

1. Les collisions d'ions lourds ultra-relativistes

1.1 Introduction

Depuis plus de dix ans, des programmes expérimentaux de grande envergure ont été dédiés à l'étude des collisions d'ions lourds ultra-relativistes. L'objectif principal de ces programmes est la mise en évidence du plasma de quarks et de gluons (PQG). Ce nouvel état de la matière devrait être formé lorsque des densités d'énergie de l'ordre de 1 à 1.5 GeV/fm³ sont atteintes. Les quarks et les gluons ne seraient alors plus confinés à l'intérieur des hadrons et pourraient évoluer librement. Les degrés de liberté ne seraient plus hadroniques mais partoniques.

Une collision entre deux noyaux est représentée sur la figure 1.1. Elle peut être schématiquement séparée en trois parties que nous détaillerons dans le paragraphe 1.2. La phase initiale consiste en collisions entre les nucléons incidents. L'énergie libérée dans ces réactions peut alors conduire à la formation d'un système de partons qui évolue ensuite vers un gaz de hadrons jusqu'à l'émission des particules. La séparation entre ces différentes phases est motivée plus par des différences dans les modes de traitement des phénomènes que par une succession marquée d'étapes.

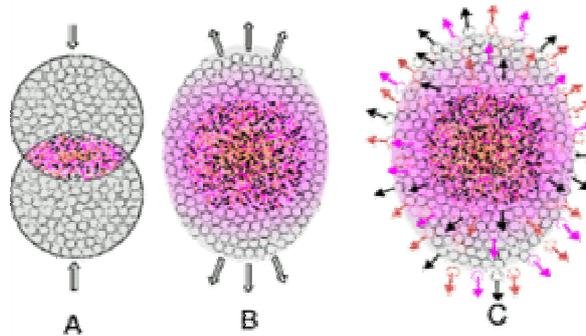


Figure 1.1 Une collision noyau-noyau. A) collision entre constituants des noyaux. B) refroidissement par expansion d'un éventuel système de quarks. C) gaz de hadrons, évaporation de particules.

1.2 Une collision d'ions lourds ultra-relativistes

1.2.1 Phase initiale

Lors des collisions noyau-noyau, les nucléons qui les composent interagissent les uns avec les autres. Une partie de leur énergie cinétique est convertie en énergie d'excitation du milieu. Le pouvoir d'arrêt du milieu traversé donne une mesure de cette énergie car il représente le ralentissement des nucléons incidents, c'est-à-dire le décalage entre leur rapidité initiale et leur rapidité après interaction. La rapidité Y est une grandeur Lorentz-invariante qui mesure la fraction d'impulsion longitudinale des particules :

$$Y = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{e^+ p_z}{e^- p_z} \right) \quad \text{et la pseudo-rapacité} \quad \eta = \frac{1}{2} \ln \left(\frac{p^+ p_z}{p^- p_z} \right) = -\ln \left[\tan \left(\frac{\theta}{2} \right) \right]$$

avec p_z l'impulsion des particules suivant l'axe du faisceau, $p=|\vec{p}|$ leur impulsion totale, e leur énergie, et ϑ l'angle entre \vec{p} et l'axe du faisceau.

