée par un quelconque processus, les particules étant toujours créées par paire particule-antiparticule lorsqu'il s'agit de baryons.

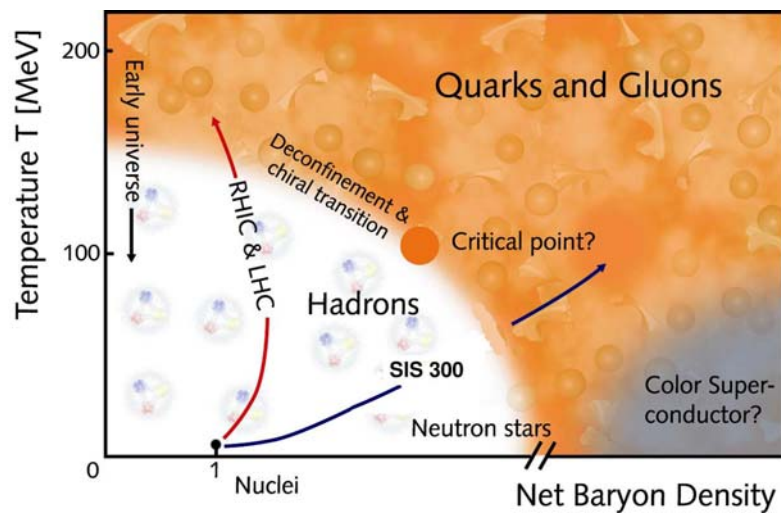


Figure 1.1 : Diagramme des phases de la matière nucléaire dans le plan température – densité nette baryonique. Les flèches indiquent de façon schématique les chemins que permettent de suivre diverses machines accélérant les ions lourds, comme RHIC, LHC et SIS 300 ou encore celui qu'a suivi notre Univers après sa création.

La figure 1.1 présente ce diagramme avec ses diverses phases. La région située aux basses températures et à une densité baryonique égale à l'unité correspond à la matière nucléaire ordinaire ($N_B = 1$ ou $\mu_B \approx 940$ MeV). En augmentant la densité d'énergie du système par compression ou par échauffement, la matière se transforme en un gaz de hadrons dans lequel les nucléons interagissent, forment des pions, des états excités de proton ou neutron (les résonances Δ) et d'autres hadrons. En élevant davantage la densité d'énergie, la transition de phase du gaz de hadrons vers un plasma de quarks et de gluons est attendue et comme l'indiquent les flèches sur la figure 1.1, elle peut être atteinte par des chemins divers et variés. En revanche, lors de la formation de l'Univers primordial, la transition d'un état de déconfinement vers un gaz de hadrons aurait eu lieu à une densité baryonique pratiquement nulle [Alcock 90], tandis qu'à des températures proches de zéro, les étoiles à neutrons, suite à leur effondrement, présentent des densités baryoniques extrêmes ($\mu_B > 1200$ MeV) conduisant à une sorte de chevauchement des hadrons, leur faisant ainsi perdre toute individualité. Enfin, une phase de supraconductivité de couleur dont la prédiction [Barrois 77] date de 1977, pourrait siéger à de plus hautes densités baryoniques.

Par ailleurs, la transition d'une phase type gaz hadronique à une phase type plasma devrait s'accompagner, d'après Lee et Wick, d'une **restauration de la symétrie chirale**² [Lee 74] : la masse des quarks décroît d'une masse effective élevée dans la

² La chiralité ou l'hélicité est définie comme la projection du spin de la particule sur son impulsion. Une chiralité droite (gauche) correspond au cas où impulsion et spin ont des directions identiques (opposées). Si les constituants sont sans masse, les quarks droits (gauches) interagissent avec les quarks droits (gauches). En revanche, l'introduction d'un terme de masse non nulle brise cette symétrie.

matière hadronique à une masse faible pour les constituants isolés. La restauration de la symétrie chirale ne serait cependant que partielle : elle serait en effet faible pour les quarks légers, de l'ordre du pour cent ($m_{u,d} \approx$ quelques MeV), importante pour les quarks étranges ($m_s \approx 100$ MeV) et inexistante pour les quarks plus lourds, du charme, de la beauté et de la vérité. Dans la section suivante, nous verrons que cette propriété a une importance particulière pour les hadrons étranges : elle a en effet été à la base de la proposition de mesurer les taux de production des particules étranges pour signer la formation du QGP.

La prise en compte de nouveaux degrés de liberté colorés va se manifester, au sein du système, par une augmentation rapide de la densité d'entropie ou de la pression, avec un accroissement de la température et en conséquence un changement dans l'équation d'état de la matière nucléaire (EOS) dont la formulation constituerait un but ultime pour les physiciens nucléaires. Une formulation simpliste a été tentée, consistant à considérer un gaz de Stefan-Boltzmann dans lequel les quarks et les gluons déconfinés sont sans interaction et les quarks sans masse. De plus, le potentiel chimique est fixé à zéro. Dans ce cas, l'équation d'état relie la pression P_{SB} à la température T par le simple nombre de degrés de liberté ou nombre de saveurs, n_s selon :

$$\frac{P_{SB}}{T^4} = \left(16 + \frac{21}{2} n_s\right) \frac{\pi^2}{90}$$

avec $T = 172 \pm 2$ MeV lorsque $n_s = 2$ ou $T = 154 \pm 8$ MeV lorsque $n_s = 3$.

A la fin des années 70 donc, le cadre théorique était défini mais il restait à le raffiner. Si les énergies sont inférieures à environ 1 GeV, la seule façon d'obtenir des prédictions fiables à partir de la QCD non-perturbative, est de la formuler sur un espace-temps discrétisé : c'est la QCD sur réseaux (LQCD) [Wilson 74, Cleymans 86, Karsch 00].

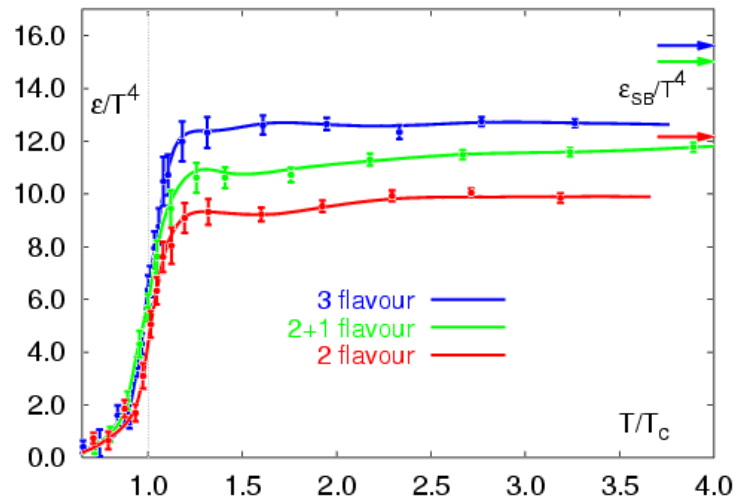
1.1.2 La QCD sur réseaux

La QCD sur réseaux (LQCD) tient compte des effets d'interaction de couleur parmi les constituants, considère des masses de quarks et des potentiels chimiques non nuls, est capable de prédire la localisation et de définir la nature de la transition entre le gaz hadronique et la phase partonique.

Karsch a récemment publié les résultats de la LQCD [Karsch 02] prédisant l'évolution de la densité d'énergie en fonction de la température. La figure 1.2 montre cette évolution pour un potentiel chimique baryonique nul et pour un système composé de deux (u, d) ou trois saveurs de quarks (u, d, s). Si trois saveurs de quarks sont considérées, deux cas sont alors distingués : soit les trois quarks ont une masse identique à celle des quarks légers (cas noté *3 flavour* sur la figure) soit le quark étrange prend une valeur différente et davantage réaliste (cas noté *2 + 1 flavour*).

Ces calculs montrent que pour une température $T_c \approx 170$ MeV, la densité d'énergie croît très rapidement signalant un changement d'état du système nucléaire pour une certaine valeur de densité d'énergie donc, de $\varepsilon_c \approx 0,6$ GeV/fm³, confirmant ainsi des calculs sur réseaux non-perturbatifs antérieurs [Brown 90]. Dans quelques instants, je reviendrai sur la notation que j'ai utilisée.

Figure 1.2 : Densité d'énergie en fonction de la température prédite par LQCD [Karsch 02]. La densité d'énergie est normalisée par T^4 (normalisation venant de la formulation du corps noir) et la température par la température critique T_c . Les flèches en haut à droite indiquent les limites pour un gaz idéal de Stefan-Boltzmann.



En outre, quel que soit le nombre de saveurs considéré, les densités d'énergie aux plus fortes valeurs de température, n'atteignent jamais les limites prédites pour un gaz de Stefan-Boltzmann et représentées sur la figure 1.2 par les flèches. Ce comportement suggère **la présence d'interactions fortes entre les partons du QGP** et ceci, bien après que les valeurs de densité d'énergie et de température critiques n'aient été dépassées. Lors de sa parution, ce résultat a bousculé sensiblement nos acquis car nous avons l'habitude de définir le plasma de quarks et de gluons, comme un état dans lequel les partons étaient sans interaction. Nous reviendrons largement sur cette approche quelque peu nouvelle dans le chapitre consacré à la présentation des résultats expérimentaux.

Quant à la nature de la transition de phase, Karsch montre qu'elle dépend du nombre de saveurs considéré dans les calculs. Pour le cas réaliste où deux quarks légers et un plus lourd sont considérés, la transition, si tant est que l'on puisse encore parler de transition de phase, serait douce (*crossover* en anglais) à faible potentiel chimique c'est-à-dire sans discontinuité dans les variations des grandeurs thermodynamiques. Il faut ajouter que la QCD sur réseaux indique que les transitions de déconfinement et chirale coïncident, ayant toutes deux lieu à cette même valeur de température T_c .

Revenons à ma remarque précédente quant aux notations que j'ai utilisées. J'ai indiqué les observables T et ϵ avec la lettre « c » pour critique. Cela n'est pas tout à fait exact car dans le cas d'une transition douce, il n'est pas possible de définir des valeurs critiques. La température critique correspond en fait à la température où la densité d'énergie est égale à la moitié de la valeur aux températures les plus élevées.

En revanche, à température nulle, la transition serait du premier ordre. A potentiel chimique non nul maintenant, les calculs sur réseaux réalisés par Fodor et Katz [Fodor 02] suggèrent également une transition de phase du premier ordre. Etant donné que la transition est douce à bas potentiel chimique ou du premier ordre à haut potentiel chimique, il doit exister un point ou plutôt une région dans laquelle les deux types de transition se rejoignent, comme le montrent les figures 1.1 et 1.3. La recherche de ce point qualifié de tricritique fait partie du programme de physique du

futur complexe SIS300 au GSI de Darmstadt. Pour Fodor et Katz, il se situerait à une température de 160 ± 3 MeV et un potentiel chimique de 725 ± 35 MeV.

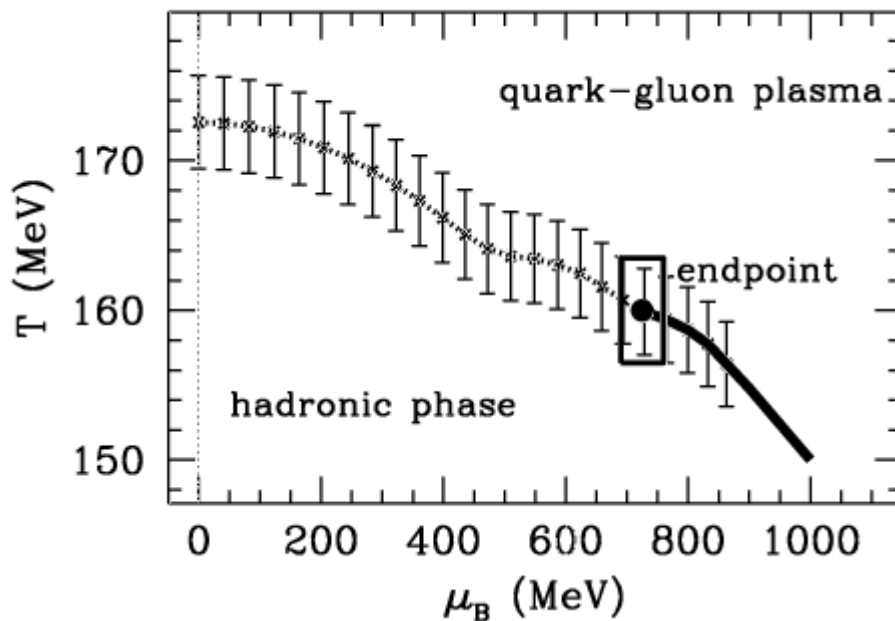


Figure 1.3 : Température en fonction du potentiel chimique baryonique prédite par LQCD [Fodor 02]. Les lignes continue et pointillée situent la transition du 1^{er} ordre et la transition douce, respectivement. A la jonction des deux courbes se trouve le point tricritique (endpoint).

1.2 Phénoménologie d'une collision d'ions lourds

1.2.1 Un plasma en laboratoire

Réaliser des **collisions d'ions lourds à des énergies relativistes** est la seule façon (connue à ce jour) de parvenir à créer un plasma de quarks et de gluons en laboratoire. Les ions lourds apportent en effet la densité baryonique nécessaire tandis que les énergies permettent d'atteindre des pressions et températures suffisantes pour le déconfinement.

Toujours dans les années 70, parallèlement à l'apparition des premières théories, un groupe d'une trentaine de physiciens procédait à des collisions d'ions lourds relativistes sur cible fixe, à des énergies allant jusqu'à 2 GeV/n, auprès du complexe Bevalac au LBNL près de San Francisco. Sa motivation était d'exploiter les travaux des théoriciens de Livermore, Francfort ou encore de Los Alamos [Chapline 73, Scheid 74, Kapusta 81] préconisant que de telles collisions permettaient de créer une « onde de choc comprimant » le large volume de matière nucléaire formé dans la zone de recouvrement des noyaux en interaction et partant, d'investiguer les propriétés d'une matière hadronique soumise à de fortes pressions et températures. L'idée sous-jacente était là aussi, d'élaborer une équation d'état. Dans ce mémoire, il

ne serait pas approprié de transcrire longuement les résultats qui y ont été obtenus. En revanche, je me référerai aux écrits de Stock assurant que la physique des ions lourds contemporaine hérite copieusement des expériences qui se sont déroulées au Bevalac jusqu'en 1984 [Stock 04]. Il donne deux arguments à cela : les physiciens d'aujourd'hui essaient, premièrement de trouver des observables qui gardent la mémoire de leur formation lors des toutes premières étapes de la collision et deuxièmement, de rechercher des signaux qui se sont construits tout au long des différentes étapes de l'évolution dynamique de la collision.

C'est en effet ce qu'ont tenté de mettre en œuvre les physiciens des ions lourds relativistes cherchant à créer un plasma de quarks et de gluons en laboratoire. Conservant l'idée pionnière d' « onde de choc », ils ont provoqué la construction de machines à accélérer des ions lourds à des énergies toujours plus élevées offrant des températures et pressions toujours plus extrêmes.

La démarche expérimentale suivie est la suivante : des observables sont mesurées dans les collisions où les conditions sont optimales pour créer un QGP c'est-à-dire dans les collisions les plus frontales, les plus centrales, mettant en jeu les ions les plus lourds possible, or ou plomb. Puis, les mêmes observables sont mesurées dans des collisions pour lesquelles les conditions ne sont certainement pas réunies pour permettre la création d'un plasma, c'est-à-dire des collisions avec des ions plus légers (proton-proton ou proton-Noyau) ou à des énergies plus faibles. Il faudra ensuite tenter de déceler des comportements atypiques, de les interpréter et de comprendre si le comportement des observables peut s'expliquer ou non par la présence d'un QGP. Celui-ci n'étant formé que pendant un temps très furtif, il est totalement exclu de l'étudier directement. Insistons sur le fait que ce qui est à la disposition des expérimentateurs, c'est la mesure des hadrons dans les détecteurs, c'est-à-dire en fin de chaîne. C'est justement cette chaîne qu'il faudra remonter afin de savoir ce qui a pu se passer à son début. C'est notamment ce point qui justifie la **pertinence des mesures des particules multi-étranges** : en effet, elles sont sensées avoir de faibles sections efficaces d'interaction et par conséquent, elles devraient parvenir dans les détecteurs avec des propriétés, dynamiques ou chimiques, acquises au tout début de la collision voire durant la phase partonique si tant est qu'elle ait eu lieu.

1.2.2 Scénario d'une collision d'ions lourds

Malheureusement, il n'existe pas de formalisme unique capable de décrire une collision Noyau-Noyau à haute énergie. La figure 1.4 schématise le scénario sur lequel la majorité des physiciens des ions lourds relativistes s'accorde aujourd'hui, un scénario se déroulant en plusieurs étapes [Bjorken 83, Satz 92] et qu'il s'agira de comprendre de la façon la plus complète possible.

Après une phase de pré-équilibre encore très mal connue aujourd'hui, qui s'instaurerait pendant environ 1 fm/c, le système dense et chaud est supposé atteindre un équilibre thermique. Si la densité d'énergie est suffisamment élevée, un QGP peut être formé et perdurer pendant environ 5 fm/c. Puis, à mesure que le temps s'écoule, les températures et les pressions diminuent. Une phase mixte s'instaure pendant 10 à 20 fm/c. Les degrés de liberté partoniques sont supposés se combiner ensemble pour former des hadrons. Ce gaz de hadrons est le siège

d'interactions inélastiques et élastiques, et partant de ce constat, il est possible de distinguer deux instants. Tout d'abord, l'instant où les interactions inélastiques cessent, dénommé **gel chimique** ou **freeze-out chimique**, et pour lequel la composition chimique des constituants est fixée ; puis, l'instant où les interactions élastiques s'interrompent à leur tour correspond au **gel cinétique (thermique)** ou **freeze-out cinétique (thermique)** à partir duquel les hadrons n'interagissent plus et volent librement jusqu'à leur ultime interaction dans les détecteurs.

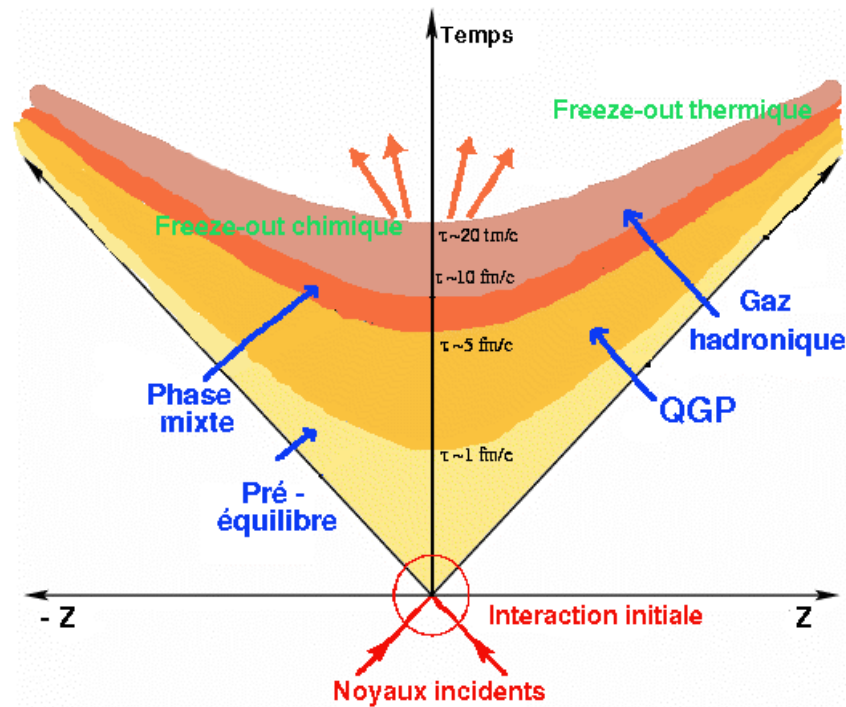
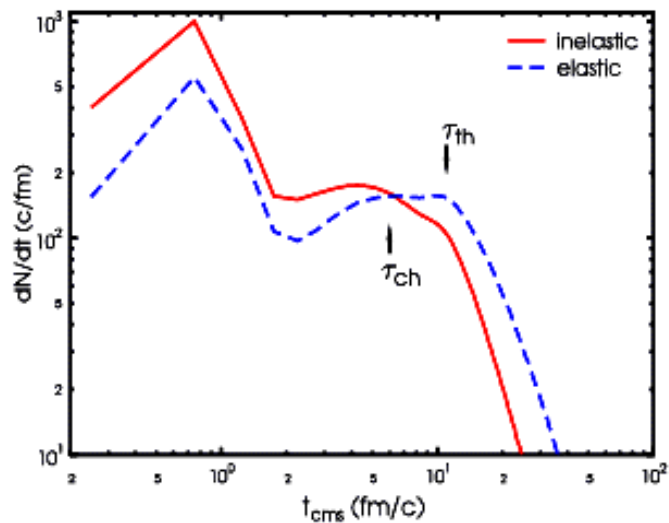


Figure 1.4 : Evolution temporelle d'une collision d'ions lourds en fonction de son expansion longitudinale et du temps. Les noms et durées des diverses phases (pré-équilibre, mixte, plasma, gaz hadronique) sont indiqués ainsi que les deux instants particuliers que sont les freeze-out chimique et cinétique (thermique).

La durée entre les deux *freeze-out* est sujette à caution : elle est en effet variable selon les modèles considérés, certains préconisant même leur simultanéité [Broniowski 01, Baran 04], d'autres défendant une séquence d'occurrence, basée sur le fait que ce sont les processus les plus rares qui vont s'arrêter en premier, donc les interactions inélastiques. Etant donné que je reviendrais largement sur ces modèles par la suite, je ne mentionne ici que deux références, l'une se rapportant à une approche statistique [Torrieri 01], l'autre à une approche dynamique [Bleicher 02] et proposant de manière claire deux conceptions différentes de ces *freeze-out*.

La figure 1.5 compare pour les réactions Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 17.3$ GeV, l'évolution temporelle des taux de collisions inélastiques et élastiques prédits par le modèle UrQMD [Bleicher 02]. Après la première étape de pré-équilibre, les collisions inélastiques dominent avant que les collisions élastiques et pseudo-élastiques deviennent majoritaires. Ce changement peut être interprété comme l'instant où se produit le *freeze-out* chimique signalé sur la figure par la notation τ_{ch} . L'occurrence du *freeze-out* cinétique est indiquée par la notation τ_{th} .

Figure 1.5 : Evolution temporelle des taux de collisions élastiques (courbe pointillée) et inélastiques (courbe continue) dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 17.3$ GeV. τ_{ch} et τ_{th} indiquent respectivement les freeze-out chimique et cinétique [Bleicher 02].



Toutefois, avant que le système parvienne au *freeze-out* thermique, il est donc le siège de nombreuses interactions. Ces interactions vont avoir pour conséquence de générer des **phénomènes de flot** ou **phénomènes** dits **collectifs**, qui traduisent l'émission de matière dans des directions privilégiées de l'espace de phase. En effet, ils trouvent leur origine dans l'existence d'un gradient de pression induit dans la zone de recouvrement des noyaux en collision. Les interactions éjectent les constituants et comme elles sont abondantes, elles induisent une vitesse de flot commune – collective – à tous ces constituants. Le flot est donc directement sensible à l'ampleur des interactions et les distributions en impulsion transverse des particules sont le résultat de la combinaison d'un mouvement aléatoire qui peut être quantifié par la température au *freeze-out* cinétique et d'un mouvement lié à une composante collective quantifiée par une vitesse de flot.

Les phénomènes collectifs ont été observés pour la première fois au Bevalac [Gustafsson 84] puis à SIS³ [Reisdorf 97] et sont d'ailleurs relativement bien compris à ces énergies où ils reflètent purement les propriétés d'une matière hadronique dense. A plus haute énergie, et dans des collisions non-centrales, le gradient de pression siégeant dans la zone de recouvrement des noyaux incidents, possède initialement une asymétrie azimutale qui transforme l'anisotropie au départ spatiale en une anisotropie dans l'espace des impulsions. Ces phénomènes ont été discutés pour la première fois par Ollitrault dans le cadre des collisions aux énergies relativistes du SPS [Ollitrault 92] : ces phénomènes ont été appelés flot elliptique en raison de la forme en amande prise par le système en expansion. L'asymétrie spatiale décroît généralement à mesure que dure l'expansion du système, expansion qui en d'autres termes, amoindrit le flot elliptique le rendant ainsi sensible aux interactions entre constituants lors des toutes premières étapes de la collision [Sorge 99] et en particulier, lors des interactions entre partons.

³ Le synchrotron SIS est implanté au GSI (Gesellschaft für Schwere Ionen) de Darmstadt en Allemagne et délivre des faisceaux d'ions lourds à des énergies inférieures à 2 GeV/nucléon.

En outre, le flot est une grandeur additive et par conséquent, elle est accumulée tout au long de l'évolution du système, la rendant ainsi potentiellement sensible à l'équation d'état. Il pourrait par exemple résulter d'une composante partonique superposée à une composante hadronique. Toute la difficulté sera de parvenir à séparer les deux composantes. Nous verrons un peu plus tard que les particules multi-étranges en particulier vont jouer un rôle primordial dans la caractérisation de ces effets de collectivité de la matière nucléaire.

La description du scénario auquel il est possible de s'attendre lors d'une collision d'ions lourds relativistes, même si elle est synthétique, dénote de complexité et des difficultés à venir, théoriques et expérimentales.

Au plan théorique tout d'abord car en effet, il n'existe pas, aujourd'hui, de formalisme unique capable de décrire les différentes étapes [Werner 01]. Les diverses approches théoriques auront leur propre domaine d'applicabilité et les résultats obtenus à RHIC que je présenterai dans les chapitres suivants en donneront une démonstration sans appel.

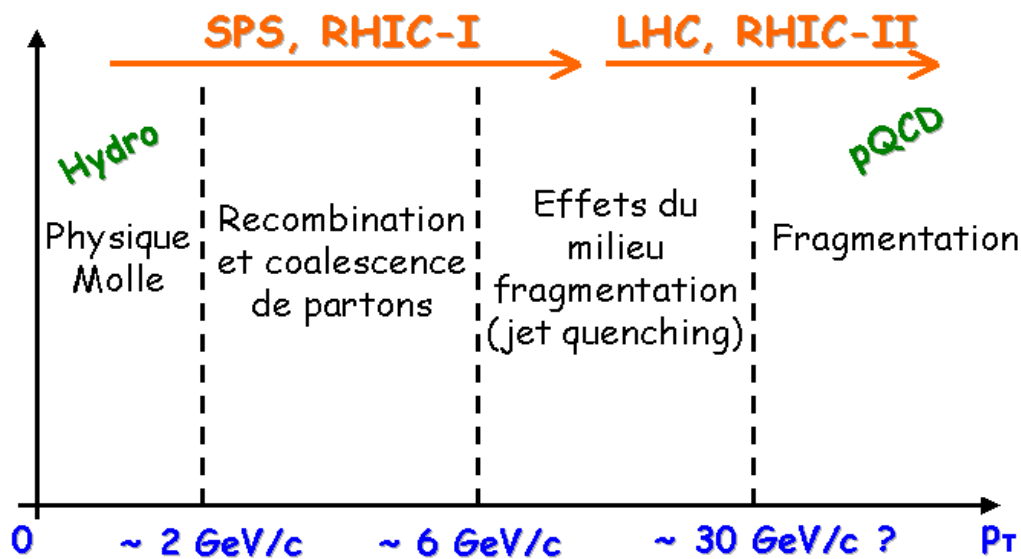


Figure 1.6 : Les différents régimes d'une collision d'ions lourds aux énergies ultra-relativistes et les domaines d'applicabilité de quelques approches théoriques.

La figure 1.6 présente de manière tout à fait sommaire les régimes auxquels il est possible de s'attendre selon le domaine en impulsion transverse couvert. En guise de repère, les accélérateurs et collisionneurs sont également indiqués, accélérateur passé comme le SPS, collisionneurs actuel comme RHIC et futurs comme LHC et RHIC-II.

Aux plus basses valeurs, c'est le domaine de la physique dite molle, celui où s'applique l'hydrodynamique tandis qu'aux plus hautes valeurs d'impulsions

transverses, la physique dite dure règne et la QCD perturbative est applicable. Aux impulsions transverses intermédiaires, deux régions sont indiquées : dans l'une, devraient dominer les phénomènes de coalescence, dans l'autre les effets de milieu et de fragmentation. Ceci est très schématique bien sûr car sinon, ce ne serait en fait pas si compliqué que cela.... Nous reviendrons plus en détail sur ce point lors de l'interprétation des résultats de STAR.

Au plan expérimental, les difficultés liées aux différentes étapes de l'évolution de la collision se retrouvent dans les observables qu'il faudra rechercher pour caractériser au mieux ces différentes étapes et qu'il faudra mesurer, avec le problème supplémentaire qu'elles aussi diffèreront selon l'étape de collision à laquelle elles se rapportent. Malgré la non-trivialité de cette physique, des résultats expérimentaux majeurs ont cependant été produits permettant une avancée, majeure également, dans notre compréhension de cette physique.

1.3 Son histoire de 1982 à 2000

Dix-huit années se sont écoulées entre la parution de la publication en 1982 de Müller et Rafelski proposant que la mesure de la production de particules étranges pourrait signer la formation d'un QGP, et la conférence de presse du CERN tenue le 10 février 2000, annonçant la « création d'un nouvel état de matière » en laboratoire.

Au cours de ces dix-huit années donc, des théoriciens ont proposé différentes signatures de la formation de ce plasma et le CERN⁴ a vu bon nombre d'expériences et de collaborations se mettre en place afin de confirmer les dires des phénoménologues. Leur machine était le synchrotron SPS, accélérant divers types d'ions, protons, Béryllium, Carbone, Silicium, Soufre, Uranium, Plomb, pour les projeter sur les cibles fixes des diverses expériences, là aussi, variant du proton au Plomb. De nombreuses expériences ont pris place auprès du SPS, chacune ayant un programme de physique et un système de détection qui leur étaient propres.

1.3.1 Le programme dédié du CERN

Je me limiterai ici à présenter les résultats du SPS qui m'ont paru être les plus marquants (comme à bien-sûr bon nombre de physiciens de la communauté) et qui ont porté sur l'étrangeté et le charme. Je compléterai cette revue par un rapide survol de résultats obtenus par la mesure des photons et des dileptons.

⁴ Je ne traite ici que des expériences du CERN installées auprès du SPS. Il est vrai qu'un programme parallèle était développé à Brookhaven auprès de l'AGS mettant en jeu des collisions d'ions lourds à des énergies $\sqrt{s_{NN}} = 4,7$ GeV, suffisamment élevées pour être qualifiées de relativistes, mais probablement trop limites pour avoir permis d'obtenir des résultats significatifs et susceptibles de révéler la présence d'un QGP. C'est la raison pour laquelle si les résultats de l'AGS sont mentionnés dans ce mémoire, ce n'est souvent que pour les comparer à ceux obtenus à de plus hautes énergies.

a) L'étrangeté du SPS

Je ne donne ici que les idées fondatrices qui ont permis de voir, en l'étrangeté, une signature possible du QGP. En guise d'avant-propos aux deux chapitres consacrés à la mesure de particules étranges dans les collisions d'ions lourds à RHIC, je présenterai avec plus de détails la physique de l'étrangeté, du plasma au gaz hadronique.

Müller et Rafelski proposent donc en 1982 que la mesure des taux de production des particules étranges peut signer la formation d'un plasma de quarks et de gluons [Müller 82]. L'idée est la suivante : lors de la formation d'un QGP, la très grande densité de quarks et gluons va donner lieu à nombres de fusions de deux gluons ou de deux quarks légers sans masse (sans masse en raison de la restauration de la symétrie chirale sensée abaisser les masses des constituants) pouvant générer des paires de quarks $s\bar{s}$.

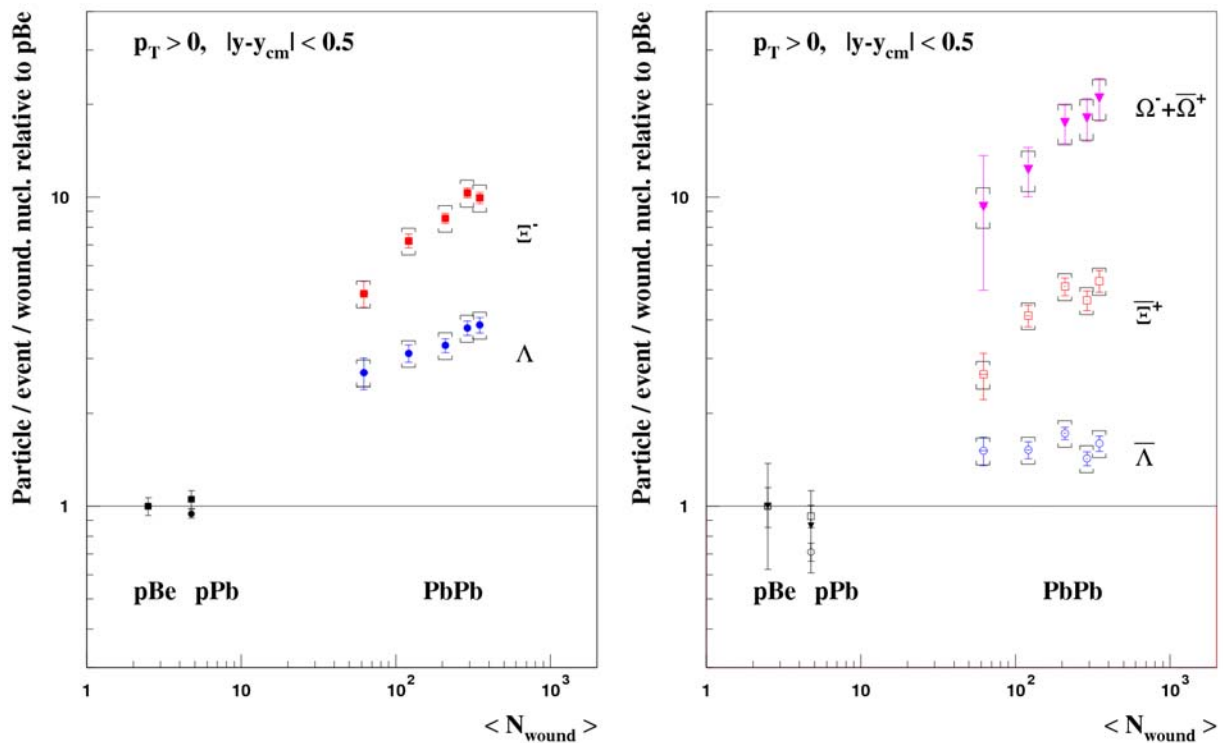


Figure 1.7 : Taux de production de baryons (à gauche) et anti-baryons (à droite) étranges dans les collisions p-Be, p-Pb et Pb-Pb, par événement et normalisés aux taux obtenus dans les collisions p-Be, en fonction du nombre de nucléons participants (notés N_{wound}). Ce sont les résultats de la Collaboration NA57 [Bruno 04] qui a succédé à la Collaboration WA97.

Au vu de ces arguments, il paraît relativement implicite en quoi une production anormale de particules étranges peut signer un QGP, et qui plus est, cette surproduction doit se manifester de manière d'autant plus marquée que le contenu en étrangeté de la particule est élevé : une hiérarchie est ainsi attendue $E(\Lambda) < E(\Xi) < E(\Omega)$, où E symbolise l'augmentation des taux de production.

La Collaboration WA97/NA57 [Fanebust 02, Bruno 04] a effectivement confirmé ce phénomène comme le montre la figure 1.7. Les taux de production des baryons (à gauche) et des anti-baryons (à droite) issus des collisions Pb-Pb sont indiqués pour

cinq classes en centralité. Ces taux sont normalisés au nombre de nucléons participants⁵ (notés ici N_{wound} pour *wounded nucleons*) et aux taux obtenus dans les collisions p–Be. Sur cette figure, il apparaît en effet clairement une augmentation significative des taux de production des baryons (et anti-baryons) étranges et multi-étranges dans les collisions Pb–Pb par rapport aux collisions p–Be. Cette augmentation atteint même un facteur 20 pour les Ω .

b) Le charme du SPS

En 1986, Matsui et Satz préconisent que les états liés des saveurs lourdes, charmonia et bottomonia, sont des candidats très judicieux pour signer un déconfinement de la matière nucléaire [Matsui 86]. Les particules J/ψ ($c\bar{c}$) et Υ ($b\bar{b}$) vont en effet être peu sensibles à la phase hadronique en raison de leur dimension moindre par rapport à celle des pions ou nucléons.

En revanche, elles seront très sensibles à la phase partonique⁶ car le potentiel liant les paires de quarks $c\bar{c}$ et $b\bar{b}$ subirait un effet d'écrantage en raison des fortes densités atteintes par le milieu, « interdisant » la formation des états liés. Ainsi, une diminution, appelée suppression, de la production de quarkonia est observée, elle pourrait signer le passage du système par une phase partonique.

La Collaboration NA38/NA50 du SPS a clairement observé une suppression des J/ψ [Abreu 00] par rapport à la production de paires Drell-Yan mettant en jeu les processus $q\bar{q} \rightarrow l^+l^-$ et utilisée comme référence [Drell 70] car elle n'est pas affectée par la présence d'un QGP. La figure 1.8 (partie supérieure) montre cette suppression dans les collisions Pb–Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 17,3$ GeV les plus centrales, le degré de centralité étant donné par la mesure de l'énergie transverse E_T . Les deux courbes représentant le comportement attendu d'une absorption nucléaire « normale » et extrapolé à partir des mesures proton–Noyau (selon deux paramétrisations différentes), permettent de juger directement de la suppression additionnelle lorsque $E_T > 30$ GeV.

Très récemment, NA50 a également mesuré la production de ψ' [Sitta 04], observant une suppression dans les collisions Pb–Pb qui est plus marquée encore que celle du J/ψ conformément aux attentes. Cette analyse est résumée sur la partie inférieure de la figure 1.8, cette fois-ci en fonction de L qui est le parcours moyen effectué par la paire $c\bar{c}$ dans la matière nucléaire. L est estimé à partir du modèle de Glauber [Glauber 70] et est d'autant plus élevé que la zone de recouvrement des deux noyaux est importante ou encore que la collision des noyaux est centrale.

⁵ Le nombre de (nucléons) participants dans une collision est calculé à partir du modèle de Glauber et est proportionnel au nombre de particules chargées produites dans une collision. Autrement dit, le nombre de participants dans des collisions d'ions lourds se réfère directement au degré de centralité de la collision. Pour des collisions proton-proton, $N_{\text{part}} = 2$.

⁶ Par ailleurs, de par la valeur élevée de leur masse ($3,1 \text{ GeV}/c^2$ pour le J/ψ et $9,5 \text{ GeV}/c^2$ pour les Υ), ces particules ne peuvent être créées par fusion de deux gluons, que lors des tout premiers instants de la collision. Les pertes d'énergie dues aux collisions nucléon–nucléon ultérieures empêcheraient en effet toute production de quarkonia.

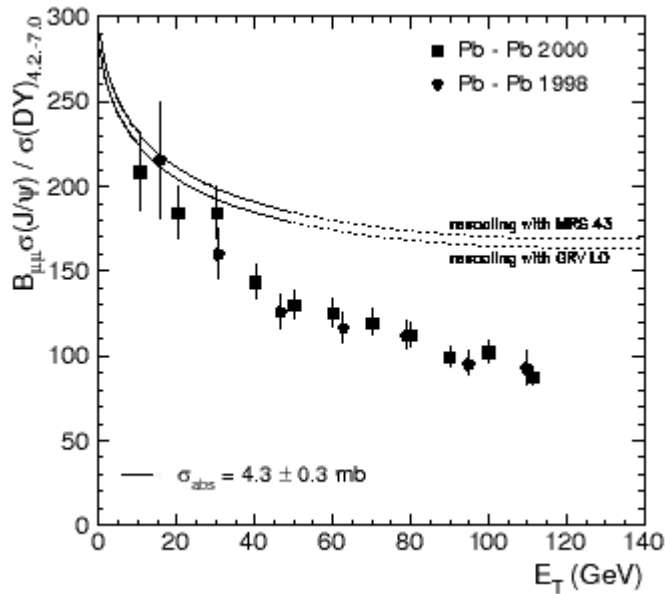
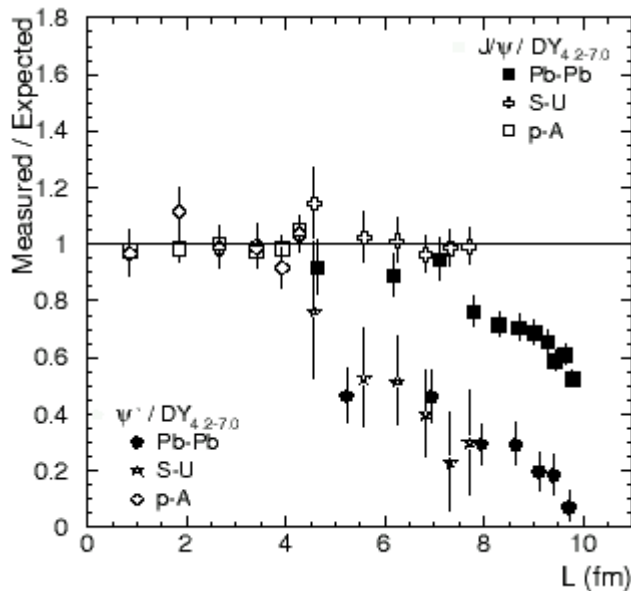


Figure 1.8 : Mesures de la Collaboration NA50. En haut [Abreu 00]: production de J/ψ normalisée à la production Drell-Yan dans les collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 17,3$ GeV, en fonction de l'énergie transverse de la collision, c'est-à-dire de la centralité. Les courbes représentent, pour deux calculs différents, la suppression normale attendue dans la matière nucléaire. En bas [Sitta 04] : production de ψ' normalisée à la production Drell-Yan et comparée à celle du J/ψ en fonction de L , le parcours moyen effectué par la paire $c\bar{c}$ dans la matière.



c) Les autres manifestations

La Collaboration WA98 a mesuré un **excès de photons** [Aggarwal 00] dans les collisions centrales Pb-Pb à l'énergie nominale du SPS, excès inexistant dans les collisions plus périphériques comme le montre la figure 1.9. Cet excès de photons était attendu par Shuryak notamment qui, dans sa publication de 1978 [Shuryak 78], indique que comme tout milieu en équilibre thermique, un QGP doit émettre un rayonnement électromagnétique (par des processus d'annihilation de paires $q\bar{q}$ ou par effet Compton) qui doit être plus intense que dans le cas d'un gaz hadronique.

CERES/NA45 a mesuré le spectre en masse invariante des **paires de dileptons** e^+e^- [Wessels 03] dans les collisions Pb-Pb. La motivation de cette mesure réside dans le fait que ces leptons sont émis tant que dure la collision mais ne sont pas sujets aux interactions dans l'état final (comme les photons d'ailleurs).

Par conséquent, les leptons sont des sondes tout à fait intéressantes et pertinentes des premiers instants de la réaction. La figure 1.10 présente le spectre en masse invariante des dileptons d'impulsion transverse supérieure à 0,2 GeV/c (tâchons de nous souvenir de cette limite). Dans la région des basses masses ($0,3 < m_{e+e-} < 0,7$ GeV/c²), un excès de la production est clairement apparent. Celui-ci ne peut être reproduit par les modèles que si le méson ρ a ses propriétés modifiées, c'est-à-dire soit une masse plus faible soit une largeur de résonance plus grande. Une troisième possibilité est d'invoquer la présence d'une source de dileptons thermiques. Les données, ou plutôt les erreurs sur les données, n'ont pas permis de distinguer les trois scénarios mais quoi qu'il en soit, cette modification des propriétés du méson ρ pourrait s'expliquer, là aussi, par une restauration de la symétrie chirale.

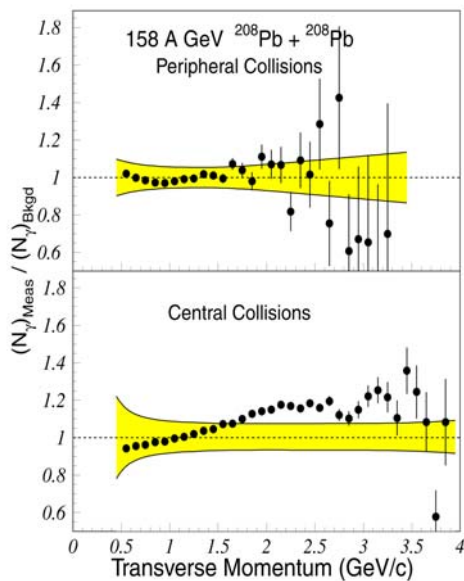


Figure 1.9 : Production de photons mesurée par WA98 dans les collisions périphériques (en haut) et centrales (en bas) en fonction de l'impulsion transverse [Aggarwal 00]. Les zones colorées indiquent les erreurs systématiques sur la dépendance en p_T .

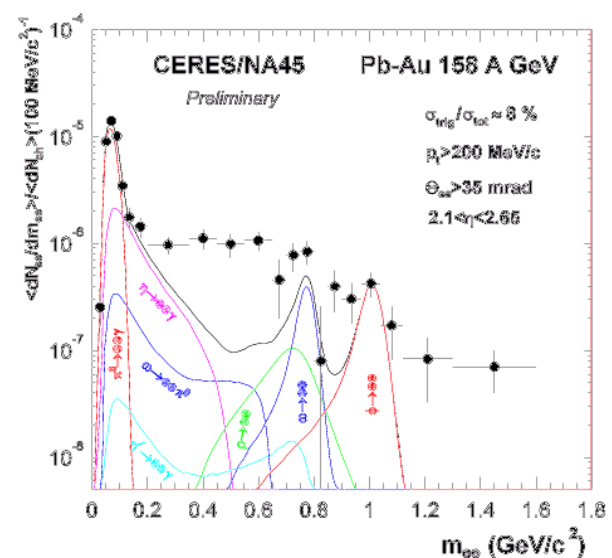


Figure 1.10 : Spectre en masse invariante des dileptons mesuré par CERES. La ligne en trait plein représente la somme des différentes contributions possibles au spectre des dileptons. Cette figure récente est extraite de l'exposé de Appelshäuser [Hirscheegg 05].

Cependant, lors de la conférence d'Hirscheegg au mois de janvier 2005, Appelshäuser de la Collaboration CERES a montré que si une impulsion transverse de 0,1 GeV/c cette fois-ci constituait la limite inférieure, l'excès de dileptons, encore plus important qu'avec la coupure à 0,2 GeV/c n'est absolument plus reproductible, par aucun des scénarios évoqués ci-dessus [Hirscheegg 05]. Appelshäuser rapproche ce résultat aux travaux de Turbide et ses collaborateurs [Turbide 04] qui ont réinterprété les mesures de WA98 sur les photons directs [Aggarwal 00]. Ils montrent en effet qu'aux basses impulsions transverses ($p_T < 0,5$ GeV/c), les données surestiment les prédictions des modèles, quelles que soient les hypothèses de base (QGP, gaz hadronique, pQCD et même la somme de toutes ces contributions). Il semblerait donc qu'il faille chercher l'explication de cet excès de photons directs à bas p_T ou de cet excès de dileptons à basse masse dans la présence d'une autre source. Une possibilité pourrait être la présence de DCC, Condensats Chiraux Désorientés [Rajagopal 93, Gavin 94] car d'après Koch et ses collaborateurs, ils constitueraient une source importante de pions de faible impulsion et ces pions, par

leur annihilation, pourraient produire des paires de dileptons à basse impulsion transverse telle que $m(e+e-) \sim 2m(\pi)$ [Koch 97] donc exactement où CERES observe cet excès inexpliqué. Dès 1997, les auteurs de ce papier faisaient la recommandation suivante à la Collaboration CERES :

« With the present cuts of $p_T > 200$ MeV the signal would not be visible by the CERES detector. However, if these cuts can be relaxed to $p_T > 60$ MeV, the signal would be observable, provided, of course that these DC states are ever being formed in SPS-energy heavy ion collisions. »

La recherche de tels objets dans l'expérience WA98 a toutefois été infructueuse [Nayak 00] : l'idée de mettre en évidence leur formation aurait pu traduire une restauration de la symétrie chirale [Rajagopal 95].

Toutefois, les investigations expérimentales vont se poursuivre au SPS en utilisant la complémentarité des expériences NA60, successeur de NA50, et CERES. NA60 bénéficie effectivement d'une meilleure résolution en masse que CERES mais l'excès de dileptons est le plus important à basse impulsion transverse et à rapidité centrale, donc dans l'acceptance de CERES et hors acceptance de NA60...

Pour terminer ce résumé des autres manifestations, je voudrais citer les travaux sur l'estimation de la densité d'énergie par les Collaborations NA49 [Margetis 95] et NA50 [Abreu 99, Abreu 00] partant de l'approximation de Bjorken [Bjorken 83] qui considéra une matière sans interaction, en expansion longitudinale, avec création de particules pendant un temps $\tau = 1$ fm/c (la justification de cette valeur ne se trouve que dans la volonté de donner un ordre de grandeur). Il montra ensuite que la densité d'énergie ε atteinte dans les collisions d'ions lourds pouvait s'écrire :

$$\varepsilon = \frac{1}{\pi R^2 \tau} \frac{dE_T}{dy}$$

avec R le rayon du noyau (de 7 fm/c pour un noyau Au) et dE_T/dy l'énergie transverse par unité de rapidité qui est l'unique quantité à mesurer.

NA49 a ainsi estimé que la densité d'énergie atteinte au SPS à son énergie nominale, équivaut à $2,9$ GeV/fm³ dans les collisions Pb–Pb, soit une valeur supérieure à la densité d'énergie critique prédite par LQCD pour qu'ait lieu la transition de phase. Cette limite était en outre franchie dans les collisions Au–Au de l'AGS à $\sqrt{s_{NN}} = 5$ GeV puisque la densité d'énergie a été estimée à $1,5$ GeV/fm³ [Ahle 94].

1.3.2 Leçons...

... pour reprendre un titre de section utilisé par Satz dans le compte-rendu de sa présentation [Satz 03] lors de la conférence Quark Matter en 2002 intitulé « *Limits of Confinement : The First 15 Years of Ultra-Relativistic Heavy-Ion Studies* », compte-rendu destiné à dresser un bilan de nos connaissances après les résultats obtenus à l'AGS mais surtout au SPS. Sa conclusion est très forte puisqu'il clame que, **bien évidemment, des résultats pionniers dans un domaine de physique ont besoin d'une confirmation, mais si les limites de déconfinement survivent au temps,**

alors nous nous souviendrons qu'elles ont été trouvées dans les expériences du SPS.

Le CERN n'en a pas été moins véhément puisque le 10 février 2000, son directeur à l'époque, Maiani, publie un communiqué de presse titrant qu' « un nouvel état de la matière a été créé au CERN ». Ce communiqué présenté sur la figure 1.11 faisait suite à la tenue d'un séminaire spécial où « les différents porte-parole des expériences ont présenté des preuves décisives de l'existence d'un nouvel état de la matière dans lequel les quarks, au lieu d'être confinés dans des particules plus complexes, comme les protons et les neutrons, sont déliés et se déplacent librement », pour citer les termes exacts du communiqué.



Figure 1.11 : Communiqué de presse du CERN datant du 10 février 2000 et annonçant la découverte d'un état bien particulier de matière nucléaire.

Si au moment de la parution du communiqué, la communauté des physiciens des ions lourds relativistes s'accorde à penser que les résultats du SPS ont marqué un tournant dans notre physique, elle s'est en revanche divisée quant à reconnaître qu'il s'agissait effectivement d'un QGP et ceci en raison d'un certain nombre de difficultés, d'ordre expérimental tout d'abord :

- Les dispositifs instrumentaux des expériences du SPS étaient tels qu'ils ne permettaient la mesure principalement que d'une seule observable (charmonia pour NA50, étrangeté pour NA57, particules neutres pour WA98). Il n'était par conséquent pas possible de confronter les mesures d'une expérience à celles qui auraient été faites par une autre expérience de façon indépendante.
- Certaines signatures prédites par les théoriciens n'ont pas été observées, comme la présence de condensats chiraux désorientés.
- Les déviations du scénario « standard », gaz hadronique, sont bien souvent relativement faibles, de quelques pour cent.

Les difficultés étaient d'ordre théorique également puisque l'ambiguïté des résultats réside souvent dans le fait que des modèles basés sur des scénarios purement hadroniques reproduisent aussi bien les données que ceux basés sur des scénarios où une phase partonique précède une phase hadronique. Par exemple, l'augmentation de l'étrangeté vue par la Collaboration NA57 (paragraphe 1.3.1.a) serait due en fait, pour Redlich, Tounsi et leurs collaborateurs, à une suppression de la production d'étrangeté dans les collisions plus élémentaires, proton–proton ou p–Be, par rapport à la production dans les collisions d'ions plus lourds [Tounsi 03]. Ils parlent alors de suppression canonique de la production d'étrangeté. Je détaillerai plus longuement ce point par la suite.

Les derniers résultats de CERES en revanche avivent une nouvelle motivation, laissant l'impression, que tout n'avait peut-être pas été investigué complètement. La lecture du papier datant de 1997 de Koch et ses collaborateurs laisse en tout cas cette impression et l'étrange sentiment, que le SPS est loin d'avoir tout révélé.

Pour conclure ce chapitre, il me semble qu'aujourd'hui encore, même si les signaux du SPS apparaissent être les premières manifestations du plasma, il paraît toujours prématuré de conclure de manière définitive sur le programme du CERN. Je montrerai en effet que l'interprétation des phénomènes observés au SPS évolue toujours et encore au vu des résultats obtenus récemment à RHIC en particulier **c'est en tentant de savoir ce qui se passe réellement dans une collision à RHIC qu'un retour est fait sur la compréhension des analyses du SPS.**

Quoi qu'il en soit, il est indéniable que le programme du SPS a extrêmement motivé les physiciens des ions lourds relativistes qui se sont alors tournés vers des expériences destinées à des collisions à des énergies encore plus élevées, délivrées par les collisionneurs de RHIC et du prochain LHC. Les sauts en énergie par rapport au SPS, d'un facteur 12 à RHIC et de plus de 320 au LHC, vont permettre d'espérer des signaux plus variés mais surtout beaucoup plus clairs. A ces collisionneurs correspond une nouvelle génération d'expériences. En effet, au sein d'un même dispositif, il est désormais possible de mesurer simultanément plusieurs observables donc de corrélérer plusieurs signaux ce qui était totalement exclu avec les expériences du SPS : ALICE, au LHC, correspondra à 17 dispositifs du SPS ! Mais pour l'instant tournons-nous vers RHIC et l'une de ses expériences en particulier, STAR.



Chapitre 2

STAR, contextes physique et expérimental



En septembre 1996, j'ai rejoint le groupe STAR de Subatech impliqué depuis 1995 dans l'expérience éponyme auprès du collisionneur RHIC du laboratoire de Brookhaven situé au beau milieu de Long Island près (pas si près que ça d'ailleurs) de New York.

Mon implication a tout d'abord revêtu un caractère plutôt instrumental car il s'agissait de concevoir et réaliser, pour STAR, un détecteur constitué de modules au silicium à micropistes, le SSD. La Collaboration STAR a accepté l'ajout de ce détecteur en raison des améliorations significatives qu'il allait apporter au niveau des performances de trajectographie dans la partie centrale en particulier pour la reconstruction des particules de faible durée de vie, comme les particules étranges. Cette acceptation a été obtenue grâce à une campagne de simulations que nous avons effectuées et qui ont porté en particulier sur les hypérons afin de quantifier l'apport du SSD dans leur identification. Ceci a constitué le travail de thèse de Walter Pinganaud [Pinganaud 00] et sera résumé dans l'annexe B.

Cette expertise que nous avons développée dans le cadre des simulations, a été utilisée et mise à profit pour les analyses des données qui allaient suivre. J'ai ainsi eu l'opportunité de me consacrer à l'exploitation des données collectées avec le détecteur STAR et ceci dès la première campagne de mesure qui a eu lieu en juin 2000. Depuis, cinq prises de données ont été programmées, la dernière étant achevée depuis juin 2005. Les résultats du RHIC ont été remarquables, tant en quantité qu'en qualité. Ils ont également, et surtout, apporté une pléthore d'informations nouvelles et souvent inattendues amenant nombre de physiciens à revoir leurs acquis quant à la phénoménologie des collisions d'ions lourds relativistes. Je vais tenter dans ce chapitre d'exposer ces résultats du RHIC si surprenants puis, le contexte étant posé, je décrirai le détecteur STAR, outil de nos analyses et je soulignerai le fait que STAR est, parmi les expériences du RHIC, celle qui est la plus appropriée pour les études menées sur les hypérons.

2.1 Le collisionneur RHIC

2.1.1 Une vue d'ensemble

A l'origine, la construction du Relativistic Heavy Ion Collider a été justifiée auprès de la vaste communauté de physiciens ainsi qu'auprès des financeurs, comme étant l'équipement incontournable pour une recherche significative du plasma de quarks et de gluons en laboratoire. Une photographie du site du BNL est montrée sur la figure 2.1. Après dix années de développement et de construction, John Harris, porte-parole de STAR, nous informe par message électronique que la première collision de faisceaux a eu lieu dans RHIC le 12 juin 2000 à 21h et que STAR a enregistré ses premières données.

Après de RHIC sont installées quatre expériences dont les lettres d'intention datent de juillet 1991 (en fait, huit lettres ont été déposées originellement).

