

Le Plasma de Quarks et de Gluons

Sondes prédites et étudiées au SPS

Raphaël Granier de Cassagnac*
Laboratoire Leprince-Ringuet & expérience PHENIX

Septembre 2005

Résumé

Les quarks et les gluons sont habituellement confinés dans les hadrons. La chromodynamique quantique prédit une transition de phase entre la matière nucléaire ordinaire et un plasma de quarks et de gluons. Ce nouvel état de la matière est supposé avoir existé pendant les premières microsecondes du big-bang et repose peut-être au cœur de certaines étoiles. Les collisions d'ions lourds devraient permettre de le créer et de l'étudier en laboratoire, pour peu que la densité d'énergie atteigne environ $1 \text{ GeV}/\text{fm}^3$. Ce fut *a priori* le cas au SPS du CERN. Un premier indice de la formation du plasma de quarks et de gluons y a été vu : la suppression anormale du méson J/ψ . D'autres de ses signatures prédites ont été observées depuis (augmentation de l'étrangeté, modification des résonances légères, production de photons et de dileptons thermiques et atténuation des gerbes.) Dans ce cours, je tâche de dresser une revue de ces observables et de leurs possibles interprétations.

Abstract

Quarks and gluons are usually confined into hadrons. Quantum Chromodynamics predicts that a phase transition can occur between ordinary nuclear matter and a quark gluon plasma. This new state of matter is believed to have existed during the first microseconds after the big-bang and perhaps to lie in the core of some stars. Heavy ion collisions should allow us to create and study this plasma in our laboratories, if we are able to reach an energy density of $1 \text{ GeV}/\text{fm}^3$. This, was *a priori* the case at the CERN SPS. A first hint of the quark gluon plasma formation was seen, namely the anomalous suppression of J/ψ mesons. Others of its predicted signatures were observed since then (strangeness enhancement, light mesons modifications, thermal photons and dileptons production and jet quenching.) In this lecture, I try to give a revue of these observables and of their possible interpretations.

* Mél : raphael@in2p3.fr.

Table des matières

1	Une prédiction théorique	3
2	Les collisions d'ions lourds	5
2.1	Panorama expérimental	5
2.2	Définitions cinématiques	5
2.3	La centralité: N_{coll} , N_{part} et les autres	6
2.4	La densité d'énergie	8
3	Les signatures prédites pour le plasma	9
4	L'augmentation de l'étrangeté au SPS (et à RHIC)	11
4.1	La prédiction théorique et historique	11
4.2	Les rapports étranges K/π et Λ/π	12
4.3	Un modèle thermique global	13
4.4	Les (anti)baryons étranges	17
4.5	Une étrange conclusion	18
5	La modification des résonances	19
6	La suppression du J/ψ au SPS (et à RHIC)	20
6.1	La prédiction théorique et historique	20
6.2	NA38 et l'absorption nucléaire	21
6.3	NA50 et l'absorption anormale	24
6.4	Les résultats préliminaires de NA60 et PHENIX	31
7	Les photons (et les dileptons) thermiques	35
8	L'atténuation des gerbes	36
9	Conclusion	36

Glossaire

- **AGS**: Alternating Gradient Synchrotron, à BNL.
- **BNL**: Brookhaven National Laboratory, New-York, États-Unis.
- **CERN**: Laboratoire Européen de Physique des Particules, Genève, Suisse.
- **LHC**: Large Hadron Collider, démarrera en 2007 au CERN.
- **NA/WAXX**: North/West Area, les expériences du hall nord/ouest du SPS.
- **PQG**: Le Plasma de Quarks et de Gluons tant recherché.
- **QCD**: Quantum ChromoDynamics, la théorie de l'interaction forte.
- **RHIC**: Relativistic Heavy Ion Collider, en fonctionnement à BNL.
- **SPS**: Super Proton Synchrotron, au CERN.

1 Une prédiction théorique

L'interaction forte possède des propriétés bien particulières, comme nous l'avons vu dans les cours de Patrick Aurenche et d'Olivier Pène. Dans ses aspects les plus élémentaires, elle est décrite par la chromodynamique quantique (QCD) qui se caractérise par deux comportements remarquables :

- **À basse énergie**, la constante α_s de couplage de l'interaction devient grande. Sans permettre de le calculer, ce comportement est relié au **confinement** des quarks et des gluons à l'intérieur des hadrons. En effet, même si des quarks ont été vus à l'intérieur des protons – Friedman, Kendall et Taylor reçurent le prix Nobel en 1990 pour cela – personne n'a jamais observé de quarks légers¹ libres.
- **À haute énergie** en revanche, les calculs de renormalisation et les mesures d'expériences telles que H1, ZEUS, CDF, D0 s'accordent et montrent que α_s est faible. Ce comportement, appelé la **liberté asymptotique**, a valu leur prix Nobel à Gross, Polizer et Wilczek en 2004.

Ce second comportement a mené à la prédiction de l'existence d'un plasma de quarks et de gluons (PQG.) L'idée est que si l'on parvient à chauffer ou à comprimer la matière nucléaire suffisamment pour que le milieu produit soit intégralement dans un régime où α_s est petite, les nucléons perdent leur identité et les quarks et les gluons évoluent librement. Quantitativement, des calculs de QCD sur réseau prédisent ce comportement. La figure 1 montre le résultat d'un de ces calculs, sans doute le plus populaire [1].

En ordonnée, la densité d'énergie (divisée par la température à la puissance quatrième) semble être un paramètre d'ordre. En abscisse, la température est ramenée à une température critique T_c à laquelle s'opère la brusque variation de densité d'énergie. La matière nucléaire subirait alors une transition de phase² – Francesca Gulminelli nous a enseigné de qu'elles sont lors de cette école – entre des matières confinée (hadronique) et déconfinée (partonique.) Dans le calcul suscité, la transition de phase a lieu pour :

$$\epsilon_c = 0,7 \pm 0,3 \text{ GeV/fm}^3 \quad \text{et} \quad T_c \sim 170 \text{ MeV}, \quad (1)$$

soit à une température d'environ 10^{13} K, supérieure de cinq ordres de grandeur à celle du soleil (10^8 K.)

Dès lors, nous pouvons nous demander où et quand trouver les conditions extrêmes requises pour former le plasma de quarks et de gluons. La réponse est triple.

- **Pendant les premières microsecondes du big bang.** En effet, les équations communément admises pour l'évolution de l'univers prédisent qu'il était un plasma de quarks et de gluons d'une dizaine de kilomètres, lorsqu'il subit soudain, une dizaine de microsecondes après sa naissance, une transition de phase vers l'univers hadronique qui nous est aujourd'hui familier. Cet événement pourrait avoir des

1. Le quark top dont la masse ($175 \text{ GeV}/c^2$) est grande devant l'échelle de l'interaction faible se désintègre avant d'avoir formé des hadrons.

2. Son ordre est mal connu, même si la mode est à une transition de type *crossover*.

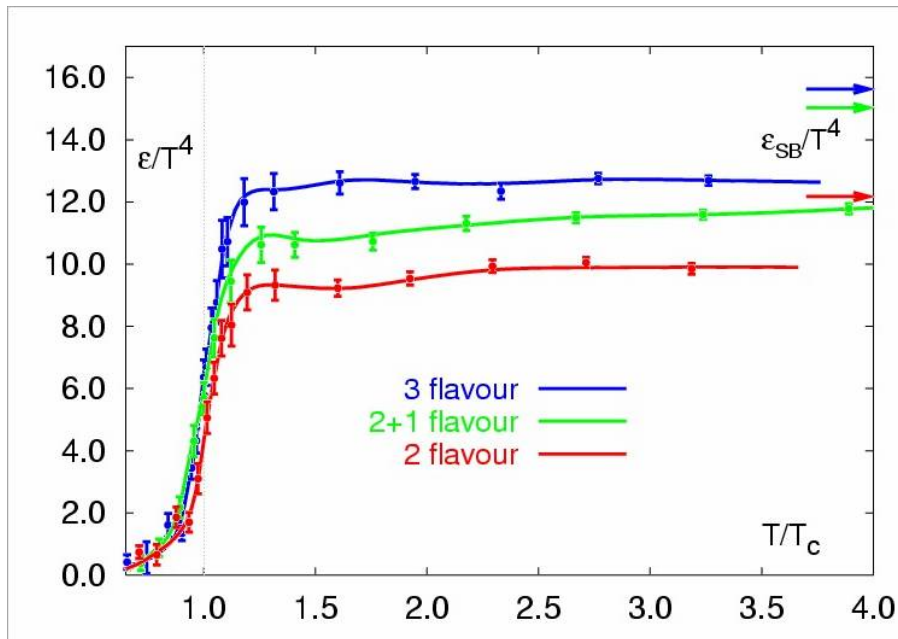


FIG. 1 – Prédiction d'une transition de phase entre matières confinée et déconfinée [1].

conséquences détectables dans notre univers visible (voir par exemple la revue de Dominik Schwarz [2]), en particulier sur les abondances des éléments légers (nucléosynthèse primordiale) ou l'existence de reliques exotiques (boules de glue ou pépites de quarks étranges) qui pourraient contribuer à la matière noire. Pour l'instant, aucun de ces indices n'a été observé, si bien que cosmologie et chromodynamique restent des sciences plutôt étrangères. Espérons que cela change avec les progrès récents et fulgurants des deux disciplines.

- **Au cœur des étoiles les plus denses.** Une poignée d'étoiles candidates existent, en particulier RX J156.5-3754 qui se trouve à 120 pc de nous, ne mesure que cinq ou six kilomètres et nous envoie un remarquable spectre de corps noir. Cela dit, la signature d'une étoile à quarks n'est pas évidente, comme vous pourrez vous en rendre compte en lisant un article récent [3] plein de références pour commencer à hésiter entre des étoiles certes dénudées, mais à quarks ou à neutrons ?
- **Lors de collisions de noyaux lourds.** C'est là l'outil que nous avons à notre disposition pour espérer créer le PQG dans nos laboratoires, même si son existence y sera brève (typiquement le temps qu'il faut à la lumière pour traverser un noyau, soit 10^{-23} seconde.) Notons que même si les machines modernes déshabillent entièrement les atomes utilisés, on préfère le terme d'ions lourds à celui de noyaux lourds.

2 Les collisions d'ions lourds

Les collisions d'ions lourds donc, sont l'indispensable outil pour l'étude du plasma de quarks et de gluons.

2.1 Panorama expérimental

Nous avons vu (équation 1) que le PQG était *théoriquement* créé pour des densités d'énergie supérieures à $1 \text{ GeV}/\text{fm}^3$. Quatre accélérateurs, résumés dans le tableau 1 ont théoriquement permis de dépasser cette valeur. L'AGS (*Alternating Gradient Synchrotron*) du Laboratoire National américain de Brookhaven (BNL, New-York) n'a pas permis de conclure à la formation du PQG. Le SPS (*Super Proton Synchrotron*) du Laboratoire Européen de Physique des Particules (CERN, Genève) a fourni des indices forts de la création du PQG, amenant la direction à publier, le 10 février 2000, un communiqué de presse annonçant « un nouvel état de la matière créé au CERN. » Le propos de ce cours est d'étudier le PQG par ses signatures prédites qui rencontrèrent un certain succès au SPS.

Aujourd'hui, la balle est revenue dans l'état de New-York, avec le RHIC (*Relativistic Heavy Ion Collider*), qui fait un bond d'un facteur dix en énergie disponible dans le référentiel du centre de masse. Le cours de Christelle Roy traite des découvertes faites auprès de cette machine, à l'exception du devenir des sondes qui fournirent des résultats très marquants au SPS et qui sont traitées ici, dans la continuité. L'avenir de la discipline se situe au LHC (*Large Hadron Collider*) de retour au CERN avec une montée en énergie d'un facteur presque trente. Pascal Dupieux nous raconte dans son cours ce à quoi s'attendent les physiciens du LHC et comment ils s'y sont préparés. Il est le seul à évoqué la problématique expérimentale de la détection de la multitude de particules émises lors des collisions d'ions lourds.

Machine	Lieu	Mode	Année	Ions lourds	$\sqrt{s_{NN}}$ (GeV)	ϵ (GeV/fm ³)
AGS	BNL	Cible fixe	1992	Au+Au	4,8	$\sim 1,5$
SPS	CERN	Cible fixe	1994	Pb+Pb	17,3	$\sim 3,5$
RHIC	BNL	Collisions	2001	Au+Au	200	$\sim 5,5$
LHC	CERN	Collisions	>2007	Pb+Pb	5 500	~ 10

TAB. 1 – *Petite histoire des collisions d'ions lourds. Pour chaque machine sont indiqués les ions les plus lourds accélérés et les années correspondantes. La densité d'énergie est calculée (prédite pour le LHC) avec la formule (6) de Bjorken pour $\tau_0 = 1 \text{ fm}/c$.*

2.2 Définitions cinématiques

Avant de nous lancer dans l'étude des collisions d'ions lourds, quelques définitions des variables cinématiques communément utilisées peuvent s'avérer utiles. Le terme *longitudinal* désignera naturellement l'axe z des faisceaux.

- **La rapidité** y a le mérite d'être additive en relativité restreinte et est reliée à la vitesse longitudinale $\beta_l = v_l/c$, ou à l'énergie E et à l'impulsion longitudinale p_z par :

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{1 + \beta_l}{1 - \beta_l} = \frac{1}{2} \ln \frac{E + p_z}{E - p_z}. \quad (2)$$

- **La pseudo-rapacité** η est une variable plus expérimentale car ne dépendant que de l'angle θ avec l'axe des faisceaux. Elle se confond avec la rapidité lorsque l'impulsion est grande devant la masse de la particule.

$$\eta = -\ln \tan \frac{\theta}{2}. \quad (3)$$

- **L'impulsion transverse** p_T est la composante de l'impulsion perpendiculaire à l'axe des faisceaux. Son intérêt réside dans le fait qu'elle ne peut précisément pas provenir des impulsions initiales des partons, mais uniquement de l'interaction elle-même. On s'intéresse également à **la masse transverse** m_T d'une particule de masse m :

$$m_T^2 = m^2 + p_T^2 \quad \text{avec} \quad p_T^2 = p_x^2 + p_y^2. \quad (4)$$

- **L'énergie transverse** E_T est l'énergie pondérée par la transversalité. Elle se confond avec l'impulsion transverse lorsque l'impulsion est grande devant la masse de la particule :

$$E_T = E \sin \theta. \quad (5)$$

2.3 La centralité : N_{coll} , N_{part} et les autres

Pour espérer estimer la densité d'énergie, il est crucial de caractériser la violence d'une collision d'ions lourds. Plusieurs variables en rendent compte :

- Le **paramètre d'impact** b est la distance transverse entre les deux centres des noyaux impliqués, comme l'illustre la figure 2 de gauche.
- Le **nombre** N_{part} (ou N_{wound}) **de nucléons dits « participants »** qui subissent au moins une collision. L'ensemble de ces participants répartissent leur énergie dans tout l'angle solide. Naïvement, ce sont les nucléons contenues dans la zone de recouvrement des noyaux (au cœur de la figure 2 centrale.)
- Le **nombre** N_{coll} (ou N_{bin}) **de collisions binaires** qui ont lieu lors de la collision. Un nucléon participant peut participer à plusieurs collisions.
- Le **nombre de nucléons dits « spectateurs »** qui ne participent pas à la collision (ceux qui s'en sortent sur la figure 2 de droite.)

Expérimentalement, nous n'avons accès à aucune de ces variables, mais plutôt au nombre de particules chargées émises, ou à l'énergie déposée dans des calorimètres à zéro degré (dans l'axe des faisceaux.) Pour relier les unes aux autres, nous utilisons le modèle de Glauber³ [4].

3. Il s'agit bien du lauréat du prix Nobel 2005, mais il n'a pas reçu son prix pour avoir modélisé les collisions d'ions lourds.

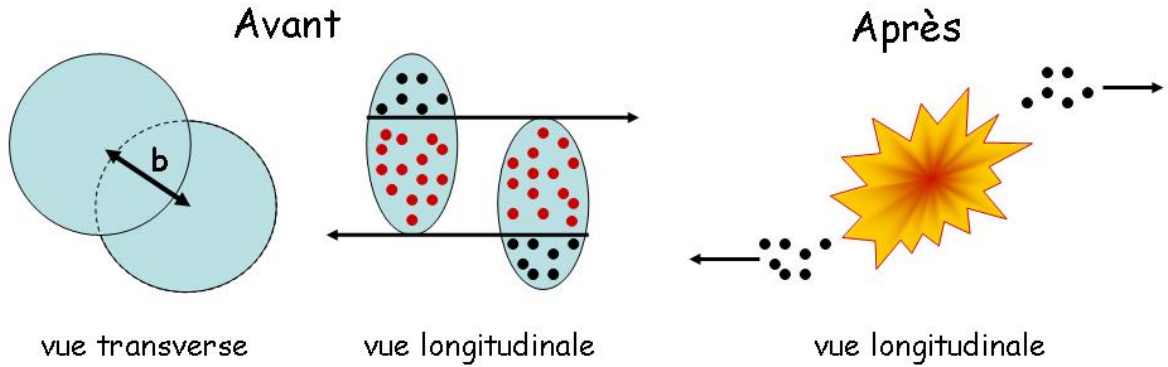


FIG. 2 – Vues naïves d'une collision d'ions lourds, dans le référentiel du centre de masse.