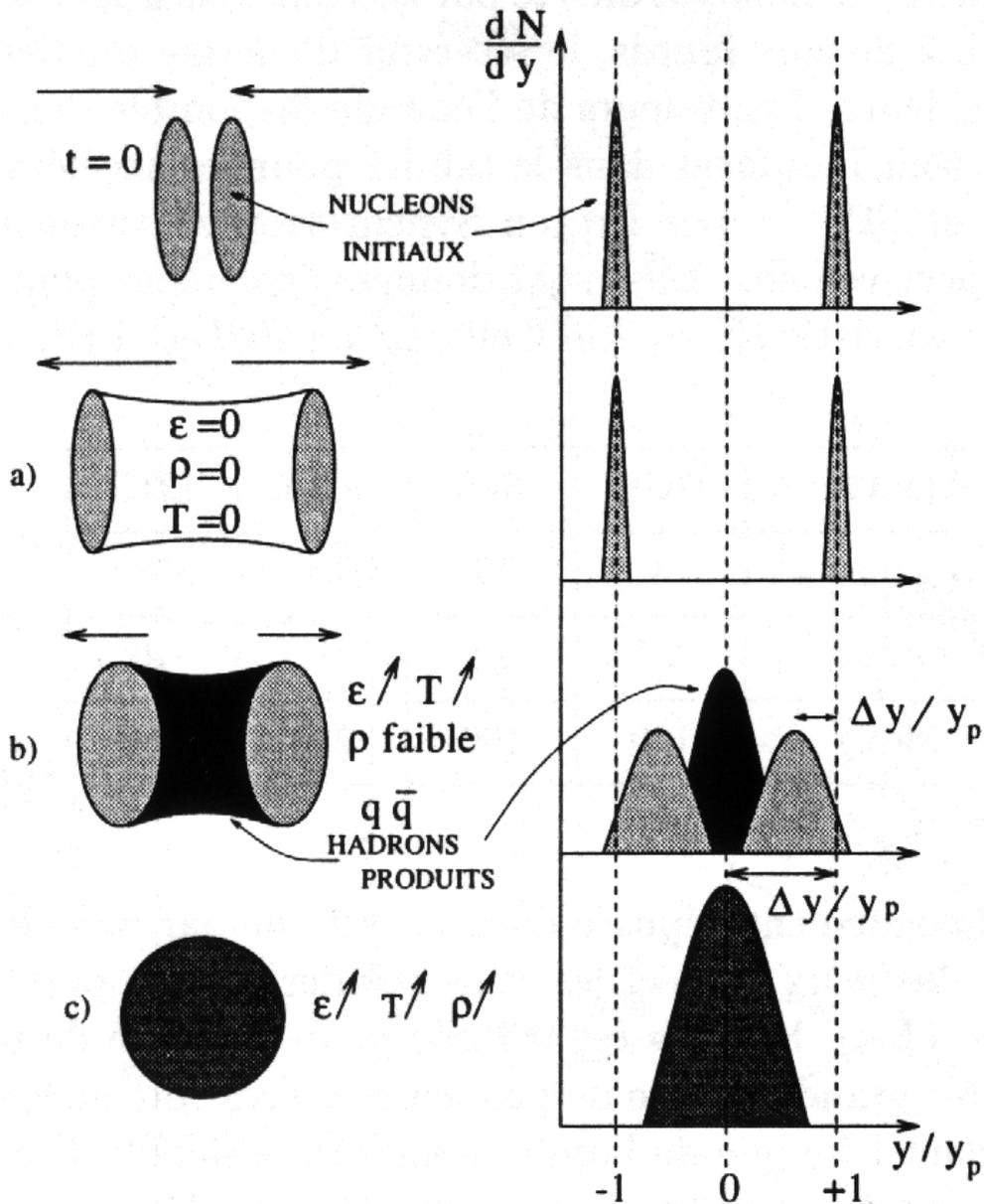


Figure 1.2 Pouvoir d'arrêt [1]: a) les noyaux se traversent sans interagir. b) ralentissement des noyaux : densité baryonique faible, ΔY convertie en densité d'énergie. c) noyaux complètement arrêtés : densité baryonique importante, densité d'énergie maximale.

