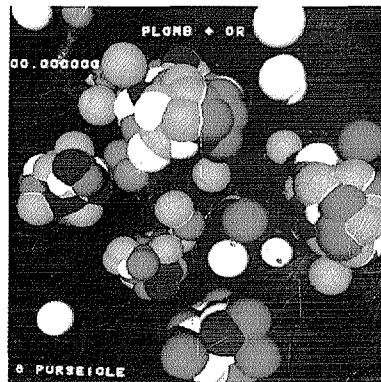
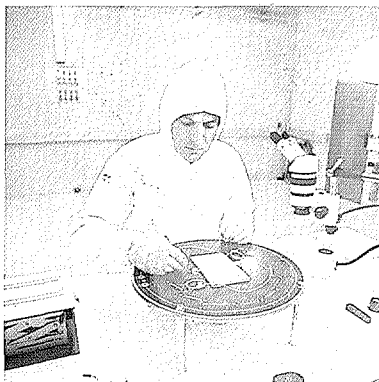
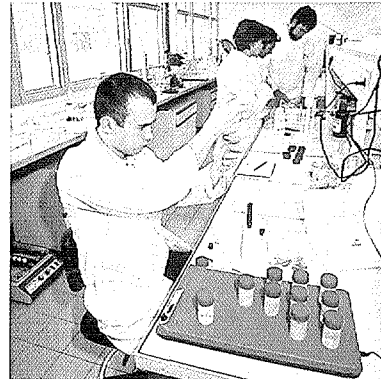
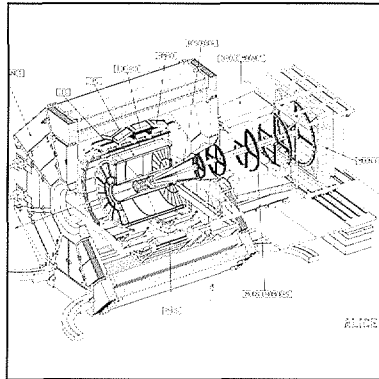




FR9810040

Rapport d'activité *1994 - 1996*



Laboratoire de physique subatomique
et des technologies associées



ECOLE DES MINES DE NANTES

SUBATECH

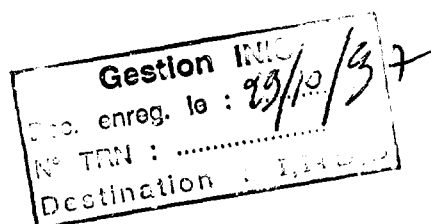
UMR Université, Ecole des Mines, IN2P3/CNRS

FR 9810111

Table des matières

AVANT-PROPOS

PREFACE



1

4

Expériences auprès des Collisionneurs

7

- **Etude et conception du spectromètre Dimuons de l'expérience ALICE au LHC** 9
 - Trajectographie du spectromètre Dimuon de l'expérience ALICE 11
 - Construction d'un prototype de microdétecteur gazeux pour le spectromètre Dimuon 13
 - Etude du système de déclenchement de niveau 2 du spectromètre Dimuon de l'expérience ALICE . . 14
 - Mesures du bruit de fond dans le spectromètre Dimuon de l'expérience ALICE 16

- **Participation aux expériences STAR et ALICE auprès des collisionneurs RHIC et LHC** 19

- Corrélations de particules dans l'expérience ALICE auprès du LHC au CERN 23
- Etude de la résolution en position d'un détecteur au silicium à micropistes 26
- Simulation d'un détecteur de Silicium à micropistes de type double face : corrélation des signaux . . . 29
- Montage d'un banc de tests de détecteurs au silicium à micropistes 32
- Conception d'un ensemble de détecteurs à micropistes au silicium pour l'expérience STAR au RHIC . 34

Expériences auprès des SPS

37

- Corrélations de particules dans l'expérience NA44 auprès du SPS au CERN 39
- L'interférométrie de Bose-Einstein et les corrections coulombiennes 43
- Effets coulombiens dans les distributions inclusives de particules 46
- Analyse interférométrique de bosons, avec le spectromètre NA44, utilisant la méthode du maximum de vraisemblance 49
- L'expérience WA98 51-53

Expériences auprès du GANIL

57

- Activité avec le multidétecteur INDRA 58
- Température apparente déduite des populations de fragments excités dans les collisions d'ions lourds avec le multidétecteur INDRA 59
- Recherche d'effets dynamiques dans le processus de multifragmentation 61
- Analyse des corrélations à trois particules avec le détecteur INDRA 63
- Corrélations de particules légères avec le détecteur 4π INDRA 65
- Un nouveau modèle quantique pour l'analyse des corrélations de particules légères 67
- Corrélations de particules légères à petite impulsion relative 69
- L'interférométrie : une technique d'analyse des corrélations dynamiques et de l'évolution des collisions 71
- Mesure directe de la séquence d'émission de particules de types différents 73
- Mesure du temps moyen entre l'émission des deutons et celle des protons à partir des corrélations entre ces particules. 75
- Mesure inclusive de l'émission de protons à grands moments transverses dans la collision Ar + Ta à 94 MeV/u. 77
- Développement d'une méthode automatique d'identification dans les détecteurs CsI. 80
- Une méthode originale de calibration de détecteurs à scintillateurs CsI 82
- Recherche et développement sur des détecteurs silicium à localisation. 84
- Construction d'un détecteur phoswich CsI(Tl)-BGO pour la détection des protons de haute énergie au GANIL 85

Gestion des déchets nucléaires	89
→ Mesure des spectres d'énergie des particules légères dans les réactions induites par des neutrons et des protons dans la gamme 20-200 MeV	90
→ Modélisation des collisions proton-noyau dans le cadre du projet GEDEON	92
 Théorie	 95
 • Physique des Hautes Energies	 97
→ L'extension du modèle de cordes aux processus durs	98
→ La fragmentation des cordes	101
→ La formation et hadronisation de matière des quarks dans le modèle VENUS	103
 • Collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires	 105
→ Influence de la rediffusion sur le spectre des particules étranges	106
→ Etudes sur la dynamique de collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires	110
→ Analyse en ondelettes de l'espace des phases nucléaire	113
→ Représentation en ondelettes de la dynamique nucléaire	115
→ Effets de la dépendance en impulsion du potentiel sur le flot de la matière nucléaire.	117
→ Détermination de la compressibilité nucléaire à partir des mesures de moment linéaire transféré.	119
→ Etude des processus de fragmentation en réactions centrales pour les systèmes Pb+Au et Pb+Ag	120
→ Effets d'isospin et de moment angulaire dans les réactions d'ions lourds périphériques	122
→ Etude de l'émission à mi-rapidité dans la réaction Xe+Sn à 50A MeV.	124
→ Les effets dynamiques sur l'émission des particules dans les collisions binaires dissipatives	125
→ Que peut-on apprendre des spectres de particules légères ?	126
 • Physique Nucléaire	 127
→ Calculs Hartree-Fock de la matière nucléaire superfluide semi-infinie utilisant l'interaction D1 de Gogny	128
→ Paramètres de Landau pour des interactions nucléaires dépendantes de la densité et à portée finie	130
→ Détermination de la compressibilité de la matière nucléaire à partir de forces de Skyrme généralisées ajustées aux résonances monopolaires isoscalaires.	132
→ Signatures de la formation de fragments dans les collisions d'ions lourds à partir d'une équation de transport semiclassique	133
→ Le rôle de la dynamique et de la topologie d'espace dans la formation d'agrégats aux énergies intermédiaires	136
→ Fission des noyaux tournants ^{56}Ni et ^{48}Cr	137
→ Stabilité des noyaux tournants contre la fission à travers des formes compactes et crevassées	138
→ Barrières de fission asymétrique et énergie cinétique des fragments de fission des noyaux de ^{194}Hg , ^{149}Tb , $^{110-112}\text{In}$, ^{94}Mo , ^{75}Br	139
→ Compétition entre la fission symétrique et la fission asymétrique	140
→ Emission radioactive de noyaux légers et fission très asymétrique à travers des formes quasi-moléculaires	141
→ Noyaux toroïdaux et bulles en rotation et fragmentation nucléaire	142
→ Etude théorique de la diffusion élastique électron-agrégat	143
→ Simulation du transport de photons dans un modèle réaliste du corps humain	144
→ Détermination des coefficients d'atténuation à partir d'une simulation Monte-Carlo de type 3D CT data SPECT	145
→ Détermination du paramètre d'impact à l'aide d'un réseau de neurones.	146
→ Effet de l'apprentissage sur un réseau de neurones.	147
 Radiochimie	 149
→ Chimie du Technetium	152
→ Radioimmunothérapie avec des émetteurs α	156
→ Interactions métaux-microorganismes	157

→ Piégeage du Cs par des échangeurs d'ions inorganiques	159
→ Extractions sélectives d'actinides par solvant associées aux mesures par scintillation liquide	161
→ Mise en oeuvre d'un générateur de neutrons à des fins pédagogiques et en vue d'applications analytiques	163

Génie des procédés	165
Génie de l'environnement nucléaire	167

Services Techniques	169
Service Détecteur	171
Service conception et réalisation mécanique.	172
Service Electronique et Electrotechnique	173
→ Etude et réalisation d'un ASIC discriminateur double seuil	174
Service informatique "Systèmes et Réseaux"	175
CAVAL : Camac VME Acquisition avec LabView	177

Enseignements	179
Conception d'un compteur Geiger-Muller dans le cadre du programme pédagogique d'Apprentissage Par l'Action.	181
Renouvellement des travaux pratiques de physique nucléaire	182
Mise en place d'un enseignement de physique nucléaire en deuxième année de l'Ecole des Mines	184

Publications	185
---------------------	------------

Informations Administratives	207
Le personnel du laboratoire SUBATECH	209

AVANT-PROPOS

L'unité mixte de recherche SUBATECH a été créée par trois organismes, l'Ecole des Mines de Nantes, l'Université de Nantes et l'Institut de Physique Nucléaire et de Physique des Particules du Centre National de la Recherche Scientifique (IN2P3/CNRS) avec le défi de faire collaborer des groupes de recherche issus de la recherche fondamentale théorique et expérimentale, et de la recherche appliquée. Alors que ce dernier était né directement dans les locaux de l'Ecole, les groupes de recherche dits fondamentaux venaient de l'ancien Laboratoire de Physique Nucléaire de l'Université de Nantes et emménageaient en 1995 sur le site de L'Ecole des Mines à la Chantrerie à l'Est de Nantes, sur l'axe Nantes-Paris.

Au cours des premières années, le travail expérimental s'est fondé sur l'étude des collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires à l'aide du détecteur INDRA au GANIL. Le laboratoire s'est fait une spécialité de l'analyse des corrélations de deux particules qui permettent de faire des recherches sur le mécanisme dynamique et géométrique de la réaction. Plusieurs thèses ont été réalisées sur ce thème, certaines vont être soutenues prochainement.

Aujourd'hui, les thèmes de recherche de Subatech couvrent un très large spectre. Dans le domaine de la physique subatomique, nos équipes étudient les collisions d'ions lourds à différentes énergies à la recherche de la multifragmentation des noyaux et du plasma de quark et de gluon. Dans le domaine des technologies associées, l'accent est mis sur la gestion des déchets nucléaires par des options nouvelles, les interactions des bactéries avec les déchets nucléaires, la chimie du technétium et sur un programme d'alpha-immunothérapie sur les micro-tumeurs. Finalement, le service SMART (Service de Métrologie) répond à un besoin national d'une mesure signifiante et scientifique de la radioactivité à n'importe quel endroit.

L'année 1996 a été pour Subatech l'année de la construction de trois laboratoires différents : le laboratoire de détecteurs avec trois salles (Montage-Tests, Electronique-Acquisition, Salle d'expériences, plus une Salle Blanche) sur une surface totale de 170 m^2 , le laboratoire de Radiochimie comprend 6 salles, dont une dédiée aux manipulations de matériaux radioactifs, pour une superficie totale de 300 m^2 , et enfin le laboratoire du groupe de Génie de l'Environnement Nucléaire sur une surface de 70 m^2 . De plus, un grand atelier mécanique d'une superficie de 300 m^2 a été installé et équipé avec un parc important de machines-outils.

Grâce à la conception et la réalisation du laboratoire détecteurs, l'année 1996 a marqué une nouvelle orientation dans l'activité des chercheurs de Subatech travaillant dans le domaine scientifique fondamental. En parallèle au travail intense sur les simulations pour les nouveaux projets, ils ont pu commencer à travailler sur des prototypes pour les expériences STAR au RHIC à Brookhaven (USA) (prévu pour 1999) ainsi que pour l'expérience ALICE au LHC au CERN (prévu pour 2005). Ceci donne à Subatech la possibilité de devenir un partenaire crédible au sein de ces collaborations comprenant plus de 60 instituts. Avec cette infrastructure, il est devenu possible de réaliser sur site d'importants projets de construction dans ces expériences. Les premiers tests sur les détecteurs à silicon-strip ont été effectués et un premier prototype d'un détecteur à gaz d'un concept nouveau "Micromégas" (inventé par Y. Giomataris) a été conçu, construit et est actuellement en phase de test à Subatech et au CERN. Le groupe électronique a réussi à produire le premier ASIC de SUBATECH, un discriminateur double seuil (inventé

par Y. Pestov) en 0.8μ BiCMOS.

Dans le cadre du programme de physique des ions lourds relativistes en cours avec des faisceaux de plomb au CERN SPS à 160 AGeV, Subatech a accès à des données importantes quant à un possible Plasma Quark Gluon par le biais de sa présence dans deux expériences. La participation de Subatech dans l'expérience WA98 s'est concrétisée par la réalisation de deux stages DEA et la mise en route d'une nouvelle thèse. Vingt millions d'événements ont été recueillis lors de la manipulation finale de cette expérience. L'analyse de ces données, ainsi que celles obtenues dans l'expérience NA44, sont actuellement en cours. Ces deux expériences ont atteint leur objectif en ce qui concerne l'obtention des données et sont en cours de démontage.

Les groupes de physique expérimentale travaillent en collaboration étroite avec les groupes de physique théorique de Subatech. L'auteur du modèle VENUS, internationalement reconnu comme un des grands codes capables de décrire beaucoup des données prises au SPS, travaille au sein de Subatech. Un autre groupe de théorie participe à l'analyse des corrélations multi-particules dans les données de WA98 avec la théorie des ondelettes. Enfin, un troisième groupe travaille sur l'étude de la multifragmentation dans l'état final au GANIL.

Le programme national nouvellement lancé "GEDEON" (GEstion des DEchets par des Options Nouvelles) se propose d'utiliser les neutrons produits lors de réactions de spallations afin de réduire la durée de vie des déchets nucléaires. L'expérience des expérimentateurs et des théoriciens de Subatech nous a permis de choisir ce programme comme nouvel axe de recherche de l'unité. Parallèlement, une contribution du groupe théorique a déjà amélioré des parties spécifiques de la Cascade Intranucléaire décrivant la phase initiale de l'interaction du faisceau de proton de haute intensité avec la cible.

Le nouveau laboratoire de radiochimie permet de développer les activités débutées il y a deux ans, dans des conditions optimales. Les travaux sont centrés majoritairement autour de thématiques associées au cycle du combustible nucléaire (PRACEN et maintenant PRACTIS). Des travaux intenses ont été entrepris sur la chimie du technetium, produits de fission à durée de vie longue et potentiellement dangereux au niveau des stockages ; la chimie de cet élément, essentiellement instable, est mal appréhendée notamment en milieux détritiques. Les travaux portent sur la mesure des potentiels d'oxydo-réduction, la diffusion des espèces dans les argiles, le comportement sous irradiation. Un important programme a débuté sur les phénomènes d'adsorption sur des parois bactériennes et dans des adsorbants minéraux. Les objectifs sont ici, hors les aspects fondamentaux, l'application potentielle à des procédures de décontamination de sites ou d'effluents faiblement pollués. Enfin, de nombreux protocoles pour la métrologie des radioéléments dans des échantillons environnementaux sont développés.

Plus récemment, un important programme d'alpha immunothérapie vient d'être entrepris en coopération avec l'Institut Européen des Transuraniens de Karlsruhe et l'Unité INSERM U. 463 de Nantes. L'objectif est de véhiculer de manière sélective un émetteur alpha au site de cellules tumorales. Le radioélément retenu est le ^{213}Bi , obtenu par filiation à partir de ^{225}Ac . Après complexation et fixation sur un anticorps, la sélectivité du marquage et l'efficacité de destruction des cellules pathogènes vont être analysées : dans une étape ultérieure, il est prévu la purge, ex-vivo, de moëlle osseuse prélevée sur patient atteint de myélome avant réinjection.

Un générateur de neutrons en tube scellé est venu compléter l'équipement du groupe ; il sera utilisé dans le cadre d'analyses spécifiques, notamment pour des process en ligne pour le

contrôle de la composition élémentaire, par réactions d'activation. Son application dans le cadre de passivation de circuits est également envisagée.

Dans le nouveau laboratoire construit dans la mezzanine de la halle E, SUBATECH a abrité un groupe Génie de l'Environnement Nucléaire pendant un an. Ses recherches se focalisent sur : les mécanismes d'interaction aux interfaces solides-fluides, la mise en oeuvre des procédés de traitement, la modélisation et la simulation des procédés. Actuellement, trois programmes de recherche sont en cours : les procédés mettant en oeuvre des tissus de carbone activé, l'adsorption des métaux sur cendres et oxydes métalliques, l'adsorption de métaux lourds et radionucléides sur des bactéries et des biopolymères. Par manque de thèmes nucléaires, ce groupe a quitté SUBATECH et fait maintenant parti du Département Energie et Environnement de l'Ecole des Mines de Nantes.

Sur le plan de l'enseignement, l'unité a beaucoup investi pour réaliser un nouveau programme de travaux pratiques à l'Université de Nantes. A l'Ecole des Mines de Nantes, SUBATECH participe activement au tronc commun, aux mini-projets et a tout spécialement soutenu le programme "Apprentissage par l'action" (APA) en faisant construire par les élèves de l'Ecole un Compteur Geiger pour mesurer l'anisotropie des rayons cosmiques.

Le Comité Scientifique du laboratoire du 28 avril 1997 a exprimé sa satisfaction devant les progrès très importants réalisés dans l'évolution du laboratoire. Prenant acte du succès du laboratoire, de son dynamisme et de ses ambitions, le Comité a demandé aux trois tutelles de mobiliser des moyens à la hauteur des enjeux.

H.H. Gutbrod

PREFACE

SUBATECH (Laboratory of Subatomic Physics and Associated Technologies) has been created in 1994 by three founding fathers, the École des Mines de Nantes, the University of Nantes and the Institute IN2P3/CNRS. The challenging new idea was to house- under one roof- groups working in fundamental research as well as those working in applied research. Whilst the applied group was newly born at the site of the École des Mines de Nantes, the groups working in fundamental research moved from the old Laboratoire de Physique Nucléaire from the University of Nantes in mid of 1995 to the site of the École des Mines at the Chantrerie north of Nantes near the highway Nantes-Paris.

During the first years the experimental activities focused on nuclear collisions at lower energies, e.g. reaction mechanism studies with the detector INDRA at Ganil. The laboratory specialised in the analysis of two particle correlations which allows to study the dynamics and the geometry aspects of the reaction mechanism. Several thesis have been and some more will be presented in the near future.

Today, the research topics of SUBATECH are widely spread. In the area of SUBAtomic physics our teams study the collisions of heavy ions at different energies to investigate the multifragmentation of nuclei or to search for the quark gluon plasma. In the area of associated TECHnologies the accent is on the problems related to nuclear waste, from the "treatment of nuclear waste with new methods (GEDEON)" or its interaction with bacteria to the research of the chemistry of Technetium, Actinium Ac225 and Bismuth Bi213 and the program of alpha-immunotherapy on microtumors. Finally, the service group SMART(Service de Metrology) responds to the national need for scientifically significant measurements of radioactivity wherever needed or requested.

The year 1996 was for Subatech the year of construction of three different laboratories : the "laboratoire de détecteur" with three rooms plus a clean room on a total surface of 170 m^2 , the Radiochemistry laboratory with 6 rooms and a hot cell for handling radioactive material with a total of 300 m^2 , and the laboratory for Génie and Procédés with a total surface of 70 m^2 . Furthermore, a mechanical shop, reasonably equipped, was mounted on a surface of 300 m^2 .

Through the installation/realization of the "Laboratoire de Détecteurs" the year 1996 marked a trend in the activity of the Subatech-scientists working in the field of fundamental science. In parallel to the intensive work on simulations for the new projects they could start work on prototypes for the experiment STAR at RHIC at Brookhaven/USA (scheduled for 1999) as well as for the experiment ALICE at the LHC at CERN (scheduled for the year 2005). This allows Subatech to become a serious player in these collaborations with more than 60 collaborating institutions. With the infrastructure foreseen important construction projects of these experiments could be carried out on site. First tests on Si-Strip detectors have been performed and a first prototype of a new gaseous detector concept "Micromegas" (invented by Y. Giomataris) has been designed, constructed and is presently undergoing tests at Subatech and in-beam at CERN. The electronic group of Subatech has successfully produced its first ASIC, a double threshold discriminator(invented by Y. Pestov) in $0.8\text{ }\mu\text{ BiCMOS}$.

In the ongoing physics program in the field of relativistic heavy ion research with leadbeams at the CERN SPS at 160 AGeV Subatech has access to important data on a possible Quark Gluon Plasma phase transition in baryon rich high density matter through its participation in two experiments. The participation of Subatech in the SPS leadbeam experiment WA98 resulted in the accomplishment of two DEA thesis and one ongoing PhD thesis. Twenty millions events have been collected with the final set-up of this experiment. The analysis is going on as is the one of data from the NA44 experiment. Both experiments have achieved their objectives from the data collection point of view and are being disassembled.

The experimental groups work closely together with the theory groups of Subatech. The VENUS model author works in Subatech. This internationally known model is amongst the most important codes capable to describe many of the SPS data. Another theory group works on the analysis of multiparticle correlations in the WA98 data with the wavelets theory. Finally, a third group is actually studying the multifragmentation in the final state at GANIL.

The newly launched national program "new ways of treating nuclear waste" called GE-DEON, is proposing to use spallation in order to reduce the life time of nuclear waste. With the experience of experimentalists as well as theorists of Subatech, this program was chosen as one of the new research activities of the laboratory. In collaboration with other laboratories an experimental program is being prepared. In parallel, a contribution of the theory group has improved already specific parts of the Intranuclear Cascade describing the first stage of the interaction of the high intensity proton beam with the target.

The new laboratory for Radiochemistry allows to continue the activities started two years ago under now appropriate conditions. Works are mainly centred around topics associated to the nuclear fuel cycle (PRACEN and now PRACTIS). Intensive research is done on the technetium chemistry, longlife fission product, dangerous to stock; the chemistry of this basically unstable element is not quite apprehended especially in the detrital environment. These works are carried out on the measurement of the oxydo-reduction possibilities, the species diffusion in clays, the behaviour under irradiation. We have launched an important program about the adsorption phenomena on bacterial walls and in mineral adsorbents. Apart from the fundamental aspects, we want to find out the possible application to decontamination procedures of sites or slightly polluted effluents. Finally, we are developing many protocols for the radioelements metrology in environmental samples.

Recently, a new important program on alpha-immuno-therapy has been started in collaboration with the European Institute ITU at Karlsruhe and the medical research centre INSERM Unit 463 at Nantes. It aims at sending an alpha particle emitting nucleus to the site of tumour cells. This requires handling of radioactive sources under absolutely correct conditions. In this program Ac 225 is shipped from the Institute for Transuranium at Karlsruhe to Subatech. There, the crew of Radiochemistry is separating the Bi213 and makes it available to the scientist/doctors from the Centre Gauducheau (Pr. Chatal), which will do most of their research on site at Subatech. A medical breakthrough in the treatment of microtumours (in e.g. the bone marrow of the spine) without the use of expensive accelerators or other cost intensive installations is expected.

The newly installed neutron generator allows to activate -with a flux of up to 10^8 n/s- samples or to investigate small probes for radiation hardness.

In the newly constructed laboratory in the Hall E mezzanine, a group created at the beginning of 1996 started its work on the interaction mechanism at the fluid-solid interface, treatment processes, modelisation and processes simulation. Three programs are under way : processes on activated carbon tissues, metal adsorption on ashes and metallic oxides, heavy metal and radionuclides adsorption on bacteria and biopolymers. As this group's research topics were not nuclear, they have left Subatech and they are now part of the Energy and Environment Department of the Ecole des Mines de Nantes.