Il s'agit d'un modèle géométrique simple qui suppose que la trajectoire d'un nucléon est rectiligne et parallèle à la direction du faisceau. Connaissant le profil de densité des nucléons dans les noyaux⁴ et la section efficace totale d'interaction inélastique nucléon-nucléon (de l'ordre de 30 mb dépendant légèrement de l'énergie de collision), il permet de calculer N_{part} et N_{coll} .

En faisant correspondre des plages de paramètres d'impact avec des plages d'une mesure expérimentale de la centralité, il est alors possible d'estimer les nombres moyens de collisions ou de participants correspondants.

Les figures 3 montrent un exemple parmi d'autres de cette procédure. Elles présentent, dans le cas des collisions indium-indium observées par l'expérience NA60, la correspondance entre énergies déposées dans un calorimètre à zéro degré et nombres de participants.

Remarque importante : N_{part} et N_{coll} revêtent une importance particulière car la production de certaines particules s'avère être proportionnelle à l'une ou l'autre de ces variables. Nous retiendrons que :

- Les processus dits « mous » (de basse énergie) sont fréquents et proportionnels à l'énergie totale injectée dans la collisions, c'est-à-dire à N_{part} .
- Les processus dits « durs » (de grande énergie) sont rares et ont une certaine probabilité d'arriver à chaque collision, la production totale étant proportionnelle à N_{coll} .

4. Nous pouvons par exemple prendre des distributions de Woods-Saxon $\rho(r) = \rho_0 / (1 + \exp \frac{r-R}{a})$ où $\rho_0 = 0,17/\text{fm}^3$ est la densité nucléaire normale, R et a sont le rayon et l'épaisseur du noyau considéré.

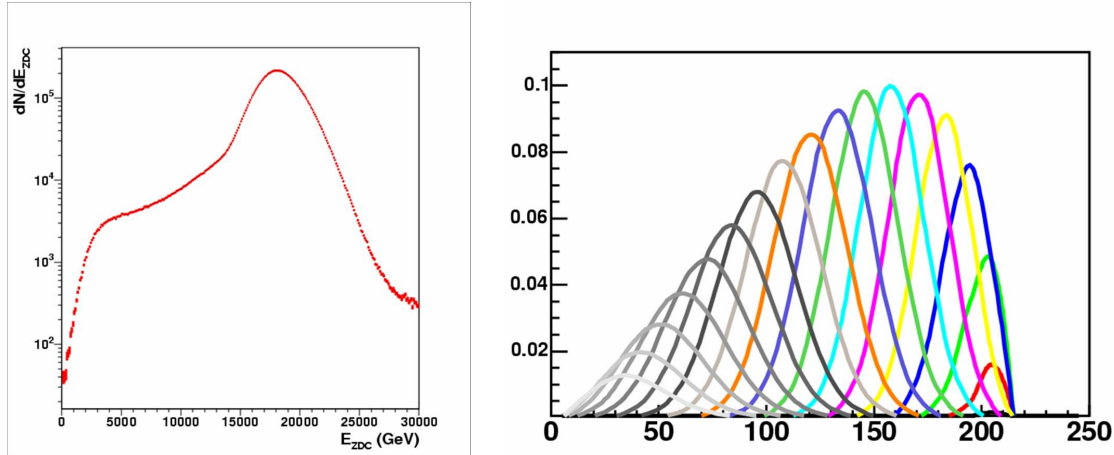


FIG. 3 – À gauche : distribution de l'énergie à zéro degré (E_{ZDC}) lors de collisions indium-indium observées par l'expérience NA60. À droite : distribution du nombre de participants, pour des tranches d' E_{ZDC} d'un TeV de large. Les grands nombres de participants correspondent aux petites E_{ZDC} .

2.4 La densité d'énergie

Reste à mesurer expérimentalement la densité d'énergie pour estimer si nous sommes en dessus ou en dessous du GeV/fm^3 avancé pour l'apparition du PQG. En 1983, Bjorken propose la méthode qui est aujourd'hui utilisée [5]. Dans des collisions ultrarelativistes, les ions subissent une contraction de Lorentz qui les fait apparaître plats comme des crêpes dans notre référentiel. Ils déposent derrière eux leur énergie cinétique, ce qui constituera l'état initial du milieu formé. Ce milieu s'étend très rapidement longitudinalement avec l'éloignement des ions en interaction. Bjorken montre que la densité d'énergie déposée au bout d'un temps τ_0 donné est proportionnelle à l'énergie transverse par unité de rapidité mesurée à rapidité nulle :

$$\epsilon = \frac{1}{A_T \tau_0} \times \left. \frac{dE_T}{dy} \right|_{y=0} \quad (6)$$

où A_T est la surface sur laquelle est déposée l'énergie, c'est-à-dire la surface transverse de recouvrement des noyaux (πR^2 lors de collisions parfaitement centrales.)

Quelle valeur de τ_0 utiliser ? Dans l'article original, Bjorken l'interprète comme le temps auquel les conditions initiales de l'évolution hydrodynamique sont établies et il propose l'ordre de grandeur de $1 \text{ fm}/c$. C'est la valeur communément admise (en particulier dans le tableau 1.) Néanmoins, remarquons que, dans le modèle de Bjorken, les ions sont infiniment plats et se croisent donc instantanément, à un temps qui fonde l'origine de la collision. Expérimentalement, les ions ne sont pas infiniment contractés et mettent $2R/\gamma$ soit 5,4 1,5 0,13 et 0,05 fm/c à se dépasser à l'AGS, au SPS, à RHIC et au LHC respectivement. Il paraît alors curieux d'utiliser $1 \text{ fm}/c$ au SPS et surtout à l'AGS. C'est pourtant ce qui est fait dans le tableau 1 et nous constatons que les densités d'énergie obtenues dépassent la valeur fatidique de $1 \text{ GeV}/\text{fm}^3$. Ces valeurs sont

à considérer avec précaution. La formule de Bjorken est surtout utile pour comparer, à une énergie donnée donc à τ_0 fixé, différentes collisions et centralités, au travers des variations de la surface et de l'énergie transverse.

Les curieux trouveront une discussion intéressante de l'utilisation de la formule de Bjorken et de la détermination des temps de croisement des ions, de formation des quarks et de thermalisation du milieu aux énergie du RHIC dans le *White Paper* de PHENIX [6].

Dans le cas du SPS qui nous intéresse particulièrement dans ce cours, même si nous ajoutons le temps de croisement, nous obtenons une borne *inférieure* de la densité d'énergie de $3,5/2,6 = 1,3$ GeV/fm³ qui reste supérieure à la prédiction de QCD. Les conditions semblent donc réunies pour que le PQG ait été créé au SPS. Il reste à chercher un moyen de le vérifier, une signature de son éphémère apparition.

3 Les signatures prédites pour le plasma

Comment être sûr que le plasma a été créé? La démarche scientifique est la suivante :

1. Une prédiction théorique est énoncée et une observable expérimentale proposée.
2. L'observable doit être mesurée lors de collisions proton-proton, pour connaître son élémentaire référence (par exemple, une section efficace de production.)
3. L'observable doit être mesurée lors de collisions proton-noyau, si possible en variant les noyaux utilisés pour estimer les effets de la matière nucléaire ordinaire (par exemple, une section efficace d'absorption.)
4. Ces deux références établies, nous pouvons nous tourner vers les collisions noyau-noyau pour lesquelles nous attendons le PQG de pieds fermes, et voir si l'observable y est sensiblement modifiée.
5. Si une déviation est observée, nous devons vérifier qu'aucun modèle ne faisant intervenir que des hadrons (et pas de PQG) ne permet de la reproduire.
6. Il se produit généralement des allers-retours entre les points 4 et 5 pendant lesquels les théoriciens raffinent leurs modèles et les expérimentateurs varient leurs observations en changeant les ions et les énergies étudiés, ainsi que les variables cinématiques considérées (rapidité, impulsion transverse, etc.)
7. Lorsque le point 5 est assuré, il ne reste alors plus comme explication que le plasma de quarks et de gluons.

Avant de passer à l'expérience, il nous reste à énoncer les signatures théoriquement prédites. Helmut Satz écrit dans une revue critique sur la recherche du plasma de quarks et de gluons [7] :

There was a general feeling that if the quark-gluon plasma was indeed produced, it would manifest itself in a variety of unknown but dramatic ways, including... the end of the world!

De fait, des articles sérieux [8] ont envisagé, avant le démarrage du RHIC, des scénarios catastrophes tels que production de trous noirs mangeurs de matière, basculement

vers un nouveau vide électro-faible ou production de dangereux *strangelets* plus stables que nos bons vieux noyaux. Heureusement, les auteurs les ont écartés avec l'argument essentiel que les rayons cosmiques de très haute énergie auraient déjà dû déclencher ces catastrophes si elles étaient probables. Nous sommes bien peu de choses...

Ces terribles preuves du PQG écartées, voici une liste (non exhaustive mais presque) des signatures prédites au début des années 80 et de leur référence fondatrice. Nous ne traitons que celles qui ont donné des résultats significatifs au SPS (dans ce cours) et/ou au RHIC (dans le cours de Christelle Roy.)

1. La production thermique et l'augmentation de l'étrangeté [9, 10] est traitée en détail au chapitre 4.
2. La production du PQG est censée s'accompagner d'une restauration de la symétrie chirale susceptible de modifier les mésons légers de courte durée de vie [11, 12]. Un intéressant résultat préliminaire concernant la largeur du méson ρ au SPS est montré au chapitre 5.
3. Le milieu déconfiné produit pourrait être susceptible de fondre les quarkonia, en particulier le J/ψ , par écrantage de couleur [13]. Le J/ψ étant en effet fortement supprimé au SPS, j'en donne une description détaillée au chapitre 6, ainsi qu'un aperçu des mesures préliminaires effectuées au RHIC.
4. La température initiale du milieu produit devrait être mesurable par l'observation de photons [14] ou de di-leptons [15], dits thermiques. De légers signaux observés au SPS seront mentionnés au chapitre 7.
5. La matière dense et colorée que constitue le plasma pourrait ralentir les partons produits et atténuer les gerbes de particules [16]. Cette signature, le populaire *jet quenching*, est marquante aux énergies du RHIC. Elle est décrite en détail dans le cours de Christelle Roy. Au chapitre 8, je ne ferai que dire en deux paragraphes qu'elle a également été aperçue au SPS.
6. L'expansion du milieu chaud serait mesurable par l'élargissement et les anisotropies azimuthales du spectre de moment transverse [17]. Ces questions de flot (*flow*) sont évoquées dans le cours de Christelle Roy.
7. La taille et l'âge de la source au moment du gel (transition de phases inverse) devrait être accessibles par la mesure d'interférométrie Hanbury-Brown-Twiss fondée sur les corrélations à deux particules [18]. Une augmentation de la taille traduirait une augmentation de la densité initiale et de l'expansion du milieu. Cet effet n'est pas traité dans nos cours.
8. La formation de matière baryonique étrange, les *strangelets*, a également été considérée [19], mais aucun événements n'a été vu à ce jour.
9. ...

Devant la multitude des signatures envisagées, un programme de recherche du PQG se doit de diversifier ses expériences et ses détecteurs pour être capable d'en aborder le plus possible. Le tableau 2 dresse la liste des expériences dédiées à l'étude du PQG qui ont vu le jour auprès du SPS au CERN. Le programme a duré de 1986 à 2004. Certaines expériences produisent encore des résultats (NA49, CERES, NA57 et NA60 à la conférence Quark Matter 2005 par exemple.)

Expériences	Observables	Signatures
NA34/HELIOS2 HELIOS3	Hadrons Dimuons	Spectre des hadrons Modification des mésons légers
NA35/49	Hadrons chargés Hadrons étranges	Spectre des hadrons, corrélations, flot Abondances, étrangeté
NA36	Hadrons étranges	Production d'étrangeté
NA44	Pions et kaons	Interférométrie HBT, spectre
NA45/CERES	Di-électrons Hadrons chargés	Modification des mésons légers Corrélations
NA38/50/51/60	Dimuons	Suppression des quarkonia (J/ψ , ψ') Modification des mésons légers
NA52	Noyaux de bas Z/A	Strangelets
WA80/93/98	Photons	Photons thermiques, spectre de π^0 , flot
WA85/94/97, NA57	Hypérons	Augmentation de l'étrangeté

TAB. 2 – Expériences dédiées à l'étude du PQG auprès du SPS du CERN.

4 L'augmentation de l'étrangeté au SPS (et à RHIC)

Dès l'AGS, nous observons une augmentation de la production d'étrangeté dans les collisions ion-ion par rapport aux collisions proton-proton. Il s'agit là d'une des signatures prédites du PQG. Mais nous allons voir que son interprétation n'est pas triviale et qu'elle illustre bien toute la difficulté de se convaincre de la formation du PQG.

4.1 La prédiction théorique et historique

En 1982, Rafelski et Müller [9] remarquent que l'étrangeté (quarks étranges et anti-étranges) devrait être plus aisément créée dans un plasma de quarks et de gluons que dans un gaz hadronique.

Les quarks étranges sont les plus légers après les *ups* et les *downs* qui sont présents dans notre matière et donc aux conditions initiales de la collision. Ils doivent être produits par paire $s\bar{s}$. Dans un gaz de hadrons, le seuil pour les produire est élevé (530 MeV pour la première réaction $\pi + N \rightarrow \Lambda + K$.) Dans le PQG, ce seuil descend au double de la masse des quarks étranges nus, soit moins de 300 MeV. De plus, les paires $s\bar{s}$ peuvent y être créées par fusion de gluons ($gg \rightarrow s\bar{s}$) dont la section efficace est plus élevée qu'une section efficace hadronique. La formation de paires $s\bar{s}$ est ainsi favorisée dans un PQG.

Plus quantitativement, Rafelski et Müller estiment à l'aide des taux des réactions $gg \rightarrow s\bar{s}$ (dominante) et $u\bar{u}, d\bar{d} \rightarrow s\bar{s}$, que l'abondance des quarks étranges atteint sa limite d'équilibre thermique en un temps de l'ordre de grandeur de la durée de vie du plasma. Par exemple, au bout de $2 \cdot 10^{-23}$ s, à une température de 160 MeV, la concentration des quarks étranges devrait valoir 75% de la concentration d'équilibre. Autrement dit, dans un PQG, les quarks étranges devraient être thermalisés.

En revanche, dans un gaz de hadrons, l'équilibre est loin d'être atteint, comme le montrent des calculs détaillés par les mêmes auteurs (plus Koch) [10]. La production d'objets multi-étranges est particulièrement défavorisée car elle demande soit des réactions aux seuils très élevés (par exemple $\pi\pi \rightarrow \Omega\bar{\Omega}$ qui demande quelques 3 GeV) soit des réactions successives qui n'ont que peu de chances d'arriver dans le temps pendant lequel le gaz de hadrons est en interaction. À une température de 160 MeV et au bout de 10^{-22} s d'interaction, les Ξ (deux quark étranges) et le Ω^- (trois quarks étranges) seraient respectivement à moins de 1/10 et de 1/100 de leur concentration d'équilibre. En revanche, dans le PQG, la production des objets multi-étranges se fera par recombinaison des quarks présents dans le milieu et ne dépendra que de la (forte) concentration en quark $s\bar{s}$.

Sans épiloguer sur les prédictions théoriques, intéressons-nous aux mesures d'étrangeté dans les collisions d'ions lourds.

4.2 Les rapports étranges K/π et Λ/π

La première des observables que nous pouvons regarder est l'évolution du rapport d'une particule étrange sur une particule dénuée d'étrangeté, en fonction de la densité d'énergie. Les plus légères à notre disposition sont les kaons et les pions. La figure 4 de gauche montre le rapport $K^+(u\bar{s})/\pi^+(u\bar{d})$ en collisions proton-proton et noyau-noyau pour différentes énergies. La figure de droite montre les mêmes dépendances pour le rapport $\Lambda(uds)/\pi$. Mettons nous un instant à la place des physiciens de l'AGS, à une époque où on ignorait les résultats de plus hautes énergies. Nous constatons une montée violente du rapport K^+/π^+ donc de l'étrangeté. Devons nous en conclure que le PQG vient d'être découvert?