La mesure du pouvoir d'arrêt est réalisée à partir de l'étude du spectre en rapidité des protons auquel est soustrait celui des antiprotons [2]. Cette énergie est finalement convertie en production de particules qui seront mesurées dans les détecteurs. Le ralentissement des nucléons conduit alors à la formation d'un système fortement comprimé ou chauffé. Ces différentes possibilités sont présentées sur la figure 1.2. Les nucléons fortement décélérés se regroupent autour du centre de masse de la collision et entraînent une augmentation de la densité de matière. L'énergie qu'ils perdent lors de leurs interactions, est convertie en

excitation du vide c'est-à-dire en chaleur. Le pouvoir d'arrêt tend à diminuer avec l'énergie des noyaux incidents. On passe alors d'un système fortement comprimé pour des énergies disponibles dans le centre de masse de quelques GeV à un système fortement chauffé lorsque des énergies de l'ordre de 100 GeV sont atteintes. Les collisions à 17.3 GeV que nous avons étudiées se trouvent dans un état intermédiaire entre chauffage et compression.

A partir d'environ 10 GeV d'énergie disponible dans le centre de masse, les interactions entre les partons, constituants des nucléons, doivent être considérées. Cette partie de la collision est la mieux maîtrisée théoriquement car elle est basée sur des processus élémentaires qui peuvent être étudiés spécifiquement dans les collisions électron-positron réalisées au LEP, électron-proton à DESY et proton-antiproton au Tevatron. Malgré tout, deux problèmes persistent :

- Certains phénomènes ne peuvent être extrapolés de collisions proton-proton à noyau-noyau. En effet, les nucléons des noyaux incidents subissent plusieurs interactions. Toute leur énergie n'est pas libérée lors d'une unique interaction.
- Après cette phase qui dure de l'ordre de 1 fm/c, la plupart des particules ne se découplent pas du système. Elles continuent d'interagir entre elles pendant plusieurs dizaines de fm/c. La phase initiale ne peut donc pas être étudiée spécifiquement dans les collisions noyau-noyau. Mais, il est très important d'en avoir une bonne compréhension car toute l'évolution du système est déterminée par ces conditions initiales.

Le mesure du volume du système après cette première partie n'est pas accessible expérimentalement contrairement à celle de l'énergie déposée par les nucléons incidents. Cette information est importante car le type d'évolution, partonique ou hadronique, du système après ces premières interactions entre nucléons incidents est conditionné par la densité d'énergie atteinte. Pour estimer ce volume, des modèles simples qui supposent une durée de l'ordre de 1 fm/c pour cette phase initiale sont souvent utilisés. Une autre approche consiste à considérer des modèles complexes dont l'objectif est de décrire l'ensemble des interactions.

1.2.2 Système de partons

La densité d'énergie élevée obtenue dans les collisions entre noyaux ultra-relativistes permet d'exciter fortement le vide. Un grand nombre de paires quarks-antiquarks est produit. La question fondamentale est de savoir quels degrés de liberté prévalent, partoniques ou hadroniques? Les calculs sur réseau s'accordent à prédire qu'au dessus d'une densité d'énergie de 2 GeV/fm³, le système doit évoluer sous la forme d'un plasma de quarks et de gluons [3].

La phase partonique perdure tant que la densité d'énergie est suffisante. Sous l'effet de l'expansion du système cette densité va décroître jusqu'à entraîner l'hadronisation du plasma. Une transition de phase d'un système de partons vers un système hadronique a alors lieu. L'ordre de la transition n'est pas déterminé théoriquement. Les descriptions du plasma sont variées et reposent souvent sur des bases hydrodynamiques qui permettent de s'affranchir des considérations microscopiques en introduisant une équation d'état de la

matière nucléaire. Ce type de traitement permet de décrire à la fois un système de partons et de hadrons, la seule différence provenant de l'équation d'état. La coexistence entre les phases peut y être prise en compte. Des descriptions explicites microscopiques du plasma sont aussi en cours de développement mais elles ne sont pas encore testables expérimentalement.

D'une manière générale, la modélisation du plasma souffre de nombreuses insuffisances: les conditions initiales sont mal définies, les mécanismes d'évolution du PQG ne sont connus que par analogie avec le plasma électromagnétique, l'hadronisation n'est pas un processus calculable... Malgré tout, des modèles très simples, basés sur un système en expansion, à l'équilibre chimique et thermique sont capables de décrire les taux de production des particules [4][5] et les températures apparentes mesurées [6]. Ils n'impliquent cependant pas forcément l'existence d'un plasma de quarks et gluons et peuvent très bien n'offrir qu'une description d'un gaz de hadrons dans un milieu où la densité d'énergie est élevée.