As far as teaching is concerned, our laboratory has put a lot of effort to create a new program of laboratory courses at the University of Nantes. Subatech has a very active participation in the teaching at the Ecole des Mines : commoncore syllabus, mini projects and especially the "Apprentissage par l'Action" program where the Elèves of the Ecole des Mines have the opportunity to realise a Geiger counter to measure the cosmic rays anisotropy.

The Subatech Scientific Committee, held on April 28th 1997, has appreciated the very important progresses in the development of the laboratory. Taking note of the success of the laboratory, its dynamics and its ambitions, the committee has asked the three funding agencies to provide the necessary means.

H.H. Gutbrod

Expériences auprès des Collisionneurs

Etude et conception du spectromètre Dimuons de l'expérience ALICE au LHC

ALICE est le seul dispositif expérimental planifié pour l'horizon 2005 auprès du futur "Large Hadron Collider" au CERN qui soit spécialement conçu pour étudier les collisions de noyaux lourds (Ca-Ca, Pb-Pb). L'objectif est d'observer et de comprendre une possible transition de phase de la matière hadronique vers un plasma de quarks et de gluons (QGP), ainsi que la restauration de la symétrie chirale, qui sont prévues par les calculs théoriques. Du point de vue expérimental, la mise en évidence de cette transition n'est pas simple puisque, lors de la collision, le système ne comporte au mieux qu'une phase transitoire de plasma qui est nécessairement suivie d'une phase hadronique en expansion et refroidissement. De ce fait, les signaux recherchés doivent être suffisamment robustes vis à vis de la transition de phase pour que l'observation d'un comportement singulier de la physique ne puisse s'interpréter en terme d'effets purement hadroniques (absorption, rediffusion multiple, etc).

L'un des effets les plus remarquables proposés jusqu'ici pour signer la formation éventuelle du QGP consisterait à mesurer les résonances des familles de l' Υ ($b\bar{b}$) et du J/ψ ($c\bar{c}$) dont les taux de production devraient diminuer par effet d'écrantage lors de la phase initiale de la réaction si le plasma s'est établi (H. Satz, T. Matsui). La comparaison de la production de ces résonances à celle de la beauté ouverte, qui est insensible aux effets de plasma, permet une mesure absolue de la suppression de ces résonances. Aussi, la possibilité de mesurer la production de ces mésons vecteurs lourds dans leur canal de désintégration en dimuons a été considérée comme un atout important pour la mise en évidence du QGP dans ALICE.

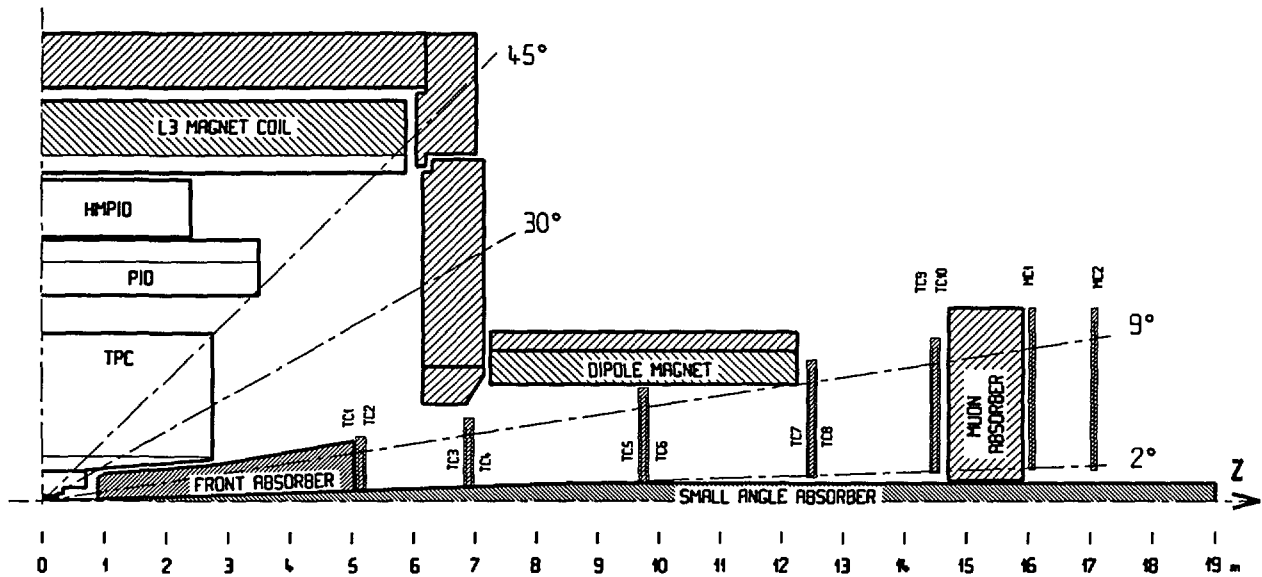


FIG. 1: Schéma du spectromètre Dimuon et de son intégration dans ALICE. L'ensemble de détection est constitué d'un absorbeur de hadrons d'un poids de 30 T, disposé près du point d'interaction, suivi d'un grand aimant dipolaire supraconducteur de 4 m d'ouverture et développant une intégrale de champ de 3 T.m pour l'analyse des muons dans le domaine des rapidités de 2 à 4. La trajectographie des muons est assurée par 5 stations de détection qui totalisent près de 1 million de voies électroniques sur une surface cumulée de plus de 100 m². Le système de déclenchement des muons, positionné derrière un mur de fer de 1.2 m d'épaisseur, est constitué de 4 plans logiques de détection et doit permettre une rejection de 10³ sur les hadrons incidents. Le système de blindage du faisceau, long de 15 m, en tungstène et en plomb approche une masse de 500 T. Le coût de l'ensemble de détection est évalué à 28 MFRS.

A l'initiative des physiciens de trois laboratoires de l'IN2P3 (IPN Orsay, LPC Clermont-Ferrand, SUBA-

TECH Nantes), et du CERN, l'étude de la détection de ces dimuons a débuté en Septembre 1994. Suite à la lettre d'intention (Avril 1995) et à la proposition technique (octobre 1996), la construction du spectromètre Dimuons, additionnel au détecteur ALICE, a été définitivement recommandé par le comité LHC en décembre 1996.

Ce projet s'inscrit maintenant dans une dynamique internationale plus étoffée puisque plusieurs laboratoires, ex-CEI (4), ITALIE (3), INDES (3), SUEDE (1) et IPN de LYON pour la partie française, se sont joints à notre effort.

L'ampleur et la complexité de ce projet ont conduit à une répartition des responsabilités et des différents axes de travail, entre les laboratoires partenaires, compte tenu de leur potentiels et de leurs spécificités propres.

A SUBATECH, nous avons choisi d'intervenir dans deux domaines connexes : le tracking et le trigger. Dans ce cadre, notre activité peut être considérée sous deux aspects distincts mais néanmoins étroitement liés : une partie simulation et une partie instrumentation.

Le tracking

Notre laboratoire est responsable du programme de tracking des particules et de la définition globale des caractéristiques du spectromètre affairant à la trajectographie. Ce domaine, qui relève traditionnellement de compétence en modélisation, est bien adapté au savoir faire du laboratoire. Aussi, l'ensemble des paramètres inhérents au tracking (résolution spatiale, efficacité des chambres, intégrale du champ magnétique, homogénéité, composition de l'absorbeur, etc..) ont été optimisés au laboratoire sur nos moyens informatiques (HP 9000/770 twin processors). Ce travail a fait l'objet de plusieurs communications écrites et orales au sein de la collaboration ALICE et s'est concrétisé par une contribution très significative à la proposition technique du spectromètre qui a été achevée en Octobre 1996.

Cet investissement est actuellement prolongé par un effort de R&D alternative pour les chambres de tracking du spectromètre, basé sur le détecteur MICROMEGAS (MICRO-MESh-Gaseous Structure) développée au CEA Saclay sur une idée de G. Charpak. Ce détecteur est particulièrement adapté à la physique des hautes énergies de par sa rapidité de réponse (200 ns) et sa résolution en localisation ($\sigma = 100\mu m$). L'objectif de notre R&D est, dans un premier temps, de reproduire son fonctionnement puis d'optimiser l'électronique de lecture et d'acquisition associée.

Dans un second temps, nous nous attacherons à montrer la faisabilité de construction d'un tel détecteur pour des surfaces de l'ordre de 1 m^2 . Un premier prototype d'une taille de $15 \times 6\text{ cm}^2$, conçu et réalisé dans le laboratoire, a délivré ses premiers signaux à la fin de l'année 1996.

Cette activité de tracking occupe actuellement 3 physiciens à temps plein et 4 ingénieurs et techniciens confortent les réalisations techniques.

Le trigger

Une participation significative est aussi assurée dans la définition du système de déclenchement des muons où nous sommes responsables de la réalisation du trigger de second niveau. Ce système a pour tâche d'identifier les candidats résonnances J/ψ . Pour ce faire, une reconstruction de la masse invariante pour toutes les paires de muons qui franchissent le seuil Pt du trigger de premier niveau est effectuée par cet étage. Le temps imparti au calcul de l'ensemble des paires ne doit pas dépasser $100\mu s$. Après une phase préparatoire de simulations informatiques du système de déclenchement, un premier design électronique du trigger de second niveau est actuellement en élaboration. Cette réflexion devrait se concrétiser au cours de l'année 97 par la réalisation d'un premier prototype sur table d'un calculateur rapide pour les tests de validation. Conjointement au tracking, cette activité a aussi fait l'objet d'une contribution au document technique du spectromètre.

Deux enseignants-chercheurs ainsi qu'un post-doctorant et un ingénieur assurent ce travail.



Trajectographie du spectromètre Dimuon de l'expérience ALICE

J.P. Cussonneau, P. Lautridou, L. Luquin, V. Métivier,
A. Rahmani, V. Ramillien, T. Reposeur

Abstract: To estimate the tracking performances of the Dimuon spectrometer, a chain of simulation and reconstruction programs has been developed. The study has concerned the track finding and the mass resolution as well as the acceptance of the spectrometer for the Φ 's, J/Ψ 's and Υ 's. With the proposed setup, a mass resolution below 100 MeV is obtained and a track finding efficiency better than 90 % is achieved for the heavy resonance. An absolute acceptance of 5 % is found which is acceptable in order to reach the required statistic for Υ' and Υ'' in Pb-Pb collisions.

Introduction

Dans le cadre de la construction du spectromètre Dimuon de ALICE, nous avons en charge l'élaboration du programme de tracking du spectromètre pour l'ensemble de la collaboration. Cette activité, qui occupe depuis septembre 94 l'équivalent de deux physiciens à temps plein, est actuellement dans une phase stabilisée de production. Une chaîne complète de programmes a été développée à SUBATECH, comprenant la description GEANT du détecteur ainsi que les codes de reconstruction et d'analyse des trajectoires. Deux stations HP 9000/770 du laboratoire sont actuellement dédiées à cette activité. Une forte contribution a été apportée à la rédaction, dès 1995, de la lettre d'intention [4] puis à la proposition technique du spectromètre [1] [2] en 1996.

Acceptance

Pour les collisions d'ions lourds Pb-Pb où les taux de production des résonances Υ' et Υ'' sont très faibles, l'acceptance géométrique du détecteur est l'un des paramètres essentiels pour assurer une mesure fiable des taux de production de ces mésons vecteurs lourds. Nous avons entrepris une simulation complète des acceptances pour différentes options d'aimants à la fois en ce qui concerne la topologie du champs magnétique (toroïdale ou dipolaire) et en ce qui concerne l'ouverture angulaire des aimants. Suite à cette analyse, le concept d'aimant dipolaire a été retenu définitivement comme option de base du spectromètre [5].

	Φ	J/Ψ	Υ
Acceptance Relative (%)	17.87	36.86	37.15
Acceptance Absolue (%)	2.42	4.97	5.03
Cut en Pt (GeV/c)	1.0	1.0	2.3
Acceptance Absolue (%)	0.08	4.02	4.83

Table 1 : Estimation des acceptances relatives et absolues des résonances Φ , J/Ψ et Υ avant et après filtrage en Pt par le trigger de premier niveau dans le cas de l'aimant dipolaire.

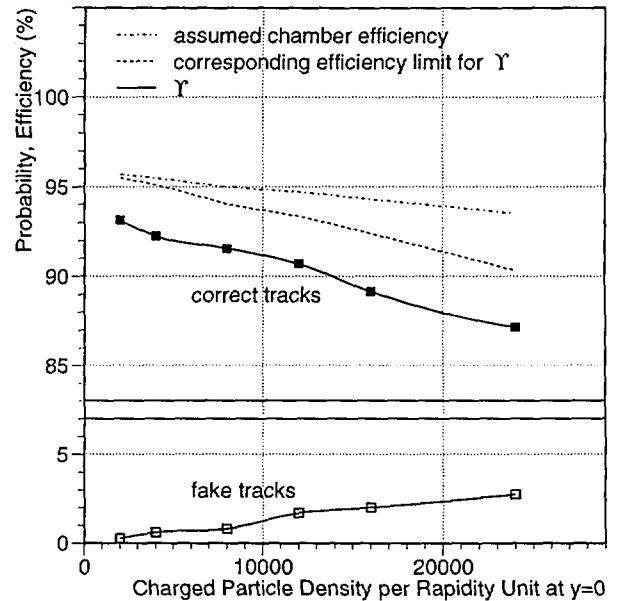


Fig. 1 : Efficacité de reconstruction pour le Υ et probabilité de traces fantômes correspondantes, en fonction de la densité de particules chargées.

Reconstruction des traces

L'étude de la faisabilité de la reconstruction des traces des muons issus des mésons vecteurs a été entreprise notamment dans le cas des collisions Pb-Pb à faible paramètre d'impact où le bruit de fond hadronique reste significatif malgré l'absorbeur frontal. Une optimisation des principaux paramètres du détecteur a été recherchée, à la fois en ce qui concerne l'influence de la multiplicité des particules produites dans la collision (robustesse du track-finding en regard de la densité des particules émises dans la collision) qu'en ce qui concerne l'effet de la configuration géométrique des chambres de tracking (nombre de stations de tracking, écartement des plans de détection X-Y dans les stations, résolution spatiale pour la localisation) [3].

Résolution en masse

Afin de résoudre le mieux possible les différents états de la famille de l'upsilon et d'optimiser le rapport signal sur bruit de ces résonances, il est nécessaire de conserver une résolution en masse inférieure à 100 MeV. Cette nécessité fixe certaines contraintes sur les différentes sous-structures du spectromètre comme l'absorbeur, l'aimant ou les chambres de tracking. Du point de vue du tracking, l'optimisation de ces éléments a fait l'objet d'un travail important depuis deux ans [3]. Des calculs de résolution en masse de l' Υ pour plusieurs types de matériaux dans l'absorbeur comme le carbone, le béton, l'aluminium, le fer ou le polyéthylène ont été effectués. Cette analyse a conduit à la conception d'un absorbeur composite (carbone+béton) qui présente un bon compromis entre la résolution en masse et la réduction du bruit de fond hadronique. De même, une optimisation entre la résolution des chambres et l'intégrale de champ de l'aimant a été recherchée. Compte tenu de contraintes à la fois techniques et budgétaires, un point de fonctionnement satisfaisant est obtenu pour une résolution spatiale des chambres de 100 μm et une intégrale de champ de 3 Tm. Avec ces paramètres, une résolution en masse de 55 MeV et 80 MeV est obtenue pour le J/ψ et le Υ , respectivement.

Conclusion

Le groupe ALICE-Dimuon de SUBATECH a en charge la trajectographie du spectromètre pour la collaboration. Cet axe de travail devrait naturellement se poursuivre tout au long du projet jusqu'à l'analyse des données finales des dimuons. Pour les années à venir notre objectif est de fournir à l'ensemble des physiciens un programme de reconstruction complet.

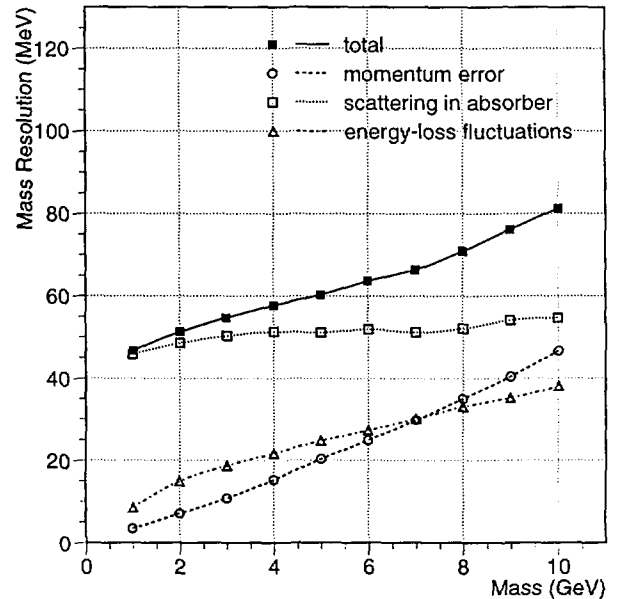


Fig. 2 : Résolution en masse en fonction de la masse des dimuons

Références

- [1] ALICE Technical Proposal, CERN/LHCC/95-71.
- [2] ALICE Technical Proposal, The forward muon spectrometer, CERN/LHCC/96-32, LHCC/P3-Addendum 1.
- [3] J. P. Cussonneau et al., ALICE Internal Note 96-32.
- [4] ALICE Collaboration, Debye Screening in Heavy-Ion Collisions with the ALICE Detector, CERN/LHCC/95-24.
- [5] J. P. Cussonneau et al., ALICE Internal Note ALICE 96-28.

Construction d'un prototype de microdétecteur gazeux pour le spectromètre Dimuon

J.-P. Cussonneau, H.H. Gutbrod, P. Lautridou, M. Le Guay, P. Pichot,
L. Luquin, V. Métivier, A. Rahmani, V. Ramillien, T. Reposeur

Abstract: We built a prototype of a gaz detector based on new gaseous microdetectors. The first tests have shown that the proportionnal mode can be achieved for several experimental setups.

Dans le cadre du projet ALICE-DIMUONS, nous avons entamé une R&D sur la base des nouveaux microdétecteurs [1] [2], notamment le MICROME-GAS (MICRO-MESH-Gaseous Structure) développé au CEA Saclay sur une idée de G. Charpack [1].

Ce détecteur a la caractéristique d'être particulièrement adapté à la physique des hautes énergies par sa rapidité de réponse (autorisant des taux de comptage $\simeq 10^8/s/mm^2$) et sa faible longueur de radiation ($X/X_0 \leq 10^{-4}$). Il permet en outre une bonne localisation des impacts des particules ($\sigma \simeq 100\mu m$). Les tout premiers prototypes construits à Saclay étaient de dimensions modestes et ne concernaient que l'étude des propriétés du détecteur.

L'objectif de notre R&D est dans un premier temps de reproduire les caractéristiques connues du détecteur et de s'attacher à l'électronique de lecture et d'acquisition associée.

Nous avons d'abord recherché le point de fonctionnement du détecteur en régime proportionnel. Pour cela nous avons construit un premier prototype de $6 \times 12 cm^2$ (figure 1). La MICROMESH (potentiel V_1) est constituée de Nickel d'une épaisseur de $3\mu m$ et comporte 500 lpi (lines per inch). Un espace de $180\mu m$ la sépare d'un circuit standard de strips de Cu (signal de sortie) de $100\mu m$ espacés de $80\mu m$. Le gap de conversion est de $3mm$ et le potentiel V_2 supporté par une feuille de Mylar aluminisé de $20\mu m$ d'épaisseur.

Dans les premiers tests, nous avons simplement collecté le signal d'un strip à l'aide d'une chaîne constituée d'un préamplificateur suivi d'un amplificateur. Avec une source de ^{60}Co le plateau de fonctionnement du régime proportionnel se situe entre $V_1 = 600$ et $V_1 = 700$ pour une tension $V_2 = 900$. Le gaz utilisé dans ce cas est un mélange $Ar(0.1) - Isobutane(0.9)$. La figure 2 montre l'accumulation de plusieurs signaux de sorties.

Une fois le point de fonctionnement connu, nous avons regardé la multiplicité des strips touchés en utilisant les rayons cosmiques, définis par la coïncidence entre deux scintillateurs plastiques situés respectivement au-dessus et au-dessous du détecteur.

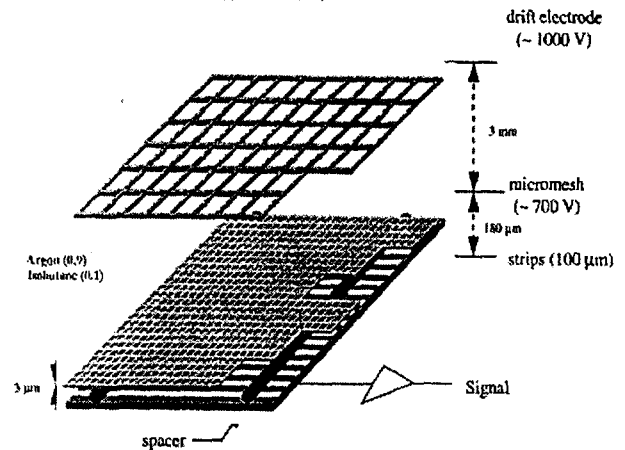


Fig. 1 : Vue schématique du prototype.

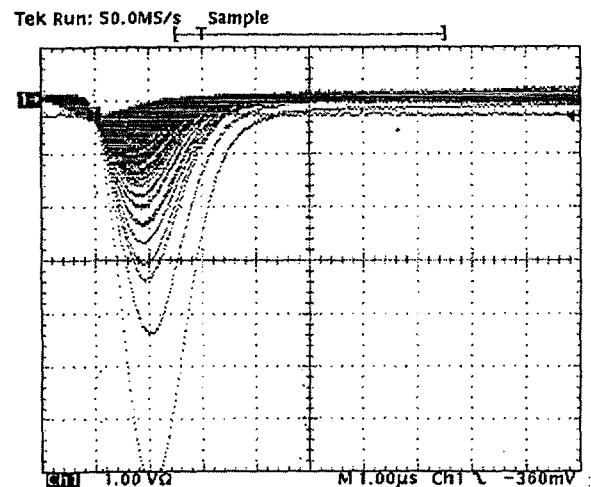


Fig. 2 : Signaux observés sur un strip après amplification et mise en forme.

Références

- [1] Y. Giomataris et al, Nucl. Instr. Meth. A376(1996)29
- [2] F. Bartol et al, J. Phys. III(1996)337



Etude du système de déclenchement de niveau 2 du spectromètre Dimuon de l'expérience ALICE

J.P. Cussonneau, P. Lautridou, L. Luquin, V. Métivier,
A. Rahmani, V. Ramillien, T. Reposeur.

Abstract: The second level trigger of the muon spectrometer of ALICE is designed at SUBATECH. This level 2 trigger calculates the invariant mass of muon pairs using level 1 informations. The background rejection is quite good ($> 80\%$) with a large detection efficiency (90% for J/ψ and 100% for Υ).

La détection des mésons vecteurs lourds J/ψ et Υ à travers leur voie de décroissance muonique nécessite un trigger sélectif. En effet, leur section efficace de production est faible, de même que le rapport d'embranchement dans ce canal. De plus, le bruit de fond provenant de la désintégration des pions, kaons et mésons à beauté ou charme ouvert rend plus délicate la détection de ces résonances.

Pour être le plus efficace possible, ce trigger doit fonctionner à la fréquence du faisceau du LHC. Afin de satisfaire cette exigence, deux niveaux de trigger sont envisagés pour le spectromètre Dimuon :

- le premier niveau (L1) permet de rejeter la plupart des muons de faible p_t essentiellement dus à la désintégration des π et des K . Deux muons avec un p_t au-dessus d'un certain seuil fournissent ce signal L1. Cette décision doit intervenir localement avant $1\mu s$ afin de décider la lecture des chambres de tracking.
- le deuxième niveau (L2) calcule la masse invariante des paires de muons. Il permet de sélectionner des résonances parmi toutes les combinaisons possibles de muons de signes opposés satisfaisant aux conditions du niveau 1. Un seuil variable en masse permet de mettre l'accent sur

la détection d'une famille de résonances (J/ψ ou Υ). La décision à ce niveau doit être prise avant $100\mu s$ pour être compatible avec le temps de dérive de la TPC (le plus lent des détecteurs d'ALICE [1]).

La détection des muons candidats pour le trigger s'effectue par deux stations distantes d'un mètre et situées à environ 16 m du point d'interaction. Un mur de fer d'une épaisseur de $1,20\text{ m}$ précède ces stations afin d'arrêter les particules de faible énergie. Chacune de ces deux stations comprend deux chambres RPC (Resistive Plate Chambers) [2].