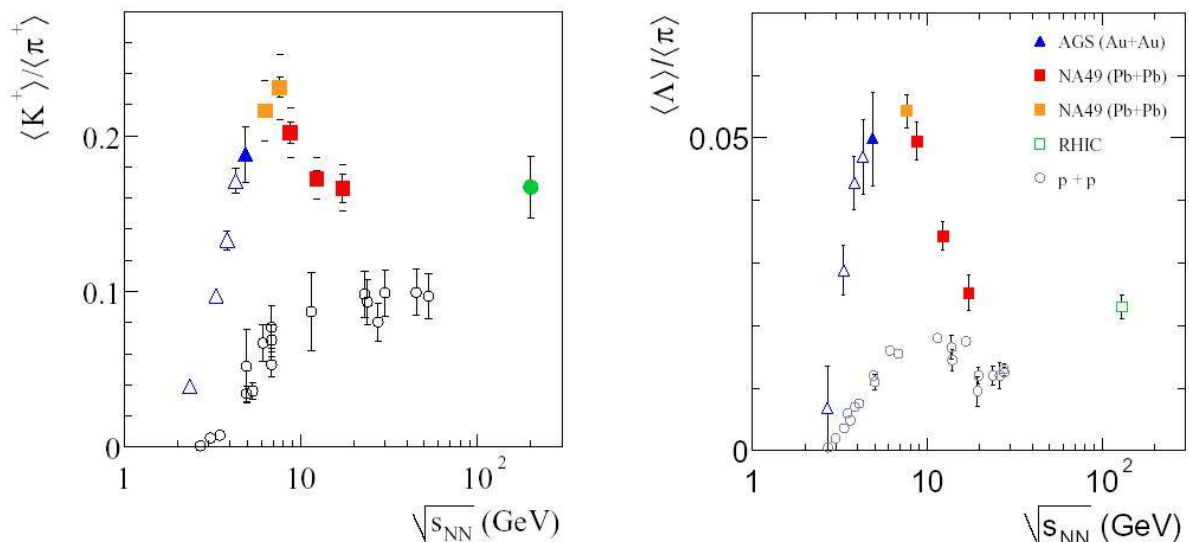


FIG. 4 – Rapport K^+/π^+ (gauche) et Λ/π (droite) en fonction de $\sqrt{s_{NN}}$ en GeV pour des collisions proton-proton (cercles) et noyau-noyau (autres symboles.)

L'histoire montre que nous aurions tort. Plusieurs observations montrent que la surproduction de K^+ et de Λ n'est pas qu'une affaire d'étrangeté⁵ :

- Le rapport $K^-(\bar{u}s)/\pi^-(\bar{u}d)$ montre une augmentation bien moins importante.
- De même, les baryons (comme le Λ de la figure 4 de droite mais aussi les Ξ et les Ω) sont beaucoup plus produits que leurs antiparticules ($\bar{\Lambda}$, $\bar{\Xi}$ et $\bar{\Omega}$.) Ces deux points suggèrent qu'il ne s'agit pas juste d'une question d'étrangeté puisque quarks s et antiquarks \bar{s} sont nécessairement produits en quantités égales.
- L'expérience NA49 au CERN a mesuré pour quatre énergies de faisceaux (correspondant à $\sqrt{s_{NN}} = 7,6$ 8,8 12,3 et 158 AGeV) la distribution en rapidité des hypérons Λ . Il apparaît que plus l'énergie augmente, plus les hypérons se retrouvent vers l'avant.
- Le rapport K^-/K^+ est corrélé au rapport \bar{p}/p , quelle que soit l'énergie ou la rapidité explorée.

La conclusion de ces observations est que la conservation du nombre baryonique initial (apporté par les protons et les neutrons des faisceaux) joue un rôle crucial dans la production de particules étranges. Les $\Lambda(uds)$ et mêmes les $K^+(u\bar{s})$ sont davantage produits que leurs antiparticules (au moins) car elles contiennent simplement des quarks u et d .

Un mot de la corne : La figure 4 de gauche présente une allure en forme de corne qui fait couler beaucoup d'encre. De nombreuses interprétations circulent sur le marché, allant du simple mimétisme du nombre baryonique à la preuve de l'apparition du PQG [21] en passant par des transitions de gaz de hadrons baryonique vers mésonique [22] ou des modèles thermiques hors d'équilibre [23], et sans doute d'autres. Loin de moi l'idée de trancher entre ces modèles. Retenons simplement devant leur variété que cette fameuse corne ne saurait pour l'instant constituer une preuve de la formation du PQG.

Nous retiendrons également que la production d'étrangeté doit nécessairement être traitée en même temps que la conservation du nombre baryonique, ce qui est fait dans la section suivante.

4.3 Un modèle thermique global

Il s'agit ici de considérer les abondances de toutes les particules émises lors des collisions d'ions lourds. La figure 5 montre en ordonnée les abondances de quatorze espèces de particules mesurées par l'expérience NA49 au SPS, depuis les pions, jusqu'à l'anti-baryon triplement étrange $\bar{\Omega}^+$. En abscisse sont portées ces mêmes abondances, telles qu'elles sont produites par un modèle thermodynamique simple [24]. Nous constatons que le modèle décrit très bien les données⁶ comme l'illustre la figure du bas qui porte en

5. Les figures étayant les affirmations suivantes furent montrées dans le cours oral et peuvent être trouvées ainsi que les références correspondantes dans une excellente revue sur l'étrangeté d'Helen Caines [20].

6. À l'exception du $\Lambda(1520)$, une résonance susceptible d'être affectée par le fait qu'elle se désintègre avant de sortir du milieu.

fonction de l'espèce, la différence des mesures aux prédictions, assortie des erreurs sur les mesures.

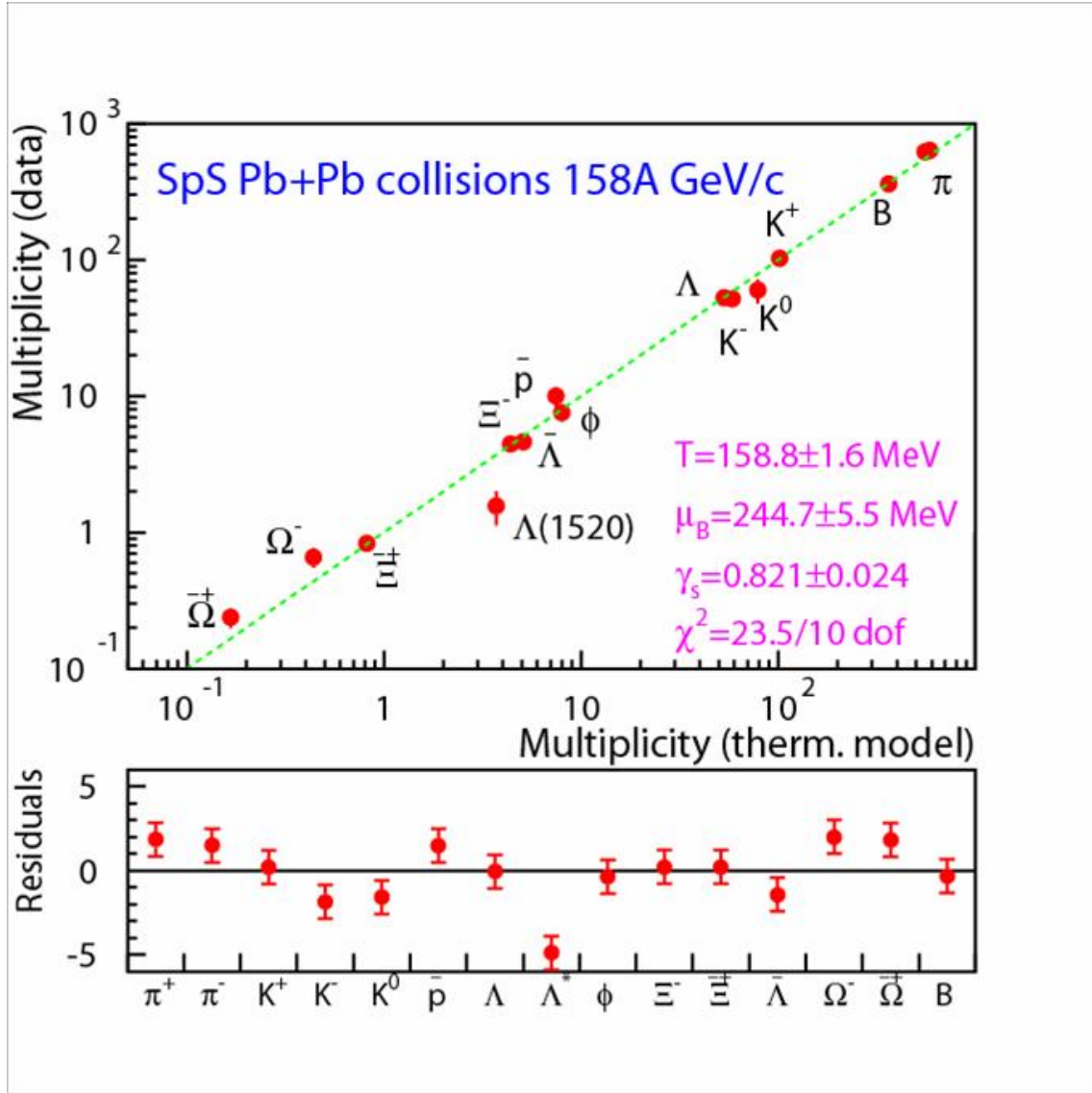


FIG. 5 – Ajustement des abondances observées à $\sqrt{s_{NN}} = 17,3 \text{ GeV}$ par l'expérience NA49 [24].

Ce modèle donne un traitement statistique des abondances. La multiplicité d'une particule primaire j de masse m_j et de spin J_j vaut :

$$\langle n_j \rangle = V \times \frac{2J_j + 1}{(2\pi^3)} \int \frac{d^3p}{e^{\sqrt{p^2 + m_j^2}/T - \vec{\mu} \cdot \vec{q}_j/T} \pm 1} \quad (7)$$

où le + et le - s'appliquent respectivement aux fermions et aux bosons et où \vec{q}_j est un vecteur de charges conservées sur lesquelles sont imposées des contraintes par l'intermédiaire d'un vecteur des potentiels chimiques $\vec{\mu}$. Les charges conservées par l'interaction

forte sont la charge électrique Q , le nombre baryonique B , et les contenus en quarks s , c , b et t . Ces quarks étant initialement absents, il n'est pas nécessaire de les considérer. En revanche, comme nous l'avons vu dans la section précédente, la conservation du nombre baryonique joue un rôle crucial et un potentiel baryonique μ_B doit être introduit. La conservation de la charge électrique joue bien entendu un rôle mais puisque la charge initiale est directement liée au nombre baryonique, son potentiel l'est également et les auteurs prennent ($\mu_Q = \mu_B \times A/Z$.) Les paramètres libres de ce modèle sont donc au nombre de trois :

- Le volume V traduit le volume sur lequel se fait l'équilibre chimique (d'autres versions de ce modèle préfèrent ajuster des rapports d'abondance pour s'affranchir de ce paramètre.)
- La température T à laquelle se fixe les abondances.
- Le potentiel baryonique μ_B qui rend compte du nombre de baryons qui restent dans le volume (il est à noter que ce dernier dépend de la zone en rapidité considérée.)

Le modèle consiste en un ajustement simultané de ces paramètres pour reproduire les abondances observées, sans oublier de tenir compte du fait que certaines des particules produites (selon l'équation 7) se désintègrent et viennent nourrir d'autres abondances expérimentales. Tel quel, cet ajustement ne fonctionne pas sur les données de NA49 au SPS (ni sur celles de l'AGS, ni sur les données les plus centrales du RHIC.) En revanche, il suffit, pour obtenir les résultats exposés sur la figure, de modifier l'équation (7) ainsi :

$$e^{-\bar{\mu} \cdot \bar{q}_j / T} \quad \rightarrow \quad \gamma_s^S \times e^{-\bar{\mu} \cdot \bar{q}_j / T} \quad (8)$$

où γ_s est un nouveau paramètre à ajuster et S est le nombre de quarks étranges *et* anti-étrange ($s + \bar{s}$) dans la particule considérée. L'adjonction de ce seul paramètre permet d'ajuster des abondances de particules aux nombres variés de s et de \bar{s} : K , ϕ , Λ , $\bar{\Lambda}$, Ξ , $\bar{\Xi}$, Ω et $\bar{\Omega}$. La nécessité d'introduire le facteur γ_s suggère que les quarks étranges ne sont pas arrivés à saturation thermodynamique.

À l'exception du volume – ils obtiennent en l'occurrence $(9,4 \text{ fm})^3$ – les valeurs obtenues pour les paramètres sont données sur la figure. Nous allons maintenant voir comment ces paramètres évoluent quand l'exercice est répété à d'autres énergies⁷.

- **La température de gel chimique** T sature à environ 170 MeV, ce qui est proche de la valeur prédite pour la transition de phase (souvenez-vous de l'équation (1) p. 3). Devons-nous en déduire qu'il y a bien eu transition de phase et que nous venons de mesurer et confirmer la valeur de la température critique? Force est de croire que non, puisque des ajustements similaires (bien qu'utilisant l'ensemble canonique) sur de nombreuses abondances mesurées lors de collisions proton-proton [25] (et même électron-positron) fonctionnent et donnent la même température. Cette dernière rendrait donc compte d'un processus universel d'hadronisation, plutôt que de la création d'un milieu à l'équilibre. Il semble qu'on ne puisse tirer de conclusions fortes liées à l'existence du PQG de cette température.

7. Le plan (T, μ_B) est abondamment visité dans la littérature. Vous en trouverez en particulier une représentation dans l'introduction du cours de Christelle Roy.

- Le **potentiel baryonique** μ_B diminue. Plus l'énergie des collisions élémentaires est violente, plus les baryons initiaux se retrouvent vers l'avant et le milieu créé n'en est pas affecté.
- Le **facteur de (sous)saturation de l'étrangeté** γ_s monte et atteint l'unité, en particulier au RHIC où l'expérience STAR a pratiqué cette analyse en fonction de la centralité (voir l'encart de la figure 6, ainsi que la thèse de Magali Estienne [26] pour une analyse détaillée.) Ainsi, dans les collisions les plus centrales au RHIC, l'équilibre de l'étrangeté semble enfin pouvoir être atteint. Au SPS, à énergie constante, γ_s augmente également avec la centralité en collisions plomb-plomb. Mais le comportement n'est pas monotone si on considère des ions plus légers [27]. Pour les données proton-proton, $\gamma_s \sim 0,5$.

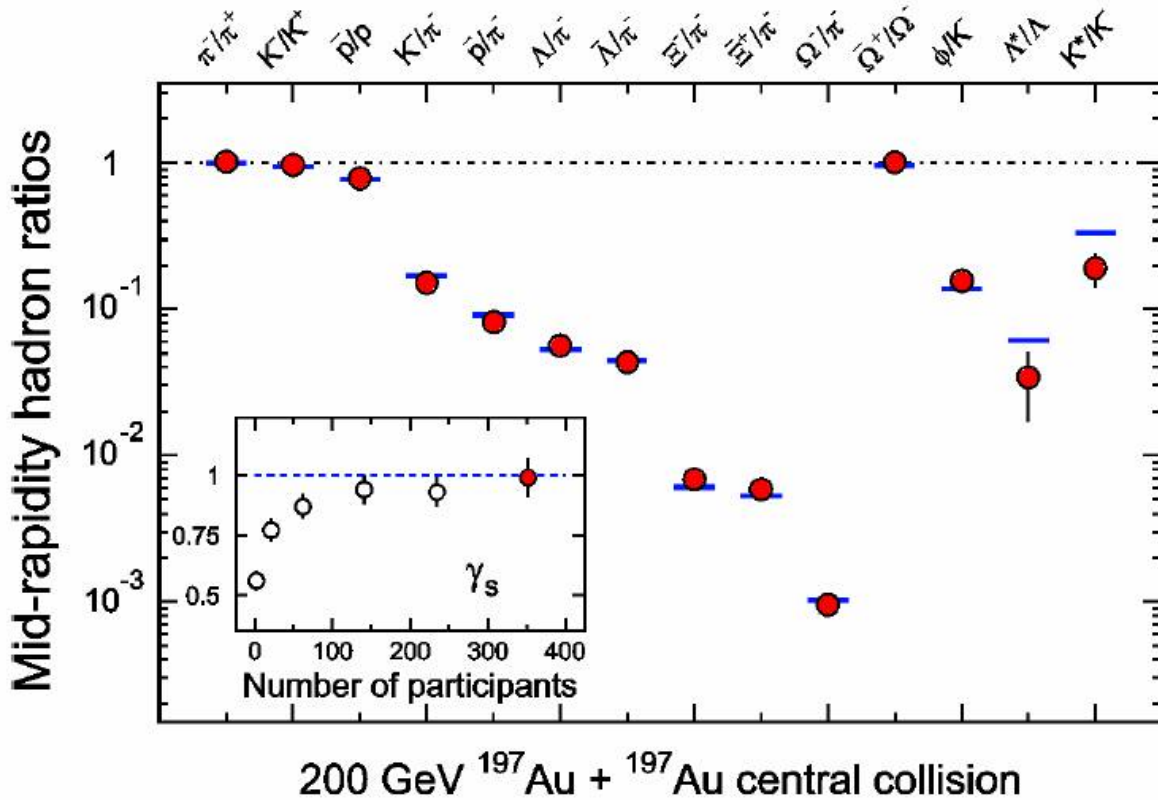


FIG. 6 – Ajustement des rapports d'abondances observées dans les collisions centrales or-or à $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV par l'expérience STAR [28]. Les valeurs obtenues sont $T = 165 \pm 10$ MeV, $\mu_B = 24 \pm 4$ MeV et $\gamma_s = 0,99 \pm 0,07$. En encart : les valeurs obtenues pour γ_s en fonction de la centralité, traduite ici en nombre de participants.