1.2.3 Système de hadrons

Les systèmes de hadrons peuvent être décrits avec plus de contraintes que le plasma de quarks et de gluons. En effet les interactions entre particules ont été étudiées depuis des dizaines d'années. Beaucoup de sections efficaces et d'états résonants sont connus. Le gaz de hadrons peut être modélisé microscopiquement. Il évolue principalement au travers de collisions binaires qui peuvent entraîner la formation de résonances. Cependant, ce traitement a ses limites car il a été mis en évidence que les interactions entre hadrons sont influencées par le milieu dans lequel ils baignent [7], ce qui peut entraîner des modifications des masses des résonances et des sections efficaces.

Comme énoncé au paragraphe précédent, ce système peut aussi être décrit macroscopiquement à l'aide de modèles hydrodynamiques ou thermiques. La qualification de thermique est ambiguë car elle suppose que la production de hadrons s'effectue à l'équilibre. Leur production dans les collisions e^+e^- peut aussi être décrite à l'aide de tels modèles alors que le système ne peut s'être équilibré. D'une manière générale, les taux de production de hadrons dans les collisions à haute énergie peuvent être décrits, avec une précision raisonnable, par un remplissage statistique de l'espace des phases [8]. Toutefois, dans les collisions d'ions lourds, les études des spectres en masse transverse imposent l'introduction d'un flot qui semble être dépendant des sections efficaces d'interaction de chaque type de hadrons [9]. Il faut introduire une description dynamique de l'évolution du système pour reproduire les distributions des impulsions des hadrons produits dans les collisions d'ions ultra-relativistes.

L'état final d'une collision d'ions lourds est un gaz de hadrons, qu'une phase partonique ait été formée ou non. Afin de mettre en évidence la création d'un plasma de quarks et de gluons, il faut alors rechercher des signatures qui ne soient pas masquées par des ré-interactions dans la phase hadronique.

1.3 Signatures d'une éventuelle phase partonique

A l'heure actuelle, la phase partonique n'a pu être mise en évidence de manière non

ambiguë. La définition d'observables sensibles à la formation du PQG est malaisée. En effet, il est nécessaire d'identifier des phénomènes ne pouvant être imputés à des interactions entre hadrons. Nous allons présenter les signatures les plus robustes. On peut les classer en trois catégories :

- Interaction des particules produites dans la phase initiale avec le PQG.
- Émission directe par le PQG de particules observables. Elles constituent la radiation du plasma.
- Effet sur la composition chimique du système dû au PQG.

1.3.1 Interaction de particules avec le plasma

Les premières collisions entre nucléons libèrent beaucoup d'énergie ce qui permet de produire des particules lourdes, ou très énergétiques. La probabilité de produire de telles particules dans la suite de la collision est faible car l'énergie disponible par interaction décroît rapidement. Ces particules sont donc créées majoritairement au début de la réaction. Elles vont ensuite traverser le milieu qui les entoure avant d'être détectées. Selon leur type, leur interaction avec le système a deux conséquences :