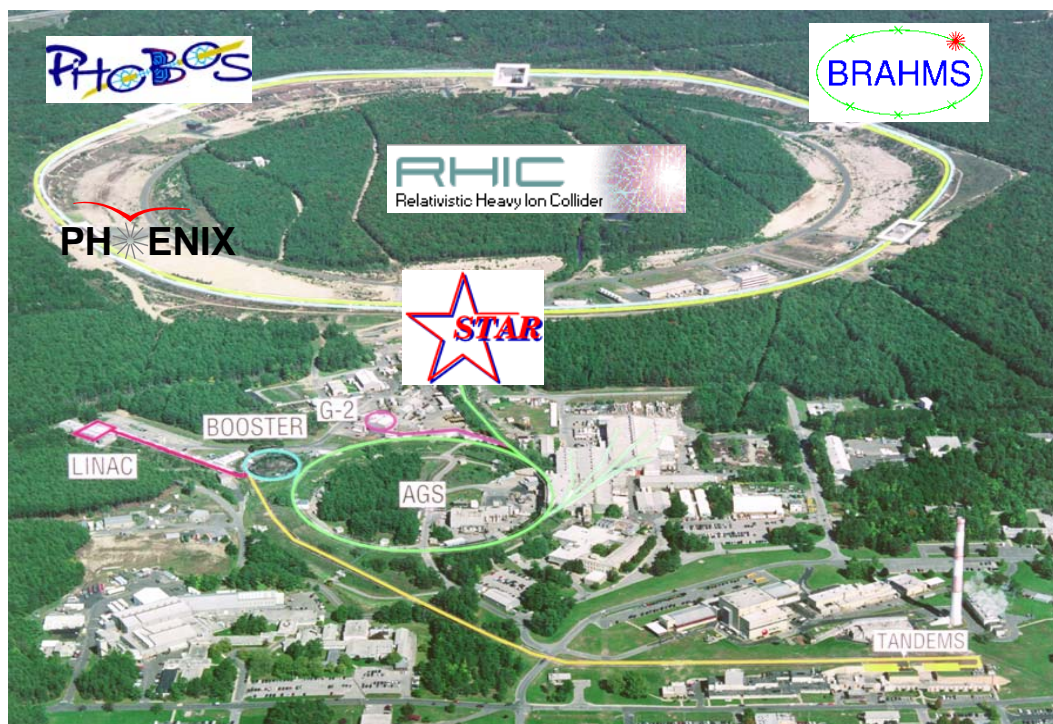


Figure 2.1 : Vue aérienne du complexe RHIC avec ses deux anneaux concentriques de 3,8 km de circonférence et ses quatre expériences, BRAHMS à 2h, STAR à 6h, PHENIX à 8h et PHOBOS à 10h. Au premier plan de la figure sont visualisées les diverses machines (TANDEMS, AGS, LINAC, BOOSTER, G-2) qui servent à la production des faisceaux du RHIC.

PHENIX⁷ et STAR, les plus imposantes, BRAHMS et PHOBOS⁸ de taille plus modeste, ont adopté **des approches sensiblement différentes** pour étudier le déconfinement de la matière nucléaire, ce qui fait un **atout de taille pour RHIC** :

- STAR se concentre sur les mesures de production de hadrons sur un vaste domaine d'angle solide pour étudier des distributions variées de particules ainsi que des observables globales, événement par événement.
- PHENIX a pour objectif les mesures de production de leptons, de photons et a accès également aux mesures des hadrons sur un domaine limité en pseudo-rapacité et en angle azimutal.
- BRAHMS peut mesurer de façon systématique la production de hadrons.
- PHOBOS se focalise sur les mesures des spectres et l'identification de tout type de particules ainsi que leurs corrélations.

⁷ Le nom PHENIX vient de PHOENIX car cette expérience est née des cendres de trois expériences dont les lettres d'intention avaient été déposées mais non approuvées.

⁸ PHOBOS est la seule expérience du RHIC dont le nom n'est pas un acronyme. L'expérience originelle MARS (Modular Array for RHIC Spectroscopy) n'ayant pas été approuvée, un autre dispositif possédant des caractéristiques similaires a, lui, été retenu et a été baptisé du nom de l'une des lunes de la planète MARS.

Une grande quantité d'informations, générales, techniques ou physiques, peut être trouvée sur les pages Internet de RHIC et de ses expériences [Web].

2.1.2 Un choix technique différent

RHIC est le seul collisionneur actuel pouvant délivrer à la fois des faisceaux d'ions relativistes et de protons polarisés et ceci, à des énergies les plus élevées au monde. Il possède deux anneaux indépendants, appelés anneau bleu et anneau jaune. Ces caractéristiques offrent une grande flexibilité car elles permettent d'avoir :

- Des énergies minimales à $\sqrt{s_{NN}} = 20$ GeV pour les collisions Au–Au et maximales à $\sqrt{s_{NN}} = 500$ GeV pour les collisions p–p.
- Des luminosités élevées pour accéder aux processus de faible section efficace.
- Des systèmes d'ions en collision de nature différente.

A ce jour, cinq campagnes de prises de données (une campagne est appelée Run) ont été achevées. Elles sont répertoriées dans le tableau 2.1. L'énergie nominale du RHIC obtenue dans les collisions Au–Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV équivaut à environ 12 fois l'énergie nominale du SPS en Pb–Pb, ce qui ne laissait aucun doute quant à la réunion de conditions optimales pour la quête du plasma de quarks et de gluons.

Run	Années	Systèmes	$\sqrt{s_{NN}}$ (GeV)	Physique
I	2000	Au–Au Au–Au	55,87 130,4	Premiers aperçus des collisions à RHIC.
II	2001 – 2002	Au–Au Au–Au Au–Au p–p	130,4 200,0 19,59 200,0	Propriétés globales, distributions de particules selon les rapidités, impulsions transverses, centralités... Premiers aperçus de la physique dure. Premier lien avec l'énergie du SPS.
III	2002 – 2003	d–Au p–p	200,7 200,0	Comparaison avec les données Au–Au. Physique à petits x de la matière froide.
IV	2003 – 2004	Au–Au Au–Au p–p	200,0 62,4 200,0	Longue prise de données pour avoir les statistiques maximales, les événements rares et un balayage en énergie.
V	2004 – 2005	Cu–Cu Cu–Cu Cu–Cu p–p	22,4 62 200 200	Etudes comparatives, pour déceler les effets de volume, de surface et de centralité et regarder en fonction de l'énergie de collision.

Tableau 2.1 : Campagnes de faisceaux du RHIC répertoriées selon les années, systèmes et énergies de collisions. A chacune sont associés les points de physique qui ont été planifiés et atteints.

Pour le Run-IV, la luminosité était bien supérieure à celle des années antérieures. La figure 2.2 permet de comparer les luminosités atteintes lors des différentes prises de données et de juger de la très forte amélioration au fur et à mesure des années. STAR chiffre cette luminosité à $1270 (\mu\text{b})^{-1}$ dans les collisions Au–Au à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 200$ GeV, soit un facteur 21 d'augmentation par rapport à la luminosité obtenue durant le Run-II pour les mêmes système et énergie. A titre de comparaison, PHENIX a estimé la luminosité du Run-IV à $1370 (\mu\text{b})^{-1}$, soit un facteur 15 d'augmentation par rapport aux conditions du Run-II. La luminosité dans STAR est inférieure à celle dans PHENIX car STAR est limitée par le fonctionnement relativement lent de l'un de ses détecteurs, la chambre à projection temporelle (TPC).

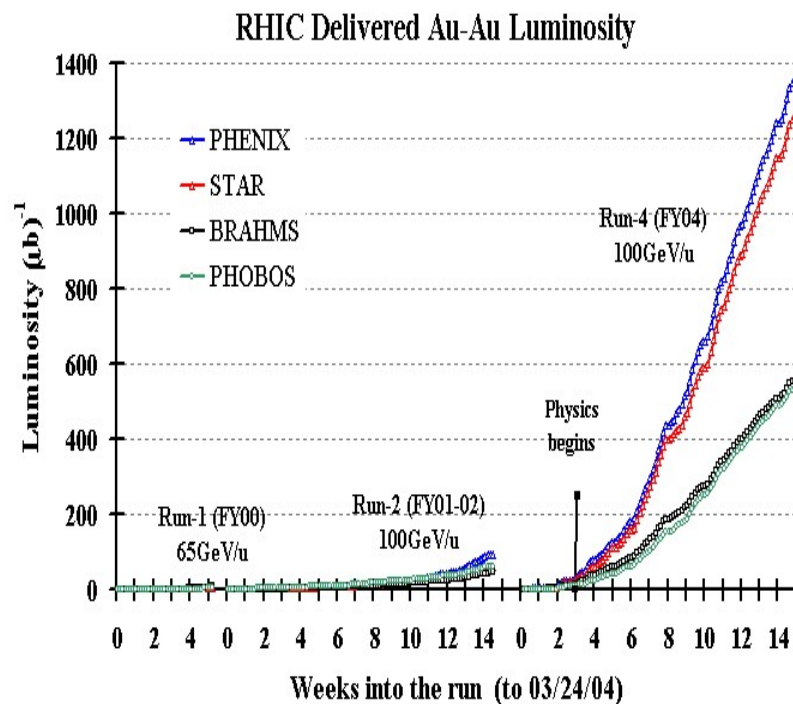


Figure 2.2: Luminosités, en $(\mu\text{b})^{-1}$ en fonction des semaines de prises de données, pour les Run-I, II et IV, dans les collisions Au–Au.

2.1.3 Une physique différente

Au vu des possibilités techniques du RHIC, les propriétés dynamiques, chimiques ou encore thermiques gouvernant l'évolution de la collision, étaient attendues forcément différentes de ce qu'elles étaient au SPS. Souvent, elles se sont en effet avérées être bien plus surprenantes que prédictibles par un simple facteur d'échelle en énergie.

a) Les conditions initiales

Lors de la conférence Quark Matter de Turin en 1999 précédant le démarrage du RHIC, différents théoriciens [Bass 99] ont saisi l'unique opportunité, on peut même dire le risque, de présenter leurs prédictions, pour changer une fois n'est pas coutume, des plus habituelles « post-dictions » des énergies de l'AGS et du SPS. Dans ses remarques de conclusion, Gyulassy soulignait les « variations considérables des prédictions traduisant l'ignorance des théoriciens quant aux

conditions initiales et particulièrement sur leur composante douce » c'est-à-dire celle correspondant à des particules d'impulsion transverse inférieure à 2 GeV/c.

Les observables globales basées sur la mesure des particules venant du « gros de la réaction », traduction peu heureuse de *bulk* en anglais (d'ailleurs, je garderai le terme *bulk*), comme les densités de multiplicité de hadrons ou d'énergie transverse, peuvent être vues comme des baromètres ou thermomètres des dynamiques qui prennent place très tôt dans la collision. Ces observables peuvent en effet être reliées à des quantités comme les densités d'entropie ou d'énergie fournissant ainsi des contraintes significatives sur ce que doivent être les conditions initiales. En conséquence, elles vont permettre de contraindre très fortement les modèles.

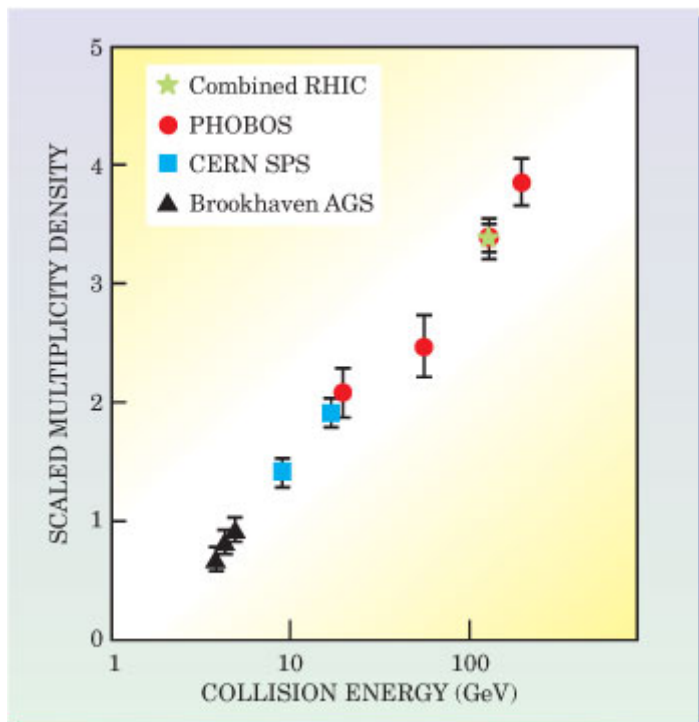


Figure 2.3 : Densités de particules chargées dans les collisions d'ions lourds de l'AGS, du SPS et de RHIC (mesures de PHOBOS et des quatre expériences combinées) en fonction de l'énergie de collision. Ces densités correspondent à la multiplicité par unité de rapidité et par paire de nucléons participants.

La figure 2.3 présente la densité de particules chargées émises à des pseudo-rapidités⁹ telles que $|\eta| < 1$, par paire de nucléons participants, dans les collisions Au–Au de l'AGS [Ahle 00, Back 02, Klay 03], Pb–Pb du SPS [Anticic 04] et Au–Au de RHIC [Back 00, Back 04] en fonction de l'énergie de collision par nucléon dans le centre de masse. Avec des valeurs plus basses que celles prédites à Turin en 1999, les données de RHIC mesurées par PHOBOS suivent une « simple » extrapolation logarithmique des données à plus basses énergies et sont plus élevées d'un facteur deux par rapport à la densité de particules à l'énergie nominale du SPS. Ce résultat, sujet de la première publication de RHIC, a constitué une surprise dans la communauté qui attendait plutôt une explosion du nombre de particules par unité de

⁹ Dans le cas où l'impulsion de la particule est connue mais pas son énergie (par exemple si sa masse est inconnue), alors la pseudo-rapidité peut être utilisée $\eta = -\ln(\tan(\cos^{-1}(p_z/p)/2))$ avec p_z et p les impulsions respectivement longitudinale et totale. Si l'impulsion de la particule est très supérieure à sa masse, alors $\eta \approx y$.

rapidité. Une surprise effectivement car l'habitude était plutôt aux évolutions d'observables présentant des sauts importants voire des ruptures telles que prédites par les promoteurs de la transition de phase du premier ordre. Ainsi, l'évolution très progressive de la multiplicité des particules chargées telle que le montre la figure 2.3 évoque davantage les comportements attendus dans le cas d'une transition douce.

Sur le même principe que les estimations faites à l'AGS et au SPS (paragraphe 1.3.1) à partir du scénario de Bjorken, la densité d'énergie à RHIC a été évaluée [Adcox 01] comme étant égale à $5,5 \text{ GeV}/\text{fm}^3$, soit 1,7 fois plus élevée qu'au SPS. Là aussi bien sûr, la valeur dépasse largement celle de la densité d'énergie critique prédite par LQCD et qui est nécessaire pour permettre la transition de déconfinement. Même s'il ne s'agit là que d'une estimation, elle a permis néanmoins de confirmer, dès les premières analyses, que RHIC était dans la bonne direction, que les conditions optimales semblaient réunies. Que la densité d'énergie soit supérieure à la densité d'énergie critique pour un déconfinement, est **une condition nécessaire mais elle n'est certes pas suffisante.**

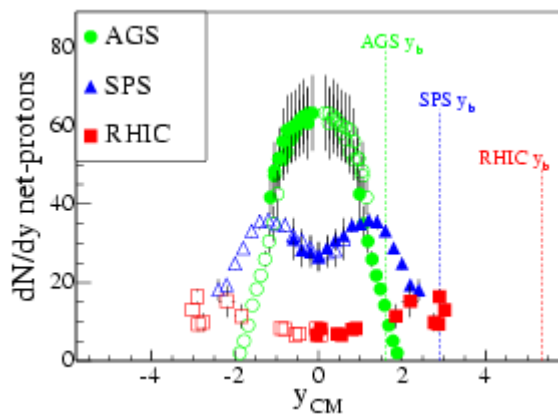


Figure 2.4 : Distributions de la densité nette de protons (i.e. protons – antiprotons) mesurées aux énergies nominales de l'AGS, du SPS et de RHIC (données de BRAHMS [Bearden 03]).

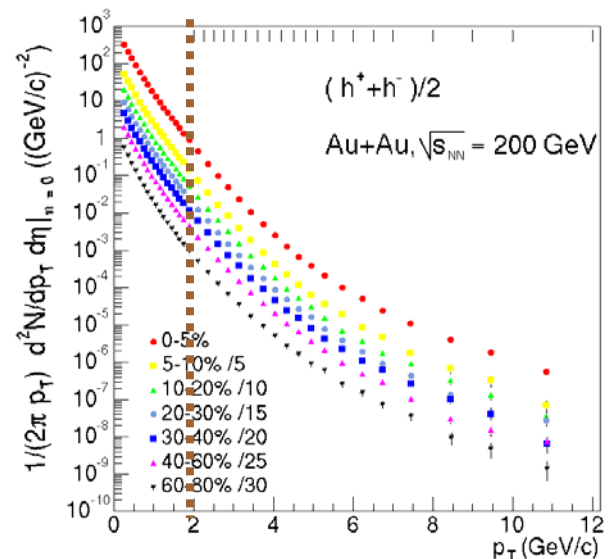


Figure 2.5 : Distributions en impulsion transverse des particules chargées mesurées par STAR pour sept domaines de centralité des collisions Au–Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$. La ligne pointillée verticale visualise la limite en deçà de laquelle se trouve la région dite des basses impulsions et dans laquelle 99,5% des particules sont comprises.

Toujours au plan des observables globales, les « thermomètres de collision », les distributions en rapidité et en impulsion transverse, représentées sur les figures 2.4 et 2.5 respectivement, dénotent des caractéristiques de la cinématique de la réaction. Pour plus de précision, regardons la figure 2.4 montrant la distribution de la densité nette de protons, c'est-à-dire de la différence entre les taux de production des protons et les taux de production des antiprotons, pour l'AGS, pour le SPS et pour RHIC, mesurée par BRAHMS [Bearden 03]. A l'AGS, le nombre d'antibaryons produits est faible et la distribution de la densité nette de protons (ou densité nette baryonique) est similaire à la distribution des protons, présentant un maximum autour de 0. Au SPS, la distribution prend la forme d'un « M » traduisant le fait que la

réaction commence à être transparente dans le sens où une très faible proportion de baryons originaux se retrouve à rapidité centrale après la collision, contrairement à ce qui se passe donc à plus basse énergie. A RHIC, la distribution est très différente des deux précédentes : elle présente en effet une faible valeur à $y = 0$, autour de 7 seulement, puis augmente très modérément avec la rapidité, dénotant de la très grande **transparence** de la matière nucléaire à RHIC.

Selon la composante transverse à présent, les distributions en p_T mesurées notamment par STAR [Ullrich 03] et représentées sur la figure 2.5 pour différents critères de centralité, seront intensivement étudiées : **leur amplitude donnera les taux de production des diverses particules et de là, les propriétés chimiques tandis que l'analyse de leur forme permettra d'extraire les caractéristiques dynamiques en tentant de les reproduire par des fonctions contenant des paramètres à caractère dynamique et qui seront à ajuster.**

Ces distributions traduisent la violence de collisions à 200 GeV car les valeurs d'impulsion transverse dépassent les 10 GeV/c et peuvent atteindre les 20 GeV/c. Notons en outre, que 99,5% des particules ont des impulsions transverses inférieures à 2 GeV/c, le fameux *bulk* mentionné précédemment, qui naturellement gouvernera une large part de la dynamique de la collision. Comme je l'ai évoqué dans le paragraphe 1.2.2 et illustré par la figure 1.6, les physiciens des ions lourds ont pris l'habitude de parler de régime **soft et hard, mou et dur**, selon que le domaine investigué se rapporte **aux impulsions transverses, respectivement inférieures à 2 GeV/c ou supérieures à 6 GeV/c. Entre ces valeurs**, le régime est qualifié... d'**intermédiaire**.

b) Le régime dur des hautes impulsions transverses

Les propriétés originelles de la matière créée dans les collisions d'ions lourds sont en principe susceptibles d'être investiguées par des sondes qui sont présentes dès les premiers instants de la réaction et qui sont également influencées par les caractéristiques du milieu dans lequel elles évoluent. Les partons créés dans des processus durs lors des premiers instants de la collision remplissent ces conditions.

L'un des principaux atouts de RHIC par rapport aux machines opérant à plus basse énergie réside dans le fait que les sondes dures du domaine où la QCD perturbative (pQCD) est applicable, sont produites à RHIC avec des taux supérieurs de plusieurs ordres de grandeur et sur un domaine cinématique significativement plus étendu. La figure 2.6 compare la croissance rapide des productions $Au+Au \rightarrow \pi^0 + X$ aux hautes impulsions transverses, prédites par pQCD [Gyulassy 02] pour le SPS, RHIC et LHC avec les distributions de partons données par CTEQ5M [Lai 00]. C'est là, dans le régime dur, où notamment une nouvelle physique peut être attendue.

Se posant comme précurseur dans ce domaine encore, Bjorken se pencha sur la perte d'énergie des partons dans un milieu déconfiné [Bjorken 82] et parla d'extinction des jets, *jet-extinction*, dans les collisions hadron-hadron, selon les termes suivant :

« *This jet-extinction phenomenon is, however, sufficiently credible that experimental efforts should be made to look for it.* »

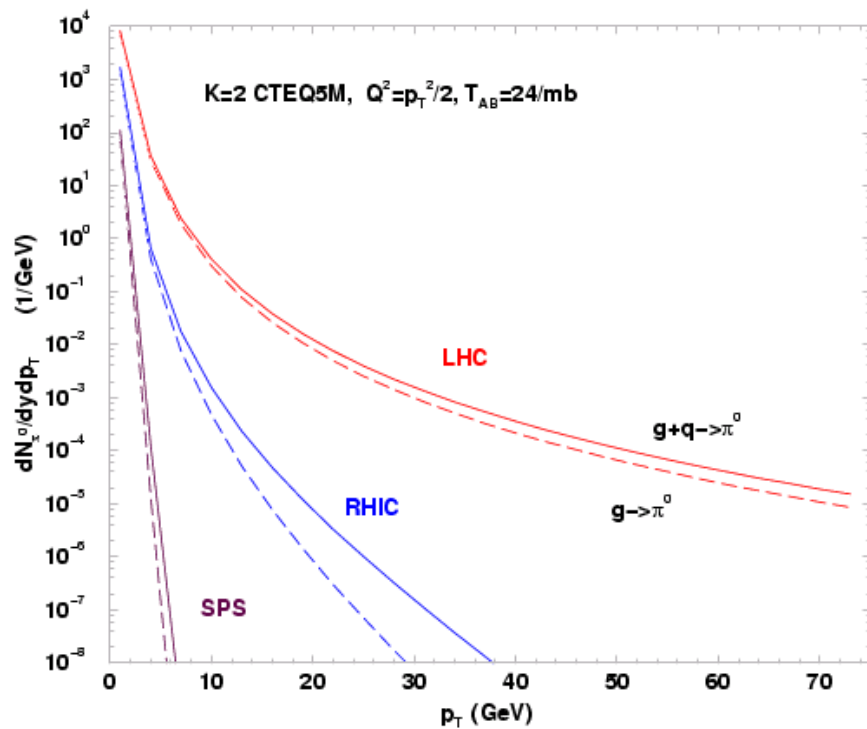


Figure 2.6 : Distributions des π^0 prédites par pQCD [Gyulassy 02] dans les collisions au SPS, à RHIC et au LHC en fonction de l'impulsion transverse. Les fonctions de structure utilisées sont de CTEQM5 [Lai 00], les valeurs des paramètres (K, T_{AB}) sont indiquées sur la figure. Les courbes pointillées montrent les contributions de la fragmentation des jets de gluons seulement.

Le terme *however* est utilisé car dans son article, Bjorken soulignait les incertitudes considérables sur la quantification de la perte d'énergie. Les arguments de base développés ont depuis été repris par un certain nombre de théoriciens [Gyulassy 90, Wang 92, Gyulassy 94, Baier 95, Pluemer 95, Baier 97, Baier 98, Gyulassy 01] concentrant leurs travaux sur les particules de haute impulsion transverse pouvant signer la présence d'un milieu gluonique très dense. L'idée est la suivante : lors de collisions nucléon-nucléon très énergétiques, des partons également très énergétiques vont être créés puis fragmenter, pour reprendre notre jargon, c'est-à-dire émettre des hadrons à leur tour avec de fortes impulsions transverses. Or, si le milieu dans lequel ces hadrons sont produits est très dense, ces particules vont perdre de l'énergie et par conséquent auront une impulsion transverse qui aura été amoindrie. Au final, un milieu dense doit induire une **suppression de la production des hadrons à haute impulsion transverse**. Ce phénomène appelé « perte d'énergie des partons » ou *jet-extinction* par Bjorken, est aujourd'hui connu sous le nom de **jet-quenching**.

Pour infirmer ou confirmer expérimentalement ce phénomène, un facteur de modification nucléaire est défini de manière à permettre une comparaison directe des taux de hadrons de haute impulsion transverse dans des collisions de nature différente.

- Comparaison des taux de production dans des collisions d'ions lourds A–B avec les taux obtenus dans des collisions avec des noyaux plus élémentaires type proton–proton : le facteur R_{AB} [Adams 03] où AB se rapporte aux collisions Au–Au ou d–Au, est défini comme :

$$R_{AB}(p_T) = \frac{d^2N/d\eta dp_T}{T_{AB} d^2\sigma^{pp}/d\eta dp_T}$$

avec pour numérateur, le taux de production différentiel par événement dans la collision A+B ; $T_{AB} = \langle N_{bin} \rangle / \sigma_{inél.}^{pp}$ décrit la géométrie de la collision et permet de s'affranchir d'effets géométriques triviaux (N_{bin} est le nombre de collisions binaires et une section efficace inélastique $\sigma_{inél.}^{pp} = 42$ mb a été adoptée) ; le reste du dénominateur relatif aux collisions p-p inélastiques est déterminé par la section efficace différentielle p-p mesurée. En l'absence d'effets nucléaires, d'effet Cronin ou de saturation de gluons, autrement dit si le phénomène évolue comme le nombre de collisions binaires alors $R_{AB} = 1$.

- Comparaison des taux de production dans les collisions d'ions lourds les plus centrales et avec les taux obtenus dans les collisions les plus périphériques : le facteur R_{CP} [Adams 04] où C et P se rapportent aux collisions Au–Au Centrales et Périphériques respectivement, est défini de manière analogue au facteur R_{AB} :

$$R_{CP}(p_T) = \frac{[(dN/dp_T)/N_{bin}]^{centrales}}{[(dN/dp_T)/N_{bin}]^{périphériques}}$$

Si le phénomène évolue comme le nombre de collisions binaires, $R_{CP} = 1$. Utiliser le R_{CP} est une alternative intéressante car elle permet de définir une référence autre que celle des collisions proton–proton : avec un seul jeu de données Au–Au de biais minimum, le facteur peut être mesuré et de plus, les erreurs systématiques du numérateur et du dénominateur se compensent et n'ont donc pas besoin d'être évaluées.

Les quatre expériences du RHIC ont investigué, à rapidité centrale, les distributions du facteur de modification nucléaire R_{AB} dans les collisions Au–Au et d–Au relativement aux collisions proton–proton. Leurs analyses synthétisées sur la figure 2.7 montrent de façon joliment complémentaire, la suppression de la production de particules lorsque $p_T > 2,5 - 3$ GeV/c dans les collisions Au–Au centrales.

Ce phénomène est en outre plus marqué dans le cas des particules neutres mesurées par PHENIX, ce qui n'est d'ailleurs toujours pas totalement bien compris bien qu'il soit peut-être corrélé à l'anomalie dans les taux de production des baryons et des mésons. Ceci sera abordé dans le paragraphe suivant mais l'idée peut être résumée de la façon suivante : à des impulsions transverses supérieures à 1,5 – 2 GeV/c, les baryons sont produits, contre toute attente, majoritairement par rapport aux mésons. Or le facteur de modification nucléaire des particules neutres ne comprend que des pions neutres alors que celui des particules chargées incluent les baryons et les mésons, d'où peut-être des valeurs plus élevées grâce à ces baryons.

La décroissance des taux de production, lorsque l'impulsion transverse diminue de 2 GeV/c à 0, peut être attribuée au fait que plus l'impulsion transverse diminue, plus le nombre de participants s'écarte du nombre de collisions binaires donc plus le facteur de modification nucléaire s'écarte de l'unité. De plus, des effets d'ombrage ou *shadowing* interviennent : ces effets mis en évidence lors des expériences de diffusions profondément inélastiques, traduisent le fait que les fonctions de structure des partons sont modifiées lorsque le parton est dans un nucléon isolé ou dans un

nucléon environné par les autres nucléons composant le noyau dont il fait partie. L'impulsion des nucléons est alors plus faible que lorsque le nucléon n'est pas isolé.

Dans les collisions d–Au, le facteur de modification nucléaire croît aux impulsions transverses intermédiaires, phénomène attribué à l'effet Cronin [Antreasyan 79] : cet effet traduit le fait que lorsque le nucléon d'un noyau interagit avec les nucléons d'un autre noyau, les collisions multiples élastiques dans l'état initial entre partons conduisent à une augmentation de l'impulsion transverse des partons telle que $\langle p_T^2 \rangle = p_0^2 + A^{1/3} \delta p_T^2$ dans la région des impulsions transverses intermédiaires et à une diminution aux faibles valeurs de p_T . L'effet est plus rapide qu'une évolution de la section efficace en proton–Noyau linéaire avec le nombre de collisions binaires : $d\sigma^{pA} = d\sigma^{pp}(N_{bin})^\alpha$ où $\alpha = \alpha(p_T)$. L'effet Cronin a été largement étudié dans les collisions proton–Noyau jusqu'à 800 GeV.

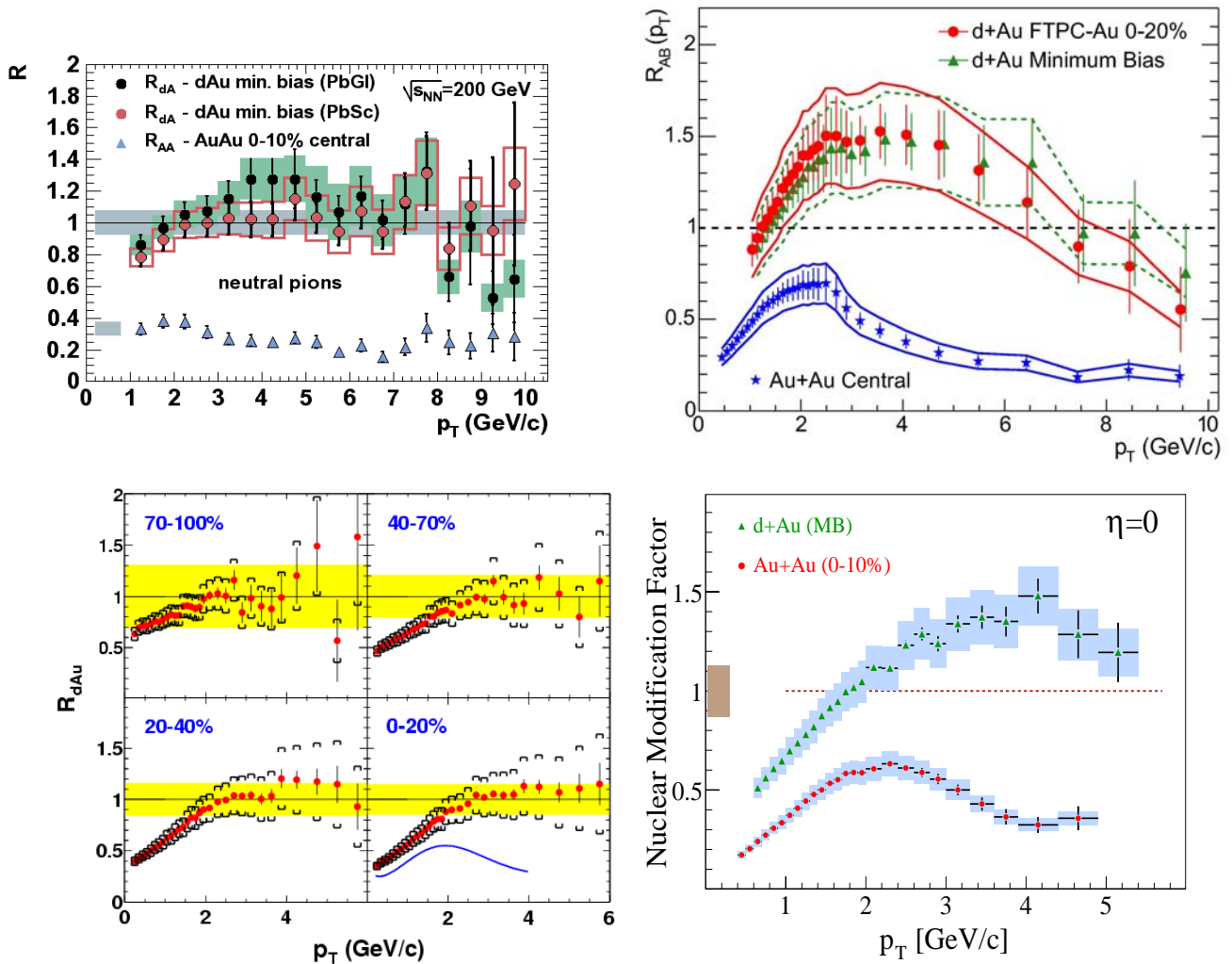


Figure 2.7 : Facteurs de modification nucléaire $R_{AB}(p_T)$ pour les hadrons chargés et pions neutres des collisions Au–Au et d–Au à 200 GeV par rapport aux collisions p–p mesurés par : en haut à gauche PHENIX [Adler 03a], en haut à droite STAR [Adams 03], en bas à gauche PHOBOS [Back 03] et en bas à droite BRAHMS [Arsene 03]. Les bandes horizontales autour de l'unité indiquent les erreurs systématiques sur l'évaluation du nombre de collisions binaires. Pour PHOBOS, le facteur est présenté dans le cas des collisions Au–Au pour la centralité 0–20% par la courbe en trait plein.

Wang a ensuite prédit que dans le cas de collisions Noyau–Noyau, l'effet Cronin devrait être d'un facteur 2 dans les collisions Pb–Pb à l'énergie nominale du SPS [Wang 98]. Dans un premier temps, WA98 a effectivement confirmé cette prédiction en regardant la production de pions neutres. Puis les analyses ont été reprises par d'Enterria [d'Enterria 04] remarquant que la paramétrisation utilisée pour les données proton-proton n'était pas adaptée (une paramétrisation doit en effet être appliquée car aucune donnée de référence en proton-proton n'existe dans le domaine d'énergie considéré). En changeant de paramétrisation donc pour les collisions proton–proton, il montre que certes un effet Cronin subsiste mais beaucoup moins prononcé suggérant l'existence d'un mécanisme atténuateur abaissant l'augmentation due à Cronin d'un R_{AA} supérieur à deux unités à un R_{AA} compatible avec l'unité dans les collisions Pb–Pb. L'auteur conclut qu'il aurait été intéressant de montrer que le jet-quenching était déjà présent au SPS mais de manière modérée mais il aurait fallu pour cela disposer d'une mesure directe de la production des pions neutres dans les collisions proton-proton au SPS. Indépendamment de ces évolutions de comportement au SPS, l'augmentation du facteur de modification nucléaire vue dans les collisions d–Au à RHIC est quant à elle attribuée à un effet Cronin. Tout récemment, la Collaboration NA57 [Antinori 05] a présenté les facteurs de modification nucléaire des collisions Pb–Pb centrales rapportées aux collisions périphériques à $\sqrt{s_{NN}} = 17,3$ GeV pour les K_s^0 , Λ , Λ ainsi que les hadrons chargés. Pour les hypérons, les distributions du R_{CP} sont similaires à celles obtenues aux énergies RHIC (nous le détaillerons plus tard) et ne peuvent être reproduites par des calculs n'incluant que des effets d'états initiaux. Les données sont en effet mieux reproduites si une perte d'énergie des partons dans l'état final est incluse. Ainsi donc, les résultats du SPS que l'on croyait il y a quelques mois encore, dénués de toute information liée au jet-quenching semblent indiquer de plus en plus fortement qu'une perte d'énergie des partons dans un milieu dense est nécessaire pour expliquer les données.

Revenons à RHIC d'où est apparu le phénomène de jet-quenching. Indubitablement, le fait que quatre expériences, indépendantes, mettent en évidence le même effet démontre que quelque chose de nouveau a été découvert à RHIC dans les collisions Au–Au. « Nouveau » car effectivement, lorsque ce phénomène a été mis en évidence, aucune suppression n'avait pu être mise en évidence à l'énergie moindre du SPS, Cronin étant l'effet dominant. Le jet-quenching est apparu comme une découverte très excitante et j'ajoute sans intention de polémique, les commentaires de Gyulassy à ce propos [Gyulassy 02]:

« Cette découverte est peut-être plus excitante que celle de la suppression du J/ψ de NA50 car cette suppression est aussi vue dans les collisions proton–Noyau et qualifiée de suppression normale dans la matière nucléaire froide par rapport à la suppression anormale dans les collisions Noyau–Noyau, donc une même tendance mais d'amplitude différente. Dans le cas du jet-quenching, ce sont des tendances radicalement opposées qui s'observent. »

L'interprétation théorique du jet-quenching est en cours d'élaboration suscitant des débats passionnés car les propositions des théoriciens sont relativement diverses. Pour des impulsions transverses au-delà de 2 GeV/c, les observables liées à la

mesure des mésons¹⁰ peuvent être traitées dans le cadre de la QCD perturbative [Gyulassy 02, Baier 00]. D'ailleurs, pQCD reproduit de manière satisfaisante la suppression observée expérimentalement lorsqu'elle tient compte de la perte d'énergie des partons [Vitev 02a, Wang 04]. Les auteurs du modèle GLV [Gyulassy 00, Vitev 02a] préconisent que la variation de la suppression en fonction du p_T est un effet qui est loin d'être trivial, en particulier sa constance pour les valeurs en p_T les plus élevées à RHIC : elle résulterait de la combinaison de plusieurs effets, la dépendance en p_T des contributions de jets de gluons et de partons, la dépendance en p_T de l'effet Cronin, les effets de *shadowing* ou encore EMC¹¹ qui modifient les fonctions de structure des partons. Les effets de *shadowing* et EMC traduisent la modification des fonctions de structure des partons lorsque ceux-ci sont liés dans noyau, l'effet EMC se produisant à des x_{Bjorken} plus élevés. Ils ont été mis en évidence lors des expériences de diffusions multiples de leptons et neutrinos-Noyau [Aubert 87].

La comparaison des mesures du R_{AA} des π^0 par PHENIX avec les calculs de GLV a permis d'estimer la densité gluonique initiale, $dN^g/dy = 1000 \pm 200$, **soit une densité gluonique environ 50 fois supérieure à la densité gluonique dans la matière nucléaire froide.**

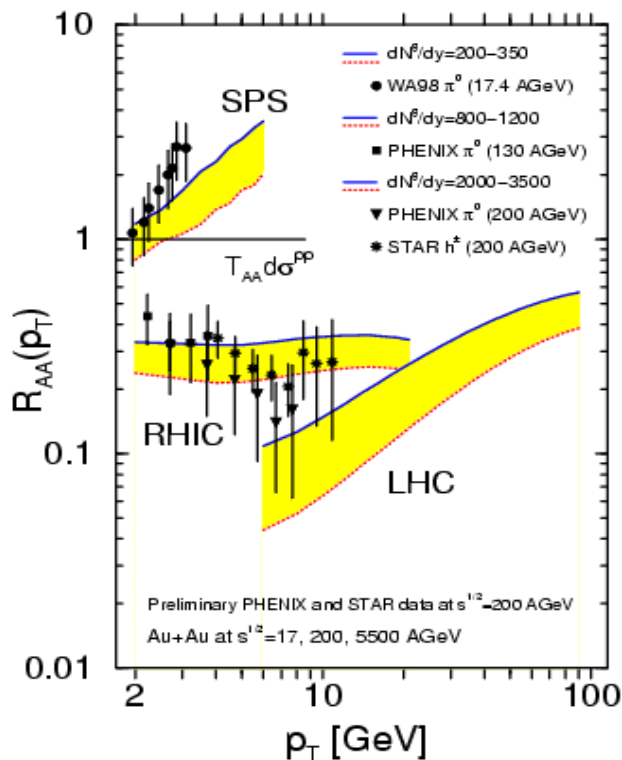


Figure 2.8 : Facteur de modification nucléaire prédit par GLV [Vitev 02a] en fonction de p_T aux énergies du SPS, de RHIC et du LHC (courbes en trait plein et pointillées) et comparé aux mesures de PHENIX et STAR pour les mésons (symboles).

¹⁰ Pour des impulsions transverses en deçà de 5 GeV/c, les baryons ne peuvent être traités par pQCD et un bon nombre de développements théoriques sont en cours d'élaboration pour pallier cette déficience comme ceux proposés par Fries, Greco, Kharzeev, Molnar, Vance, Vitev, etc.

¹¹ EMC est l'acronyme de la collaboration qui l'a découvert : European Muon Collaboration.

La figure 2.8 présente l'étude par GLV du $R_{AA}(p_T)$ en fonction de l'impulsion transverse, aux énergies du SPS où l'effet Cronin domine, à RHIC où le rapport est accidentellement constant et au LHC pour lequel les auteurs de GLV attendent une suppression à une valeur en dessous de celle relative au nombre de participants mais diminuant avec l'impulsion. A propos de la suppression à haut p_T , l'une des raisons pour lesquelles je disais que les débats étaient passionnés, est due à la proposition d'interprétation des théoriciens travaillant sur la physique de la saturation ou encore, la **physique du CGC, du condensat de verre coloré** [Gribov 83, Mueller 86, Blaizot 87, McLerran 94, Iancu 01, Kharzeev 04]. Pour une revue, nous conseillons la référence [Iancu 03] et pour les développements récents sur les résultats du RHIC, [Jalilian-Marian 04, Gyulassy 04]. Dans cette dernière référence notamment, le CGC, venant d'une théorie effective de la QCD pour les hautes énergies (pour les petits x), est défini par Gyulassy et McLerran comme un système faiblement couplé, de type condensat en raison de la saturation des gluons, coloré car les gluons (entités majoritaires à haute énergie) qui le composent sont colorés, de verre car ses propriétés rappellent celles du verre évoluant lentement avec le temps. Le CGC fournirait les conditions initiales pour la formation du plasma de quarks et de gluons. Une terminologie nouvelle a été adoptée : les **effets d'état initial sont relatifs au CGC** tandis que **les effets d'état final se réfèrent au QGP**.

A rapidité centrale et haute impulsion transverse, la physique des collisions Noyau–Noyau est dominée par les interactions d'état final entre les partons créés, ce qui est confirmé par l'absence de suppression dans les collisions d–Au à rapidité centrale également. Afin de s'affranchir de la dominance des effets d'état final, les théoriciens du CGC ont clamé que pour observer sa manifestation, les meilleures conditions sont offertes dans la région des rapidités élevées, qui plus est, dans les collisions proton–Noyau, soit d–Au à RHIC. L'argumentaire est basé sur le fait que ce domaine correspondant aux plus petits x possibles, est quasi-dénué d'interactions d'état final puisque aucun QGP n'y est attendu. Par conséquent, c'est ici que la manifestation du CGC est attendue la plus spectaculaire. La Collaboration BRAHMS a effectivement montré que ses mesures du facteur de modification nucléaire dans les collisions d–Au, pour différentes valeurs de pseudo-rapacité [Arsene 04] étaient reproduites qualitativement par les prédictions du CGC [Kharzeev 04] : une suppression à haut p_T est observée dès que $\eta = 1$ et est d'autant plus marquée que la rapidité augmente, permettant de penser, qu'ici, elle serait due à l'existence du CGC.

A ce jour, aucune conclusion ne peut être extraite de façon définitive. Il s'agit de faits expérimentaux et théoriques nouveaux et extrêmement surprenants demandant une investigation encore poussée car n'oublions pas que leur compréhension n'est basée que sur les prédictions de théories loin d'être consensuelles et loin d'être restreintes aux développements que nous avons décrits. Certes, le jet-quenching met en évidence la création d'un milieu dense dans lequel les partons ont perdu de l'énergie mais **la question demeure de savoir quelle est la nature de ce milieu si dense, partonique ou hadronique ?**

c) Les caractéristiques de la production des hadrons

Une manière de répondre est de tenter de montrer si les hadrons sont formés à partir d'un système de quarks et de gluons qui seraient en équilibre thermique. Les distributions en impulsion (masse) transverse ont révélé que plus de 99% des particules ont des impulsions transverses inférieures à 2 GeV/c et par conséquent, l'évolution du système nucléaire doit forcément être gouvernée par les propriétés de ces hadrons.

Propriétés dynamiques :

Le paragraphe 1.2.2 introduisait la phénoménologie de la collectivité de la matière nucléaire. Le flot naît des interactions entre constituants et ces interactions sont sensées conduire à une thermalisation du système, rejoignant ainsi la question de l'équation d'état de la matière nucléaire. La difficulté est que **le flot est additif** et que sa composante intéressante, sa composante créée dans la phase partonique si tant est qu'elle existe, peut être masquée par sa composante née des interactions hadroniques. Le flot radial transverse et le flot elliptique sont deux observables liées à ces effets collectifs.

Le premier dépend des conditions au *freeze-out* cinétique sur lesquelles il est possible de s'informer grâce aux distributions en impulsion (masse) transverse des particules. Ces distributions peuvent en effet être reproduites si la source d'émission est supposée être celle d'une source en équilibre thermique à la température de *freeze-out* cinétique et en expansion à une vitesse de flot β , possédant un profil de vitesse tel que décrit, par exemple, par Schnedermann et ses collaborateurs [Schnedermann 93]. Certes, cette description phénoménologique, appelée *Blast-wave*, n'est pas le fruit d'un modèle complexe et complet mais elle permet néanmoins de quantifier globalement cette émission dynamique. Températures et vitesses de flot ont donc été extraites à partir des données du SPS et du RHIC. Nous reviendrons largement sur ces analyses dans le cadre de l'étude des particules étranges qui apportera des éléments nouveaux.

Par ailleurs, dans le paragraphe 1.2.2, nous avons mentionné les travaux de Ollitrault argumentant au début des années 90 que pour des énergies ultra-relativistes, le flot elliptique est sensible aux premiers instants d'une collision d'ions lourds [Ollitrault 92] car il naît du gradient de pression existant dans la zone de recouvrement des noyaux incidents. L'asymétrie au départ spatiale est convertie en une asymétrie dans l'espace des impulsions. Pour quantifier cet effet, la technique habituellement utilisée consiste à mesurer les angles d'émission azimutaux des particules par rapport au plan de la réaction. Théoriquement, ce plan de réaction est défini par la direction du faisceau et par le paramètre d'impact des deux noyaux tandis qu'expérimentalement, il est calculé selon diverses méthodes basées sur les corrélations à 2 ou 4 particules [Poskanzer 98, Borghini 01]. La distribution en angle azimutal est décomposée en série de Fourier et dans la région de rapidité centrale qui nous intéresse, le premier coefficient v_1 s'annulant, le second coefficient v_2 , appelé flot elliptique, devient la contribution dominante.

La figure 2.9 montre, partie gauche, l'évolution du flot elliptique en fonction de $\sqrt{s_{NN}}$, à l'AGS [Barrette 97], au SPS [Alt 03] et à RHIC. Il faut tout d'abord signaler que cette évolution a un point commun à celle observée sur la figure 2.3 montrant la multiplicité

des particules en fonction de l'énergie de collision, à savoir une même évolution progressive évoquant les comportements attendus pour une transition douce.

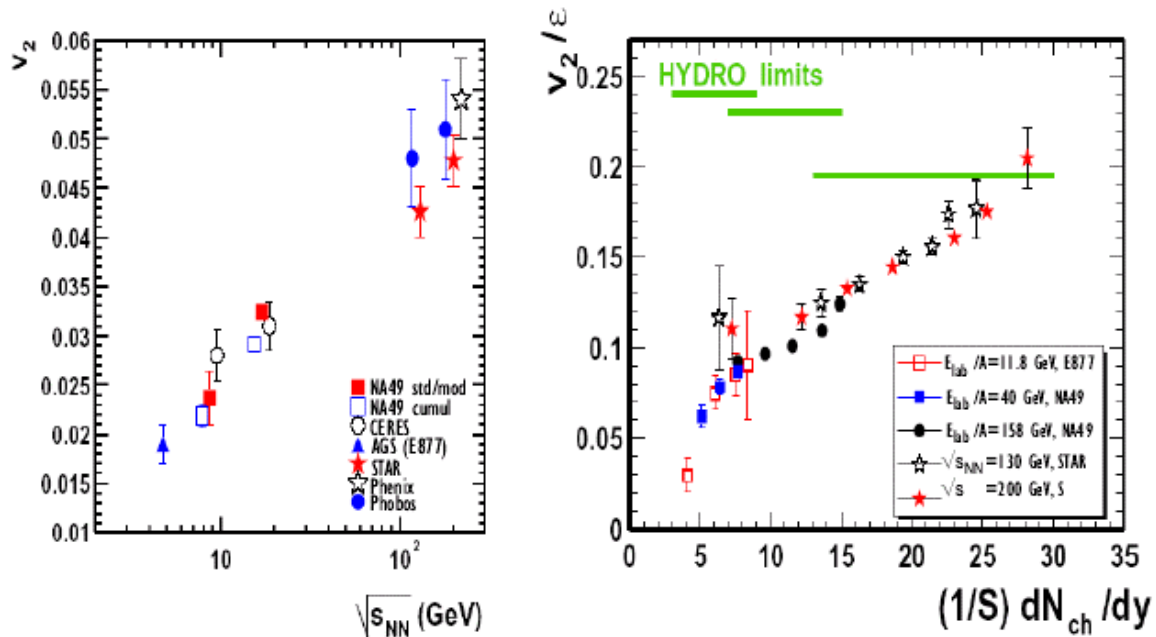


Figure 2.9 : A gauche, évolution du flot elliptique v_2 en fonction de l'énergie par paire de nucléon dans le centre de masse de l'AGS, du SPS et de RHIC. A droite, v_2 est normalisé par le paramètre d'excentricité ϵ de la source et l'abscisse correspond au nombre de particules chargées par unité de surface transverse. Les normalisations sont effectuées afin de faciliter la comparaison avec les prédictions de l'hydrodynamique [Huovinen 01] représentées par les lignes horizontales. La figure est extraite de [Alt 03].

Quantitativement, au SPS, le flot était déjà important puisque atteignant environ 35% de la vitesse de la lumière. En passant aux énergies RHIC, l'augmentation du v_2 est très importante puisque cette contribution atteint 50%. Ce qui est remarquable également, cette fois-ci sur la partie droite présentant le v_2 divisé par l'excentricité initiale spatiale (définie par $\epsilon = \langle y^2 - x^2 \rangle / \langle y^2 + x^2 \rangle$) en fonction de la densité de particules chargées par unité de surface transverse [Voloshin 00, Alt 03], c'est qu'à RHIC, la limite hydrodynamique est atteinte contrairement à ce qui se passe à plus basse énergie : les données rejoignent effectivement les calculs hydrodynamiques de Huovinen et ses collaborateurs [Huovinen 01] qui postulent l'existence d'une phase hadronique succédant à une phase partonique et un temps d'équilibration très précoce, de 0,6 fm/c. Au SPS, les calculs hydrodynamiques pourraient reproduire les données mais avec des paramètres loin d'être réalistes.

STAR [Adler 02a, Adams 04] et PHENIX [Adler 03a] ont observé une dépendance en masse en mesurant le v_2 pour les π , K, p et Λ , dans la région des faibles impulsions transverses ($p_T < 1,5$ GeV/c) comme le prédit et le reproduit l'hydrodynamique [Kolb 01, Huovinen 01]. A des impulsions plus élevées, où l'hydrodynamique n'est plus valide, nous verrons avec l'étude des phénomènes collectifs des particules étranges, que la dépendance en masse n'est plus respectée et laisse place à une dépendance au type de particules selon qu'elles appartiennent à la famille des mésons ou à celle des baryons.

Constater que l'hydrodynamique reproduit le flot elliptique, tant son amplitude que sa dépendance en impulsion transverse, a conduit bon nombre de physiciens à conclure que le **milieu était thermalisé** et que la matière créée à RHIC se comportait comme un **fluide parfait**. Les calculs hydrodynamiques sont en effet réalisés avec une viscosité nulle. Or, Borghini et Ollitrault notamment affirment qu'il n'en est rien [Borghini 05] du moins qu'aucune information pertinente ne peut être extraite sur la thermalisation. A partir de prédictions générales sur la dynamique d'un fluide idéal, ils dérivent des propriétés générales sur les spectres en impulsion transverse de diverses particules émises par un fluide idéal, indépendamment de tout modèle spécifique. Ils incluent une distinction importante, entre les particules lentes qui ont une vitesse égale à la vitesse du fluide à un temps donné et les particules rapides qui ont une vitesse supérieure à celle du fluide. Cette distinction n'est absolument pas prise en compte dans les modèles hydrodynamiques du type *Blast-wave*. Leurs calculs montrent qu'il est possible de conclure assurément que certes, l'évolution du système est gouvernée par une expansion collective mais en aucun cas qu'un équilibre local thermique quelconque soit atteint.

Ollitrault souligne également comme le montre, sur la figure 2.9, la dépendance du v_2 à l'énergie de collision, qu'il n'y a aucune indication de saturation de ce flot et partant, prédit que le flot au LHC n'en sera que plus important.

Propriétés chimiques :

L'équilibration du système doit marquer les taux de production des hadrons intégrés sur tout le domaine d'impulsion transverse, c'est-à-dire qu'ils doivent être distribués de manière statistique selon les conditions thermodynamiques au *freeze-out* chimique. Autrement dit, les rapports expérimentaux des taux de production de particules comparés à ceux prédits par les modèles statistiques permettent une évaluation des propriétés du système nucléaire au *freeze-out* chimique. En effet, ces modèles sont des modèles d'hadronisation dont les hypothèses de travail sont celles d'un équilibre chimique et/ou thermique. Les approches sont en effet diverses, depuis la première esquisse dressée par Fermi [Fermi 50] et Hagedorn [Hagedorn 65], aux approches contemporaines dont nous ne citerons ici que les références les plus récentes et en rapport avec les énergies RHIC :

- pour les travaux sur les taux de production des hadrons et résonances : [Florkowski 02, Braun-Munzinger 01, Rafelski 03, Becattini 04a, Torrieri 04]
- pour les travaux plus spécifiques sur les masses (impulsions) transverses des particules [Broniowski 02, Florkowski 04, Torrieri 03]
- pour les travaux sur l'équilibre ou saturation de l'étrangeté [Rafelski 02 - il s'agit d'un cours, Redlich 02, Tounsi 03, Cleymans 04]
- pour des revues sur les résultats des modèles statistiques [Cleymans 02, Andronic 04, Becattini 04b, Rafelski 04]

Si les hypothèses diffèrent donc quelque peu, l'ajustement du modèle aux données expérimentales est réalisé sensiblement de la même manière, par variation des paramètres que sont la température au *freeze-out* chimique T_{CH} et le potentiel chimique baryonique μ_B afin de reproduire les rapports des taux de production des particules. Nous verrons qu'une étude statistique des particules multi-étranges permet également de connaître le degré d'équilibration du système en étrangeté.

Une telle démarche a été appliquée sur les données de l'AGS, du SPS et de RHIC et le succès de ces modèles a été à chaque fois sans démenti, les rapports de particules étant reproduits de manière très satisfaisante. La figure 2.10 présente la corrélation des paramètres d'ajustement [Braun-Munzinger 02] extraits à partir des données (symboles) des énergies SIS jusqu'à RHIC et celle prédite par les prédictions du modèle statistique (courbes pointillées) développé par Braun-Munzinger et ses collaborateurs.

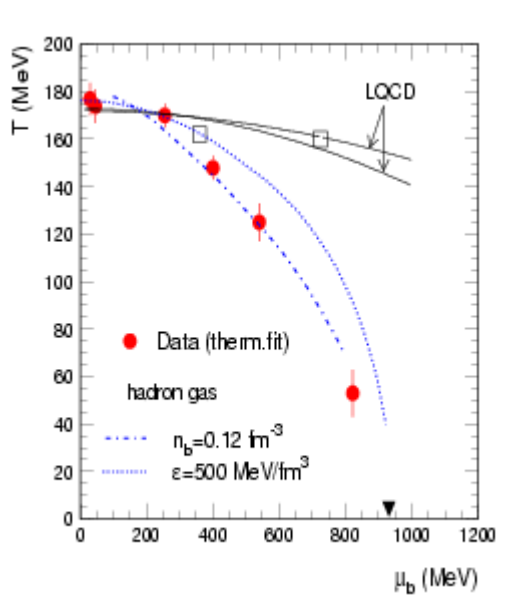


Figure 2.10 : Température au freeze-out chimique en fonction du potentiel chimique baryonique [Braun-Munzinger 02]. Les points correspondent aux valeurs extraites par un ajustement des données avec le modèle thermique. Les courbes avec tirets et pointillés sont relatives respectivement à un gaz de hadrons à densité baryonique constante et densité d'énergie constante. Les calculs de la LQCD sont indiqués par les courbes en trait plein et enfin, les carrés indiquent l'emplacement d'un point tricritique avec deux paramétrisations différentes [Fodor 02].

Outre l'accord remarquable entre données et prédictions, il est important de remarquer que dès que les énergies du SPS sont atteintes, les paramètres de *freeze-out* chimique sont très proches des valeurs prédites par LQCD [Fodor 02] pour la transition de déconfinement (courbes pleines). Ceci amène à se demander si et comment un équilibre est atteint. En 2002, Stock clame "This can not be a coincidence!". Il reprenait alors ses arguments [Stock 99] basés sur des considérations sur les taux et échelles de temps de collision d'un système hadronique en expansion, impliquant qu'au SPS et à RHIC, l'équilibre ne peut être établi dans la phase hadronique et que c'est la transition de phase proprement dite qui gouverne les densités de particules et conduit à l'équilibre chimique. Lors de la conférence Quark Matter en 2002, Koch pose la question "Does it reflect a measurement of the phase separation line in the QCD phase diagram?" et répond "Certainly not!" car pour lui, tout ce que cette figure indique, ce sont les paramètres thermiques pour lesquels le système quitte son équilibre chimique à la condition d'avoir des propriétés inchangées pour les particules [Koch 03]. Il envisage que cela peut indiquer toutefois une température limite : des températures similaires sont trouvées au SPS et à RHIC alors que le flot est plus important à RHIC, suggérant ainsi que la quantité d'énergie déposée dans une phase partonique initiale est beaucoup plus importante que ne le laisse supposer la température finale.