La construction de ces chambres ainsi que du trigger de premier niveau est à la charge du LPC de Clermont-Ferrand et d'un laboratoire de Turin. Le laboratoire SUBATECH est engagé quant à lui, dans la conception et de la réalisation du trigger de second niveau.

Un schéma de principe de l'électronique associée à ce trigger L2 est représentée sur la figure 1 : environ $2\mu s$ après l'interaction, les positions des impacts (X,Y) dans les chambres sont lues séquentiellement à la sortie des différentes unités du niveau 1 et stockées dans des mémoires rapides. Deux mémoires distinctes sont remplies (une correspondant aux μ^+ , l'autre aux μ^-).

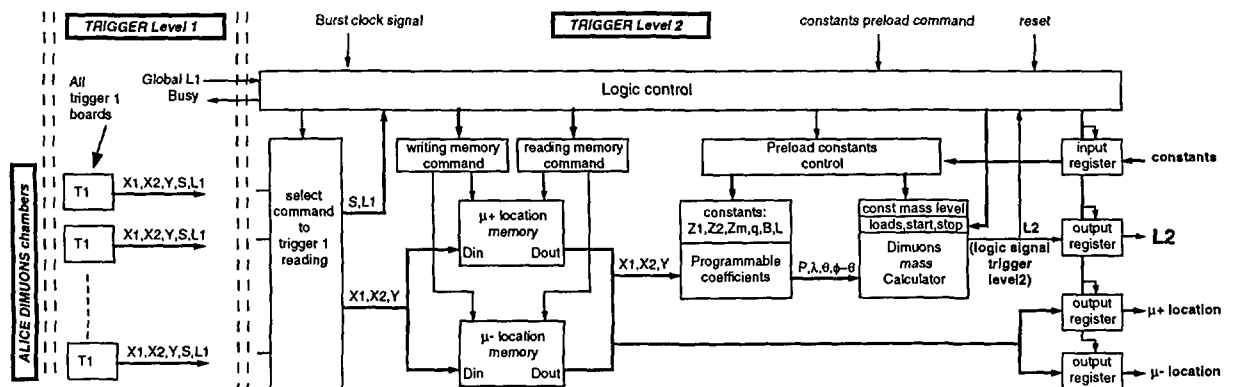


Fig. 1 : Schéma fonctionnel de l'électronique du trigger de niveau 2.

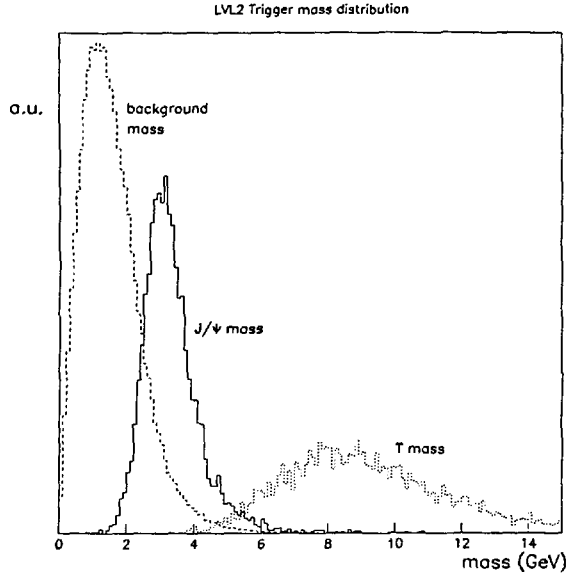


Fig. 2 : *Masse invariante reconstruite par le trigger de second niveau.* Un séquenceur d'une Unité de Contrôle

Logique effectue les différentes combinaisons entre les muons de signes opposés. L'impulsion p ainsi que les angles cinématiques des muons sont alors calculés par un processeur et comparés à des données précalculées résidant en mémoire. Après comparaison de la masse calculée avec le seuil désiré, un signal L2 est envoyé au

système de trigger général d'ALICE.

Sur la base des circuits actuels, le temps nécessaire estimé pour le niveau 2 varie de $75\mu s$ dans le cas d'une seule paire de muons de signes opposés à $100\mu s$ pour 17 muons au-dessus du seuil du niveau 1.

L'efficacité du trigger a été calculée à partir de simulations GEANT. Un exemple de reconstruction des masses invariantes associées aux résonances J/ψ et Υ ainsi qu'aux muons de décroissance du bruit de fond est représentée sur la figure 2.

La résolution en masse est suffisante pour la tâche impartie au trigger. Avec un seuil de $2,5\text{ GeV}$ pour les basses masses (J/ψ) et de 5 GeV pour les plus grandes (Υ), nous obtenons les efficacités suivantes :

- seuil bas : 85 % de rejet de bruit de fond pour 90 % d'efficacité de détection de J/ψ .
- seuil haut : 80 % de rejet de bruit de fond pour environ 100 % d'efficacité de détection de Υ .

Références

- [1] ALICE Technical Proposal, CERN/LHCC 95-71
- [2] The forward muon spectrometer, Addendum to the ALICE Technical Proposal, CERN/LHCC 96-32



Mesures du bruit de fond dans le spectromètre Dimuon de l'expérience ALICE

J.P. Cussonneau, H. Gutbrod, P. Lautridou, L. Luquin,
V. Métivier, A. Rahmani, V. Ramillien

Abstract: The lateral punch-through produced by the interaction of a π 's beam with a lead absorber has been measured. The experimental results are compared to the GEANT predictions in order to normalise the Dimuon spectrometer simulations. Extrapolation of the results to the shielding of the ALICE detector will serve to estimate the rate of background hits produced by the central Pb-Pb collisions at LHC.

L'un des points fondamentaux du fonctionnement du spectromètre Dimuon de ALICE repose sur une estimation réaliste du bruit de fond dû à l'absorbeur frontal sur les chambres de détection des muons. Le mode de fonctionnement en collisionneur impose une protection supplémentaire à petit angle vis à vis des particules émises suivant une direction voisine de celle du faisceau et qui sont susceptibles de générer un bruit de fond additionnel dans les chambres de tracking. Nos simulations actuelles, basées sur le logiciel GEANT-FLUKA indiquent des taux de bruit de fond de l'ordre de 10^{-3} particules chargées par cm^2 et des taux de gammas et neutrons respectivement de un et deux ordres de grandeurs supérieurs [1] [2]. Dans le but de valider et de normaliser les résultats des simulations GEANT (taux de punchthrough, taux de comptage des chambres à localisation, efficacité du programme de tracking), un test expérimental du bruit de fond dû au blindage faisceau à petit angle a été effectué au CERN en juin 96.

Pour cette expérience, un faisceau de π de 30 GeV et 70 GeV d'énergie incidente et un absorbeur de plomb d'épaisseur latérale variable (voir fig. 1) ont été utilisés.

Le laboratoire SUBATECH a pris en charge la mesure des taux de production des γ et des particules

chargées en utilisant une technique de discrimination de forme des impulsions d'un scintillateur CsI(Tl). Le détecteur et son électronique de lecture ont été conçus au laboratoire ainsi qu'un système complet d'acquisition de données CAMAC-VME, basé sur le logiciel LABVIEW et une machine PC. Notre objectif a été d'obtenir à la fois l'identification et la mesure des spectres en énergie des particules $\gamma + e^-$, p, d, t, ^4He ; la mesure des taux de comptage des électrons de très basse énergie étant fournie par la chambre à fils du LPC Clermont-Ferrand [5].

Cette prise de données s'est déroulée avec succès et les résultats obtenus ont permis une comparaison avec les données issues des principaux simulateurs de physique utilisés pour la modélisation du spectromètre (FLUKA et GEANT) (fig. 2). Un bon accord a été obtenu entre l'expérience et la simulation pour les ($\gamma + e^-$) et pour les protons. Les fragments plus lourds (d, t, ^3He et ^4He), qui ne sont pas observés dans les simulations, sont détectés dans l'expérience à des taux de l'ordre de 10^{-6} par π incident et par cm^2 et peuvent être considérés au niveau des simulations. L'ensemble de cet effort expérimental a été résumé dans la proposition technique [4] et dans une note ALICE [3].

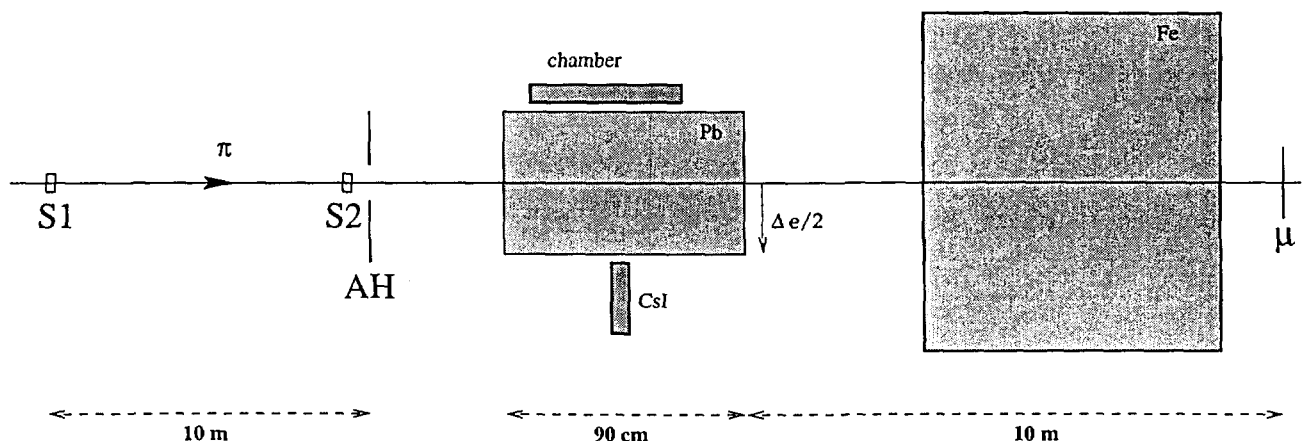


Fig. 1 : Configuration expérimentale du test absorbeur de juin 1996 pour le spectromètre Dimuon de ALICE.

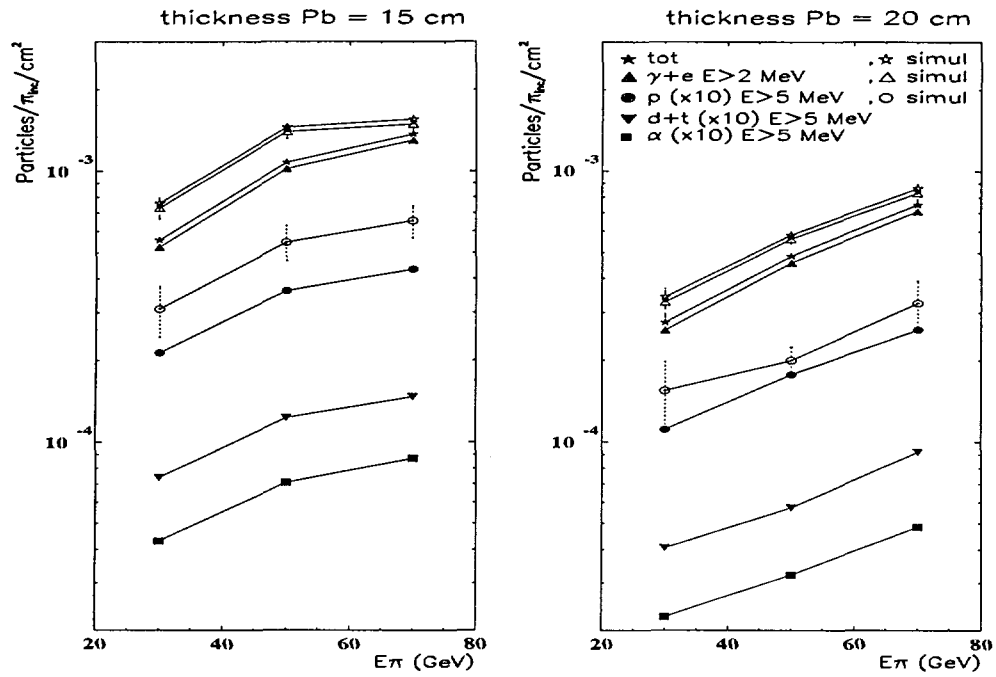


Fig. 2 Nombre de particules détectées latéralement à la sortie de l'absorbeur par π incident et par cm^2 en fonction de l'énergie des π incidents.

Références

- [1] K. Eggert et al., ALICE Internal Note 95-09.
- [2] F. Manso et al., ALICE Internal Note 95-12.
- [3] J.P. Cussonneau et al., ALICE Internal Note 96-33.
- [4] ALICE Technical Proposal, The forward muon spectrometer, CERN/LHCC/96-32, LHCC/P3-Addendum 1.
- [5] B. Espagnon et al., Private Communication and ALICE Dim. Meet. 07-07-1996.

**NEXT PAGE(S)
left BLANK**



Participation aux expériences STAR et ALICE auprès des collisionneurs RHIC et LHC

La dernière décennie a vu de nombreuses collaborations au CERN et au BNL consacrer leurs efforts et leurs moyens à la recherche de la création d'un plasma de quarks et de gluons par l'étude des collisions d'ions lourds ultra-relativistes produites au SPS et à l'AGS. L'absence d'une signature claire de la formation de cette nouvelle phase de la matière nucléaire émergeant des données mesurées au SPS, conduit à conclure que seule une énergie de faisceau très élevée des ions lourds permet d'atteindre des conditions de température et de densité favorisant la création d'un plasma au cours de la réaction. La communauté des physiciens des ions lourds ultrarelativistes se tournent désormais vers la construction des expériences STAR [1] et ALICE [2] qui seront installées respectivement auprès des futurs collisionneurs RHIC (Brookhaven) et LHC (CERN). A partir de 2005, le LHC produira des faisceaux de plomb de $\sqrt{s} = 6300 \text{ GeV/A}$. Le RHIC, quant à lui, délivrera, à partir de 1999, des faisceaux d'or d'énergie $\sqrt{s} = 200 \text{ GeV/A}$. La réalisation du collisionneur RHIC offre la possibilité de participer à l'étude d'une physique entièrement nouvelle, à des énergies encore jamais atteintes à ce jour en ions lourds, fondamentalement indispensable d'étudier dans la perspective de celle à venir au LHC. Cette participation constitue donc une étape évidente et naturelle entre les travaux qui ont été réalisés grâce aux faisceaux du SPS et ceux à venir auprès du LHC. Un des constats majeurs des expériences réalisées sur cibles fixes est que seule la réunion de différentes observables concordantes permettra de signer la formation d'un plasma. Cela implique l'abandon des détecteurs spécifiques développés pour la mesure d'une observable particulière et la construction d'ensembles de détection polyvalents et, par conséquent, complexes.

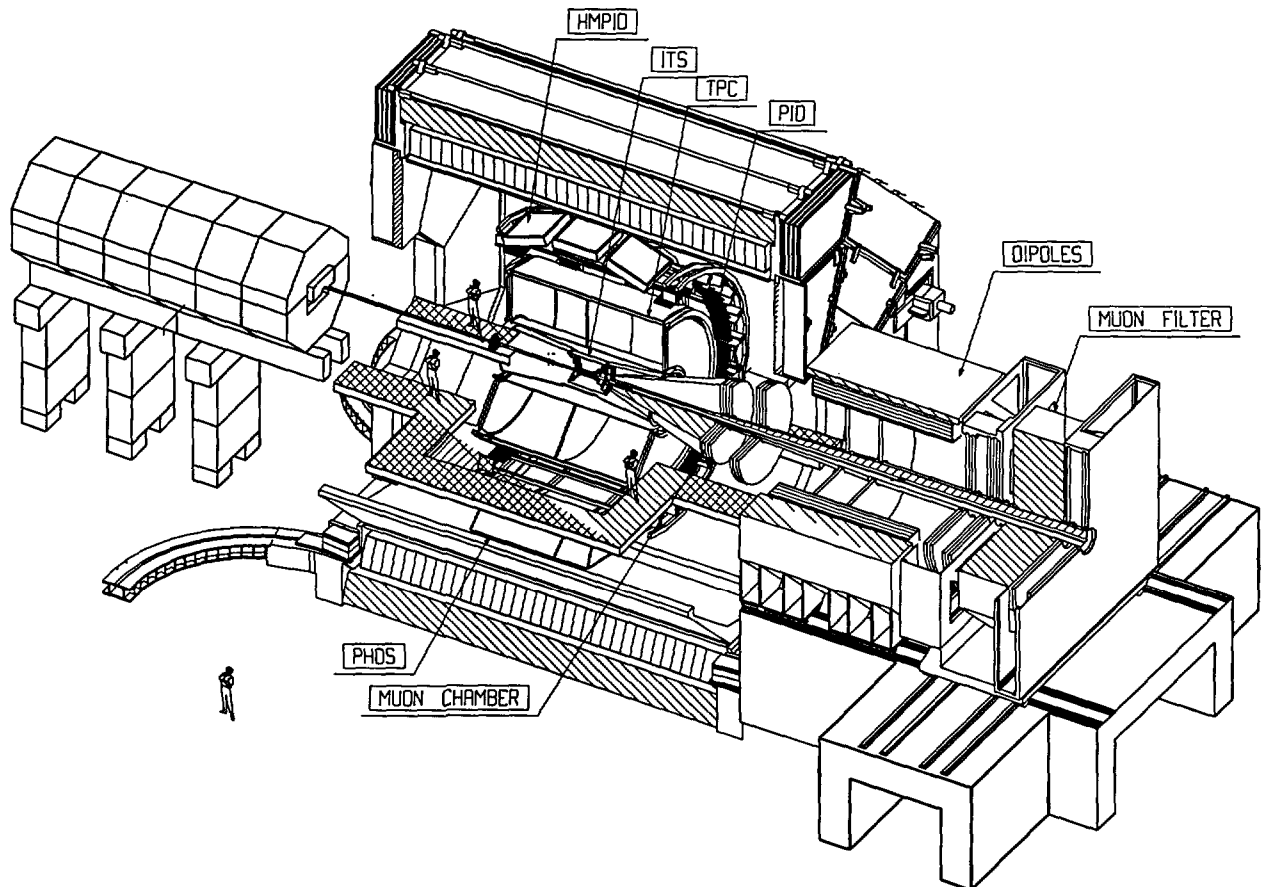


Fig. 1 : Vue générale de l'expérience ALICE comprenant le détecteur de vertex (ITS), la chambre à projection temporelle (TPC), le système d'identification des particules (PID et HMPID), le détecteur de photons (PHOS) et le spectromètre à di-muons (MUON CHAMBER, DIPOLÉS et MUON FILTER).

Les dispositifs de détection de STAR (figure 1) et de ALICE (figure 2) ont été conçus selon ces objectifs. Ils possèdent, tous deux, une partie centrale associant un détecteur de vertex, une chambre à projection temporelle et système de mesure du temps de vol des particules. L'ensemble a pour objectif la détermination précise des

caractéristiques cinématiques (via la mesure des trajectoires) et l'identification de la majorité des particules produites lors d'une collision. Le détecteur interne, composé de plusieurs étages cylindriques de modules à localisation utilisant la technologie des semi-conducteurs à jonction silicium, joue un rôle clé dans cet ensemble puisqu'il assure la *détermination précise du vertex d'interaction et mesure les premières positions d'interaction des particules.*

En ce qui concerne l'expérience ALICE, le laboratoire SUBATECH est engagé dans la conception et la réalisation des deux derniers étages de détection de l'ITS (Inner Tracking System) constitués de diodes silicium à micropistes (figure 3). Ce travail est réalisé en collaboration avec des physiciens de l'IReS et du LEPSI de Strasbourg ainsi que les laboratoires de Kharkov (Ukraine), d'Utrecht (Pays-Bas), de Saint Petersburg (Russie), de Turin (Italie) et du CERN (Suisse). La détermination des caractéristiques intrinsèques des détecteurs envisagés étant indissociable de la qualité demandée de la mesure des signaux et observables physiques étudiés, deux directions de travail sont suivies en parallèle à SUBATECH. Sur le plan instrumental, un important effort de recherche et développement sur les détecteurs au silicium à micropistes a été initié et a conduit à la réalisation d'un banc de test et de mesure des détecteurs [3] utilisé très prochainement sous faisceau. Une étude est également en cours pour déterminer laquelle des deux options de détecteur au silicium (de type double-face ou de type simple-face) répondra le mieux aux contraintes de détection imposées pour l'ITS. Ce travail purement instrumental s'accompagne de simulations informatiques décrivant le fonctionnement des détecteurs à micropistes notamment en terme de résolution spatiale [4] et de corrélation de charge pour les détecteurs de type double-face [5]. Une analyse de l'influence des performances globales du système de détection de ALICE a également été entreprise en particulier sur les fonctions de corrélation expérimentales et plus généralement sur les nouvelles possibilités qu'offre l'interférométrie [6].

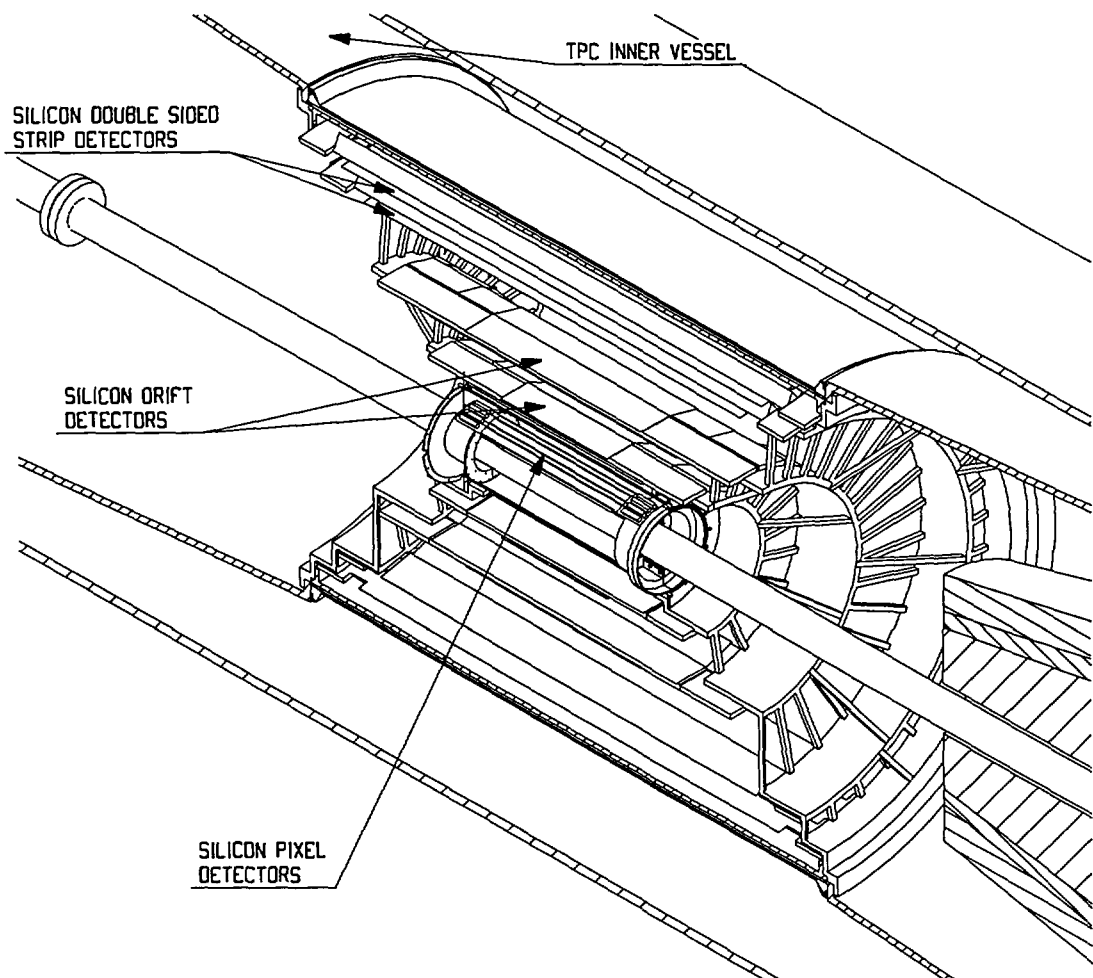


Fig. 2 : Vue détaillée du détecteur de vertex ITS de l'expérience ALICE constitué de six étages de détection équipés de détecteurs au silicium à pixels, de détecteurs au silicium à dérive et de détecteurs au silicium à micropistes.