- Absorption des particules J/Ψ et Y . Les particules J/Ψ et Y sont des états liés $c\bar{c}$ et $b\bar{b}$. Ces particules devraient être absorbées lors de leur traversée du PQG. En effet, leurs deux quarks constituants ne devraient plus être liés l'un à l'autre à l'intérieur de la phase partonique. Une absorption "anormale" du J/Ψ a été observée auprès du SPS, au CERN, par la collaboration NA50 dans les collisions Pb+Pb à 17.3 AGeV [10]. La figure 1.3 représente le nombre de J/Ψ mesuré normalisé à celui attendu en extrapolant à partir des résultats obtenus en p+Pb, en fonction de la centralité définie ici par la densité d'énergie atteinte après la première phase de la collision. La chute du taux de production du J/Ψ à partir d'une densité d'énergie de 2.3 GeV/fm³ est souvent qualifiée de brutale et pourrait signer la transition de phase. Cependant, cette mesure reste ambiguë car on ne peut exclure le fait que l'absorption soit la conséquence de processus hadroniques [11].
- Perte d'énergie des jets : les quarks et gluons de très hautes énergies produits dans la phase initiale peuvent sortir du système pour former des jets. Lors de leur traversée du plasma de quarks et de gluons, ces jets vont perdre de l'énergie. On s'attend alors à mesurer une suppression du nombre de jets de grande énergie. Dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes les jets ne peuvent être identifiés en tant que tels ; ils sont étudiés à travers la mesure des pions de grande impulsion transverse qui emmènent une grande partie de leur énergie. La perte d'énergie des jets se traduira alors par une suppression du nombre de pions de grande impulsion transverse. Afin d'offrir une preuve tangible de la phase partonique, les effets hadroniques doivent être corrigés à partir de l'étude des collisions proton-noyau. Mais, de la même manière que pour la production du J/Ψ , l'étude du spectre en énergie des jets en fonction de la centralité pourrait permettre de s'affranchir d'une telle normalisation si la transition de phase était suffisamment brutale.