La communauté s'est interrogée afin de savoir d'une part pourquoi les modèles statistiques relativement simples reproduisaient si bien les tendances expérimentales

qui présentent une dynamique complexe et d'autre part, ce qu'il faut apprendre de ces modèles qui reproduisent quasiment tous les types de données, des collisions e^+e^- à Noyau–Noyau. Véhiculent-ils le signe d'un équilibre chimique ? Pour Koch, il n'y a pas qu'un système thermique qui implique une distribution statistique. Si un système produit en effet beaucoup de particules dans l'état final, si on ne s'intéresse par exemple qu'au nombre de pions produits, l'état final est très peu contraint et par conséquent les méthodes statistiques peuvent s'appliquer (c'est d'ailleurs l'idée de la théorie statistique de la production de particules inventée par Fermi). Si dans une collision d'ions lourds, les interactions entre particules maintiennent le système en équilibre, elles ont peu de chance de se produire dans une collision e^+e^- . Ainsi un **ensemble statistique n'est pas forcément un ensemble thermodynamique pour lequel une pression, une équation d'état pourraient être définies**. « Statistique » signifierait simplement une dominance de l'espace de phase et les « températures chimiques » et « potentiels chimiques » ne seraient que les multiplicateurs de Lagrange caractérisant l'intégration sur l'espace de phase. Car n'oublions pas que les ensembles de ces données représentent les taux de particules moyennés sur toute une collection d'événements puisque dans les collisions élémentaires, les statistiques sont bien trop faibles pour permettre des études événement par événement. Ces multiplicateurs auront une signification au sens thermodynamique, uniquement dans le cas de collisions d'ions lourds ! Il reste à savoir comment les interactions sont établies et s'il ne s'agit pas également de dominance de l'espace de phase.

Becattini a proposé récemment une discussion sur la signification des modèles statistiques [Becattini 04b] où il conclut que :

“It is certainly crucial to understand the why of this success from first QCD principles, but in the meantime it is useful to stick a more pragmatic attitude and ask ourselves whether we can test this model more deeply than what has been done as yet.”

Quoi qu'il en soit, les données des expériences du RHIC semblent indiquer que le système est en équilibre chimique dans les collisions d'ions lourds. Nous verrons que d'une part, l'étude des taux de production de résonances étranges permet de quantifier le temps écoulé entre les deux *freeze-out* et d'autre part, que les baryons multi-étranges ont un comportement atypique au moment du *freeze-out* cinétique et ils vont ainsi permettre de le décrire davantage que ne le permettraient les mesures à caractère inclusif présentées dans ce chapitre. Une anomalie de taille dans la production des hadrons

L'une des découvertes [Adcox 02, Adler 03c] inattendue et aujourd'hui encore non comprise réside dans ce qui a été appelé « l'anomalie des baryons » [Vitev 02b] : les baryons et antibaryons augmentent fortement par rapport aux pions dans le domaine d'impulsion $p_T \sim 2 - 5$ GeV/c. Au-delà de cette valeur, les baryons retrouvent un comportement normal. Cette anomalie contraste de manière frappante avec la suppression de la production des pions dans la même tranche d'impulsion transverse laissant supposer que les baryons ne subissent donc pas la même suppression que les mésons.

A l'AGS et au SPS, un rapport proton/pion supérieur à l'unité a également été mesuré mais à ces plus faibles énergies, la plupart des protons ne sont pas créés au cours de la collision mais proviennent de la région de fragmentation de la cible et du

projectile. De plus, le flot radial est très important (environ 50% de la vitesse de la lumière) et peut provoquer la valeur élevée du rapport proton/pion : les protons étant en effet plus lourds, une vitesse de flot importante dynamise plus fortement les protons que les pions, leur procurant ainsi de plus fortes valeurs d'impulsion transverse. Cette physique est bien différente de celle à RHIC où dans ce cas, la majorité des protons sont créés au cours du processus de réaction et une explication reste à trouver.

Topor Pop et ses collaborateurs montrent que le modèle Hijing/BB v2.0 parvient à reproduire la production de baryons et donnent, pour reprendre les termes des auteurs, une explication partielle à cette anomalie [Topor Pop 04]. « Partielle » car dans cet article, les auteurs reconnaissent qu'ils ne peuvent pour l'instant reproduire les distributions de baryons dans la région des grandes rapidités. En revanche, la prise en compte des boucles jonction–anti-jonction dans cette version du modèle conduit effectivement à une production de baryons supplémentaire dans les collisions Noyau–Noyau. Les auteurs de cette modélisation concluent leur article en reconnaissant que s'ils parviennent à reproduire beaucoup de données expérimentales, la compréhension de la production de particules étranges restent une question ouverte. Dans le dernier chapitre, nous reviendrons bien évidemment sur la production des hyperons et sur les prédictions de ce modèle qui depuis cet article de 2004 a évolué sensiblement.

Si la synthèse proposée ici est correcte, la présentation des résultats (que j'ai jugés majeurs) doit permettre d'entrevoir la création d'une matière atypique aux énergies RHIC : des comportements ont en effet été mis en évidence pour la première fois, des processus durs sont révélés abondants et hautement influents, des conditions d'équilibre semblent se dessiner. C'est dans ce cadre que sont menés les travaux sur l'étrangeté et je m'efforcerai de montrer comment ils s'insèrent pleinement dans la physique nouvelle qu'est celle du RHIC.

Auparavant, il s'impose de décrire, même brièvement, notre outil de prédilection pour une telle étude, le détecteur STAR.

2.2 L'expérience STAR

Avec PHENIX, STAR est une expérience des plus impressionnantes par sa taille comme il est possible d'en juger par la photographie de la figure 2.11. La conception de STAR a été pensée de manière à accéder à un domaine cinématique le plus vaste possible, du régime non-perturbatif au régime perturbatif de la physique au RHIC. STAR permet avant tout de caractériser les hadrons issus de la collision dans une large acceptation grâce à des méthodes basées sur la trajectographie, l'identification des particules ou encore la calorimétrie électromagnétique. Sa grande acceptation ainsi que la précision des mesures conférée par ses détecteurs font de **STAR une expérience privilégiée au RHIC voire unique pour accéder à certaines observables et particulièrement celles relatives aux particules étranges,... justement !**

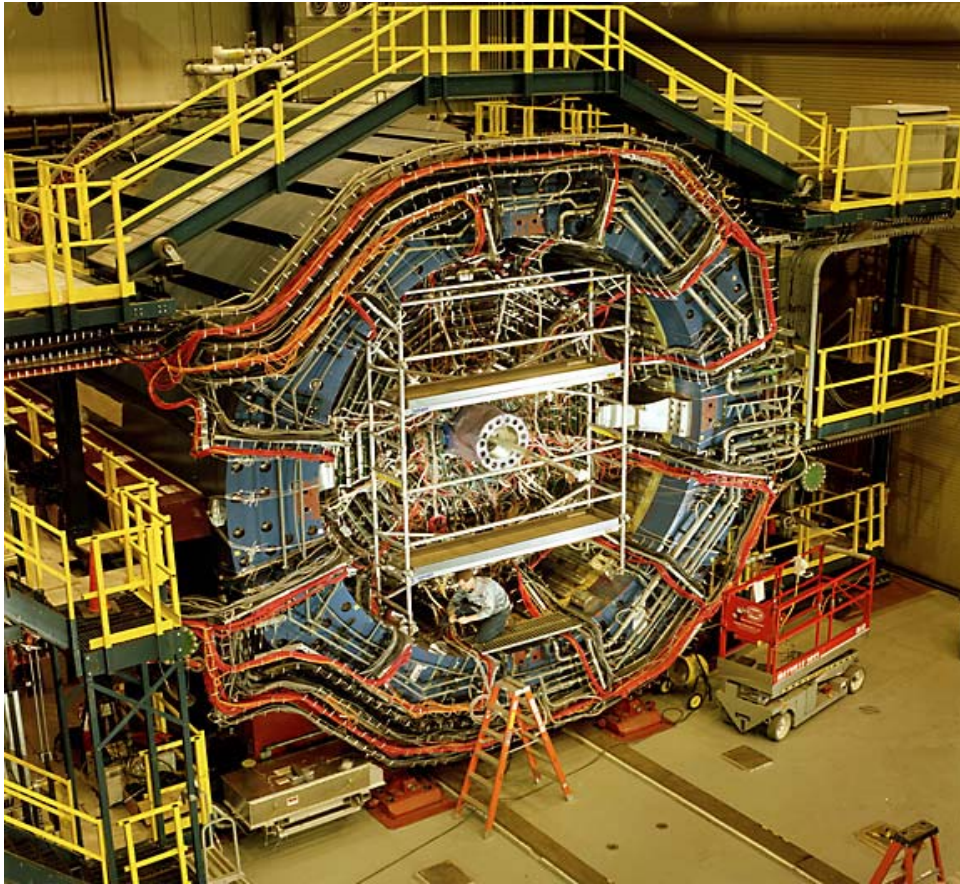


Figure 2.11 : L'expérience STAR photographée dans son hall.

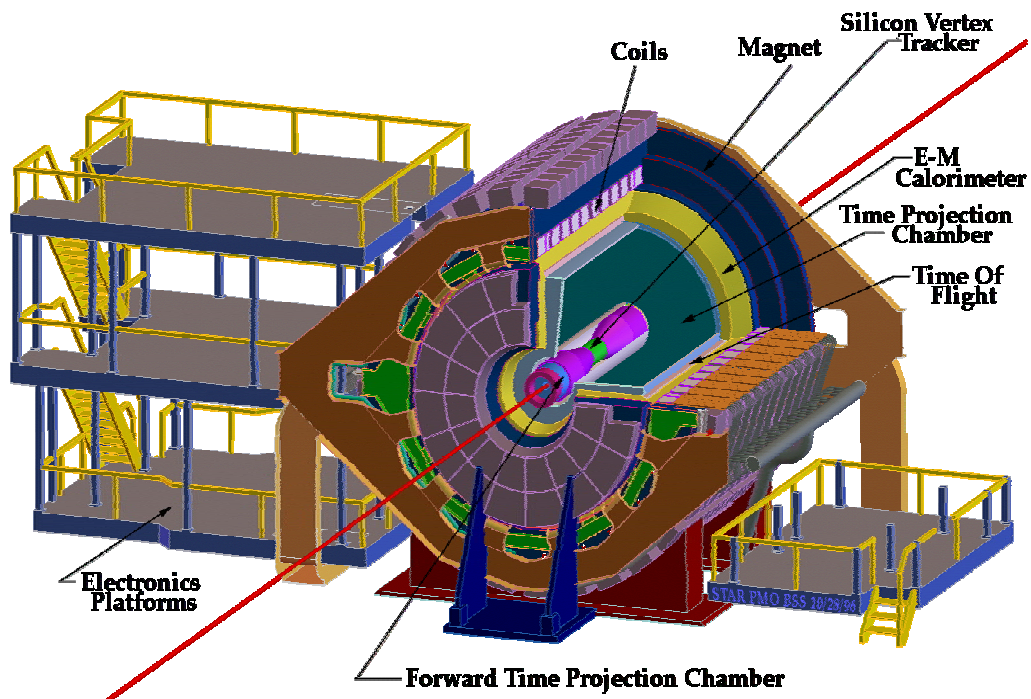


Figure 2.12 : Coupe de STAR suivant l'axe des faisceaux, matérialisé de part et d'autre de l'appareillage, par les lignes droites.

2.2.1 Une vue d'ensemble

Le mode collisionneur impose d'avoir des détecteurs autour du point d'interaction des deux faisceaux, de façon concentrique comme le montre la figure 2.12. Ces détecteurs sont installés au sein d'un aimant délivrant un champ magnétique de 0,5 Tesla avec des lignes de champ parallèles aux lignes faisceaux. Dans ce qui est appelé la partie centrale de STAR (centrale par rapport à une pseudo-rapacité $\eta = 0$), il permet une trajectographie des particules. Quatre couches de détecteurs au silicium, trois composées de modules au silicium à dérive (SVT) et une de modules au silicium à micropistes (SSD) forment le détecteur de vertex de STAR. Un calorimètre électromagnétique (BEMC) entoure la TPC et détecte les photons, les électrons et les particules interagissant électromagnétiquement. Dans la région des grandes pseudo-rapidités sont situées de part et d'autre du point d'interaction des chambres à projection temporelle (FTPC) dont la couverture correspond au domaine $2,8 \leq |\eta| \leq 3,8$.

L'une des caractéristiques instrumentales majeure de STAR, plus spécifiquement de la TPC, est sa couverture azimutale complète. Le champ magnétique étant uniforme et parallèle à l'axe des faisceaux, il induit une symétrie complète par rapport à l'axe transverse de révolution du détecteur vis-à-vis de la charge des particules détectées. L'efficacité de reconstruction d'une trajectoire de particule chargée négativement est donc identique à celle d'une particule chargée positivement (à impulsion transverse et pseudo-rapacité identiques). **Les rapports des taux de production des antiparticules et des taux de production des particules pourront être obtenus directement et faire l'objet d'interprétation sans qu'il soit nécessaire de les corriger des effets d'efficacité de reconstruction.**

Etant donné la fréquence de croisement des faisceaux du RHIC de 10 kHz et le taux de lecture limité de STAR de l'ordre du Hz, il est indispensable de sélectionner les événements qui répondent à un certain nombre d'exigences pour la physique qui sera faite prioritairement à partir des données du Run. Pour déclencher la lecture et l'enregistrement des données, trois sous-systèmes sont combinés afin de caractériser la collision, en terme de degré de centralité : deux calorimètres à zéro degré (ZDC), le tonneau central de déclenchement (CTB) et les compteurs faisceau-faisceau (BBC).

Je ne ferai pas de descriptif exhaustif du dispositif instrumental de STAR. Le numéro dédié du journal Nuclear Instrumental Methods [STAR 03] est une très bonne référence où tous les sous-systèmes de détection sont détaillés. Je me limiterai dans le paragraphe suivant à décrire les détecteurs avec les mesures desquels les analyses présentées dans ce mémoire ont été menées : l'exploitation des données était évidemment conditionnée par le calendrier des installations des divers sous-systèmes, calendrier consultable dans l'annexe A.

2.2.2 Un dispositif adéquat pour mesurer l'étrangeté

L'une des spécificités majeures de STAR est sa capacité, exceptionnelle à RHIC, à identifier la quasi-totalité de la famille des particules étranges ainsi que leurs résonances et ceci, sur un vaste domaine d'impulsion transverse et de pseudo-rapacité. Cette spécificité est due à la nature et aux performances des détecteurs de

trajectographie, en particulier la TPC. Commençons tout d'abord par caractériser les collisions du RHIC grâce aux dispositifs dédiés de STAR.

a) Une panoplie d'événements à disposition

Le système servant au déclenchement de la lecture des événements est basé sur les informations de détecteurs à réponse rapide, informations pouvant être utilisées par des détecteurs à réponse plus lente. Divers niveaux de sélection sont définis, le niveau 0 étant le plus rapide, les niveaux 1 et 2 plus lents donnent une sélection plus restrictive. Le 3^{ème} niveau de déclenchement permet une reconstruction, en ligne, des événements.

Utilisés dès la première prise de données en 2000, les détecteurs à réponse rapide, **niveau 0 de déclenchement**, sont le CTB situé autour de la TPC et couvrant la région $|\eta| \leq 1$ ainsi que les ZDC situés à 18 m de part et d'autre du point de collision des deux faisceaux et correspondant à de grandes rapidités c'est-à-dire à des angles d'émission inférieurs à environ 2 mrad. Le CTB, constitué de scintillateurs, permet d'imposer une condition sur le nombre de particules chargées détectées dans la partie centrale. Les ZDC [Adler 01] sont réalisés en empilement de plaques de tungstène et de plaques de plastique utilisées dans les fibres optiques pour véhiculer la lumière. Ils mesurent la lumière Cherenkov produite dans les plaques de plastique et induite en amont, par les gerbes hadroniques créées dans les plaques de tungstène par les particules neutres dans la région des grandes rapidités car les neutrons spectateurs ne s'écartent de la direction du faisceau que d'environ 1 mrad.

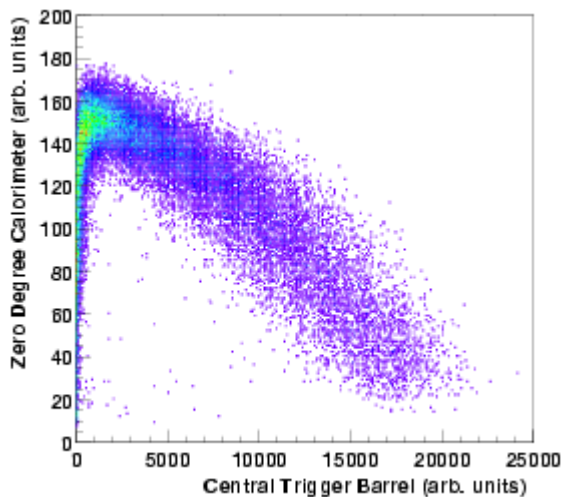


Figure 2.13 : Signaux sommés des deux ZDC en fonction de la multiplicité des particules mesurées dans le CTB.

La figure 2.13 montre la corrélation très marquée entre les signaux délivrés par le ZDC et ceux du CTB dans les collisions Au–Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Une collision centrale, c'est-à-dire à faible paramètre d'impact, correspond à de faibles valeurs d'énergie dans le ZDC et de grandes multiplicités dans le CTB. Les valeurs données par le ZDC diminueront d'autant plus et la multiplicité dans le CTB augmentera d'autant plus que la centralité de la collision sera élevée. Pour les collisions très périphériques, la multiplicité dans le CTB est faible mais celle du ZDC l'est aussi car dans ce cas, les fragments spectateurs neutres sont liés à ceux des particules chargées et par conséquent subissent la déflexion du champ magnétique.

L'expérience STAR permet de disposer de plusieurs niveaux de déclenchement pour la prise de données.

- Ainsi, la collaboration définit les **événements de biais minimum** qui sont lus et enregistrés à condition d'avoir une coïncidence des signaux dans les deux ZDC au-dessus d'un certain seuil¹², et si bien-sûr les signaux viennent du même croisement de paquets d'ions. Quant aux **événements centraux**, ils requièrent une condition supplémentaire, à savoir l'obtention d'une multiplicité minimale dans le CTB¹³.
- Le **niveau 1 de déclenchement** de lecture et d'enregistrement des données peut être utilisé pendant le temps de dérive des électrons de la TPC (de 40 μ s) : il consiste à regarder la différence en temps des signaux des ZDC car en fonction de celle-ci, la position du vertex peut être extrapolée et l'événement conservé ou non, afin de s'affranchir de la sauvegarde des interactions qui auraient eu lieu hors de la couverture de la TPC par exemple.
- Puis, pendant le temps de digitalisation des données de la TPC (de 8 ms) un **niveau 2 de déclenchement** peut être défini, basé sur des algorithmes plus sophistiqués.
- Enfin, le **niveau 3 de déclenchement** peut être opérationnel pendant 10 ms après l'enregistrement de la collision. Il consiste à procéder à une reconstruction des traces, en ligne, afin de déceler des particularités lors de la collision comme par exemple, si des particules de très haute impulsion transverse ont été produites ou non. La performance de ce système est illustrée sur les figures 2.17 à 2.19 qui permet de visualiser au sens littéral du terme à quoi ressemble une collision d'ions lourds à RHIC.

Le schéma de la figure 2.14 informe sur le nombre d'événements collectés durant les diverses prises de données jusqu'en 2004. La statistique accumulée en 2004 pour les collisions Au–Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV est considérablement plus élevée que celle collectée en 2000 à 130 GeV. Ceci a pour conséquence que les possibilités d'études que nous avons entreprises à la plus faible énergie ont été de facto plus restreintes. Elaborer des systématiques en fonction du degré de centralité de la collision était plus difficile à 130 qu'à 200 GeV. Ceci était particulièrement vrai pour les analyses qui ont été menées à 130 GeV sur les baryons triplement étranges [Hippolyte 02] mais les résultats qui ont réussi à être extraits, ont été largement gratifiants comme nous le verrons dans les chapitres consacrés aux analyses de données.

ZDC et CTB sont utilisés en général dans le cas de collisions d'ions lourds. Pour des collisions p–p dont la topologie d'un événement est différente, les BBC sont nécessaires. Ce sont des disques de scintillateurs entourant le faisceau, situés dans les bouchons de la TPC, à 3,5 m de part et d'autre du point d'interaction. Ils vont permettre de définir les événements de biais minimum en détectant le passage en coïncidence des particules chargées dans la région $3,3 < |\eta| < 5,0$.

¹² Le seuil des ZDC est réglé de façon à détecter des neutrons individuels.

¹³ La valeur de la multiplicité minimale est fixée de manière à conserver 15% des multiplicités les plus élevées mesurées dans le CTB.

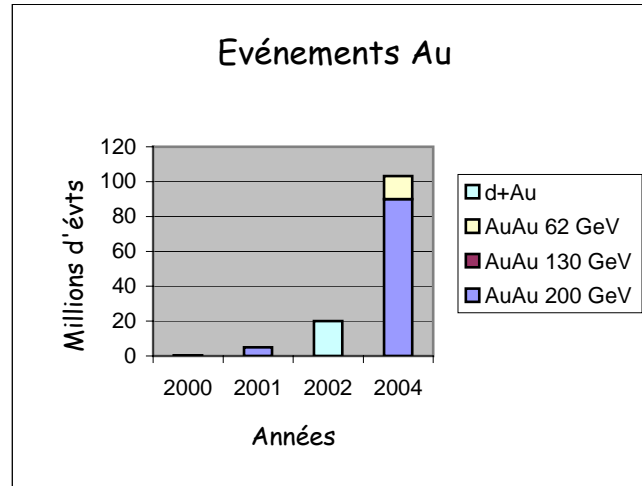


Figure 2.14 : Nombre d'événements enregistrés au cours des différentes prises de données de STAR, de 2000 à 2004.

b) Une chambre à projection temporelle comme détecteur principal

La TPC est le détecteur-clé de STAR et ses dimensions (4,2 m de longueur et un diamètre de 4 m) en font la plus grosse TPC opérationnelle au monde. Sa couverture en angle azimutal est complète ($0 \leq \phi \leq 2\pi$), en pseudo-rapacité égale au domaine $|\eta| \leq 1,4$ et en impulsion transverse comprise entre $0,15 \leq p_T \leq 30$ GeV/c. L'identification proprement dite des particules est limitée aux impulsions $0,15 \leq p_T \leq 1$ GeV/c.

La TPC est remplie de gaz P10 (10% de méthane et 90% d'argon) à ~ 2 mb au-dessus de la pression atmosphérique et est soumise à un champ électrique. Son principe de fonctionnement est basé sur l'ionisation du gaz lors du passage d'une particule chargée : par ionisation, celle-ci va produire le long de sa trace des paires d'électrons qui sous la contrainte du champ de dérive de 135 V/cm, ne peuvent se combiner à nouveau mais migrent, à une vitesse de 5,5 cm/ μ s vers les chambres de lecture situées sur les côtés latéraux de la TPC. Les chambres de lecture sont des chambres proportionnelles à multi-fils (MWPC).

L'identification des particules se fait par leur perte d'énergie laissée lors de leur passage au travers du gaz de la TPC combinée à leur impulsion :

- Pour une particule de charge z traversant un gaz de numéro atomique Z et de nombre de masse A , la perte d'énergie par unité de distance parcourue dans le milieu s'évalue grâce à la formule de Bethe-Bloch :

$$\frac{dE}{dx} \approx Kz^2 \frac{Z}{A} \left(\frac{1}{2} \ln \frac{2m_e c^2 \beta^2 \gamma^2 T_{\max}}{I^2} - \beta^2 \right)$$

avec $K \approx 0,31$ MeV.cm², T_{\max} l'énergie cinétique maximum communiquée à un électron libre de masse m_e lors d'une collision, β et γ les valeurs relativistes usuelles et I l'énergie d'excitation moyenne.

- La trajectographie des particules dans la TPC va permettre de connaître leur impulsion en calculant tout d’abord le rayon de courbure de la trajectoire.

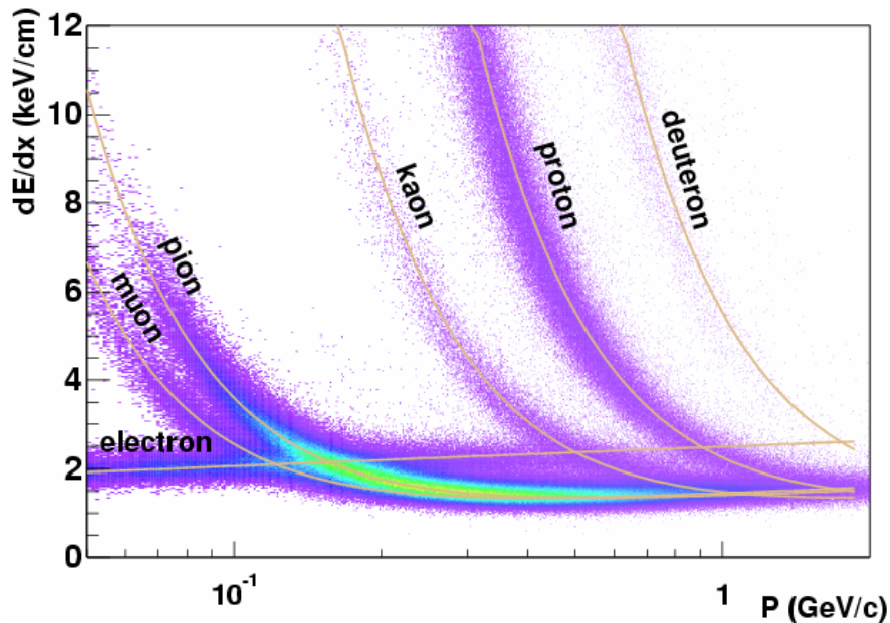


Figure 2.15 : Perte d'énergie par unité de longueur en fonction de l'impulsion des particules dans les collisions Au–Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Les calculs théoriques de Bethe-Bloch sont indiqués par les courbes.

La figure 2.15 extraite de [Miller 03] montre la perte d'énergie des particules par unité de longueur en fonction de leur impulsion. Selon leur nature, les particules se répartissent en divers nuages de points et les calculs de Bethe-Bloch représentés par les courbes vont permettre d'affecter une identité à la particule : la déviation de la perte d'énergie devra être à deux déviations standards de la valeur théorique comme nous le verrons dans les chapitres 3 et 4 consacrés à l'analyse des données.

La caractérisation du fonctionnement de la TPC passe par l'estimation de son **efficacité** à reconstruire les trajectoires des particules. Elle va dépendre de certains critères spécifiques à une analyse et définis par chaque utilisateur, comme par exemple, le nombre minimal de points nécessaires pour la reconstruction d'une trace. Dans les collisions Au–Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, pour des particules venant du vertex primaire dans la région $|\eta| < 0,7$, le nombre de points composant une trace doit être supérieur à 24. L'efficacité de reconstruction est constante pour $p_T > 0,4$ GeV/c comme le montre la figure 2.16, partie gauche. Ce comportement est similaire pour les trois multiplicités considérées. Sur la partie droite de la figure 2.16, les valeurs d'efficacité asymptotiques sont représentées en fonction du nombre de participants à la réaction, variant de 2 pour les collisions p–p à plus de 350 pour les collisions Au–Au les plus centrales. L'efficacité la plus élevée est évidemment obtenue dans les collisions p–p pour lesquelles la multiplicité est la plus faible, et atteint 90%. Cette valeur est considérée comme la limite maximale qu'il est possible d'espérer, les 10% résiduels étant inhérents aux structures inactives délimitant les secteurs de la TPC et restant donc irréductibles.

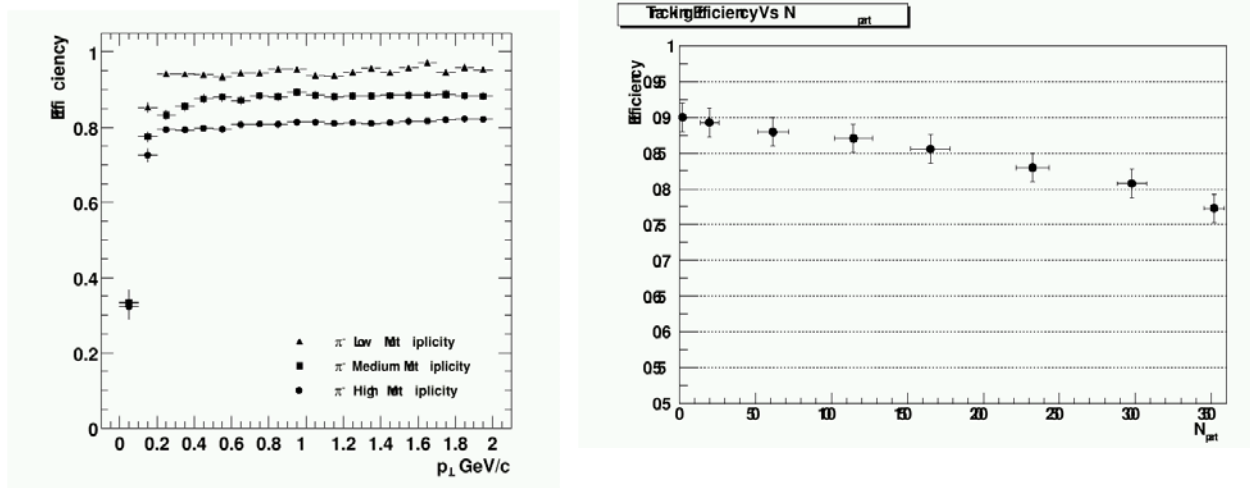


Figure 2.16 : Efficacités de reconstruction des traces dans la TPC en fonction de l'impulsion transverse des particules et pour trois critères de centralité des collisions Au-Au (à gauche) et en fonction du nombre de participants (à droite) pour les collisions Au-Au et p-p ($N_{part} = 2$) à $\sqrt{s_{nn}} = 200$ GeV.

Toujours au plan des performances de la TPC, des simulations type Monte-Carlo ont permis d'estimer la **résolution en impulsion** qui est alors donnée par un ajustement gaussien de la distribution en :

$$\frac{p_T^{Monte-Carlo} - p_T^{Mesuré}}{p_T^{Monte-Carlo}}$$

et en extrayant le sigma. Pour les collisions Au-Au, toute centralité confondue, la résolution en impulsion peut être paramétrée selon $\delta p_T/p_T \approx (0,007 + 0,004p_T)/(GeV/c)$ pour les particules chargées telles que $p_T > 1,5$ GeV/c émises dans les collisions Au-Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.

La dernière performance dont il sera fait mention ici est l'**efficacité de reconstruction du vertex primaire**. Elle est de 94 ± 2 %, atteignant 100% lorsque la collision Au-Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV produit au moins 50 traces et chutant à 60% si le nombre de particules est inférieur ou égal à 5.

c) Des détecteurs de vertex prochainement à la rescousse

Le détecteur de vertex est constitué de quatre couches concentriques de modules au silicium dont trois utilisent la technologie des modules à dérive et constituent le SVT et la quatrième couche, le SSD, des modules à micropistes. Le but principal de ces détecteurs est d'améliorer les performances de trajectographie dans la partie centrale de STAR en particulier pour la détermination du vertex primaire et des vertex secondaires, pour l'amélioration de la reconstruction des traces des particules primaires mais surtout secondaires, et qui plus est, étranges et enfin, pour les particules de faible impulsion transverse laissant pas ou peu de points dans la TPC.

Nous appelons **particule primaire**, une particule produite au vertex primaire de la collision et **particule secondaire**, une particule qui provient de la décroissance d'une autre particule, primaire ou secondaire.

Le SVT a été construit par les Américains et est opérationnel depuis 2002. En revanche, les données collectées avec ce détecteur n'ont pu être exploitées les premières années en raison d'un bruit trop important du détecteur qu'il a fallu traiter avant de penser à produire des informations sur la physique. Les données prises en 2004 sont en cours d'exploitation.

Le SSD a été construit par l'IREs de Strasbourg et par notre groupe à Subatech. Il a été délivré deux ans après le SVT et ceci en deux temps : une première moitié à la fin de l'été 2003 et la seconde moitié à la fin de l'été 2004. L'amélioration des performances de trajectographie de STAR a été démontrée grâce à un vaste programme de simulations auquel j'ai participé pendant plus de trois années. Le résumé de ces travaux constitue l'annexe B. Plus de détails pourront être trouvés dans les thèses de Pinganaud [Pinganaud 00] et Suire [Suire 01].

Je ne décrirai donc pas davantage les différents appareillages mais renverrai à un certain nombre de documents de référence pour plus d'informations : les thèses que je viens de citer et le numéro du NIM spécialement dédié à la description de STAR.

2.2.3. Adéquat mais pas parfait

Les mesures qui vont être réalisées grâce aux différents sous-systèmes de détection ne sont pas parfaites. Si l'on prend comme exemple les taux de production des particules créées au cours de la collision, ils ne reflètent pas la réalité exacte. En effet, un certain nombre de particules ne sera pas mesuré en raison de l'acceptance restreinte de STAR (des particules peuvent être émises en dehors d'une zone couverte par tel ou tel détecteur) ou encore en raison des efficacités de fonctionnement des appareillages qui ne sont pas à 100%. Pour corriger les mesures de ces imperfections, la Collaboration STAR utilise la technique de l'**embedding** : elle consiste à générer des particules, par exemple les $\Lambda(1520)$ ou les Ξ qui nous intéresseront dans les prochains chapitres, et à les inclure dans un événement réel.

Les particules simulées sont produites avec un générateur d'événements (GENTX) qui utilise deux informations fournies au préalable d'après l'événement dans lequel elles seront intégrées : la position de son vertex primaire et sa multiplicité. Les particules sont générées de manière à avoir une distribution azimutale isotrope, en rapidité de $\pm 1,2$. Concernant les distributions en impulsion transverse, elles doivent être proches de celles effectivement mesurées : type Maxwell-Boltzmann, avec une pente (température) proche de celle mesurée expérimentalement. L'erreur statistique qui sera calculée pour une correction sur un intervalle donné de rapidité et impulsion transverse sera représentative de celle fournie sur les données réelles pour ce même intervalle.

Les particules générées sont ensuite propagées dans le dispositif expérimental grâce au programme de simulation GEANT adapté à l'expérience STAR. Ce logiciel permet de suivre la propagation d'une particule et de ses éventuels produits de désintégration, en tenant compte de leur perte d'énergie dans les divers matériaux traversés, des effets de diffusions multiples, d'absorption ou encore liés aux effets irréguliers du champ magnétique.

L'étape suivante va consister à insérer les particules générées au sein d'un événement réel dont les vertex primaires coïncident : l'insertion est réalisée au niveau des données de l'événement réel délivré par le système d'acquisition de STAR. L'événement est alors reconstruit dans la chaîne de reconstruction globale. Les données ainsi enrichies sont stockées et il va s'agir à présent de tenter d'associer les données simulées et les données réelles. Par exemple, deux traces dans la TPC, l'une simulée, l'autre réelle seront associées si elles ont au moins trois points en commun. Les efficacités seront alors calculées en regardant le rapport du nombre de traces pouvant être reconstruites et du nombre de traces générées.

Souvent, les collaborations antérieures, comme à SIS ou au SPS, utilisaient exclusivement des données simulées pour calculer leurs efficacités de reconstruction et d'acceptance. La technique de l'*embedding* présente un avantage supplémentaire. Si l'acceptance du détecteur peut effectivement être déterminée exclusivement à partir de simulations car seuls des critères géométriques vont intervenir, en revanche, il n'en est pas de même pour les efficacités de reconstruction qui doivent prendre en compte les différentes sources de bruits expérimentaux que des simulations ne pourraient décrire complètement. Un détecteur défectueux ne fournit aucune mesure. Seules les vraies données pourront nous renseigner sur l'état réel de fonctionnement d'un détecteur. C'est pourquoi, en ne tenant compte que des particules simulées qui ont pu être associées à des particules réelles, on tiendra compte implicitement des dysfonctionnements des détecteurs ce qui aurait été impossible avec de pures simulations.

N'ayant pour but que de donner un aperçu des techniques d'analyses de STAR, cette description est sommaire mais peut être complétée en se référant par exemple à la thèse de Magali Estienne [Estienne 05].

Pour clore ce chapitre et afin d'illustrer de façon imagée les performances remarquables de STAR, finissons sur les figures 2.17, 2.18 et 2.19 montrant une visualisation respectivement d'un événement p-p, d-Au et Au-Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV dans la TPC grâce au système de déclenchement de niveau 3.

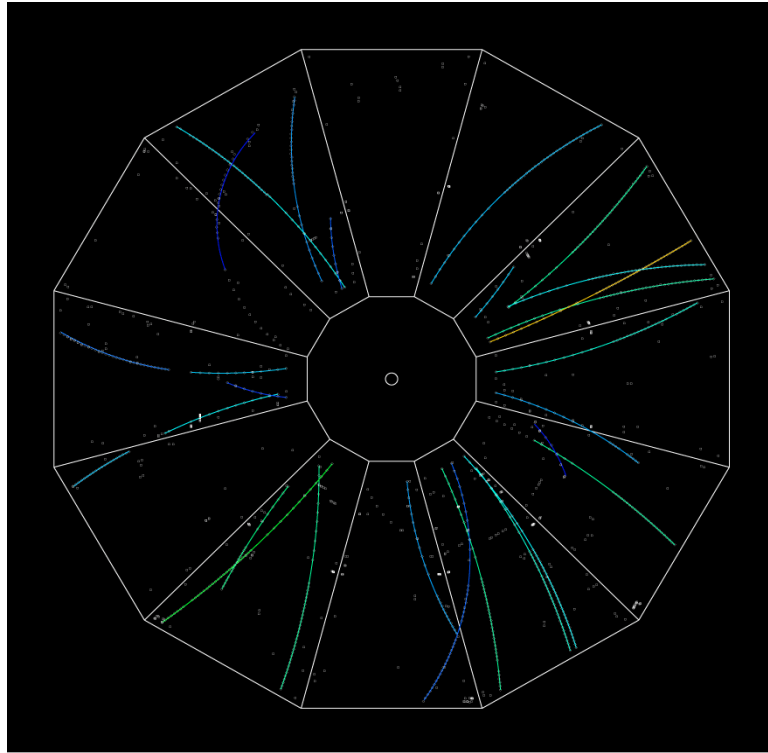


Figure 2.17 : Visualisation d'un événement $p-p$ à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV dans la TPC grâce au système de déclenchement de niveau 3. Les couleurs diffèrent selon l'énergie des particules. Le faisceau arrive perpendiculairement au plan de la page.

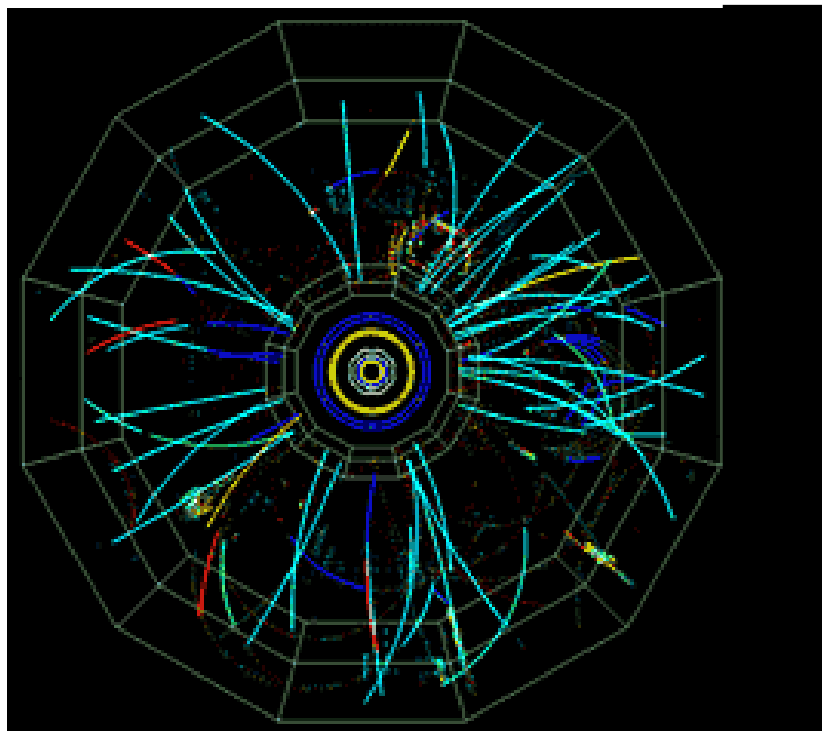


Figure 2.18 : Visualisation d'un événement $d-Au$ à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV dans la TPC.

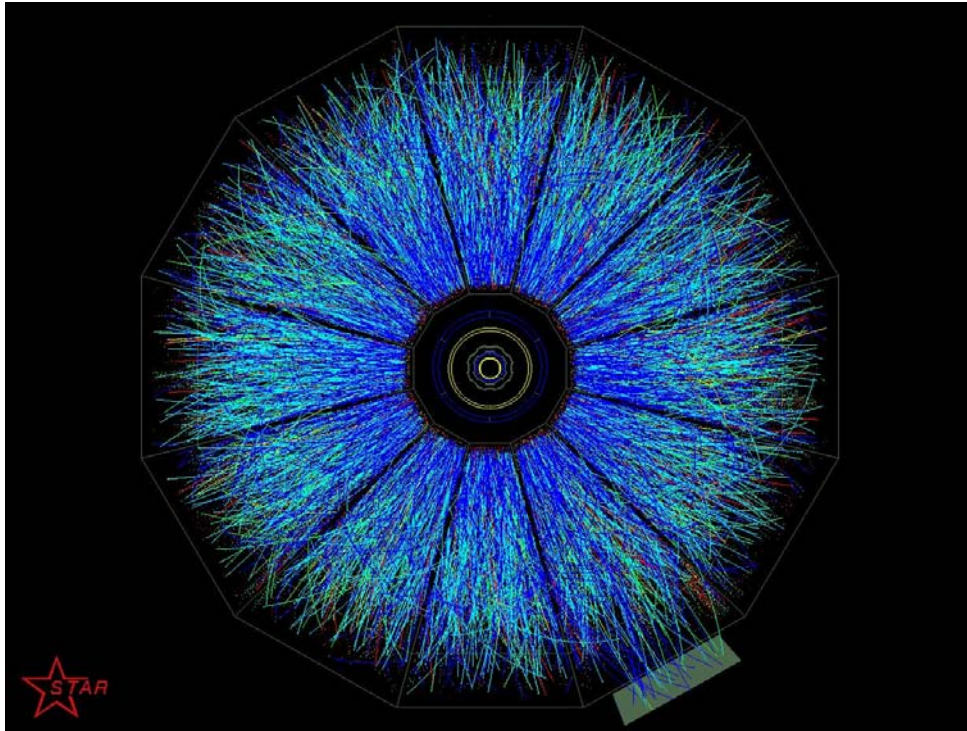


Figure 2.19 : Visualisation d'un événement Au-Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV dans la TPC

Avant-propos

De l'Etrangeté



« Since the threshold for their production is relatively high on the scale of presently available beam energies, the kaons are predominantly produced before the initial motion substantially degraded. They are therefore expected to be better suited as messengers of the primary violent stage of the collision, which might otherwise remain quite elusive. »

J. Randrup et C.M. Ko, 1980.

Dans cette citation [Randrup 80] est contenu l'argument essentiel qui, pour la vingtaine d'années qui suivra, sera à la base des recherches sur la production d'étrangeté dans les collisions d'ions lourds. Aux énergies relativistes, ces collisions semblent produire de l'étrangeté, au tout début de la réaction, lorsque le système est bien loin encore d'un quelconque état (quasi-)équilibré. Bien évidemment, la production d'étrangeté suscite nombre de questions qui ne sont pas forcément corrélées à la physique du plasma de quarks et de gluons mais auxquelles il serait important de répondre car certainement, il reste énormément à apprendre des énergies moindres si l'on veut cerner correctement ce qui se trame aux plus hautes énergies.

Je citerai deux exemples qui me paraissent importants et dont Greiner (-fils) débat dans l'un de ses récents articles [Greiner 01]. Il pose deux questions liées à des phénomènes qui pour lui pourraient trouver la justification à leur occurrence en utilisant comme sonde, la production d'étrangeté dans une matière interagissant fortement, en d'autres termes dans celle créée dans les collisions d'ions lourds :

- Les kaons subissent fortement les potentiels attractifs (scalaires) dans un milieu dense [Kaplan 86] en raison du terme KN–sigma qui entraîne une baisse significative de leur masse quand la densité baryonique augmente. Cette attraction pourrait conduire aux énergies ultra-relativistes à la condensation de kaons. En plus, une interaction existerait, répulsive pour les kaons, encore attractive pour les anti-kaons, démontrant ainsi que les propriétés des particules peuvent être modifiées si elles sont dans un environnement nucléaire dense. La diminution du seuil de production des paires de kaons dans des réactions du type $N + N \rightarrow N + N + K^+ + K^-$ conduit à une augmentation de la production des anti-kaons surtout aux énergies au-dessus du seuil de production. La question est de savoir si l'on peut y voir la manifestation d'un fort potentiel attractif pour les anti-kaons.
- La production de kaons au-dessus du seuil dépend de la dureté de l'EoS [Aichelin 85] car elle se réaliserait grâce à des collisions inélastiques telles $\Delta + N \rightarrow N + K + \Lambda$ qui seraient plus abondantes avec une paramétrisation douce de l'EoS. Une telle paramétrisation revient en effet à augmenter la densité nucléaire du milieu donc les interactions. La question ici est de savoir ce qu'il en est aujourd'hui, en particulier car les approches de transports microscopiques ont beaucoup évolué depuis les calculs de type Boltzmann–Uehling–Uhlenbeck qui ont été menés dans les années quatre-vingt.

Maintenant, en ce qui nous concerne, la troisième question que l'on peut légitimement se poser, est de savoir si, aujourd'hui encore, vingt ans après le papier de Müller et Rafelski, la « sonde » étrangeté est toujours appropriée pour mettre en évidence la formation du plasma de quarks et de gluons. Des résultats, importants par leur nombre et leur retombée, ont été obtenus au SPS et plus récemment à RHIC. Dans les deux prochains chapitres, je présente notre contribution à l'étude de l'étrangeté produite à RHIC. Parallèlement, les développements théoriques ont progressé, se sont diversifiés peut-être faute ou au détriment d'une convergence, les modèles statistiques en sont un exemple. Quoi qu'il en soit, je me suis interrogée quant à la pertinence de la « sonde étrange » pour le plasma de quarks et de gluons et je pense que les résultats présentés dans les chapitres 3 et 4, dédiés respectivement à la caractérisation de la production de résonances étranges et de particules multi-étranges doivent permettre de répondre sans ambiguïté à cette question. Dans l'introduction de ce mémoire, je précisais que le choix d'étudier des particules, étranges mais de nature différente, était délibéré car il permettait certes d'utiliser des techniques d'analyses différentes mais aussi et surtout d'accéder à des informations sur les collisions d'ions lourds de nature totalement différente et complémentaire.

En guise d'introduction à ces deux chapitres, je rappelle ici quelles sont les motivations qui ont conduit à faire de l'étrangeté une signature de la présence d'un QGP puis celles qui justifient les choix des analyses menées sur STAR.

A.P.1 Créer l'étrangeté dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes

Dans un plasma de quarks et de gluons

Comme nous l'avons vu brièvement au chapitre 1 (paragraphe 1.3.1.a), l'observation d'une surproduction de particules étranges est supposée signer la formation d'un plasma de quarks et de gluons. Müller et Rafelski exposaient en 1982 deux arguments pour cela.

Le premier argument concerne les processus de création proprement dits. Le seuil de production d'étrangeté dans un milieu où les partons sont déconfinés est considérablement faible car cette production consiste à créer, par paires, des quarks étranges/anti-étranges, de manière bien moins coûteuse en énergie que si des hyperons devaient être formés. Dans le QGP, il va s'agir de fusions entre deux gluons ou entre deux quarks légers (u ou d) comme le montrent les diagrammes de Feynman de la figure A.P.1.

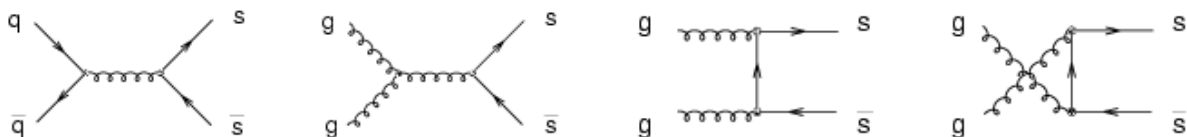


Figure A.P.1 : Diagrammes de Feynman, dans la QCD perturbative (au premier ordre) pour la production de quarks étranges et anti-étranges dans un QGP.

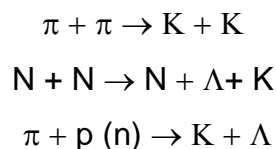
Ainsi, dans un QGP, un seuil en énergie d'environ 200 MeV (deux fois la masse d'un quark étrange) seulement est nécessaire. Par ailleurs, les fusions entre deux gluons sont plus abondantes que les fusions entre quarks, les sections efficaces étant respectivement de 0,6 mb et 0,25 mb pour une masse de quark étrange égale à 100 MeV, une constante de couplage de 0,5 [Schaffner-Bielich 04].

Le second argument repose sur les temps d'équilibration en étrangeté. Ils ont été calculés en fonction de la température du milieu nucléaire [Combridge 79, Field 89, Schaffner-Bielich 04]. Dans un QGP, ils sont relativement faibles [Müller 82], de l'ordre de 10 fm/c pour une température de 200 MeV (de l'ordre de 3 fm/c si $T = 300$ MeV). Ainsi les hadrons étranges produits ne seraient pas détruits lors de processus dynamiques et la densité correspondante serait proche de la valeur à l'équilibre. En outre, les temps d'équilibration sont de l'ordre de grandeur de la durée d'une collision d'ions lourds, rendant ainsi douteuse la possibilité d'atteindre un équilibre en étrangeté. Nous y reviendrons. Précisons toutefois que ces calculs donnent des estimations grossières car ils supposent un QGP en équilibre, négligeant le temps nécessaire à la formation du plasma ou encore la décroissance de la température à mesure que le système subit son expansion.

Les faibles seuils en énergie combinés aux faibles temps d'équilibration tendent vers une « surproduction » des particules étranges, surproduction par rapport à une production « normale », obtenue avec gaz hadronique.

Dans un gaz hadronique

Dans ce cas, l'étrangeté est produite lors de collisions binaires, par des réactions du type :



La différence en masse dans les voies d'entrée et de sortie est très importante, imposant des seuils en énergie pour produire ces particules étranges aux environs de 1 GeV. Typiquement, les seuils en énergie sont par ordre d'apparition de ces trois réactions, de 710, 670 et 530 MeV et sont à comparer aux 200 MeV nécessaires pour produire une paire de quarks étranges dans le cas d'un plasma. Toutefois, Schaffner-Bielich indique que si les réactions faisant intervenir des résonances sont considérées (comme $\Delta + N \rightarrow N + \Lambda + K$), alors les seuils en énergie deviennent comparables à ceux du plasma voire plus faibles (comme dans le cas de réaction $\Delta + \Delta$ ou $\rho + N$). Il devient alors concevable de s'attendre à une production d'hypérons dans un gaz hadronique plus importante que prévue. Il faut noter toutefois que la production de ces résonances diminue exponentiellement selon leur masse.

En ce qui concerne les temps d'équilibration, ils sont relativement longs, de l'ordre de 100 fm/c dépassant bien largement la durée d'une collision. De plus, pour les baryons multi-étranges, des chaînes de réaction vont être nécessaires pour leur création comme par exemple, pour les particules triplement étranges que sont les Ω :

$$\pi + p (n) \rightarrow K + \Lambda$$

$$\text{suivi de } \pi + \Lambda \rightarrow K + \Xi$$

$$\text{et enfin de } \pi + \Xi \rightarrow K + \Omega$$

L'occurrence de ces réactions est en outre d'autant plus faible que la particule étrange est massive. Là aussi, seuils en énergie et temps d'équilibration se combinent mais cette fois-ci pour freiner la production d'étrangeté en raison de leur valeur élevée.

Où intervient la restauration de la symétrie chirale

La QCD sur réseaux indique que pour une matière purement gluonique¹⁴ à température finie, la transition de déconfinement doit s'accompagner d'une restauration partielle de la symétrie chirale [Kogut 83, Kogut 91]. J'ai déjà abordé ce point à diverses reprises car la coïncidence des deux transitions, chirale et de déconfinement, conduit à la diminution des masses des constituants, des quarks étranges en particulier et abaisse les seuils en énergie pour leur production. D'ailleurs, la recherche de la restauration de la symétrie chirale est souvent abordée en tentant de caractériser les résonances, en particulier les résonances étranges, comme le méson ϕ [Hatsuda 94] dont la masse et la largeur devraient être modifiées si la symétrie chirale est restaurée. Les analyses des Collaborations NA49 [Friese 02] et NA50 [Alessandro 03] n'ont pas confirmé des tels phénomènes. Bien entendu, ces signaux seront activement recherchés à RHIC, en particulier par STAR qui a commencé à caractériser l'émission de ce méson [Adler 02c].

A.P.2 Face aux arguments simples

La réalité est peut-être plus complexe qu'il n'y paraît. En 2004, lors des conférences Quark Matter à Oakland puis Strange Quark Matter à Cape Town, Gazdzicki [Gazdzicki 04] et Friese [Friese 04] ont montré les derniers résultats de la Collaboration NA49, présentant de belles systématiques des rapports K^+/π , K^-/π (figure A.P.2) Λ/π et Ξ/π (figure A.P.3) en fonction de l'énergie dans le centre de masse, des collisions de l'AGS à celles du RHIC.

La compréhension de la forme des distributions des rapports K^+/π , Λ/π et Ξ/π est loin d'être achevée. Cette forme particulière, baptisée *Horn* par la Collaboration NA49, doit refléter l'évolution de la matière dense et chaude créée dans les collisions d'ions lourds, forme dominée par les nucléons incidents aux plus basses énergies et par les particules nouvellement créées aux énergies du RHIC. La variation très abrupte dans la région des énergies intermédiaires peut refléter le voisinage du seuil de production de l'étrangeté. Il est également possible que la suppression canonique joue un rôle non négligeable. A ce jour, rien n'est établi de manière certaine.

¹⁴ Si les quarks sont inclus, le condensat de quarks est un paramètre d'ordre qui décrit la transition chirale. Sinon, un paramètre d'ordre peut être assigné, par le biais de la boucle de Polyakov (mais là, c'est beaucoup trop technique pour moi...).

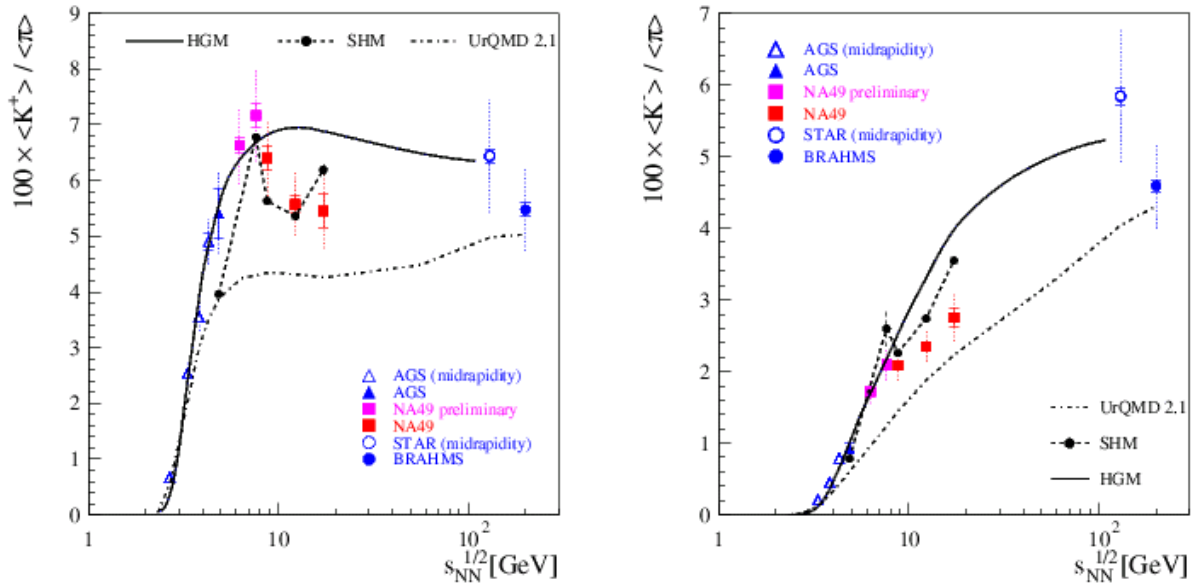


Figure A.P.2 : Rapports K^+/π (à gauche) et K^-/π (à droite) dans les collisions Pb-Pb (ou Au-Au) en fonction de l'énergie de collision dans le centre de masse par paire de nucléon [Friese 04]. Les symboles ouverts sont des mesures effectuées autour de la rapidité centrale alors que les symboles pleins sont relatifs à des mesures sur tout l'espace de phase. Les prédictions des modèles UrQMD [Bleicher 99], SHM [Becattini 04] et HGM [Braun-Munzinger 02] sont indiquées par les différentes courbes.