Les calculs de Rafelski et Müller nous indiquaient que l'équilibre de l'étrangeté ($\gamma_s = 1$) n'était pas accessible dans un gaz de hadrons. Si nous croyons à cette affirmation, le fait que γ_s sature à 100% constitue peut-être un indice de la création du PQG, mais il me semble difficile de conclure sans une compréhension profonde de la signification des

ajustements thermodynamiques, et une explication pour la non-monotonie de γ_s dans les systèmes légers.

D'autres modèles : Par souci de clarté, je n'ai exposé ici qu'un seul des modèles statistiques existant sur le marché. Par souci de complétude, je me dois de signaler qu'il en existe d'autres (voir [24, 26] pour trouver des listes de références.) J'ai choisi celui-ci pour sa simplicité, c'est-à-dire la petitesse du nombre de paramètres ajustés. D'autres introduisent des potentiels chimiques pour l'étrangeté μ_s , des paramètres de saturation γ pour tous les quarks pour donner un traitement hors équilibre de l'ensemble.

4.4 Les (anti)baryons étranges

Parmi les particules étranges, les baryons et les antibaryons sont particulièrement intéressants. La différence des productions entre QGP et gaz hadronique est d'autant plus marquée que la particule contient des quarks étranges et des anti-quarks en général, les différences de seuils de création étant de plus en plus élevés.

La figure 7 montre les taux de production des baryons et des anti-baryons étranges à l'énergie la plus élevée atteinte au SPS ($\sqrt{s_{NN}} = 17,3$ GeV), dans les collisions plomb-plomb normalisées aux collisions proton-béryllium. Nous y constatons bien l'effet graduel attendu, avec un facteur d'augmentation jusqu'à vingt pour les Ω . Est-ce là la preuve de l'apparition du PQG?

Il semble que non. Le *Dual Parton Model* est capable de reproduire cette augmentation sans faire appel à une phase de plasma [29], mais en produisant les baryons multi-étranges par interactions hadroniques dans l'état final ($\pi + N \rightarrow K + \Lambda$ ou Σ , $\pi + \Lambda$ ou $\Sigma \rightarrow K + \Xi$ et $\pi + \Xi \rightarrow K + \Omega$.)

Une autre interprétation est possible dans le cadre des modèles thermodynamiques évoqués à la section précédente. Ils suggèrent que l'augmentation de l'étrangeté est liée à une « suppression canonique » c'est-à-dire au passage de l'ensemble canonique qui fonctionne pour les collisions proton-proton à l'ensemble grand canonique qui fonctionne pour les collisions noyau-noyau. Ce modèle prédit les dépendances en centralité et rapidité des taux de production des baryons étranges [30]. Ainsi, en augmentant l'énergie de la collision, nous diminuons la suppression canonique, diminuant donc l'augmentation de l'étrangeté. Les données récentes à plus basse (NA57, $\sqrt{s_{NN}} = 8,8$ GeV [31]) et plus haute (STAR, $\sqrt{s_{NN}} = 62, 130$ et 200 GeV [32]) énergies ne semblent pas aller dans le sens de cette interprétation. Les données de STAR en particulier, ne suggèrent pas l'existence d'un plateau à grande centralité, comme le fait le modèle de suppression canonique.

Une piste explorée actuellement pour comprendre ceci tient en la compréhension du volume de corrélation [33].

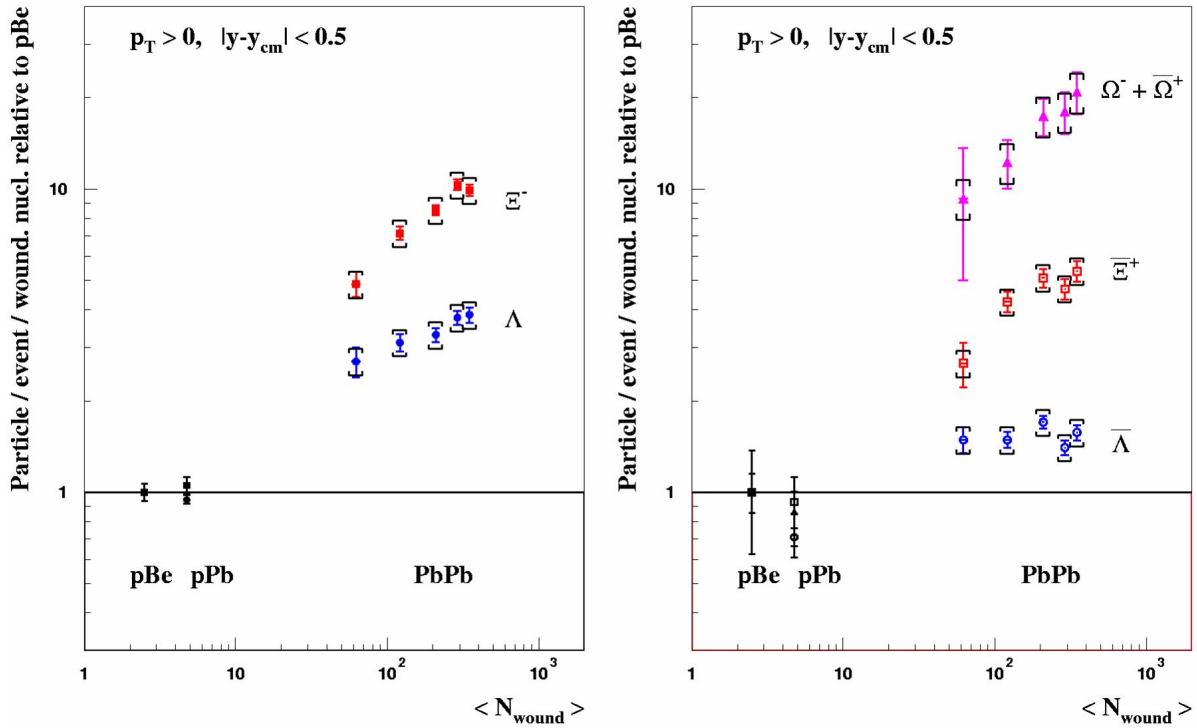


FIG. 7 – Taux de production des (anti)baryons étranges normalisés par et en fonction du nombre de participants $\langle N_{\text{wound}} \rangle$ observés par l'expérience NA57 [31]. Les particules de gauche comportent des quarks de valence (u et d) alors que celles de droite n'en ont pas (s et anti-quarks.)

4.5 Une étrange conclusion

Au SPS, l'étrangeté semble augmenter conformément à la prédiction historique et théorique. En particulier, les (anti)baryons étranges sont d'autant plus augmentés qu'ils sont « anti » et étranges. Néanmoins, aujourd'hui encore, il n'est pas clair qu'il s'agisse bien d'une preuve de la formation du PQG, un modèle hadronique permettant encore d'expliquer cette augmentation.

Nous avons vu que la production d'étrangeté était liée à la conservation du nombre baryonique lors de la collision. Les modèles thermodynamiques semblent montrer que l'étrangeté tend vers sa concentration d'équilibre. Au SPS, le facteur de (sous)saturation γ_s atteint 80%, mais le fait qu'il soit non-monotone lorsque nous considérons des ions plus légers vient troubler cette interprétation. Au RHIC, ce paramètre croit et sature à 100% ce qui constitue sans doute un indice fort de la création du PQG, indice dont la vedette est volée par d'autres plus violents (voir le *jet quenching* dans le cours de Christelle Roy.)

5 La modification des résonances

Un autre aspect théorique de la transition de phase vers un plasma de quarks et de gluons est qu'elle s'accompagne d'une restauration de la symétrie chirale, symétrie qui est traitée par Bachir Moussalam dans cette école. Comme Olivier Pène le mentionne dans son cours, les calculs de QCD sur réseau montrent que les deux transitions devraient se dérouler simultanément. Ainsi, en même temps que les quarks se déconfinent, nous nous attendons à ce que leur masse diminue. Ce comportement peut avoir un effet sur les mésons légers [11, 12].

Le ρ , par exemple, a un temps de vie de 1,3 fm/c bien inférieur à la durée de vie typique (10 fm/c) du PQG. Il peut ainsi être affecté par la restauration de la symétrie chirale. Les effets prédits sont une augmentation de sa largeur (déjà considérable de 150 MeV) et éventuellement, une modification de sa masse.

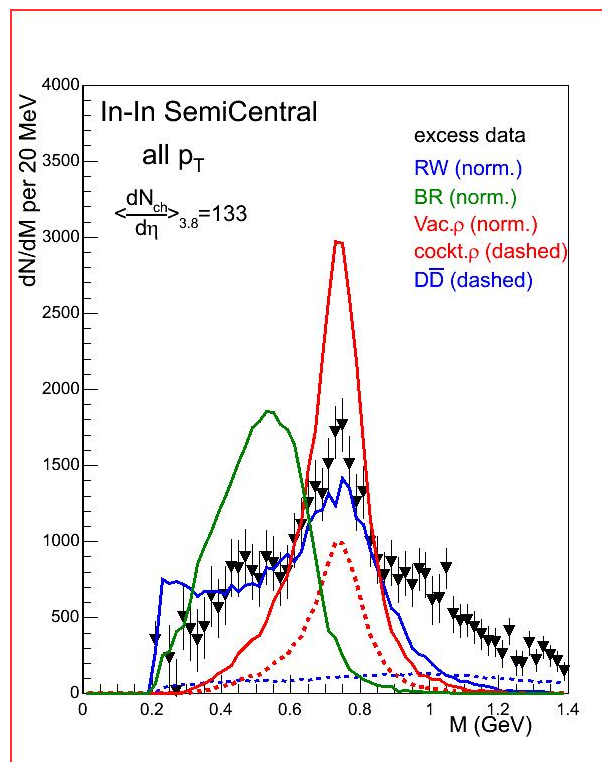


FIG. 8 – Modification du méson ρ observée par l'expérience NA60, lors de collisions indium-indium à $\sqrt{s_{NN}} = 17,3$ GeV, résultat préliminaire [34].

La figure 8 montre les résultats préliminaires obtenus par l'expérience NA60 lors de collisions indium-indium à $\sqrt{s_{NN}} = 17,3$ GeV et présentés à la conférence Quark Matter 2005 [34]. Il s'agit là de collisions semi-centrales, mais l'expérience a découpé quatre tranches de centralité dans ses données et l'effet est d'autant plus flagrant que les collisions sont frontales. Les mesures (triangles) montrent un clair élargissement par rapport aux ρ produits dans le vide (ligne rouge qui domine) et pas de modification notable de la masse. Les autres lignes pleines sont des prédictions de modèles théoriques

rendant compte de la modification des mésons dans un PQG. Nous noterons que les auteurs de l'une d'elle ont immédiatement demandé à ce que cette courbe (la verte de gauche) soit ôtée de cette figure [35]. L'autre modèle [36] (courbe pleine et bleue) reproduit assez bien l'élargissement observé (l'excès à grande masse pouvant être dû à des dileptons thermiques, voir chapitre 7.)

Toujours est-il que cette signature attendue de la formation du PQG vient d'être observée aux énergies du SPS, et ce dès les collisions indium-indium.

6 La suppression du J/ψ au SPS (et à RHIC)

Parmi les signatures proposées pour la découverte du PQG, la diminution du taux de production des quarkonia, du J/ψ en particulier, est celle qui est la plus spectaculaire à l'énergie du SPS.

6.1 La prédiction théorique et historique

En 1986, Matsui et Satz proposent une nouvelle signature du plasma de quarks et de gluons [13]. L'idée est que le potentiel susceptible de lier une paire quark anti-quark change selon l'environnement dans lequel les quarks sont formés. Lors d'une collision nucléon-nucléon, il existe une certaine probabilité qu'une paire $q\bar{q}$ produite se lie pour former ce qu'on appelle un *quarkonia*. Dans un milieu coloré déconfiné, ce potentiel chute, entraînant avec lui la probabilité de former l'état lié.

Le méson J/ψ est formé d'un charme et d'un anti-charme. Les auteurs modélisent l'interaction entre ces quarks par un potentiel de la forme :

$$V(r) = \sigma \cdot r - \frac{\alpha}{r} \quad (9)$$

où σ traduit la tension entre les deux quarks et α est une interaction « coulombienne » de couleur. L'interaction coulombienne électrique est négligeable dans ce monde de brutes interagissant fortement.

La résolution de l'équation de Schrödinger pour ce potentiel donne la succession des états de *charmonia* (quarkonia $c\bar{c}$.) Des valeurs typiques des paramètres ($\sigma \simeq 0,2 \text{ GeV}^2$, $\alpha \simeq \pi/12$) permettent de reproduire le spectre expérimental des *charmonia* (états liés $c\bar{c}$: J/ψ , ψ' , χ_c) et des *bottomonia* (états liés $b\bar{b}$: Υ , χ_b , Υ' , etc.) Le tableau 3 résume les résultats d'une résolution moderne de l'équation de Schrödinger [37] et montre que ce modèle simple reproduit bien le spectre observé. En plus de donner la masse des états, il donne la taille typique de l'état lié, en l'occurrence 0,5 fm pour le J/ψ .

Pour estimer le devenir des charmonia dans un plasma de quarks et de gluons, il faut estimer ce que deviennent les paramètres du potentiel en fonction de la température.

La tension de corde σ décroît avec la température et devient essentiellement nulle si une transition de phase vers un milieu déconfiné a lieu: $\sigma(T > T_c) = 0$. Notons que le potentiel coulombien seul peut produire des états liés, et ce même au delà de T_c . Autrement dit, l'annulation de la tension de corde ne suffit pas nécessairement à fondre les quarkonia, qui peuvent éventuellement ne se dissocier qu'à une température plus élevée que nous appellerons température de dissociation et noterons T_d .

État	J/ψ	χ_c	ψ'	Υ	χ_b	Υ'	χ'_b	Υ''
m (GeV/c ²)	3,10	3,53	3,68	9,46	9,99	10,02	10,26	10,36
ΔE (GeV)	0,64	0,20	0,05	1,10	0,67	0,54	0,31	0,20
r_0 (fm)	0,50	0,72	0,90	0,28	0,44	0,56	0,68	0,78
T_d/T_c	2,10	1,16	1,12	> 4,0	1,76	1,60	1,19	1,17

TAB. 3 – Spectroscopie des quarkonia, d'après [37].

Le potentiel coulombien est écranté par la présence de charges de couleur entre les deux quarks, dont la densité dépend *a priori* de la température. Dans l'article historique, les auteurs le modifient ainsi :

$$V(r, T > T_c) = -\frac{\alpha}{r} \times \exp \frac{-r}{r_D(T)} \quad (10)$$

où r_D , dit rayon de Debye, est le rayon au-delà duquel l'interaction de couleur est évanescence. Il est obtenu par des calculs de QCD sur réseau.

Dans l'article original, les auteurs concluent que le J/ψ fond juste au-dessus de la température critique T_c , et dans tous les cas à $1,5 T_c$. Ils se concentrent sur le J/ψ mais remarquent que comme les rayons des états excités sont plus grands, ils fondent à plus basse température. Dans un souci de faire de cette propriété une véritable signature de l'apparition du plasma, ils posent également les deux questions suivantes :

- Un autre mécanisme est-il susceptible de supprimer les J/ψ ? Il est en effet possible que les J/ψ soient absorbés dans la matière nucléaire normale. Des expériences de photo-production et de collision proton-noyau ont montré à la fin des années 70 que cette absorption était faible (de 1 à 3 mb citent les auteurs) et elle n'est *a priori* pas susceptible de détruire complètement les J/ψ produits.
- Le bruit de fond est-il modifié de telle manière que la variation du taux de J/ψ ne serait plus observable? Un autre signal avancé pour signer l'apparition du plasma de quarks et de gluons est la production accrue de di-leptons thermiques. Comme les J/ψ sont détectables précisément par leur désintégration en deux leptons, une surproduction de di-leptons thermiques pourraient masquer les J/ψ et rendre cette signature concrètement inobservable. La fin de l'article démontre que ce n'est *a priori* pas le cas.