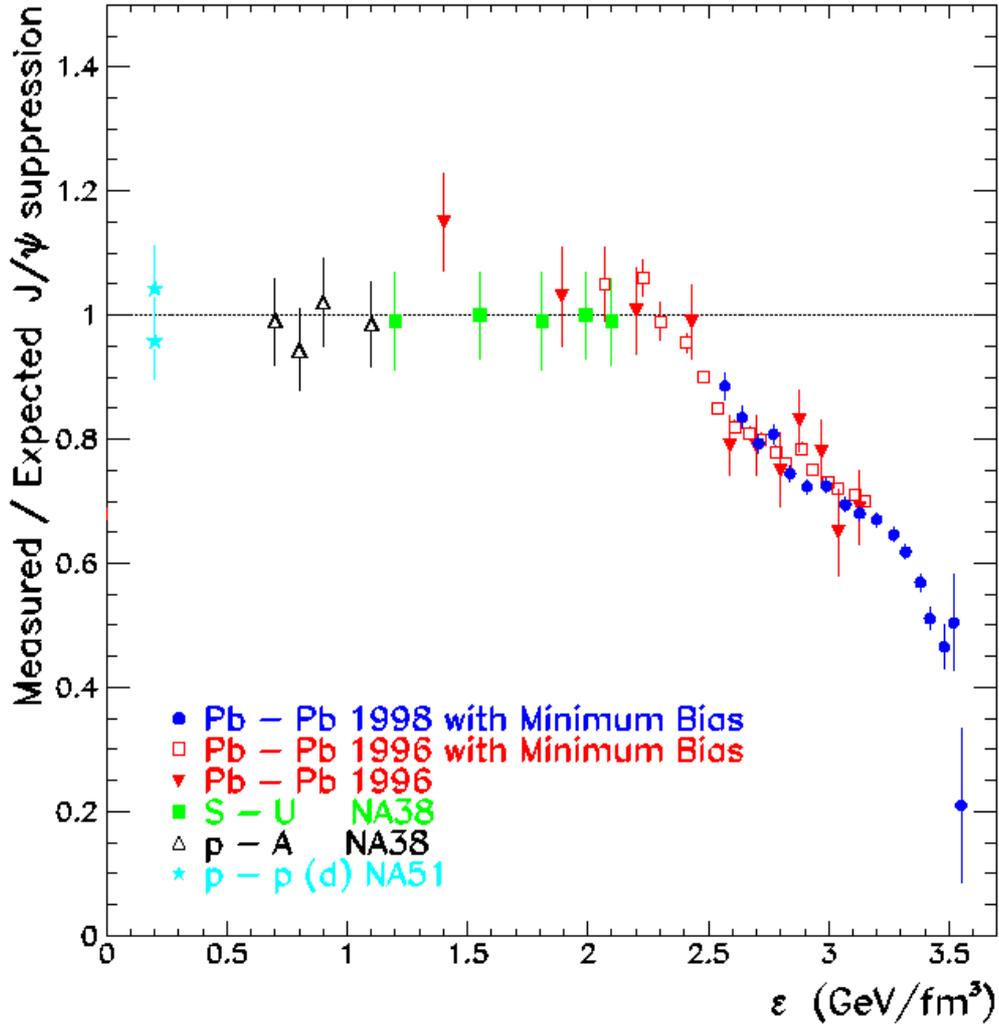


Figure 1.3 Nombre de J/Ψ mesuré divisé par le nombre de J/Ψ attendu en fonction de la densité d'énergie. Le nombre de J/Ψ attendu est estimé à partir des mesures effectuées en proton-proton et proton-plomb.

1.3.2 Radiation du plasma

Quand le système se trouve sous forme d'un plasma de quarks et de gluons, il rayonne des photons réels et virtuels. Ces photons sont détectés soit directement soit sous forme de paires électron-positron. Les sources de photons sont représentées sur la figure 1.4. On s'aperçoit que les sources de photons sont multiples mais qu'elles émettent dans des régions d'impulsion transverse différentes. Une fois émis, les photons n'interagissent plus ce qui permet un accès direct à chaque type de source. Malheureusement, il existe une source de photons très intense au SPS qui recouvre la plupart des autres sources : la désintégration des mésons, en particulier des π^0 . Pour extraire un spectre de photons directs, c'est-à-dire ne provenant pas de désintégration de résonances, il faut supprimer la contribution de ces mésons. Cette mesure a été réalisée par l'expérience WA98 [12]. Nous y reviendrons au paragraphe 2.1.2. Pour des énergies disponibles dans le centre de masse supérieures à 100 GeV, les contributions relatives entre les sources de photons pourraient être très différentes et rendre ainsi plus favorable la détection des photons émis directement

par le plasma de quarks et de gluons.

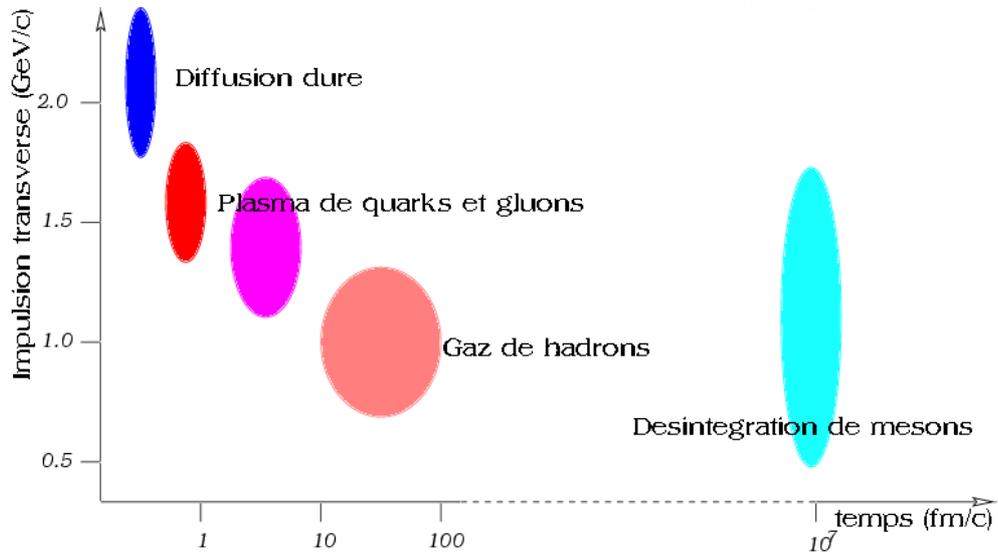


Figure 1.4 Les sources de photons [13]