La participation de physiciens de SUBATECH à l'expérience STAR s'inscrit dans une démarche cohérente avec la participation, décidée antérieurement, dans l'expérience ALICE. Le groupe a, en effet, proposé de compléter le détecteur de vertex de STAR (SVT) avec un module de détection supplémentaire équipé de détecteurs à micropistes au silicium. Sa position d'insertion dans l'ensemble, intermédiaire entre l'étage externe du SVT et la chambre à projection temporelle, permet une amélioration notable des performances de l'ensemble. Les caractéristiques principales (détecteurs, électronique, support mécanique) de ce module de détection s'inspire des efforts de recherche et développement déjà accomplis pour l'expérience ALICE. Une étude est actuellement consacrée à l'adaptation de ces caractéristiques aux objectifs de détection et aux contraintes d'environnement spécifiques à STAR. L'optimisation des outils informatiques de trajectographie existant ainsi que le développement de nouveaux algorithmes, intégrant les possibilités offertes par ce module supplémentaire, sont actuellement en cours de réalisation. La participation de SUBATECH à l'expérience STAR est réalisée en collaboration avec un groupe de physiciens de l'IReS de Strasbourg et en partenariat avec le laboratoire LEPSI de Strasbourg.

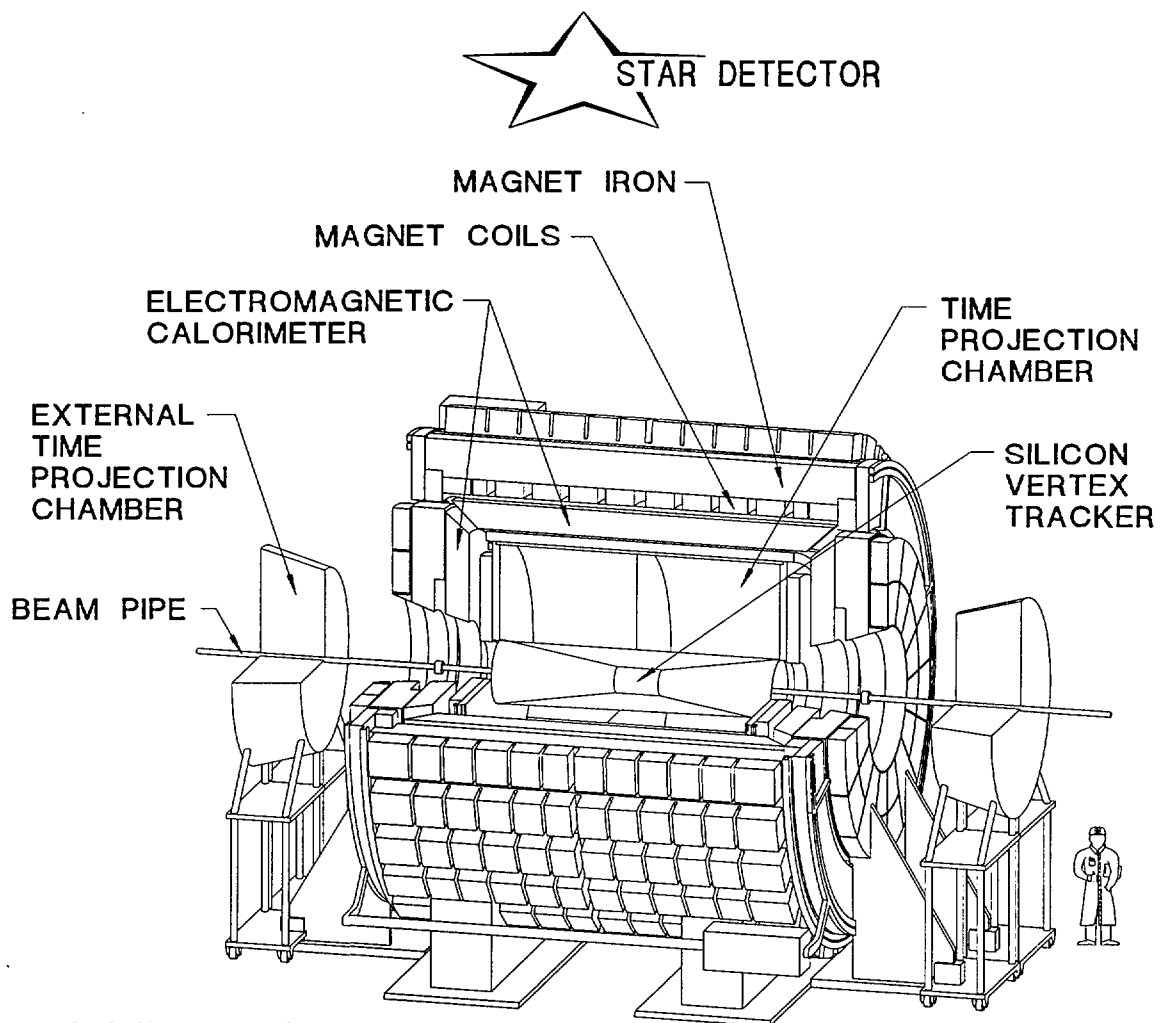


Fig. 3 : Vue générale de l'expérience STAR.

Références

- [1] "Conceptual Design Report for the Solenoidal Tracker at RHIC", PUB-5347, LBL, June 15, 1992.
- [2] ALICE Technical Proposal CERN/LHCC 95-71
- [3] "Montage d'un banc de test de détecteurs au silicium", S. Bouvier et al., contribution à ce rapport d'activité.
- [4] "Etude de la résolution en position d'un détecteur de Silicium à micropistes", S. Giliberto et al. Contribution à ce rapport d'activité.

- [5] "Simulation d'un détecteur Silicium à micropistes de type double-face : corrélation des signaux", S. Giliberto et al., Contribution à ce rapport d'activité.
- [6] "Corrélations de particules dans l'expérience ALICE auprès du LHC au CERN", B. Erasmus et al., contribution à ce rapport d'activité.

Corrélations de particules dans l'expérience ALICE auprès du LHC au CERN

B.Erazmus, R.Lednický, V.Lyuboshitz, L.Martin, V.Mikhailov, J.Pluta,
Y. Sinyukov, A. Stavinsky, K. Werner

Abstract: The ability of the ALICE detector for the determination of the space-time characteristics of particle production in heavy-ion collisions at LHC from measurements of the correlation functions of identical and nonidentical particles at small relative velocities is discussed. The possibility to use the correlations of nonidentical particles for a direct determination of the delays in emission of various particle species at time scales as small as few fm/c is presented.

L'interférométrie de particules est une technique puissante permettant d'extraire des informations importantes (taille et durée de vie des sources, séquence d'émission des particules, expansion...) sur les déroulements des collisions d'ions lourds étudiées auprès du LHC. Elle permet, plus particulièrement, de caractériser la phase hadronique finale comportant d'éventuelles empreintes typiques d'un plasma de quarks et de gluons formé lors de la collision. Le dispositif de détection de l'expérience ALICE semble tout à fait se prêter à ce type d'analyse. En effet, sa partie centrale (le détecteur de vertex et la chambre à projection temporelle), possédant une couverture azimuthale complète et sur deux unités de rapidité, mesurera un nombre important de particules chargées avec une résolution en impulsion de l'ordre du pourcent et une efficacité de reconstruction des traces supérieure à 90 %. [1].

L'influence des performances intrinsèques du détecteur sur la qualité des fonctions de corrélation a été étudiée pour différents couples de particules [2]. Si la tendance observée au SPS (CERN) et à l'AGS (Brookhaven), d'un "freeze-out" des particules à densité constante dans l'espace des phases, les rayons interférométriques attendus au LHC seront très larges (plusieurs dizaines de fermi). L'essentiel des corrélations se manifestera aux très faibles impulsions relatives et son observation exige, par conséquent, une très bonne résolution en impulsion. Ces simulations ont été réalisées à l'aide du modèle VENUS [3] qui, bien qu'encore inadapté aux énergies du LHC, donne une approximation raisonnable des distributions spatio-temporelles et en impulsion attendues pour les particules produites dans les collisions Pb+Pb à $\sqrt{s} = 6\text{TeV/nucleon}$. A partir de ces distributions, les fonctions de corrélation ont été calculées en tenant compte des effets de la statistique quantique (symétrisation ou antisymétrisation des fonctions d'onde) et des interactions dans la voie finale (coulombienne et nucléaire) [3]. Les impulsions asymptotiques des particules ont été modifiées en accord avec la résolution intrinsèque des détecteurs déduite de calculs analytiques tenant compte de la répartition des matériaux dans l'ensemble de détection [1]. La résolution en impulsion ne semble pas affecter

sensiblement la qualité des fonctions de corrélations (fig.1). En effet, on peut noter un effet limité aux très petites impulsions relatives et une dégradation augmentant avec la masse des particules (comportement similaire à la dépendance de la résolution en impulsion). L'étude de la résolution attendue en impulsion relative invariante (Q_{inv}) et ses différentes décompositions (Q_{Tside} , Q_{Tout} , Q_L) pour différents couples de particules est résumée dans la table 1.

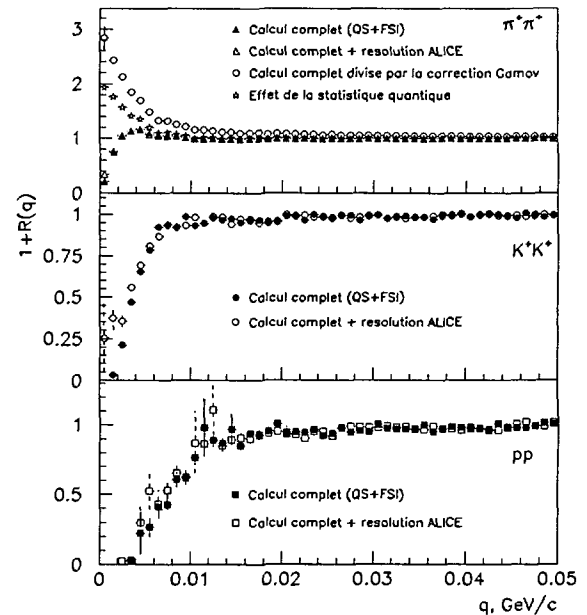


Fig. 1 : Fonctions de corrélation avec et sans la résolution en impulsion d'ALICE pour les couples $\pi^+\pi^+$, K^+K^+ et pp .

La résolution en impulsion relative calculée est excellente pour la totalité des couples de particules étudiés. Il faut noter que seule la résolution intrinsèque des détecteurs est ici prise en compte et que la résolution à deux traces a été négligée. Toutefois, cette dernière ne se traduit que par une perte limitée d'efficacité de détection des paires à très petite impulsion relative pour les couples de particules identiques [1] et est sans effet

pour les paires de particules non identiques.

	résolution (MeV/c)			
	Q_{Tside}	Q_{Tout}	Q_L	Q_{inv}
$\pi^+\pi^+$	0.4	3.8	0.8	1.3
K^+K^+	0.5	9.5	2.3	4.2
$K_S^0K_S^0$	3.9	7.8	3.4	4.0
pp	0.7	13.0	4.3	8.0
π^+K^+	0.7	4.1	1.1	1.9
π^+p	0.7	4.2	1.2	2.1
K^+p	1.0	8.3	3.2	4.8

Table 1 : Résolution en impulsion relative atteinte dans la région des petites impulsions relatives ($Q_{inv} < 50 \text{ MeV/c}$)

La correction dite de Gamov est une technique astucieuse ayant pour objectif la déconvolution des effets de l'interaction coulombienne pour ne laisser apparaître que les effets de la statistique quantique dans les fonctions de corrélation. En principe, elle permet alors une extraction directe des dimensions spatiales des sources émettrices. Elle se base, toutefois, sur l'approximation d'une correction calculée pour des distances relatives nulles entre les particules [5]. Cette approximation, valide pour des petits rayons de source, apparaît erronée pour les rayons extrapolés aux énergies du LHC. La figure 1 met en évidence, pour le système $\pi^+\pi^+$, cet écart entre la fonction de corrélation corrigée (calcul complet divisé par la correction de Gamov) et le calcul correct (effets de la statistique quantique seuls). Dans cette situation, seul l'utilisation d'un modèle intégrant tous les effets à l'origine des corrélations [3] ou une correction de Gamov plus appropriée [6, 7] permettent une étude réaliste des corrélations de particules.

L'interférométrie de particules identiques permet une mesure relative des distances spatio-temporelles séparant l'émission des particules. A l'opposé, les corrélations de particules non identiques sont directement sensibles aux différences en temps ou délais séparant l'émission de particules de types différents et ceci sans la nécessité d'hypothèses supplémentaires dépendant d'un modèle théorique [8].

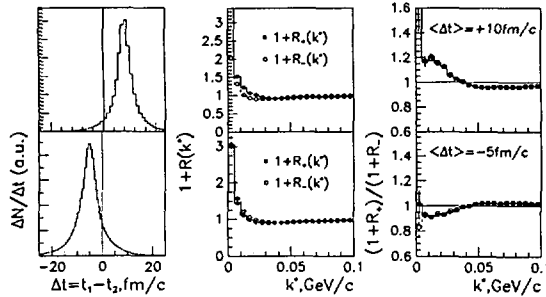


Fig. 2 : Analyse de la séquence d'émission pour le système K^+K^- .

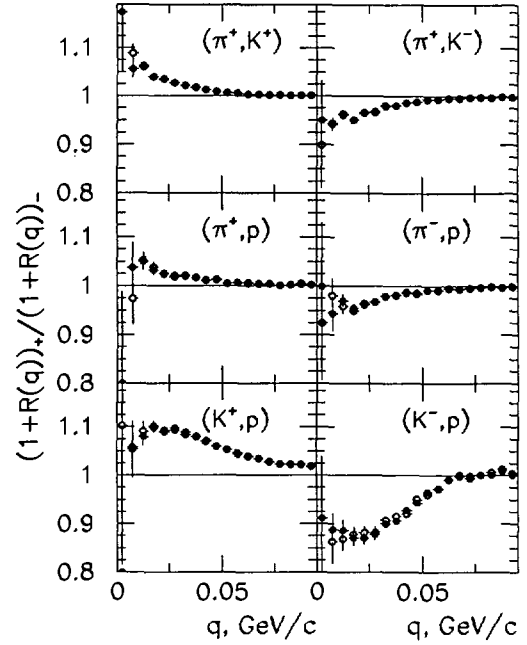


Fig. 3 : Rapports R_+/R_- calculés pour un délai $\langle \Delta t \rangle = -10 \text{ fm/c}$ et pour différents couples de particules non identiques avec (symboles ouverts) et sans (symboles pleins) la résolution des détecteurs.

Cette méthode est basée sur la construction des fonctions de corrélation $R_+(k^*)$ et $R_-(k^*)$ obtenues en sélectionnant les paires de particules possédant un angle entre l'impulsion relative et la vitesse de la paire, respectivement plus grand et plus petit que 90° . La présence de structures (un pic ou une déplétion) dans le rapport R_+/R_- de ces fonctions met alors en évidence une différence en temps entre l'émission des particules. Le signe et l'amplitude de ces oscillations permet de déterminer le signe et l'importance de ce délai. La mise en pratique de cette technique est démontrée pour le couple K^+K^- sur la figure 2. Les distributions des temps d'émission des particules extraites de VENUS ont été volontairement modifiées pour obtenir un retard donné entre les K^+ et les K^- (fig.2-gauche). Les fonctions de corrélations $R_+(k^*)$ et $R_-(k^*)$ (fig.2-centre) permettent alors de mettre en évidence ce retard par l'intermédiaire de leur rapport R_+/R_- (fig.2-droite). Il est important de signaler qu'un délai aussi court que 5 fm/c se caractérise par un signal clairement visible (10%) dans les variations du rapport. La construction de ce rapport pour plusieurs couples de particules différentes (fig.3) offre la possibilité de reconstruire l'historique complet de l'émission des divers types de particules au cours de la collision. Il est à noter que toutes les fonctions de corrélation impliquant des pions ont été construites à partir de la simulation

VENUS d'une seule collision Pb+Pb illustrant ainsi les possibilités d'analyse d'interférométrie événement par événement dans l'expérience ALICE. Une telle analyse est en effet essentielle étant donné le comportement attendu de certaines observables caractérisées par des fluctuations importantes événement par événement et typiques d'un phénomène de transition de phase.

Références

- [1] ALICE Technical Proposal CERN/LHCC 95-71
- [2] B. Erazmus, R. Lednický, V. Lyuboshitz, L. Martin, V. Mikhailov, J. Pluta, Y. Sinyukov, A. Starynsky, K. Werner, ALICE Note en préparation.
- [3] K. Werner Phys. Rep. 232 (1995) 87.
- [4] R. Lednický, V.L. Lyuboshitz, B. Erazmus et D. Nouais, soumis à Nucl. Phys A.
- [5] L'interférométrie de Bose-Einstein et les corrections coulombiennes, B. Erazmus et al., contribution à ce rapport d'activité.
- [6] Y. Sinyukov, R. Lednický, S.V. Akkelin, J. Pluta et B.Erazmus, publication en préparation.
- [7] Y. Sinyukov et al., Nucl. Phys. A610 (1996) 278c.
- [8] R. Lednický , V.L. Lyuboshitz, B. Erazmus et D. Nouais, Phys. Lett. B 373 (1996) 30.



Etude de la résolution en position d'un détecteur au silicium à micropistes

S. Giliberto, L. Martin, S. Bouvier, B. Erasmus, C. Roy

Collaborations

M. Idzik, *INFN, Turin, Italie*

C. Kuhn, *IReS, Strasbourg, France*

Abstract: The two external layers of the Inner Tracker System (ITS) of the ALICE experiment will be equipped with silicon microstrip detectors. The spatial resolution of these detectors have been studied for two different thicknesses, which correspond to two foreseen configurations for the ALICE experiment. The results on spatial resolution for one and two tracks are presented in this report.

Introduction

Pour équiper les deux étages externes de l'Inner Tracker System (ITS) d'ALICE, au CERN, deux options de détecteurs au silicium à micropistes sont envisagées. La première consiste à utiliser un détecteur de type double face (un côté avec des pistes de type p^+ et l'autre avec des pistes de type n^+) de $300\ \mu\text{m}$ d'épaisseur. Cette épaisseur est un bon compromis entre la diffusion coulombienne occasionnée par la présence de matière et l'obtention d'un signal suffisamment important pour permettre la mesure précise de la position d'impact des particules. L'angle entre les micropistes, de l'ordre de quelques degrés, reste à définir [1]. La deuxième possibilité consisterait à prendre deux détecteurs de type simple face (un seul côté possédant des pistes de type p^+) de $150\ \mu\text{m}$ d'épaisseur chacun. Cette solution est envisagée car, du point de vue électronique, elle est technologiquement plus simple à réaliser (elle ne nécessite pas d'électronique flottante). Pour les deux options précédemment citées, la distance entre chacune des pistes est fixée à $95\ \mu\text{m}$ [2] et le substrat du détecteur est constitué de silicium de type n (une série de jonctions p-n va donc se former du côté des pistes p^+).

Le but de ce travail est de simuler [3] et de tester [4] les différentes possibilités de configuration afin de déterminer celle qui conviendra le mieux aux besoins de détection de l'ITS. Dans ce rapport sont présentés les premiers éléments de réponse apportés par les simulations du fonctionnement de tels détecteurs, en particulier en terme de résolution spatiale pour une et deux traces.

Résolution spatiale pour une trace

Les programmes utilisés pour le calcul de la résolution spatiale ont été élaborés par M. Idzik et al. [5] pour les détecteurs au silicium à micropistes de l'expérience ATLAS et adaptés aux détecteurs envisagés pour l'expérience ALICE. Lors du passage d'une particule dans le détecteur, la migration des charges créées

va induire un courant dont la forme va dépendre de la distribution du champ électrique dans ce détecteur. La répartition des amplitudes sur les différentes micropistes va permettre de connaître le point d'impact des particules. Ce calcul se fait en deux étapes. La première est la recherche de l'amas de charge induit sur les différentes micropistes par le passage d'une particule, en sélectionnant celles dont l'amplitude est supérieure à une certaine amplitude seuil. Ce seuil doit être assez haut pour que le bruit électronique (ajouté à chacun des signaux obtenus) soit filtré et suffisamment faible pour ne pas perdre une partie des signaux. Le point d'impact de la particule est ensuite calculé grâce à un algorithme modifié de recherche du centre de gravité, incluant un traitement particulier des signaux sur la première et la dernière piste des amas.

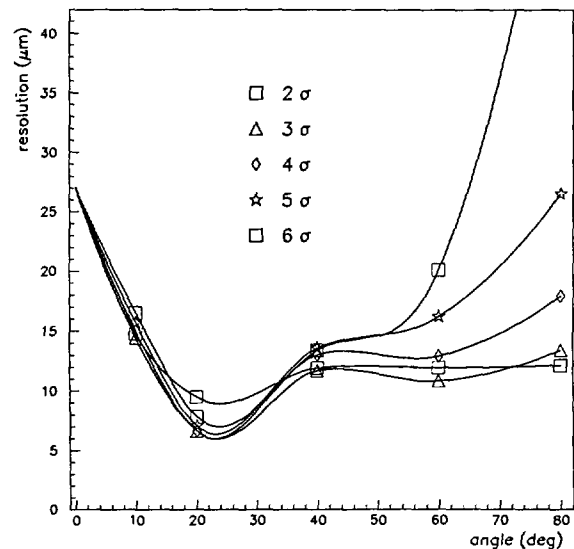


Fig. 1 : Evolution de la résolution spatiale pour une trace en fonction de l'angle d'incidence de la particule, dans un détecteur de type simple face de $300\ \mu\text{m}$ d'épaisseur, pour un bruit de $800\ e^-$ et différentes valeurs de seuil de détection des amas.

Sur la figure 1, la résolution spatiale est représentée en fonction de l'angle incident des particules et de

différentes valeurs du seuil de détection des amas de charge. La valeur de la résolution à 0 degré correspond à la valeur de la résolution digitale et est égale à $p/\sqrt{12}$, où p représente la distance entre les pistes. La recherche du centre de gravité est d'autant plus précise que le nombre de pistes touchées est grand et que la différence des amplitudes sur les pistes est grande. Lorsque l'angle incident passe de 0 à 20 degrés, il y a une augmentation du nombre de pistes touchées (une piste pour un angle de 0 degré et 2 pour 20 degrés) avec une différence très nette entre les amplitudes; la résolution spatiale s'améliore. Par contre, pour des angles supérieurs, l'augmentation du nombre de pistes s'accompagne d'une uniformisation des amplitudes des pistes du centre de l'amas ainsi que d'une concentration, sur les pistes extrêmes, de l'information sur la position de la particule. La valeur du seuil de détection des amas joue dans ce cas un rôle très important. Si cette valeur est trop grande (4, 5 ou 6 fois la valeur du bruit), une partie des signaux sont alors filtrés avec le bruit (en particulier les pistes extrêmes des amas pour de grands angles incidents) ce qui conduit à la dégradation de la résolution spatiale. La figure 1 nous permet donc de conclure que la valeur du seuil est optimum vis à vis de la résolution spatiale lorsqu'elle est égale à 3 fois la valeur du bruit.

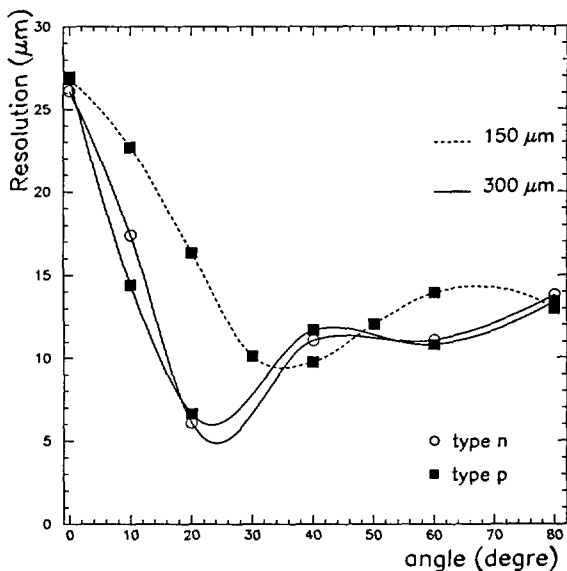


Fig. 2 : Résolution spatiale en fonction de l'angle d'incidence pour les deux types de micropistes (n^+ et p^+) et pour deux épaisseurs (150 et 300 μm), en considérant un bruit de 800 e^- .