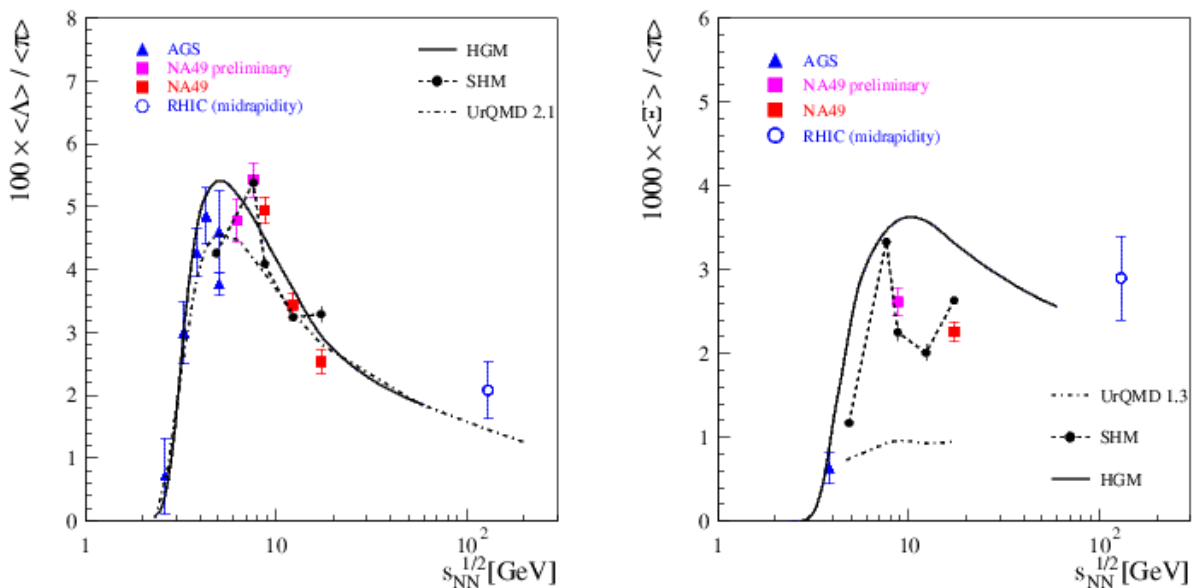


Figure A.P.3 : Mêmes représentations que sur la figure A.P.2 mais pour les rapports Λ/π (à gauche) et Ξ/π (à droite) dans les collisions Pb-Pb (ou Au-Au) en fonction de l'énergie de collision dans le centre de masse par paire de nucléon [Friese 04].

Les données sont comparées aux prédictions des modèles statistiques HGM (Hadron Gas Model [Braun-Munzinger 02b]) et SHM (Statistical Hadronisation Model [Becattini 04a]) ainsi que du modèle de transport UrQMD [Bleicher 99]. Aucun ne parvient à reproduire les tendances expérimentales. Friese précise que le seul modèle qui prédit relativement correctement ce *Horn* est le modèle dit *Statistical Model of the Early Stage* [Gazdzicki 99] qui préconise une transition vers le

déconfinement aux alentours d'une énergie de faisceau de 30 AGeV. Ce modèle montre qu'aux densités baryoniques nettes relativement élevées telles que celles créées à ces énergies, les quarks étranges apparaissent dans la composition des baryons étranges comme les Λ plutôt que dans les mésons K^- expliquant de facto, l'absence de structure type *Horn* dans l'évolution du rapport K^-/π , ce qui est confirmé par les données de NA49.

Ces nouveaux résultats ont apporté un regain d'intérêt pour les collisions d'énergie en deçà des énergies RHIC puisqu'ils laissent entrevoir la pertinence de poursuivre l'investigation de la transition de phase aux énergies du SPS. Ils montrent en tout cas, que la compréhension de la **production d'étrangeté est bien loin d'être comprise aujourd'hui et ne peut se résumer, au final, aux arguments de 1982.**

Comme cela est d'ores et déjà apparu au travers des résultats présentés dans le chapitre précédent, les résultats obtenus à RHIC ont conduit à un retour en fait sur les résultats de l'AGS et du SPS. Les systématiques en fonction des énergies de collision révèlent en effet des comportements qui pour la plupart n'avaient pas été prédits par les modèles, qu'ils soient statistiques ou dynamiques. En ajoutant les mesures faites aux plus hautes énergies, les tendances expérimentales apparaissent autres et souvent elles exigent une ré-interprétation des données. Ainsi, comprendre les résultats du RHIC, en particulier dans le secteur de l'étrangeté, doit permettre de comprendre de manière plus globale ce que les collisions d'ions lourds engendrent comme matière aux énergies relativistes.

A.P.3 Des motivations supplémentaires...

...s'il fallait-il encore en trouver...

Les motivations au plan de la physique ayant déjà été exposées, je les complète ici par des arguments à caractère plus technique.

Nous avons vu dans le chapitre 2 que l'expérience STAR est un dispositif complexe, particulièrement adapté pour mesurer et étudier les particules étranges. C'est même comme je l'ai dit « L' » expérience au RHIC la plus adéquate pour ce type d'analyses, et de loin ! Il était donc tout à fait intéressant et même judicieux de choisir cette observable pour sujet de recherche. Nous étions en effet assurés, vues les capacités exceptionnelles de STAR, d'accéder dès les premières années de fonctionnement de RHIC, à un ensemble de mesures variées et riches en information. Tous les hypérons ont en effet pu être étudiés, même les si inaccessibles Ω [Hippolyte 02], et ceci dans les données collectées la première année, ce qui était loin d'être acquis.

La motivation est apparue aussi par le projet SSD proposé à la Collaboration STAR dans le but d'augmenter les performances de trajectographie dans la partie centrale et tout particulièrement pour les particules à faible durée de vie comme les hypérons et résonances associées. Dans la proposition technique du SSD [SSD 99], nous avons consigné les résultats d'un certain nombre de simulations qui démontraient qu'en ajoutant le SSD aux détecteurs existants de STAR, le nombre de particules étranges reconstruites augmentait significativement [SSD 00]. Pour parvenir à cette

conclusion, nous avons dû élaborer des algorithmes spécifiques, de la trajectographie proprement dite (ce qui nous a demandé tout de même trois ans) aux logiciels de reconstruction de particules étranges (annexe B). Les études de faisabilité une fois réalisées, il était alors tout à fait motivant de poursuivre dans cette lignée, mais cette fois, avec des données réelles. Le calendrier du SSD a toutefois été tel qu'il ne m'a pas été possible, à ce jour, d'obtenir confirmation des simulations que nous avons effectuées à l'époque. A ce regret près, les analyses menées jusqu'à aujourd'hui et résumées dans les deux prochains chapitres, ne font que démontrer que le choix de travailler sur l'étrangeté était le bon !



Chapitre 3

Les résonances étranges : un chronomètre pour collision



Le travail résumé dans ce chapitre porte sur une étude dont l'idée est née de discussions au cours du printemps 2000 avec Jean Letessier et Johann Rafelski. Mes interrogations étaient les suivantes : comment comprenaient-ils le déroulement d'une collision d'ions lourds, en particulier, sur le temps écoulé entre les *freeze-out* chimique et cinétique ? En amont, il s'agissait de comprendre si justement, il était opportun de définir une séquence d'occurrence pour ces deux étapes ou si au contraire, elles étaient simultanées ? De là est apparue l'idée de caractériser l'émission des résonances étranges produites dans les collisions du RHIC, à l'instar d'une tentative réalisée par la Collaboration NA49 du SPS quelques années auparavant.

Les justifications de cette démarche sont explicitées en première partie de ce chapitre. En deuxième partie, je résume quelles sont les techniques d'analyses utilisées en particulier pour l'identification des résonances qui ne peut se faire de la même façon que pour les particules de plus longue durée de vie. Enfin la troisième partie présente les résultats qui ont été obtenus sur la caractérisation de l'émission des résonances étranges. L'interprétation de ces résultats est discutée dans le cadre de deux approches, l'une statistique, l'autre dynamique et ceci dans le but d'extraire des éléments de réponse à mes questions initiales. Cette étude qui est apparue originale au sein de la Collaboration STAR, a fait l'objet de la thèse de Ludovic Gaudichet soutenue le 13 octobre 2003 [Gaudichet 03a].

3.1 Les résonances étranges dans une collision d'ions lourds

C'est en effet sur les résonances étranges que le travail a été focalisé car elles ont un temps de vie adéquat pour étudier leur passage ou celui de leurs produits de désintégration, à travers la matière dense créée dans les collisions d'ions lourds aux énergies relativistes. Quelle que soit la résonance considérée, ce sont majoritairement les produits de désintégration qui subissent les effets du milieu dense rendant ainsi plus difficile l'interprétation des résultats. Je vais à présent éclaircir les divers arguments qui viennent d'être donnés.

3.1.1 Des temps de vie insuffisants pour survivre

Les caractéristiques des résonances résumées dans le tableau 3.1 sont relevées du Particle Physics Booklet. Etant donnés les temps de désintégration des résonances étranges et la durée d'une collision d'ions lourds, on peut s'attendre à ce que ces particules se désintègrent alors qu'elles évoluent encore au sein système dense et chaud. Par ailleurs, leur désintégration qui obéit à une loi exponentielle implique qu'elles vont se désintégrer en grande majorité dès les premiers instants de la collision. Leurs produits de désintégration peuvent éventuellement subir des

interactions avec les hadrons voisins modifiant ainsi leur impulsion originelle. Plusieurs cas de figures peuvent en fait se réaliser.

Résonance	$K^*(892)$	$\phi(1020)$	$\Sigma(1385)$	$\Lambda(1520)$
Temps de vie $c\tau$ (fm/c)	3,9	44,5	5,5	12,6
Canal de désintégration	$K \pi$	$K K$	$\Lambda \pi$	$K p$
Rapport d'embranchement	~ 100	49	88	22,5

Tableau 3.1 : Diverses résonances étranges, avec leur temps de vie moyen, leurs produits de désintégration et le rapport d'embranchement correspondant, dans les canaux prédominants et mesurables dans STAR.

Sur la figure 3.1 est représenté le cas d'une résonance produite au moment de l'hadronisation et qui subit une désintégration, par définition, avant le *freeze-out* chimique. L'un de ses produits de désintégration (ou particules secondaires) interagit alors dans le milieu (sa trajectoire est brisée) tandis que l'autre continue sa course sans subir de diffusion (sa trajectoire n'est pas déviée). Bien entendu, il peut se produire le cas où aucune des particules secondaires n'interagit ou bien encore le cas où toutes les deux interagissent. Les interactions ne cesseront, par définition toujours, qu'au moment du *freeze-out* cinétique.

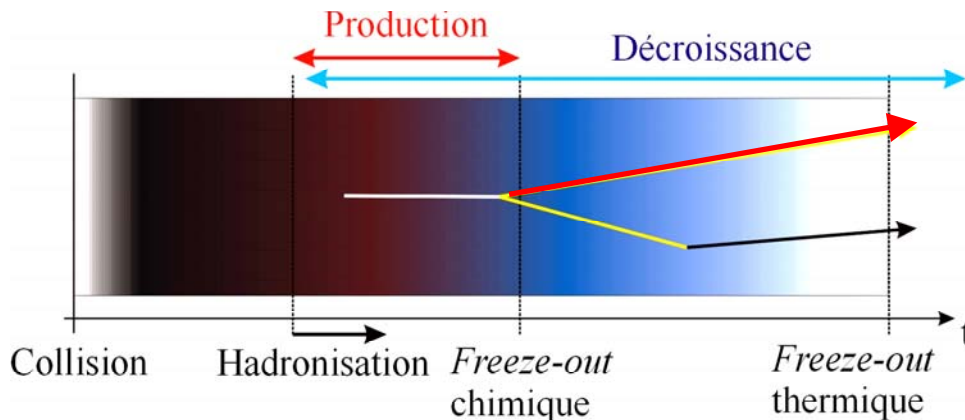


Figure 3.1 : Schématisation de la désintégration d'une résonance au sein du système créé par collision d'ions lourds. La résonance produite lors de l'hadronisation évolue dans le milieu dense et se désintègre avant le freeze-out chimique. L'un de ses produits de désintégration subit une diffusion dans le milieu changeant ainsi de direction, l'autre n'interagit pas et conserve la même trajectoire.

La probabilité que la désintégration de la résonance ait lieu au sein du système dépend de la valeur de son temps de vie ($c\tau$). Typiquement, la moitié des $\Lambda(1520)$ se désintègre après avoir parcouru une distance égale à $c\tau \ln 2$, soit 8,7 fm. Dans le cas du méson $\phi(1020)$, son temps de vie est suffisamment élevé pour que cette résonance ne soit pas affectée si elle traverse le milieu dense.

Nous verrons que pour identifier les résonances étranges, il est nécessaire d'identifier en premier lieu les produits de désintégration puis d'utiliser la technique

de la masse invariante, par conséquent, l'impulsion des produits de désintégration. Si ceux-ci (d'ailleurs un seul d'entre eux suffit) subissent une interaction, leur impulsion sera modifiée. Il sera impossible de remonter à la particule originelle qui les a créés et le signal de cette dernière sera perdu. **Les résonances mesurables sont donc celles formées au début de la collision, ce qui leur confère ainsi le rôle de sonde des premiers instants.**

Par conséquent, si la collision d'ions lourds crée un milieu dense, **si le temps entre les freeze-out chimique et cinétique est suffisamment long**, on peut s'attendre à trouver une production de résonances étranges bien moindre que si les deux freeze-out coïncidaient comme c'est le cas pour les collisions élémentaires type proton-proton. La suppression de la production va être d'autant plus importante que le temps entre les freeze-out sera long et/ou le temps de vie de la résonance sera court puisque les produits de désintégration apparaîtront d'autant plus tôt au cours de la collision.

Un bémol vient cependant contraindre ce raisonnement direct. Il est en effet plausible qu'en raison des diverses interactions élastiques entre hadrons, des résonances peuvent se (re-)générer, augmentant artificiellement le nombre de résonances créées au départ. La difficulté, comme nous le verrons, sera bien sûr d'évaluer la partition entre le nombre de résonances régénérées et le nombre de résonances issues de la collision primaire.

Cette régénération est invoquée pour expliquer l'impuissance des modèles statistiques à reproduire les taux de production des résonances. Vis-à-vis des études antérieures, on ne citera ici (les exemples sont aussi nombreux que les modèles statistiques) que le taux de production de $\Lambda(1520)$ mesuré par NA49 et considérablement sous-estimé par les prédictions de Becattini [van Leeuwen 03], alors que toutes les particules stables ou de durée de vie plus longue sont prédites de façon tout à fait remarquable.

Ainsi, la production des résonances dans les collisions d'ions lourds est une sonde particulièrement adéquate des premiers instants de la collision. Elle doit permettre de quantifier les interactions entre hadrons ainsi que le temps entre les freeze-out chimique et cinétique, et plus généralement le temps que durera la phase hadronique.

3.1.2 Les résonances dans « l'école Rafelski »

Récemment, Rafelski et Torrieri ont publié un certain nombre de prédictions relatives à la production des résonances comme mesure des freeze-out [Torrieri 01]. Ils supposent initialement une création purement thermique des résonances, les effets de flot et de géométrie de collision n'apparaîtront qu'ensuite. Ils parviennent à chiffrer la quantité observable d'une résonance en fonction de deux paramètres libres qui sont :

- la température T qui fixe la production thermique initiale de la résonance,
- la durée Δt entre les freeze-out chimique et cinétique qui va déterminer la quantité de signal supprimé.

Les auteurs estiment judicieusement, non pas le taux de production de résonances directement, mais rapporté au taux de production de la particule de l'état fondamental correspondant comme, par exemple¹⁵ $K^*(892)/K$, $\Lambda(1520)/\Lambda$, etc.. L'intérêt est double puisque théorique d'abord : le rapport de ces taux de production permet de s'affranchir de la dépendance du modèle aux potentiels chimiques puisqu'ils sont identiques pour la particule et sa résonance ; et également intérêt expérimental : le rapport permet de s'affranchir cette fois-ci de biais expérimentaux, et donc de leur correction éventuelle, susceptibles d'intervenir lors de la mesure des taux de production.

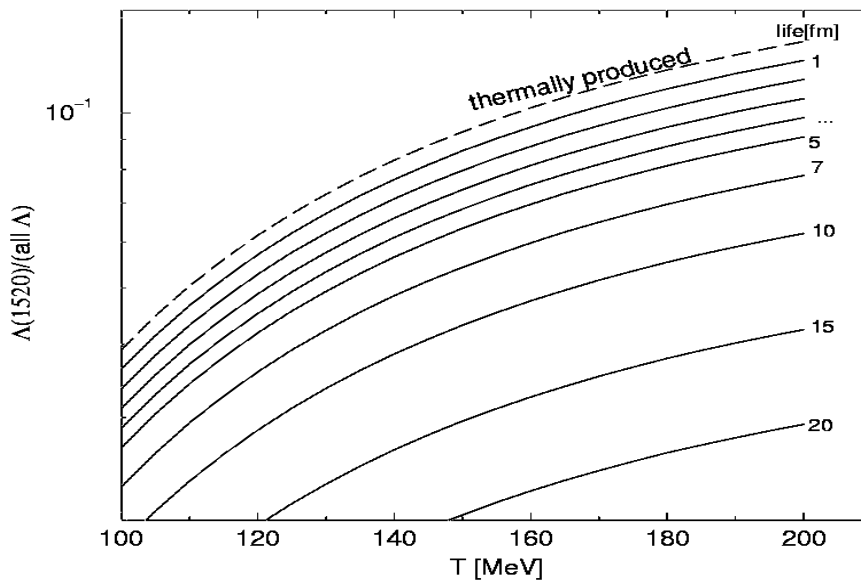


Figure 3.2 : Rapport des taux de production des $\Lambda(1520)$ et des Λ en fonction de T la température au freeze-out chimique et pour des durées entre les freeze-out chimique et cinétique variant de 0 à 20 fm/c [Torrieri 01].

La figure 3.2 présente le rapport $\Lambda(1520)/\Lambda$ des taux de production en fonction de T , la température au *freeze-out* chimique. Différentes durées Δt entre les deux *freeze-out* sont considérées, de 0 (coïncidence des deux *freeze-out* indiquée par les termes *thermally produced*) à 20 fm/c. Ainsi, en connaissant le rapport des taux de production, en extrayant la valeur de T par des modèles statistiques reproduisant les rapports de production des particules stables, il devrait être possible d'estimer Δt .

De plus, le modèle de Rafelski et Torrieri permet de combiner les informations provenant de différentes résonances ayant des durées de vie différentes. Cette différence va en effet permettre de sonder la phase hadronique à des instants différents. Le diagramme de la figure 3.3 expose la dépendance du rapport $K^*(892)/K$ au rapport $\Lambda(1520)/\Lambda$ pour différentes valeurs du couple de paramètres (T , Δt). La température varie de 100 à 200 MeV et la durée entre les *freeze-out* de 0 à 15 fm. Ainsi, expérimentalement, la connaissance de la valeur du rapport $K^*(892)/K$

¹⁵ Je prendrai souvent comme exemple les résonances $\Lambda(1520)$ et $K^*(892)$: dans le cas du $\Lambda(1520)$, cela est tout à fait naturel puisque c'est la résonance que nous étudions ; pour le $K^*(892)$, la raison en est que souvent, il fait l'objet de prédictions théoriques contrairement aux particules plus exotiques. L'autre point est que ce sont ces deux particules qui ont été étudiées en premier lieu au sein de la Collaboration STAR et donc pour lesquelles les analyses sont les plus abouties.

combinée à celle du rapport $\Lambda(1520)/\Lambda$ doit permettre d'extraire une valeur pour chacun des deux paramètres libres du modèle, T et Δt .

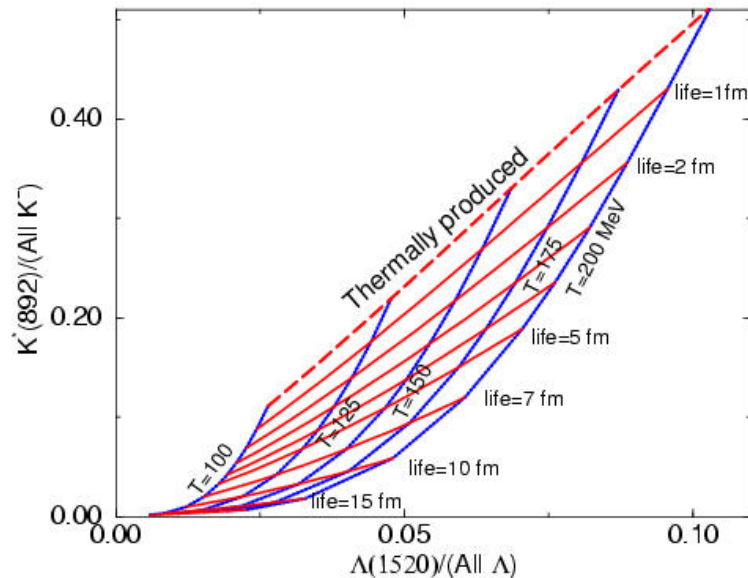


Figure 3.3 : Evolution du rapport $K^*(892)/K$ en fonction du rapport $\Lambda(1520)/\Lambda$ pour différentes températures de freeze-out chimique et différentes durées entre les freeze-out chimique et cinétique [Torrieri 01].

3.1.3 Des modèles dynamiques prometteurs

Aichelin et Bleicher utilisent le modèle UrQMD afin de comprendre la création et l'évolution de ces résonances [Bleicher 02]. UrQMD [Bass 98, Bleicher 99] propose une description microscopique de la dynamique de collision utilisant les équations de transport pour simuler numériquement la propagation des baryons et des mésons. Ces particules peuvent subir des interactions décrites par un potentiel et les processus de diffusion et désintégration conséquents sont pris en compte. Il est ensuite possible de quantifier les taux de collisions élastiques et inélastiques comme le montrait la figure 1.5 dans le cas d'une collision Pb–Pb à 160 GeV/n au SPS. Jusque vers 6 fm/c, les collisions élastiques dominent les collisions inélastiques et les résonances peuvent se désintégrer. 6 fm/c peut être considéré comme l'instant où a lieu le *freeze-out* chimique comme nous l'avons vu dans le chapitre 1, paragraphe 1.2.2.

La suppression de la production de résonances a été investiguée dans le cadre du modèle UrQMD aux énergies du SPS et de RHIC. La figure 3.4 présente les taux de production par unité de rapidité de diverses résonances issues des collisions Au–Au à l'énergie nominale du RHIC. Les taux avant et après *freeze-out* chimique sont indiqués sur les parties gauche et droite respectivement. Expérimentalement, ce sont donc les taux de la partie droite qui devraient être mesurés puisqu'ils représentent les résonances dont aucun des produits de désintégration n'a eu son impulsion modifiée par une quelconque interaction.

UrQMD prédit ainsi une suppression de l'ordre de 30% pour les $\Lambda(1520)$ et de 50% pour les $K^*(892)$ dans une collision d'ions lourds à l'énergie nominale du RHIC. Au SPS, ces suppressions atteignent 50% pour les $\Lambda(1520)$ et 66% pour les $K^*(892)$. Le temps de vie du $K^*(892)$ plus faible que celui du $\Lambda(1520)$ conduit à une suppression logiquement plus importante.

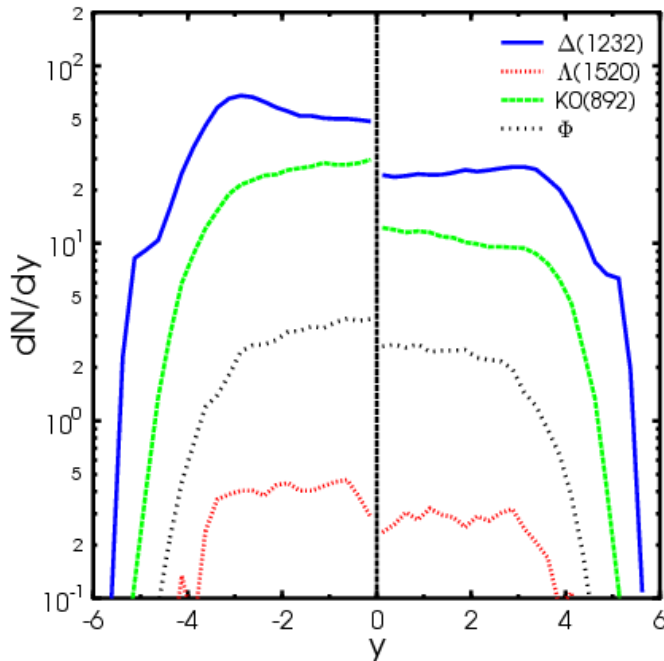


Figure 3.4 : Taux de production par unité de rapidité des résonances $\Delta(1232)$, $\Lambda(1520)$, $K^*(892)$ et $\phi(1020)$ dans les collisions Au-Au à $\sqrt{s_{NN}}=200$ GeV. La partie gauche présente les taux avant l'occurrence du freeze-out chimique et à droite, uniquement les résonances dont aucun des produits de désintégration n'a subi de diffusion [Bleicher 02].

3.1.4 Les complications attendues

Deux phénomènes peuvent compliquer l'interprétation des résultats expérimentaux ou plutôt rendre incertaines les conclusions.

Le premier processus a trait à la régénération des résonances que nous avons évoquée précédemment. Supposons que l'on obtienne expérimentalement un taux de production différent de celui prédit par les modèles. Qu'allons-nous pouvoir en conclure sachant que les mesures expérimentales fournissent un nombre de résonances qui est la somme des résonances créées initialement et des résonances qui ont pu être régénérées par diffusion ? La réponse tiendra dans notre capacité à savoir évaluer cette partition.

Le second phénomène est relié à l'éventuelle modification des propriétés des résonances dans un milieu dense prédite par la QCD. Supposée coïncider avec la transition de déconfinement, la restauration de la symétrie chirale peut en effet modifier la masse des résonances et rendre plus difficile encore sa détection. Des études menées dans le cas d'un milieu nucléaire froid ($T = 0$) prédisent dans le cas du $\Lambda(1520)$, une baisse d'environ 100 MeV de sa masse et une augmentation de sa largeur de masse de 90 MeV [Lutz 02]. Si elle est expérimentalement possible, dans notre cas à haute température, la mise en évidence des modifications des propriétés

des résonances permettrait de contraindre fortement les calculs théoriques. Mais quant à la mesure proprement dite de la suppression de la production des résonances, elle se compliquerait si une restauration de la symétrie chirale intervenait, car en augmentant la largeur de masse de la particule, elle diminuerait son temps de vie augmentant ainsi les probabilités de désintégration et d'interaction.

Au plan expérimental et avant que les données du RHIC ne soient analysables, seule la Collaboration NA49 a mesuré la production de résonances $\Lambda(1520)$ dans les collisions d'ions lourds du SPS. Elle a comparé les taux de production dans les collisions p-p et Pb-Pb [Markert 00, Friese 02] et a conclu qu'effectivement la présence du milieu dense produit dans les collisions d'ions lourds entraîne **une suppression de la production des résonances $\Lambda(1520)$ de l'ordre de 50%** confirmant ainsi les prédictions de UrQMD.

Nous avons choisi de poursuivre l'étude de la production des résonances étranges dans les collisions du RHIC. Nous avons sélectionné la résonance $\Lambda(1520)$ qui outre l'intérêt d'avoir été investiguée à une énergie moindre, présente l'avantage d'avoir un temps de vie à la fois suffisamment court pour permettre des désintégrations et suffisamment long pour que survivent tout de même des particules originelles. Par ailleurs, la résonance $\Lambda(1520)$ ayant une faible largeur de masse par rapport à celle des autres résonances, elle apporte l'avantage expérimental de permettre de distinguer plus facilement le signal du bruit de fond combinatoire. Dernier argument que l'on peut citer ici : l'existence de prédictions théoriques pour cette résonance, prédictions indispensables pour permettre une interprétation des données expérimentales.

3.2 Rechercher les résonances $\Lambda(1520)$

3.2.1 Les principes des méthodes d'analyses

Les $\Lambda(1520)$ proviennent du vertex primaire de collision. Etant neutres, leur identification se fait par celle en amont de leurs produits de désintégration, dans STAR, dans le canal $\Lambda(1520) \rightarrow p + K^-$ avec un rapport d'embranchement de 22,5% puis par la reconstruction de la masse invariante¹⁶ en utilisant la technique des événements mixés.

Il s'agit dans un premier temps de sélectionner les candidats susceptibles d'être réellement des $\Lambda(1520)$ en réalisant toutes les associations possibles d'un proton avec un kaon négatif. Pour les $\Lambda(1520)$, les associations seront réalisées sur tous les antiprotons avec tous les kaons positifs. Comme cela a déjà été précisé, la particule

¹⁶ La méthode topologique utilisée pour la reconstruction des particules multi-étranges qui sera décrite au chapitre 4, ne peut être appliquée dans le cas de résonances : elles parcourent une distance de l'ordre de la dizaine de fermis avant de se désintégrer, empêchant de distinguer, dans la configuration instrumentale de STAR, le point de création de la résonance proprement dit, de celui des produits de désintégration. La distance entre ces deux points est de plusieurs ordres de grandeur inférieure à la résolution spatiale des détecteurs.

mère se désintègre quasiment immédiatement après sa création. Ainsi, les **produits de désintégration semblent eux-aussi provenir du vertex primaire**, caractéristique qui sera utilisée pour contraindre la sélection des traces. La distribution en masse invariante résultante est composée essentiellement de bruit de fond combinatoire et le signal supposé être centré à la masse du $\Lambda(1520)$ sera dans un premier temps inévitablement extrêmement faible voire indiscernable.

Le bruit de fond est ensuite soustrait grâce à la technique des événements mixés. En effet, celle-ci permet de construire un bruit de fond en associant une particule d'un événement, par exemple le proton, avec une particule d'un événement différent, par exemple le kaon. Ces combinaisons étant non physiques puisque les candidats associés viennent d'événements différents, elles constituent un bruit de fond qui soustrait à la distribution en masse invariante préalablement construite va permettre de ne conserver que le signal, c'est-à-dire les « vrais » $\Lambda(1520)$.

Pour que cette technique soit cependant valable, il faut que les événements mixés appartiennent à la même classe. Au sein de la Collaboration STAR, les classes d'événements sont définies principalement selon deux critères : le degré de centralité de la collision surtout dans les collisions Au–Au et la position du vertex primaire dont dépend drastiquement les performances du détecteur : plus le vertex primaire est éloigné du centre de la TPC, plus la reconstruction de l'événement dans ce détecteur sera partielle et l'événement tronqué. Des conditions seront donc apposées afin de s'assurer de la similitude des événements.

3.2.2 Dans le contexte particulier de STAR

Les données p–p et Au–Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV utilisées dans cette analyse sont celles collectées au cours du Run-II. Seules les informations délivrées par la TPC sur les traces des particules sont considérées ainsi que celles fournies par les détecteurs ZDC et CTB pour la sélection des événements.

Si la technique des événements mixés peut s'appliquer directement, il n'en demeure pas moins que les erreurs systématiques vont dépendre directement du nombre de combinaisons alimentant la distribution en masse invariante de la résonance $\Lambda(1520)$. Afin de réduire au mieux ces erreurs, un certain nombre de coupures est appliqué, coupures mises au point de manière à conserver une statistique significative pour que l'analyse ait encore un sens. Deux jeux de coupures sont appliqués, l'un sur les traces de particules, l'autre sur les paires formées.

Dans un premier temps, afin de ne retenir que les traces venant du vertex primaire pour la sélection des produits de désintégration, une condition est imposée sur la distance entre la position du vertex primaire et le point donné par l'extrapolation de la trace des produits de désintégration sur l'axe du faisceau.

Deux conditions additionnelles sont appliquées sur la qualité des traces. L'une impose une valeur minimale sur l'impulsion des particules ($p > 0,1$ GeV/c dans les collisions p–p et $p > 0,2$ GeV/c dans les collisions Au–Au). L'autre exige un nombre de points dans une trace au moins égal à 10 pour s'assurer d'une précision suffisante sur la perte d'énergie et l'impulsion délivrée par la TPC.

Quant à leur identification proprement dite par la perte d'énergie combinée à l'impulsion, seules sont gardées les particules dont la perte d'énergie mesurée est à 2 déviations standards de la valeur théorique de Bethe-Bloch. Les conditions $\sigma(\text{proton}) < 2$ et $\sigma(\text{kaons}) < 2$ sélectionnent les bandes visibles sur la figure 3.5 à gauche pour les protons et à droite pour les kaons, assurant une sélection de 95,4% (2σ) des protons et des kaons de manière uniforme sur tout le domaine d'impulsion sélectionné.

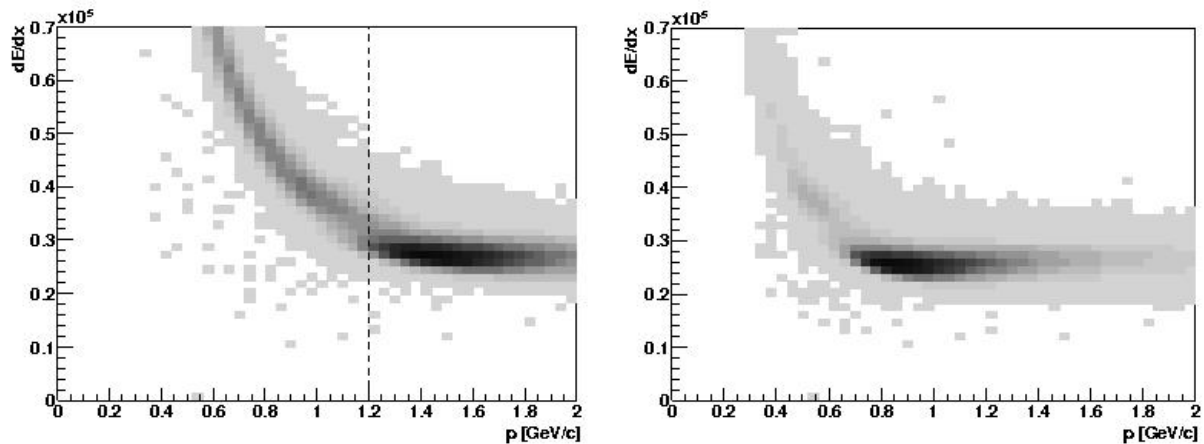


Figure 3.5 : Perte d'énergie en fonction de l'impulsion des protons (à gauche) et des kaons (à droite) après une coupure à 2σ lors de collisions p-p. Les zones les plus foncées sont polluées par les pions. La ligne pointillée indique la coupure mise sur l'impulsion des protons pour poursuivre les analyses sans trop de contamination.

Toutefois, la contamination par les pions est inévitable comme le révèlent les zones les plus sombres situées à une perte d'énergie aux alentours de $0,28 \cdot 10^5$ (u.a.) et à des impulsions supérieures à 1,2 GeV/c pour les protons et 0,6 GeV/c pour les kaons. Pour éliminer cette pollution, seuls les protons d'impulsion inférieure à 1,2 GeV/c sont conservés. Il n'est malheureusement pas possible d'appliquer une coupure similaire pour les kaons car elle serait trop drastique et éliminerait par la même occasion le signal.

Les dernières conditions qui sont apposées portent sur les paires de particules formées. Pour les collisions p-p, afin de s'affranchir de corrections trop importantes conduisant à des mesures trop incertaines, seules les paires de hadrons dont la rapidité est telle que $|y_{\Lambda(1520)}| < 0,8$ (0,75 pour les collisions Au-Au) sont conservées.

Le cas des collisions p-p à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV

En plus des coupures ci-dessus, une condition est mise sur la position du vertex primaire. Il doit se trouver à ± 100 cm du centre de la TPC afin de s'assurer de sélectionner des événements « non tronqués » pour lesquels des particules n'auraient pas été détectées car émises hors de la zone de fonctionnement de la TPC.

Les collisions en mode p-p présentent également la particularité d'être sujette au phénomène d'empilement des événements dû à la haute luminosité du RHIC. Des

électrons secondaires de collisions précédentes peuvent encore être présents dans la TPC. Les simulations ont permis de corriger les données de ces collisions fictives.

La figure 3.6 montre les distributions en masse invariante des $\Lambda(1520)$ et des $\bar{\Lambda}(1520)$ émis dans les collisions p-p à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV et non corrigées des effets d'acceptance et d'efficacité de reconstruction du détecteur. Elles sont ajustées par une fonction qui est la somme d'une fonction linéaire destinée à reproduire le bruit de fond et d'une fonction de Breit-Wigner pour reproduire la forme d'une distribution en masse invariante dont le signal dépend de la largeur Γ , de la masse M de la particule et de la hauteur du pic max .

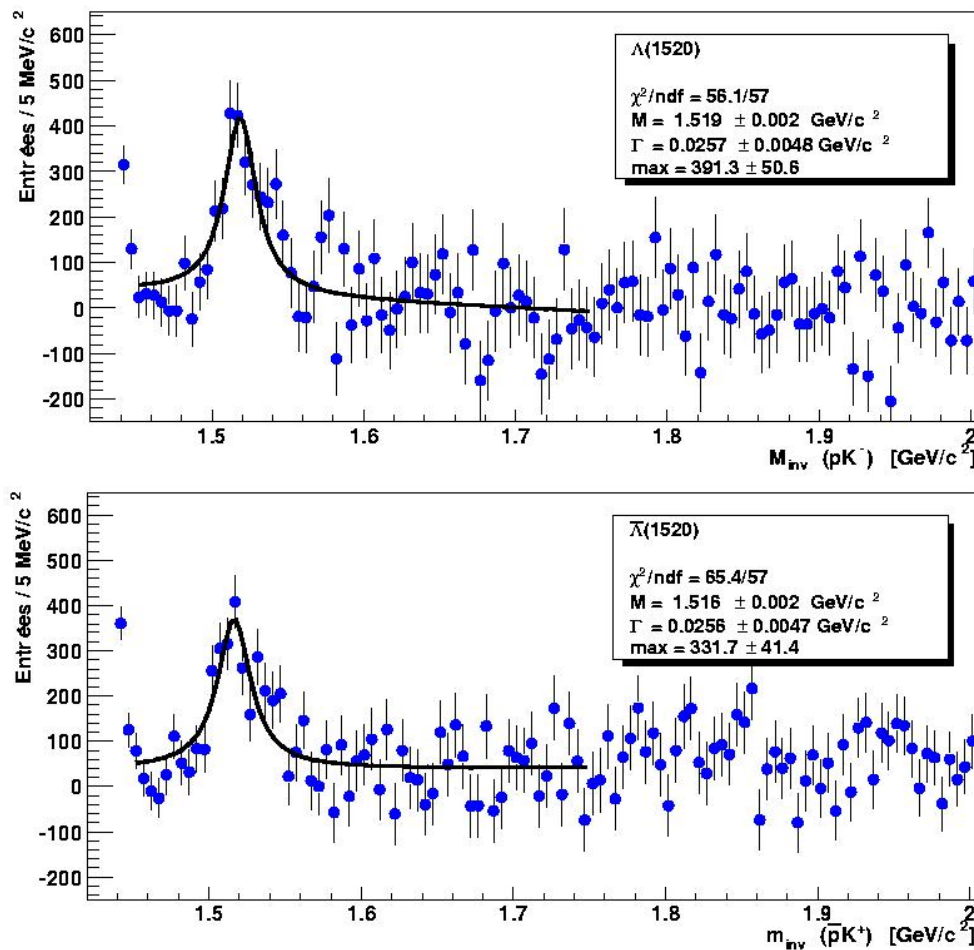


Figure 3.6 : Distributions en masse invariante non corrigées des effets d'acceptance et d'efficacité, en haut, des $\Lambda(1520)$ et en bas, des $\bar{\Lambda}(1520)$, pour les collisions p-p à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.

La fonction d'ajustement $f(m)$ est définie en fonction de la masse m selon :

$$f(m) = (a \cdot m + b) + \frac{max \cdot \Gamma^2}{4(m - M)^2 + \Gamma^2}$$

La valeur de la masse obtenue pour les résonances est compatible avec celle du Particle Data Group alors que la largeur est plus élevée car elle est le résultat de la convolution de la largeur naturelle et de la résolution en impulsion de la TPC.

Le rapport peut être évalué sans correction des données et équivaut à :

$$\Lambda(1520)/\bar{\Lambda}(1520) = 0,85 \pm 0,15$$

Le cas des collisions Au–Au de biais minimum à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV

Les collisions Au–Au de biais minimum peuvent être triées selon leur degré de centralité. La statistique disponible a permis de définir 4 classes de centralité selon le nombre de traces chargées dans un événement : 0–10%, 10–40%, 40–60% et 60–80% de la section efficace totale de collision. La figure 3.7 présente la distribution de N_{ch} , nombre de traces chargées dans la TPC répondant à la condition $|\eta| < 0,5$ et possédant un nombre de points au moins égal à 10 (afin de s'assurer d'une bonne qualité de traces).

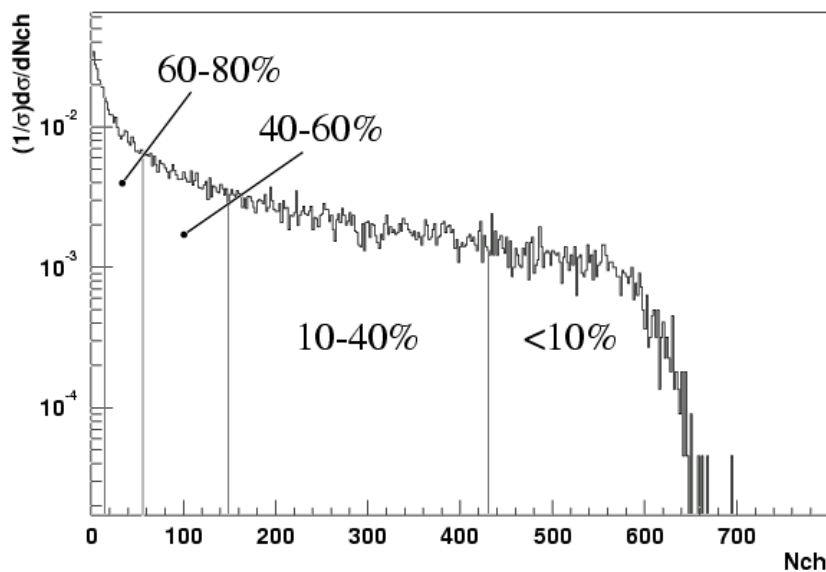


Figure 3.7 : Distribution de la multiplicité des particules chargées, mesurées dans la TPC, pour les collisions Au–Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Les coupures indiquées par les lignes verticales sont ajustées de manière à conserver des statistiques suffisantes dans les différentes classes.

L'environnement de haute multiplicité a rendu l'extraction du signal particulièrement difficile. Les taux de production de la résonance $\Lambda(1520)$ et de son antiparticule ont été sommés afin d'augmenter les statistiques. Avant correction des données des effets d'acceptance et d'efficacité du détecteur, le rapport signal sur bruit est de 2,8 déviations standards pour les événements 60–80% et de 2,2 pour la classe 40–60%. Aucun signal n'a pu être obtenu pour les événements de centralité supérieure¹⁷. Ces analyses sont résumées par la figure 3.8 sur laquelle les distributions en masse invariante sont représentées, de haut en bas, pour les classes de centralité 60–80%, 40–60%, 10–40% et 0–10%. Pour ces deux dernières catégories, seule une limite supérieure de taux de production de ces résonances pourra être extraite dans un premier temps, en attendant l'augmentation des statistiques disponibles.

¹⁷ Les analyses en cours et futures qui portent sur l'analyse des données du Run-IV à haute statistique, devraient permettre une meilleure évaluation quantitative.

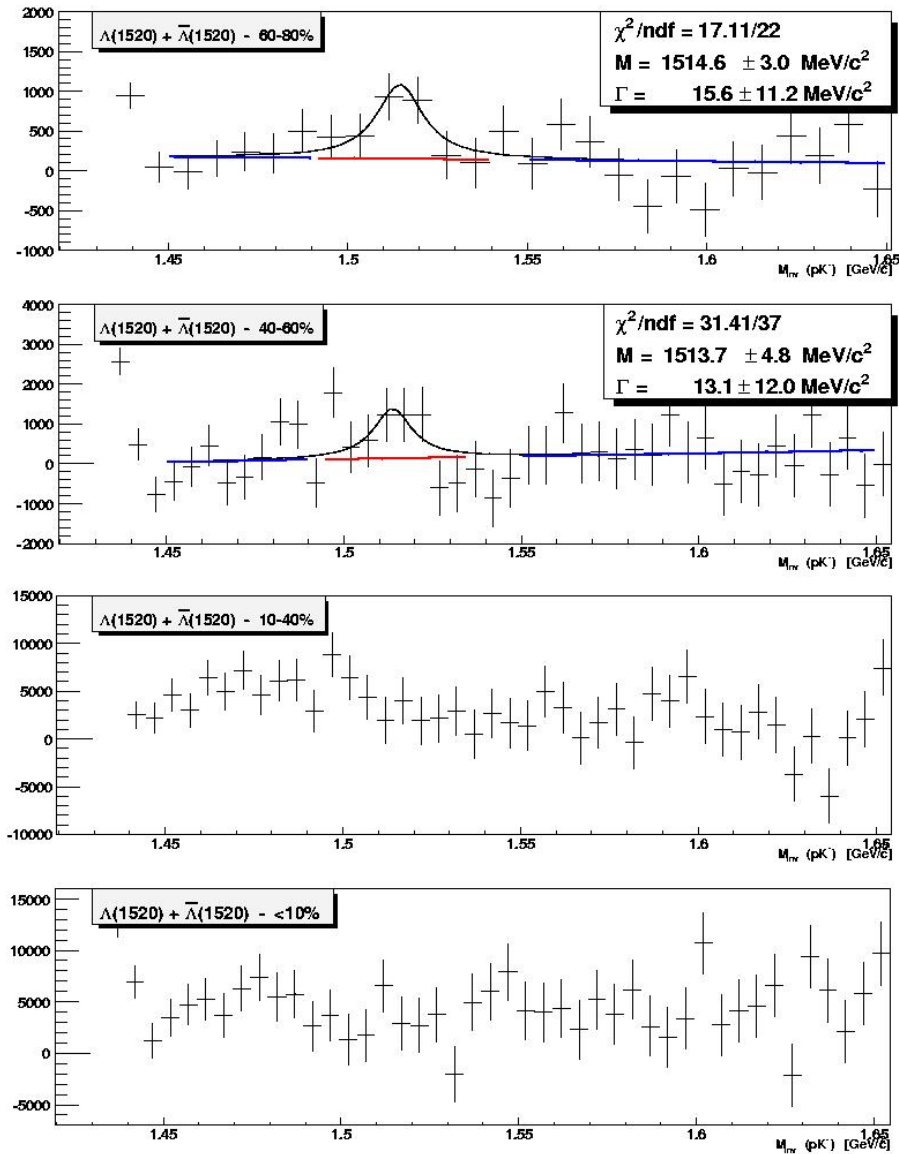


Figure 3.8 : Distributions en masse invariante des $\Lambda(1520) + \bar{\Lambda}(1520)$ non corrigées des effets d'acceptance et d'efficacité, émis dans les collisions Au–Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV pour les quatre critères de centralité. Dans les classes les plus périphériques (deux premières distributions) un signal est présent contrairement aux collisions plus centrales (deux dernières distributions).

La technique de l'*embedding* a ensuite été appliquée pour procéder aux corrections dues aux effets d'acceptance et d'efficacité de STAR sur les données des collisions p–p et Au–Au afin d'obtenir les taux de production réels des résonances.

Enfin, les spectres en masse invariante des particules et antiparticules Λ ont également été investigués, selon la même technique que les résonances, d'une part afin de tester la validité de la méthode des événements mixés (les résultats obtenus peuvent être comparés à ceux extraits par la méthode topologique) et d'autre part, afin d'estimer le rapport des taux de production des résonances et des taux de

production des particules stables dans le but de confronter la mesure aux prédictions de Rafelski et Torrieri.

Les détails des techniques d'analyses et de correction des données peuvent être trouvés dans la thèse de Ludovic Gaudichet ainsi que dans une « StarNote » [Gaudichet 03b].

3.3 Caractéristiques de la production de $\Lambda(1520)$ aux énergies RHIC

3.3.1 Une suppression de résonances étranges

Les distributions en masse transverse permettent d'extraire les taux de production des particules par unité de rapidité ainsi que le paramètre de pente inverse T traditionnellement identifié comme la température au *freeze-out* cinétique. Nous ne discuterons pas ici des valeurs de ce paramètre de pente inverse, que ce soit pour les collisions p-p ou Au-Au, car nous étudierons ultérieurement plutôt les valeurs moyennes de l'impulsion transverse des résonances qui véhiculent le même genre d'information (paragraphe 3.3.3).

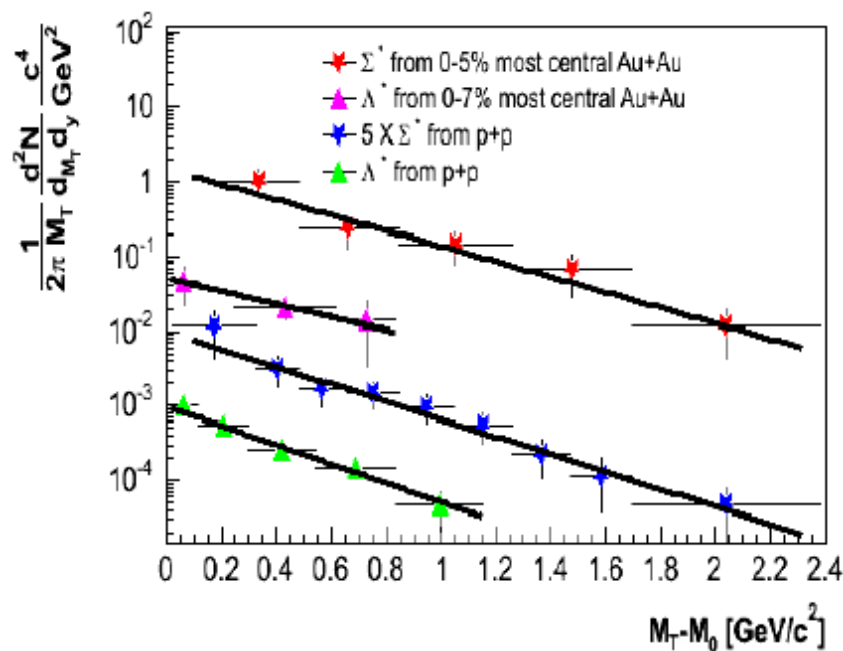


Figure 3.9 : Distributions en masse transverse des $\Lambda(1520)$ et des Σ^* émis dans les collisions p-p et Au-Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. La distribution des $\Lambda(1520)$ est extraite d'une analyse qui a été faite ultérieurement [Markert 04] sur les données collectées lors du Run-IV à haute statistique. Nous avons vu que nos statistiques ne nous permettaient pas d'extraire une telle distribution pour les collisions les plus centrales. Au lieu de mettre la distribution correspondant aux collisions de centralité moindre, nous avons choisi de prendre celle relative aux collisions les plus centrales donc obtenue ultérieurement.

Les distributions en masse transverse des $\Lambda(1520)$ issus des collisions p-p et pour les collisions Au-Au les plus centrales sont représentées sur la figure 3.9. A titre de comparaison, celles des Σ^* sont également reportées mais nous n'en parlerons pas ici. Concernant les $\Lambda(1520)$, leurs spectres en masse transverse ont été ajustés par une fonction exponentielle afin d'en extraire les taux de production.

Les erreurs indiquées sont statistiques, dépendant de la quantité de signal et du nombre de résonances simulées utilisées pour les corrections. L'évaluation des erreurs systématiques est réalisée en faisant varier les diverses conditions mises pour mener à bien l'analyse telles les bornes des domaines en rapidité et en impulsion transverse. Les erreurs systématiques ont été évaluées à 15% pour les taux de production par unité de rapidité et 30% sur le paramètre de pente inverse.

Finalement, dans les **collisions p-p**, les taux de production de $\Lambda(1520)$ par unité de rapidité sont :

$$dN/dy = 0,00370 \pm 0,00034 \text{ (stat)} \pm 20\% \text{ (syst)}$$

Les taux de production pour les Λ sont:

$$dN/dy = 0,0394 \pm 0,0016 \text{ (stat)} \pm 17,2\% \text{ (syst)}$$

Dans les **collisions Au-Au**, les taux de production des $\Lambda(1520)$ et Λ par unité de rapidité sont répertoriés dans le tableau 3.2 pour quatre classes de centralité.

Centralité	60 – 80 %	40 – 60 %	10 – 40 %	< 10 %
$\Lambda(1520)$	$0,089 \pm 0,029$	$0,180 \pm 0,091$	$<0,55 \text{ (90\% CL)}$	$<1,35 \text{ (90\% CL)}$
Λ	$0,788 \pm 0,039$	$2,75 \pm 0,09$	$8,45 \pm 0,15$	$17,68 \pm 0,51$

Tableau 3.2 : Taux de production par unité de rapidité pour les résonances $\Lambda(1520)$ et particules stables Λ , pour quatre classes de centralité des collisions Au-Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$.

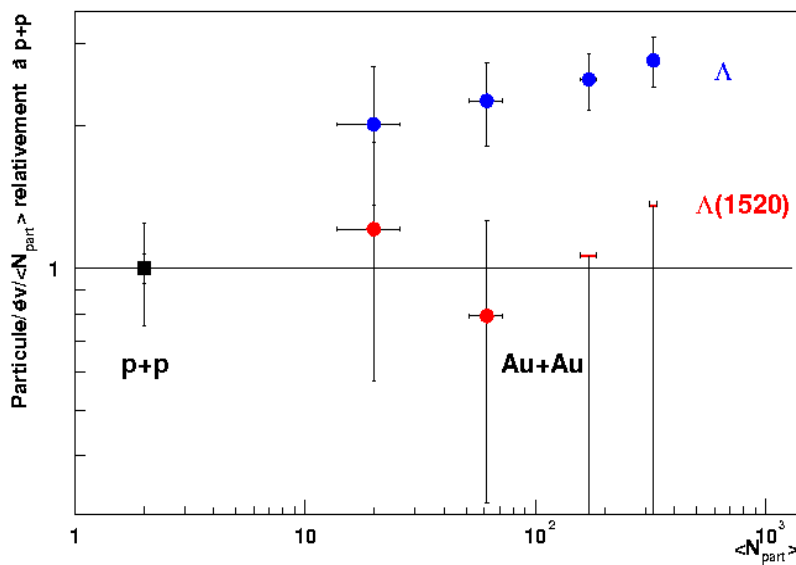


Figure 3.10 : Taux de production des $\Lambda(1520)$ et Λ en fonction du nombre de participants, normalisés aux taux de production par participant dans les collisions p-p à $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$.

La figure 3.10 présente les systématiques des taux de production par unité de rapidité des $\Lambda(1520)$ et Λ en fonction du nombre de participants N_{part} . Celui-ci est évalué par la Collaboration STAR à partir du modèle de Glauber [Glauber 70, Adler 02b].

La normalisation des taux de production en Au–Au par rapport aux taux obtenus en p–p permet de conclure à un facteur 2 (resp. 2,8) d’augmentation¹⁸ pour les Λ pour les collisions Au–Au périphériques (resp. centrales). En revanche, pour les résonances, la production apparaît comme proportionnelle au nombre de participants. Cette différence de comportement pourrait provenir de mécanismes de production différents pour les Λ et $\Lambda(1520)$ ce qui paraît toutefois difficile à concilier. Il paraît ainsi plus probable que l’apparente non-augmentation des résonances $\Lambda(1520)$ soit plutôt **une suppression d’une partie du signal dans les collisions Au–Au.**

3.3.2 Le temps de rediffusion

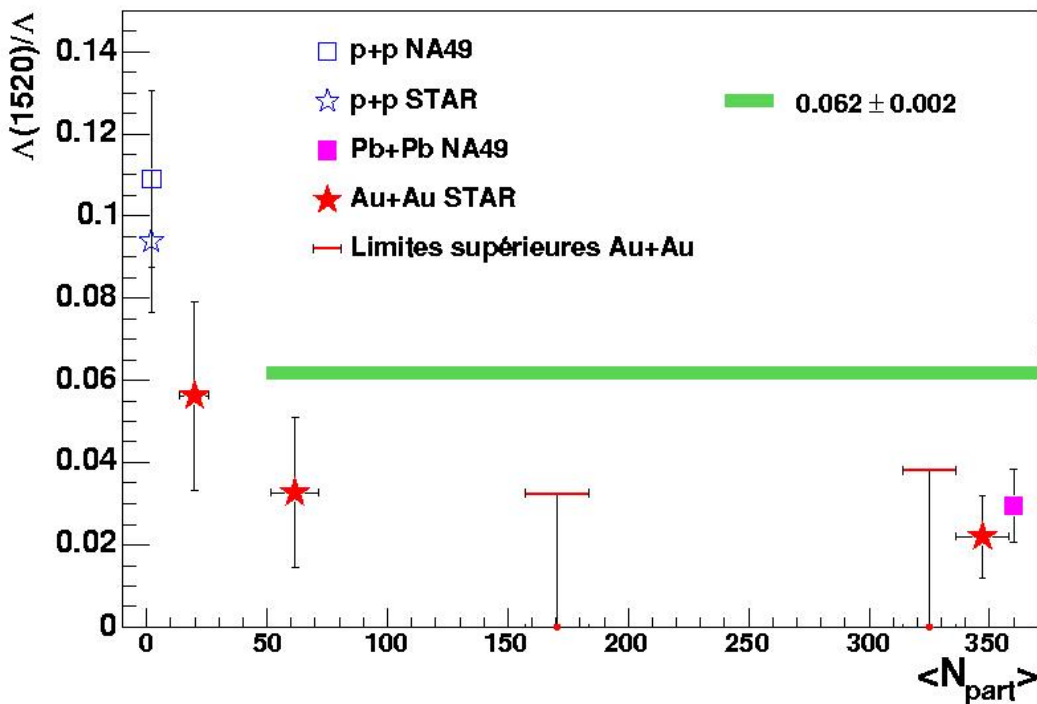


Figure 3.11 : Evolution du rapport $\Lambda(1520)/\Lambda$ en fonction du nombre de participants, pour différentes énergies, systèmes. Les prédictions du modèle statistique de Broniowski et collaborateurs, sont indiquées par la ligne horizontale. L'étoile vers $N_{part} = 350$ provient des études faites sur l'ensemble de la statistique qui a été disponible ultérieurement à nos analyses.