Ces deux problèmes écartés, les auteurs concluent que l'expérience est réalisable. Ce modèle historique a depuis été amélioré et le lecteur curieux pourra se référer à la revue [37]. En particulier, les valeurs modernes des températures de dissociation (consignées dans le tableau 3) sont plus élevées que les valeurs historiques.

6.2 NA38 et l'absorption nucléaire

À l'époque de la parution de l'article de Matsui et Satz, l'expérience NA38, alors en préparation, avait été conçue pour étudier la production de di-muons thermiques et se trouvait idéalement disposée pour observer les mésons J/ψ . L'expérience utilisait

des faisceaux de proton, de cuivre et d'oxygène à 200 GeV/c par nucléon et les faisait interagir sur différentes cibles (ce qui correspond à 19,4 GeV par paire de nucléons dans le référentiel du centre de masse.) Rapidement, une suppression fut observée dans les collisions ion-ion, comme le montre la figure 9 (voir par exemple [38]). Sur cette figure, le taux de production de J/ψ est normalisé au taux de production du continuum di-muons. L'abscisse portée est la densité d'énergie, estimée grâce à la formule de Bjorken (équation 6 p. 8.) Les deux bandes supérieures correspondent à des collisions proton-noyau (cuivre ou uranium) auxquelles aucune densité d'énergie n'est associée. Toutes les collisions ion-ion exhibent ainsi une suppression du méson J/ψ par rapport à ces références, suppression d'autant plus prononcée que la densité d'énergie est élevée. Fallait-il pour autant en conclure que le plasma de quarks et de gluons était découvert?

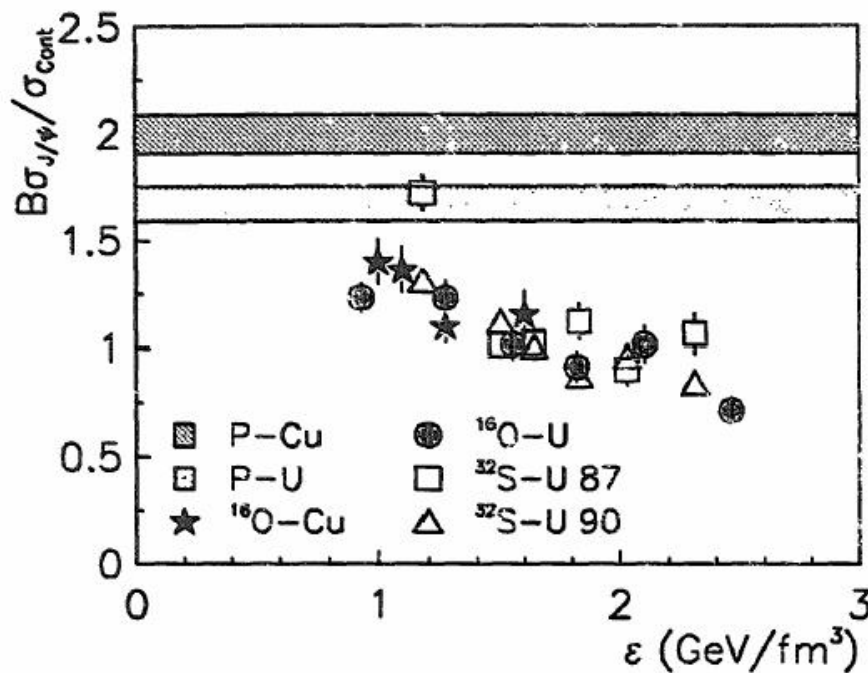


FIG. 9 – Premiers indices d'une suppression du méson J/ψ en collisions d'ions lourds, obtenus par l'expérience NA38 au CERN [38]. Taux de J/ψ observés normalisés au continuum, en fonction de la densité d'énergie.

Que nenni! Peu de temps après, la même expérience observa un effet similaire lors de collisions proton-noyau [39] alors que le plasma de quarks et de gluons n'y est pas attendu. Les figures 10 montrent une étude systématique [40] des taux de production de J/ψ ($B_{\mu\mu}\sigma^{\psi}$) normalisés par le nombre total de collisions binaires ($A \times B$) ayant lieu lors de collisions entre un noyau A et un noyau B – aucune distinction de centralité n'est faite – depuis proton-proton jusqu'à soufre-uranium, le tout à 200 GeV/c par nucléon⁸. Sur la figure de gauche, le nombre totale de collisions $A \times B$ est portée en abscisse. Sur

8. Les collision proton-proton et proton-deuton furent mesurées par l'expériences NA51, les autres collisions étant ici mesurées par NA38.

ces échelles logarithmiques, une tendance linéaire se dégage nettement, suggérant que la suppression lors des collisions noyau-noyau n'est qu'un prolongement naturel de la suppression observée en collision proton-noyau, soit, quels que soient A et B :

$$\sigma_{AB} = \sigma_{pp} \times (AB)^\alpha. \quad (11)$$

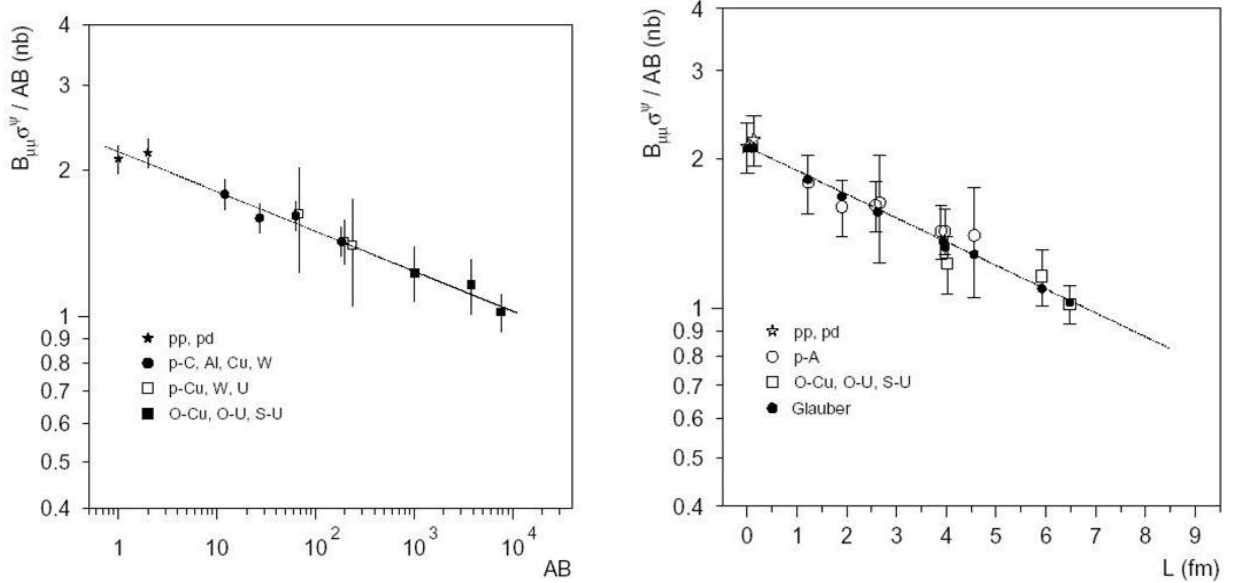


FIG. 10 – *Suppression normale du J/ψ observée par l'expérience NA38, à gauche intégrée en centralité et en fonction du produit des nombres atomiques des noyaux impliqués et à droite en fonction de la longueur de matière nucléaire traversée.*

Le paramètre α ajusté ainsi⁹ vaut $0,918 \pm 0,015$.

D'autres processus durs, tels que le Drell-Yan [41] ($NN \rightarrow \gamma^* \rightarrow \mu^+ \mu^-$) ou le charme ouvert [42] ($NN \rightarrow c\bar{c} \rightarrow D\bar{D} \dots$) se comportent en revanche proportionnellement au nombre de collisions ($\alpha = 1$). Il est alors probable que la suppression vue pour le J/ψ soit due à une absorption de la paire $c\bar{c}$ dans l'état final.

Pour tester cette hypothèse, la figure 10 de droite montre les mêmes données en fonction de la longueur de matière nucléaire vue par le J/ψ , cette fois en abscisse linéaire. Cette longueur L (calculée dans le cadre du modèle de Glauber introduit à la section 2.3 p. 6) représente la longueur *moyenne* de matière nucléaire traversée par le J/ψ , compte tenu de la plage en paramètres d'impact considérée et d'une distribution réaliste des points de production de la paire $c\bar{c}$. Autrement dit, le produit de L et de la densité de matière nucléaire ordinaire ($\rho = 0,17$ nucléon par fermi cube) représente le nombre moyen de nucléons avec lequel le J/ψ peut interagir. La tendance exponentiellement

9. En fait, deux énergies furent utilisées ici : 200 et 450 GeV/c par nucléon, mais des ajustements séparés de α ne permettent pas de distinguer de valeurs différentes. Les données à 450 GeV/c ont été ramenées à l'acceptance en rapidité de l'appareillage et à l'énergie de 200 GeV/c (voir [40] pour l'analyse détaillée.)

décroissante observée sur les données permet de déduire une section efficace d'absorption $\sigma_{abs}^{J/\psi}$ du J/ψ par la matière nucléaire :

$$\sigma_{AB} \propto \exp(-\sigma_{abs}^{J/\psi} \times \rho L). \quad (12)$$

L'ajustement sur les figures 10 donne $\sigma_{abs}^{J/\psi} = 6,5 \pm 1,0$ mb, mais une analyse plus récente [43], ne reposant que sur des données proton-noyau et en particulier sur des données plus précises acquises par l'expérience NA50, donne la valeur de $\sigma_{abs}^{J/\psi}$ que nous retiendrons :

$$\sigma_{abs}^{J/\psi} = 4,18 \pm 0,35 \text{ mb}. \quad (13)$$

L'analyse des données de NA38 ne s'arrête pas là. Les données soufre-uranium furent analysées en fonction de la centralité des collisions. Les résultats d'un découpage en cinq tranches de centralité sont présentées par la figure 11 de droite (carrés.) Les points s'alignent parfaitement avec la courbe exponentiellement décroissante de l'absorption nucléaire normale.

6.3 NA50 et l'absorption anormale

L'expérience NA50 fut l'héritière de NA38, tant au niveau de l'appareillage que des observables recherchées. Elle se proposait simplement de monter en densité d'énergie, en regardant des collisions plomb-plomb. L'impulsion commodément accessible pour ces ions étaient de 158 GeV/c par nucléon, soit 17,3 GeV dans le centre de masse. Il est à noter que la densité critique était en principe déjà atteinte par NA38 : les valeurs de la figure 9 sont en effet supérieures au GeV/fm³ avancé par la QCD sur réseau (équation 1 p. 3). Cela dit, les incertitudes théoriques étaient grandes, à la fois quant à la température critique elle-même, mais également quant à la température de fonte du J/ψ ou de ses états excités. Il était donc intéressant d'explorer de plus grandes densités d'énergie, ce que se proposaient de faire les physiciens de NA50.

Grand bien leur fit ! Le résultat de NA50 fut positif [41], les collisions plomb-plomb montrant une suppression additionnelle par rapport à l'absorption nucléaire normale, comme l'illustre la figure 11 de gauche qui est essentiellement identique à la figure 10 de gauche, avec un point supplémentaire pour les collisions plomb-plomb.

La figure de droite représente les résultats finals de l'expérience NA50 [43]. Sont présentés ici les taux de production du J/ψ normalisés au taux de production du Drell-Yan (mesuré dans le continuum di-muon entre 2,9 et 4,5 GeV/c²) en fonction de la longueur de matière nucléaire traversée. L'étude reprend les données des expériences NA38 et NA51 précédemment exposées. Onze tranches en centralité sont découpées dans les données plomb-plomb (triangles pointant vers le bas.) Nous constatons que les trois tranches les plus périphériques se raccordent bien avec le scénario de l'absorption nucléaire normale (la droite encadrée par sa barre d'erreur) alors que les autres en dévient sensiblement. Quelle interprétation donner à cette suppression anormale ? S'agit-il du plasma de quarks et de gluons ?

Les cinq paragraphes qui suivent dressent une revue des explications valides des données de NA50.

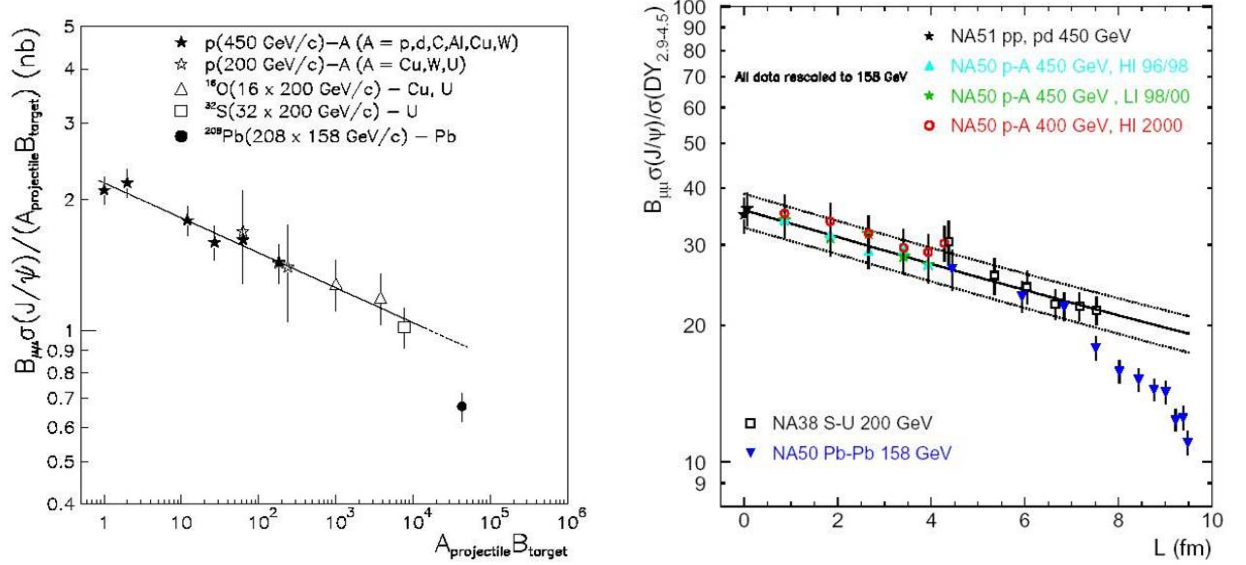


FIG. 11 – *Suppression anormale du J/ψ observée par l'expérience NA50, à gauche intégrée en centralité et en fonction du produit des nombres atomiques des noyaux impliqués, et à droite en fonction de la longueur de matière nucléaire traversée.*

6.3.1 Absorption par co-voyageurs

Aujourd'hui, une explication alternative à un plasma de quarks et de gluons subsiste. Elle réside dans une interaction du J/ψ avec des hadrons co-voyageurs¹⁰ h voyageant près de lui dans l'explosion qui suit l'interaction nucléaire. Cette interaction est alors susceptible de dissocier le J/ψ selon $J/\psi + h \rightarrow D + \bar{D} + \dots$

Dans ce modèle, les auteurs ajustent trois paramètres : les sections efficaces d'absorption par la matière nucléaire normale ($\sigma_{abs}^{J/\psi}$) et par les co-voyageurs (σ_{co}) ainsi qu'une normalisation qui est essentiellement liée à la densité de co-voyageurs. La figure 12 montre l'ultime ajustement des dernières données de NA50 [44, 45]. La valeur de $\sigma_{abs}^{J/\psi}$ utilisée est 4,5 mb (calculée sur les seules données proton-noyau.) Cette valeur fixée, les deux autres paramètres sont estimés sur les données noyau-noyau : $\sigma_{co} = 0,65$ mb et des normalisations qui sont cohérentes entre les collisions soufre-uranium et plomb-plomb, ce dont les auteurs se félicitent.

Ce modèle semble ainsi expliquer le résultat de NA50 sans plasma de quarks et de gluons. Quatre critiques peuvent toutefois être formulées à son encontre :

- Pour ajuster les données proton-noyau, la section efficace d'interaction avec les co-voyageurs σ_{co} est nécessairement faible, ce qui donne une normalisation pour justifier la suppression anormale sur les données noyau-noyau relativement élevée, sans doute plus d'un co-voyageur par fermi cube. Ce nombre paraît un peu excessif.
- Le modèle n'est pas réellement capable de distinguer entre une interaction avec des co-voyageurs de nature partonique ou hadronique. Or précisément, nous nous

10. *Comovers* est le terme consacré en anglais.

attendons à ce que le J/ψ soit dissocié dans le plasma de quarks et de gluons par son interaction avec les gluons ambiants. Un modèle incapable de faire cette distinction ne me paraît pas pertinent pour invalider l'hypothèse du PQG.

- De plus, il existe d'autres tentatives d'expliquer la suppression anormale du J/ψ par des modèles hadroniques dont certaines échouent [46] en essayant d'imposer des conditions typiquement hadroniques et d'autres réussissent [47] en ajustant des paramètres *a priori* inconnus.
- Enfin, ce modèle ne semble pas rendre compte des mesures préliminaires faites par NA60, comme nous le verrons au paragraphe 6.4.1.