1.3.3 Chimie partonique ou chimie hadronique?

L'énergie nécessaire à la production de paires de quarks étranges est plus faible dans un plasma de quarks et gluons que dans un gaz de hadrons. En effet, les collisions entre pions et nucléons sont les canaux privilégiés de production des quarks étranges par processus hadronique ; les énergies seuils sont alors de l'ordre de 500 MeV contre 300 MeV dans le plasma (deux fois la masse du quark étrange). De plus, lorsque le potentiel chimique baryonique n'est pas nul, les niveaux de plus basses énergies des états u et d sont occupés. Le principe de Pauli impose alors la formation des quarks u et d à des niveaux d'énergie plus élevés ce qui favorise la production de quarks s qui, elle, s'effectue dans l'état fondamental. La production de particules contenant plusieurs quarks lourds est encore plus fortement supprimée dans un système de hadrons car elle nécessite une succession de plusieurs collisions binaires. Dans un plasma de quarks et de gluons, elle est uniquement fonction de la fraction de quarks lourds par rapport aux quarks légers. Cependant, les sections efficaces et les énergies seuils des réactions hadroniques qui conduisent à la création de hadrons contenant des quarks étranges ne sont pas connues dans un milieu où la densité de particules est importante. Malgré ces incertitudes, l'évolution relative des taux de production des différentes espèces de quarks devraient nous renseigner sur une modification des processus de création des particules.

L'expérience WA97, a mesuré une forte augmentation du nombre de particules étranges produites dans les collisions Pb+Pb à 17.3 AGeV, par rapport aux collisions p+Be et p+Pb à la même énergie (figure 1.5) [14]. Aucune variation importante, n'a cependant été observée en fonction de la centralité dans les collisions Pb+Pb. Les mécanismes de production diffèrent donc entre les réactions proton-noyau et noyau-noyau. Si cette modification est liée au passage d'un système hadronique à un système partonique, alors, la transition de phase a lieu pour des collisions noyaux-noyaux impliquant moins de cent

nucléons. Aucun modèle basé uniquement sur des interactions entre hadrons ne reproduit ces données. Dans le cadre de modèles thermiques, il a été montré que le taux de production de baryons étranges étaient incompatible avec un gaz hadronique compte tenu de la vitesse d'évolution de la collision qui ne laisserait pas suffisamment de temps pour produire ces particules en nombre important [15].