La figure 3.11 présentant l'évolution du rapport $\Lambda(1520)/\Lambda$ en fonction du nombre de participants N_{part} rend compte de l'explication précédente : le rapport $\Lambda(1520)/\Lambda$ diminue des collisions p–p aux collisions Au–Au les plus centrales, avec une forte

¹⁸ Ces taux seraient supérieurs si les antiparticules Λ avaient été considérés.

décroissance en fonction de la centralité jusqu'à ce que les collisions plus frontales soient atteintes. Une saturation de la production apparaît alors pour les deux classes de plus grande centralité. Les données de la Collaboration NA49 [Friese 02] prises à l'énergie nominale du SPS présentent la même tendance que celles de STAR.

La production de résonances $K^*(892)$ a été étudiée selon des analyses similaires [Zhang 04a]. La figure 3.12 montre différents rapports résonance/particule stable étudiés à l'énergie nominale du RHIC. Ils sont normalisés de manière à ce que leur valeur dans les collisions p-p soit identique à celle du rapport $K^*(892)/K$ pour ces mêmes collisions p-p. La conclusion a été la même que pour les $\Lambda(1520)$: le rapport $K^*(892)/K$ diminue avec la taille du système, des collisions p-p aux collisions Au-Au les plus centrales. Il faut noter que les valeurs du rapport $K^*(892)/K$ sont supérieures à celles pour le rapport $\Lambda(1520)/\Lambda$ alors que le K^* a un temps de vie beaucoup plus court que le $\Lambda(1520)$ et donc aurait dû plus ressentir la présence du milieu dense. Ceci permet de supposer que la régénération des K^* est plus importante que celle des $\Lambda(1520)$ ce qui n'est peut-être pas surprenant car concernant la régénération, dans les deux cas, il faut un kaon mais la différence est que pour le K^* , il faut également un pion contre un proton et les pions sont produits en abondance.

Pour résumer, ces comportements montrent que la production de résonances étranges dans les collisions Au-Au ne peut être décrite comme une simple superposition de la production dans les collisions p-p. Ils suggèrent en effet que le milieu dense créé dans les collisions d'ions lourds n'est pas sans effet sur les résonances et sur leurs produits de désintégration.

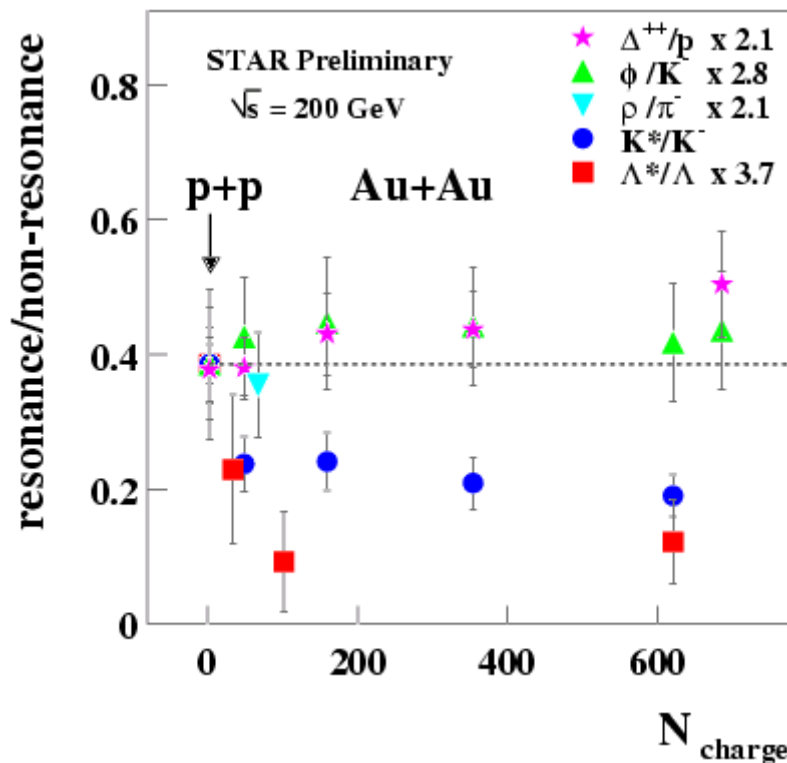


Figure 3.12 : Evolution de différents rapports résonance/particule stable pour les collisions p-p et Au-Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$. Les rapports sont normalisés au rapport $k^*(892)/K$ obtenu dans les collisions p-p. Les rapports ϕ/K , Δ^{++}/p , ρ/π^- sont extraits de [Ma 04], [Zhang 04b] et [Fachini 04] respectivement.

Toujours avec les mêmes objectifs et techniques d'analyses, les résonances $\Sigma(1385)$ ont fait l'objet d'une étude similaire [Salur 04]. Les conclusions sont apparues cependant quelque peu différentes : le rapport $\Sigma(1385)/\Lambda$ ne présente aucune suppression lorsque les collisions p-p sont considérées puis les collisions Au-Au centrales. Or, le temps de vie du $\Sigma(1385)$ correspondant à un tiers du temps de vie du $\Lambda(1520)$, une suppression par rediffusion du $\Sigma(1385)$ était logiquement attendue et ceci, avec une tendance encore plus marquée. Le fait que cette suppression n'est pas observée semble révéler des processus de régénération par rediffusion relativement importants puisqu'ils parviennent à contre-balancer les mécanismes qui suppriment la production de $\Sigma(1385)$. Par ailleurs, la valeur du rapport $\Sigma(1385)/\Lambda$ extraite des collisions Au-Au les plus centrales à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV est deux fois plus faible que la prédiction du modèle UrQMD, suggérant que la section efficace de régénération prise en compte dans le modèle est probablement trop élevée.

De plus, sur la figure 3.12, il est possible de voir que le rapport ϕ/K ne diminue pas avec la centralité de la collision ce qui est conforme au fait que le ϕ , avec un temps de vie très élevé, subit peu ou pas les interactions dans le milieu. En ce qui concerne le rapport Δ/p qui lui aussi reste supérieur à l'unité même pour les collisions les plus centrales, les raisons sont différentes : le temps de vie du Δ est très court et si aucune suppression n'est observée, ce ne peut être qu'à une régénération de ces résonances très importante.

Revenons aux rapports $\Lambda(1520)/\Lambda$ et $K^*(892)/K$. L'hypothèse de la simultanéité des deux *freeze-out* apparaît donc réfutable. En revanche, un délai entre eux revient à laisser un temps pour les interactions entre particules, conduisant à une modification des impulsions des produits de désintégration et donc, à une suppression des taux de production de résonances. La valeur prédite par Broniowski et ses collaborateurs peut être prise comme étant celle du taux de production avant que ne siègent les interactions entre constituants. La suppression des taux de production expérimentaux par rapport à la production thermique est de 60% (0,025 expérimental et 0,062 thermique), valeur supérieure à celle prédite par UrQMD.

En utilisant la mesure d'un deuxième rapport résonance/particule stable, il est possible de contraindre le modèle de Rafelski et Torrieri sur le temps de rediffusion, c'est-à-dire le temps entre les *freeze-out*. En reprenant la figure 3.3 qui devient 3.13, en y indiquant les valeurs des rapports $\Lambda(1520)/\Lambda$ et $K^*(892)/K$, une zone d'intersection définie par les deux rapports apparaît : les températures de *freeze-out* chimique prédites par le modèle sont peu contraintes contrairement au temps Δt entre les deux *freeze-out*.

En supposant une valeur de température au *freeze-out* chimique telle que donnée par les modèles thermiques, soit $T = 160$ MeV, alors Δt devrait être supérieur à 4 fm/c.

Quelques précautions sont tout de même à prendre. Tout d'abord, l'obtention de ce temps est réalisée à partir d'un modèle dans lequel la suppression des résonances est considérée mais non leur régénération. Ensuite, les mesures expérimentales restent entachées d'erreurs loin d'être négligeables. Au moment où ces résultats ont

été obtenus, les analyses en étaient vraiment à leur début. Par ailleurs, les auteurs des modèles présentés ici, promettaient, à l'époque, leur amélioration avec notamment la prise en compte des effets de rediffusion ou régénération des résonances.

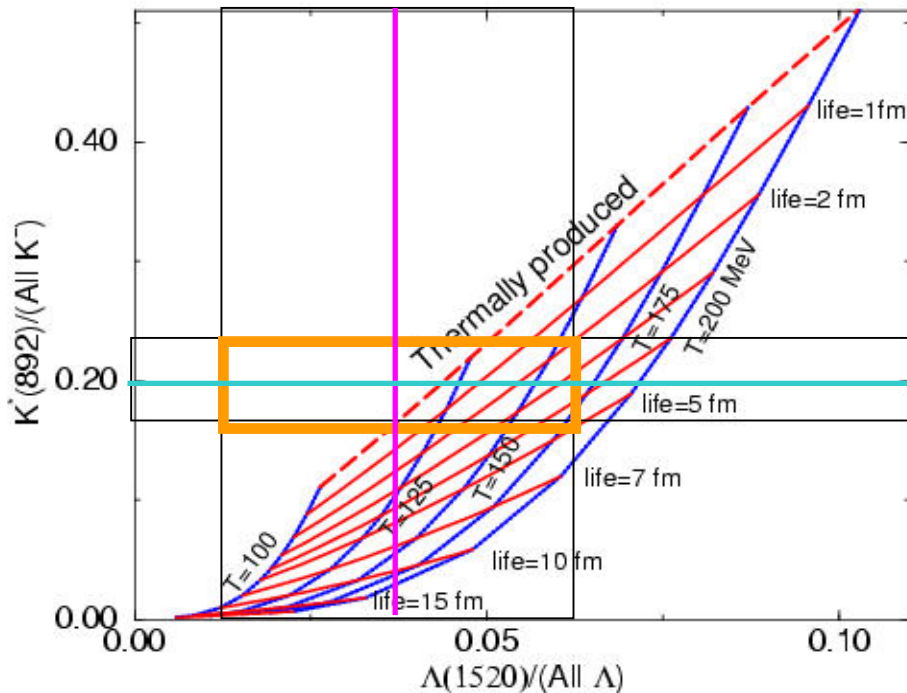


Figure 3.13 : Evolution corrélée des rapports K^*/K et $\Lambda(1520)/\Lambda$ selon diverses valeurs du couple T , température au freeze-out chimique et Δt , temps entre les deux freeze-out pour les collisions Au–Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Les bandes horizontales et verticales indiquent les mesures expérimentales et leur domaine d'incertitude.

3.3.3 Une dynamique particulière

La figure 3.14 dont les points expérimentaux ont été compilés dans [Markert 04b] présente l'impulsion transverse moyenne $\langle p_T \rangle$ en fonction de la masse des particules dans les collisions p–p à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Les données de l'ISR [Bourquin 76] pour les pions, kaons et protons issus des collisions p–p à $\sqrt{s_{NN}} = 26$ GeV sont également indiquées par la courbe en trait plein correspondant à un ajustement sur ces points-là.

Cet ajustement permet également de reproduire les données de STAR à l'énergie nominale du RHIC, pour les pions, kaons, protons. En revanche, les résonances de masse supérieure¹⁹ à $1 \text{ GeV}/c^2$ ou encore les particules Ξ doublement étranges, se

¹⁹ Notons que les particules de masse élevée sont plus abondamment produites dans les collisions de haute multiplicité ce qui par essence, introduit artificiellement une augmentation de leur impulsion transverse moyenne et donc un biais dans la sélection des événements.

démarquent largement de la tendance suivie par les autres particules, présentant une dépendance à l'impulsion transverse moyenne beaucoup plus marquée.

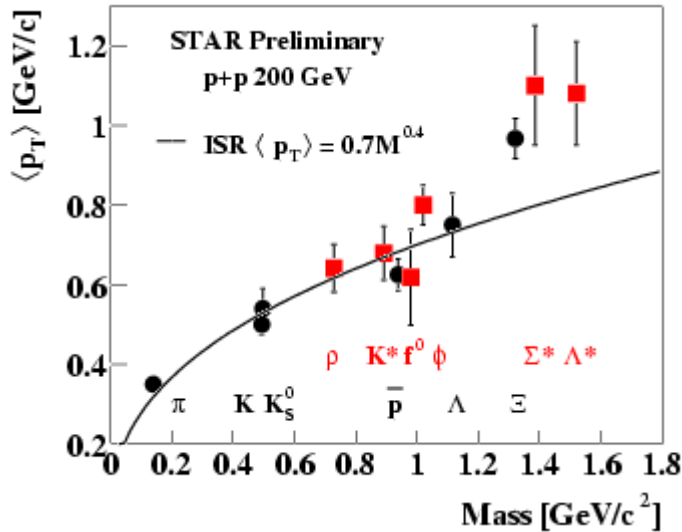


Figure 3.14 : Impulsion transverse moyenne $\langle p_T \rangle$ pour les collisions p-p à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. La ligne continue est un ajustement des pions, kaons, protons mesurés à l'ISR, par la fonction indiquée sur la figure.

Les particules sont davantage sujettes aux phénomènes de diffusion si elles ont une faible impulsion transverse. UrQMD montre que, pour les résonances, la perte de signal dans le domaine des faibles impulsions transverses s'accompagne d'une augmentation du paramètre de pente inverse ou autrement dit de l'impulsion moyenne transverse. En outre, expérimentalement, l'évolution de $\langle p_T \rangle$ des particules stables des collisions p-p aux collisions Au-Au les plus centrales présente une croissance relativement continue comme nous le verrons dans le chapitre suivant, alors que celle des résonances, croît fortement lorsque l'on passe des collisions p-p aux collisions les plus périphériques en Au-Au puis demeure constante pour les collisions de plus haut degré de centralité [Markert 04b]. Cette observation est en accord avec l'hypothèse d'une diffusion et d'une régénération des résonances émises avec de faible impulsion transverse. Des analyses ultérieures ont d'ailleurs montré que l'effet est plus marqué pour le $k^*(892)$ que pour le $\phi(1020)$ dû au temps de vie beaucoup plus court du $k^*(892)$ et donc à sa probabilité de ré-interaction plus élevée.

3.4 Synthèse

Ces études ont le mérite d'avoir démontré la faisabilité de la mesure des résonances car c'était la première fois que de telles analyses étaient réalisées aux énergies RHIC, par le dispositif instrumental de STAR. Extraire un signal aussi faible parmi un bruit de fond combinatoire important était loin d'être acquis, d'autant plus que les statistiques des premières prises de données ne permettaient pas de procéder à de telles analyses dans des conditions optimales. Il faut ajouter à cela que les premières analyses de la production de $\Lambda(1520)$ ont conduit à l'absence de signal. Toute la question était de savoir si le signal était absent pour des raisons de physique

(suppression, absorption, diffusion...) ou bien en raison des statistiques trop faibles ou encore à cause de techniques d'analyses inadaptées.

Le Run-IV de collisions Au–Au à haute statistique et réalisé avec un système d'acquisition plus performant a effectivement permis d'obtenir les statistiques pour mener une analyse plus précise, confirmant nos premiers résultats. Pour les collisions les plus centrales, la limite supérieure du rapport $\Lambda(1520)/\Lambda$ est remplacée par la valeur de $0,034 \pm 0,011 \pm 0,013$ [Markert 04a].

Ces analyses ont également permis de valider les hypothèses des modèles considérés, montrant la pertinence des hypothèses qui sont leur fondement (séquence des *freeze-out*, suppression puis régénération des résonances) mais aussi le choix judicieux des observables comme les rapports résonance/particule stable.

Depuis, beaucoup d'autres résonances ont été investiguées, comme le $\Xi(1530)$, Δ^{++} , avec un état d'avancement plus ou moins étendu et dont nous avons montré quelques résultats préliminaires. Par ailleurs, les techniques d'analyses mises au point pour l'identification de ces résonances, sont aujourd'hui utilisées pour la recherche de particules plus exotiques comme les pentaquarks [Kabana 05].

Chapitre 4

Des indicateurs doublement étranges



La caractérisation des collisions d'ions lourds aux énergies RHIC par la production de particules doublement étranges est le thème de prédilection sur lequel je me suis focalisée depuis que les données de STAR sont exploitables pour des analyses. La première série d'études a vu le jour avec l'accès aux données Au–Au à $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV, collectées pendant la campagne en 2000 (Run-I) et a fait l'objet de la thèse de Javier Castillo dont la soutenance a eu lieu le 5 juillet 2002 [Castillo 02]. La seconde série d'analyses a démarré au printemps 2002. Initialement dans la continuité des études à 130 GeV, elle a porté principalement sur les collisions Au–Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, dont les données ont été enregistrées au cours de la campagne 2001 (Run-II). Les statistiques ont été bien plus importantes que lors du Run-I permettant ainsi des études plus complètes et plus diverses aussi. Ces derniers mois, des études ont également été initiées sur les collisions Au–Au à $\sqrt{s_{NN}} = 62,8$ GeV ainsi que sur les collisions d–Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Ces analyses constituent la thèse de Magali Estienne dont la soutenance a eu lieu le 19 avril 2005 [Estienne 05].

Les travaux que je présente ici résument donc l'état de nos connaissances sur la production de particules doublement étranges dans les collisions d'ions lourds à RHIC et sur la compréhension de ces collisions qui a pu en être déduite. Pour que l'interprétation des données soit pertinente, les résultats que nous avons produits sont comparés à ceux obtenus dans les collisions proton–proton ou encore pour d'autres types de particules différant par leur contenu en étrangeté. C'est ici une illustration de l'organisation du travail auprès d'une grande expérience comme STAR : un type de particule et/ou de collision est analysé par une ou plusieurs personnes et sera comparé aux résultats obtenus par une autre ou plusieurs autres personnes sur un autre type de particule et/ou collision. Bref ! un véritable travail d'équipe...

4.1 Les particules (doublement-)étranges dans une collision d'ions lourds

4.1.1 Une naissance précoce

La pertinence de travailler sur les particules étranges pour tenter de mettre en évidence la formation éventuelle d'un plasma de quarks et de gluons est fondée sur un argument très simple : les noyaux incidents qui vont entrer en collision ne sont constitués que de quarks u et d et par conséquent, tout quark étrange entrant dans la composition d'un hypéron ne peut venir de ces noyaux incidents. Tout quark étrange provient d'une **création** au sens littéral du terme. Nous avons d'ores et déjà explicité que si nous avons formation d'un plasma, la production d'étrangeté se réalise par les fusions de partons, majoritairement de gluons, et qui plus est, essentiellement au début de la collision lorsque ces partons sont les plus énergétiques et les plus abondants. Ainsi, un hypéron contient en lui les stigmates des conditions initiales d'une collision. Ceci est d'autant plus vrai que le contenu en étrangeté est élevé, les

candidats idéaux étant les baryons $\Omega(sss)$. Nous avons choisi de focaliser nos études sur la production des $\Xi(dss)$ car ces particules représentent un compromis intéressant entre le contenu en étrangeté suffisamment élevé pour « marquer » sensiblement cet hadron et une abondance assurée contrairement au cas idéal que représentent les particules triplement étranges mais très massives et donc plus nécessiteuses de haute statistique, ce que les premières prises de données au RHIC ne garantissaient pas nécessairement.

Forts de cette création précoce, les hypérons sont devenus des signatures potentielles de la présence d'un QGP à un instant donné de la réaction, comme Rafelski et ses collaborateurs l'avaient prédit et comme les expérimentateurs en ont activement cherché la confirmation, particulièrement auprès des collisions d'ions lourds du SPS. Depuis, et c'est le message que je vais essayer d'explicitier ici, les particules étranges et surtout à mon sens les hypérons doublement étranges sont apparus être un outil puissant pour obtenir des informations diverses et variées sur le déroulement de la collision, justement car ils sont nés de cette collision.

4.1.2 La fugacité de l'étrangeté

Toujours en regard des particules doublement étranges, je voudrais évoquer ici certaines prédictions de modèles statistiques. Bien qu'ils aient été mentionnés dans le chapitre 2 pour décrire la production statistique des particules à RHIC, je reviens sur ces modèles avec deux points particuliers : la fugacité ou facteur de non-équilibre γ_X des quarks d'une saveur donnée X et la suppression canonique de la production d'étrangeté.

La **fugacité** est un paramètre que certains théoriciens ont jugé indispensable d'introduire dans leur modèle pour comprendre les taux de production de particules. Pour Letessier et Rafelski, le passage du déconfinement à l'hadronisation se réalise hors équilibre et nécessite la définition de plusieurs fugacités selon la saveur des quarks, γ_s pour les quarks étranges initialement introduits [Rafelski 91] puis γ_q pour les quarks légers u et d [Letessier 99, Letessier 00]. Ils estiment en effet que si au cours de la phase plasma, les gluons vont produire des particules, le système créé va évoluer et même si les temps d'hadronisation sont longs, ils ne le sont pas suffisamment pour qu'un réarrangement ait lieu et conduise à un équilibre des espèces. Ils parlent d'hadronisation soudaine. Ce temps insuffisamment long est confirmé et quantifié par les analyses basées sur l'interférométrie des particules [Adams 05]. Ainsi, les diverses fugacités traduisent le fait que si les entités peuvent être en équilibre chimique entre même espèce (équilibre entre quarks légers d'un côté, équilibre entre quarks étranges de l'autre), elles le seront séparément. Dire qu'une valeur de γ_s est égale à 1 revient à considérer que les espèces sont en équilibre chimique²⁰ alors qu'une valeur inférieure indique la présence d'un milieu non saturé. Quoi qu'il en soit, les auteurs clament que les rapports des taux de

²⁰ Il est possible d'obtenir des valeurs de γ_s et de γ_q supérieures à l'unité. Cela s'explique alors par le fait qu'au cours de l'hadronisation, la quantité d'entropie créée est très importante, entraînant par interaction de gluons, une production elle-aussi très importante de particules qui vont engendrer des quarks puis essentiellement des pions. Il n'y a donc pas de raison que γ_q (ou γ_s) soit inférieur à 1.

production des particules issues des collisions Au–Au à $\sqrt{s_{NN}} = 4,8$ GeV ne peuvent se comprendre que par une hadronisation hors-équilibre chimique au moment de la transition entre les phases déconfinée et confinée [Letessier 04].

Becattini inclut de tels « paramètres de déséquilibre chimique » comme lui-même les nomme, tentant d'extraire le rapport γ_s/γ_q [Becattini 04a] et ceci contrairement à l'approche suivie par Braun-Munzinger et ses collaborateurs qui (pré-)supposent²¹ un équilibre complet [Braun-Munzinger 03] pour reproduire les tendances expérimentales.

Même si elles contiennent seulement une faible fraction de l'étrangeté totale, les particules doublement étranges sont particulièrement prédisposées pour servir de tests quant à la pertinence de ce paramètre de fugacité ou encore pour permettre de mieux discriminer les modèles statistiques avec et sans ce paramètre : en effet, celui-ci intervient pour les baryons doublement étranges, avec une puissance plus élevée (dépendance à la deuxième puissance) dans la prédiction des taux de production que ne le permettent les kaons et les lambdas simplement étranges.

4.2 Identifier des baryons doublement étranges

4.2.1 Les principes des méthodes d'analyses

L'identification des particules comme les pions, kaons, protons ainsi que leurs antiparticules est réalisée bien évidemment grâce aux mêmes techniques que celles utilisées dans l'analyse des résonances étranges car les mesures du même détecteur ont été prises en compte, celles de la TPC. C'est donc à partir de l'information sur leur perte d'énergie combinée à leur impulsion que les particules sont identifiées.

A partir de là, la méthode va différer puisque contrairement aux résonances qui ont une très faible durée de vie et dont le point de désintégration est confondu avec le vertex primaire, les hypérons ont une durée de vie de plusieurs fm/c. Par conséquent, leur point de désintégration par interaction faible, appelé **vertex secondaire**, est bien distinct de celui du vertex primaire.

Il va s'agir d'identifier ces vertex secondaires et pour cela, une méthode basée sur des critères géométriques est mise au point. Les vertex secondaires existent sous trois types :

- kink : quand il s'agit de la désintégration d'une particule chargée en une particule chargée et une particule neutre, comme c'est le cas pour les K^+ et K^-

²¹ Letessier écrit dans son article [Letessier 04] que l'argument de dire que, d'une façon générale un équilibre chimique complet est atteint dans les collisions d'ions lourds relativistes, est basé sur une description qui présuppose ce résultat.

- V0 : pour qualifier la désintégration d'une particule neutre en deux particules chargées, comme les K_s^0 , Λ
- Cascade : dans le cas d'une désintégration comme son nom l'indique, en cascade d'une particule chargée en une particule chargée et une particule neutre qui à son tour, va se désintégrer en une particule chargée et une particule neutre, ou deux particules chargées comme cela se produit pour les Ξ et Ω multi-étranges.

Notre étude portant sur les Ξ , ce sont donc les vertex secondaires type cascade que nous allons chercher à reconstruire et en amont, les vertex type V0. Le tableau 4.1 résume les différentes propriétés des particules (masse, $c\tau$) ainsi que leur canal de désintégration qui permet de les mesurer au sein de l'expérience STAR.

Particule	Masse (GeV)	Rapport d'embranchement	$c\tau$ (cm)
Λ	1,116	$\Lambda \rightarrow \pi^- + p$ (63,6%)	7,89
Λ^0	1,116	$\Lambda^0 \rightarrow \pi^+ + p$ (63,6%)	7,89
Ξ^-	1,321	$\Xi^- \rightarrow \pi^- + \Lambda$ (99,9%) $\Lambda \rightarrow \pi^- + p$ (63,6%)	4,92
Ξ^+	1,321	$\Xi^+ \rightarrow \pi^+ + \Lambda^-$ (99,9%) $\Lambda^- \rightarrow \pi^+ + p$ (63,6%)	4,92

Tableau 4.1 : Propriétés des Λ (vertex secondaire type V0) et Ξ (vertex de type cascade) ainsi que celles de leur anti-particule.

Reconstruction des vertex type V0 :

Une particule neutre comme le Λ se désintègre après une distance de décroissance relativement courte (7,89 cm) donc avant d'atteindre la TPC²² et ce sont les particules filles de charge opposée qui vont laisser des traces dans le détecteur, traces que nous allons chercher à repérer, identifier et associer.

Ces deux traces ne provenant pas du vertex primaire sont des traces secondaires qu'il faut considérer. Pour être candidates, elles doivent avoir un point d'origine commune qui va être repéré par le point de l'espace où la distance entre les deux traces est la plus courte : une valeur maximale apposée sur la variable dca représentant la distance de plus courte approche conditionne la sélection des traces comme candidates. L'impulsion de la particule mère ou V0, est alors calculée à partir des impulsions des particules filles candidates.

²² Les particules neutres ne pouvant être identifiées dans la TPC, leur distance de désintégration n'est citée ici que pour la relier aux caractéristiques des particules filles qui elles, atteignent la TPC, y laissent des traces et sont donc identifiables.

Nous avons vu dans le chapitre précédent qu'il était possible de reconstruire les Λ également en utilisant la technique des événements mixés. Nous avons préféré utiliser ici la méthode topologique car les données telles que nous les avons à notre disposition sont en quelque sorte préparées : dans un même fichier de données, toute l'information est rassemblée, aussi bien pour les particules de type V0 que de type cascade.

Reconstruction des vertex de type cascade :

Les particules de type cascade, comme les Ξ , se désintègrent à des distances telles qu'elles ne peuvent atteindre la TPC. De la même manière que pour les V0, ce sont les traces laissées par les produits de désintégration qui vont servir à leur identification. Deux étapes sont nécessaires. La première consiste à reconstruire le V0 par la technique décrite ci-dessus à la différence près que le Λ est une particule secondaire et par conséquent, sa distance au vertex primaire peut être plus grande. La seconde étape consiste à tenter d'associer le Λ secondaire à une trace telle que la distance de plus courte approche entre les deux soit minimisée afin de vérifier que toutes deux proviennent bien de la même origine.

Pour chaque vertex, V0 ou cascade, la reconstruction s'accompagne d'un bruit de fond combinatoire important, tout particulièrement dans l'environnement de haute multiplicité des collisions Au–Au, et qui doit être réduit dès l'étape de reconstruction. Les conditions alors apposées portent sur :

- La qualité des traces en imposant un nombre de points par trace dans la TPC au minimum égal à 10.
- Une distance de plus courte approche *dca* entre les produits de désintégration du V0 ou du cascade devant être inférieure à une certaine valeur :
 - $DcaV0Daughters < 0,8 \text{ cm}$
 - $DcaXiDaughters < 0,8 \text{ cm}$
- Une distance entre les vertex cascade et primaire devant être minimale puisque le cascade vient de ce vertex primaire et au contraire une distance entre le vertex primaire et les produits de désintégration du cascade, V0 secondaire et pion secondaire (ce dernier étant appelé *Bachelor*) qui doit être supérieure à une distance limite pour s'assurer que ce sont bien des secondaires.
 - $DcaXiToPrimVertex < 0,8 \text{ cm}$
 - $DcaV0ToPrimVertex < 0,8 \text{ cm}$
 - $DcaBachelorToPrimVertex < 0,8 \text{ cm}$
- Une distance minimale entre le vertex primaire et les produits de désintégration (baryon ou méson qui étant un pion demandera une coupure plus drastique) du vertex secondaire V0 pour s'assurer que seules les traces secondaires sont retenues.
 - $DcaBaryonToPrimVertex > 0,4 \text{ cm}$
 - $DcaMesonToPrimVertex > 2,0 \text{ cm}$
- Une distance minimale à respecter également entre le vertex primaire et les vertex V0 et cascade pour supprimer les traces primaires.
 - $DecayLengthXi > 2,0 \text{ cm}$

- DecayLengthV0 > 2,0 cm
- La masse invariante du candidat V0 devant respecter des limites inférieure et supérieure pour éliminer les associations fortuites ayant engendré un bruit de fond combinatoire non négligeable.
 - $-10 < \text{MassV0} - m_{\Lambda} < 10 \text{ MeV}/c^2$

Les différentes valeurs des coupures mentionnées ici pour donner un ordre de grandeur, ont été fixées lors de l'analyse des collisions Au–Au à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 130 \text{ GeV}$. Elles sont quasiment inchangées pour les données à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 200 \text{ GeV}$. Après cette étape, les événements « survivants » sont sauvegardés dans des tables de données identifiées par l'acronyme DST pour *Data Summary Table*. Elles vont permettre de poursuivre l'analyse des données beaucoup plus rapidement que si le travail se poursuivait sur l'entière collection des événements.

Le schéma de la figure 4.1 représente la géométrie de désintégration des particules donnant des vertex de type cascade ou V0 ainsi que les conditions apposées pour sélectionner au mieux les candidats.

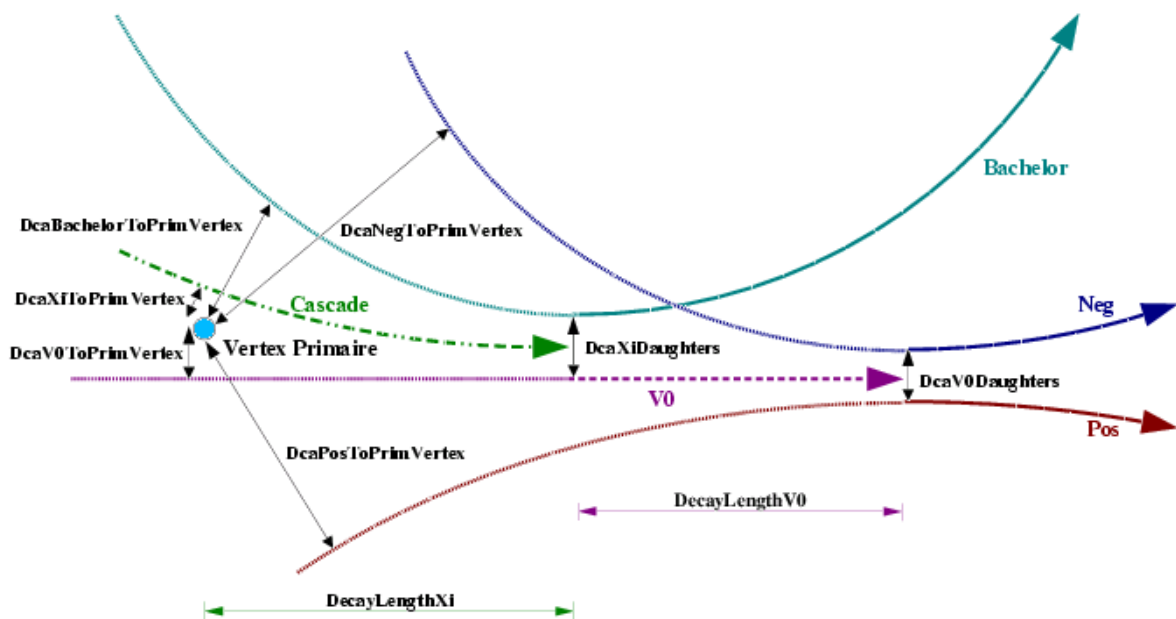


Figure 4.1 : Géométrie des désintégrations des vertex de type V0 et de type Cascade. Les différentes variables sur lesquelles des conditions vont être apposées sont indiquées.

4.2.2 Dans le contexte particulier de STAR

L'étude des particules étranges a porté sur plusieurs ensembles de données :

1. Données du Run-I : Au–Au à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 130 \text{ GeV}$, pour des collisions de biais minimum et des collisions enrichies en événements centraux.
2. Données du Run-II : Au–Au à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 200 \text{ GeV}$, pour des collisions de biais minimum et centrales.

Des classes de centralité sont définies à partir de la distribution en multiplicité des particules chargées. Cette distribution est représentée sur la figure 4.2 dans le cas des collisions Au–Au à $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV. Dans le précédent chapitre, la figure 3.7 montrait cette même distribution²³ mais pour les collisions Au–Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Les lignes verticales indiquent les coupures mises sur le nombre de traces chargées.

Une analyse plus fine peut alors être réalisée car les ensembles d'événements étant scindés en ensembles plus petits permettant ainsi une procédure itérative d'ajustement relativement peu coûteuse en temps de calcul. Des coupures nouvelles ainsi que celles définies précédemment peuvent à présent être ajustées.

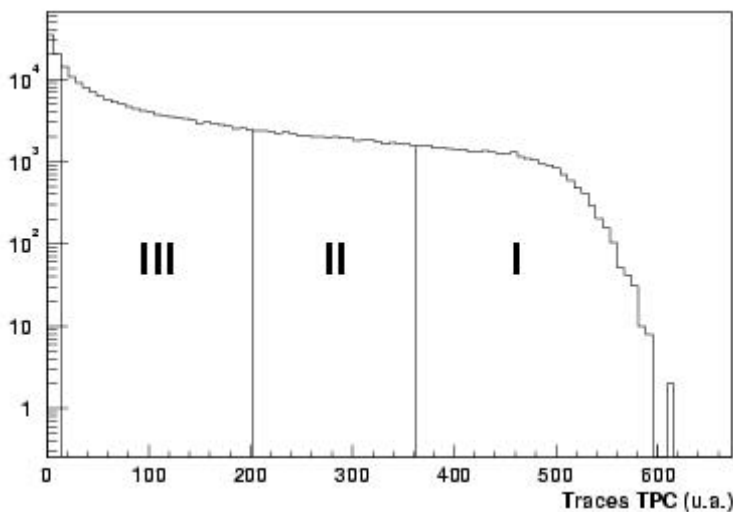


Figure 4.2 : Distribution de la multiplicité des particules chargées, mesurées dans la TPC, pour les collisions Au–Au à $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV. Les coupures indiquées par les lignes verticales sont ajustées de manière à conserver des statistiques suffisantes dans les différentes classes.

Des conditions sur la perte d'énergie des traces dans la TPC :

L'identification des particules chargées issues de la désintégration des vertex est réalisée bien évidemment de la même manière que pour la reconstruction des résonances (paragraphe 3.2.2) en prenant un nombre de déviations standards (nombre de sigmas, σ) entre la valeur mesurée et la valeur théorique donnée par Bethe-Bloch. Ainsi, sur les pions et protons provenant du V0 ainsi que sur le pion venant directement de la désintégration du Ξ (le pion Bachelor), une coupure est apposée à 3σ . Elle réduit considérablement le bruit de fond mais pas suffisamment puisque le rapport signal sur bruit n'est seulement que de 1/100.

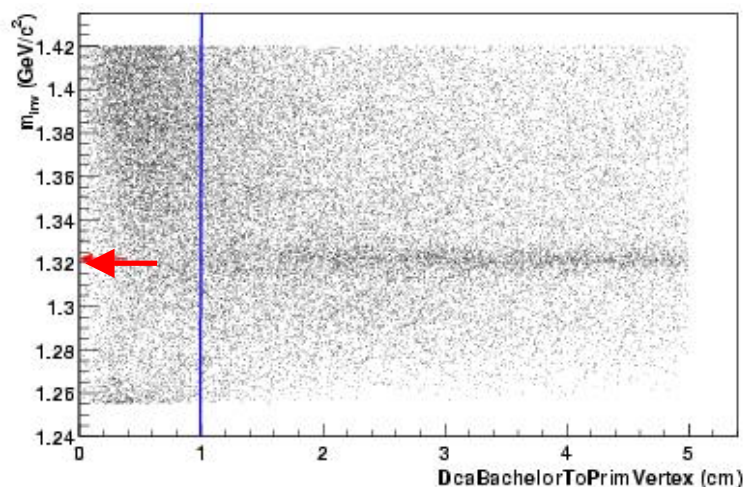
Une réduction drastique de ce bruit de fond est possible en appliquant des coupures plus contraignantes que celles que nous avons d'ores et déjà mises pour la confection des DST.

Des coupures géométriques plus sévères :

²³ Les coupures indiquées sur la figure 3.7 correspondent à celles utilisées pour la recherche des résonances étranges. Ce ne sont pas les mêmes tranches qui ont été définies pour la recherche des baryons multi-étranges à 200 GeV.

Ces coupures sont définies en deux étapes afin de minimiser le temps pour les mettre au point. La première étape consiste à travailler sur les spectres bidimensionnels de la masse invariante du Ξ en fonction de la variable (l'une de celles définies dans le paragraphe précédent) sur laquelle sera appliquée la coupure. L'exemple donné sur la figure 4.3 est celui de la masse invariante du Ξ en fonction de la distance du pion Bachelor au vertex primaire (DcaBachelorToPrimVertex). Les points se distribuent sur tout le spectre mais selon une densité accrue aux valeurs de masse invariante voisine de celle du Ξ et ceci, dès que l'on atteint une certaine valeur pour le *dca*. Nous estimons que le signal apparaît relativement nettement si la condition $\text{DcaBachelorToPrimVertex} > 1$ cm. Nous gardons cette condition pour la suite des analyses. Cette procédure est réitérée pour toutes les autres variables.

Figure 4.3 : Distribution de la masse invariante des candidats Ξ , pour les collisions Au-Au à $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV, en fonction de la distance de plus courte approche, DcaBachelorToPrimVertex, entre le pion-bachelor et le vertex primaire. La flèche indique la valeur de la masse du Ξ et la ligne verticale, la coupure en deçà de laquelle le candidat est rejeté.



La deuxième étape consiste à optimiser ces coupures en étudiant leur effet sur les distributions en masse invariante des Ξ candidats. Ces distributions sont construites en appliquant la coupure étudiée, seule puis en même temps que toutes les autres.

Étudions la coupure X en construisant trois histogrammes en masse invariante : H1 est construit sans coupure aucune ; H2 présente les candidats sélectionnés avec application de la coupure X ; H3 regroupe les candidats qui ont été rejetés en appliquant la coupure X. L'étude est complétée par la construction de trois autres histogrammes en masse invariante destinés à évaluer l'effet d'une coupure X quand les autres coupures sont également appliquées. Deux jeux de coupures sont définis : le jeu A qui regroupe toutes les coupures et le jeu B qui inclut toutes les coupures sauf celle qui est étudiée, la coupure X. Trois histogrammes sont alors construits : H4 correspond aux candidats survivant au jeu A ; H5 est rempli par les candidats ayant passé les coupures du jeu B ; H6 regroupe les candidats qui ont survécu au jeu B mais qui sont rejetés par la coupure X. En regardant cet histogramme H6, il est possible de resserrer ou au contraire relâcher la contrainte afin de trouver le meilleur compromis entre le nombre de Ξ reconstruits et un rapport signal/bruit adéquat. Cette procédure s'achevant, un nouveau jeu de coupures est défini et testé à son tour. Un jeu de coupures sera plus intéressant qu'un autre si pour un rapport signal/bruit identique, le nombre de Ξ reconstruits est plus élevé.

Les histogrammes de la figure 4.4 peuvent être comparés afin de rendre peut-être moins aride cette description quelque peu technique.

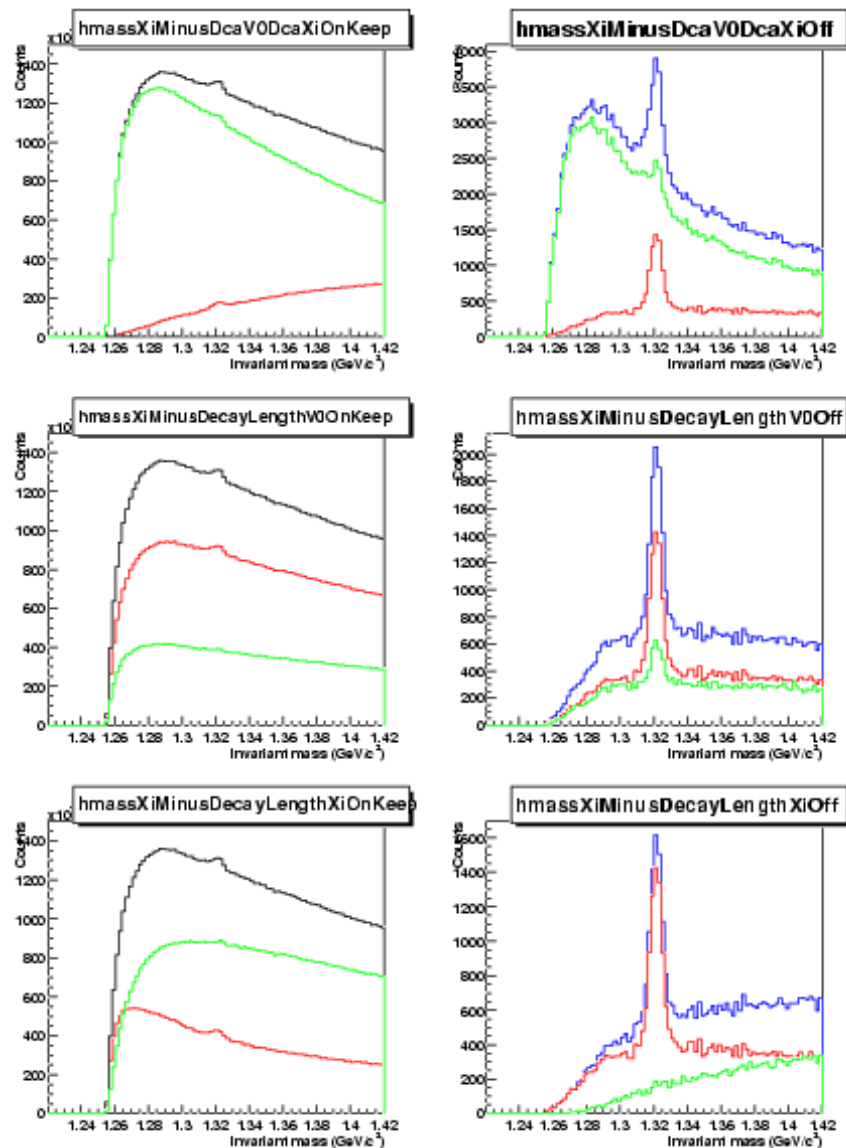


Figure 4.4 : Masse invariante des candidats Ξ pour trois séries de coupure. La colonne de gauche groupe, de haut en bas (donc pour chacune des séries), les histogrammes H1, H2 et H3 (donnés par statistique décroissante sur chacune des vignettes), la colonne de droite (donc pour chacune des séries), les histogrammes H4, H5 et H6 (donnés par statistique décroissante pour chacune des vignettes).

Pour trois exemples de coupure (DcaV0DcaXi en haut à gauche et à droite, DecayLengthV0 au milieu à gauche et à droite, et DecayLengthXi en bas à gauche et à droite), les histogrammes à gauche sont ceux que nous avons appelés H1, H2 et H3 (par ordre de statistique décroissante) tandis que ceux à droite, sont les histogrammes H4, H5 et H6 (également par ordre de statistique décroissante). En regardant particulièrement les histogrammes relatifs à la coupure sur DecayLengthV0 (série du milieu), l'inefficacité de cette coupure apparaît clairement car la quantité de signal rejeté est beaucoup trop importante par rapport au bruit de fond qui reste évidemment persistant.

Une coupure additionnelle sur la corrélation des vertex :

La corrélation entre les positions du vertex type cascade et du vertex de type V0 associé est utilisée pour mettre au point une coupure destinée à réduire davantage le bruit de fond que ne le permet l'application de coupures indépendantes sur ces deux observables. La dépendance entre les deux vertex est notamment due au fait qu'après la désintégration du Ξ , le vertex de type V0 suit une direction approximativement identique à celle de son géniteur. Portant une charge, le Ξ a une trajectoire courbée par le champ magnétique contrairement au V0. Par conséquent, la distance de plus courte approche du V0 au vertex primaire (DcaV0ToPrimVertex) doit être en moyenne plus grande que la distance de plus courte approche du Ξ au vertex primaire (DcaXiToPrimVertex).

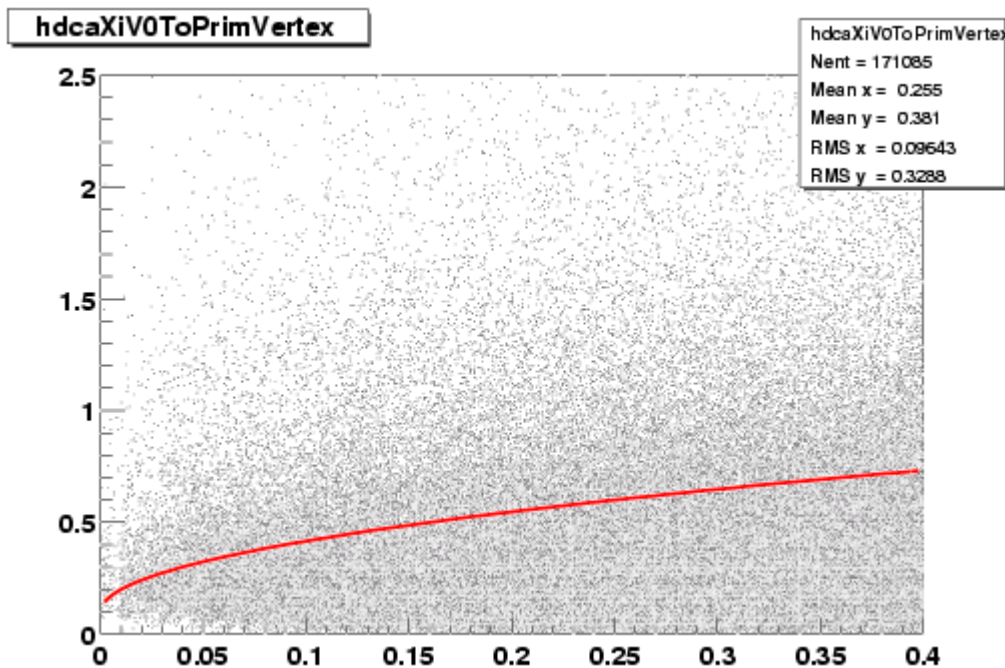


Figure 4.5 : Distribution de la distance de plus courte approche du V0 au vertex primaire (DcaV0ToPrimVertex) en fonction de la distance de plus courte approche du vertex type cascade au vertex primaire (DcaXiToPrimVertex). La distribution est dominée par le bruit de fond (zone de forte densité). La fonction utilisée pour réduire ce bruit de fond est représentée par la courbe.

La figure 4.5 montre la dépendance relative de ces deux observables et en particulier, la présence d'une région de haute densité peuplée par le bruit de fond combinatoire. La fonction choisie pour éliminer la zone de haute pollution est représentée par la courbe en trait continu et tous les points sous cette courbe seront supprimés. Ainsi, environ 80% du bruit de fond est éliminé avec une perte de signal de seulement 5 à 10% pour les collisions Au–Au à $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV. Toujours pour ces collisions, nous donnons ici à titre indicatif les trois fonctions qui ont en fait été définies, une par tranche de centralité. Elles sont données par :

$$DcaXiToPrimVertex > (DcaV0ToPrimVertex)^{\frac{1}{2}} - A + 0,4(1 - 1/(1+\exp(-4p_T+6)))$$

avec $A = 0, 0,10$ et $0,15$ respectivement pour les tranches 0-10% , 10-25% et 25-75%. Une dépendance à l'impulsion transverse apparaît explicitement afin d'optimiser au mieux le rapport signal sur bruit : pour les hautes impulsions

transverses, la coupure peut effectivement être plus lâche que pour les faibles impulsions. Des fonctions similaires ont été utilisées pour les collisions Au–Au aux énergies $\sqrt{s_{NN}} = 62,4$ et $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. En revanche, il n'a pas été nécessaire de l'employer pour les collisions d–Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV car les multiplicités plus faibles que dans les collisions Au–Au permettaient une extraction du signal plus aisée.

Après application des diverses coupures, le signal des (anti-)baryons doublement étranges sort très nettement du bruit de fond considérablement réduit. La figure 4.6 montrant la masse invariante des Ξ témoigne de l'efficacité de la méthode topologique que ce soit dans les collisions Au–Au à $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV (partie supérieure) ou à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV (partie inférieure). Reste à présent à extraire complètement le signal autrement dit, le nombre de Ξ produits lors d'une collision d'ions lourds à RHIC.

Extraction du signal :

Trois techniques d'extraction du signal ont été appliquées puis comparées :

- Ajustement de la distribution en masse invariante globale : un polynôme de degré 1 (ou de degré 3) est utilisé pour reproduire le bruit de fond et une distribution de Breit-Wigner ou de Gauss pour le signal. Breit-Wigner surestime le signal (sous-estime le bruit) et Gauss ne peut reproduire les queues de distribution au niveau du pic de signal.
- Ajustement du bruit de fond : un polynôme de degré 1 sert d'ajustement du bruit de fond dans une région dépourvue de signal (pour les valeurs de masse invariante élevées). Puis, le bruit dans la région du signal est estimé en interpolant l'ajustement précédent. Le nombre de Ξ est obtenu en comptant les candidats dans un domaine à ± 15 MeV/c² de la masse « théorique » du Ξ . Le bruit estimé par l'interpolation de l'ajustement, est enfin soustrait. Cette méthode présente l'avantage de ne pas avoir besoin de faire d'hypothèse sur la forme du signal. En revanche, elle est adéquate si les statistiques sont élevées et dès qu'une systématique est réalisée pour plusieurs tranches en l'impulsion transverse ou en rapidité, les statistiques alors moindres empêchent l'application de cette technique.
- Comptage des candidats, canal par canal : deux zones, de même largeur, situées de part et d'autre du pic de signal de manière équidistante sont considérées afin de quantifier le bruit de fond. Ces zones sont montrées sur les distributions de la partie supérieure de la figure 4.6. Les « faux » candidats sont comptés (au sens littéral du terme) puis leur nombre est normalisé par la largeur de la zone où le signal est extrait, en supposant que le bruit de fond dans cette région de signal soit linéaire. Les « bons » candidats sont à leur tour recensés dans la région de masse invariante à ± 15 MeV/c² de la masse « théorique » du Ξ . Les « mauvais » candidats du bruit sont alors soustraits. Si le bruit de fond est reproduit par un polynôme de degré 1 alors, cette technique est similaire à la précédente et nous avons pris le soin de le vérifier. La méthode de comptage a cependant été retenue, d'une part pour sa facilité à être mise en œuvre et aussi car elle permet de s'affranchir des problèmes liés aux éventuelles statistiques insuffisantes.

Par ailleurs, les erreurs statistiques sur les taux de production des Ξ ont été évaluées à 5%, et ceci en considérant différentes valeurs de coupures.

Enfin, comme lors de l'analyse sur les résonances étranges, les données traitées ici sont corrigées des effets d'acceptance et d'efficacité du détecteur par la méthode d'*embedding*.

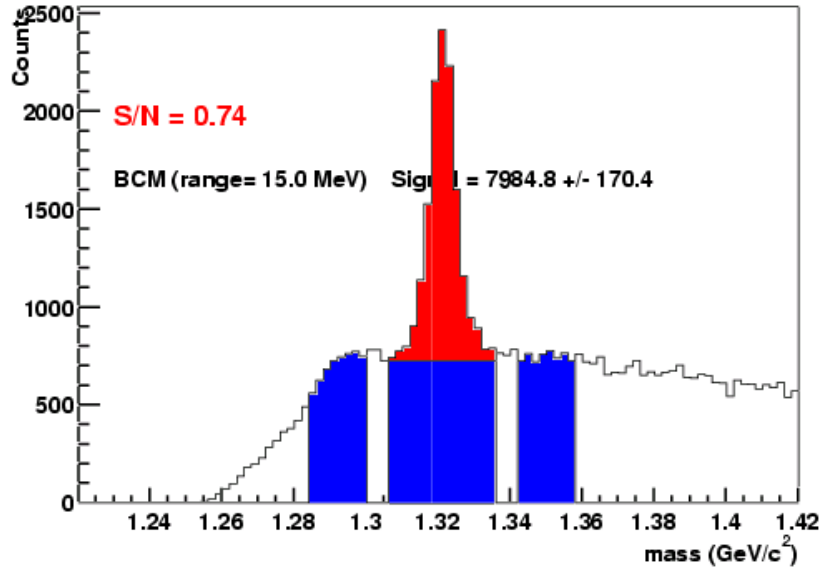
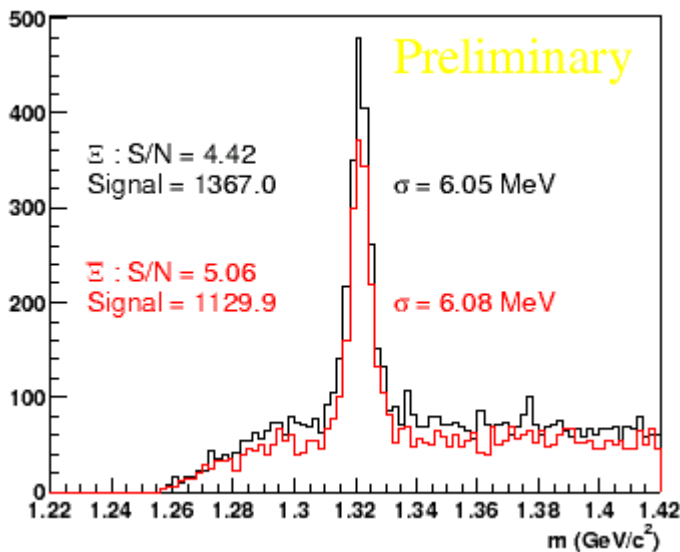


Figure 4.6 : Distributions de la masse invariante des Ξ issus des collisions les plus centrales, Au–Au à $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV (en haut) et à 200 GeV (en bas) et dans ce cas, le spectre des antiparticules est également montré. La méthode du comptage canal par canal est illustrée sur la figure du haut. Les zones de part et d'autre du signal sont utilisées pour quantifier le bruit de fond. En supposant qu'il est linéaire sous le signal (pic émergent), il est possible de le soustraire au nombre total de candidats comptés sous le signal.



4.3 Caractéristiques de la production de Ξ aux énergies RHIC

4.3.1 Les rapports de particules étranges et la densité nette baryonique

Bénéficiant de la couverture azimutale complète de STAR et du champ magnétique uniforme et parallèle à l'axe des faisceaux, les rapports Ξ^-/Ξ^+ peuvent être étudiés directement, sans correction des efficacités de reconstruction (voir paragraphe 2.2.1). Ils ont été extraits pour les diverses énergies du RHIC et sont comparés, sur la figure 4.7, aux rapports antibaryon/baryon pour des particules différant par le nombre de quarks étranges ainsi qu'aux rapports mesurés à l'énergie nominale du SPS [Kaneta 97, Andersen 99, Afanasiev 02]. Notons qu'en outre, ces rapports sont constants en fonction de la centralité de la collision ainsi qu'en fonction de l'impulsion transverse, quelles que soient les particules et énergies considérées.

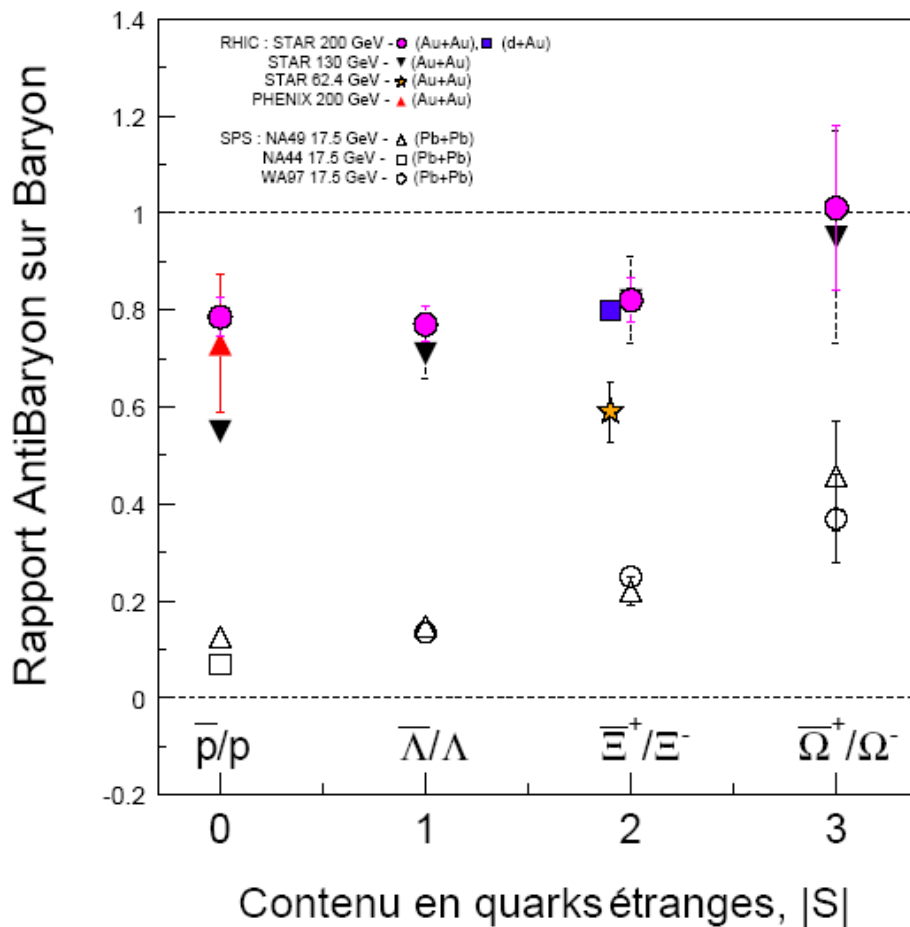


Figure 4.7 : Rapports des anti-baryons/baryons pour des particules de contenu en étrangeté différent dans les collisions d'ions lourds aux énergies RHIC (symboles pleins) et à l'énergie nominale du SPS (symboles ouverts).