Une jonction p-n permet une meilleure collection de charge qu'un contact ohmique n^+-n . La figure 2 montre un écart inférieure à 2 μm pour la résolution spatiale sur les pistes de type n^+ par rapport aux pistes de type p^+ . Toutefois, dans le cas d'un détecteur de type double face, cet écart étant faible, il n'y aura pas

de perte d'information sur la position de la particule incidente si les micropistes sont de types différents sur chacune des faces. En revanche, lors de la comparaison de la résolution spatiale obtenue pour un type donné et pour les deux épaisseurs (figure 2), un écart important (pouvant atteindre 13 μm pour un angle incident de 20 degrés) apparaît pour de petits angles incidents (inférieurs à 30 degrés). Cet écart résulte d'une différence dans l'amplitude des signaux collectés. En effet, une particule traversant un détecteur de 150 μm d'épaisseur perd moins d'énergie qu'une particule de même énergie dans un détecteur de 300 μm (elle traverse moins de matière). Le signal collecté est donc plus faible (alors que le bruit reste le même) et dans ce cas là, la dégradation de la résolution spatiale est liée à la dégradation du rapport signal sur bruit des signaux collectés. De plus, pour un même angle incident, le nombre de pistes touchées étant plus faible dans le cas d'un détecteur de 150 μm d'épaisseur, la recherche du centre de gravité de l'amas de charge trouvé est moins précise. Ces deux effets expliquent donc l'écart entre la résolution spatiale d'un détecteur de 300 μm d'épaisseur et celle d'un détecteur de 150 μm .

Etant donné que la majorité des particules à détecter dans l'ITS auront de petits angles incidents (quelques degrés), ces simulations nous permettent de conclure que des détecteurs de 300 μm d'épaisseur présentent de meilleures performances pour la résolution spatiale.

Efficacité et résolution spatiale pour deux traces

Lors d'un même événement, plusieurs particules vont traverser le même détecteur. Il faut alors connaître l'efficacité avec laquelle les traces vont pouvoir être différenciées.

Sur la figure 3, nous pouvons noter l'évolution de l'efficacité en fonction de la distance relative des deux traces pour différentes valeurs de seuil. Cette efficacité dépend du seuil utilisé pour la recherche des amas. En effet, plus le seuil est bas, plus la probabilité de considérer une piste bruyante comme un signal réel est grande. Typiquement, pour un seuil égal à une fois la valeur du bruit, il y a 2,5 fois plus d'événements à 3 ou 4 amas que d'événements à 2 amas, ce qui conduit à une efficacité de 12 % (figure 3). Par contre, avec un seuil égal à 3 fois le bruit, les événements à 2 amas sont largement majoritaires et l'efficacité est dans ce cas égale à 98 %. Cependant, il apparaît des événements avec un seul amas : ce sont les cas où les points d'impact des deux traces sont trop proches pour pouvoir être différenciés.

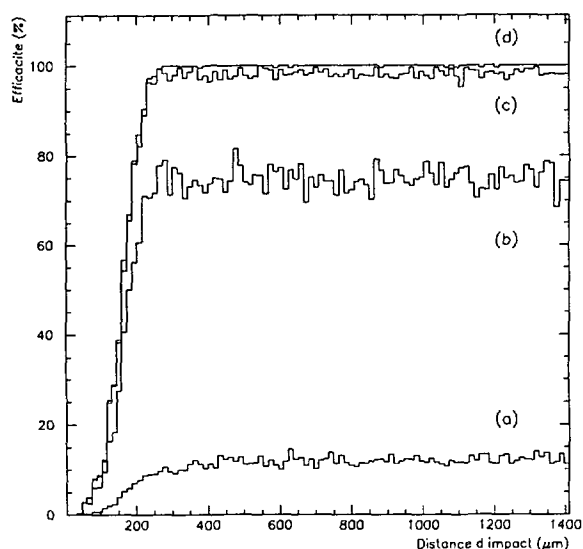


Fig. 3 : Efficacité de retrouver deux amas dont la charge est supérieure à 0,4 fois la charge initiale, pour des valeurs de seuils valant 1 (a), 2(b), 3(c) et 4(d) fois la valeur du bruit.

La chute brutale de l'efficacité pour une distance relative des deux traces inférieure à 200 μm s'explique par la superposition progressive des signaux laissés sur les micropistes et l'obtention d'un seul amas. Dans une partie de ces cas, la distance relative entre les deux traces sur l'autre face peut être plus grande, et il sera, par conséquent, possible de les distinguer en corrélant les amplitudes des pistes des deux faces.

La résolution de l'écart relatif entre les traces est dépendante du bruit mais surtout de leur distance d'impact. En effet, plus les traces sont proches, plus il est difficile de les distinguer, ce qui se traduit par la dégradation de la résolution spatiale observée pour des distances relatives d'impact inférieures à 400 μm . Par contre, lorsque cette distance est suffisamment impor-

tante, les deux traces peuvent être considérées comme indépendantes, et la résolution est alors fonction de la résolution spatiale calculée pour une trace (figure 1) : $\sigma(2\text{traces}) = \sqrt{2} * \sigma(1\text{trace})$. De plus, si le seuil de détection des amas est trop faible, le bruit est considéré comme un signal, ce qui dégrade la résolution. La meilleure résolution est obtenue pour des valeurs du seuil égales à 3 ou 4 fois la valeur du bruit. C'est à partir de ces valeurs de seuil que l'efficacité de reconstruction des deux traces devient maximale (figure 3).

Conclusion

Ces premières simulations révèlent que l'option d'un détecteur de type double face de 300 μm d'épaisseur représente un très bon compromis entre une faible quantité de matière et une bonne résolution spatiale. De plus, la configuration double-face nous permet de corréler les signaux afin de lever l'ambiguïté sur une partie des traces.

Références

- [1] "Simulation d'un détecteur Silicium à micropistes double face : corrélation des signaux"
S. Giliberto et al. Contribution à ce rapport d'activité 1994-1996
- [2] ALICE, Technical Proposal CERN/LHCC 95-71 (Décembre 1995)
- [3] L. Martin, S. Giliberto et al. ALICE Note (en préparation)
- [4] "Montage d'un banc de test de détecteurs au silicium"
S. Bouvier et al. Contribution à ce rapport d'activité 1994-1996
- [5] W. Dabrowski, P. Grybos, M. Idzik, Nucl. Ins. Meth. in Phys. Res. A356(1995)241-254

Simulation d'un détecteur de Silicium à micropistes de type double face : corrélation des signaux

S. Giliberto, L. Martin, S. Bouvier, B. Erasmus, C. Roy

Collaborations

M. Idzik, *INFN, Turin, Italie*

C. Kuhn, *IRES, Strasbourg, France*

Abstract: The two external layers of the Inner Tracker System (ITS) of the ALICE experiment will be equipped with Silicon Strip Detectors. One of the main problems will be the high particle multiplicity in each collision. In the case of double-sided silicon strip detectors, one way to solve the ambiguous tracks is to use the signals from both sides and do a charge matching. In this report, we investigate the number of ambiguous tracks according to the current design of the detector and discuss the results of the charge matching algorithm.

Évaluation du nombre de traces ambiguës

Selon différents modèles théoriques, chaque collision Pb-Pb produira entre 5000 et 8000 particules par unité de rapidité [1], ce qui implique entre 10 et 20 particules pour des détecteurs de 42×75 mm, situés à un rayon de 40 cm, tels qu'ils sont actuellement envisagés dans l'expérience ALICE. Cette multiplicité pose le problème de la distinction des différentes traces.

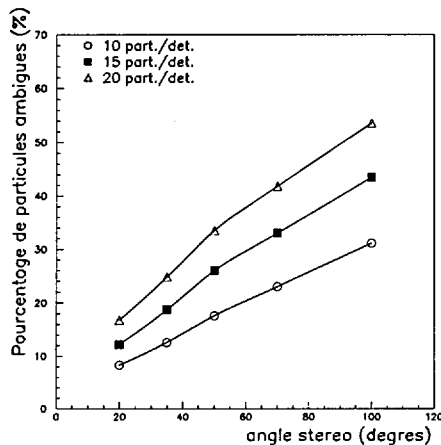


Fig. 1 : Pourcentage de traces ambiguës en fonction de l'angle entre les micropistes de chaque face et de la multiplicité.

Des traces sont ambiguës lorsque les micropistes touchées par l'une croisent celles touchées par l'autre. La taille de la zone d'ambiguïté, directement proportionnelle à la probabilité d'avoir des traces ambiguës, dépend de l'arrangement géométrique relatif des micropistes des deux faces. Pour un détecteur de type double-face, l'augmentation de l'angle entre les micropistes (appelé angle stéréo) de chacune des faces se traduit par une augmentation du nombre de pistes qui croisent une piste donnée. Typiquement, pour des angles de 35 et 100 mrad, une piste d'une face croise respectivement 15 et 42 pistes de l'autre face. Par contre, le nombre de zones ambiguës diminue quand

l'angle stéréo augmente. Ce nombre passe de 50 pour un angle stéréo de 35 mrad, à 17 pour 100 mrad. Pour un angle stéréo de 90 degrés, l'unique zone d'ambiguïté couvre alors tout le détecteur (une piste d'une face croise toutes les pistes de l'autre face).

Le nombre de traces ambiguës est d'autant plus grand (figure 1), que l'angle entre les pistes et la multiplicité sont élevés. Selon la valeur de l'angle stéréo, la répartition de population de ces traces ambiguës diffèrent (figure 2).

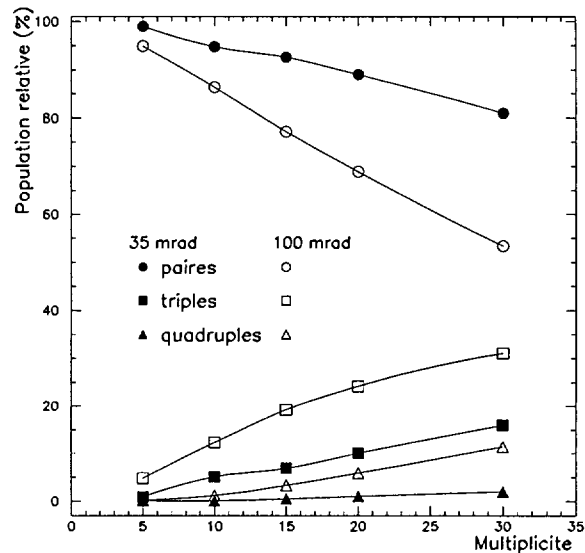


Fig. 2 : Population relative des traces ambiguës pour des angles stereo de 35 et 100 mrad.

On appelle paires, deux traces ambiguës dans un détecteur, triples, trois traces ambiguës etc... La fraction de triples (et a fortiori de quadruples) croît avec l'angle stéréo ce qui s'explique par l'augmentation de la taille de la zone d'ambiguïté. En considérant que deux traces, dans une même zone d'ambiguïté (sur la même face), sont superposées lorsque leur distance d'impact est inférieure à $200 \mu\text{m}$, nous remarquons que le pourcentage de traces superposées (totalement et partiellement) diminue quand l'angle stéréo augmente (figure

3). En effet, comme la taille de la zone d'ambiguïté est plus grande, la probabilité pour que les signaux de ces traces ambiguës soient sur des micropistes adjacentes est moins grande. Dans le cas de traces partiellement superposées, l'utilisation des signaux de l'autre face du détecteur pourra permettre de lever l'ambiguïté.

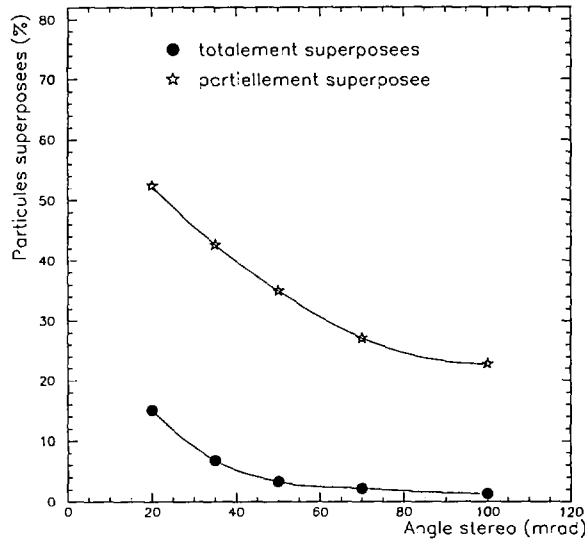


Fig. 3 : Fraction de traces ambiguës totalement ou partiellement superposées pour une multiplicité de 15 particules par détecteur.

Efficacité d'association des traces ambiguës.

Le but de ces simulations est de connaître l'efficacité avec laquelle les points de passage de plusieurs particules vont pouvoir être associés correctement. Cette association est faite en corrélant les charges collectées sur chacune des faces du détecteur. Cette corrélation reste possible même pour des particules au minimum d'ionisation (MIP) car, du fait des fluctuations de Landau, les charges collectées seront différentes.

Dans ces simulations, les particules sont générées de façon indépendante les unes des autres ce qui revient à supposer que les amas ne sont pas superposés. Dans un premier temps, les amas de charge dont l'amplitude est supérieure à trois fois la valeur du bruit [2] sont recherchés. Une fois ces amas trouvés, la charge totale présente dans ces derniers est calculée, et ce pour chacune des traces, sur chaque face du détecteur. Un algorithme permettant de comparer ces amplitudes est ensuite utilisé pour calculer l'efficacité d'association pour des paires, des triples et des quadruples.

Plus le bruit de l'électronique est grand, plus l'efficacité diminue (figure 4). En effet, plus les variations en amplitudes sont grandes, plus la résolution en charge

se dégrade. Par exemple, pour un bruit de $800 e^-$, l'efficacité de reconstruction atteint 92 % pour les paires, 85 % pour les triples et 80 % pour les quadruples.

En tenant compte du pourcentage de traces ambiguës (figure 1), et de l'efficacité avec laquelle l'ambiguïté sur des traces partiellement superposées est levée (par corrélation des charges), 95% des traces sont résolues pour un détecteur avec un angle stéréo de 35 mrad, contre 92,4% pour un détecteur avec un angle stéréo de 100 mrad [3].

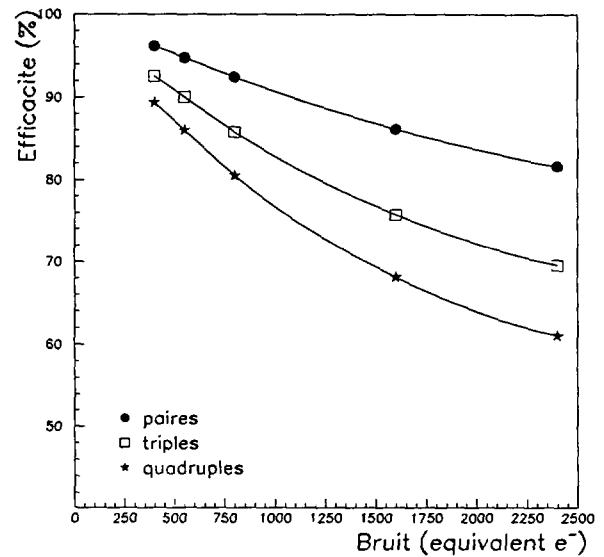


Fig. 4 : Efficacité d'association pour les paires, les triples et les quadruples.

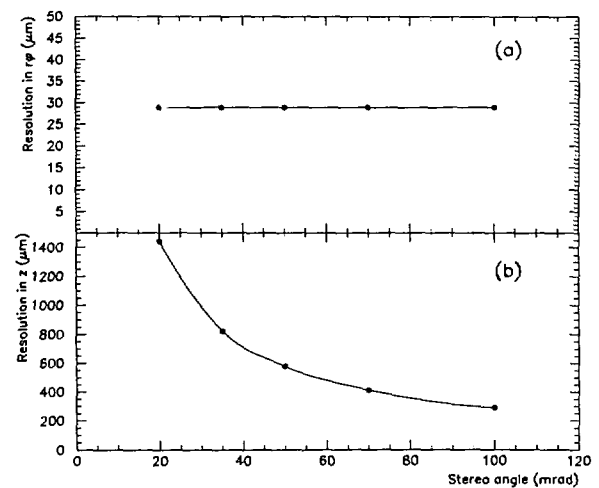


Fig. 5 : Résolution spatiale suivant les directions polaires de l'espace, l'axe z étant l'axe du faisceau (b) et r_θ (a) étant les coordonnées orthogonales à l'axe z .

Ces pourcentages de reconstruction des traces révèlent donc qu'il serait préférable de choisir un détecteur de type double face avec un angle stéréo de 35

mrاد. Cependant, la résolution en position des particules suivant l'axe z (figure 5b) s'améliore nettement si l'angle stéréo augmente. Ainsi, elle passe de $825\text{ }\mu\text{m}$ à $290\text{ }\mu\text{m}$ respectivement pour des angles stéréo de 35 et 100 mrad et ceci pour une même résolution suivant les coordonnées $r\varphi$ ($30\text{ }\mu\text{m}$, figure 5a).

La configuration qui semble la mieux adaptée est donc celle d'un détecteur de type double-face de $300\text{ }\mu\text{m}$ d'épaisseur avec un angle stéréo de 100 mrad. Cet angle représente en effet un bon compromis entre une bonne résolution en position le long de l'axe du faisceau et une efficacité de reconstruction de traces élevée.

Références

- [1] ALICE, Technical Proposal CERN/LHCC 95-71 (Décembre 1995)
- [2] "Etude de la résolution en position d'un détecteur de Silicium à micropistes "
S. Giliberto et al. Contribution à ce rapport d'activité 1994-1996
- [3] L. Martin, S. Giliberto et al. ALICE Note (en préparation)



Montage d'un banc de tests de détecteurs au silicium à micropistes

S. Bouvier, B. Erasmus, S. Giliberto, G. Guilloux,
M. Le Guay, C. Le Moal, L. Martin, C. Roy
SUBATECH

Abstract: The vertex detectors of the STAR and ALICE experiments will be partly equipped with silicon microstrip detectors. The conception and construction of such detection layers require an important effort of R&D to fulfill the specifications of the silicon strip detectors foreseen for these experiments. For this purpose, a test bench for microstrip silicon detectors has been developed at SUBATECH during the second half of the year 1996.

Dans le cadre de l'implication de SUBATECH dans les expériences ALICE [1] et STAR [2], notre groupe participe à la conception et à la construction des couches externes de leurs détecteurs de vertex respectifs. Ces couches de détection seront équipées avec des détecteurs au silicium à micropistes. Ces derniers sont des réseaux de jonctions p-n, polarisées en inverse et espacées d'un pas généralement compris entre 50 et 200 μm . Pour une épaisseur de 300 μm , le détecteur collecte, sur une ou plusieurs pistes, une charge moyenne de 22500 électrons lors du passage d'une particule au minimum d'ionisation. Compte tenu des objectifs fixés pour les détecteurs de vertex des deux expériences (capacités de trajectographie et d'identification), les qualités requises pour les détecteurs à micropistes sont une bonne résolution spatiale sur le point d'impact des particules et en charge pour la mesure de leur perte d'énergie. Ces contraintes posent des problèmes de connectique (les signaux induits doivent être lus sur l'ensemble des pistes) et de traitement de signal (un rapport signal sur bruit supérieur à 60 est nécessaire). Le fonctionnement d'un tel type de détecteur est délicat, c'est pourquoi un effort particulier a été fourni dans l'équipement d'un banc de tests et de mise en oeuvre d'un tel système.

Cet effort s'est concrétisé, dans un premier temps, par l'achat de détecteurs de type simple face équipés d'une électronique de lecture présentant un faible bruit, spécialement conçue pour ce genre d'application (circuits intégrés de type VA), ainsi que de cartes servant à piloter l'ensemble de cette électronique. Par la suite, un support mécanique a été conçu et construit pour constituer un télescope avec ces détecteurs au silicium, complété par des scintillateurs plastiques. Enfin, des tests préliminaires ont été effectués avec des sources d'américium (calibration des détecteurs) et de strontium (trajectographie des particules). Dans un deuxième temps, un système d'acquisition de données et d'analyse a été acheté au laboratoire LEPSI à Strasbourg afin de réaliser rapidement une analyse plus fine des performances de ce type de détecteur. Ce système comprend un châssis VME, une carte CPU Eurocom16, trois cartes SIRROCO équipées d'un flash ADC 10 bits, une carte de gestion de ces dernières et

un programme d'acquisition en ligne fonctionnant sous le système d'exploitation OS9.

L'analyse en différé des données brutes obtenues avec la source de strontium a été réalisée à partir de programmes d'analyse développés par le LEPSI [3]. Elle a permis d'extraire les valeurs des rapports signal/bruit, de déterminer le nombre de pistes touchées par événement ou encore de calculer la résolution spatiale des détecteurs.

Une analyse statistique des données brutes est réalisée. Les valeurs des piédestaux et du bruit pour chaque piste sont calculées. Une recherche des amas de charge est ensuite appliquée, événement par événement. La figure 1 (partie gauche) présente la distribution du nombre de pistes par amas obtenue avec ces détecteurs de type simple face. En moyenne, la charge est collectée sur 1.5 pistes.

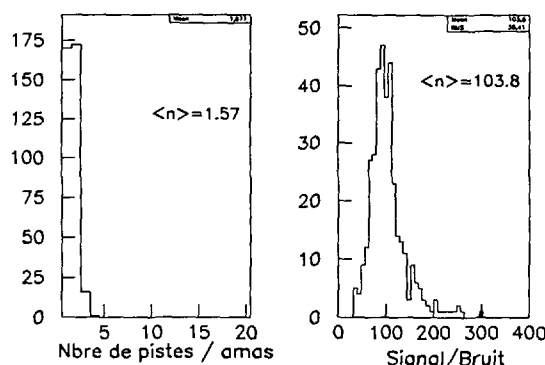


Fig. 1 : Distributions du nombre de pistes par amas de charge (gauche) et du rapport signal/bruit (droite).

La distribution du rapport signal/bruit est représentée sur la partie droite de la figure 1. Elle est caractérisée par valeur moyenne supérieure à 100, démontrant ainsi la bonne qualité des détecteurs testés. En considérant les particules mesurées au minimum d'ionisation (équivalente à 22500 électrons pour 300 μm de silicium), ce rapport signal/bruit permet de déduire une valeur du bruit de l'électronique de ~ 220 électrons RMS, ce qui est en accord avec les caractéristiques de l'électronique [4].

L'adaptation des programmes d'analyse pour l'ex-

traction de la résolution spatiale est en cours.

Les problèmes apportés par la mise en oeuvre du banc de tests des détecteurs au silicium à micropistes de type simple face ont été analysés, ce qui nous permet de poursuivre la R&D autour des détecteurs de type double face.

Références

- [1] ALICE Technical Proposal, CERN/LHCC 95-71
- [2] “ Conceptual Design Report for the Solenoidal Tracker at RHIC”, PUB-5347, LBL, June 15, 1992
- [3] R. Turchetta, Thèse CRN/HE 91-07, Strasbourg, France (1991)
- [4] IDE AS, Catalogue 95/96

Conception d'un ensemble de détecteurs à micropistes au silicium pour l'expérience STAR au RHIC

C. Roy, L. Martin, S. Bouvier, B. Erazmus, S. Giliberto, H.H. Gutbrod, SUBATECH
J.P. Coffin, C. Kuhn, *IReS, Strasbourg, France*
R. Bellwied, C. Pruneau, K. Wilson, *Wayne State University, Detroit (USA)*

Abstract: STAR is one of the experiment which will study heavy-ion collisions at the RHIC collider. We proposed to build a single barrel of double sided Silicon strip detectors to be integrated into STAR as an additional tracking detector between the SVT and the TPC. The main characteristics of this detector are presented.

STAR (Solenoidal Tracker At Rhic) [1] a été la première expérience dont la construction fut approuvée auprès de RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) à Brookhaven, collisionneur devant délivrer des faisceaux d'or d'énergie $\sqrt{s}=200$ GeV/A. La construction du détecteur STAR a déjà débutée et devra s'achever fin 1998 pour un démarrage de l'expérience prévu à partir de mi-1999. Le but de cette expérience d'ions lourds est de mettre en évidence diverses signatures caractéristiques de la formation d'un plasma de quarks et de gluons (QGP) et d'étudier le comportement d'une matière nucléaire où siègent des densités d'énergie très élevées. Les objectifs visés sont très proches de ceux de l'expérience ALICE [2] prévue au LHC (CERN) qui devra être opérationnelle en 2006 et constituent ainsi une étape importante pour se diriger vers la physique du LHC.