Néanmoins, les trois premiers arguments restant subjectifs, nous admettrons pour l'instant qu'une explication alternative de la suppression du J/ψ vue par NA50 est l'interaction avec des co-voyageurs hadroniques. En revanche, si le quatrième point venait à se confirmer, le modèle des co-voyageurs ne constituerait plus un candidat à l'explication de la suppression anormale du J/ψ .

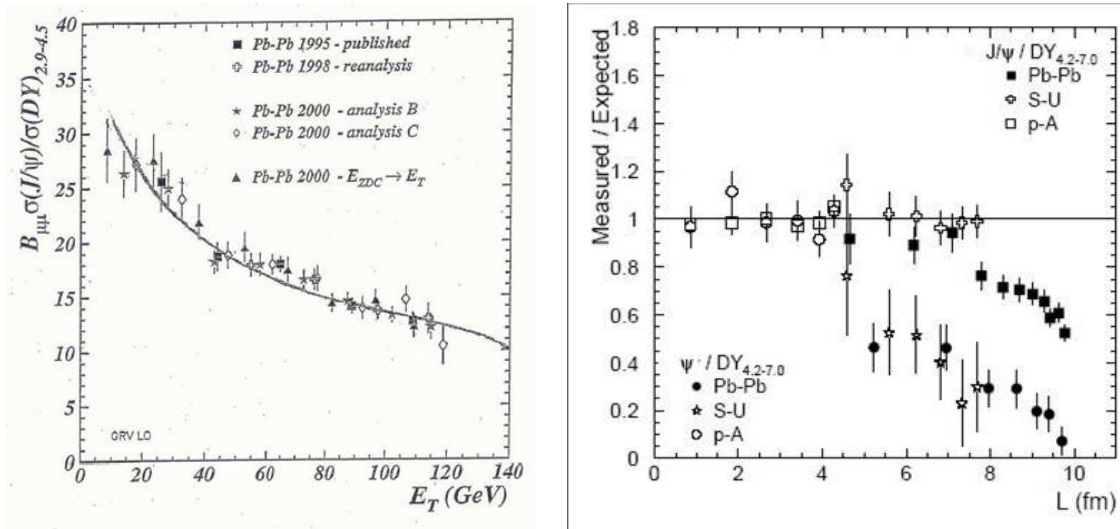


FIG. 12 – *Interprétations des données de NA50. À gauche : Taux de J/ψ normalisé au Drell-Yan en fonction de l'énergie transverse, ajusté par le modèle des co-voyageurs [45]. À droite : Taux de J/ψ et de ψ' divisés par le taux attendu (absorption nucléaire déduite des collisions proton-noyau), en fonction de la longueur de matière nucléaire traversée [48], supportant l'idée d'une fonte séquentielle des charmonia.*

6.3.2 Fonte séquentielle

Jusqu'ici, j'ai négligé dans l'exposé le fait que certains J/ψ étaient produits par la désintégration de particules plus lourdes. Les principales contributions sont le ψ' qui se désintègre dans 58% des cas en J/ψ (accompagné d'autres mésons, principalement d'une paire de pions) et les différents χ_c qui se désintègrent en $\gamma J/\psi$. Les largeurs de ces particules sont telles (de 281 keV à 10 MeV) que la désintégration a lieu au delà de

la boule de feu (longueurs caractéristiques de 20 à 1000 fermis.) Si ces désintégrations contribuent significativement au taux de J/ψ final, il est possible que le comportement observé pour les J/ψ reflète en partie ce qu'il est advenu de leur particule mère dans la boule de feu.

Or, il a été observé expérimentalement qu'une fraction non négligeable des J/ψ provenait bien des états excités. La section 2 de la référence [49] résume la situation pour les quarkonia (charmonia et bottomonia.) Pour les J/ψ , les auteurs obtiennent (avec des incertitudes de quelques pourcents sur la répartition exacte) :

$$J/\psi = 0,62 J/\psi + 0,30 (\chi_c \rightarrow J/\psi) + 0,08 (\psi' \rightarrow J/\psi). \quad (14)$$

Or, dès l'article historique [13], les auteurs remarquent que le J/ψ fond à une température plus élevée (au plus $1,5 T_c$) que ses états excités (sous la température critique.) La référence suscitée [49] donne des températures de fonte des J/ψ χ_c et ψ' de $1,1$ $0,74$ et $0,2 T_c$ respectivement. Cela dit, des progrès récents des calculs de QCD sur réseau (références [50, 51, 52] ainsi que les valeurs portées au tableau 3 p. 21) s'accordent pour donner des températures plus élevées, de l'ordre de $1,1 T_c$ pour les états excités et de $1,5$ à $2,25 T_c$ pour le J/ψ .

Même si les valeurs exactes des températures de fonte (et *a fortiori* des densités d'énergie) ne sont pas connues, il est établi que les états excités fondent avant le J/ψ . Dès lors, nous sommes tentés d'attribuer le premier décrochement des J/ψ par rapport à la droite d'absorption (à $L \sim 7$ fm sur la figure 11 de gauche) à une fonte de ses états excités – le décrochement est bien de l'ordre de 30% – suivie éventuellement d'un début de fonte du J/ψ (à 9 fm.) Nous verrons au paragraphe 6.3.4 que ce second décrochement possède éventuellement une autre interprétation.

Parenthèse sur le ψ' : il est à noter que l'expérience NA50 observe une suppression du ψ' pour des collisions soufre-uranium et plomb-plomb dès $L = 4$ fm. Cette fonte du ψ' , très antérieure à celle du J/ψ s'insère parfaitement dans le scénario d'une fonte séquentielle du ψ' suivi du χ_c puis du J/ψ dans un plasma de quarks et de gluons. Néanmoins, le ψ' étant très peu lié, il est, encore plus que pour le J/ψ , possible que sa suppression soit due à des co-voyageurs. D'autres auteurs [53] associent la fonte prématurée du ψ' à l'ouverture du canal $\psi' \rightarrow D\bar{D}$ par modification de la masse des D dans le plasma. La figure 12 de droite résume les mesures des taux de production de J/ψ et de ψ' , divisés par l'absorption nucléaire, qui est pour le ψ' de : $\sigma_{abs}^{\psi'} = 7,9 \pm 0,6$ mb [48].

6.3.3 Percolation partonique

La percolation est un phénomène critique lié à l'occupation de l'espace. Nous pouvons nous en faire une bonne idée en imaginant une surface donnée que l'on remplit petit à petit en positionnant au hasard des disques d'une surface fixée. On montre en effet que la plus grande distance qu'il est possible de parcourir en restant dans l'empilement des disques est un paramètre d'ordre du nombre de disques positionnés. Autrement dit, le passage d'un libre parcours moyen de l'ordre d'un disque à celui de l'ordre de la surface entière est une transition de phase.

Certains auteurs appliquent ce raisonnement aux collisions d'ions lourds : la surface totale est la surface de recouvrement des deux noyaux, et les disques sont constitués des partons en interaction dans les tout premiers instants de la collision. Si la taille transverse de ces partons est telle qu'ils se recouvrent, ils forment un milieu déconfiné et constituent la condition initiale de la boule de feu qui se développera ultérieurement. La percolation partonique peut ainsi être vue comme une forme de déconfinement, géométrique et éphémère. Il ne s'agit plus alors d'un *plasma* de quarks et de gluons, supposé se thermaliser et vivre pendant quelques fm/c. Il n'en reste pas moins qu'il s'agit bien d'un déconfinement.

Si ce milieu est suffisamment vaste et contient des partons assez durs pour dissocier les charmonia, alors ceux-ci ne seront peut-être même pas produits à l'instant initial des collisions d'ions lourds. Le branchement de la suppression des charmonia coïncide alors avec le branchement de la percolation (que l'on peut relier au nombre de participants), et n'est plus directement lié à une température de fonte dans un milieu thermalisé. C'est ce qui pourrait permettre de distinguer entre les deux scénarios.

La figure 13 tirée de l'article [54], montre que ce scénario s'applique bien aux données de NA50, avec une disparition séquentielle du χ_c et du J/ψ . Comme dans le modèle précédent, la percolation prédit une disparition successive des quarkonia, liée au fait que leurs rayons caractéristiques ne sont pas identiques. Il faut en effet que la taille des bulles de percolation excède celles des charmonia qui sont assez différentes (souvenons-nous du tableau 3 p. 21.)

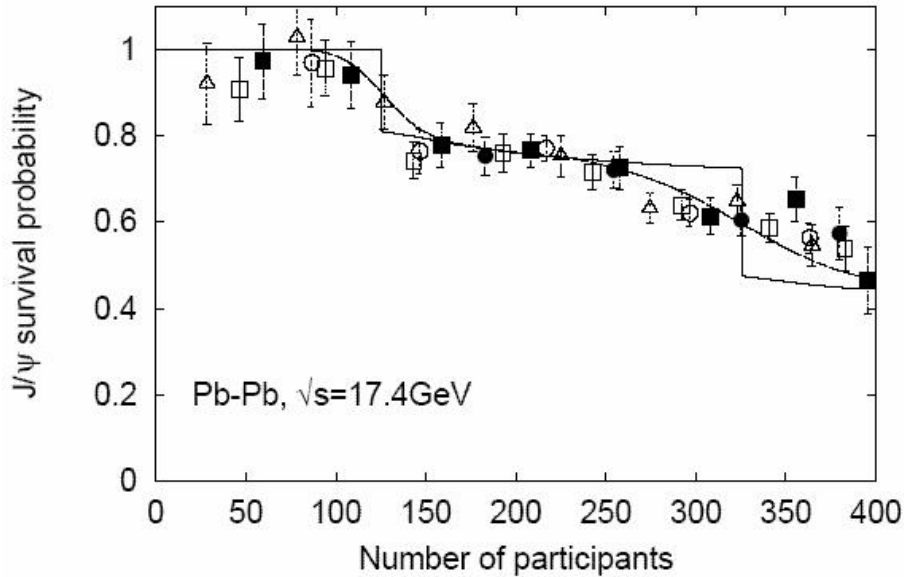


FIG. 13 – *Interprétation des données de NA50 en terme de percolation partonique [54].*

6.3.4 Attention aux fluctuations !

Dans les deux scénarios précédents (fonte séquentielle et percolation partonique), nous sommes tentés d'attribuer les deux seuils de disparition du J/ψ (bien visibles p. 25 sur la figure 11 à droite) à une fonte du χ_c , suivie d'une fonte du J/ψ à plus haute température. Or, Dinh, Blaizot et Ollitrault [55] font remarquer que le second décrochement pourrait n'être qu'un artefact de la mesure de la centralité de la réaction. À un même paramètre d'impact peuvent en effet correspondre des densités d'énergie légèrement différentes, qui se traduisent sur les observables de centralité. Dans cet article, ils introduisent des fluctuations (dont l'origine est physique, mais également expérimentale, la résolution des détecteurs introduisant une fluctuation supplémentaire) sur l'énergie transverse E_T et reproduisent ainsi le second décrochement, sans invoquer de second seuil de suppression.

Le premier seuil n'en reste pas moins bien réel.

6.3.5 Des modèle de plasma

Aurais-je gardé le meilleur pour la fin? Sans doute puisque plusieurs modèles de plasma de quarks et de gluons reproduisent très bien les données de NA50. Sans être exhaustif, citons deux exemples.

Zhu, Zhuang et Xu [56] combinent les équations d'évolution hydrodynamique d'un PQG avec une équation de transport des J/ψ . Les gluons présents dans le PQG sont susceptibles de casser le J/ψ lors de collisions inélastiques. Les auteurs incluent la fonte séquentielle (en faisant l'approximation qu'il y a 40% de χ_c et pas de ψ' .) Leurs résultats reproduisent remarquablement les mesures de NA50, à la fois en suppression, et en impulsion transverse carré moyenne ($\langle p_T^2 \rangle$), comme le montre la figure 14.

D'autres modèles font appel à des mécanismes de recombinaison des paires $c\bar{c}$ au hasard de la boule de feu. Le modèle de Grandchamp, Rapp et Brown [53] reproduit la suppression du J/ψ (en incluant une fonte séquentielle des χ_c et du ψ' .) Dans les collisions les plus centrales, l'effet de la recombinaison ne contribue que pour 25% du taux de J/ψ survivants. La probabilité qu'un quark c rencontre par hasard un \bar{c} est essentiellement proportionnelle au carré du nombre de paire $c\bar{c}$ ($N_{c\bar{c}}^2$). Or, le nombre de paires $c\bar{c}$ produites est supposé augmenter avec l'énergie des collisions. Comme les expérimentateurs aiment aussi augmenter l'énergie, cet effet est amené à jouer un rôle de plus en plus important avec le temps. Nous verrons plus loin les résultats préliminaires obtenus au RHIC, dans des collisions dix fois plus violentes.

En conclusion : La suppression anormale du J/ψ vue par NA50 est ainsi explicable par plusieurs modèles de plasma. Il reste difficile de distinguer entre ces modèles et donc de caractériser la matière nouvellement créée. Cette interprétation est d'autant plus délicate qu'un modèle de suppression par des co-voyageurs subsiste et ne nécessite pas de formation d'un PQG. Pour trancher, d'autres données sont nécessaires.

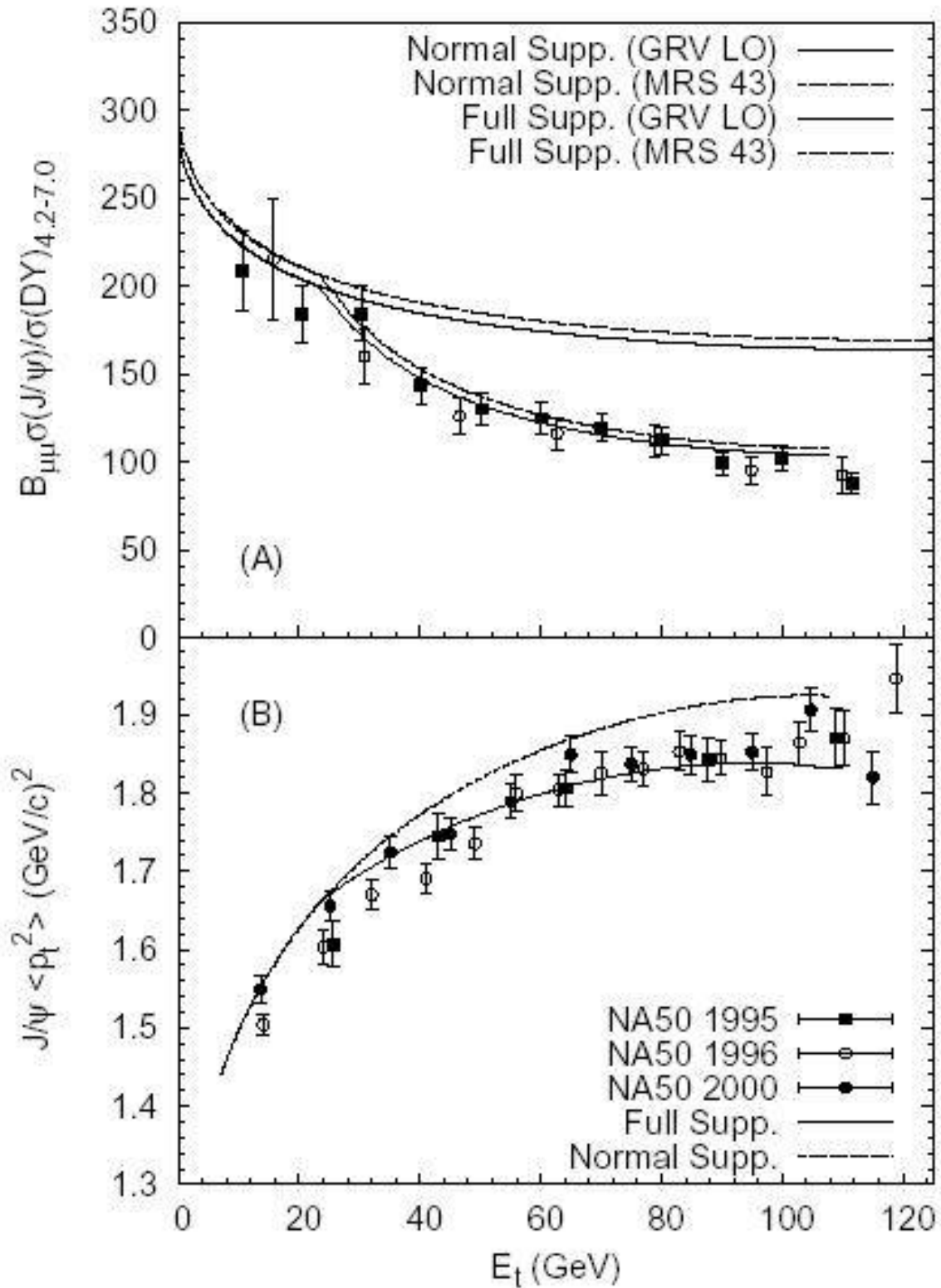


FIG. 14 – Ajustement des données de NA50 par un modèle de plasma de quarks et de gluons [56]. En haut, le taux de production normalisé par le Drell-Yan et en bas, l'impulsion transverse carré moyenne, toutes deux en fonction de l'énergie transverse.