Deux tendances sont remarquables :

- Lorsque l'on passe des données du SPS à celles du RHIC, une augmentation des valeurs des rapports apparaît franchement, dénotant de l'accroissement de la production d'antimatière lorsque l'énergie de collision croît elle-aussi. Autrement dit, cette observation ne fait que traduire la diminution de la densité nette baryonique.
- Les valeurs des rapports augmentent avec le nombre de quarks étranges inclus dans le baryon, que ce soit au SPS ou à RHIC. Cette tendance vient du fait que plus la particule est étrange, plus les quarks qui la constituent proviennent de la

collision proprement dite : dans le cas des Ω par exemple, que ce soit les trois quarks s du dénominateur ou les trois quarks s du numérateur, tous doivent être produits au cours de la réaction, conduisant ainsi leur rapport à approcher l'unité.

L'augmentation des rapports dans les collisions Au–Au à $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV apparaît linéaire [Castillo 02]. Cette tendance, moins apparente dans le cas des collisions Au–Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV [Estienne 05], est très bien reproduite par le **modèle de coalescence de quarks ALCOR** [Bialas 98, Zimanyi 00]. Les auteurs d'ALCOR supposent que le système constitué de quarks et antiquarks subit une hadronisation soudaine via des processus de coalescence des quarks. Tous les rapports anti-baryons/baryons sont reliés les uns aux autres par un simple facteur multiplicatif qui n'est autre que le rapport K^+/K^- . Par conséquent, les prédictions des valeurs des rapports se font facilement par un simple comptage de quarks. Ainsi donc, les mesures expérimentales semblent conforter les hypothèses de ce modèle statistique et retenons d'ores et déjà cette idée : **la formation des hadrons par coalescence de quarks**. Nous y reviendrons par la suite.

4.3.2 Les caractéristiques au *freeze-out* chimique

Les conditions sous lesquelles existe le système au moment du *freeze-out* chimique peuvent être appréhendées par les rapports de particules dans le cadre d'un modèle statistique (paragraphe 2.1.3). Sa température T_{ch} ainsi que le potentiel chimique baryonique μ_B sont les paramètres du modèle qui vont permettre l'ajustement des données expérimentales et théoriques. Le facteur de saturation en étrangeté γ_s ou fugacité est un paramètre supplémentaire introduit un peu plus tardivement dans l'histoire des modèles statistiques afin de rendre compte du degré de saturation de la production d'étrangeté dans le système (paragraphe 4.1.2).

Système	$\sqrt{s_{NN}}$ (GeV)	T (MeV)	μ_B (MeV)
Pb – Pb	17	$158,8 \pm 4,6$	$244,7 \pm 5,5$
Au–Au	130	160 ± 8	46 ± 5
Au–Au	200	157 ± 3	23 ± 3

Tableau 4.2 : Températures et potentiels baryoniques au *freeze-out* chimique extraits par comparaison avec les prédictions du modèles statistiques de Kaneta et Xu.

Les valeurs de températures et potentiels chimiques extraites à partir des rapports anti-baryon/baryon sont consignées dans le tableau 4.2 pour diverses collisions²⁴. Le modèle décrit dans la référence [Kaneta 02] a été utilisé et deux ajustements ont été réalisés pour les données de RHIC à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV : l'un ne prend en compte que les rapports des particules légères (π , K, p), l'autre est effectué sur tous les rapports mesurés donc incluant les baryons étranges. Seul le deuxième ajustement permet de

²⁴ Une systématique plus complète, en fonction des énergies incidentes, était montrée sur la figure 2.10. En outre, les autres modèles statistiques cités dans le chapitre 2 conduisent à des valeurs de températures et potentiels chimiques tout à fait comparables à celles présentées ici.

reproduire de façon satisfaisante l'éventail complet des divers rapports (ce sont les valeurs retenues par la suite) exceptés ceux relatifs aux résonances qui ne peuvent être reproduites correctement comme nous l'avons vu au chapitre 3. Du SPS [Braun-Munzinger 99] à RHIC, la densité baryonique diminue très fortement indiquant une création d'antimatière croissante avec l'énergie disponible dans le centre de masse.

La température de *freeze-out* chimique est en revanche très stable avec la centralité de la collision mais également avec l'énergie de collision atteignant 157 ± 3 MeV à l'énergie nominale du RHIC. En regardant sur la figure 2.10 l'évolution de la température de *freeze-out* chimique en fonction du potentiel chimique baryonique, il apparaît que les couples de valeurs se répartissent sur une courbe continue. Braun-Munzinger et ses collaborateurs l'ont caractérisée par une énergie par hadron de l'ordre de 1 GeV [Braun-Munzinger 01]. Cette courbe permet d'extrapoler les valeurs que l'on peut attendre à des énergies de collisions qui n'ont pas encore été ou qui ne seront jamais mises en œuvre.

Aux énergies les plus élevées, cette **température de *freeze-out* chimique est remarquablement proche de la température critique prédite pour le changement de phase par la QCD sur réseaux** [Karsch 02] à une densité baryonique nulle. Il semble donc que quelles que soient les conditions initiales, le système dense et chaud qui a été créé dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes, évolue toujours vers une même température de *freeze-out* chimique. Pour Braun-Munzinger et ses collaborateurs [Braun-Munzinger 04], l'équilibre ne peut se faire au cours de la phase d'hadronisation si l'on en croît les taux de collisions trop faibles et les temps trop courts extraits des études sur les corrélations de particules. Sur ce point, Letessier et Rafelski sont d'accord avec lui. En revanche, la quasi-coïncidence des deux températures peut se comprendre par le fait qu'au voisinage de la température critique, les multiples collisions à N corps peuvent engendrer un mécanisme possible pour l'équilibration du système. L'argument est de dire que la transition de phase gouverne les densités de particules et en raison de leur changement brutal au voisinage du changement de phase, les collisions multiples entre particules fournissent une explication naturelle pour la mise en place d'un équilibre chimique, conduisant à une température de *freeze-out* égale à celle de la transition de déconfinement à quelques MeV près.

La fugacité γ_s a également été extraite et comme le montre la figure 4.8, elle croît régulièrement avec la centralité des collisions Au–Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.

Pour les collisions les plus centrales, γ_s approche 1 ($0,99 \pm 0,07$) indiquant que l'équilibre chimique en étrangeté serait atteint à l'énergie nominale du RHIC dans les collisions Au–Au frontales²⁵. Autrement dit, l'espace de phase est saturé en étrangeté. Au SPS, la valeur maximale atteinte par γ_s dans les collisions Pb–Pb les plus centrales n'était que $0,821 \pm 0,024$, des collisions donc relativement éloignées de la saturation.

²⁵ Pour ce qui est des quarks légers, $\gamma_q = 1,6 \pm 0,2$, valeur dépassant l'unité comme nous avons expliqué l'éventualité dans le paragraphe 4.1.2.

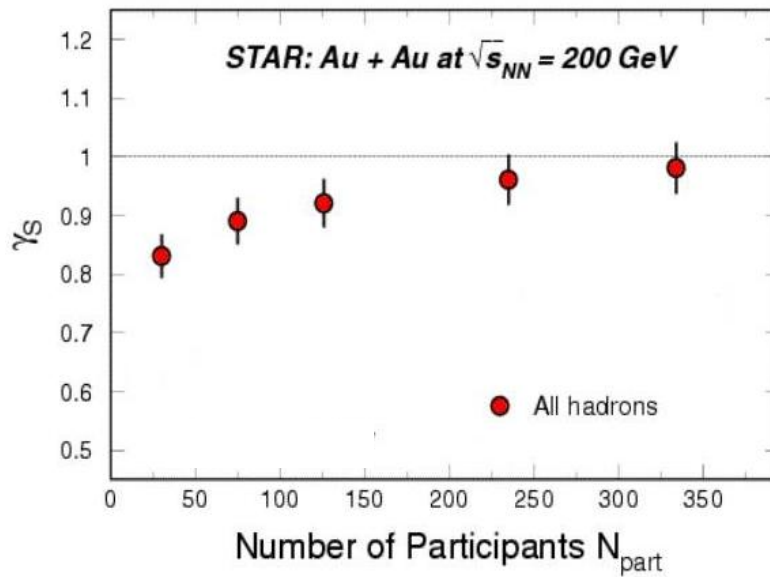


Figure 4.8 : Evolution de la fugacité en fonction du nombre de participants dans les collisions Au–Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.

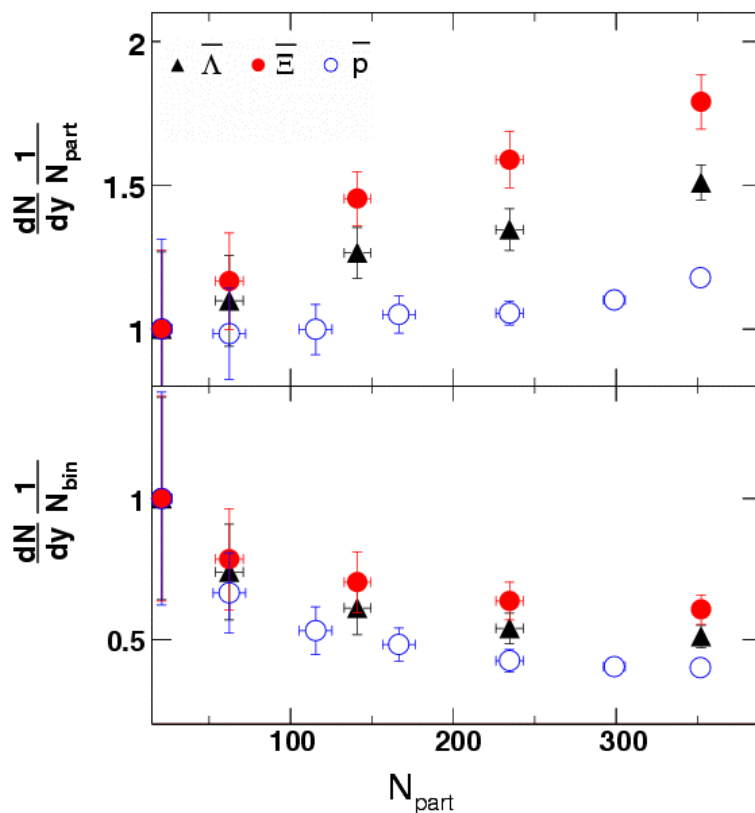


Figure 4.9 - Haut : Taux de production des Ξ^+ comparés à ceux des antiprotons et antilambdas pour les collisions Au-Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV en fonction du nombre de participants. Les données sont normalisées au nombre de participants le plus faible (donc pour les collisions périphériques).

Bas : Mêmes distributions mais normalisées par le nombre de collisions binaires, toujours en fonction du nombre de participants.

En guise de première approche afin de savoir à quel moment l'étrangeté apparaît au cours de la collision, examinons à présent les taux de production, par unité de rapidité et en fonction du nombre de participants, pour les antiparticules non-, simplement- et doublement-étranges sur la figure 4.9 (figure du haut). Pour les antiprotons, les taux augmentent faiblement avec le nombre de participants comme cela était attendu. Pour les Λ et de façon plus marquée encore pour les Ξ , les taux de

production se démarquent de cette augmentation linéairement proportionnelle au nombre de participants. Une corrélation apparaît naturellement entre le comportement des hypérons et celui de la fugacité : il semble en effet que sa tendance soit dictée par ces particules. Cela semble accrédité par le fait que les taux deviennent constants avec le nombre de participants lorsqu'ils sont normalisés par γ_s et par γ_s^2 pour les baryons simplement et doublement étranges respectivement.

Si maintenant, les taux de production de ces mêmes particules sont normalisés au nombre de collisions binaires et représentés toujours en fonction du nombre de participants comme le montre la figure 4.9 dans sa partie inférieure, les comportements sont inversés : les hypérons semblent suivre le facteur d'échelle défini par le nombre de collisions binaires et cela est d'autant plus vérifié que le contenu en quarks étranges de la particule est important.

A partir de ces faits, il semble donc que le facteur d'échelle n'est pas le même suivant que le quark est léger (u et d) et suivant qu'il est étrange. Nous reviendrons sur ces tendances et leur implication à la fin du prochain paragraphe.

4.3.3 Que sont devenus les signaux étranges du SPS ?

Depuis le début du siècle (...), de nombreuses discussions ont eu lieu à propos de l'augmentation de l'étrangeté telle que la présentait la fameuse figure de la Collaboration WA97/NA57 (figure 1.7). Redlich et Tounsi ont proposé une ré-interprétation des courbes de cette figure en y voyant non pas une augmentation de l'étrangeté des collisions élémentaires aux collisions Noyau–Noyau mais au contraire, une diminution ou suppression de la production d'étrangeté lorsque l'on passe donc des collisions Noyau–Noyau aux collisions élémentaires [Redlich 02]. Cet effet est baptisé **suppression canonique** car il s'explique par le changement de traitement de grand canonique pour le système de noyaux lourds à canonique pour le système de noyaux légers. En effet pour les grands systèmes comme deux noyaux d'or ou de plomb, les multiplicités de particules vont être élevées et la conservation du nombre baryonique peut être réalisée en moyenne en introduisant un potentiel chimique : il s'agit d'un traitement grand canonique. Pour les petits systèmes, tels que ceux produits dans les collisions élémentaires, les multiplicités sont faibles et les lois de conservation sont implémentées localement : il s'agit d'un traitement canonique. Dans ce cas, la conservation des nombres quantiques va réduire sévèrement l'espace disponible pour la production de particules surtout les particules difficiles à produire comme les hypérons doublement ou triplement étranges. Cette suppression canonique revient donc à freiner la production dans les collisions p–p ou p–Noyau et lorsque les taux relatifs aux collisions Noyau–Noyau sont comparés à ceux des collisions plus élémentaires, l'écart va être d'autant plus marqué que la particule est difficile à créer.

Les prédictions de Redlich et Tounsi sont données sur les figures 4.10. A gauche, les taux de production des Λ , Ξ , Ω dans les collisions Pb-Pb du SPS sont normalisés aux taux de production dans les collisions p–p et représentés en fonction du nombre de participants (la partie droite de la figure 4.11 montre les mêmes prédictions mais à une énergie de 130 GeV). A droite, les taux de production des Ξ sont donnés pour des collisions d'ions lourds des énergies AGS à RHIC et là aussi, normalisés aux

taux de production dans les collisions p–p. Sur la partie droite de la figure 4.11 est représentée la figure équivalente à la partie gauche de la figure 4.10 mais à une énergie de 130 GeV.

Les principaux messages venant de ces prédictions sont les suivants :

- Une saturation de la production de particules étranges est observée dès que le nombre de participants est supérieur à 20–30. En d'autres termes, les taux devraient être constants sur les divers domaines de centralité des collisions d'ions lourds.
- Les taux de production suivent une hiérarchie telle que la suppression canonique est d'autant plus importante que le contenu en étrangeté de la particule est élevé c'est-à-dire d'autant plus que la particule est difficile à créer (figures 4.10 à gauche et 4.11 à droite).
- La suppression canonique est d'autant plus marquée que l'énergie de la collision est importante (figure 4.10 à droite).

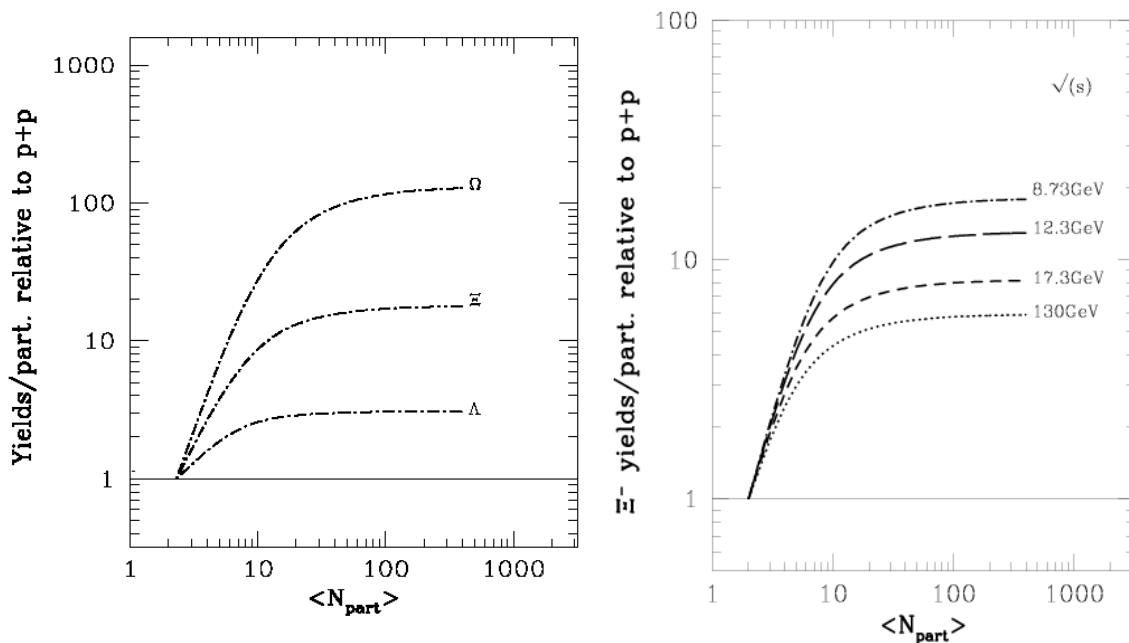


Figure 4.10 - Gauche : Prédications de Redlich et Tounsi quant aux taux de production des Λ , Ξ , Ω dans les collisions Pb-Pb du SPS, normalisés aux taux dans les collisions p-p, en fonction du nombre de participants. Droite : Prédications des taux de production des Ξ en fonction du nombre de participants, dans les collisions d'ions lourds pour différentes énergies de collision, de l'AGS à RHIC [Redlich 02].

En confrontant ces prédictions aux résultats expérimentaux de la Collaboration NA57 (c'est-à-dire en comparant les figures 1.7 et 4.10 partie gauche) ou aux résultats de STAR (en comparant les figures 4.11 gauche et droite), il s'avère d'une part que certes, la hiérarchie est effectivement respectée (en omettant les points expérimentaux des Ω encore trop incertains), mais d'autre part que ni la forme ni l'amplitude de la saturation ne sont observées expérimentalement (à part dans le cas

des antilambdas du SPS mais à RHIC, ces particules ont le même comportement que les autres, soit non constant).

Quant à l'effet de la suppression canonique diminuant avec les énergies de collision, les Collaborations WA97/NA57 et STAR ne la voient pas non plus :

- L'augmentation de l'étrangeté est de même amplitude au SPS et à RHIC.
- Les taux de production à 8,8 GeV et à 17,2 GeV sont très similaires, pour ne pas dire confondus alors que pour les Ξ par exemple, des valeurs 4 à 5 fois plus grandes à la plus basse énergie étaient attendues par rapport à l'énergie nominale du SPS [Bruno 04]. Aux énergies SPS, il est possible d'avancer l'argument que le système n'a peut-être pas le temps d'atteindre sa valeur de saturation et qu'il s'apparente à un gaz hadronique.

Pour les énergies RHIC, si l'on tente de faire survivre encore le modèle canonique, on peut cette fois prétendre que le système est peut-être sursaturé conduisant ainsi à des taux de production en hausse à mesure que la centralité de la collision augmente.

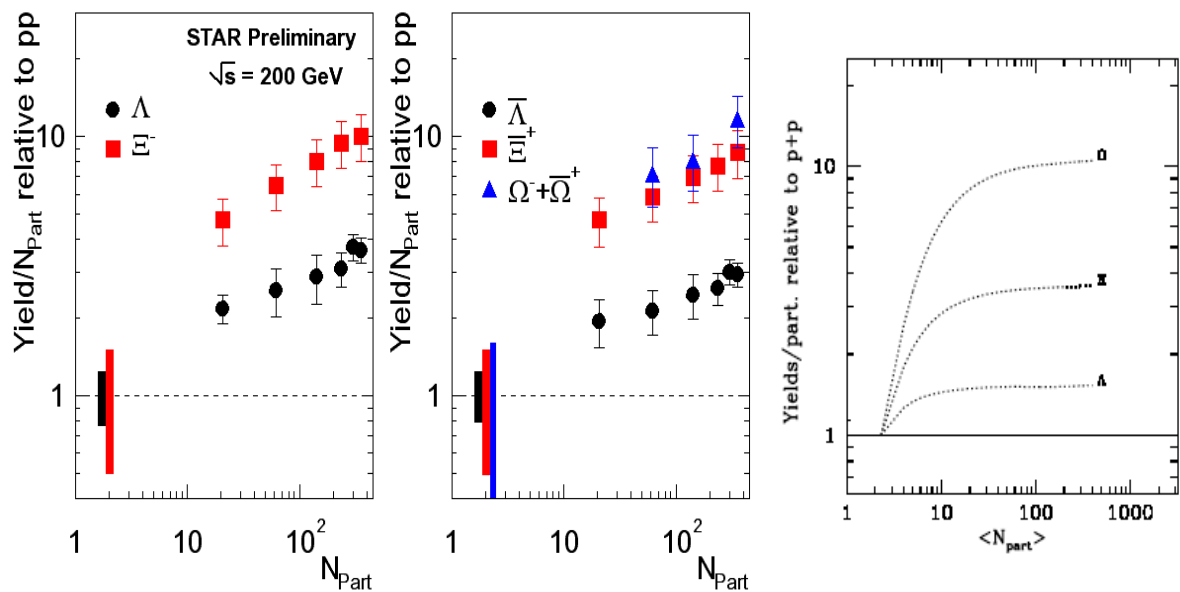


Figure 4.11 : Gauche et centre : Taux de production des Λ , Ξ (et leurs antiparticules) et Ω en fonction du nombre de participants, dans les collisions Au-Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV mesurés dans l'expérience STAR. Droite : Prédictions de Redlich et Tounsi quant aux taux de production des Λ , Ξ , Ω dans les collisions Au-Au du RHIC à $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV, normalisés aux taux dans les collisions p-p, en fonction du nombre de participants.

Encore une remarque pour la survie de la suppression canonique : il faut reconnaître que les données de STAR en p-p sont des mesures très incertaines comme il est possible d'en juger d'après la hauteur des barres d'erreur. Par conséquent, il serait peut-être effronté de tuer définitivement cette idée. A ceci peut s'opposer l'argument suivant : les données du SPS n'utilisent pas de données p-p (faute de disponibilité) puisque la normalisation porte sur les collisions p-Be.

A partir de ces discussions autour de la suppression canonique, la question a été posée de savoir **si le nombre de participants était réellement une observable**

judicieuse pour représenter la centralité de la collision. Les hypérons par exemple seront créés d'autant plus que l'énergie de collision est extrême, surtout dans le cas des baryons multi-étranges. Les quarks étranges seront donc produits en abondance dans un régime dominé par les interactions binaires (N_{bin}), entre nucléons, tandis que les quarks légers peuvent continuer d'évoluer selon le nombre de participants. Les distributions de la figure 4.9 montraient effectivement qu'un facteur d'échelle doit être défini différemment selon qu'un quark léger ou étrange est considéré.

Une nouvelle normalisation a été proposée [Caines 05] définie pour chaque particule, individuellement en utilisant le facteur d'échelle suivant :

$$N_{\text{légers}} * N_{\text{part}} / N_{\text{total}} + N_{\text{étranges}} * N_{\text{bin}} / N_{\text{total}}$$

où $N_{\text{légers}}$ est le nombre de quarks u et d, $N_{\text{étranges}}$ le nombre de quarks étranges et N_{total} le nombre total de quarks. Ainsi, les protons doivent évoluer comme N_{part} et les Omegas comme N_{bin} . L'à propos de cette graduation apparaît sur les données Au–Au à $\sqrt{s_{\text{NN}}} = 200$ GeV, indiquant que le volume pertinent pour la production de particules étranges n'est pas simplement géométrique : il est contrôlé selon le nombre de participants mais fortement influencé par le nombre de processus durs au cours de la collision. Les distributions des taux de production des particules normalisés cette fois-ci par ce nouveau facteur d'échelle sont effectivement plates en fonction du nombre de participants. Des travaux sont en cours au sein de la collaboration afin de tenter de trouver l'observable la mieux à même de décrire le volume de réaction.

Mais quoi qu'il en soit, outre le fait qu'il faut encore trouver une signification physique à ce facteur d'échelle, ces études soulèvent un certain nombre de questions comme par exemple : les quarks étranges voient-ils un volume de réaction différent de celui vu par les quarks légers ? Quand et donc comment sont-ils formés ? A partir des données du SPS et de RHIC, Aichelin démontre que les quarks étranges semblent montrer effectivement une sensibilité aux collisions binaires et il conclut que ces quarks pourraient être créés comme les quarks charmés par les mêmes processus [Aichelin 05] de nature plutôt dure !

4.3.4 La formation des hadrons

Toujours afin de comprendre la production des hadrons, l'idée est venue de comparer les taux de production dans différents systèmes de collision et ceci en utilisant les facteurs de modification nucléaire R_{AA} et R_{CP} qui par leur définition permettent implicitement cette comparaison. L'influence des processus mous et durs est également clairement visible sur ces distributions des facteurs de modification nucléaire en fonction de l'impulsion des particules. Ces processus vont influencer sur les mécanismes de création des hadrons. Dans le paragraphe précédent, il apparaissait que les particules étranges devaient être certainement traitées différemment que les particules non étranges. Les facteurs de modification nucléaire confirment cela.

Le choix s'est porté sur l'étude du R_{CP} plutôt que du R_{AA} car il permet de se concentrer exclusivement sur les collisions Au–Au (des périphériques aux centrales) s'affranchissant ainsi de toute dépendance aux résultats obtenus dans les collisions p–p étudiées par ailleurs au sein de la Collaboration STAR. Résultats en p–p qui sont en outre aujourd'hui encore très préliminaires. Par ailleurs, le fait de n'utiliser

que des collisions Au–Au permet de s'affranchir de l'évaluation des erreurs systématiques qui se compensent au numérateur et au dénominateur.

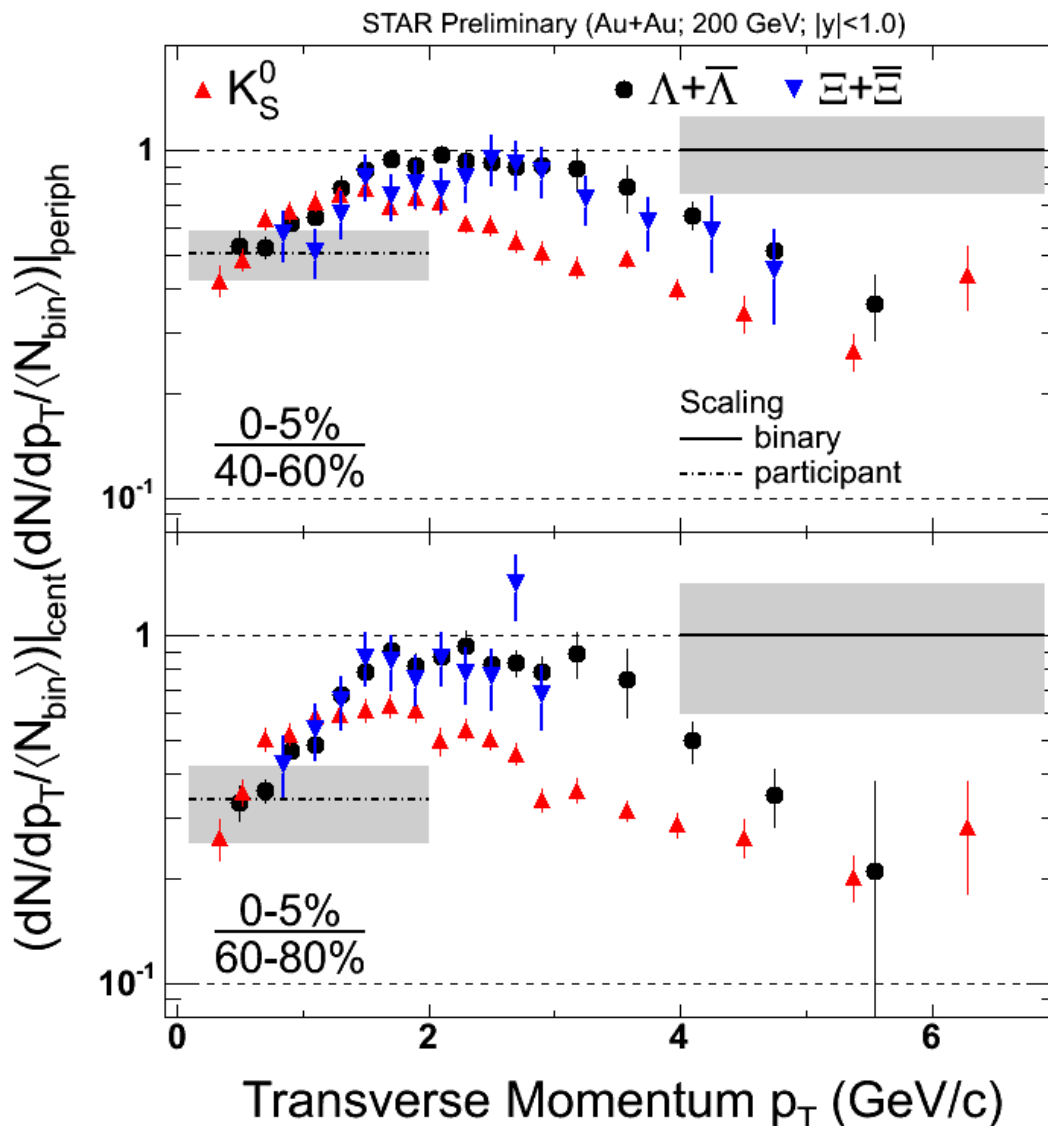


Figure 4.12 : Facteurs de modification nucléaire R_{CP} des Ξ , comparés à ceux des K et Λ , émis dans les collisions Au–Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Ce sont les rapports des collisions 0-5% les plus centrales normalisées aux collisions de centralité 40-60% en haut et 60-80% en bas. Les lignes horizontales indiquent les incertitudes sur l'évaluation du nombre de participants (à gauche) et sur le nombre de collisions binaires (à droite).

La figure 4.12 présente, pour les collisions Au–Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV, la distribution du R_{CP} en fonction de l'impulsion transverse, pour le rapport des taux de production des Ξ dans les collisions les plus centrales (0-5%) comparés, sur la partie supérieure, à des collisions plus périphériques (40–60%) et à des collisions encore plus périphériques (60-80%) sur la partie inférieure. Pour comparaison, les R_{CP} des kaons et des Λ ont été superposés.

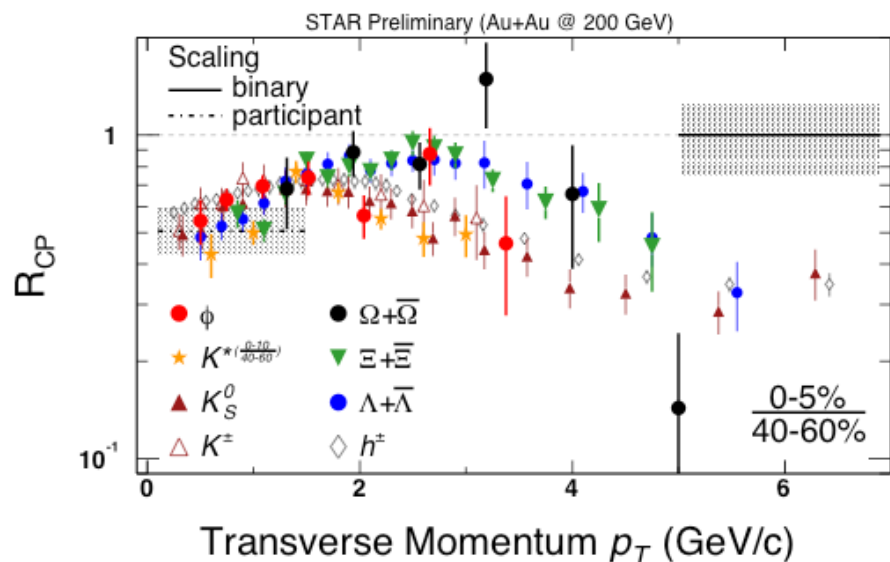
Regardons tout d'abord la partie supérieure de la figure. Quelle que soit la particule considérée, une forme particulière du R_{CP} se dessine : une augmentation aux faibles

impulsions, jusqu'à environ 2 GeV/c puis une saturation à une valeur de R_{CP} inférieure à 1, et enfin une décroissance s'amorce, aux alentours de 2,5 GeV/c pour les kaons et de 3,5 GeV/c pour les baryons. Cette diminution ou suppression se poursuit jusqu'aux plus fortes valeurs d'impulsion transverse. Cette observation est bien évidemment à relier au phénomène de *jet-quenching* discuté dans le paragraphe 2.1.3 qui conduit à une diminution de la production de hadrons aux fortes impulsions transverses.

Ce qui est nouveau ici est le changement de comportement des distributions du R_{CP} dans le domaine des impulsions transverses intermédiaires ($2 < p_T < 6$ GeV/c) selon que l'on regarde les mésons avec une décroissance qui commence vers 2,5 GeV/c ou les baryons pour lesquels la diminution débute vers 3,5 GeV/c. **Le R_{CP} évolue alors différemment selon le type de particules, mésons ou baryons.** Ainsi, cette dépendance au type se démarque de la dépendance à plus basse impulsion qui est liée cette fois à la masse des particules [Adams 04] et prédite par l'hydrodynamique [Huovinen 01]. Nous reviendrons sur ce point lorsque nous discuterons des phénomènes de flot.

Les distributions sur la partie inférieure de la figure 4.12 montrent les R_{CP} des mésons et des baryons, pour les taux de production des hadrons produits dans les collisions les 0-5% plus centrales, normalisés aux taux de production dans les collisions de degré de centralité 60-80%. Des conclusions identiques peuvent être déduites avec une information supplémentaire toutefois, un écart de comportement entre les mésons et baryons encore plus accentué que lorsque la normalisation était menée sur des collisions moins périphériques.

Figure 4.13 : Facteurs de modification nucléaire R_{CP} pour l'ensemble des particules mesurées dans STAR et comparant les productions de particules dans les tranches de centralité 0-5% et 40-60%. La figure est extraite de [Mironov 05].



Afin de montrer l'analyse complète qui a été réalisée par divers membres de la Collaboration STAR, je présente sur la figure 4.13, les distributions du R_{CP} pour l'ensemble des particules mesurées dans STAR [Mironov 05]. Les mésons suivent une même tendance, les baryons suivent la leur. Pour le méson ϕ la tendance est plus difficile à cerner en raison des incertitudes encore élevées sur les mesures.

La dépendance méson/baryon est prédite par les modèles basés sur la coalescence de quarks [Fries 03, Greco 03, Lin 03, Molnar 03, Voloshin 03] : ils considèrent que les hadrons sont formés par combinaison de partons proches dans l'espace de phase, coalesçant en hadrons et conservant la plupart de leur histoire cinématique. Derrière cette notion de coalescence se cache implicitement celle d'un **milieu dense** puisque les quarks ne peuvent se combiner que s'ils sont proches.

De plus, la valeur à laquelle la diminution des facteurs de modification nucléaire est observée est plus élevée pour les baryons, constitués de trois quarks, que pour les mésons constitués de deux quarks. Les modèles de coalescence expliquent très bien ce décalage. En effet, pour former un baryon, il faut trois quarks donc trois impulsions transverses contribuent à l'impulsion transverse totale du baryon tandis que pour le méson, deux contributions d'impulsions interviennent, d'où les valeurs d'impulsions transverses moindres et un décrochement à des valeurs plus faibles en impulsion transverse dans le cas des mésons.

Ainsi donc, leur hypothèse fondamentale est **l'existence de quarks constituants** qui vont ensuite former les hadrons. C'est ce point qui est important car les degrés de liberté pertinents sont les quarks constituants et non pas les gluons et quarks sans masse. Cela laisse supposer que les partons acquièrent leur masse de constituants avant de former les hadrons, probablement juste après la phase de plasma de quarks et de gluons et juste avant la phase d'hadronisation.

La figure 4.14 montre les R_{CP} des K et Λ , émis dans les collisions Au-Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV et comparés aux prédictions de deux modèles. Les points expérimentaux sont les rapports des collisions 0-10% les plus centrales normalisés aux collisions de centralité 40-60%, mesurés par STAR (symboles) [Adams 04b, Castillo 04]. La figure du haut illustre clairement que les données expérimentales sont reproduites de façon satisfaisante par le modèle de coalescence de Friese [Friese 04] et Nonaka [Nonaka 04] dans la région des impulsions intermédiaires. A plus basse impulsion, ces modèles devraient en principe reproduire les données mais dans ce régime, l'entropie devient grande en raison du nombre impressionnant de pions créés et il est très difficile d'en rendre compte numériquement. Certains modèles comme TAMU [Greco 03] considèrent les désintégrations de type $\rho \rightarrow 2\pi$ qui permettent de peupler la région des faibles impulsions. Mais actuellement, la plupart des modèles de coalescence ne sont performants qu'à des valeurs d'impulsions transverses supérieures à environ 2 GeV/c. A plus haute impulsion transverse, au-delà de 6 GeV/c, le modèle ne peut pas non plus reproduire les tendances expérimentales. Dans cette gamme de p_T siègent les processus durs et le jet-quenching intervient également. Les modèles de fragmentation de quarks succèdent aux modèles de coalescence pour expliquer la formation des hadrons.

Une alternative aux modèles de recombinaison de quarks peut être trouvée dans le modèle Hijing/BB v2.0 développé par Topor Pop [Topor Pop 04] dont nous avons déjà parlé dans le paragraphe 2.1.3. La partie inférieure de la figure 4.14 illustre très clairement les performances de ce modèle pour reproduire le facteur de modification nucléaire.

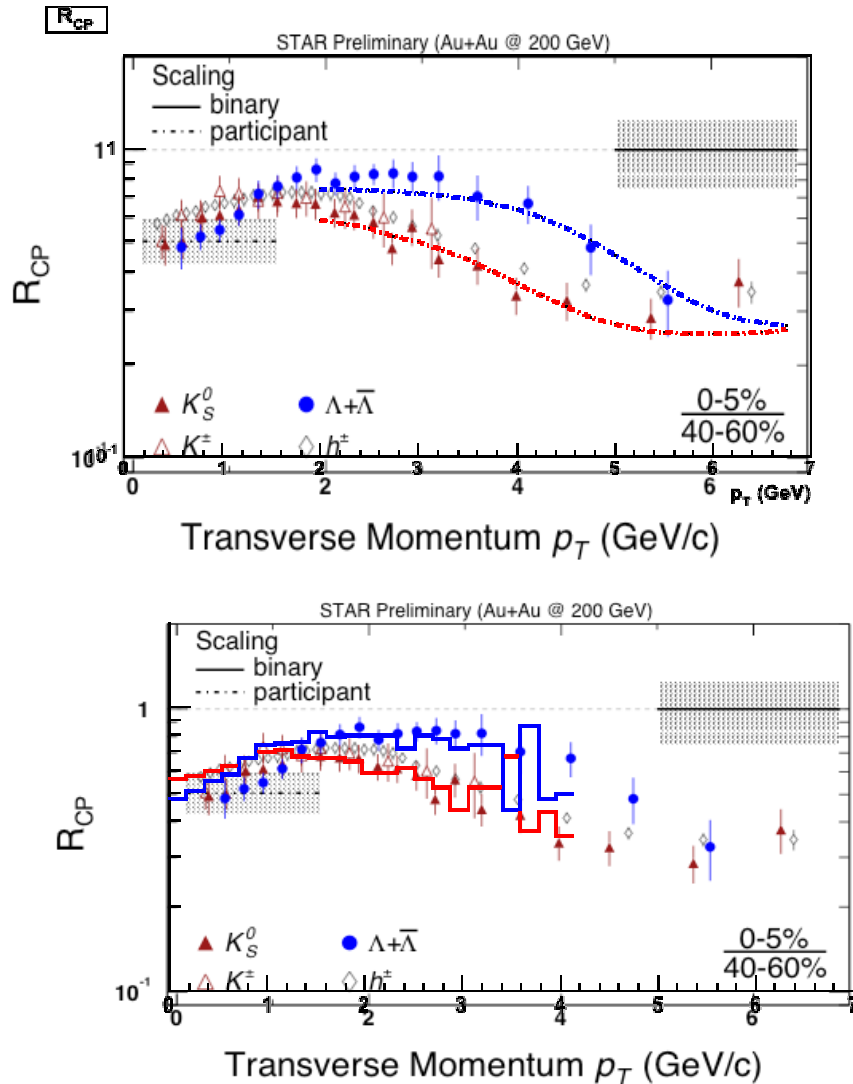
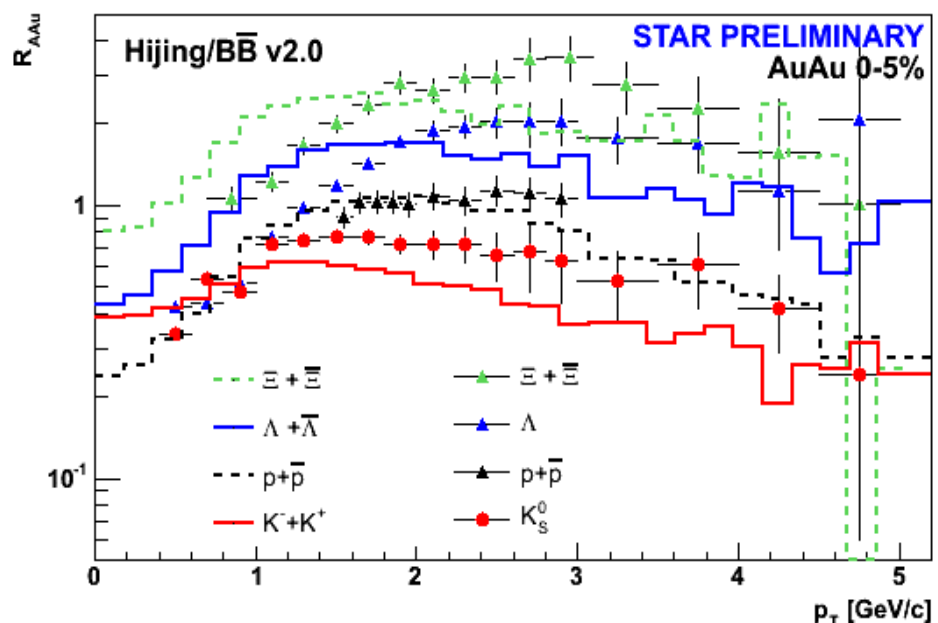


Figure 4.14 : Facteurs de modification nucléaire R_{CP} des K et Λ , émis dans les collisions $Au-Au$ à $\sqrt{s_{NN}} = 200\text{GeV}$. Ce sont les rapports des collisions 0-10% les plus centrales normalisés aux rapports obtenus dans les collisions de centralité 60-80%. Les symboles représentent les données de STAR [Adams 04, Castillo 04]. Les données sont comparées, sur la partie supérieure, aux prédictions du modèle de coalescence [Fries 04, Nonaka 04] et sur la partie inférieure, aux calculs réalisés avec la version d'Hijing modifiée par [Topor Pop 04]. Dans les deux cas, les données des modèles sont représentés par les histogrammes.

Si le R_{AA} est à présent considéré, donc la normalisation du facteur de modification nucléaire est maintenant effectuée sur les taux de production dans les collisions $p-p$, les comportements ont été bien inattendus : en effet, les mésons (étranges ou non) montrent une suppression de même nature que celle du R_{CP} à haute impulsion transverse alors que les baryons étranges en sont totalement exempts [Mironov 05] puisqu'ils présentent un R_{AA} « à la Cronin », c'est-à-dire que R_{AA} augmente jusqu'à $p_T = 3 \text{ GeV}/c$, dépassant la valeur de 1 dès que les impulsions transverses sont supérieures à $1 \text{ GeV}/c$ puis amorce une décroissance pour $p_T > 3 \text{ GeV}/c$. La figure 4.15 montre ces études pour plusieurs types de particules. L'inattendu de ces résultats réside dans le fait que les baryons étranges étaient supposés présenter les mêmes comportements que le R_{CP} à savoir une suppression à haute impulsion. Ainsi, l'interprétation de ces résultats est loin d'être achevée car il faut comprendre :

- Pourquoi les collisions p–p sont loin d'être équivalentes aux collisions périphériques Au–Au comme tendent à le montrer les baryons multi-étranges?
- Si ce comportement peut être expliqué par le processus de suppression canonique ? Il est en effet concevable d'imaginer un manque d'espace pour la création de baryons multi-étranges dans les collisions p–p, au lieu de parler en terme d'augmentation de la production de ces particules dans les collisions Au–Au. Cette idée paraît relativement plausible.
- Ce qui est en revanche moins intuitif, c'est de comprendre pourquoi il n'y a pas de suppression à basse impulsion transverse, région dans laquelle 99,5% des particules sont produites, mais dans la région des impulsions intermédiaires ? Il pourrait exister des processus dans les collisions Au–Au qui seraient susceptibles de transférer les basses impulsions transverses à des valeurs plus élevées.

Figure 4.15 : Facteurs de modification nucléaire R_{AA} pour l'ensemble des particules mesurées dans STAR et comparés aux prédictions du modèle Hijing de Topor Pop. La figure est extraite de [Mironov 05].



Contrairement aux modèles de coalescence, le modèle Hijing/BB v2.0 de Topor Pop parvient à reproduire, non seulement le R_{CP} mais aussi le R_{AA} des particules étranges [Topor Pop 05] comme le montre, sur la figure 4.15, la comparaison des histogrammes issus du calcul, avec les symboles représentant les mesures. Par rapport à la version de 2004, leur modèle prend en compte à présent de forts champs de couleurs (Strong Color Field) qui peuvent survenir dans les collisions Noyau–Noyau de manière beaucoup plus forte que dans les collisions nucléon–nucléon en raison des collisions multiples qui vont se produire entre tous les nucléons du noyau. Ces champs de couleur sont modélisés en augmentant la tension de corde qui gouverne les taux de production des paires qq et $qqqq$. Les auteurs préconisent également que les particules étranges sont très sensibles à la présence des champs de couleur. Ainsi, ils expliquent qu'il faut attendre une production d'hypérons relativement plus importante par rapport à la production dans les collisions p–p et ceci, de manière d'autant plus marqué que le contenu en étrangeté de la particule est élevé. C'est effectivement ce qui est observé dans les données expérimentales.

Les études conjointes des R_{CP} et R_{AA} sont riches en informations nouvelles et intrigantes. Et je voudrais souligner ici le rôle déterminant des particules étranges et surtout multi-étranges qui montrent des tendances inattendues, débouchant implicitement vers une remise en cause de nos interprétations antérieures. **Ces exemples d'analyses sont une démonstration indubitable que la compréhension de la matière créée dans les collisions d'ions lourds au RHIC doit passer par l'étude et la compréhension de la production d'étrangeté...** Il est peut-être moins prétentieux de dire que tant que la production des particules étranges n'est pas comprise, une description correcte de la matière créée à RHIC ne pourra aboutir.

4.3.5 Les caractéristiques dynamiques

Après les aspects « chimiques » et leurs propriétés décrites par des modèles statistiques, il nous faut caractériser les comportements dynamiques de la matière nucléaire créée à RHIC à son énergie nominale. Là aussi, les baryons doublement étranges constituent un outil de prédilection pour sonder la dynamique de collision.

L'objectif est à présent de **caractériser le système au moment du freeze-out cinétique**, lorsque les collisions élastiques cessent à leur tour. Les distributions en impulsion transverse sont le point de départ de cette analyse. Leur forme porte en elle la marque des effets collectifs ou flot, de l'expansion du système²⁶. En effet, dans les collisions Au–Au où un flot est attendu important, les distributions en impulsion transverse des diverses particules montrent une déplétion aux faibles valeurs de p_T , signe d'une véritable poussée due à une vitesse de flot commune à toutes les entités. Déplétion inexistante dans les collisions p–p qui ne peuvent être sujettes aux phénomènes collectifs, la principale raison étant que les interactions entre constituants ne sont pas assez nombreuses.

Flot radial transverse

Afin de comprendre les spectres en impulsion transverse, un modèle inspiré de l'hydrodynamique est utilisé. Ce modèle dit « *blastwave* » [Schnedermann 93] décrit une source en expansion dans laquelle les particules ont un profil de vitesse commun, avec une vitesse de flot β et subissent le freeze-out cinétique à une même température T_{FO} . La source est supposée être en équilibre thermique localement. La vitesse des particules est donc la composition d'un mouvement thermique aléatoire et d'un mouvement gouverné par cette vitesse de flot collectif. Ces fondements sont certes relativement simplistes et il serait illusoire de tenter d'obtenir des informations détaillées sur la dynamique proprement dite. Mais le *blastwave* présente néanmoins l'avantage de pouvoir donner en quelque sorte une idée de ce qui se passe, de caractériser de façon globale les divers phénomènes mais aussi et surtout de pouvoir être utilisé par des expérimentateurs peu savants des gros calculs théoriques, cela est bien connu !

²⁶ Dans les chapitres 1 et plus spécifiquement 2, les effets de flot ont été abordés mais de façon globale pour l'ensemble des particules chargées et non pas selon le type de particules, étranges ou non, comme ce sera le cas dans ce chapitre.

Les deux paramètres d'ajustement des distributions en impulsion transverse sont la température au *freeze-out* cinétique et la vitesse de flot, représentées l'une en fonction de l'autre sur la figure 4.16 pour les collisions centrales Au–Au à $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV.

Pour les π , K et p, un ajustement commun a pu être réalisé, c'est-à-dire que les distributions en impulsion transverse de ces particules ont pu être reproduites avec une même vitesse ($\langle\beta\rangle = 0,55 \pm 0,04$ c) et une même température de *freeze-out* ($T_{FO} = 100 \pm 8$ MeV). En revanche, il n'a pas été possible de reproduire la distribution en impulsion transverse des Ξ avec ce jeu de paramètres, la qualité de l'ajustement étant beaucoup trop dégradée. Un ajustement réalisé donc indépendamment a conduit à une vitesse de flot plus faible ($\langle\beta\rangle = 0,42 \pm 0,06$ c) et une température de *freeze-out* en revanche plus chaude ($T_{FO} = 182 \pm 29$ MeV). Ceci suggère que les baryons doublement étranges subissent le *freeze-out* cinétique à un moment plus précoce que les particules plus légères : la source à cet instant est plus chaude et le flot plus faible car il n'a pas encore eu le temps d'acquies sa valeur maximale. De plus, cette valeur de température est similaire, dans la limite des barres d'erreur, à la température de *freeze-out* chimique ($T_{ch} = 160 \pm 8$ MeV) indiquant que les Ξ se découplent du système quasiment immédiatement après l'hadronisation, et ceci en accord avec une faible section efficace d'interaction en raison probablement d'absence de résonances fortes avec les pions [Hecke 98].

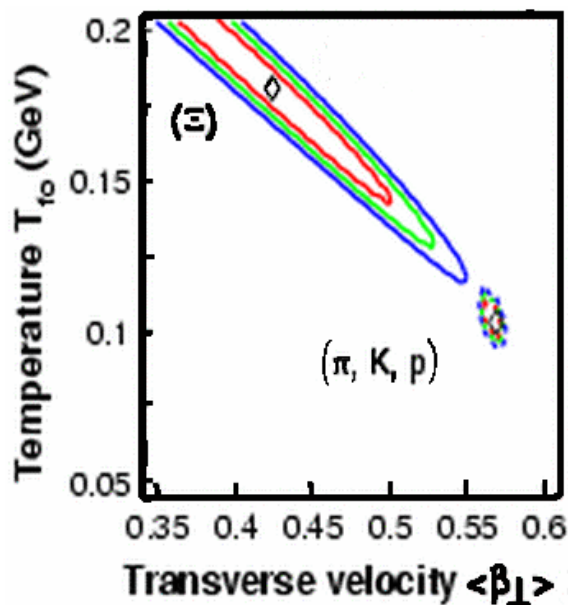


Figure 4.16 : Température de *freeze-out* cinétique en fonction de la vitesse transverse, paramètres du modèle blastwave ajustés sur les distributions en impulsion transverse des π , K, p et Ξ émis lors des collisions Au–Au à $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV.

Enfin, l'intrigant comportement de ces particules est encore accentué en insistant sur le fait que même si elles sortent très tôt du système, elles ont néanmoins un flot qui est loin d'être négligeable, représentant plus de 50% de la vitesse de la lumière. D'où vient ce flot ou autrement dit, quelles interactions autres que hadroniques ont été susceptibles de le produire ? **Ce flot se serait peut-être développé à un stade où les constituants étaient des partons.**

Si les statistiques en événements Au–Au à $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV étaient insuffisantes pour permettre une étude systématique en fonction de la centralité de la collision, ou encore pour regarder le comportement des particules encore plus étranges, les Ω , en revanche, cela a pu être possible dans les collisions Au–Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Cette analyse est présentée sur la figure 4.17.

Comme c'était le cas pour les collisions à 130 GeV, l'ajustement des distributions en impulsion transverse des π , K, p a pu être fait en commun, pour une même valeur de température de *freeze-out* cinétique ($T_{FO} = 89 \pm 10$ MeV) et une même vitesse de flot ($\langle\beta\rangle = 0,59 \pm 0,05$ c). Et comme pour les collisions à 130 GeV, il a dû être réalisé indépendamment pour les baryons multi-étranges donnant une température plus élevée ($T_{FO} = 165 \pm 40$ MeV) et une vitesse de flot moindre ($\langle\beta\rangle = 0,45 \pm 0,1$ c). Le traitement des Λ donne, sans surprise aucune, des valeurs intermédiaires entre celles trouvées pour les particules légères et celles des particules les plus lourdes.

En outre, l'étude en fonction de la centralité montre que plus la collision est centrale, plus les températures de *freeze-out* cinétique sont faibles et plus les vitesses de flot sont élevées. Ceci se comprend facilement puisque plus la collision est centrale, plus l'expansion dure longtemps : les températures se refroidissent davantage tandis que les interactions peuvent perdurer plus longtemps permettant de développer un flot plus important.

Pour les baryons multi-étranges, aucune variation des valeurs des paramètres n'apparaît clairement. L'insensibilité des multi-étranges à la durée de la phase hadronique confirme leur faible section efficace d'interaction et leur échappée du système très précocement dans l'évolution du système.

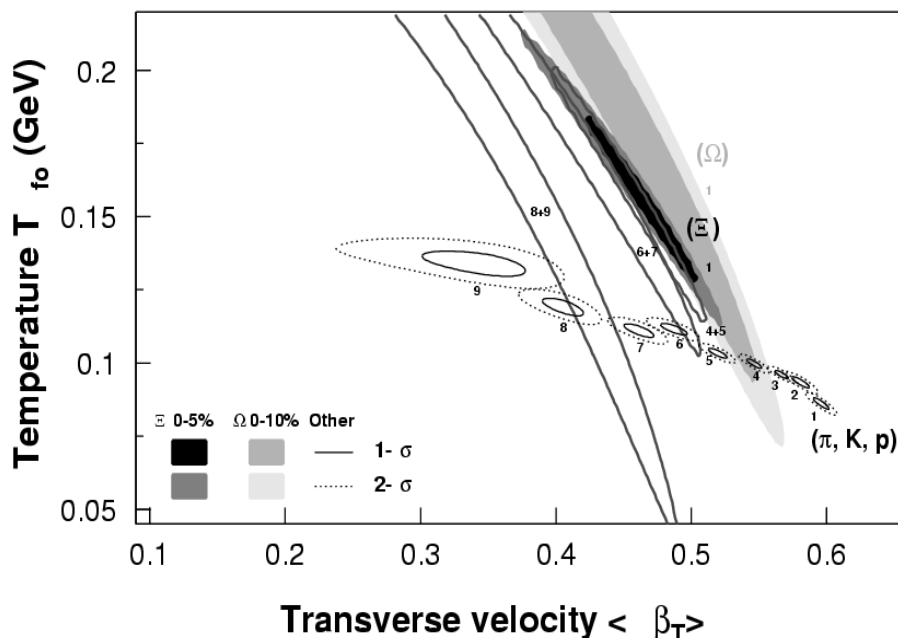


Figure 4.17 : Température de freeze-out cinétique en fonction de la vitesse transverse, paramètres du modèle blastwave ajustés sur les distributions en impulsion transverse des π , K, p, Ξ et Ω émis lors des collisions Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV pour plusieurs degrés de centralité.