Au plan de la conception instrumentale, les deux expériences ALICE et STAR sont, là aussi, très semblables. Le système central de détection de STAR consiste en une Chambre à Projection Temporelle (TPC) et un détecteur de vertex (SVT-Silicon Vertex Tracker), disposés au sein d'un solénoïde délivrant un champ magnétique uniforme de 0,5 T. Cet ensemble permettra la reconstruction des traces des particules, la détermination des positions des vertex primaires et secondaires ainsi que l'identification des particules par la mesure de leur perte d'énergie. Un calorimètre électromagnétique est prévu afin de permettre la mesure de l'énergie transverse des produits de la réaction (utile pour la sélection des réactions selon leur degré de centralité) et des sections efficaces de production des jets. Un système de temps de vol entourant la TPC pour l'identification des particules émises à grande impulsion transverse ainsi que des chambres à projection temporelle externes (hors de l'aimant) pour augmenter la couverture en pseudo-rapacité, complètent l'ensemble de détection.

Nous avons proposé de construire un tonneau (SSD) [3] de détecteurs à micropistes au silicium (de rayon 25cm) pour être inséré entre le SVT et la TPC. Cette étape de détection va permettre une augmentation significative de l'efficacité géométrique du SVT.

En apportant une mesure supplémentaire de la position des particules à travers le détecteur, elle va permettre une amélioration des performances du système de trajectographie existant pour STAR, en particulier au niveau de la connection des traces mesurées respectivement dans le SVT et la TPC. De façon générale, les observables physiques étudiées vont voir la qualité de leur mesure améliorée. On s'attend également à la possibilité d'analyse de nouvelles observables jusqu'à présent inaccessibles avec l'actuelle configuration de détection de STAR (en particulier les corrélations Λ - Λ).

Les détecteurs prévus pour cet ensemble de détection supplémentaire sont des détecteurs actuellement développés pour les deux couches externes de l'Inner Tracker System (ITS), partie centrale de ALICE. Les détecteurs à micropistes ont une épaisseur de 300 μm , une taille de 4,2 x 7,5 cm et un espacement entre les pistes de 95 μm . Ils seront, en principe, de type double-face avec un angle stéréo de 35 mrad. Cette valeur et celle de la distance inter-pistes résultent d'un compromis entre la résolution en position et le nombre de traces ambiguës voulues (la densité de traces attendue est de 0.16 traces par cm^2 à un rayon de 25cm du vertex tandis que la probabilité d'avoir des traces ambiguës est inférieure à 10%). Des tests de différents prototypes de détecteurs sont effectués à SUBATECH [4]. Parallèlement à ces développements instrumentaux, des simulations de caractérisation de ces différents détecteurs sont également menées[5, 6].

Les caractéristiques générales du SSD sont résumées dans le tableau ci-dessous.

taille d'un détecteur	7.5 x 4.2cm ²
distance entre pistes	96 μm
angle entre pistes	35mrad
nombre de pistes/détecteur	2 x 768
nombre d'échelles	22
nombre de détecteurs/échelle	16
nombre total de détecteurs	352
nombre total de voies	540,672
surface total	1.135m ²

Nous avons prévu d'adapter des supports méca-

niques (échelles) en fibre de carbone, sur lesquels seront positionnés les détecteurs. La grande rigidité et la faible longueur de radiation de la fibre de carbone répondent aux contraintes imposées par l'environnement dans lequel le détecteur sera placé. Par ailleurs, des études comparatives avec une structure alternative en béryllium sont en cours.

La figure 1 présente les éléments actifs du détecteur de vertex de STAR, constitué du SVT (les 3 couches les plus internes) et du SSD (la couche externe).

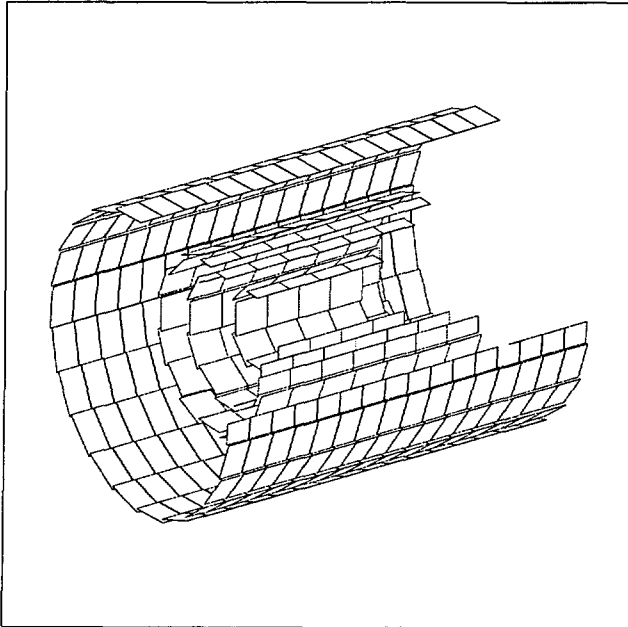


Fig. 1 : Vue du détecteur de vertex de STAR.

Au niveau de l'électronique d'amplification des détecteurs (électronique dite front-end), il est prévu d'utiliser les circuits intégrés à 128 voies développés au laboratoire LEPSI de Strasbourg. Le système de refroidissement de l'électronique sera intégré au support mécanique. Le SSD devra être neutre thermiquement afin de ne pas détériorer le fonctionnement des détecteurs silicium à dérive équipant les trois premiers étages du SVT et neutre électriquement pour ne pas nuire au fonctionnement de la TPC.

Ce projet a vu le jour en mai 1996 et devra être achevé pour la mise en fonctionnement du SVT prévue en l'an 2000.

Références

- [1] "Conceptual Design Report for the Solenoidal Tracker at RHIC", PUB-5347, LBL, June 15, 1992.
- [2] ALICE Technical Proposal, CERN/LHCC 95-71.
- [3] "SSD - a Silicon Strip Detector for STAR", STAR Note.
- [4] "Montage d'un banc de tests de détecteurs au silicium à micropistes", S. Bouvier et al., contribution à ce rapport d'activité.
- [5] "Etude de la résolution en position d'un détecteur au silicium à micropistes", S. Giliberto et al., contribution à ce rapport d'activité.
- [6] "Simulation d'un détecteur au silicium à micropistes de type double face : corrélation des signaux", S. Giliberto et al., contribution à ce rapport d'activité.

Expériences auprès des SPS

Corrélations de particules dans l'expérience NA44 auprès du SPS du CERN

B.Erazmus, L.Martin, G.Paic, J.Pluta
et la collaboration NA44

Abstract: The two-proton correlation function measured in the reaction $S+Pb$ at 200 A MeV/c by the NA44 experiment at CERN SPS is presented. Experimental data are compared with the predictions of the microscopic model RQMD corrected for the detector resolution and the significant effects of secondary protons. The formation of quark matter droplets, a new feature of the VENUS model is investigated through the two-proton correlation function.

La collaboration NA44 a, de 1989 à 1996, collecté des données sur les collisions d'ions lourds ultra-relativistes produites par le SPS du CERN. L'étude de la matière nucléaire chaude et dense a été menée par l'analyse de différentes observables (distribution en rapidité et en impulsion transverse, production d'anti-particules) avec un accent mis plus particulièrement sur les corrélations de particules. Un dispositif expérimental propre à ce type de mesure a ainsi été développé [1]. Il se compose principalement d'un spectromètre magnétique équipé de chambres de déclenchement, de plusieurs hodoscopes de reconstruction de trajectoires et de différents détecteurs d'identification des particules basés sur la mesure de leur rayonnement Cherenkov (figure 1). Sur un plan purement instrumental, le laboratoire a contribué à la mise en place du TIC (Threshold Imaging Čerenkov) [2] utilisant, pour la première fois, une photocathode solide de CsI déposée en couche mince sur une cathode à damier (figure 2).

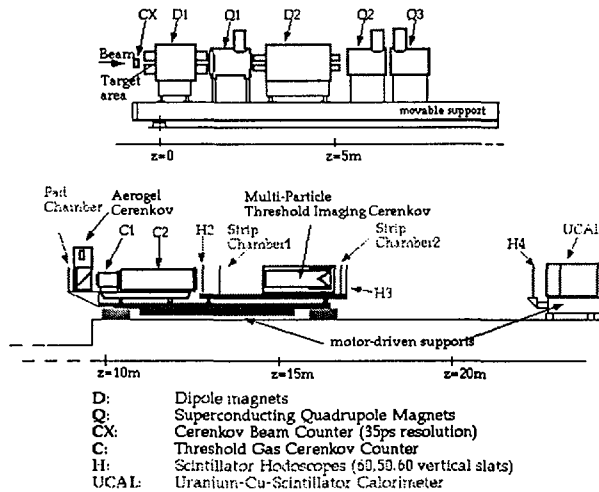


Fig. 1 : Dispositif expérimental de la collaboration NA44 en 1996.

Le spectromètre de l'expérience est optimisé pour la mesure des distributions à un ou deux hadrons chargés (π , K, p, avec un mode de déclenchement spécifique mis au point pour la détection des triplets de pions) autour de la rapidité du centre de masse et dans un intervalle important en impulsion transverse $0 \leq p_t \leq 1 \text{ GeV}/c$. Deux détecteurs placés près de la

cible mesurent la multiplicité des particules chargées produites donnant ainsi accès à la centralité de la collision. La section efficace de déclenchement a ainsi été réglée à 10% de la section efficace géométrique pour les collisions noyau-noyau ($S+S$, $S+Pb$, $Pb+Pb$).

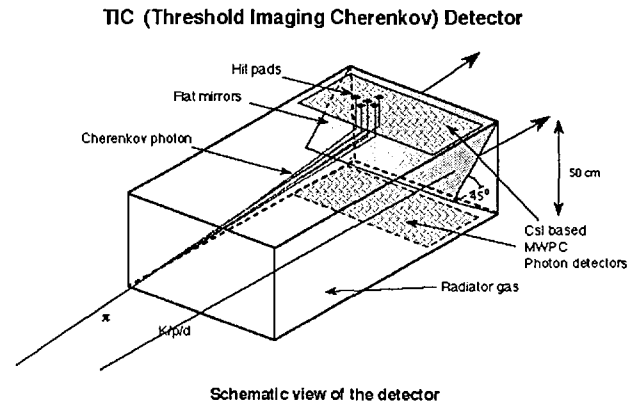


Fig. 2 : Schéma du principe de fonctionnement du TIC.

La procédure d'identification des particules s'appuie sur la bonne corrélation entre les signaux délivrés par les détecteurs Cherenkov et le temps de vol des particules mesuré par les hodoscopes. Le faible taux de contamination observé, inférieur à 1%, témoigne de la très bonne séparation obtenue entre les différents types de particules. La résolution intrinsèque en impulsion est de l'ordre de $\delta p/p \simeq 0.5\%$ et conduit à une résolution en impulsion relative d'environ $10 \text{ MeV}/c$.

L'analyse des paires de protons mesurées par l'expérience NA44 requiert l'utilisation d'un modèle théorique incluant tous les effets à l'origine des corrélations [3]. En effet, aux énergies du SPS, les fonctions de corrélation pp expérimentales présentent un pic marqué à $q = 20 \text{ MeV}/c$ dû à l'interaction nucléaire. Parmi l'ensemble des protons mesurés, une fraction non négligeable est constituée par des protons secondaires, produits de décroissance d'hypérons chargés, essentiellement les $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ et les $\Sigma \rightarrow p\pi^0, \Lambda\gamma$. N'étant pas émis directement dans la collision, ils ne sont pas corrélés aux protons avec lesquels ils ont été mesurés en coïncidence et contribuent à atténuer l'intensité de la fonction de corrélation. La figure 3 présente, en

fonction de la rapidité et pour la réaction $S + Pb$ à $200A\text{MeV}/c$, la fraction de protons ($0 \leq p_t \leq 1\text{GeV}/c$) provenant des Λ et des Σ prédite par le modèle théorique VENUS. Dans l'acceptance en rapidité de l'expérience NA44, 22% et 4 % des protons proviennent respectivement des Λ et des Σ . Dans l'acceptance limitée du spectromètre, les protons secondaires ne présentent pas de caractéristiques cinématiques particulières pouvant les distinguer des protons primaires. De plus, la faible durée de vie de leurs parents ne permet pas leur séparation par reconstruction du vertex secondaire (les autres produits de décroissance ne sont en général pas détectés).

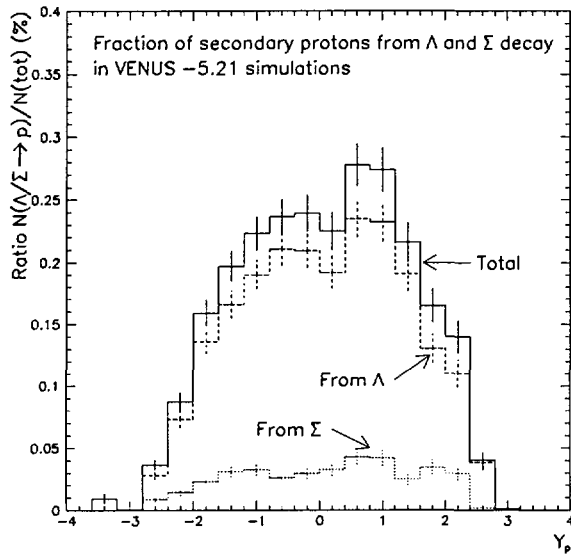


Fig. 3 : Fraction de protons secondaires, produits dans la collision $S + Pb$ à $200A\text{MeV}/c$ en fonction de la rapidité, prédite par le modèle VENUS.

La fonction de corrélation proton-proton mesurée dans la réaction $S + Pb$ à $200A\text{MeV}/c$ est comparée au résultat d'un calcul théorique où 26% de protons non corrélés ont été introduits (figure 4). Un très bon accord est obtenu avec la fonction de corrélation expérimentale, en considérant une source, de forme gaussienne, de dimensions $r_0 = c\tau = 3.0\text{fm}$ dans le repère dans lequel l'impulsion longitudinale des particules de chaque paire est nulle ("longitudinal co-moving system" ou LCMS). Ces dimensions de source sont compatibles avec les rayons extraits des systèmes $\pi^+\pi^+$ et K^+K^+ pour la réaction $S + Pb$ [4] et sont supérieures à la taille de source mesurée dans la collision $p + Pb$ [5]. Les fonctions de corrélations expérimentales pp présentent également une dépendance en fonction de l'impulsion transverse moyenne (tendance similaire à celle observée pour les pions et les kaons) et une sensibilité au degré de centralité de la collision.

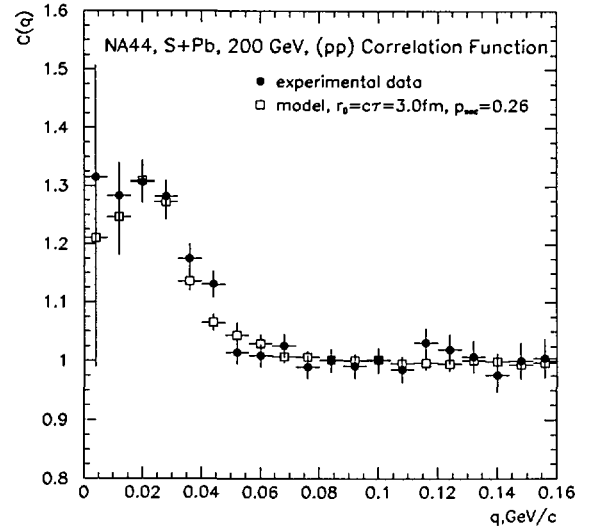


Fig. 4 : Fonction de corrélation pp expérimentale comparée à un calcul théorique obtenu pour une source de forme gaussienne dans le repère LCMS et incluant les effets de la résolution expérimentale et des protons secondaires.

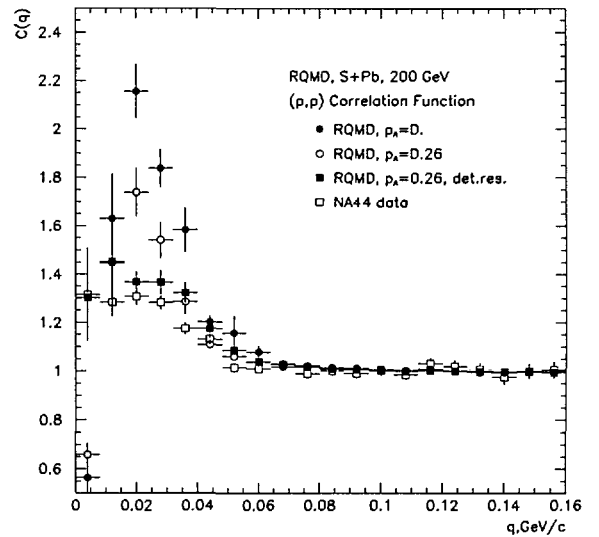


Fig. 5 : Comparaison de la fonction de corrélation expérimentale aux prédictions du modèle RQMD directes et tenant successivement compte des protons secondaires et de la résolution des détecteurs.

Les prédictions des modèles microscopiques RQMD (v1.08) [6] et VENUS (v5.21) [7], analysées en terme de corrélations à l'aide d'un modèle incluant les effets de la statistique quantique et des interactions dans la voie finale [3], ont été comparées aux données expérimentales. Sur la figure 5, sont représentées les fonctions de corrélation construites à partir des prédictions de

RQMD où, successivement, 26 % de protons non corrélés et les effets de la résolution finie ont été introduits. On peut noter une forte atténuation, due aux protons secondaires, du pic observé à $q = 20 \text{ MeV}/c$ et une diminution de même amplitude induite par la résolution des détecteurs. Bien que la forme de la fonction de corrélation théorique englobant tous ces effets soit similaire à celle de la fonction expérimentale, elle surestime l'intensité des corrélations observée dans les données.

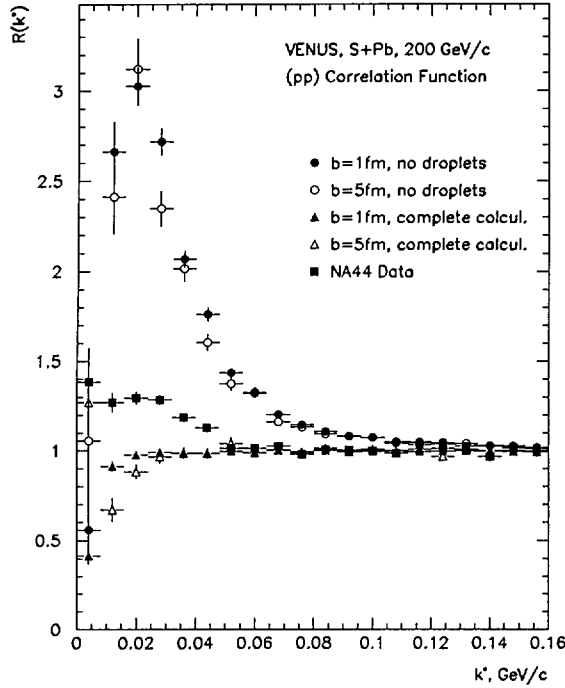


Fig. 6 : Fonction de corrélation pp expérimentale comparée aux prédictions du modèle VENUS incluant et négligeant la présence de gouttelettes de quarks.

Dans la plus récente version du modèle microscopique VENUS (v5.21), une nouvelle description, plus réaliste, des zones de forte densité a été introduite. En effet, les régions à haute densité y sont considérées comme des gouttes de quarks dont l'évolution est calculée de façon macroscopique. Lorsque la densité d'énergie de ces gouttelettes chute en dessous d'une valeur critique, elles se désintègrent en un nombre donné de hadrons avec une probabilité déterminée par la fonction de partition microcanonique du système.

Comparées aux prédictions VENUS où la formation de gouttelettes a été négligée, les fonctions de corrélations proton-proton, incluant leur prise en compte, montrent une très forte atténuation et ne présentent qu'une anticorrélation (figure 6). Il faut toutefois noter que l'ampleur de cet écart doit se trouver réduit par les effets des protons secondaires. L'origine d'une telle différence est mise en évidence par les distributions en

temps d'émission des particules (figure 7). La formation de gouttelettes de quarks retarde l'émission des protons et conduit à l'augmentation de leur durée de production. Il est assez remarquable de constater que la distribution en temps d'émission des pions est différente de celles des protons et présente deux structures associées, d'une part, à la production à partir des diffusions multiples ayant lieu au cours de la réaction et, d'autre part, à l'émission provoquée par la désintégration des gouttelettes. La recherche d'une telle signature de la formation des gouttelettes de quarks pourrait être réalisée par l'intermédiaire des fonctions de corrélation mettant en jeu des couples de particules non-identiques tels que les systèmes (π, p) , (π, K) et (K, p) [8].

Les données récemment recueillies pour le système Pb+Pb vont permettre de compléter l'analyse des fonctions de corrélation proton-proton mesurées dans les réactions p+Pb et S+Pb. La confrontation de ces fonctions de corrélation aux résultats obtenus à partir des couples de pions et de kaons offrira une vision élargie des collisions d'ions lourds ultra-relativistes étudiées par la collaboration NA44.

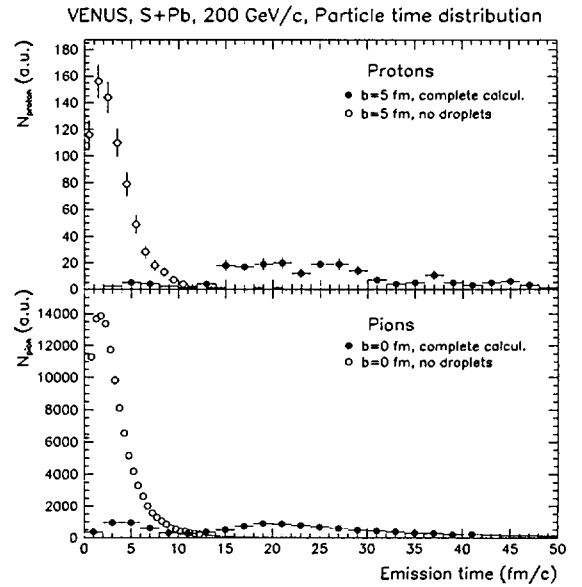


Fig. 7 : Distributions en temps d'émission des protons (haut) et des pions (bas) extraites des simulations VENUS obtenues avec et sans la prise en compte des gouttelettes de quarks.

Références

- [1] H. Beker et al., Phys. Lett. B302 (1993) 510.
- [2] C.W. Fabjan et al., collaboration NA44, NIM A367 (1995) 240.
- [3] R. Lednicky, V.L. Lyuboshitz, B. Erasmus et D. Nouais, soumis à Nucl. Phys A.

- [4] I.G. Bearden et al., collaboration NA44, Nucl. Phys. A610 (1996) 240c.
- [5] M. Potenkhin, Thèse de doctorat de l'université de Colombia (USA) 1996.
- [6] H. Sorge et al., Nucl. Phys. A498 (1989) 567c.
- [7] K. Werner, Phys. Rep. 232 (1993) 87.
- [8] R. Lednicky , V.L. Lyuboshitz, B. Erazmus et D. Nouais, Phys. Lett. B 373 (1996) 30.



L'interférométrie de Bose-Einstein et les corrections coulombiennes

B.Erazmus, R.Lednický, V.Lyuboshitz, L.Martin, V.Mikhailov,
J.Pluta, Y. Sinyukov, A. Stavinsky

Abstract: Two different methods are currently used to unfold effects of the Coulomb interaction from the experimental correlation functions. Both the Gamov correction and a method based on correlation function of opposite charge particles fail to reproduce exact calculations of Bose-Einstein correlation functions for two-pion and two-kaon pairs. An improved formulation of the Gamov correction is presented which gives good agreements with the correct calculations.

Parmi les divers effets à l'origine des corrélations entre les particules, les effets de la statistique quantique (symétrisation ou antisymétrisation de la fonction d'onde des deux particules) et les effets des interactions dans la voie finale (interaction nucléaire et coulombienne) sont ceux qui ont donné lieu aux développements théoriques les plus avancés [1]. La prise en compte uniquement des effets de la statistique quantique facilite la compréhension des corrélations et permet une paramétrisation simple et analytique des fonctions de corrélation en terme de dimensions spatiales et

pliquée aux fonctions de corrélation expérimentales, elle permet alors, en principe, une extraction directe des dimensions spatiales des sources émettrices à partir des données. Cette correction utilise le calcul de la contribution coulombienne pour des distances relatives nulles entre les particules et présente une dépendance en impulsion relative q et en masse réduite de la paire m (eq.1).

$$G(q) = \frac{2\pi\eta}{\exp(2\pi\eta) - 1} \quad \text{avec} \quad \eta = z_1 z_2 \alpha m / q \quad (1)$$

Cette approximation est injustifiée pour les rayons de source typiques extraits des données du SPS et totalement invalide pour des particules plus lourdes que les pions.