6.4 Les résultats préliminaires de NA60 et PHENIX

Remarque liminaire : les résultats concernant des données noyau-noyau présentés dans cette section sont préliminaires et ne sont publiés que dans des actes de conférence, en particulier ceux de la conférence Quark Matter 2005 où ils furent montrés pour la première fois. Nous les interpréterons tels quels, mais nous souviendrons que les résultats finals des expériences concernées (NA60 et PHENIX) sont encore à venir.

6.4.1 Retour à basse densité d'énergie

Le programme du SPS ne s'est pas arrêté avec l'expérience NA50 et sa spectaculaire suppression anormale. L'expérience a été améliorée (principalement par l'adjonction d'un détecteur de vertex) et renommée NA60. Les objectifs de NA60 sont, entre autres, d'explorer précisément les densités d'énergie les plus basses que celles de NA50, et d'essayer d'exhiber une variable selon laquelle le comportement des quarkonia serait universel. Sur la figure 15 de gauche, nous voyons clairement que la longueur L de matière nucléaire traversée par le J/ψ ne saurait être cette variable. Dans un même domaine de L , entre six et huit fermis, le J/ψ n'est pas supprimé lors de collisions soufre-uranium (NA38, cercles) alors que les récentes mesures en collisions indium-indium (NA60, disques et étoiles) montrent la même suppression que dans les collisions plomb-plomb (NA50, triangles pointant vers le bas.) Notons que les trois points de NA60 représentés par des étoiles (et de grandes barres d'erreur) sont normalisés au Drell-Yan, alors que les triangles émanent d'une analyse normalisée par un modèle de Glauber prenant en compte l'absorption nucléaire normale.

Sur la figure de droite, les mêmes données (à l'exclusion des collisions proton-noyau) sont cette fois présentées en fonction du nombre de participants. Les différents points se confondent plutôt bien. Il en va de même des autres variables présentées à Quark Matter 2005 (densité d'énergie¹¹, densité de participants.)

Remarquons que les résultats de NA60 présentent un plateau extrêmement marqué d'une suppression du J/ψ d'environ 20%, compatible avec celle observée par l'expérience NA50. Ce plateau n'était pas prédit par les modèles qui parviennent à ajuster les données de NA50 :

- Les co-voyageurs (voir le paragraphe 6.3.1 et [57]) ne peuvent s'accommoder que d'un comportement continu.
- Le modèle de plasma de Grandchamp et al. (voir le paragraphe 6.3.5 et [58]) prédit également un comportement plutôt continu.
- La percolation partonique (voir le paragraphe 6.3.3 et [54]) prédit une transition de phase à $N_{part} \sim 140$ alors qu'il semble qu'elle ait plutôt lieu à $N_{part} \sim 90$.

Néanmoins, étant donnée la jeunesse de ces données, il serait aventureux de tirer de trop grandes conclusions. Nous retiendrons toutefois qu'elles excluent tout modèle ha-

11. La densité d'énergie est *a priori* la variable la plus intéressante à représenter, puisque la transition de phase est attendue en fonction de celle-ci. Malheureusement, elle est difficile à mesurer et j'ai choisi de ne pas montrer l'allure de la suppression en fonction de cette variable, car les densités de NA50 montrées à Quark Matter 2005 différaient d'environ 10% selon qu'ils étaient montrés par NA50 ou NA60!

dronique, et qu'elles ne sont pas incompatibles avec une fonte séquentielle (thermique et non par percolation) des charmonia. La présence d'un plateau aussi marqué, bien qu'un peu haut (seulement 20% de suppression), abonde dans le sens d'une fonte séquentielle.

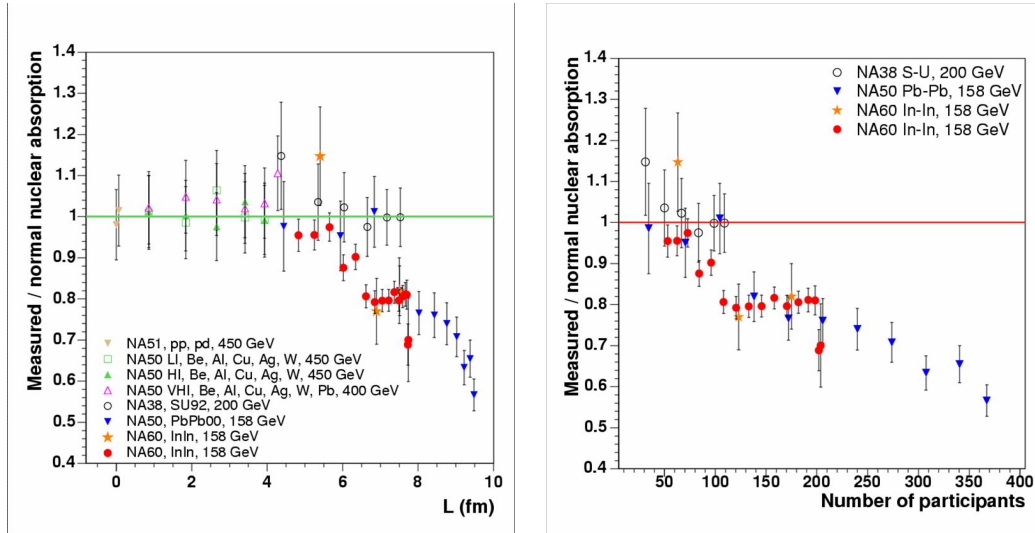


FIG. 15 – Résultats préliminaires de NA60 [59], comparés aux résultats des expériences NA38, NA50 et NA51. Sont représentés les taux de production du J/ψ normalisés à l'absorption nucléaire normale. À gauche, en fonction de la longueur de matière nucléaire traversée par le J/ψ . À droite, en fonction du nombre de participants.

6.4.2 Montée en énergie du RHIC

L'expérience PHENIX a récemment présenté des mesures de la production des J/ψ en collisions or-or et cuivre-cuivre ([60] ainsi que la thèse de Vi-Nham Tram [61].)

À l'énergie du RHIC, la production de Drell-Yan est difficilement mesurable. La production de J/ψ est comparée à la production observée en proton-proton, ramenée au nombre moyen de collisions $\langle N_{coll} \rangle$ correspondant aux centralités considérées. Nous définissons ainsi le *facteur de modification nucléaire* :

$$R_{AA} = \frac{J/\psi|_{AA}}{\langle N_{coll} \rangle J/\psi|_{pp}}. \quad (15)$$

La production de J/ψ étant un processus dur, nous nous attendons à ce que sa production soit proportionnelle au nombre de collisions. Notons que PHENIX a mesuré que le charme ouvert¹² est effectivement produit proportionnellement au nombre de collisions [62]. Ces mesures nous informent également que dix à vingt paires de quarks charme-anticharme sont produites lors d'une collision centrale à RHIC.

12. Les mesures sont effectuées sur les désintégrations semi-leptoniques des mésons D et leur précision est limitée à environ 25% par les bruits de fond considérables que constituent les désintégrations ordinaires des pions et des kaons. Une meilleure précision pourra être atteinte à l'aide d'un détecteur de vertex actuellement en construction.

Les effets nucléaires « froids » : Comme au SPS, l'interprétation de la production des quarkonia dans les collisions noyau-noyau ne saurait se faire sérieusement sans une étude préalable de la production en collision proton-noyau. L'expérience PHENIX a mesuré la production des J/ψ lors de collisions noyau-deuton¹³ et rapporte une absorption nucléaire plus faible qu'au SPS, entre 1 et 3 mb [63]. Un autre effet prend de l'importance à RHIC : la *shadowing*¹⁴ des fonctions de structure.

Les fonctions de distribution de partons que nous a présentées Jean-Marc LeGoff lors de cette école peuvent être modifiées dans les noyaux, par rapport à ce qu'elles sont dans les nucléons. Toute modification introduit une déviation par rapport à l'unité du rapport de modification nucléaire défini par l'équation (15). En montant en énergie, nous échantillons des partons dont les fractions d'impulsion x sont de plus en plus petites. Le *shadowing* des fonctions de structure peut être vu comme la recombinaison des partons de petite impulsion (donc de grande extension spatiale) en des partons de plus grande impulsion. La distribution des partons se dépeuple à petit x (*shadowing*) et se repeuple à grand x (*antishadowing*.) PHENIX a observé cet effet sur la production des J/ψ par une asymétrie de leur distribution en rapidité [63].

De ces effets nucléaires froids (absorption nucléaire et *shadowing*), Ramona Vogt [64] déduit le comportement que les J/ψ auraient lors de collisions noyau-noyau, en absence de PQG. La figure 16 illustre cela pour les deux domaines en rapidité que couvre l'expérience, et pour deux valeurs extrêmes de l'absorption nucléaire normale (1 et 3 mb.) Nous observons dans les deux domaines de rapidité et pour les collisions les plus centrales que la suppression du J/ψ est plus forte que celle déduite des effets nucléaires froids.

Comparaison avec les modèles : Il est alors tentant d'essayer d'appliquer les modèles qui expliquaient convenablement les données de NA50 aux énergies du RHIC. C'est ce que présente la figure 17 de gauche. Nous constatons immédiatement que ces prédictions ont toutes surestimé la suppression. Parmi les modèles présentés se trouve le modèle des co-voyageurs [57]. Les deux autres sont des modèles de plasma [53, 65] dans lesquels aucun effet de recombinaison n'a été implémenté. Dès lors, au moins trois hypothèses permettent de justifier la suppression vue à RHIC.

1. Les auteurs précédents, ainsi que d'autres [66, 67], parviennent à obtenir un taux de suppression comparable à celui observé par PHENIX en incluant des effets de recombinaison des quarks charmés (figure 17 de droite.)
2. D'autres auteurs [56] qui reproduisent les données de NA50 (voir figure 14) avaient prédit une suppression similaire à celle observée par PHENIX sans pour autant inclure de recombinaison : dans un modèle de transport, ils attribuent la survie du J/ψ à un effet de fuite des J/ψ à grande impulsion transverse (*Zhu et al* sur la figure 17 de droite.) Néanmoins, ils semblent sousestimer la valeur de l'impulsion transverse moyenne, comme une comparaison des références [60] et [56] le révèle.

13. Les deutons sont préférés aux protons car plus faciles à accélérer en même temps que des noyaux d'or du fait de la proximité des rapports de leur charge à leur masse. La formation d'un PQG n'est pas plus attendue en collisions deuton-noyau qu'en proton-noyau.

14. Je n'ose tenter une traduction, même si les puristes en prendront ombrage.

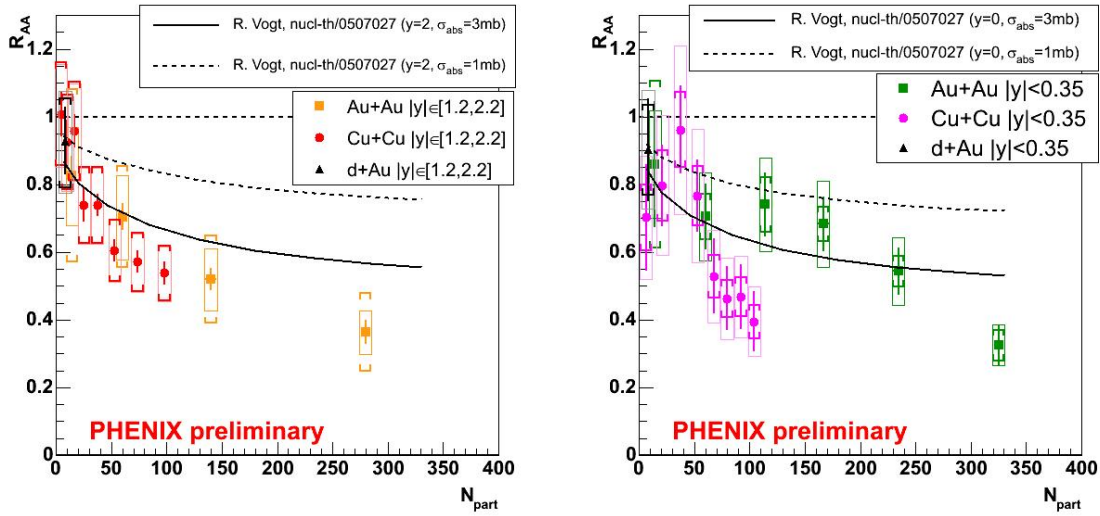


FIG. 16 – Résultats préliminaires de PHENIX [60]. Facteurs de modification nucléaire du J/ψ comparés aux prédictions des effets nucléaires froids [64]. À gauche, pour des rapidités $|y| < 0,35$. À droite, pour $1,2 < y < 2,2$.

3. Enfin, l'amplitude de la suppression anormale à RHIC est compatible avec une simple fonte des états excités (χ_c et ψ') sans fonte du J/ψ (voir par exemple une récente description des données du SPS et du RHIC dans ce cadre [68].) Cette hypothèse est renforcée par les calculs récents de QCD sur réseau qui donnent des températures de fonte du J/ψ pouvant atteindre $2 T_c$.

Il n'est aujourd'hui pas possible de trancher entre ces différents scénarios. Plusieurs points sont importants pour y parvenir et seront abordés à l'avenir :

- Finaliser les mesures de PHENIX (incertitudes plus petites, en particulier l'incertitude liée à la normalisation proton-proton, et échantillonnage plus fin de la centralité.)
- Comparer les distributions cinématiques des modèles et des données (impulsion transverse, rapidité,...)
- Avoir une meilleure maîtrise des effets nucléaires froids (augmenter la statistique proton/deuton-noyau.)
- Avoir une meilleure maîtrise de l'état initial (mesurer précisément le charme ouvert, d'autant que les effets de la recombinaison qui associe précisément deux quarks charmés évoluent quadratiquement avec le nombre de paires produites.)

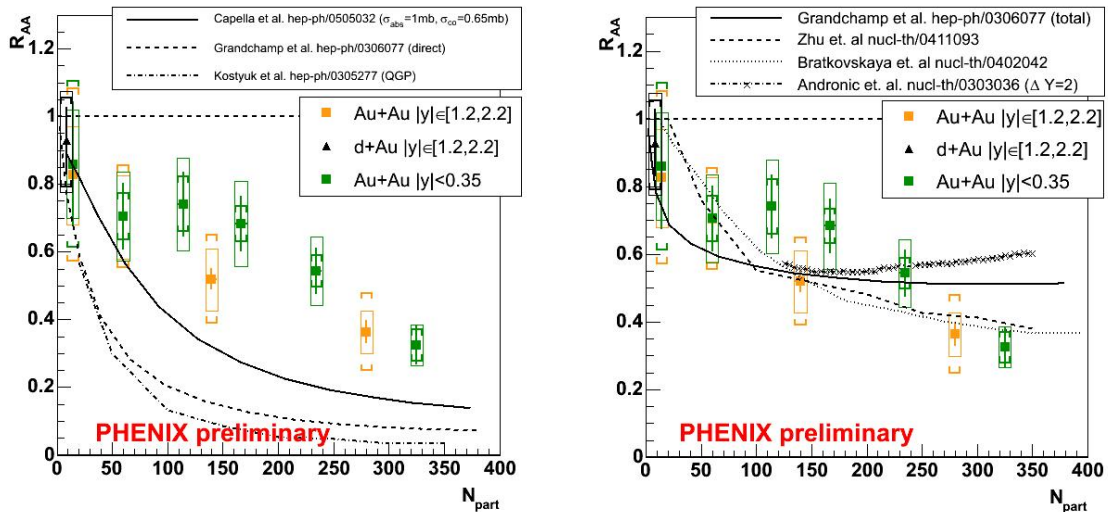


FIG. 17 – Résultats préliminaires de PHENIX [60]. Facteurs de modification nucléaire du J/ψ . À gauche, comparés aux prédictions de modèles ne contenant que des effets permettant d’ajuster les données de NA50 [53, 57, 65]. À droite, comparés à des modèles comprenant de la recombinaison [53, 66, 67] ou des équations de transport détaillé [56]. (Certaines courbes sont modifiées par rapport aux publications, après discussions privées avec les auteurs.)

Il est important de souligner que tous les scénarios permettant pour l’instant d’expliquer la suppression vue par PHENIX reposent sur l’existence du PQG et que notre démarche est désormais de comprendre les mécanismes à l’œuvre dans le plasma, plutôt que de prouver son existence, ce qui a été fait à plus basse énergie, et au travers d’autres observables à RHIC, comme Christelle Roy le montre dans son cours à cette même école.