Ces résultats confirment donc que :

- Les baryons multi-étranges se découplent du système plus tôt que les particules plus légères, probablement en raison de leurs faibles sections efficaces d'interaction.
- Les baryons multi-étranges sont soumis à un flot collectif important. Etant donné qu'ils n'ont quasiment pas connu la phase hadronique et que le flot provient des interactions entre constituants, cela suggère que le flot a été créé par les interactions entre constituants avant qu'ils ne soient des hadrons, **donc un flot partonique**. Ce point signifie que **les partons, contrairement aux idées premières des années soixante-dix, seraient en interaction. Cette matière en interaction n'est autre que le sQGP dont les premiers pas sont apparus dans les calculs sur réseaux de Karsch.**

A partir de leur modèle hydrodynamique complet [Kolb 03], Kolb et Rapp annoncent des températures et vitesses différentes selon que les particules légères ou lourdes sont considérées. En revanche, et c'est le point principal, ils confirment l'existence d'un flot avant que la phase d'hadronisation n'ait lieu.

Ouvrons une parenthèse pour revenir sur la « fiabilité » des modèles *blastwave* : l'accord entre la paramétrisation du *blastwave* et le calcul complet dans le cas des collisions les plus centrales indique que pour décrire le *freeze-out* cinétique, le *blastwave* contient les ingrédients essentiels des calculs hydrodynamiques : ces deux approches indiquent en effet des températures plus basses et des vitesses plus élevées dans les collisions les plus centrales dénotant de la durée d'expansion du système plus longue jusqu'au *freeze-out*. Les modèles divergent pour les collisions les plus périphériques dans lesquelles les zones de thermalisation, si elles existent, seraient de très courte durée de vie, rendant plus polémique l'attribution d'une température d'équilibre.

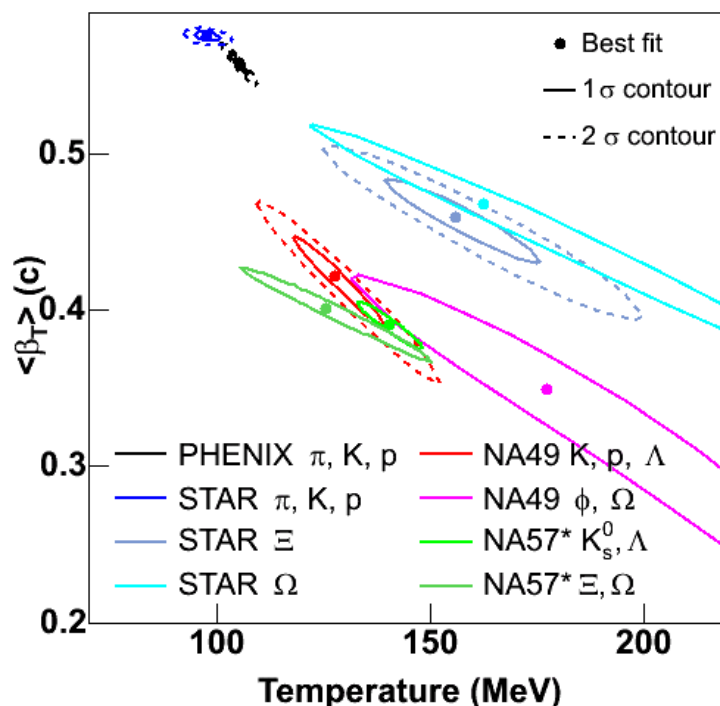


Figure 4.18 : Vitesse transverse collective en fonction de la température de freeze-out cinétique pour diverses particules émises lors des collisions Pb-Pb à $\sqrt{s_{NN}} = 17 \text{ GeV}$ (contours dans la partie inférieure de la figure). L'analyse menée sur les collisions du RHIC par STAR et PHENIX est également reportée pour une comparaison directe.

Quant aux tendances observées au SPS, elles paraissent dessiner en fait ce qui se passera ensuite à plus haute énergie. La figure 4.18 montre la vitesse collective en fonction de la température au *freeze-out* cinétique obtenue pour diverses particules au SPS [Xu 04]. L'analyse aux énergies RHIC dont nous venons de discuter est également reportée pour faciliter la comparaison des résultats.

Au SPS donc, il semble que ce soit similaire à RHIC dans le sens où les particules légères ont un flot qui peut être décrit par un jeu de paramètres communs. Il semble également que, de façon analogue à ce qui a été vu à RHIC, les particules chargées d'étrangeté se démarquent de ces comportements : les températures sont plus élevées et les vitesses de flot moins importantes que celles obtenues pour les particules plus légères. Mais la différence est moins marquée qu'à RHIC et les tendances semblent donc moins nettes.

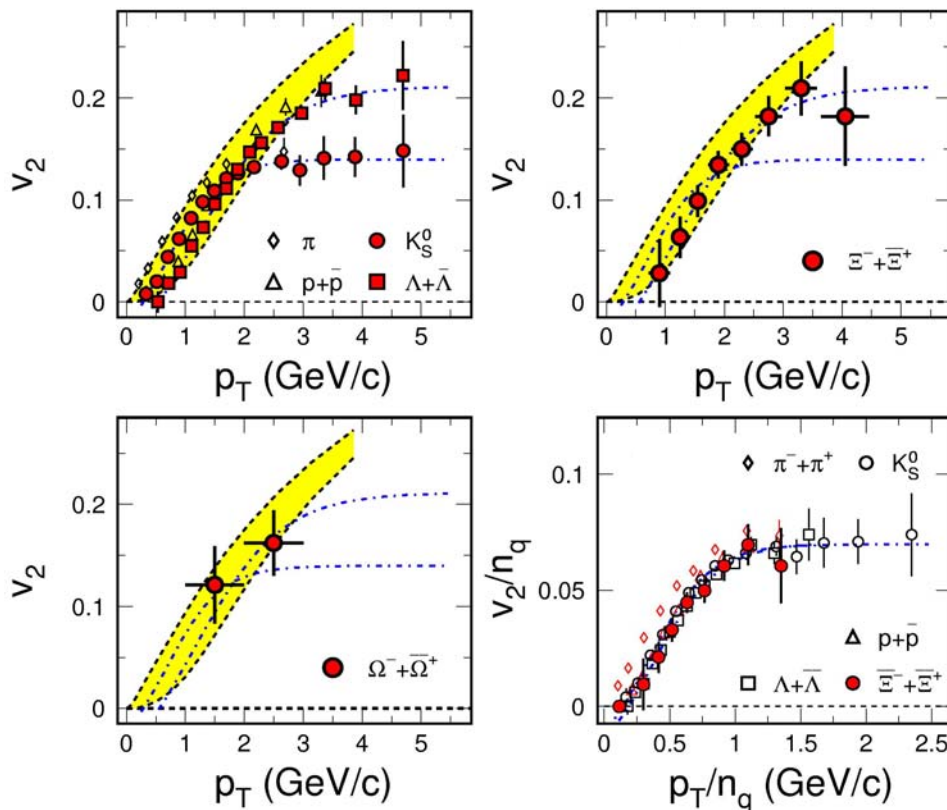


Figure 4.19 : v_2 en fonction de l'impulsion transverse pour (a) les $p+p$ et π mesurés par PHENIX, les K_S^0 et $\Lambda+\Lambda$ par STAR émis dans les collisions Au-Au de biais minimum à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV. Les lignes pointillées-tiretées sont des ajustements aux données par de simples fonctions analytiques alors que les calculs hydrodynamiques sont représentés par les bandes jaunes ou grisées. (b) v_2 pour les $\Xi+\Xi$. (c) pour les $\Omega+\Omega$. (d) v_2 des $p+p$, $\Lambda+\Lambda$ et $\Xi+\Xi$ normalisé au nombre de quarks de valence n_q de chaque hadron, en fonction de l'impulsion transverse également normalisée par n_q (figure extraite du White Paper de STAR [STAR05]).

Flot elliptique

Je voudrais ici citer les analyses qui ont porté sur le flot elliptique (représenté par la notation v_2) dans les collisions de biais minimum Au-Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV de manière exclusive sur le type de particules considéré. Les résultats sont consignés sur la figure 4.19, extraite du *White Paper* de STAR [STAR 05].

Les figures montrent respectivement, le flot elliptique (a) des pions et kaons de PHENIX [Adler 03b], des K_s^0 et Λ de STAR [Adams 04], (b) des Ξ de STAR et (c) des Ω de STAR [Castillo 04] en fonction de l'impulsion transverse. Une saturation du v_2 se produit pour chacune des entités avec un niveau de saturation cependant différent selon que le hadron est un méson ou un baryon. Dans cette région de saturation, les calculs hydrodynamiques représentés par les zones colorées (le gris est une couleur aussi !) surévaluent fortement l'amplitude du flot elliptique.

La dépendance au type de particules, méson/baryon, est indubitablement à relier à la dépendance du même type que nous avons mise en évidence par l'analyse des distributions du R_{cp} . Afin de mieux se rendre compte de ce phénomène si curieux, les v_2 et p_T ont été normalisés par le nombre de quarks de valence constituant le hadron. Cette manipulation est présentée sur la partie (d) : les distributions sont alors superposées les unes sur les autres²⁷, là aussi, indiquant la pertinence des quarks (au moins de valence) comme degré de liberté.

Les modèles de coalescence de quarks sont aussi capables de reproduire les tendances observées expérimentalement sur le flot elliptique dans les collisions d'ions lourds [Greco 04].

Discutons à présent d'un point essentiel : le flot des hypérons multi-étranges. Ce que nous avons d'ores et déjà observé sur le flot radial transverse se confirme ici : ces particules, censées interagir faiblement avec le milieu, ont un flot elliptique très marqué. Ce flot naît des interactions entre constituants et là aussi, il est tentant de conclure quant à la marque d'un flot qui se serait développé lors d'une phase donc partonique. **Le signe d'un sQGP ! (?)**

²⁷ Seule la courbe des pions (losanges) se démarque des autres courbes car les pions considérés ici n'ont aucunement été corrigés des pions secondaires issus de la décroissance de résonances. Avec l'apport d'une telle correction, des simulations ont montré que la courbe des pions coïnciderait avec celle des autres particules.



Epilogue



Il me paraissait plus opportun d'appeler cette section terminale « épilogue » au lieu de « conclusion » car à mes yeux, ce mémoire est en quelque sorte également un rapport d'étape. Après les années que j'ai consacrées à STAR, je souhaite à présent orienter mes activités de recherche sur l'expérience ALICE auprès du LHC. La rédaction de ce mémoire est ainsi pour moi l'occasion de consigner par écrit les divers travaux effectués sur cette expérience du RHIC.

Evolution étrange d'une sonde étrange

Les analyses consacrées à la caractérisation de la production des particules doublement étranges mesurées par STAR s'inscrivent de façon plus générale dans la caractérisation de l'émission des particules dans les collisions d'ions lourds à RHIC et celle d'une matière nucléaire n'ayant jamais existé auparavant.

Nous avons en effet tenté de montrer que le discours autour des particules étranges et des signatures de la formation du plasma tel qu'il était prodigué avant que ne paraissent les premiers résultats du RHIC, a largement évolué. L'augmentation de la production d'étrangeté n'est plus une signature hautement et exclusivement recherchée dans le secteur de l'étrangeté. Elle est apparue en effet comme subsidiaire, au mieux « une cerise sur le gâteau », en comparaison des multiples informations que les particules étranges ont délivrées dans les collisions Au–Au :

- caractérisation des propriétés chimiques du système
- indication de la nature des mécanismes de production des hadrons selon le domaine en impulsion transverse investigué (coalescence ou fragmentation de partons),
- démonstration de la non-simultanéité des *freeze-out* chimique et cinétique,
- mise en évidence de la perte d'énergie des partons dans un milieu dense, par l'observation de la suppression de la production des hadrons à haute impulsion,
- indication d'un milieu partonique sous forte interaction existant au début de collision.

Nous avons également tenté de montrer que ces analyses mises en regard des analyses faites en parallèle par d'autres physiciens de STAR, sur d'autres types de particules, nullement, simplement ou triplement étranges, permettent de dresser une image relativement complète de l'évolution du système dense et chaud, et surtout de conduire à des interprétations nouvelles et parfois inattendues. Par exemple, c'est l'étude du facteur de modification nucléaire réalisée pour différentes particules qui a permis de mettre en évidence la dépendance méson/baryon de la suppression à haute impulsion et donc d'amener les physiciens à réfléchir à nouveau sur le phénomène de *jet-quenching*. Ou encore, l'inclusion des baryons multi-étranges permet de constater que la saturation en étrangeté est atteinte à RHIC dans les collisions Au–Au les plus centrales.

L'avenir de la physique de l'étrangeté s'est considérablement enrichi car elle apporte des informations intéressantes dans tous les secteurs identifiés aujourd'hui : celui de la physique molle, celui de la physique dure, celui de la physique statistique ou encore dynamique. Ceci va bien-sûr au-delà des collisions Au–Au à l'énergie nominale du RHIC. Les études préliminaires étendues aux collisions d–Au ou à des énergies moindres présentent un intérêt qui n'a rien à envier à celui offert par les collisions Au–Au. Je n'en ai pas parlé ici, elles figurent dans la thèse de Magali Estienne.

Pour continuer sur l'avenir de l'étrangeté, parlons d'ALICE au LHC. En effet, les groupes de travail actuellement mis en place avec leurs différents sujets, dénotent parfaitement de cette évolution de la sonde étrangeté : alors que les groupes *Quarkonia* ou *High Pt* ou encore *Photon* sont identifiés, aucun groupe ne porte le nom d'Etrangeté (ce serait plutôt du *Strangeness*). Celle-ci est en effet disséminée dans ces différents groupes, à l'image de ce qui a été vu à RHIC : **une observable multi-facettes de la physique des ions lourds**.

Avant le démarrage du LHC que l'on continue de pronostiquer pour 2007, il reste encore beaucoup à apprendre du RHIC et notamment sur deux aspects que je souhaite exposer ici.

Un chantier en cours

Le premier aspect est relativement implicite car RHIC continue de produire des collisions avec maintenant des énergies et des systèmes autres que ceux mis en œuvre jusqu'à présent. La prise de données collection hiver-printemps 2005 concernait en effet les collisions Cu–Cu à $\sqrt{s_{NN}} = 62,8$ GeV et 200 GeV, donc un système intermédiaire entre les collisions d–Au et Au–Au offrant ainsi des possibilités d'études systématiques en fonction de la taille du système. Les prises de données des années prochaines ne sont pas encore décidées mais RHIC continuera son programme ions lourds jusqu'en 2008.

Il reste encore beaucoup d'investigations à mener et l'étude de ces nouvelles données devrait probablement apporter des éléments de réponse à certaines questions résiduelles. Le programme du charme à RHIC a été intensivement discuté lors de la conférence Quark Matter à Budapest en août 2005. Ces résultats étaient très attendus car on sait l'importance qu'a eue un tel programme au SPS par les mesures réalisées principalement par les Collaborations NA38, NA50 et NA60 mettant en évidence la suppression des résonances J/ψ dans un milieu dense. Très attendus aussi, car des développements théoriques récents préconisaient que la production de charmonia, loin d'être supprimée dans les collisions d'ions lourds au RHIC, serait a contrario augmentée. Les résultats de la Collaboration PHENIX ont montré que le milieu créé dans les collisions les plus centrales conduisait à une suppression de la production des J/ψ d'un facteur 3. Toutefois, aucun des modèles qui prédisaient une suppression ne peut reproduire correctement les mesures expérimentales à moins d'introduire une régénération des résonances (cela rappelle quelque chose...).

Toujours à cette conférence, les premiers photons thermiques sont apparus par les mesures de PHENIX qui, confrontées aux prédictions d'un modèle thermique combiné à des calculs de QCD perturbatifs, ont permis d'obtenir une première valeur pour la température initiale du plasma, proches de 570 MeV.

La beauté au RHIC est toujours source de motivation en particulier pour les physiciens de PHENIX dont l'appareillage est particulièrement adapté pour cette recherche. Ils espèrent en effet avoir la primeur de résultats significatifs avant que les données d'ALICE ne soient pleinement exploitables. Des recherches plus exotiques et peut-être plus proches du secteur étrangeté qui nous intéressait ici, comme celles menées dans STAR et relatives aux étrangelets et aux pentaquarks, sont actuellement en cours ou planifiées et promettent également des résultats surprenants.

Passons au second aspect. Il est apparu de façon remarquablement évidente que les collisions d'ions lourds nécessitent aujourd'hui encore un patchwork de modèles théoriques pour décrire les phénomènes observés.

Certes, il existe des domaines d'applicabilité des divers modèles qui impliquent donc des descriptions théoriques appropriées. Par exemple, le domaine des faibles impulsions transverses pourra éventuellement être appréhendé par une description hydrodynamique ce qui est conceptuellement exclu si le domaine des hautes impulsions est considéré.

Cependant, si l'on prend un exemple que je trouve particulièrement illustratif, celui de la distribution du facteur de modification nucléaire comparant les distributions centrales et périphériques, l'interprétation qui en est faite est la suivante : aux faibles impulsions transverses, l'hydrodynamique est invoquée et on parle de dépendance en masse, d'augmentation avec l'impulsion notamment ; aux impulsions transverses intermédiaires, les modèles de coalescence de quarks sont utilisés et on parle de dépendance méson/baryon, d'évolution proportionnelle au nombre de constituants, notamment ; enfin, aux plus fortes valeurs d'impulsions transverses, ce sont les modèles mettant en jeu des processus durs qui sont alors considérés, ceux basés sur la fragmentation des jets, prenant en compte des effets de perte d'énergie des partons dans le milieu, notamment. Ce constat conduit tout de même à un certain scepticisme vis-à-vis des approches théoriques : la description du comportement d'une seule observable nécessite un recours à trois modèles vraiment différents de par de leurs fondements. Il n'existe aujourd'hui aucun modèle permettant d'interpréter les données dans leur ensemble. J'ai pris ici l'exemple d'une observable « découpée » en tranche pour son interprétation. Il y a également les cas où un modèle peut décrire une observable donnée mais est totalement incapable d'en décrire une autre.

On a également pu constater la multiplication des différentes approches statistiques, d'ailleurs, pas si différentes que cela les unes des autres. On peut se demander si la clé n'est pas plutôt de tenter de converger vers une approche unique. C'est en outre la démarche adoptée par les développeurs de Share, modèle statistique unifiant un certain nombre d'approches statistiques antérieures. Les démarches également prometteuses sont celles cherchant à comprendre en priorité les phénomènes des collisions élémentaires avant de « s'attaquer » à la complexité des collisions d'ions lourds. Au plan théorique, il reste encore beaucoup à faire et sans ôter le moindre

intérêt aux données du RHIC, les théoriciens attendent patiemment les données du LHC qui seront décryptées par ALICE car la densité nette baryonique atteinte dans les collisions d'ions lourds à l'énergie nominale sera nulle, correspondant à celle de l'Univers primordial d'une part, mais aussi et surtout, permettant des développements théoriques plus simples. Il faudra également compter avec le cadre théorique du Color Glass Condensate. Au RHIC, il a été remarquable, tant par sa faculté à prédire ou reproduire certains phénomènes, que par les concepts inhabituels et fascinants qu'il véhicule. Certains voient déjà en LHC, une usine à Color Glass Condensate.

Après 2005, année de la physique

Quelle va être l'évolution des communautés de physiciens travaillant dans la physique des ions lourds ultra-relativistes ?

Aux Etats-Unis, plus particulièrement à Brookhaven, des physiciens du RHIC ont déposé en février 2003 un papier blanc quant aux projets RHIC-II et eRHIC. Ce dernier est dévolu à la construction d'une machine à électron de 10 GeV pour réaliser des collisions électrons-ions lourds. RHIC-II quant à lui, a pour objectif d'augmenter la luminosité de l'actuelle machine d'un facteur 10 afin de répondre aux questions suivantes :

- Quelles sont exactement les propriétés du sQGP, ce plasma de quarks et de gluons soumis à de si fortes interactions ? Serait-il possible d'en créer un, à RHIC, qui interagirait plus faiblement ?
- Comment les particules acquièrent-elles leur masse et quel est l'effet de la restauration de la symétrie chirale sur le phénomène d'hadronisation dans un milieu dense ?
- Existe-t-il une autre phase de matière aux petits x -Bjorken, ou en d'autres termes, le CGC existe-t-il ? S'il est effectivement présent, quelles sont ses caractéristiques et comment évolue-t-il dans, ou avant, un plasma de quarks et de gluons. Si non, les fonctions de distribution des partons aux petits x sont-elles bien comprises et peuvent-elles décrire la production de particules ?
- Quelles sont les structures et les dynamiques en jeu au sein d'un proton, notamment le spin des partons et leur moment angulaire orbital ? Quelles sont les contributions des gluons à la polarisation des protons ? Quelle est la dépendance en saveur ?

Ainsi donc la communauté, principalement américaine, du RHIC s'apprête à se tourner vers ce programme dont la R&D, si financée par le DoE, démarre en 2007 pour permettre des prises de données physiques dès 2013.

Le chemin suivi par la communauté française est tout autre. L'implication des physiciens sur STAR se terminera en 2007, disons au démarrage du LHC. La majorité des physiciens des ions lourds ultra-relativistes s'est en effet impliquée dans l'expérience ALICE. Avec l'expérience qu'ils ont acquise à RHIC, ils ont pu se diversifier dans plusieurs thèmes de physiques : la physique douce (avec l'étude en particulier de la production de particules étranges), la physique des quarkonia (résonances lourdes, charme et beauté ouvertes) et enfin la physique dure, celle des

hautes impulsions transverses, de la production de jets, des photons. Les questions des futurs analyseurs de données d'ALICE sont aujourd'hui bien semblables à celles que se posent les physiciens du RHIC.

On assiste donc à une sorte de cessation de collaboration, les Européens retournant à nouveau vers leur site historique, le CERN. Ce choix, pour certains d'entre nous, a plus été dicté par les priorités qui devaient être identifiées par les directions de nos instituts de recherche, le DAPNIA/CEA et l'IN2P3/CNRS. Les forces devaient se concentrer afin de respecter les engagements pris sur ALICE. Le SSD a encore un bel avenir sur STAR et nos acquis au plan de la physique, on l'espère, un bel avenir au CERN...

A présent, après avoir dressé l'évolution de la sonde étrangeté en tant que signature de la formation du plasma de quarks et de gluons, puis tenté de recenser les tâches restantes, je voudrais conclure quant à justement, cette formation du plasma de quarks et de gluons.

Y sommes-nous ?

...Traduction du « *Are we there yet ?* » qui a titré le *White Paper* de STAR lorsqu'il n'était accessible que par les membres de notre collaboration, avant sa publication donc. Son titre actuel et définitif est plus solennel :

« Experimental and Theoretical Challenges in the Search for the Quark Gluon Plasma: The STAR Collaboration's Critical Assessment of the Evidence from RHIC Collisions. »

Lors de la lecture d'une version préliminaire de ce papier, un physicien externe à la collaboration posait la question originelle autrement :

« How can you possibly not be there yet, when you already arrived at your destination several years ago? »

Bien que cela ne soit certainement pas la manière la plus élégante de référencer les résultats du SPS, cette remarque n'est pas totalement dénuée de bon sens. Nombreux sont les théoriciens et expérimentateurs qui avouent comprendre les résultats du SPS bien mieux aujourd'hui qu'il y a cinq ans et ceci, au travers de l'interprétation des résultats du RHIC. Reprenons à présent les points qui pourraient permettre de dessiner une conclusion quant à la formation du plasma de quarks et de gluons :

- La **densité d'énergie** à RHIC est supérieure à celle prédite pour qu'ait lieu le passage d'un gaz hadronique à un plasma de quarks et de gluons. Etait-ce déjà le cas au SPS ? La réponse est **Oui**.
- La production de particules semble être réalisée à partir d'un système en **équilibre chimique** et les spectres en impulsion transverse sont compatibles avec ceux produits par une source en équilibre thermique animée d'une expansion avec une vitesse collective (scénario type **hydrodynamique**). Etait-ce déjà le cas au SPS ? La réponse est **Oui**.

- Le **flot elliptique** à RHIC est important en raison des fortes interactions dans le milieu dense et la limite hydrodynamique est atteinte dans les collisions d'ions lourds les plus centrales avec un temps de thermalisation très court, inférieur à 1 fm/c. Etait-ce le cas au SPS ? La réponse est **Non**. Le flot elliptique plus faible ne peut être reproduit par des descriptions hydrodynamiques qu'au prix d'hypothèses non réalistes.
- La **dépendance au type de particules, méson ou baryon**, est mise en évidence sur les observables liées au flot elliptique et au facteur de modification nucléaire. Elle est prédite par les modèles décrivant la formation des hadrons par coalescence de quarks dans un milieu dense et thermalisé. Etait-ce le cas déjà au SPS ? La réponse est **Non**.
- La forte suppression de la production de particules est observée à RHIC à haute impulsion transverse et à rapidité centrale dans les collisions centrales Au–Au et elle est compatible avec la perte d'énergie des partons dans un milieu dense. Etait-ce déjà le cas au SPS ? La réponse est plutôt **Non** (plutôt car même si cela semble de plus en plus probable, des confirmations sont encore nécessaires).

Alors ? Alors, les expérimentateurs sont aujourd'hui encore très prudents, d'aucun ne concluant définitivement quant à la formation du plasma de quarks et de gluons mais préférant certifier la formation d'une matière très dense, à RHIC, avec de fortes interactions, une matière qui n'a jamais été décelée auparavant, sur Terre ou dans l'espace. Les évaluations critiques des quatre expériences du RHIC sont consignées dans les papiers blancs suivant : [BRAHMS 05, PHENIX 05, PHOBOS 05 et STAR 05]. Les théoriciens se sont avérés beaucoup plus concluants comme le montre l'entête de l'article de Gyulassy reproduit ci-dessous et sur lequel je conclus ce mémoire.

THE QGP DISCOVERED AT RHIC

M. Gyulassy

Physics Department, Columbia University, New York, USA

gyulassy@nt3.phys.columbia.edu

Abstract Three empirical lines of evidence, (P_{QCD} , p_{QCD} , dA), from RHIC have converged and point to the discovery of a strongly coupled Quark Gluon Plasma. The evidence includes (1) bulk collective elliptic flow and (2) jet quenching and mono-jet production, observed in Au+Au collisions at 200 AGeV, and (3) a critical control experiment using D+Au at 200 AGeV.

Annexes



Annexe A : Calendrier d'installation des détecteurs de STAR

Depuis la première prise de données, STAR a évolué constamment dans son design, de nouveaux détecteurs venant le compléter à chaque nouvelle campagne de mesures. La figure A.1 présente une coupe transversale de STAR et les couleurs (si disponibles...) des noms des sous-systèmes différents selon l'année où ils étaient opérationnels.

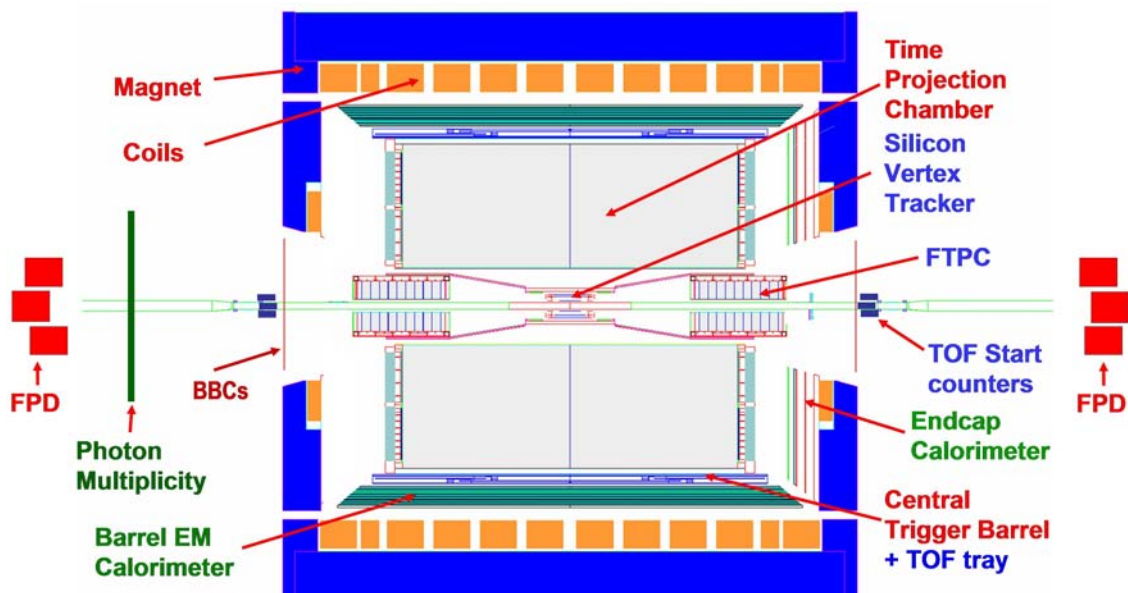


Figure A.1 : Coupe transversale du détecteur STAR. Les noms des sous-systèmes apparaissent avec des couleurs différentes selon l'année de leur mise en fonctionnement.

Sont installés :

- En 2000 : Aimant, Chambre à Projection Temporelle (TPC), deux Détecteurs à Zéro Degré (ZDC), Tonneau de Déclenchement Central (CTB), Compteur faisceau–faisceau (BBC).
- En 2002 : Trajectographe de Vertex Silicium (SVT), deux Chambres à Projection Temporelle à l'Avant (FTPC), Temps de Vol (TOF).
- En 2003 : Détecteur de Multiplicité de Photons (PMD), Détecteur Silicium à Micropistes (SSD - 50% installé), nouveau système d'acquisition (DAQ100), Détecteur de Pions neutres à l'Avant (FPD).

- En 2004 : Tonneau de Calorimètre Electromagnétique (BEMC - 90 modules sur 120 installés), Calorimètres Electromagnétiques de Bouchon (EEC - 40% installé) et seconde moitié du détecteur SSD. La figure A.2 montre une photographie du SSD sur les structures coniques lui servant de bâtis mécaniques avant d'être glissé au sein de STAR, opération montrée sur la photographie de la figure A.3.

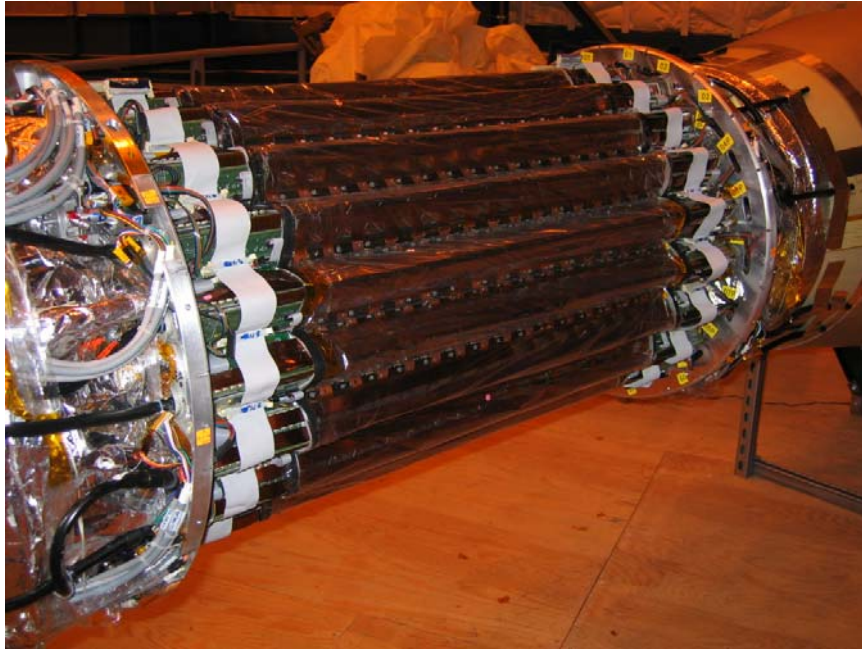


Figure A.2 : Photographie du SSD prise en août 2004 avant qu'il ne soit inséré dans STAR.

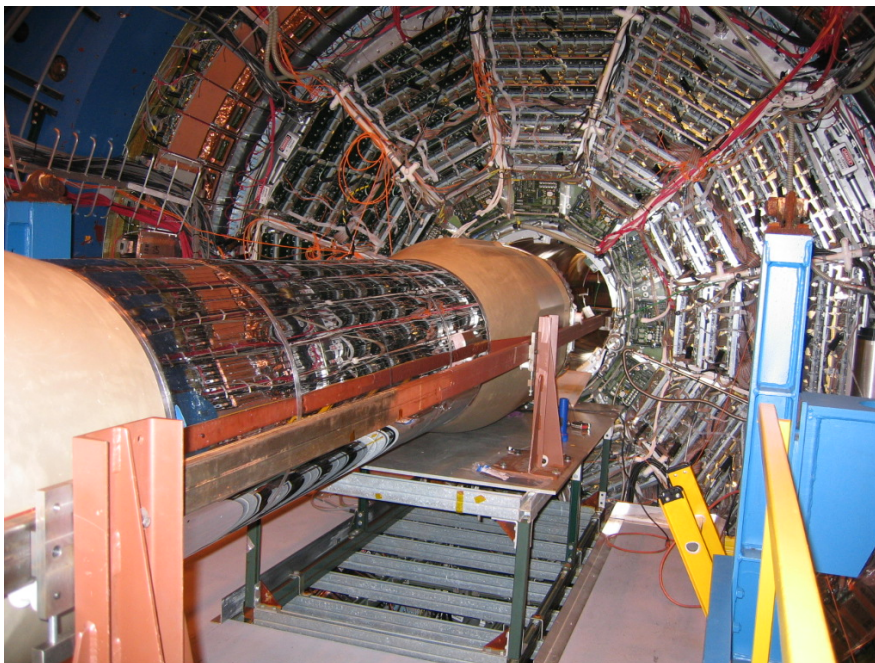


Figure A.3 : Photographie du SSD prise en août 2004 pendant son insertion dans STAR.

Annexe B : Trajectographie dans la partie centrale de STAR

L'idée d'ajouter un détecteur dans STAR, afin d'améliorer les performances de son détecteur de vertex (le SVT) a été proposée lors de la conférence Quark Matter à Heidelberg en mai 1996. John Harris alors porte-parole de la Collaboration STAR a ensuite donné le feu vert pour que soit déposée une proposition technique du SSD. Elle sera sous forme d'une Star Note - n° 400.

Afin de démontrer les améliorations que le SSD allait apporter quant aux performances pour la reconstruction des traces de particules de STAR, dans la partie centrale, nous avons développé un ensemble de codes de trajectographie, visant à prendre en compte, en plus des informations délivrées par la TPC et le SVT, celles fournies par le SSD. Les algorithmes existant à l'époque, consistaient à associer les traces reconstruites dans la TPC d'un côté, aux segments de traces formés par les points d'impacts laissés par le passage des particules dans les modules de silicium du SVT. La distance entre la TPC et le SVT était suffisamment grande pour conduire à un taux de mauvaises associations problématique. D'où l'intérêt d'insérer le SSD, à 23 cm du point d'interaction, entre la dernière couche du SVT qui en compte trois, et le rayon interne de la TPC.

L'argument principal en faveur du SSD était qu'il apportait un point supplémentaire pour la reconstruction des traces au niveau du détecteur de vertex. Au sein d'un champ magnétique, le SVT peut délivrer une information sur une trace à condition qu'elle soit constituée d'au moins 3 points. Par conséquent, les particules de faible durée de vie, comme les hypérons par exemple, se désintégrant entre les deux premières couches du SVT, ne pouvaient être identifiées. En ajoutant un point, le SSD pallie cette déficience. Enfin, toujours avec l'argument d'amener une information supplémentaire, le SSD devait augmenter l'efficacité de reconstruction des traces de faible impulsion transverse qui n'atteignent pas la TPC et pour lesquelles donc, seuls les détecteurs de vertex seront utilisables pour leur reconstruction.

C'est ainsi pour démontrer ces performances, que nous avons développé, à Subatech, un nouvel algorithme de trajectographie. Celui qui avait été écrit pour l'ensemble SVT-TPC s'est avéré inadapté dès lors que l'on tentait d'insérer l'information venant du SSD. La méthode adoptée consistait à reconstruire tout d'abord les trajectoires dans la TPC. Puis, les impacts laissés dans les diverses couches du SVT étaient pris en compte afin de tenter de former des segments de traces donc au niveau du SVT. La dernière étape consistait à tenter d'associer, dans un plan intermédiaire entre la dernière couche du SVT et le rayon interne de la TPC, les traces venant de la TPC aux segments de traces trouvés dans le SVT. En incluant le SSD, une augmentation du nombre de traces reconstruites a

effectivement été quantifiée, de 15% pour les particules primaires atteignant ainsi 64% d'efficacité et de 26% pour les particules secondaires, ce qui conduit à une efficacité de reconstruction de 48%. Cependant, cette augmentation d'efficacité de reconstruction était accompagnée d'un accroissement trop important du nombre de mauvaises associations de traces TPC avec des segments des SVT+SSD : de l'ordre de 66% pour les particules primaires et de 96% pour les particules secondaires. Il paraissait donc nécessaire de développer une autre stratégie de trajectographie pour tirer pleinement avantage de l'ajout du SSD.

L'idée à présent est que l'on part des traces dans la TPC dont les caractéristiques de l'hélice sont très bien définies grâce à la grande segmentation de la TPC. Ces traces sont prolongées sur le SSD en premier lieu. L'intersection de ces trajectoires avec le SSD est calculée. Une recherche est alors effectuée pour trouver un point d'impact le plus proche possible du point de projection. Si un tel point existe, il est associé à la trace, les paramètres de l'hélice sont alors réévalués et la nouvelle trace est à nouveau projetée sur la couche suivante, c'est-à-dire la couche la plus externe du SVT. Un point d'impact est recherché, associé s'il est candidat à la trace dont les propriétés sont à nouveau mises à jour. Cette opération est renouvelée encore, pour les deux couches du SVT les plus internes.

Cette méthode, baptisée EST (External Silicon Tracker) présente un certain nombre d'avantages :

- Elle est adaptée aussi bien pour les particules primaires que secondaires puisque aucune hypothèse n'est faite quant à la nature de la particule.
- Elle n'impose aucune contrainte sur le nombre de points à trouver dans le détecteur de vertex. Si aucune association n'a pu être réalisée, les paramètres de la trace (de l'hélice) ne sont pas actualisés et la trace est projetée telle quelle sur la couche suivante du détecteur de vertex.

Les résultats de simulations portant sur les collisions Au–Au centrales à $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV, ont été très satisfaisants puisque l'augmentation de l'efficacité de reconstruction des traces dans STAR n'est pas accompagnée d'un accroissement du nombre de mauvaises associations. Pour les particules primaires, l'efficacité de reconstruction atteint 72% avec seulement 14% de mauvaises associations. Pour les particules secondaires, l'efficacité est de 57% avec un taux de mauvaises associations de 30%. Je ne présente pas ici les différentes simulations qui ont été réalisées sur l'évolution des efficacités en fonction de l'impulsion transverse des particules, en fonction de la rapidité, ou de la multiplicité. Elles sont consignées dans la thèse de Walter Pinganaud [Pinganaud 00]. En revanche, je résume ici quelles ont été les performances de ces nouveaux algorithmes pour la reconstruction des particules étranges, les K_s^0 et les Λ en les comparant à celles obtenues lorsque le SSD n'était pas pris en compte.

La figure B.1 montre la masse invariante des Λ pour trois configurations instrumentales : la TPC seule, l'ensemble TPC+SVT et enfin l'ensemble TPC+SVT+SSD, et ceci pour une valeur du rapport signal sur bruit de 5. Il apparaît clairement que le signal est d'autant plus marqué que le détecteur est complet. Par rapport à la configuration TPC seule, une augmentation d'un facteur 3 est obtenu quand le SVT est ajouté et d'un facteur 3,8 lorsque le SSD est à son tour inclus.

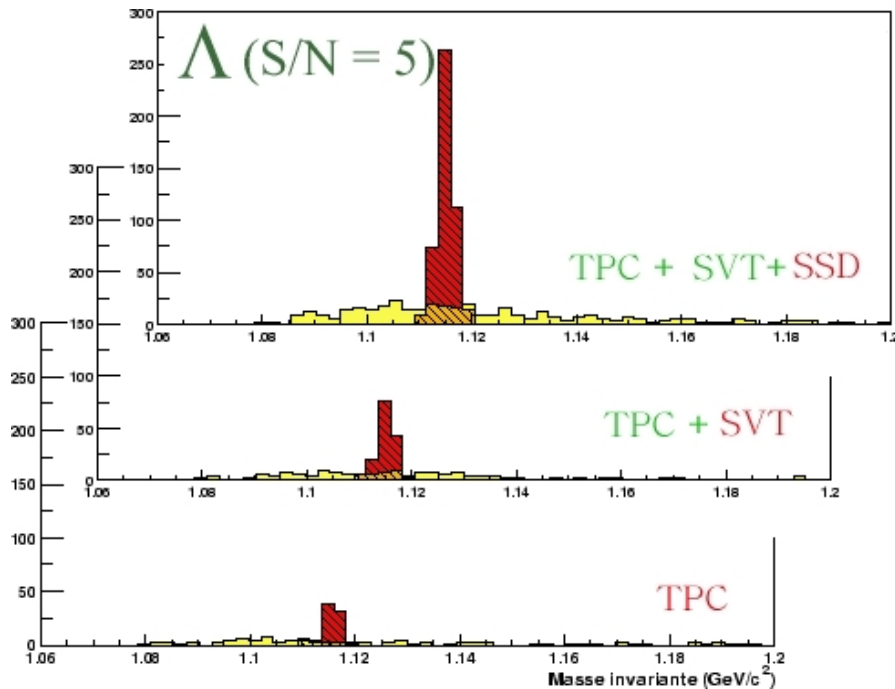


Figure B1 : Masse invariante des Λ pour les collisions Au-Au à $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV, pour trois configurations instrumentales, la TPC seule (en bas), l'ensemble TPC+SVT (au milieu) et TPC+SVT+SSD (en haut). Une valeur du rapport signal sur bruit de 5 a été choisie.

Pour les K^0_s , le nombre de particules reconstruites augmente d'un facteur 1,7 avec le SVT en plus de la TPC et d'un facteur 4,4 avec le SSD complétant l'ensemble TPC+SVT. Là aussi, ces chiffres correspondent à une valeur du rapport signal sur bruit de 5.

Les simulations présentées ici ont été réalisées avec des collisions produites par le générateur d'événements VENUS. Le nombre de particules générées dans la partie centrale était supérieur de quasiment un facteur 3 par rapport à la multiplicité qui a effectivement été mesurée dans STAR. Or, les performances de trajectographie sont d'autant meilleures que la multiplicité est faible. Par conséquent, les performances montrées avec ces simulations sont attendues bien en dessous de ce que l'on obtiendra avec des collisions réelles, en terme d'efficacité de reconstruction ou d'identification des particules.

Ce travail a donc permis de conclure quant à l'importance de l'impact du SSD sur les performances de trajectographie de STAR dans la partie centrale. L'analyse des données Au-Au à l'énergie nominale, collectées en 2004 avec la moitié du SSD devrait permettre de confirmer les tendances vues à partir des simulations. Ce sera encore plus démonstratifs lors de l'analyse des données Cu-Cu prises en 2005 car cette fois-ci, la prise de données a été réalisée avec le détecteur SSD dans sa totalité.

La mise au point de cette technique nous a été coûteuse en temps. Par ailleurs, les algorithmes ont été développés initialement en Fortran puis ont dû être à nouveau réécrits en C++ quand la Collaboration STAR a décidé d'adopter ce langage pour tous ces codes. Ces développements ont en revanche été « payants » car ce sont ces codes qui sont actuellement utilisés par STAR pour produire des données analysables. Au cours de l'année 2005, STAR devrait utiliser une autre trajectographie, en cours de développement depuis trois ans. Mais en attendant, le code EST de Subatech a été largement utilisé.



Références bibliographiques

Chapitre 1 : Récit d'un état atypique

- [Abreu 99] M.C. Abreu *et al.*, Collaboration NA50, Phys. Lett. **B450** (1999) 456.
- [Abreu 00] M.C. Abreu *et al.*, Collaboration NA50, Phys. Lett. **B477** (2000) 28.
- [Aggarwal 00] M.M Aggarwal *et al.*, Collaboration WA98, Phys. Rev. Lett. **85** (2000) 3595.
- [Alcock 90] C. Alcock, *The Astrophysics and Cosmology Of Quark-Gluon Plasma*, in *Quark-Gluon Plasma*, Springer-Verlag (1990).
- [Ahle 94] L. Ahle *et al.*, Phys. Lett. **B332** (1994) 258.
- [Baran 04] A. Baran, W. Broniowski et W. Florkowski, Acta Phys. Polon. **B35** (2004) 779.
- [Barrois 77] B.C. Barrois, Nucl. Phys. **B129** (1977) 390.
- [Baym 76] G. Baym et S.A. Chin, Phys. Lett. **B62** (1976) 241.
- [Bjorken 83] J.D. Bjorken, Phys. Rev. **D27** (1983) 140.
- [Bleicher 02] M. Bleicher et J. Aichelin, Phys. Lett. **B530** (2002) 81.
- [Broniowski 01] W. Broniowski et W. Florkowski, Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 272302.
- [Browm 90] F.R. Browm *et al.*, Phys. Lett. **B251** (1990) 181.
- [Bruno 04] G.E. Bruno *et al.*, Collaboration NA57, J. Phys. **G30** (2004) S717.
- [Cabibbo 75] N. Cabibbo et G. Parisi, Phys. Lett. **B59** (1975) 67.
- [Chapline 73] G. Chapline, M. Johnson, E. Teller et M. Weiss, Phys. Rev. **D8** (1973) 4302.
- [Cleymans 86] J. Cleymans *et al.*, Phys. Rep. **130** (1986) 217.
- [Collins 75] J.C. Collins et M.J. Perry, Phys. Rev. Lett. **34** (1975) 1353.
- [Combridge 79] B.L. Combridge, Nucl. Phys. **B151** (1979) 429.
- [Drell 70] S.D. Drell et T.M. Yan, Phys. Rev. Lett. **25** (1970) 316.
- [Fanebust 02] K. Fanebust *et al.*, Collaboration NA57, J. Phys. **G28** (2002) 1607.
- [Field 89] R.D. Field, *Applications of Perturbative QCD* (Perseus Books Group) New York, 1989.
- [Fodor 02] Z. Fodor et S.D. Katz, J. High Energy Phys. **0203** (2002) 014.
- [Gavin 94] S. Gavin, A. Goksch et R.D. Pisarski, Phys. Rev. Lett. **72** (1994) 2143 ; S. Gavin et B. Müller, Phys. Lett. **B329** (1994) 486.
- [Glauber 70] R.J. Glauber et G. Matthiae, Nucl. Phys. **B21** (1970) 135.
- [Gustafsson 84] H.A. Gustafsson *et al.*, Plastic Ball Coll., Phys. Rev. Lett. **52** (1984) 1590.
- [Hagedorn 65] R. Hagedorn, Nuovo Cim. Suppl. **3** (1965) 147.
- [Hirscheegg 05] <http://theory.gsi.de/hirscheegg/2005/Proceedings/Appelshaeuser.H.pdf>

- [Kapusta 81] J. Kapusta et D. Strottman, Phys. Rev. C23 (1981) 1282.
- [Karsch 00] F. Karsch *et al.*, Phys. Lett. **B478** (2000) 447.
- [Karsch 02] F. Karsch, Nucl. Phys. **A698** (2002) 199.
- [Koch 97] V. Koch, J. Randrup, X.-N. Wang et Y. Kluger, Proceedings de la conférence APCTP, Seoul, Corée ; nucl-th/9712061.
- [Lee 74] T.D. Lee et G.C. Wick, Phys. Rev. **D9** (1974) 2291.
- [Margetis 95] S. Margetis *et al.*, Collaboration NA49, Phys. Rev. Lett. **75** (1995) 3814.
- [Matsui 86] T. Matsui et H. Satz, Phys. Lett. **B178** (1986) 416.
- [Müller 82] B. Müller et J. Rafelski, Phys. Rev. Lett. **48** (1982) 1066.
- [Nayak 00] T.K. Nayak *et al.*, Collaboration WA98, Nucl. Phys. **A663-664** (2000) 745.
- [Ollitrault 92] J.Y. Ollitrault, Phys. Rev. **D46** (1992) 229.
- [Pomeranchuk 51] I.Y. Pomeranchuk, Dokl. Akad. Nauk. SSSR **78** (1951) 889.
- [Rajagopal 93] K. Rajagopal et F. Wilczek, Nucl. Phys. **B504** (1993) 577.
- [Rajagopal 95] K. Rajagopal, *Quark Gluon Plasma 2* (ed : R. Hwa) World Scientific, 1995.
- [Reisdorf 97] W. Reisdorf et H.G. Ritter, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **47** (1997) 663.
- [Satz 92] H. Satz, Nucl. Phys. **A544** (1992) 371c–392c.
- [Satz 03] H. Satz, Nucl. Phys. **A715** (2003) 3c–19c.
- [Schaffner-Bielich 04] J. Schaffner-Bielich, J. Phys. G : Nucl. Part. Phys. **30** (2004) R245–R262.
- [Scheid 74] W. Scheid, H. Müller et W. Greiner, Phys. Rev. Lett. **32** (1974) 741.
- [Shuryak 78] E.V. Shuryak, Phys. Lett. **B78** (1978) 150.
- [Shuryak 80] E.V. Shuryak, Phys. Rep. **61** (1980) 71.
- [Sitta 04] M. Sitta *et al.*, Collaboration NA50, J. Phys. G : Nucl. Part. Phys. **30** (2004) S1175-S1178.
- [Sorge 99] H. Sorge, Phys. Rev. Lett. **82** (1999) 2048.
- [Stock 04] R. Stock, J. Phys. G : Nucl. Part. Phys. **30** (2004) S633-S648.
- [Torrieri 01] G. Torrieri et L. Rafelski, Phys. Lett. **B509** (2001) 239.
- [Tounsi 03] A. Tounsi, A. Mischke et K. Redlich, Nucl. Phys. **A715** (2003) 565c.
- [Turbide 04] S. Turbide, R. Rapp et C. Gale, Phys. Rev. **C69** (2004) 01493.
- [Wessels 03] J.P. Wessels *et al.*, Nucl. Phys. **A715** (2003) 262.
- [Werner 01] K. Werner, J. Phys. G : Nucl. Part. Phys. **27** (2001) 625.
- [Wilson 74] K. Wilson, Phys. Rev. **D10** (1974) 2445.

Chapitre 2 : STAR, contextes théorique et expérimental

- [Adams 03] J. Adams *et al.*, Collaboration STAR, Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 072304.
- [Adams 04] J. Adams *et al.*, Collaboration STAR, Phys. Rev. Lett. **92** (2004) 062301; Phys. Rev. Lett **92** (2004) 052302.
- [Adcox 01] K. Adcox *et al.*, Collaboration PHENIX, Phys. Rev. Lett. **87** (2001) 52301.
- [Adcox 02] K. Adcox *et al.*, Collaboration PHENIX, Phys. Rev. Lett. **88** (2002) 242301; Phys. Rev. Lett. **89** (2002) 092302.
- [Adler 01] C. Adler *et al.*, Collaboration STAR, Nucl. Instrum. Meth. **A470** (2001) 488.
- [Adler 02a] C. Adler *et al.*, Collaboration STAR, Phys. Rev. **C66** (2002) 034904.
- [Adler 03a] S.S. Adler *et al.*, Collaboration PHENIX, Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 72303.
- [Adler 03c] S.S. Adler *et al.*, Collaboration PHENIX, Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 172301.
- [Ahle 00] L. Ahle *et al.*, Collaboration E866, Phys. Lett. **B490** (2000) 53.
- [Alt 03] C. Alt *et al.*, Collaboration NA49, Phys. Rev. **C68** (2003) 034903.
- [Andronic 04] A. Andronic et P. Braun-Munzinger, Cours donnés lors de la 8^{ème} Ecole internationale d'été d'Hispalensis sur la Physique Nucléaire Exotique, Séville, Espagne, 9-21 juin 2003. hep-ph/0402291.
- [Anticic 04] T. Anticic *et al.*, Collaboration NA49, Phys. Rev **C69** (2004) 024902.
- [Antinori 05] F. Antinori *et al.*, Collaboration NA57, nucl-ex/0507012.
- [Antreasyan 79] D. Antreasyan, *et al.*, Phys. Rev. **D19** (1979) 764.
- [Arsene 03] I. Arsene *et al.*, Collaboration BRAHMS, Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 072305.
- [Arsene 04] I. Arsene *et al.*, Collaboration BRAHMS, Phys.Rev.Lett. **93** (2004) 242303.
- [Aubert 87] J.J. Aubert *et al.*, Collaboration EMC, Nucl. Phys. **B293** (1987) 740.
- [Back 00] B.B. Back *et al.*, Collaboration PHOBOS, Phys. Rev. Lett. **85** (2000) 3100.
- [Back 02] B.B. Back *et al.*, Collaboration E917 Phys. Rev. **C66** (2002) 054901.
- [Back 03] B.B. Back *et al.*, Collaboration PHOBOS, Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 072302.
- [Back 04] B.B. Back *et al.*, Collaboration PHOBOS, Phys. Rev. **C70** (2004) 021902R.
- [Baier 95] R. Baier, Y.L. Dokshitzer, S. Peigne et D. Schiff, Phys. Lett. **B345** (1995) 277.
- [Baier 97] R. Baier, Y.L. Dokshitzer, A.H. Mueller, S. Peigne et D. Schiff, Nucl. Phys. **B483** (1997) 291.
- [Baier 98] R. Baier, Y.L. Dokshitzer, A.H. Mueller et D. Schiff, Phys. Rev **C58** (1998) 1706.
- [Baier 00] R. Baier, D. Schiff et B. Zakharov, Ann. Rev. Nucl. Part. Sci. **50** (2000) 37.
- [Barrette 97] J. Barrette *et al.*, Collaboration E877, Phys. Rev. **C56** (1997) 3254 et Phys.Rev. **C55** (1997) 1420.
- [Bass 99] S. A. Bass *et al.*, Nucl. Phys. **A661** (1999) 205.
- [Bearden 03] I.G. Bearden *et al.*, Collaboration BRAHMS, Nucl. Phys. **A715** (2003) 171c.

- [Becattini 04a] F. Becattini, M. Gazdzicki, A. Keranen, J. Manninen et R. Stock, Phys. Rev. **C69** (2004) 024905.
- [Becattini 04b] F. Becattini, Proceedings de *Focus on Multiplicity* : International Workshop on Particle Multiplicity in Relativistic Heavy Ion Collisions, Bari, Italie, 17-19 juin 2004. hep-ph/0410403.
- [Bjorken 82] J.D. Bjorken, FERMILAB-PUB-82-059-THY (1982).
- [Blaizot 87] J.P. Blaizot et A.H. Mueller, Nucl. Phys. **B289** (1987) 847.
- [Borghini 01] N. Borghini, P.M. Dinh et J.Y. Ollitrault, Phys. Rev. **C64** (2001) 054901.
- [Borghini 05] N. Borghini et J.Y. Ollitrault, nucl-th/0506045.
- [Braun-Munzinger 01] P. Braun-Munzinger, D. Magestro, K. Redlich et J. Stachel, Phys. Lett. **B518** (2001) 41.
- [Braun-Munzinger 02] P. Braun-Munzinger et J. Stachel, J. Phys. G : Nucl. Part. Phys **28** (2002) 1971.
- [Broniowski 02] W. Broniowski et W. Florkowski, Phys. Rev. **C65** (2002) 024905. W. Broniowski, A. Baran et W. Florkowski, Acta Phys. Pol. **B33** (2002) 4235.
- [Cleymans 02] J. Cleymans, J. Phys. G : Nucl. Part. Phys. **28** (2002) 1575.
- [Cleymans 04] J. Cleymans, B. Kaempfer, P. Steinberg et S. Wheaton, J. Phys. G : Nucl. Part. Phys. **30** (2004) S595-S598.
- [d'Enterria 04] D. d'Enterria, Phys. Lett. **B596** (2004) 32.
- [Estienne 05] M. Estienne, Thèse de l'Université de Nantes, 2005.
- [Fermi 50] E. Fermi, Prog. Th. Phys. **5** (1950) 150.
- [Florkowski 02] W. Florkowski, W. Broniowski et M. Michalec, Acta Phys. Pol. **B33** (2002) 761.
- [Florkowski 04] W. Florkowski, W. Broniowski et P. Bozek, J. Phys. G : Nucl. Part. Phys. **30** (2004) S1321-S1324.
- [Gribov 83] L.V. Gribov, E.M. Levin, M.G. Ryskin, Phys. Rep. **100** (1983) 1.
- [Gyulassy 90] M. Gyulassy et M. Pluemer, Phys. Lett. **B243** (1990) 432.
- [Gyulassy 94] M. Gyulassy et X.N. Wang, Nucl. Phys. **B420** (1994) 583.
- [Gyulassy 00] M. Gyulassy, P. Levai, I. Vitev, Nucl. Phys. **B571** (2000) 197.
- [Gyulassy 01] M. Gyulassy, P. Levai et I. Vitev, Nucl. Phys. **B594** (2001) 371.
- [Gyulassy 02] M. Gyulassy, Lect. Notes Phys. **583** (2002) 37.
- [Gyulassy 04] M. Gyulassy et L. McLerran, Nucl. Phys. **A750** (2005) 30-63.
- [Hagedorn 65] R. Hagedorn, Nuovo Cim. Suppl. **3** (1965) 147.
- [Hippolyte 02] B. Hippolyte, Thèse de l'Université Louis Pasteur de Strasbourg, 2002.
- [Huovinen 01] P. Huovinen, P. Kolb, U. Heinz, P. Ruuskanen et S. Voloshin, Phys. Lett. **B503** (2001) 58.
- [Iancu 01] E. Iancu et L. McLerran, Phys. Lett. **B510** (2001) 145.
- [Iancu 03] E. Iancu et R. Venugopalan, paru dans QGP3, Eds. R.C. Hwa et X.N.Wang, World Scientific. Dans Hwa, R.C. (ed.) *et al.*: Quark gluon plasma* 249-3363. hep-ph/0303204.
- [Jalilian-Marian 04] J. Jalilian-Marian, J. Phys. G : Nucl. Part. Phys. **30** (2004) S751.
- [Kharzeev 04] D. Kharzeev, E. Levin, et M. Nardi, Nucl. Phys. **A730** (2004) 448.
- [Klay 03] J.L. Klay *et al.*, Collaboration E895, Phys. Rev. **C68** (2003) 054905.
- [Koch 03] V. Koch, Nucl. Phys. **A715** (2003) 108.