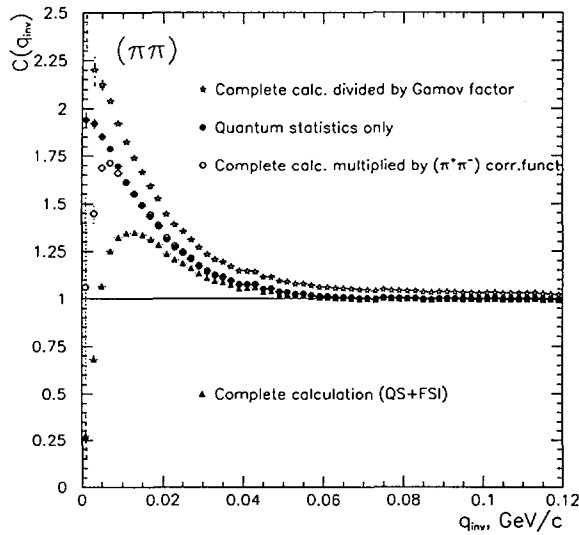


Fig. 1 : Comparaison des fonctions de corrélations $\pi^+\pi^+$ calculées en incluant les effets de la statistique quantique et des interactions dans la voie finale et celles modifiées à l'aide des différentes corrections.

temporelles des sources émettrices. Cette simplification repose néanmoins sur l'hypothèse d'une contribution négligeable des autres effets.

La correction dite de Gamov est une technique habituellement utilisée par la communauté des physiciens des ions lourds ultra-relativistes ayant pour objectif la déconvolution des effets de l'interaction coulombienne pour ne laisser apparaître que les effets de la statistique quantique dans les fonctions de corrélation. Ap-

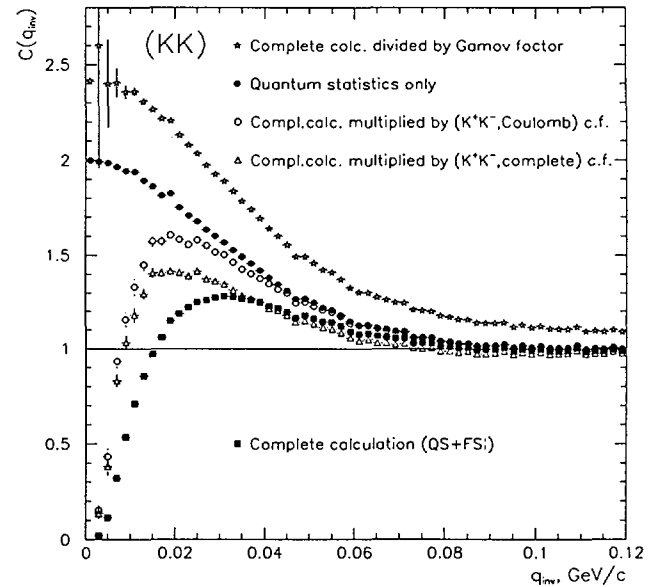


Fig. 2 : Comparaison des fonctions de corrélations K^+K^+ calculées en incluant les effets de la statistique quantique et des interactions dans la voie finale et celles modifiées à l'aide des différentes corrections.

Les figure 1 et 2 mettent en évidence, pour le système $\pi^+\pi^+$ et K^+K^+ , cet écart entre la fonction de corrélation corrigée (calcul complet divisé par la correction de Gamov) et le calcul correct (effets de la

statistique quantique seuls). Elle conduit, en effet, à surestimer les effets de l'interaction coulombienne et leur évolution en fonction de l'impulsion relative.

Une méthode itérative, améliorant très sensiblement la correction de Gamov a été développée à SU-BATECH [2, 3]. Une approximation plus précise de la contribution des effets de l'interaction coulombienne aboutit à la formulation suivante :

$$\tilde{G}(q) = (1 + \frac{2r^*}{a})G(q)\Theta(q-q_0) + (1 - \frac{d}{aq^2})\Theta(q_0-q) \quad (2)$$

où :

r^* est la taille effective moyenne du système

a est le rayon de Bohr

$G(q)$ est la correction de Gamov (eq.1)

Θ est la fonction de Heaviside

$d = a[1 - G(q_0)(1 + 2r^*/a)/r^*]$

$q_0 = 1/r^*$

Le premier terme de cette équation représente la modification du facteur de Gamov due aux effets quantiques de l'interaction coulombienne dominants pour $q < q_0$. Pour des valeurs de l'impulsion relative $q > q_0$ la fonction de corrélation purement coulombienne peut être formulée dans une approche quasi-classique aboutissant au second terme de l'équation 2.

Le facteur de Gamov sert de valeur initiale pour cette méthode itérative. L'extraction des rayons interférométriques approximatifs permet alors de calculer une valeur de r^* et donc de $\tilde{G}(q)$. Cette estimation de la contribution de l'interaction coulombienne est, dès la première étape, plus précise que la correction de Gamov et peut être éventuellement raffinée par des itérations supplémentaires. Les résultats présentés sur la figure 3 démontre la qualité de cette nouvelle formulation pour le système $\pi^+\pi^+$. En effet, l'accord est excellent entre la fonction de corrélation incluant uniquement les effets de la statistique quantique et le calcul complet (antisymétrisation et interaction coulombienne) modifié de la correction combinée (eq.2). Ce même calcul corrigé du facteur de Gamov est lui en net désaccord avec les deux courbes précédentes. Il faut signaler qu'un accord de même qualité a été obtenu pour les fonctions de corrélation K^+K^+ .

Afin de pallier les déficiences de la correction de Gamov, il a été proposé [4, 5] d'extraire la contribution des effets de l'interaction coulombienne pour un système de particules identiques donné ($\pi^+\pi^+$ par exemple) à partir des fonctions de corrélation expérimentales du système formé des mêmes particules mais de charges opposées ($\pi^+\pi^-$). Les hypothèses avancées dans cas sont une faible différence entre les contributions d'origine purement coulombienne de ces deux systèmes et des caractéristiques identiques des sources d'émission pour les deux types de particules. Les résultats obtenus par cette méthode (le calcul complet

multiplié par la fonction de corrélation des particules de charge opposée) sont représentés pour les couples $\pi^+\pi^+$ et K^+K^+ respectivement sur les figures 1 et 2. Bien que cette technique conduise à une fonction de corrélation $\pi^+\pi^+$ plus proche du calcul exact que la correction de Gamov sur une large gamme en impulsion relative, la forte divergence observée aux petites valeurs de q rend totalement impossible l'extraction des dimensions de la source par une paramétrisation analytique. Le désaccord pour le système K^+K^+ est nettement plus important. La correction de la fonction de corrélation K^+K^+ par le calcul complet (interaction coulombienne et nucléaire) obtenu pour le système K^+K^- donne, elle, un désaccord total et met en évidence l'importance significative des effets dus à l'interaction nucléaire complètement négligée par cette méthode.

Les difficultés rencontrées par ces méthodes de calcul des contributions coulombiennes démontrent les limites de l'approche simpliste des corrélations réduite à la seule prise en compte des effets de la statistique quantique. En effet, seule l'utilisation d'un modèle intégrant tous les effets à l'origine des corrélations [1] ou, dans des cas très spécifiques, d'une correction de Gamov plus appropriée [2] permet une étude réaliste des corrélations de particules.

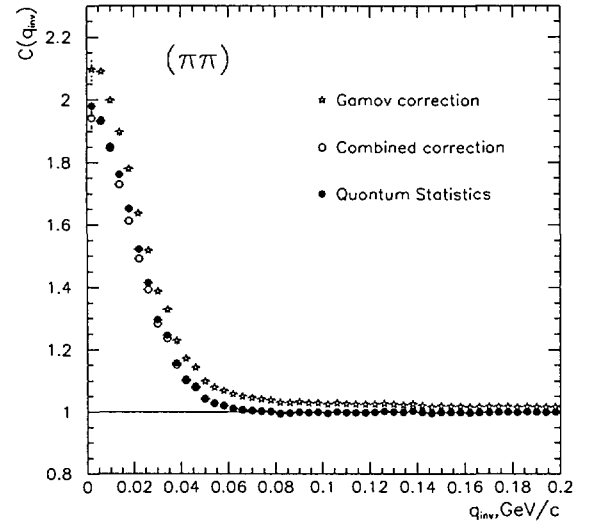


Fig. 3 : Comparaison des fonctions de corrélation $\pi^+\pi^+$ incluant les effets d'antisymétrisation seuls et des résultats d'un calcul complet modifiés par la correction de Gamov et de la correction de Gamov modifiée (combined correction).

Références

- [1] R. Lednicky, V.L. Lyuboshitz, B. Erasmus et D. Nouais, soumis à Nucl. Phys A.

- [2] Y. Sinyukov, R. Lednicky, S.V. Akkelin, J. Pluta
et B.Erasmus, publication en préparation.
- [3] Y. Sinyukov et al., Nucl. Phys. A610 (1996) 278c.
- [4] K.Kadija et al., collaboration NA49, Nucl. Phys.
A610 (1996) 248c.
- [5] T. Alber et al., Collaboration NA35, Z. Phys. C.73
(1997) 443.



Effets coulombiens dans les distributions inclusives de particules

B.Erazmus, L.Martin, J.Pluta, A.Stavinsky
et la collaboration NA44

Abstract: Single pion distributions from central 158 A.GeV/c Pb+Pb collisions measured by the NA44 experiment show the effect of Coulomb interaction with the net charge produced during the reaction. Coulomb effects are analysed with the help of the microscopic model RQMD and a model including the Coulomb interaction. Different sets of kinematical characteristics of the net charge have been used to reproduce the experimental data and a strong sensitivity to the charge value has been found.

Plusieurs mesures expérimentales convergent pour indiquer qu'un degré d'arrêt important est atteint dans les collisions d'ions lourds au SPS du CERN. Dans la réaction $Pb + Pb$ à 158 A MeV/c la distribution en rapidité des protons [1], mesurée par la collaboration NA44, indique une valeur de 30 à 40 protons par unité de rapidité. Elle se caractérise par une valeur constante autour de la rapidité centrale en accord avec la prédiction du modèle microscopique RQMD (figure 1.) Les taux de production, relativement similaires, des π^+ et des π^- ne jouent à priori pas un rôle important. A l'opposé, l'excès de K^+ par rapport aux K^- produits vient renforcer la valeur positive de cette charge nette. La présence d'une charge importante à rapidité moyenne doit perturber de façon significative le mouvement des particules créées lors de la collision. En effet, le champ coulombien induit par cette charge positive doit accélérer les particules chargées positivement et, réciproquement, réduire l'impulsion des particules de charge négative. On peut, par conséquent, s'attendre à un effet visible sur les distributions inclusives des particules, en particulier, aux faibles impulsions. Le rapport des distributions en énergie cinétique transverse des pions négatifs et positifs mesurées dans la réaction $Pb + Pb$ par la collaboration NA44 [2] montre un excès de π^- aux faibles valeurs de $m_t - m$ ($m_t^2 = p_t^2 + m^2$).

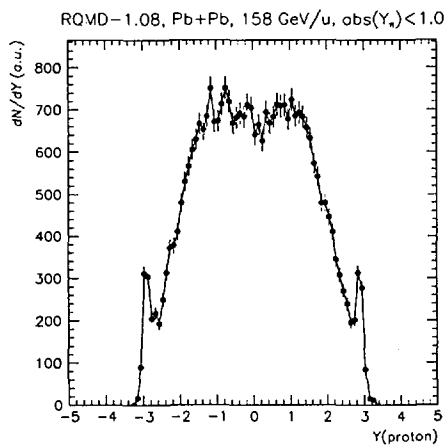


Fig. 1 : Distribution en rapidité des protons prédite par RQMD.

Il faut signaler que cet effet n'a pas été observé sur les rapports π^-/π^+ mesurés dans les collisions $S + Pb$ et $S + S$, ni sur les rapports K^-/K^+ et $\bar{p}/p$.

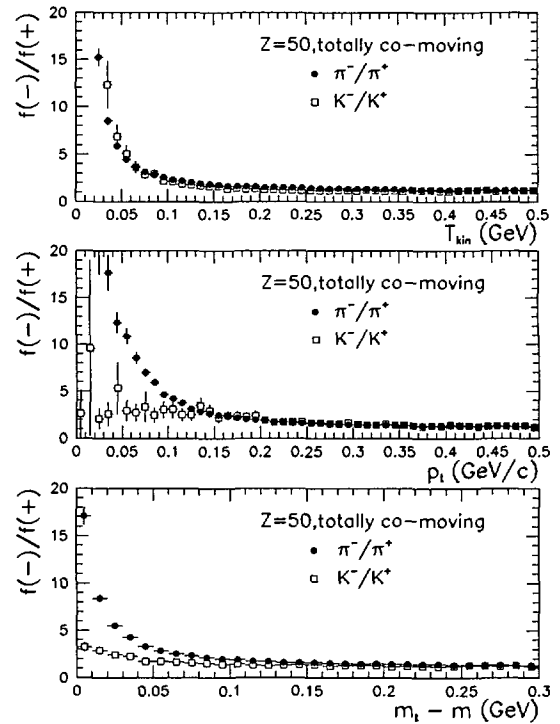


Fig. 2 : Rapport des distributions π^-/π^+ et π^-/π^+ en fonction de l'énergie cinétique (haut), de l'impulsion transverse (centre) et de la masse transverse (bas) des particules, obtenu pour une source de charge $Z=50$ située à une distance relative nulle au point d'émission des pions.

L'étude de ce résultat expérimental, réalisée en terme d'effet coulombien, est présentée dans ce rapport. On s'attache, en particulier, à déterminer, de façon quantitative, la valeur de la charge nette et sa position relative à celle des particules permettant de reproduire l'amplitude des effets observés. Les caractéristiques spatio-temporelles et cinétiques des particules produites dans la réaction $Pb + Pb$ à 158 A MeV/c

ont été extraites des prédictions du modèle microscopique RQMD [3]. La prise en compte de l'interaction coulombienne entre les particules et la charge nette du système a été introduite à l'aide d'un modèle théorique initialement développé pour décrire les corrélations de particules [4]. La figure 2 illustre les effets d'une charge $Z=50$, située à une distance relative au point d'émission des particules quasi-nulle ($dz=0$, $dx=dy=1\text{fm}$), sur les distributions de pions et les kaons et ceci en fonction de différentes variables cinématiques. L'effet, similaire pour les pions et les kaons, observé sur les distributions en énergie cinétique est fortement atténué pour le rapport K^-/K^+ en impulsion transverse et réduit pour les deux types de particules pour les distributions en énergie cinétique transverse. Il faut noter que le modèle RQMD, n'incluant pas l'interaction coulombienne, prédit un rapport dépourvu de toutes structures qui, toutefois, présente un faible excès de π^- par rapport au π^+ lorsque la décroissance des $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ est prise en compte (25% des π^- secondaires produits passent dans l'acceptance du spectromètre NA44).

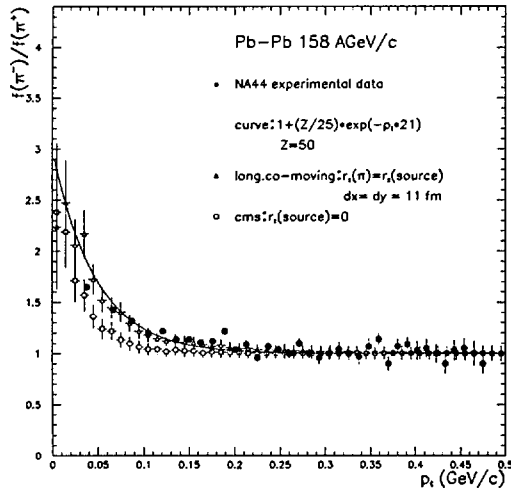


Fig. 3 : Comparaison du rapport π^-/π^+ des distributions expérimentales en impulsion transverse et de calculs RQMD incluant la présence d'une charge $Z=50$, respectivement, au repos dans système du centre de masse de la réaction et avec des distributions de sa distance relative au point d'émission des pions de largeurs $dz=0$, $dx=dy=11\text{ fm}$.

Le rapport π^-/π^+ des distributions expérimentales en impulsion transverse est comparé (figure 3) aux résultats de calculs effectués pour une charge $Z=50$ respectivement au repos dans le système du centre de masse de la collision et au repos dans le repère longitudinal commun avec les particules ("longitudinal co-moving system" ou LCMS). Ce dernier cas correspond à une distance relative au point d'émission des particules nulle en z et des distributions de largeur égale à 11 fm le long des axes x et y . Il faut signaler que la forme du rapport expérimental ne peut être repro-

duite en considérant une charge au repos dans le centre de masse de la réaction et ceci quelque soit sa valeur. Les résultats obtenus avec une charge $Z=50$ au repos dans le LCMS ($z_{charge} = z_\pi$) et des distances relatives non nulles en x et y sont en très bon accord avec les données expérimentales [5]. Toutefois, ce calcul ne prend pas en compte la dispersion non nulle des distances relatives le long de l'axe du faisceau, comme le prédit le modèle RQMD (figure 4). Cette dispersion le long de l'axe z conduit à atténuer les effets coulombiens pour une charge identique et implique une charge plus grande pour obtenir des effets de même intensité (figure 5). Le rapport des distributions en impulsion transverse calculé avec une charge $Z=105$ et les distances relatives extraites des simulations RQMD permet de reproduire convenablement le rapport π^-/π^+ des distributions expérimentales. Il faut noter qu'une charge de faible valeur ($Z=10$) permet également d'obtenir une amplitude identique lorsque des distances relatives nulles sont considérées. L'intensité des effets coulombiens est extrêmement sensible à la valeur de la charge considérée et ceci d'autant plus que les distances relatives sont faibles, comme l'illustrent les calculs effectués avec une charge nette augmentée de 50 unités (figure 6).

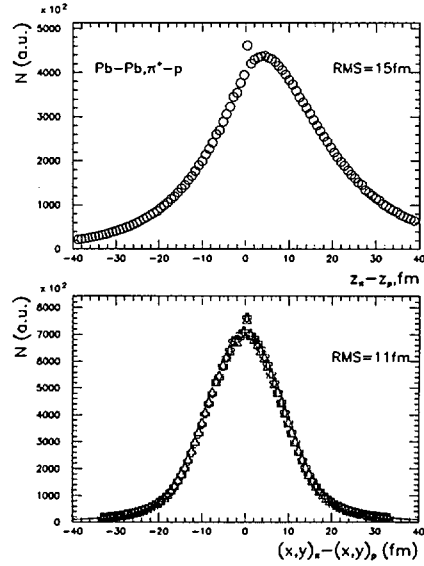


Fig. 4 : Distributions des distances relatives entre les points d'émission des protons et des π^+ en z (haut) et en x et y (bas) extraites du modèle RQMD.

L'amplitude des effets coulombiens est indépendante de la masse des particules lorsque les distributions en énergie cinétique sont considérées (figure 2). La figure 7 permet d'apprécier l'atténuation des effets coulombiens sur le rapport K^-/K^+ des distributions en masse transverse calculées pour des caractéristiques de source permettant de reproduire le rapport expérimental π^-/π^+ . Ce résultat est cohérent avec les dis-

tributions K^-/K^+ en masse transverse des kaons mesurées par l'expérience NA44 dans la réaction $Pb+Pb$ et sur lesquelles aucun effet coulombien significatif n'a été observé.

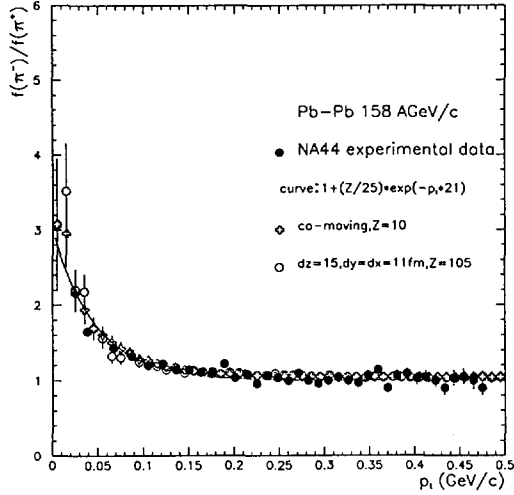


Fig. 5 : Comparaison du rapport des distributions en impulsion transverse expérimentale π^-/π^+ à ceux obtenus avec des charges $Z=10$ et $Z=105$ situées respectivement au point d'émission des pions (co-moving) et avec les distances relatives extraites de la figure 4.

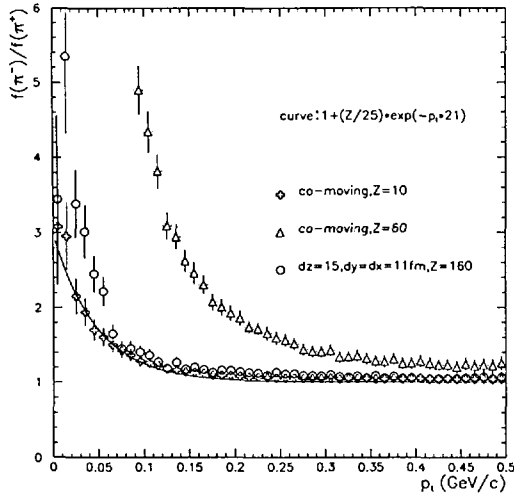


Fig. 6 : Rapport des distributions en impulsion transverse obtenues pour les sources représentées sur la

figure 5 avec des charges augmentées de 50 unités.

Cette étude a permis de mettre en évidence l'influence non négligeable d'une charge coulombienne, présente dans la région de la rapidité centrale dans les collisions d'ions lourds, sur les distributions inclusives des particules produites. Une analyse quantitative plus détaillée des données mesurées par l'expérience NA44 est actuellement en cours pour prendre en compte la décroissance des hypérons pouvant modifier la population relative des différents types de particules, en particulier, aux faibles impulsions transverses.

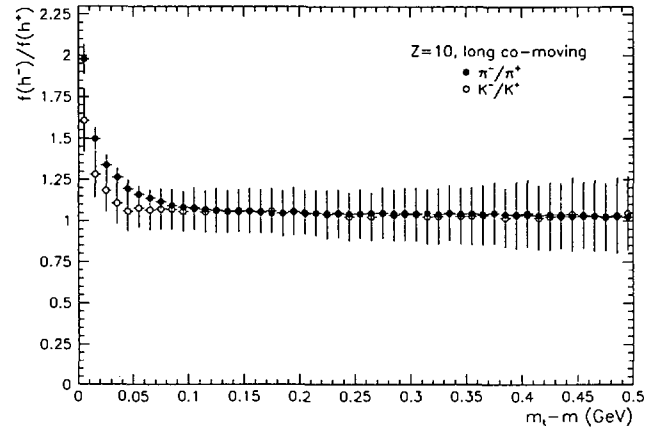


Fig. 7 : Rapports des distributions $(m_t - m)$ calculés pour les systèmes π^-/π^+ et K^-/K^+ avec une source de charge $Z=10$ situées au point d'émission des particules.

Références

- [1] I.G. Bearden et al, collaboration NA44, Phys. Lett. B388 (1996) 431.
- [2] H. Bøggild et al, collaboration NA44, Phys. Lett. B372 (1996) 339.
- [3] H. Sorge et al., Nucl. Phys. A498 (1989) 567c.
- [4] R. Lednicky, V.L. Lyuboshitz, B. Erasmus et D. Nouais, soumis à Nucl. Phys. A.
- [5] I.A. Bearden et al, collaboration NA44, Nucl. Phys. A610 (1996) 175c.

Analyse interférométrique de bosons, avec le spectromètre NA44, utilisant la méthode du maximum de vraisemblance

A. Rahmani, T. Bernier, J. Pluta

Abstract: A maximum likelihood method is presented for fitting the space-time parameter of the particle production region. No binning of the data is involved. This technique may be particularly useful :

- for multidimensional analysis of two or many particle correlation function
- in "one event" interferometry
- when small statistics is analysed (e.g. different cuts on $p_{\perp}$)
- when large source radii and long source lifetimes are expected (true in ultra-relativistic heavy ion collisions)
- to take into account the experimental accuracy individually for each particle pair in the correlation analysis
- to avoid problems with nonlinear pair distribution within histogram intervals

Les mesures de corrélations (interférométrie nucléaire) permettent d'extraire les dimensions spatio-temporelles de la source émettrice de particules tout en restant sensibles à la façon dont elle évolue au cours de la réaction. Il est ainsi possible de rechercher des phases d'expansions comme celles attendues lors de la formation de plasma quarks-gluons.

Nous avons traité les données recueillies par le spectromètre NA44 avec un faisceau de soufre accéléré à 200 A.GeV/c sur du plomb.