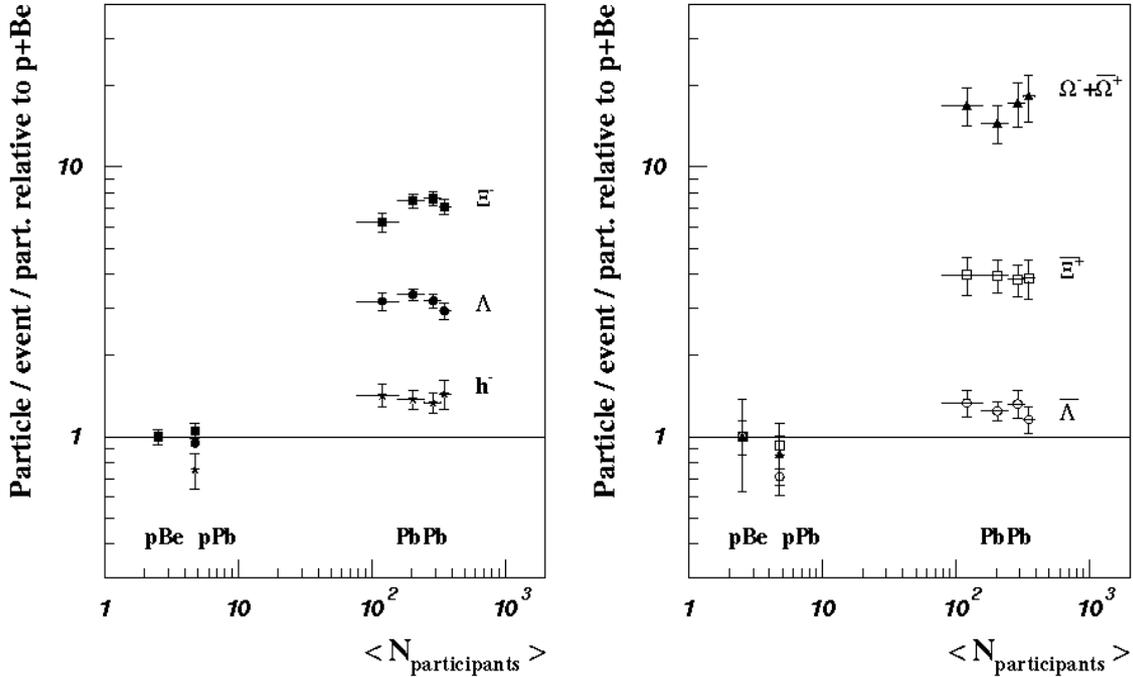


Figure 1.5 Taux de production des particules étranges au niveau de la rapidité du centre de masse mesurés par la collaboration WA97

A plus haute énergie, notamment dans les collisions Au–Au à 200 GeV, on s'attend à ce que le taux de production d'autres particules contenant des quarks lourds soit sensible à la formation d'un plasma de quarks et de gluons. En particulier le taux de production des mésons Bc, pourrait être un bon indicateur de l'association des quarks c et b dans la phase partonique [16]. Les quarks b et c sont issus des collisions initiales mais si ils restent à l'intérieur du plasma, lors de l'hadronisation ils peuvent être liés l'un à l'autre. La probabilité d'un tel phénomène est faible mais elle reste bien supérieure à la probabilité de produire des mésons Bc par collision hadronique. Au niveau expérimental, ces particules pourraient être mesurées car elles ont un $c\tau$ de l'ordre de 100 μm . Cependant, de telles mesures demandent encore des développements expérimentaux car les détecteurs actuels ne permettent de détecter que les particules dont le $c\tau$ est supérieur au centimètre. Nous développerons ce point dans le chapitre 7 lorsque nous présenterons le détecteur de vertex de l'expérience STAR.

1.4 Conclusions

La mise en évidence du plasma de quarks et de gluons nécessite d'identifier des observables qui ne peuvent être interprétées en terme d'interactions entre hadrons. Mais, beaucoup de ces interactions sont mal maîtrisées. Une analyse précise nécessite alors l'étude des collisions entre protons et noyaux. Toutefois, même ainsi, les effets de

modification des masses et des sections efficaces dans un milieu à haute densité ne sont pas pris en compte.

La variation brutale d'une observable pourrait être attribuée à une transition de phase. La suppression des charmonia pourrait constituer une telle signature. Cependant, si la transition n'est pas du premier ordre, le passage d'un état hadronique à un état partonique peut s'effectuer sans changement rapide d'aucune observable. Il n'est pas nécessaire que la transition de phase s'accompagne d'une variation rapide d'observables.

A l'heure actuelle, la formation du plasma de quarks et de gluons n'a pu être mise en évidence de manière non ambiguë. Un certain nombre d'observables mesurées dans les collisions Pb+Pb à 17.3 GeV, semble indiquer qu'une modification de la nature du système a eu lieu. Toutefois, prises séparément, aucune de ces observables n'est suffisante pour prouver la formation du PQG. En combinant toutes les mesures réalisées aux SPS, on peut espérer dégager une description cohérente de l'évolution d'une collision d'ions lourds ultra-relativistes. De plus, il est possible que les études des collisions Au+Au à 200 GeV mettent définitivement en défaut les modèles hadroniques même si ils ont recours à des effets de milieu.