- [Kolb 01] P. Kolb, P. Huovinen, U. Heinz et H. Heiselberg, Phys. Lett. **B500** (2001) 232.
- [Lai 00] H.L. Lai *et al.*, Collaboration CTEQ, Eur. Phys. J. **C12** (2000) 167.
- [McLerran 94] L. McLerran 94 et R. Venugopalan, Phys. Rev. **D49** (1994) 2233.
- [Miller 03] M. Miller, Thèse de l'Université de Yale, 2003.
- [Mueller 86] A.H. Mueller et J.W. Qiu, Nucl. Phys. **B268** (1986) 427.
- [Pinganaud 00] W. Pinganaud, Thèse de l'Université de Nantes, 2000.
- [Pluemer 95] M. Pluemer, M. Gyulassy et X.N. Wang, Nucl. Phys. **A590** (1995) 511c.
- [Poskanzer 98] A.M. Poskanzer et S.A. Voloshin, Phys. Rev. **C58** (1998) 1671.
- [Rafelski 02] J. Rafelski et J. Letessier, Proceedings of Pan American Advanced Studies Institute on New States of Matter in Hadronic Interactions (PASI 2002), Campos do Jordao, Brazil, 2002.
- [Rafelski 03] J. Rafelski et J. Letessier, Nucl. Phys. **A715** (2003) 98.
- [Rafelski 04] J. Rafelski et J. Letessier, J. Phys. G : Nucl. Part. Phys. **30** (2004) S1-S28.
- [Redlich 02] K. Redlich et A. Tounsi, Eur. Phys. J **C24** (2002) 589.
- [Schnedermann 93] E. Schnedermann, J. Sollfrank et U. Heinz, Phys. Rev. **C48** (1993) 2462.
- [Stock 99] R. Stock, Phys. Lett. **B456** (1999) 277.
- [Suire 01] C. Suire, Thèse de l'Université Louis Pasteur de Strasbourg, 2001.
- [Topor Pop 04] V. Topor Pop, M. Gyulassy, J. Barrette, C. Gale, X.N. Wang et N. Xu, Phys. Rev. **C70** (2004) 064906 .
- [Torrieri 03] G. Torrieri et J. Rafelski, Phys. Rev. **C68** (2003) 034912.
- [Torrieri 04] G. Torrieri, J. Letessier, J. Rafelski et S. Steinke, Acta Phys. Polon. **B35** (2004) 2911. nucl-th/0411007.
- [Tounsi 03] A. Tounsi, A. Mischke et K. Redlich, Nucl. Phys. **A715** (2003) 565c.
- [STAR 03] Collaboration STAR, numéro spécial de Nucl. Instrum. Meth. **A499** (2003).
- [Ullrich 03] T.S. Ullrich *et al.*, Collaboration STAR, Nucl. Phys. **A715** (2003) 399c.
- [Vitev 02a] I. Vitev et M. Gyulassy, Phys. Rev. Lett. **89** (2002) 252301.
- [Vitev 02b] I. Vitev et M. Gyulassy, Phys. Rev. C **65** (2002) 041902.
- [Voloshin 00] S.A. Voloshin et A. M. Poskanzer, Phys. Lett. **B474** (2000) 27.
- [Wang 92] X.N. Wang et M. Gyulassy, Phys. Rev. Lett. **68** (1992) 1480.
- [Wang 98] X. Wang, Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 2655.
- [Wang 04] X.N. Wang, Phys. Lett. **B595** (2004) 165-170.
- [Web] Pour RHIC: <http://www.bnl.gov/rhic/>
Pour BRAHMS: <http://www4.rcf.bnl.gov/brahms/WWW/>
Pour PHENIX: <http://www.phenix.bnl.gov/>
Pour PHOBOS: <http://www.bnl.gov/rhic/PHOBOS.htm>
Pour STAR: <http://www.star.bnl.gov/>

Avant-Propos : De l'Etrangeté

- [Adler 02c] C. Adler *et al.*, Collaboration STAR, Phys. Rev. **C65** (2002) 041901R.
- [Alessandro 03] B. Alessandro *et al.*, Collaboration NA50, Phys. Lett. **B555** (2003) 147.
- [Aichelin 85] J. Aichelin et C.M. Ko, Phys. Rev. Lett. **55** (1985) 2661.
- [Becattini 04a] F. Becattini, M. Gazdzicki, A. Keranen, J. Manninen et R. Stock, Phys. Rev. **C69** (2004) 024905.
- [Bleicher 99] M. Bleicher *et al.*, J. Phys. G : Nucl. Part. Phys. **25** (1999) 1859.
- [Braun-Munzinger 02b] P. Braun-Munzinger *et al.*, Nucl. Phys. **A697** (2002) 902.
- [Friese 02] V. Friese *et al.*, Collaboration NA49, Nucl. Phys. **A698** (2002) 487c-490c.
- [Friese 04] V. Friese *et al.*, Collaboration NA49, J. Phys. G. : Nucl. Part. Phys. **30** (2004) S119.
- [Gazdzicki 99] M. Gazdzicki et M. Gorenstein, Acta Phys. Pol. **B30** (1999) 2705.
- [Gazdzicki 04] M. Gazdzicki *et al.*, Collaboration NA49, J. Phys. G : Nucl. Part. Phys. **30** (2004) S701-S708.
- [Greiner 01] C. Greiner, J. Phys. G. : Nucl. Part. Phys. **28** (2002) 1631.
- [Hatsuda 94] T. Hatsuda et T. Kunihiro, Phys. Rep. **247** (1994) 221.
- [Hippolyte 02] B. Hippolyte, Thèse de l'Université de Strasbourg, 2002.
- [Kaplan 86] D. Kaplan et A. Nelson, Phys. Lett. **B175** (1986) 57.
- [Kogut 83] J.B. Kogut *et al.*, Nucl. Phys. **B225** (1983) 326.
- [Kogut 91] J.B. Kogut, D.K. Sinclair et K.C. Wang, Phys. Lett. **B263** (1991) 101.
- [Randrup 80] J. Randrup et C.M. Ko, Nucl. Phys. **A343** (1980) 519.
- [Schaffner-Bielich 04] J. Schaffner-Bielich, J. Phys. G. : Nucl. Part. Phys. **30** (2004) R245-R262.
- [SSD 99] Technical Proposal for a Silicon Strip Detector, StarNote SN0400 (1999).
- [SSD 00] C. Roy, L. Martin et W. Pinganaud, StarNote SN0421 (2000).

Chapitre 3 : Les résonances étranges : un chronomètre à collision

- [Adler 02b] C. Adler *et al.*, Collaboration STAR, Phys. Rev. Lett. **89** (2002) 202301.
- [Bass 98] S. Bass *et al.*, Prog. Part. Nucl. Phys. **41** (1998) 225.
- [Bleicher 99] M. Bleicher *et al.*, J. Phys. G : Nucl. Part. Phys. **25** (1999) 1859.
- [Bleicher 02] M. Bleicher et J. Aichelin, Phys. Lett. **B530** (2002) 81.
- [Bourquin 76] M. Bourquin et J.M. Gaillard, Nucl. Phys. B114 (1976) 334.
- [Broniowski 03] W. Broniowski, W. Florkowski et B. Hiller, Phys. Rev. **C68** (2003)034911.
- [Fachini 04] P. Fachini *et al.*, Collaboration STAR, J. Phys. G : Nucl. Part. Phys. **30** (2004)565.
- [Friese 02] V. Friese *et al.*, Collaboration NA49, Nucl. Phys. **A698** (2002) 487.
- [Gaudichet 03a] L. Gaudichet, Thèse de l'Université de Nantes, 2003.
- [Gaudichet 03b] L. Gaudichet, StarNote SN0446 (2003).
- [Glauber 70] R.J. Glauber et G. Matthiae, Nucl. Phys. **B21** (1970)135.
- [Kabana 05] S. Kabana, *et al.*, Collaboration STAR , J. Phys. G : Nucl. Part. Phys. **31** (2005) S1155-S1164.
- [Lutz 02] M.F. Lutz et C.L. Korpa, Nucl. Phys. **A700** (2002) 309.
- [Ma 04] J. Ma *et al.*, Collaboration STAR, J.Phys. G : Nucl. Part. Phys. **30** (2004)543.
- [Markert 00] C. Markert, Thèse Goethe-Universität, Frankfurt, 2000.
- [Markert 04a] C. Markert *et al.*, Collaboration STAR, J. Phys. G : Nucl. Part. Phys. **30** (2004) S1313–S1316.
- [Markert 04b] C. Markert, Proceedings of the 20th Winter Workshop on Nuclear Dynamics (2004) 165–169.
- [Salur 04] S. Salur *et al.*, Collaboration STAR, présenté comme poster à la 17th International Conference on Ultra Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions (Quark Matter 2004), Oakland, Californie, 11-17 janvier 2004. nucl-ex/0403009.
- [Torrieri 01] G. Torrieri et J. Rafelski, Phys. Lett. **B509** (2001) 239.
- [van Leeuwen 03] M. van Leeuwen *et al.*, Collaboration NA49, Nucl. Phys. **A715** (2003) 161.
- [Zhang 04a] H. Zhang *et al.*, Collaboration STAR, J. Phys. G : Nucl. Part. Phys. **30** (2004) 577.
- [Zhang 04b] H. Zhang *et al.*, Collaboration STAR, présenté comme poster à 17th International Conference on Ultra Relativistic Nucleus-Nucleus Collisions (Quark Matter 2004), Oakland, California, 11-17 Jan 2004. nucl-ex/0403010.

Chapitre 4 : Des indicateurs doublement étranges

- [Adams 04] J. Adams *et al.*, Collaboration STAR, Phys. Rev. Lett **92** (2004) 052302.
- [Adams 04b] J. Adams *et al.*, Collaboration STAR, Phys. Rev. Lett **92** (2004) 052302.
- [Adams 05] J. Adams *et al.*, Collaboration STAR, Phys. Rev. **C71** (2005) 044906.
- [Adler 03b] S.S. Adler *et al.*, Collaboration PHENIX, Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 182301.
- [Afanasiev 02] S.V. Afanasiev *et al.*, Collaboration NA49, Phys. Lett. **B538** (2002) 275.
- [Aichelin 05] J. Aichelin, communication privée.
- [Andersen 99] E. Andersen *et al.*, Collaboration WA97, J. Phys. G : Nucl. Part. Phys. **25** (1999) 171.
- [Becattini 04a] F. Becattini, M. Gazdzicki, A. Keranen, J. Manninen et R. Stock, Phys. Rev. **C69** (2004) 024905.
- [Bialas 98] A. Bialas, Phys. Lett. **B442** (1998) 449.
- [Braun-Munzinger 99] P. Braun-Munzinger, I. Heppe et J. Stachel, Phys. Lett. **B465** (1999) 15.
- [Braun-Munzinger 01] P. Braun-Munzinger, D. Magestro, K. Redlich et J. Stachel, Phys. Lett. **B518** (2001) 41.
- [Braun-Munzinger 03] P. Braun-Munzinger, K. Redlich et J. Stachel, paru dans Quark Gluon Plasma 3, eds. R.C. Hwa and Xin-Nian Wang, World Scientific Publishing. Dans Hwa, R.C. (ed.) *et al.*: Quark gluon plasma 491-599. nucl-th/0304013.
- [Braun-Munzinger 04] P. Braun-Munzinger, J. Stachel et C. Wetterich, Phys. Lett. **B596** (2004) 61.
- [Bruno 04] G.E. Bruno *et al.*, Collaboration NA57, J. Phys. **G30** (2004) S717.
- [Caines 05] H. Caines *et al.*, Collaboration STAR, J. Phys. G : Nucl. Part. Phys. **31** (2005) S1057.
- [Castillo 02] J. Castillo, Thèse de l'Université Paris 7, 2002.
- [Castillo 04] J. Castillo, *et al.*, Collaboration STAR, J. Phys. G : Nucl. Part. Phys. **30** (2004) S1207.
- [Estienne 05] M. Estienne, Thèse de l'Université de Nantes, 2005.
- [Fries 03] R. Fries, B. Müller, C. Nonaka et S. Bass, Phys. Rev. Lett. **90** (2003) 202303.
- [Greco 03] V. Greco, C.M. Ko et P. Levai, Phys. Rev. Lett. **90** (2003) 202302.
- [Greco 04] V. Greco et C.M. Ko, Proceedings of the 20th Winter Workshop on Nuclear Dynamics, Trelawny Beach, Jamaïque, 15-20 mars 2004. nucl-th/0405040.
- [Hecke 98] H. van Hecke, H. Sorge et N. Xu, Phys. Rev. Lett. **81** (1998) 5764.
- [Huovinen 01] P. Huovinen, P. Kolb, U. Heinz, P. Ruuskanen et S. Voloshin Phys. Lett. **B503** (2001) 58.
- [Kaneta 97] M. Kaneta *et al.*, Collaboration NA44, J. Phys. **G23** (1997) 1865.
- [Kaneta 02] M. Kaneta et N. Xu, Nucl. Phys. **A698** (2002) 306c.
- [Karsch 02] F. Karsch, Nucl. Phys. **A698** (2002) 199.
- [Kolb 03] P. Kolb et R. Rapp, Phys. Rev. **C67** (2003) 044903.
- [Lin 03] Z.W. Lin et D. Molnar, Phys. Rev. **C68** (2003) 044901.

- [Letessier 99] J. Letessier et J. Rafelski, Phys. Rev. **C59** (1999) 947.
- [Letessier 00] J. Letessier et J. Rafelski, Int. J. Mod. Phys. **E9** (2000) 107.
- [Letessier 04] J. Letessier, J. Rafelski et G. Torrieri, nucl-th/0411047.
- [Mironov 05] C. Mironov, *et al.*, Collaboration STAR, J. Phys. G : Nucl. Part. Phys. **31** (2005)S1195-S1198
- [Molnar 03] D. Molnar et S.A. Voloshin, Phys. Rev. Lett. **91** (2003) 092301.
- [Nonaka 04] C. Nonaka, R. Fries et S. Bass, Phys. Rev. Lett. **B583** (2004) 73 ;
C. Nonaka *et al.*, Phys. Rev. **C69** (2004) 031902.
- [Rafelski 91] J. Rafelski, Phys. Lett. **B262** (1991) 333.
- [Redlich 02] K. Redlich et A. Tounsi, Eur. Phys. J **C24** (2002) 589.
- [Schnedermann 93] E. Schnedermann, J. Sollfrank et U. Heinz, Phys. Rev. **C48** (1993) 2462.
- [STAR 05] Star White Paper, Collaboration STAR, Nucl. Phys. **A757** (2005) 102.
- [Topor Pop 04] V. Topor Pop, M. Gyulassy, J. Barrette, C. Gale, X.N. Wang et N. Xu, Phys. Rev. **C70** (2004) 064906.
- [Topor Pop 05] V. Topor Pop, M. Gyulassy, J. Barrette, C. Gale, R. Bellwied et N. Xu, hep-ph/0505210.
- [Voloshin 03] S.A. Voloshin, Nucl. Phys. **A715** (2003) 379c.
- [Xu 04] Z. Xu *et al.*, Collaboration STAR, J. Phys. G : Nucl. Part. Phys. **30** (2004) S927.
- [Zimanyi 00] J. Zimanyi, T. Biro, T. Csörgö et P. Lévai, Phys. Rev. Lett. **B472** (2000) 243.

Epilogue

- [BRAHMS 05] Brahms White Paper, Nucl. Phys. **A757** (2005)1.
- [PHOBOS 05] Phobos White Paper, Nucl. Phys. **A757** (2005) 28.
- [PHENIX 05] Phenix White Paper, Nucl. Phys. **A757** (2005) 184.
- [STAR 05] Star White Paper, Nucl. Phys. **A757** (2005) 102.



Curriculum vitae

Christelle Roy

Chargée de Recherche 1^{ère} classe au CNRS
Née le 23 juin 1968 à Lons-le Saunier (Jura)

Adresse électronique : Christelle.Roy@subatech.in2p3.fr

Cursus universitaire et professionnel

- Octobre 2005 : .Habilitée à Diriger des Recherches.
 - Octobre 1997 : Chargée de Recherche au CNRS/IN2P3 (Institut National de Physique Nucléaire et de Physique des Particules), section Noyaux et Particules.
 - Octobre 1996 : Maître-Assistant à l'Ecole des Mines de Nantes.
 - Février 1996 : Diplôme de Doctorat en Physique Nucléaire, de l'Université Louis Pasteur à Strasbourg, obtenu avec la mention très honorable avec félicitations du jury.
 - Juin 1993 : Diplôme d'Etudes Approfondies en Physique Nucléaire de l'Université Louis Pasteur de Strasbourg (mention Bien).
 - Juin 1992 : Maîtrise de Physique de Université de Bourgogne à Dijon (mention Assez-Bien).
-

Expériences professionnelles

Animation et organisation de la recherche

- Directrice adjointe de Subatech depuis septembre 2005.
- Coordinatrice adjointe de Alice France Physique.
- Coresponsable dans le GDR «QCD sur réseaux» pour la composante Ions Lourds.
- Responsable en 2004 du groupe de travail « Plasma de Quarks et de Gluons » dans le cadre des prospectives pour les 10 prochaines années, de l'IN2P3/CNRS et du DAPNIA/CNRS avec comme tâches :
 - Animation des réunions de ce groupe de travail composé de 32 physiciens.
 - Rédaction du document de synthèse de ces prospectives.
 - Présentation de ces priorités lors des journées de prospectives de la Colle sur Loup en octobre 2004.
- Coordinatrice de la session « Interactions fortes » des Journées Jeunes Chercheurs à Berder en décembre 2004 avec comme tâches, l'organisation des contributions orales et écrites des doctorants

Activités de recherches

- Spécialisation dans la physique des collisions d'ions lourds ultra-relativistes auprès des expériences WA98 et ALICE au CERN (Genève, Suisse) ainsi que STAR au Brookhaven National Laboratory (New York, Etats-Unis).
- Spécialisation dans la physique des particules étranges issues des collisions d'ions lourds ultra-relativistes.
- Depuis 2005 : Etudes de faisabilité de la physique des jets dans l'expérience ALICE au LHC et de la construction de son calorimètre.

- De 2002 à 2005 : Coordinatrice des développements de logiciels pour le détecteur silicium à micropistes au sein de la Collaboration STAR et pour la physique liée aux particules étranges.
- De 2000 à 2002 : Etudes de la faisabilité de la radiodétection des rayons cosmiques de très haute énergie à l'observatoire de Paris–Meudon–Nançay, études ayant donné naissance à l'expérience CODALEMA.
- De 1997 à 2004 : Instrumentation autour des détecteurs au silicium à micropistes pour la conception et réalisation du détecteur SSD de l'expérience STAR.

Activités d'enseignement

- Septembre 2005 : Cours (sur le Plasma de Quarks et de Gluons) donné à l'Ecole Joliot-Curie organisée par l'IN2P3, à Maubuisson (France).
- Depuis 2002 : Cours sur les « Interactions à Haute Energie » et le Plasma de Quarks et de Gluons au Mastère MR2M2 de l'Université de Nantes.
- De 2001 à 2004 : Travaux Dirigés de Phénomènes Ondulatoires à l'Ecole des Mines de Nantes (élèves de 2^{ème} année).
- De 2001 à 2003 : Tutrice d'élèves en 4^{ème} année de l'Ecole des Mines de Nantes dans le cadre de leur projet industriel.
- De 1996 à 1997 : Encadrement de projets de Physique Nucléaire à l'Ecole des Mines de Nantes pour les élèves de 2^{ème} année.
- De 1993 à 1996 : Moniteur de l'Université Louis Pasteur de Strasbourg avec enseignements de travaux dirigés.

Productions scientifiques :

- Publications : Collaboration STAR : 50 publications dont 6 sur nos travaux
Collaboration WA98 : 24 publications dont 2 sur nos travaux
Collaboration ALICE : 3 publications sur nos travaux
Collaboration CODALEMA : 2 publications sur nos travaux
Collaboration FOPI : 16 publications dont 4 sur nos travaux
- Participations avec contributions orales à 10 conférences internationales
- Encadrements de 7 thèses de doctorats ainsi que de nombreux stagiaires
- Participations à 4 jurys de thèses

Participations à la diffusion de l'information scientifique :

- Rédaction d'un article pour la revue La Recherche sur les derniers résultats liés à la recherche autour du plasma de quarks et de gluons. Parution prévue pour début 2006.
- En 2005 : chargée de l'organisation des séminaires au sein du laboratoire SUBATECH.
- Janvier 2001 – septembre 2004 : responsable des conférences NEPAL mises en place par l'IN2P3 à destination des lycées de la région Pays de la Loire.
- Janvier 2002 – janvier 2003 : responsable de la Communication au sein et à l'extérieur de SUBATECH.

Pour que ce mémoire existe

Encadrements de travaux de thèse

Etude des performances de détecteurs au silicium à micropistes destinés à équiper la partie externe du détecteur de vertex de l'expérience ALICE au LHC (CERN).

Sandra Giliberto, soutenue le 11 octobre 1999 (encadrement à 30%), Université de Nantes.

Sous la direction de B. Erazmus.

Jury : C. Lebrun, P.Giubellino, G. Paic, B. Basse-Cathalinat, A. Boucham, B.Erazmus

Etude des processus d'émission des pions dans les collisions Pb+Pb à 17.3 AGeV, et son prolongement aux collisions Au+Au à 200 AGeV, à travers la caractérisation des détecteurs au silicium à micropistes de l'expérience STAR.

Fabrice Retière, soutenue le 6 octobre 2000 (encadrement à 50%), Université de Nantes.

Sous la direction de B. Erazmus.

Jury : K. Werner, T. Awes, D. Husson et B. Erazmus

Contributions au développement du détecteur au silicium à micropistes de l'expérience STAR au RHIC.

Walter Pinganaud, soutenue le 11 octobre 2000, Université de Nantes.

Sous la direction de B. Erazmus.

Jury : P. Bertin, P.Delpierre, K. Safarik, B. Erazmus, F. Haddad, C. Pruneau

Production des particules doublement étranges dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes à $\sqrt{s_{NN}}=130$ GeV.

Javier Castillo, soutenue le 5 juillet 2002, Université de Paris VII.

Sous la direction de B. Erazmus.

Jury : F. Vannucci, J.-Y. Grossiord, J. Letessier, A. Capella, B. Erazmus, P.G. Jones.

Production de $\Lambda(1520)$ dans les collisions p+p et Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV dans l'expérience STAR au RHIC.

Ludovic Gaudichet, soutenue le 13 octobre 2003, Université de Nantes.

Sous la direction de B. Erazmus.

Jury : J. Rafelski, S. Kabana, M. Bleicher, B. Erazmus, T. Gousset, C. Roy, K.Werner

Caractérisation des propriétés chimiques et dynamiques des collisions d'ions lourds par la mesure des baryons doublement étranges dans l'expérience STAR aux énergies RHIC.

Magali Estienne, soutenue le 19 avril 2005, Université de Nantes.

Sous la direction de J. Martino.

Jury : S. Kabana, J. Gosset, K. Safarik, J.-P. Blaizot, P. Crochet, J. Martino, C. Roy.

Participations à des jurys de thèse

La Thermodynamique et la Dynamique de la version étendue du modèle de Nambu-Jona-Lasinio.

Fabrice Gastineau, soutenue le 27 septembre 2002, Université de Nantes.

Sous la direction de J. Aichelin

Jury : K. Werner, G. Chanfray, M. Soyeur, J. Aichelin, P. Aurenche, C. Roy

Production de $\Lambda(1520)$ dans les collisions p+p et Au+Au à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV dans l'expérience STAR au RHIC.

Ludovic Gaudichet, soutenue le 13 octobre 2003, Université de Nantes.

Sous la direction de B. Erazmus.

Jury : J. Rafleski, S. Kabana, M. Bleicher, B. Erazmus, T. Gousset, C. Roy, K. Werner

Etude des corrélations de particules étranges mesurées par l'expérience STAR dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes au RHIC.

Gaël Renaud, soutenue le 24 septembre 2004, Université de Nantes.

Sous la direction de B. Erazmus.

Jury : K. Werner, J.-Y. Grossiord, R. Lednicky, B. Erazmus, , J.-Y. Ollitrault, C. Roy.

Caractérisation des propriétés chimiques et dynamiques des collisions d'ions lourds par la mesure des baryons doublement étranges dans l'expérience STAR aux énergies RHIC.

Magali Estienne, soutenue le 19 avril 2005, Université de Nantes.

Sous la direction de J. Martino.

Jury : S. Kabana, J. Gosset, K. Safarik, J.-P. Blaizot, P. Crochet, J. Martino, C. Roy.

Encadrements de stagiaires de DEA et autres

DEA

- Marc Labalme, stage de DEA de l'Université Louis Pasteur de Strasbourg, février-juin 1996 (encadrement à 50%) dans le cadre de l'expérience ALICE au LHC.
- Ludovic Gaudichet, stage de DEA de l'Université de Nantes, février-juin 2001 (encadrement à 50%) dans le cadre de l'expérience STAR à RHIC.
- Magali Estienne, stage de DEA et de dernière année de l'Ecole ENSPG de Grenoble, février-juin 2002 (encadrement à 100%) dans le cadre de l'expérience STAR à RHIC.
- Jonathan Bouchet, stage de DEA de l'Université de Nantes, février-juin 2004, (encadrement à 50%) dans le cadre de l'expérience STAR à RHIC.
- Guénolé Bourdaud, stage de Mastère de l'Université de Nantes, février-juin 2005 (encadrement à 50%) dans le cadre de l'expérience ALICE au LHC.

Hors DEA

- Joerg Reinnarth, post-doctorant, bourse financée par la région Pays de la Loire, dans le cadre de l'expérience STAR à RHIC. Encadrement à 50% de février 2004 à janvier 2005.
- Jérôme Souin, lors de deux stages TER de l'Université de Nantes en juin 2003 et en juin-juillet 2004 dans le cadre de l'expérience STAR à RHIC.
- Florian Jamet, stage JANUS de l'Université de Nantes en juin 2003, dans le cadre de l'expérience STAR à RHIC.
- Tiphaine Nedellec, stage de l'Ecole de Physique de Grenoble en juillet 2003 dans le cadre de l'expérience STAR à RHIC.
- Maud Schwoerer, stage professionnel des classes de 3^e en mars 2002.

Conférences, séminaires et autres exposés (donnés au nom de la Collaboration STAR)

Conférences

- Ch. Roy pour la Collaboration STAR
Titre : Specificities of heavy ion collisions at RHIC probed by strange particles.
Lieu : International Europhysics Conference on High Energy Physics, Lisbonne, Portugal, 21-27 juillet 2005.
- Ch. Roy pour la Collaboration STAR
Titre : The Charm in STAR
Lieu : International Workshop on Alice Dimuon Spectrometer, Clermont-Ferrand, France, 13-15 décembre 2004.
- Ch. Roy pour la Collaboration STAR
Titre : STAR results on Strangeness Production at Rhic energies.
Lieu : XLI International Winter Meeting on Nuclear Physics, Bormio, Italie, 26 janvier – 2 février 2003
- Ch. Roy pour la Collaboration STAR
Titre : Strangeness Production in STAR at RHIC.
Lieu : exposé invité en séance plénière au International Workshop on the Physics of The Quark Gluon Plasma, Palaiseau, France, 4-7 Septembre 2001.
- Ch. Roy pour la Collaboration STAR
Titre : « Revue des Résultats de STAR auprès de RHIC »
Lieu : Journées des théoriciens de Physiques de particules, Université de Nantes, 29 mars 2001
- Ch. Roy pour la Collaboration STAR
Titre : A Silicon Strip Detector for the STAR experiment at RHIC
Lieu : Poster Quark Matter 99, Turin, Italie.

Séminaires

- Séminaire au Laboratoire de Grenoble, le 14 avril 2005 :
Titre : « RHIC : création d'une matière atypique »
- Présentation générale, en tant que coordonnatrice de la session interactions fortes, sur la physique des ions lourds aux Journées Jeunes Chercheurs, à Berder, du 29 novembre au 3 décembre 2004.

- Séminaire au Laboratoire de Physique Corpusculaire de Caen, le 20 septembre 2002 :
Titre : « STAR et l'étrangeté : vers une phénoménologie des collisions relativistes »
- Séminaire à l'Université de Metz, le 27 avril 2001 :
Titre : « Les collisions d'ions lourds relativistes : une machine à remonter le temps »

Autres exposés

- Ch. Roy pour la Collaboration STAR
Titre : Création d'une matière atypique à RHIC
Lieu : Journées du GDR QCD sur réseaux, Autrans, France, 6-7 juin 2005.
- Présentation « Bilan des prises de données à STAR » aux Journées RHIC–France, Etretat, 14-15 juin 2004.
- Présentation aux Journées de Prospectives du DAPNIA/CEA et IN2P3/CNRS, « Le plasma de quarks et de gluons aujourd'hui », à La Colle sur Loup, 11-15 octobre 2004.
- Présentation devant le Conseil Scientifique de l'IN2P3 sur l' « Implication des laboratoires français aux expériences du RHIC », le 8 décembre 2003.

Des présentations dans les réunions de travail des diverses collaborations.

Liste des publications

En préparation:

Article pour le magazine La Recherche, parution prévue pour début 2006 sur les derniers résultats expérimentaux et théoriques sur la physique du Plasma de Quarks et de Gluons.

Pour la Collaboration CODALEMA:

Publications avec comité de lecture

T. Gousset, O. Ravel et C. Roy

Are vertical cosmic rays the most suitable to radio detection?

Astroparticle Physics 22 (2004) 103-107

O. Ravel, ... C. Roy, ... Collaboration CODALEMA

Radio Detection of Cosmic Ray Air Shower by the CODALEMA Experiment

Nucl. Instrum. Meth. A518 (2004) 213-215

Rapports internes

R. Dallier, ... C. Roy, ... Collaboration CODALEMA

Bilan du travail expérimental sur la radio-détection des gerbes cosmiques de septembre 2001 à juin 2003

Rapport Interne SUBATECH 2003/01

Pour la Collaboration STAR:

Publications avec comité de lecture

M. Estienne, ... C. Roy, ... for the STAR Collaboration

Probing bulk properties and partonic collectivity via multi-strange baryons in Au+Au collisions at top RHIC energy.

Nucl. Phys. A749 (2005) 299-303

M. Estienne, ... C. Roy, ... for the STAR Collaboration

Multi-strange baryon production in Au+Au collisions at top RHIC energy as a probe of bulk properties.

J. Phys. G : Nucl. Part. Phys. 31 (2005) S873-S880

Experimental and Theoretical Challenges in the Search for the Quark Gluon Plasma: The STAR Collaboration's Critical Assessment of the Evidence from RHIC Collisions

Nucl. Phys. A 757 (2005) 102

J. Adams, ... C. Roy, ... for the STAR Collaboration

Open charm yields in d+Au collisions at $s_{NN}^{1/2} = 200$ GeV

Phys. Rev. Lett. 94 (2005) 062301

- J. Adams, ..., C. Roy, ... for the STAR Collaboration
Transverse-momentum dependent modification of dynamic texture in central Au+Au collisions at $s_{NN}^{1/2} = 200$ GeV
Phys. Rev. C 71 (2005) 031901(R)
- J. Adams, ..., C. Roy, ... for the STAR Collaboration
K(892) Resonance Production in Au+Au and p+p Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV at STAR*
Phys. Rev. C 71 (2005) 064902
- J. Adams, ..., C. Roy, ... for the STAR Collaboration
Pion interferometry in Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV
Phys. Rev. C 71 (2005) 044906
- J. Adams, ..., C. Roy, ... for the STAR Collaboration
Azimuthal Anisotropy in Au+Au Collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV
Phys. Rev. C 72 (2005) 014904
- J. Adams, ..., C. Roy, ... for the STAR Collaboration
Phi meson production in Au+Au and p+p collisions at $\sqrt{s} = 200$ GeV
Phys. Lett. B 612 (2005) 181
- J. Adams, ..., C. Roy, ... for the STAR Collaboration
Multi-strange baryon production in Au+Au collisions at $s_{NN}^{1/2} = 130$ GeV
Phys. Rev. Lett. 92 (2004) 182301
- J. Adams, ..., C. Roy, ... for the STAR Collaboration
Centrality and pseudorapidity dependence of charged hadron production at intermediate p_t in Au+Au collisions at $s_{NN}^{1/2} = 130$ GeV
Phys. Rev. C 70 (2004) 044901
- J. Adams, ..., C. Roy, ... for the STAR Collaboration
Production of $e+e-$ pairs accompanied by nuclear dissociation in ultra-peripheral heavy ion collision
Phys. Rev. C 70 (2004) 031902
- J. Adams, ..., C. Roy, ... for the STAR Collaboration
Pseudorapidity asymmetry and centrality dependence of charged hadron spectra in d+Au collisions at $s_{NN}^{1/2} = 200$ GeV
Phys. Rev. C 70 (2004) 064907
- J. Adams, ..., C. Roy, ... for the STAR Collaboration
Measurements of transverse energy distributions in Au+Au collisions at $s_{NN}^{1/2} = 200$ GeV
Phys. Rev. C 70 (2004) 054907
- J. Adams, ..., C. Roy, ... for the STAR Collaboration
Photon and neutral pion production in Au+Au collisions at $s_{NN}^{1/2} = 130$ GeV
Phys. Rev. C 70 (2004) 044902
- J. Adams, ..., C. Roy, ... for the STAR Collaboration
Rapidity and centrality dependence of proton and anti-proton production from Au+Au collisions at $s_{NN}^{1/2} = 130$ GeV
Phys. Rev. C 70 (2004) 041901
- J. Adams, ..., C. Roy, ... for the STAR Collaboration
Kaon production and kaon to pion ratio in Au+Au collisions at $s_{NN}^{1/2} = 130$ GeV
Phys. Lett. B 595 (2004) 143
- J. Adams, ..., C. Roy, ... for the STAR Collaboration
Azimuthal anisotropy and correlations at large transverse momenta in p+p and Au+Au collisions at $s_{NN}^{1/2} = 200$ GeV
Phys. Rev. Lett. 93 (2004) 252301

- J. Adams, ..., C. Roy, ... for the STAR Collaboration
Particle-type dependence of azimuthal anisotropy and nuclear modification of particle production in Au+Au collisions at $s_{NN}^{1/2} = 200$ GeV
Phys. Rev. Lett. 92 (2004) 052302
- J. Adams, ..., C. Roy, ... for the STAR Collaboration
Rho-0 production and possible modification in Au+Au and p+p collisions at $s_{NN}^{1/2} = 200$ GeV
Phys. Rev. Lett. 92 (2004) 092301
- J. Adams, ..., C. Roy, ... for the STAR Collaboration
Identified particle distributions in pp and Au+Au collisions at $s_{NN}^{1/2} = 200$ GeV
Phys. Rev. Lett. 92 (2004) 112301
- J. Adams, ..., C. Roy, ... for the STAR Collaboration
Cross sections and transverse single-spin asymmetries in forward neutral pion production from proton collisions at $s_{NN}^{1/2} = 200$ GeV
Phys. Rev. Lett. 92(2004) 171801
- J. Adams, ..., C. Roy, ... for the STAR Collaboration
Azimuthal anisotropy at the Relativistic Heavy Ion Collider: the first and fourth harmonics
Phys. Rev. Lett. 92 (2004) 062301
- J. Adams, ..., C. Roy, ... for the STAR Collaboration
Azimuthally sensitive HBT in Au+Au collisions at $s_{NN}^{1/2} = 200$ GeV
Phys. Rev. Lett. 93 (2004) 012301
- H. Caines, ..., C. Roy, ... for the STAR Collaboration
An update from STAR - Using Strangeness to probe relativistic heavy ion collisions
J. Phys. G30 (2004) S61-S73
- C. Adler, ..., C. Roy, ... for the STAR Collaboration
Azimuthal anisotropy and correlations in the hard scattering regime at RHIC
Phys. Rev. Lett. 90 (2003) 032301
- C. Adler, ..., C. Roy, ... for the STAR Collaboration
Disappearance of back-to-back high pt hadron correlations in central Au+Au collisions at $s_{NN}^{1/2} = 130$ GeV
Phys. Rev. Lett. 90 (2003) 082302
- L. Arnold, ..., C. Roy, ... (SSD collaboration) for the STAR Collaboration
The STAR Silicon Strip Detector (SSD)
Nucl. Instr. Meth. A499 (2003) 652
- J. Adams, ..., C. Roy, ... for the STAR Collaboration
Evidence from d+Au measurements for final state suppression of high pt hadrons in Au+Au collisions at RHIC
Phys. Rev. Lett. 91 (2003) 072304
- J. Adams, ..., C. Roy, ... for the STAR Collaboration
Narrowing of the Balance Function with Centrality in Au+Au Collisions at $s_{NN}^{1/2} = 130$ GeV
Phys. Rev. Lett. 90 (2003) 172301
- J. Adams, ..., C. Roy, ... for the STAR Collaboration
Strange anti-particle to particle ratios at mid-rapidity in $s_{NN}^{1/2} = 130$ GeV Au+Au Collisions
Phys. Lett. B567 (2003) 167-174
- J. Adams, ..., C. Roy, ... for the STAR Collaboration
Transverse momentum and collision energy dependence of high pT hadron suppression in Au+Au collisions at ultra relativistic energies
Phys. Rev. Lett. 91 (2003) 172302

- J. Adams,....C. Roy,...for the STAR Collaboration
Three-Pion Hanbury Brown-Twiss correlations in relativistic heavy-ion collisions from the STAR experiment
 Phys. Rev. Lett. 91 (2003) 262301
- J. Adams,....C. Roy,...for the STAR Collaboration
Net charge fluctuations in Au+Au collisions at $s_{NN}^{1/2}=130$ GeV
 Phys. Rev. C68 (2003) 044905
- J. Adams,....C. Roy,...for the STAR Collaboration
Pion-Kaon correlations in central Au+Au collisions at $s_{NN}^{1/2}=130$ GeV
 Phys. Rev. Lett. 91 (2003) 262302
- C. Roy for the STAR Collaboration
STAR results on Strangeness Production at Rhic energies
 nucl-ex/0303004, Proceedings of the XLI International Winter Meeting on Nuclear Physics, Bormio, Italy, January 26 – February 2 2003.
- C. Adler,....C. Roy,...for the STAR Collaboration
Centrality dependence of high pt hadron suppression in Au+Au collisions at $s_{NN}^{1/2}=130$ GeV
 Phys. Rev. Lett. 89 (2002) 202301
- C. Adler,....C. Roy,...for the STAR Collaboration
Mid-rapidity ϕ production in Au+Au Collisions at $s_{NN}^{1/2}=130$ GeV
 Phys. Rev. C65 (2002) 041901(R)
- C. Adler,....C. Roy,...for the STAR Collaboration
Mid-rapidity Lambda and Lambda bar production in Au+Au Collisions at $s_{NN}^{1/2}=130$ GeV
 Phys. Rev. Lett. 89 (2002) 092301
- C. Adler,....C. Roy,...for the STAR Collaboration
Azimuthal anisotropy of K^0 s and Lambda+Lambdabar production at mid-rapidity from Au+Au collisions at $s_{NN}^{1/2}=130$ GeV
 Phys. Rev. Lett. 89 (2002) 132301
- C. Adler,....C. Roy,...for the STAR Collaboration
 $K^(892)^0$ s production in Relativistic Heavy ion Collisions at $s_{NN}^{1/2}=130$ GeV*
 Phys. Rev. C66 (2002) 061901@
- C. Adler,....C. Roy,...for the STAR Collaboration
Elliptic flow from two- and four-particle correlations in Au+Au collisions at $s_{NN}^{1/2}=130$ GeV
 Phys. Rev. C66 (2002) 034904
- C. Adler,....C. Roy,...for the STAR Collaboration
Coherent Rho-zero production in ultra-peripheral heavy ion collisions
 Phys. Rev. Lett. 89 (2002) 272302
- K.H. Ackermann,....C. Roy,... for the STAR Collaboration
Elliptic Flow in Au+Au Collisions at $s_{NN}^{1/2}=130$ GeV
 Phys. Rev. Lett. 86 (2001) 402
- C. Adler,....C. Roy,...for the STAR Collaboration
Midrapidity Antiproton-to-Proton Ratio from Au+Au Collisions at $s_{NN}^{1/2}=130$ GeV
 Phys. Rev. Lett 86 (2001) 4778 et Erratum: 90 (2003) 119903
- C. Adler,....C. Roy,...for the STAR Collaboration
Pion Interferometry of $s_{NN}^{1/2}=130$ GeV Au+Au Collisions at RHIC
 Phys. Rev. Lett 87 (2001) 082301

- C. Adler, ..., C. Roy, ... for the STAR Collaboration
Multiplicity distribution and spectra of negatively charged hadrons in Au+Au Collisions at $s_{NN}^{1/2}=130$ GeV
 Phys. Rev. Lett 87 (2001) 112303
- C. Adler, ..., C. Roy, ... for the STAR Collaboration
Identified Particle Elliptic Flow in Au+Au Collisions at $s_{NN}^{1/2}=130$ GeV
 Phys. Rev. Lett 87 (2001) 182301
- C. Adler, ..., C. Roy, ... for the STAR Collaboration
Antideuteron and Antihelium production in Au+Au Collisions at $s_{NN}^{1/2}=130$ GeV
 Phys. Rev. Lett 87 (2001) 262301-1
- C. Adler, ..., C. Roy, ... for the STAR Collaboration
Measurement of inclusive antiprotons from Au+Au Collisions at $s_{NN}^{1/2}=130$ GeV
 Phys. Rev. Lett 87 (2001) 262302
- C. Roy for the STAR Collaboration
Strangeness Production in STAR at RHIC
 nucl-ex/0111017, Proceedings of the International Workshop on The Physics of the Quark Gluon Plasma, Palaiseau, France, 4-7 September 2001. Published in: Les Editions de Polytechnique.

Notes Internes

- C. Suire, ..., C. Roy, ... et la Collaboration SSD
TAB connection for the Silicon Strip Detector in STAR
 STAR NOTE/ SN0431 (April 2001)
- C. Roy, L. Martin et W. Pinganaud
Onset of Neutral Strange Particle Reconstruction including the SSD
 STAR NOTE/ SN0421 (April 2000)
- B. Erasmus, E. Lednicky, P. Leszczynski, V. Lyuboshitz, L. Martin, T. Pawlak, J. Pluta, C. Roy, Y. Sinyukov, A. Stavinski, K. Werner
Particle correlations as seen by the STAR detector
 STAR NOTE/ SN0370 (November 98)
- A. Boucham, ..., C. Roy, ... et la Collaboration SSD
Proposal for a Silicon Strip Detector for STAR (SSD)
 STAR NOTE/ SN0400 (July 98)

Pour la Collaboration ALICE:

Publications avec comité de lecture

- ALICE Technical Design Report / ITS CERN/LHCC 99-12, juin 1999
- J.R. Lutz, L. Arnold, J. Baudot, D. Bonnet, J.P. Coffin, M. Germain, C. Gojak, F. Jundt, C. Kuhn, C. Suire, A. Tarchini, D. Berst, G. Clauss, C. Colledani, W. Dulinski, A. Boucham, S. Bouvier, J. Castillo, C. Drancourt, B. Erasmus, G. Guilloux, L. Martin, C. Roy
TAB Bonded SSD Module for the STAR and ALICE Trackers
 ALICE/PUB-99-47, novembre 99, 5th Workshop on Electronics for LHC experiments, LEB99, Snowmass, Colorado (USA) 20-24 septembre 1999

B. Erazmus, L. Martin, C. Roy, K. Werner, R. Lednicky, V. Lyuboshitz, K. Mikhailov, A. Stavinsky, J. Pluta, Yu. Sinyukov

Particle Correlations with Heavy Ions at LHC Energies

ALICE/PUB-98-23, octobre 1998

Published in the proceedings of the 2nd CRIS'98, Catania, June 1998, by World Scientific, Singapore

L. Arnold, J. Baudot, J.P. Coffin, G. Guillaume, L. Guthneck, S. Higuere, F. Jundt, C. Kuhn, J.R. Lutz, S. Pozdniakov, F. Rami, A. Tarchini, A. Boucham, S. Bouvier, B. Erazmus, M. Germain, S. Giliberto, L. Martin, C. Le Moal, C. Roy, C. Colledani, W. Dulinski, R. Turchetta

Development of Microstrip Silicon Detectors for STAR and ALICE

ALICE/PUB-98-01, mars 1998, International Nuclear Physics Conference (INPC'98), Paris, France

Notes Internes

S. Giliberto, A. Boucham, S. Bouvier, L. Conin, B. Erazmus, G. Guilloux, F. Lefevre, C. Le Moal, L. Martin, T. Milletto, W. Pinganaud, O. Ravel, F. Retière, C. Roy, D. Roy

Performances of Double-Sided Silicon Strip Detectors in the High Multiplicity Environment of the ALICE Experiment

ALICE/INT-99-53, Internal Note/ITS, décembre 1999

F. Retière, A. Boucham, S. Bouvier, L. Conin, B. Erazmus, S. Giliberto, B. Guillet, G. Guilloux, F. Lefevre, C. Le Moal, L. Martin, T. Milletto, W. Pinganaud, O. Ravel, C. Roy, D. Roy

Performances of Double-Sided Silicon Strip Detectors for the ALICE Experiment at LHC

ALICE/INT-99-36, Internal Note/ITS, juillet 1999

C. Kuhn, J.P. Coffin, P. Crochet, P. Fintz, G. Guillaume, F. Jundt, A. Michalon, F. Rami et C. Roy

Search for exotic forms of strange matter in the Alice experiment

ALICE/INT-95-49, Internal note/SIM, décembre 1995

L. Arnold, J. Baudot, J.P. Coffin, G. Guillaume, S. Higuere, P. Fintz, F. Jundt, C. Kuhn, J.R. Lutz, P. Pages, S. Pozdniakov, F. Rami, S. Bouvier, B. Erazmus, S. Giliberto, L. Martin, C. Le Moal, C. Roy, C. Colledani, W. Dulinski, R. Turchetta

In-Beam Test of Double-Sided Silicon Strip Detector

ALICE/INT-98-05, Internal Note/ITS, janvier 1998

L. Arnold, J.P. Coffin, P. Fintz, G. Guillaume, F. Jundt, C. Kuhn, J.R. Lutz, P. Pagès, S. Pozdniakov, F. Rami, K. Sparavec, L. Tizniti, C. Colledani, W. Dulinski, R. Turchetta et C. Roy

Experimental study of the spatial resolution of silicon microstrip detectors for the Inner Tracking System of the ALICE detector

ALICE/INT-97-12, Internal note/ITS, avril 1997

G. Gaudiot, G. Heitz, J.P. Coffin, P. Crochet, P. Fintz, G. Guillaume, F. Jundt, C. Kuhn, F. Rami et C. Roy

Conical ferrules for the mechanical assembly of the ITS and the TPC in the Alice detector

ALICE/INT-96-08, Internal note/ITS, mai 1996

Pour la Collaboration WA98:

M.M. Aggarwal, ..., C. Roy, ... for the WA98 collaboration

Azimuthal anisotropy of photon and charged particle emission in $Pb^{208}+Pb^{208}$ collisions at 158 AGeV/c.

Eur.Phys.J.C41 (2005)287-296

- M.M. Aggarwal,...,C. Roy,... for the WA98 collaboration
Interferometry of direct photons in central $Pb^{208}+Pb^{208}$ collisions at 158 A GeV
Phys. Rev. Lett. 93 (2004) 022301
- M.M. Aggarwal,...,C. Roy,... for the WA98 collaboration
Centrality dependence of charge-neutral fluctuations in 158 A GeV $^{208}Pb+^{208}Pb$ collisions.
Phys. Rev. C67 (2003) 044901
- M.M. Aggarwal,...,C. Roy,... for the WA98 collaboration
One-, Two-, and three-particle distributions from 158 A GeV central Pb+Pb collisions.
Phys. Rev. C67 (2003) 014906
- M.M. Aggarwal,...,C. Roy,... for the WA98 collaboration
Event-by-event search for charged-neutral fluctuations in Pb-Pb collisions at 158 A GeV
J. Phys. G60 (2003) 5987
- M.M. Aggarwal,...,C. Roy,... for the WA98 collaboration
Direct Photon in WA98
Nucl. Phys. A698 (2002) 135
- M.M. Aggarwal,...,C. Roy,... for the WA98 collaboration
Event-by-event fluctuations in particle multiplicities and transverse energy production in 158 A GeV Pb+Pb collisions.
Phys. Rev. C65 (2002) 054912
- M.M. Aggarwal,...,C. Roy,... for the WA98 collaboration
Transverse mass distributions of neutral pions from $^{208}Pb+^{208}Pb$ reactions at 158 A GeV
Eur. Phys. J. C23 (2002) 225
- M.M. Aggarwal,...,C. Roy,... for the WA98 collaboration
Scaling of Particle and Transverse Energy Production in $^{208}Pb+^{208}Pb$ collisions at 158 A GeV
Eur. Phys. J. C 18 (2001) 651
- M.M. Aggarwal,...,C. Roy,... for the WA98 collaboration
Direct Photon Production in 158 A GeV $^{208}Pb+^{208}Pb$ collisions
Nucl. Phys. A685 (2001) 399
- M.M. Aggarwal,...,C. Roy,... for the WA98 collaboration
Localized charged-neutral fluctuations in 158 A GeV Pb+Pb collisions.
Phys. Rev. C64 (2001) 011901
- M.M. Aggarwal,...,C. Roy,... for the WA98 collaboration
Collective Flow and HBT in Pb+Pb Collisions at the CERN-SPS
Nucl. Phys. A663-664 (2000) 729
- M.M. Aggarwal,...,C. Roy,... for the WA98 collaboration
Delta⁺⁺ production in 158 A GeV $^{208}Pb + ^{208}Pb$ interactions at the CERN-SPS
Phys. Lett. B477 (2000) 37
- M.M. Aggarwal,...,C. Roy,... for the WA98 collaboration
Three-Pion Interferometry Results from Central Pb+Pb Collisions at 158 A GeV/c
Phys. Rev. Lett. 85 (2000) 2895
- M.M. Aggarwal,...,C. Roy,... for the WA98 collaboration
Observation of direct Photons in Central in 158 A GeV $^{208}Pb + ^{208}Pb$ Collisions
Phys. Rev. Lett. 85 (2000) 3595
- M.M. Aggarwal,...,C. Roy,... for the WA98 collaboration
Central Pb+Pb collisions at 158 A GeV/c studied by $\pi^+\pi^-$ interferometry
Eur. Phys. J. C 16 (2000) 445

M.M. Aggarwal,...,C. Roy,... for the WA98 collaboration
Elliptic Emission of K^+ and π^+ in 158 A GeV Pb+Pb Collisions
 Phys. Lett. B469 (1999) 30

M.M. Aggarwal,...,C. Roy,... for the WA98 collaboration
Systematics of Inclusive Photon Production in 158 A GeV Pb Induced Reactions on Ni, Nb and Pb Targets
 Phys. Lett. B458 (1999) 422

M.M. Aggarwal,...,C. Roy,... for the WA98 collaboration
Freeze-out parameters in central 158 AGeV $Pb^{208} + Pb^{208}$ collisions.
 Phys. Rev. Lett. 83 (1999) 926

T.Peitzmann for the WA98 collaboration
Recent results from the WA98 experiment
 Nucl. Phys. A661(1999) 191c

M.M. Aggarwal,...,C. Roy,... for the WA98 collaboration
Elliptic Emission of K^+ in 158 A GeV Pb+Pb Collisions
 Nucl. Phys. A661 (1999) 464

M.M. Aggarwal,...,C. Roy,... for the WA98 collaboration
Two-particle correlations in 158 AGeV collisions
 Nucl. Phys. A661 (1999) 427c

M.M. Aggarwal,...,C. Roy,... for the WA98 collaboration
Centrality Dependence of Neutral Pion Production in 158 AGeV Pb+Pb Collisions
 Phys. Rev. Lett. 81 (1998) 4087

M.M. Aggarwal,...,C. Roy,... for the WA98 collaboration
Search for disoriented chiral condensates in 158 AGeV Pb+Pb collisions
 Phys. Lett. B 420 (1998) 169

Pour la Collaboration FOPI:

B. Hong et la Collaboration FOPI
Stopping and radial flow in central $^{68}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ collisions between 1A and 2A GeV
 Phys. Rev. C57 (1998) 244

W. Reisdorf et la Collaboration FOPI
Central collisions of Au on Au at 150, 250 and 400AMeV
 Nucl. Phys. A612 (1997) 493

C. Roy, C. Kuhn, J.P. Coffin, J. Konopka et H. Stöcker et la Collaboration FOPI
Shape of collective flow in highly central Au(150AMeV)+Au collisions
 Z. Phys. A358 (1997) 73

N. Bastid et la Collaboration FOPI
Out-of-plane emission of nuclear matter in Au+Au collisions between 100 and 800 AMeV
 Nucl. Phys. A622 (1997) 573

D. Best et la Collaboration FOPI
 K^+ production in the reaction $^{58}\text{Ni} + ^{58}\text{Ni}$ at incident energies from 1 to 2 A GeV
 Nucl. Phys. A625 (1997) 307

P. Crochet et la Collaboration FOPI
Azimuthal anisotropies as stringent test for nuclear transport models
 Nucl. Phys. A627 (1997) 522

P. Crochet et la Collaboration FOPI

Onset of nuclear matter expansion in Au+Au collisions

Nucl. Phys. A642 (1997) 755

B. Hong et la Collaboration FOPI

Abundance of Delta-Resonances in $^{58}\text{Ni}+^{58}\text{Ni}$ collisions between 1 and 2 A GeV

Phys. Lett. B407 (1997) 115

R. Kotte et la Collaboration FOPI

Proton-proton correlations in central collisions of Ni+Ni at 1.93 AGeV and the space-time extent of the emission source

Z. Phys. A 359 (1997) 47

D. Pelte et la Collaboration FOPI

Charged pion production in Au on Au collisions between 1 and 2 A GeV

Z. Phys. A 359 (1997) 55

D. Pelte et la Collaboration FOPI

Charged pion production in Au on Au collisions at 1 A GeV

Z. Phys. A 357 (1997) 215

C. Roy, Thèse CRN96-08, Strasbourg, France (96)

N. Herrmann et la Collaboration FOPI

Particle production and flow at SIS energies

Nucl. Phys. A610 (1996) 49c-62c

J.L. Ritman et la Collaboration FOPI

On the transverse momentum distribution of strange hadrons produced in relativistic heavy ion collisions

Z. Phys. A 352 (1995) 355

J.L. Ritman et la Collaboration FOPI

The FOPI detector at SIS/GSI

Nucl. Phys. B-Proc.Suppl. 44 (1995) 708

A. Gobbi et la Collaboration FOPI

Central Au on Au collisions

Nucl. Phys. A583 (1995) 499

J.P. Coffin, C. Kuhn, C. Roy, J. Konopka et H. Stöcker et la Collaboration FOPI

Prominent transverse flow of clusters in stopped Au(150 A MeV)+Au reactions

Nucl. Phys. A583 (1995) 567

Ces personnes étaient là...

... et je tiens à les remercier vraiment mais vraiment très sincèrement.

Ce sont tout d'abord les étudiants – et je sais que la bienséance voudrait que je ne commence pas par eux mais je me suis dit que cela faisait partie des avantages d'une HDR par rapport à une thèse de doctorat – étudiants donc pour lesquels j'ai essayé de guider les recherches : Walter Pinganaud (dont les travaux sont devenus le fondement des activités ultérieures), Javier Castillo, Ludovic Gaudichet et Magali Estienne avec laquelle je termine mes activités sur STAR. A ces docteurs, je tiens à associer Fabrice Gastineau qui très souvent m'a guidée dans la compréhension et l'interprétation de nos résultats. Fabrice et Walter ont quitté le monde de la recherche, travaillent aujourd'hui ensemble, et je me charge de les informer du devenir de cette physique à laquelle ils avaient beaucoup contribué.

Je voudrais – enfin – vous remercier, membres de mon jury qui m'avez fait l'honneur et apporté le plaisir de pouvoir vous associer à ce « rapport d'étape ». Messieurs Jörg Aichelin, Pascal Dupieux, Hans Gutbrod, Lilian Martin, Jean-Yves Ollitrault, Fouad Rami, Bernard Tamain. Merci pour la lecture pertinente que vous avez faite de mon mémoire, pour vos commentaires et les discussions que nous avons pu avoir en ce jour de soutenance mais aussi par le passé et je ne demande qu'à vous revoir bientôt.

Ces recherches ont été menées sous deux « règnes », celui de Hans Gutbrod qui a eu la bonne idée de m'accepter dans son laboratoire et celui de Jacques Martino qui a eu la bonne idée de me donner envie d'y rester. Merci pour les conditions de travail qui font de Subatech « un labo dans lequel on a envie d'être » mais aussi et surtout pour le soutien que vous m'avez apporté ou que vous m'apportez.

Si ce mémoire porte sur la physique de RHIC, c'est aussi car il y avait Lilian Martin dans ce projet « un SSD pour STAR ». Cela ressemble à un titre de CNN mais il est vrai qu'en disant le nom de ce projet, cela fait de l'effet. Les souvenirs sont nombreux, variant de « à moitié drôle » à « trop bien ». Ces années passées à ses côtés m'ont appris énormément tant au plan professionnel qu'au plan humain et je ne pouvais espérer plus belle collaboration. Lui, il a construit le SSD ! et m'a laissé ce que je trouve être la plus belle part de ce projet : la physique. A bientôt sur Alice, Lilian ! ...

J'avais désiré que mon mémoire de thèse soit associé à la mémoire de mon père qui m'a quittée si tôt. Cette habilitation, elle est pour toi maman. Je ne pourrais ni voudrais faire autrement que de te la dédier car c'est grâce à ta présence mais aussi ton soutien et ton réconfort constants que j'ai pu « passer cette HDR ».



Blaine, le 5 novembre 2005