7 Les photons (et les dileptons) thermiques

Une autre signature attendue du PQG dont il existe des indices au SPS est la radiation de photons directs depuis le plasma [14]. L’expérience WA98 a en effet observé un léger excès dans les collisions centrales plomb-plomb, et pas en collisions périphériques [69]. Ces données sont montrées dans le cours de Christelle Roy qui souligne que l’interprétation de cet excès, en lui même assez faible, est délicat car les références proton-proton ou théoriques sont mal connues.

S’il s’agit bien d’une radiation du plasma, divers ajustements de ces données lui attribuent des températures initiales de 200 à 335 MeV (pour une revue, voir [70].)

Il est à noter qu’un excès de dileptons a également été observé et pourrait aussi être attribué à une radiation thermique du plasma. Il s’agit d’un excès de dimuons de masse invariante intermédiaire entre le ϕ et le J/ψ observé par l’expérience NA50 [71]. Cet excès est imputable soit à une radiation du plasma, soit à une augmentation du charme.

Récemment, l'expérience NA60 a montré des résultats préliminaires qui semblent favoriser l'hypothèse du plasma [72]. Affaire à suivre !

8 L'atténuation des gerbes

L'atténuation des gerbes (ou *jet quenching*) est la signature en or aux énergies du RHIC, comme vous le découvrirez dans le cours de Christelle Roy. Au SPS, des indices de l'atténuation des gerbes ont récemment été vus dans les données des expériences WA98 [73], NA57 [74] et NA49 [75]. Ces résultats sont moins impressionnants que ceux obtenus au RHIC car l'effet Cronin (diffusion multiple des partons incidents ayant tendance à renforcer l'impulsion transverse des gerbes) y est important dans la zone en impulsion transverse explorée et que les facteurs de modification nucléaire ($R_{AA} = dN_{AA} / \langle N_{coll} \rangle dN_{pp}$) y restent proches de l'unité.

Il n'en reste pas moins qu'un soupçon d'atténuation des gerbes a été vu au SPS. Il est important de noter que ces analyses au SPS n'ont eu lieu qu'après que l'effet a été violemment observé au RHIC. Ceci illustre l'intérêt qu'il y a à étudier simultanément la matière nucléaire à plusieurs énergies, l'expérience des uns pouvant profiter à celles des autres, de la basse vers la haute énergie, et vice-versa.

9 Conclusion

Je restreins mes conclusions à la seule énergie du SPS, laissant le soin à Christelle Roy de conclure pour les observations faites au RHIC, dans le cours qu'elle consacre à la matière créée à ces densités d'énergie. Au SPS donc, cinq des signatures prédites ont été observées, avec des niveaux de confiance variés, décrits dans les chapitres précédents :

- L'accroissement de l'étrangeté, en particulier par l'augmentation des (anti)baryons étranges et du paramètre de (sous)saturation γ_s .
- Les photons thermiques observés par WA98, ainsi que les dileptons thermiques (résultats préliminaires de NA60.)
- L'atténuation des gerbes qui se cache sous un effet Cronin plus grand qu'au RHIC.
- La modification du méson ρ dans les collisions indium-indium (résultats préliminaires de NA60.)
- La suppression des J/ψ dans les données plomb-plomb, mais également dans les données indium-indium (résultats préliminaires de NA60) qui semble invalider tout modèle hadronique.

Il me semble qu'à la lumière de ces résultats considérés dans leur ensemble, nous pouvons affirmer qu'un « nouvel état de la matière » a été créé au CERN, aujourd'hui bien plus encore que lors du communiqué de presse de février 2000.

Références

- [1] F. Karsch. *Lattice QCD at high temperature and density*. Lect. Notes Phys. 583 (2002) 209-249, hep-lat/0106019.
- [2] Dominik J. Schwarz. *The first second of the universe*. Annalen Phys. 12 (2003) 220-270, astro-ph/0303574.
- [3] R. Turolla, S. Zane, and J.J. Drake. *Bare quark stars or naked neutron stars? The case of RX J1856.5-3754*. Astrophys. J. 603 (2004) 265-282, astro-ph/0308326.
- [4] R. J. Glauber. *High Energy Collision theory*. Lect. in Th. Ph. Vol. 1 (1959) .
- [5] J.D. Bjorken. *Highly relativistic nucleus-nucleus collisions: The central rapidity region*. Phys. Rev. D27 (1983) 140.
- [6] K. Adcox et al. *Formation of dense partonic matter in relativistic nucleus nucleus collisions at RHIC: Experimental evaluation by the PHENIX collaboration*. Nucl. Phys. A757 (2005) 184-283, nucl-ex/0410003.
- [7] Helmut Satz. *The search for the QGP: A critical appraisal*. Nucl. Phys. Proc. Suppl. 94 (2001) 204-218, hep-ph/0009099.
- [8] W. Busza, R.L. Jaffe, J. Sandweiss, and F. Wilczek. *Review of speculative 'disaster scenarios' at RHIC*. Rev. Mod. Phys. 72 (2000) 1125-1140, hep-ph/9910333.
- [9] J. Rafelski and B. Muller. *Strangeness production un the quark - gluon plasma*. Phys. Rev. Lett. 48 (1982) 1066.
- [10] P. Koch, B. Muller, and J. Rafelski. *Strangeness in relativistic heavy ion collisions*. Phys. Rept. 142 (1986) 167-262.
- [11] R.D. Pisarski. *Phenomenology of the chiral phase transition*. Phys. Lett. B110 (1982) 155.
- [12] R.D. Pisarski and F. Wilczek. *Remarks on the chiral phase transition in chromodynamics*. Phys. Rev. D29 (1984) 338-341.
- [13] T. Matsui and H. Satz. *J/ψ suppression by quark - gluon plasma formation*. Phys. Lett. B178 (1986) 416.
- [14] Edward V. Shuryak. *Quantum chromodynamics and the theory of superdense matter*. Phys. Rept. 61 (1980) 71-158.
- [15] K. Kajantie and H.I. Miettinen. *Muon pair production in very high-energy nucleus nucleus collisions*. Z. Phys. C14 (1982) 357-362.
- [16] J.D. Bjorken. *Energy loss of energetic partons in quark - gluon plasma: possible extinction of high $p(t)$ jets in hadron - hadron collisions*. FERMILAB-PUB-82-059-THY.
- [17] L. Van Hove. *Multiplicity dependence of $p(t)$ spectrum as a possible signal for a phase transition in hadronic collisions*. Phys. Lett. B118 (1982) 138.
- [18] M. Gyulassy, S. K. Kauffmann, and L. W. Wilson. *Pion interferometry of nuclear collisions. I. Theory*. Phys. Rev. C20 (1979) 2267-2292.
- [19] S.A. Chin and A.K. Kerman. *Possible longlived hyperstrange multi - quark droplets*. Phys. Rev. Lett. 43 (1979) 1292.
- [20] Helen Caines. *What's interesting about strangeness production? - An overview of recent results*. J. Phys. G31 (2005) S101-S118, nucl-ex/0412016.

- [21] M. Gazdzicki and M.I. Gorenstein. *On the early stage of nucleus nucleus collisions*. Acta Phys. Polon. B30 (1999) 2705, hep-ph/9803462.
- [22] J. Cleymans, H. Oeschler, K. Redlich, and S. Wheaton. *The horn and the thermal model*. Phys. Lett. B615 (2005) 50-54, hep-ph/0411187.
- [23] J. Rafelski and J. Letessier. *Strangeness and the discovery of quark-gluon plasma*. hep-ph/0506011.
- [24] F. Becattini, M. Gazdzicki, A. Keranen, J. Manninen, and R. Stock. *Study of chemical equilibrium in nucleus nucleus collisions at AGS and SPS energies*. Phys. Rev. C69 (2004) 024905, hep-ph/0310049.
- [25] F. Becattini and U.W. Heinz. *Thermal hadron production in p p and p anti-p collisions*. Z. Phys. C76 (1997) 269-286, hep-ph/9702274.
- [26] Magali Estienne. *Propriétés chimiques et dynamiques des collisions d'ions lourds aux énergies du RHIC par la mesure de la production des baryons doublement étranges dans l'expérience STAR*. Thèse de doctorat de l'université de Nantes (2005).
- [27] F. Becattini, L. Maiani, F. Piccinini, A.D. Polosa, and V. Riquer. *Correlating strangeness enhancement and J/ψ suppression in heavy ion collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 17.2$ GeV*. Phys. Lett. B632 (2006) 233-237, hep-ph/0508188.
- [28] J. Adams et al. *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. A757 (2005) 102-183, nucl-ex/0501009.
- [29] A. Capella. *Standard sources of particle production in heavy ion collisions*. Acta Phys. Polon. B30 (1999) 3541-3557, hep-ph/9910219.
- [30] A. Tounsi, A. Mischke, and K. Redlich. *Canonical aspects of strangeness enhancement*. Nucl. Phys. A715 (2003) 565-568, hep-ph/0209284.
- [31] Andrea Dainese. *Results from NA57*. nucl-ex/0510001.
- [32] Sevil Salur. *System and energy dependence of strangeness production with STAR*. nucl-ex/0509036.
- [33] Helen Caines. *Volume effects on strangeness production*. J. Phys. G31 (2005) S1057-S1060, nucl-ex/0412015.
- [34] S. Damjanovic et al. *First measurement of the ρ spectral function in nuclear collisions*. nucl-ex/0510044.
- [35] G.E. Brown and M. Rho. *NA60 and BR scaling in terms of the vector manifestation: A model approach*. nucl-th/0509001.
- [36] R. Rapp, G. Chanfray, and J. Wambach. *ρ meson propagation and dilepton enhancement in hot hadronic matter*. Nucl. Phys. A617 (1997) 472-495, hep-ph/9702210.
- [37] Helmut Satz. *Colour deconfinement and quarkonium binding*. hep-ph/0512217.
- [38] O. Drapier et al. *Muon pair production in heavy ion interactions at 200 GeV per nucleon*. Nucl. Phys. A544 (1992) 209c-222c.
- [39] M.C. Abreu et al. *Charmonia production in 450 GeV/c proton induced reactions*. Phys. Lett. B444 (1998) 516-522.
- [40] M.C. Abreu et al. *J/ψ and ψ' production in p, O and S induced reactions at SPS energies*. Phys. Lett. B466 (1999) 408-414.

- [41] M.C. Abreu et al. *Anomalous J/ψ suppression in Pb - Pb interactions at 158 GeV/c per nucleon.* Phys. Lett. B410 (1997) 337-343.
- [42] M.J. Leitch et al. *Nuclear dependence of neutral D meson production by 800 GeV/c protons.* Phys. Rev. Lett. 72 (1994) 2542-2545.
- [43] B. Alessandro et al. *A new measurement of J/ψ suppression in Pb - Pb collisions at 158 GeV per nucleon.* Eur. Phys. J. C39 (2005) 335-345, hep-ex/0412036.
- [44] A. Capella, A.B. Kaidalov, and D. Sousa. *Why is the J/ψ suppression enhanced at large transverse energy?* Phys. Rev. C65 (2002) 054908, nucl-th/0105021.
- [45] A. Capella and D. Sousa. *New J/ψ suppression data and the comovers interaction model.* nucl-th/0303055.
- [46] L. Maiani, F. Piccinini, A. D. Polosa, and V. Riquer. *J/ψ absorption in heavy ion collisions, II.* Nucl. Phys. A748 (2005) 209-225, hep-ph/0408150.
- [47] E.L. Bratkovskaya, W. Cassing, and H. Stoecker. *Open charm and charmonium production at RHIC.* Phys. Rev. C67 (2003) 054905, nucl-th/0301083.
- [48] M. Sitta et al. *Results on ψ' production in nucleus nucleus collisions at CERN-SPS.* J. Phys. G30 (2004) S1175-S1178, hep-ex/0405056.
- [49] S. Digal, P. Petreczky, and H. Satz. *Quarkonium feed-down and sequential suppression.* Phys. Rev. D64 (2001) 094015, hep-ph/0106017.
- [50] S. Datta, F. Karsch, P. Petreczky, and I. Wetzorke. *Meson correlators above deconfinement.* J. Phys. G31 (2005) S351-S356, hep-lat/0412037.
- [51] W.M. Alberico, A. Beraudo, A. De Pace, and A. Molinari. *Heavy quark bound states above T_c .* Phys. Rev. D72 (2005) 114011, hep-ph/0507084.
- [52] C.-Y. Wong. *Heavy quarkonia in quark gluon plasma.* Phys. Rev. C72 (2005) 034906, hep-ph/0408020.
- [53] L. Grandchamp, R. Rapp, and G.E. Brown. *In-medium effects on charmonium production in heavy collisions.* Phys. Rev. Lett. 92 (2004) 212301, hep-ph/0306077.
- [54] S. Digal, S. Fortunato, and H. Satz. *Predictions for J/ψ suppression by parton percolation.* Eur. Phys. J. C32 (2004) 547-553, hep-ph/0310354.
- [55] P.-M. Dinh, J.-P. Blaizot, and J.-Y. Ollitrault. *J/ψ suppression in central Pb Pb collisions.* Nucl. Phys. A698 (2002) 579-582, nucl-th/0103083.
- [56] X.-L. Zhu, P.-F. Zhuang, and N. Xu. *J/ψ transport in QGP and p_T distribution at SPS and RHIC.* Phys. Lett. B607 (2005) 107-114, nucl-th/0411093.
- [57] A. Capella and E.G. Ferreira. *J/ψ suppression at $\sqrt{s} = 200$ GeV in the comovers interaction model.* Eur. Phys. J. C42 (2005) 419-424, hep-ph/0505032.
- [58] L. Grandchamp, R. Rapp, and G. E. Brown. *Medium modifications of charm and charmonium in high-energy heavy-ion collisions.* J. Phys. G30 (2004) S1355-S1358, hep-ph/0403204.
- [59] R. Arnaldi et al. *Anomalous J/ψ suppression in In-In collisions at 158 GeV/nucleon.* Quark Matter 2005, <http://qm2005.kfki.hu/>.
- [60] H. Pereira Da Costa. *PHENIX results on J/ψ production in Au + Au and Cu + Cu collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.* nucl-ex/0510051.

- [61] Vi-Nham Tram. *Étude de la production du J/ψ dans les collisions or-or à 200 GeV par paire de nucléons dans l'expérience PHENIX*. Thèse de doctorat de l'École polytechnique (2006).
- [62] S.S. Adler et al. *Centrality dependence of charm production from single electrons measurement in Au + Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV*. Phys. Rev. Lett. 94 (2005) 082301, nucl-ex/0409028.
- [63] S.S. Adler et al. *J/psi production and nuclear effects for d+Au and p+p collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV*. Phys. Rev. Lett. 96 (2006) 012304, nucl-ex/0507032.
- [64] R. Vogt. *Baseline cold matter effects on J/psi production in A A collisions*. nucl-th/0507027.
- [65] A.P. Kostyuk, M.I. Gorenstein, H. Stoecker, and W. Greiner. *Charm coalescence at RHIC*. Phys. Rev. C68 (2003) 041902, hep-ph/0305277.
- [66] E.L. Bratkovskaya et al. *Charmonium chemistry in A + A collisions at relativistic energies*. Phys. Rev. C69 (2004) 054903, nucl-th/0402042.
- [67] A. Andronic et al. *Statistical hadronization of charm in heavy-ion collisions at SPS, RHIC and LHC*. Phys. Lett. B571 (2003) 36-44, nucl-th/0303036.
- [68] F. Karsch, D. Kharzeev, and H. Satz. *Sequential charmonium dissociation*. hep-ph/0512239.
- [69] M.M. Aggarwal et al. *Three pion interferometry results from central Pb + Pb collisions at 158-A-GeV/c*. Phys. Rev. Lett. 85 (2000) 2895, hep-ex/0008018.
- [70] T. Peitzmann and M.H. Thoma. *Direct photons from relativistic heavy-ion collisions*. Phys. Rept. 364 (2002) 175-246, hep-ph/0111114.
- [71] M. C. Abreu et al. *Low mass dimuon production in proton and ion induced interactions at the SPS*. Eur. Phys. J. C13 (2000) 69-78.
- [72] R. Shahoyan et al. *Charm and intermediate mass dimuons in In+In collisions*. Quark Matter 2005, <http://qm2005.kfki.hu/>.
- [73] David d'Enterria. *Indications of suppressed high p_T hadron production in nucleus nucleus collisions at CERN-SPS*. Phys. Lett. B596 (2004) 32-43, nucl-ex/0403055.
- [74] F. Antinori et al. *Central-to-peripheral nuclear modification factors in Pb Pb collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 17.3$ GeV*. Phys. Lett. B623 (2005) 17-25, nucl-ex/0507012.
- [75] A. László and T. Schuster. *High p_T spectra of identified particles produced in Pb+Pb collisions at 158 GeV/nucleon beam energy*. Quark Matter 2005, <http://qm2005.kfki.hu/>.