Méthode d'analyse

Nous présentons deux méthodes d'évaluation expérimentale des paramètres de la fonction de corrélation. L'une (la méthode standard) dépend de la largeur des canaux, tandis que l'autre (la méthode du "maximum likelihood" ou méthode de vraisemblance) est indépendante des canaux, donc plus proche de la réalité.

Méthode standard

La fonction de corrélation est en général déterminée par le rapport de deux distributions :

$$R(q) = \frac{S(q)}{B(q)} \quad (1)$$

$S(q)$ est la distribution du moment relatif, et $B(q)$ est une distribution de référence. q est une variable multidimensionnelle représentant le moment relatif des particules. La distribution S est construite à partir des particules détectées en coïncidence, tandis que la distribution B relie des particules n'appartenant pas aux mêmes événements, et donc pas détectées en coïncidence.

A partir de ces deux distributions, on remplit ensuite des histogrammes représentant le nombre de

paires en fonction de canaux en q d'une certaine largeur (par exemple 10 MeV/c). La fonction de corrélation est obtenue en divisant canal par canal les distributions S et B , que l'on normalise à l'unité entre 100 et 300 MeV/c.

Le principal désavantage de cette méthode est sa dépendance des canaux. Dans chaque canal, la même valeur du moment relatif est affectée à chaque paire, à savoir la moitié du canal. Donc, soit on choisit une taille de canal réduite pour avoir une bonne précision sur le moment, mais la statistique sera faible, soit on prend une taille de canal plus grande, mais on s'éloigne de la réalité quant à la précision sur le moment.

La méthode du maximum de vraisemblance

Maximum Likelihood Method[1, 2]

Soit une fonction de corrélation $C(q|r)$ avec des paramètres inconnus

$r=r_1, r_2, \dots, r_n$ à déterminer par l'observation de $q=q_1, q_2, \dots, q_n$. La fonction de probabilité de trouver une paire de particules avec le moment relatif q et le paramètre inconnu r est :

$$S(q|r) = C(q|r) \cdot B(q) \quad (2)$$

Pour déterminer les paramètres, on peut utiliser la méthode du maximum de vraisemblance, maximisant la fonction de vraisemblance dans l'espace des paramètres :

$$L(r) = \prod_i \left[\frac{S(q_i | r)}{\int dq S(q | r)} \right] \quad (3)$$

Le principal problème rencontré avec cette méthode est la normalisation par l'intégrale $\int dq S(q | r)$. On

peut la calculer de manière élégante par la méthode de Monte Carlo[2] :

$$\int d\mathbf{q} S(\mathbf{q} | \mathbf{r}) = \frac{1}{N^B} \sum_j C(\mathbf{q}_j | \mathbf{r}) \quad (4)$$

En outre, notons que le facteur $B(\mathbf{q}_i)$ dans $S(\mathbf{q}_i | \mathbf{r}) = C(\mathbf{q}_i | \mathbf{r})B(\mathbf{q}_i)$ est indépendant des paramètres, et on peut ainsi utiliser la fonction de vraisemblance suivante :

$$L(\mathbf{r}) = \prod_{i=1}^{N^S} \frac{C(\mathbf{q}_i | \mathbf{r})}{\frac{1}{N^B} \sum_{j=1}^{N^B} C(\mathbf{q}_j | \mathbf{r})} \quad (5)$$

où N^S est le nombre de paires corrélées et N^B le nombre de paires du fond. On minimise ensuite la fonction $\Lambda(\mathbf{r})$:

$$\begin{aligned} \Lambda(\mathbf{r}) &= -2 \ln(L(\mathbf{r})) \\ &= -2 \sum_i^{N^S} \ln(C(\mathbf{q}_i | \mathbf{r})) \\ &\quad + 2N^S \ln \left(\frac{\sum_{j=1}^{N^B} C(\mathbf{q}_j)}{N^B} \right) \end{aligned} \quad (6)$$

On utilise alors la routine MINUIT[3] pour trouver le minimum de la fonction $\Lambda(\mathbf{r})$, ce qui nous donne les paramètres de la source, ainsi que leurs erreurs associées. MINUIT les calcule à partir des erreurs statistiques et expérimentales qui sont contenues dans la fonction de probabilité.

Contrairement à la méthode standard, on travaille sur les vraies valeurs de $\mathbf{q}$ de chaque paire, et non sur l'approximation à la moitié de chaque canal, d'où l'intérêt de cette méthode.

Résultats

Les performances de la méthode du maximum de vraisemblance se révèlent avec des fonctions de cor-

rélation dépendant de plusieurs variables. Le tableau suivant donne les résultats obtenus pour les pions par cette méthode avec la fonction de corrélation :

$$C = 1 + \lambda \exp[-q_L^2 R_L^2 - q_{T0}^2 R_{T0}^2 - q_{TS}^2 R_{TS}^2] \quad (7)$$

λ est le coefficient de cohérence et R_L, R_{T0}, R_{TS} sont les rayons de la source calculés dans le système $\vec{p}z_1 + \vec{p}z_2 = 0$ [4].

$\pi\pi$			
λ	R_L	R_{T0}	R_{TS}
0.618 ± 0.03	3.48 ± 0.22	3.05 ± 0.17	5.61 ± 0.72

La même analyse par la méthode standard nécessite une statistique beaucoup plus importante. En effet, le signal et le fond n'ont plus une dimension, mais trois puisqu'ils dépendent des variables q_L, q_{T0} et q_{TS} . Par exemple, si nous disposons de 1000 événements et que nous procédons à une analyse sur 10 canaux par variable, nous obtiendrons en moyenne 100 événements par canal pour un signal à une dimension (Q_{inv} par exemple) et 1 événement par canal pour trois dimensions ! Or la méthode du maximum de vraisemblance ne dépend pas des canaux donc peut fonctionner avec peu de statistiques, d'où son intérêt.

Références

- [1] A.G. Frodesen, O. Skjeggstad and H. Tofte, Probability and Statistics in Particles Physics, Universitetsforlaget (1979), Bergen-Oslo-Tromsø
- [2] R. Lednicky, JINR Report B2-311460, Dubna, 1978
- [3] Minuit function minimization and error analysis, CERN
- [4] S. Pratt, T. Csörgö and J. Zimányi, Phy. Rev. C42 (1990)



FR9810056

L'expérience WA98

T.Bernier, H.H.Gutbrod, B.Jouault, S.Nayak, L.Luquin W.Pinganaud, F.Séville,
C.Roy, F.Retiere et la collaboration WA98

L'expérience WA98 (Bhubaneswar IOP, Calcutta VECC, Chandigarh, Darmstadt GSI, Dubna JINR, Geneva, Groningen, Jaipur, Jammu, Lund, Moscow RRC, MIT, Münster, Nantes SUBATECH, Oak Ridge, Rez NPI, Tennessee, Utrecht, Varsovie) a pour but l'étude de la production des hadrons et des photons lors des collisions Pb + Pb. Dans ces interactions, de la matière hadronique chaude est produite dans un large volume. Une transition de phase vers le plasma de quarks et de gluons (QGP) peut alors être recherchée. L'expérience met particulièrement l'accent sur la caractérisation de la réaction afin d'identifier des événements ou des classes d'événements dont le comportement est anormal. L'évolution dans l'espace de phase du volume de réaction est étudiée par les corrélations de Bose-Einstein de hadrons chargés. L'évolution thermique du système est déterminée par la mesure des photons directs. L'expérience WA98 (figure 1) comporte un détecteur de photons (LEDA) hautement segmenté (10000 modules de verre au plomb) situé à 21,5 mètres en aval de la cible. Les spectres des impulsions des π^0 et des η sont reconstruits à partir de leur désintégration en deux photons dans la région de rapidité allant de 2.1 à 3. La détermination précise de la production de photons à partir des pions neutres et des η permet la recherche d'un excès de photons directs. La mesure de la multiplicité de photons est étendue au domaine $2.8 \leq \eta \leq 4.1$ à l'aide

du PMD (Photons Multiplicity Detector). Le tracking des particules négatives ainsi que la mesure du temps de vol permet l'identification des pions, kaons et anti protons dans le domaine $2 \leq \eta \leq 3$. Le tracking est réalisé par six chambres à avalanches de $1,6 \times 1,2$ m² lues par des caméras CCD. Cet ensemble est placé après l'aimant Goliath. Un deuxième bras de tracking composé de deux chambres à avalanches et de deux plans de tubes à "Streamer" associé à un système de mesure du temps de vol a été installé pour les runs plomb de 1996. Ces deux bras de tracking permettent de réaliser des corrélations à deux particules. Ainsi l'étude du méson phi via sa désintégration en deux kaons est possible. La multiplicité de particules chargées produite dans l'intervalle de rapidité allant de 2.0 à 3.4 est réalisée par un détecteur silicium à diffusion (SDD). Un second détecteur silicium à pad (SPMD) mesure cette multiplicité entre 2.4 et 3.8. La centralité des collisions est déterminée à partir de l'énergie transverse mesurée par un calorimètre placé à rapidité moyenne (MIRAC) et à partir de l'énergie des spectateurs évaluée par un calorimètre à zéro degré. La campagne de mesure de la fin de l'année 1996 a permis de doubler la statistique des collisions plomb + plomb. La production de DST est en cours au centre de calcul de Lyon, ainsi que la préparation de l'analyse finale.

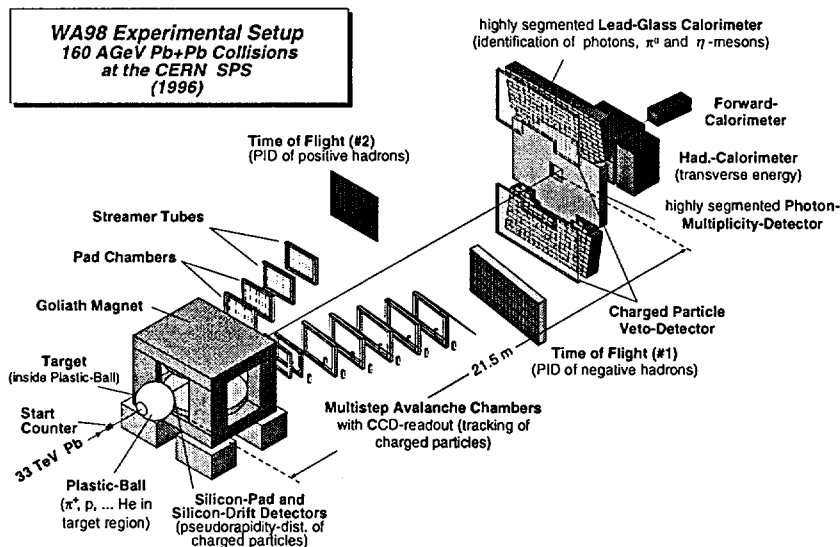


Fig. 1 : : Disposition de l'expérience WA98.



Recherche de signaux liés au condensé chirale désorienté dans les données 158 AGeV Pb+Pb de l'expérience WA98

Abstract: We used the multiplicity detectors of the WA98 apparatus for the Disoriented Chiral Condensate search (DCC). We developed a method of event selection based on 2d wavelet transformation for the search of π^0 or π^{+-} clusters. We use also this method for the localisation and characterization of clusters.

Dans les collisions d'ions lourds ultrarelativistes, le condensé chirale désorienté pourrait être formé, après transition de phase, dans de large régions chaudes de la matière hadronique où la symétrie chirale de QCD a été brièvement restaurée. La décroissance de cette région est alors orientée dans l'espace des isospins et induit de larges fluctuations dans la distribution de la charge des pions émis. Notamment, la variable de Bjorken

$$f = \frac{N_{\pi^0}}{N_{\pi^0} + N_{\pi^+} + N_{\pi^-}} \quad (1)$$

suivrait une loi de probabilité de la forme :

$$P(f) = \frac{1}{2\sqrt{f}} \quad (2)$$

De plus, cette décroissance serait localisée dans l'espace donnant ainsi des zones avec excès (clusters) ou avec manque d'un certain type de pion. Pour notre étude, nous utilisons principalement le détecteur de multiplicité de photons (PMD) et deux détecteurs au silicium de multiplicité de particules chargées (SPMD-SDD). La centralité des événements est sélectionnée à partir du calorimètre hadronique et électromagnétique d'énergie transverse (MIRAC) et du calorimètre à zéro degré (ZDC). Pour les événements les plus centraux, les multiplicités peuvent atteindre des valeurs de l'ordre de 800 coups dans le PMD et 1000 dans le SPMD, qui autorisent une analyse événement par événement.

Analyse en ondelette

La transformation en ondelette à deux dimensions s'avère être un outil très efficace pour une analyse multidimensionnelle en vue d'extraire du fond des clusters de différentes tailles, ainsi que pour leur caractérisation en termes de position et de structure interne. Le signal que nous utilisons est la représentation dans le plan (η, Φ) (η = pseudorapacité, Φ = angle azimutal) d'un événement dans un détecteur de multiplicité. La transformation sépare le signal à chaque échelle en deux types de coefficients : les coefficients d'échelle correspondant à un lissage du signal et les coefficients d'ondelette sensibles aux variations de densité du signal dans le cas d'une distribution ponctuelle à deux dimensions. En sommant sur les carrés de ces derniers à chaque échelle, on construit le spectre de puissance (figure 2) qui est plat pour une distribution

uniforme et dont les coefficients sont sensibles à la taille des clusters. Nous avons utilisé ce spectre pour sélectionner les candidats les plus structurés. On commence par construire un spectre sur une distribution de référence (réelle ou factice suivant les biais que l'on veut supprimer) et on compare événement par événement le spectre de puissance à celui de référence pour sélectionner les candidats les plus intéressants.

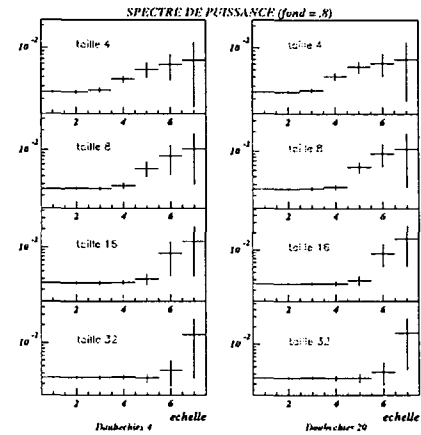


Fig. 1 : spectres de puissances pour différentes bases de distributions simulées avec des clusters de différentes tailles. Dans cet exemple 80 pourcent des points ont été distribués au hasard et 20 dans les clusters.

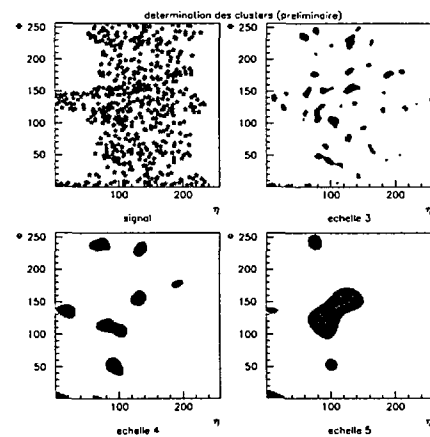


Fig. 2 : détermination des clusters sur 3 échelles d'un événement sélectionné (unité arbitraires).

Après cette sélection dans le PMD, nous avons utilisés les coefficients d'échelle pour reconstruire le signal à différentes échelles afin de visualiser les clusters de

différentes tailles. Leur séparation du fond et leur caractérisation est actuellement à l'étude.

Conclusion et perspectives

Par ses détecteurs de multiplicités de large acceptance, l'expérience WA98 s'avère très intéressante pour

la recherche du DCC dans les collisions d'ions lourds au SPS. Nous développons une méthode d'analyse multi-résolution en ondelette à deux dimensions non seulement pour sélectionner les événements les plus intéressants, mais aussi pour caractériser les zones d'excès ou de manque d'un type de pion. Nous projetons de corréler tant les différentes échelles de l'analyse que les clusters de photons et particules chargées.

Expériences auprès du GANIL

Études expérimentales "basses énergies"

La période couverte par ce rapport correspond à l'exploitation de plusieurs expériences de corrélations de particules chargées faites auprès du GANIL. L'objectif commun de toutes ces expériences est de mesurer les temps caractéristiques entre deux particules émises par une source de taille définie. Ces temps sont susceptibles de fournir des renseignements sur la dynamique des collisions et sur les énergies d'excitation des sources émettrices.

La première expérience, réalisée avec l'appui du multidétecteur ORION, permettait de trier au mieux les événements en tenant compte de la centralité des réactions, mesurée à partir du signal lumineux rapide généré par le calorimètre à neutrons. La seconde a porté sur la mesure des très petits moments relatifs où l'on attend une bonne sensibilité aux temps d'émission, et a été réalisée auprès du spectromètre magnétique SPEG.

Parallèlement SUBATECH a poursuivi une collaboration fructueuse avec R. Lednicky et al. sur la mise au point de codes d'émission, générateurs d'événements, capables de tenir compte des effets quantiques et des différentes interactions dans l'état final, pour prévoir les effets de corrélation.

Dans ce domaine, une activité nouvelle fut provoquée par la disponibilité du nouveau multidétecteur INDRA. Bien que notre groupe n'ait pas contribué à la construction du détecteur, nous avons participé à la seconde campagne d'expériences et mené différents travaux pour tester d'éventuels aménagements (soit pour mesurer les protons de très haute énergie, soit pour améliorer la granularité dans certains domaines angulaires en vue de mesures de corrélations futures). Par ailleurs, dès que les données de la première campagne furent accessibles, nous les avons exploitées, d'une part pour tirer les temps caractéristiques, d'autre part pour mesurer la population des états instables de fragments.

Dans la collaboration INDRA, SUBATECH a donc joué un rôle très actif et su tirer parti des qualités du nouvel outil de détection et des nombreuses techniques d'analyse comme la définition de variables globales qui permettent un tri très efficace des événements selon les sources d'émission et leur énergie d'excitation. Précisons par ailleurs que la présence au sein du laboratoire de spécialistes de codes de réactions aux énergies du GANIL, a permis plusieurs travaux de simulations menés par des expérimentateurs avec ces codes et d'éclairer ainsi la compréhension de certains résultats, à la lumière de la dynamique de la collision.



Activité avec le multidétecteur INDRA

M. Assenard, P. Eudes, M. Germain, D. Gourio, P. Lautridou, J. L. Laville,
C. Lebrun, A. Rahmani, T. Reposeur

Abstract: INDRA is a highly efficient (90% of 4π) multidetector presently working at the GANIL facility and mainly devoted to the study of multifragment emission at intermediate energy (20 to 100 MeV/u). SUBATECH has contributed to data reduction and is implied in various original analyses of three kinds: interferometry using proton and deuteron correlation functions; measurements of populations of excited levels leading to an estimate of nuclear temperature, so participating to the caloric curve competition; and finally an approach of the dynamical multifragmentation resting on fast proton emission has been developed.

Le multidétecteur INDRA [6] est en service depuis mars 1993 au GANIL. Il implique la collaboration de 40 permanents et d'une trentaine de visiteurs et thésards. Il constitue un instrument unique en son genre dans sa catégorie: détection sur 90% de 4π de produits avec identification et mesure des énergies jusqu'à $Z = 50$, avec séparation isotopique pour les premiers éléments de $Z = 1$ à 5. Deux "campagnes" de mesures ont été réalisées jusqu'à présent. SUBATECH a participé dans les deux cas aux prises de données et contribué de façon déterminante à la réduction des données de la deuxième campagne: SUBATECH assure la coordination du dépouillement des données brutes qui est réparti dans les différents laboratoires (français et étrangers) de la collaboration INDRA. Cette opération doit aboutir à la création des données réduites directement utilisables pour les analyses physiques. D'autre part, une procédure automatique d'identification des noyaux détectés par les scintillateurs CsI d'INDRA a été mise au point à SUBATECH.

INDRA est un instrument performant pour une spécialité de SUBATECH: les corrélations de particules; celles-ci ont été développées dans deux directions: l'interférométrie proprement dite conduisant à des mesures fines d'effets temporels, lesquelles n'avaient jamais été entreprises auparavant avec un 4π ; l'autre direction est l'étude des populations d'états excités conduisant à la mesure de la température nu-

cléaire d'un noyau chaud dont l'énergie d'excitation est déterminée: ceci contribue au débat actuel sur la "courbe calorique". Ces investigations ont suscité un projet d'amélioration de la localisation du multidétecteur en utilisant des diodes au silicium: un prototype fabriqué pour SUBATECH par l'IPN d'Orsay est actuellement en cours d'essai.

SUBATECH s'est investi également dans la problématique fondamentale qui constitue la vocation première d'INDRA: la multifragmentation nucléaire, mais au travers d'une démarche articulée sur l'émission précoce de protons rapides. Cette démarche a demandé une mesure préliminaire des spectres inclusifs de protons émis à grand moment transverse. Elle continue sur les données exclusives d'INDRA pour étudier l'implication de ces protons rapides dans la multifragmentation dynamique.

Ces travaux ont fait l'objet de trois thèses: la première (interférométrie) a été soutenue récemment (octobre 1996). Les deux autres, (population de niveaux excités et multifragmentation dynamique) sont en cours.

Références

- [1] J. Pouthas and INDRA collaboration, Nucl. Instr. Meth. A357 (1995)418

Température apparente déduite des populations de fragments excités dans les collisions d'ions lourds avec le multidétecteur INDRA

M. Assenard, C. Lebrun, P. Lautridou, F. Gulminelli, et la collaboration INDRA

Abstract: The 4π array INDRA allows to detect and identify all or nearly all final products of a collision. Therefore, using global variable analysis, it is possible to select well-defined sources and to measure their excitation energies. For the first time INDRA has been used to analyse resonances observed in correlation functions, giving thus the possibility to probe the caloric curve (correlation between the excitation energy and the temperature). First results obtained for the reaction $^{36}\text{Ar} + ^{58}\text{Ni}$ at 95 MeV/nucleon where the projectile-like apparent temperature has been evaluated, are presented. Moreover, the experimental excited state populations are compared with predictions of a statistical model which includes an original hypothesis of final state excluded volume interaction for species at the freeze-out.

Introduction

Dans les collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires, des noyaux chauds sont produits. L'étude des propriétés statistiques de leurs décroissances permet de tester l'équation d'état de la matière nucléaire ainsi que l'existence d'une transition de phase. Dans ce contexte, la température thermodynamique apparaît comme un paramètre important. Il existe plusieurs techniques expérimentales pour l'évaluer : les pentes des spectres en énergie, les doubles rapports isotopiques et les populations relatives des fragments excités [1]. Ces trois thermomètres sont rarement utilisés simultanément mais le multidétecteur INDRA offre cette opportunité unique d'obtenir des résultats avec ces trois méthodes dans les mêmes conditions expérimentales. Une étude récente [2] a permis de comparer les résultats pour les deux premières méthodes avec un modèle d'équilibre thermodynamique. Pour ce rapport d'activité nous allons brièvement présenter le dispositif expérimental et l'extraction de populations. Puis les données obtenues seront comparées avec un modèle quantique statistique (QSM) [3] afin de tester une hypothèse dite "de volume exclu" au freeze-out et d'extraire la température initiale.

INDRA et l'étude des résonances

La granularité du multidétecteur INDRA [4] n'a pas été définie dans le but de l'étude de résonances mais il est apparu que la partie avant du détecteur pouvait être utilisée pour l'analyse des fonctions de corrélation. Bien que les largeurs des pics observés soient dominées par les effets d'acceptance, les grandes multiplicités de particules détectées dans les collisions centrales et l'angle solide d'INDRA (proche de 4π) permettent d'étudier des résonances bien choisies.

La méthode expérimentale

Pour identifier deux particules provenant de fragments instables parmi toutes les paires émises dans la collision, il est nécessaire de construire la distribution d'une variable qui connecte les grandeurs mesurées de ces deux particules avec l'énergie d'excitation du fragment primordial. La variable la plus utilisée est le moment relatif défini comme : $q = \left| \mu \left(\frac{\vec{P}_1}{M_1} - \frac{\vec{P}_2}{M_2} \right) \right|$

où μ est la masse réduite, $\vec{P}_i$ et M_i sont l'impulsion et la masse des deux particules concernées. Cette distribution met en évidence les pics attendus des résonances. Il existe sous ces pics une déplétion due à l'effet coulombien entre les particules. Pour estimer la forme de ce fond coulombien, les fonctions de corrélation de couples de particules non-résonants sont construites en fonction de la variable de "renormalisation" appelée : vitesse réduite [5]. Connaissant alors la forme de l'anti-correlation, le nombre de résonances est extrait par soustraction. En dernier lieu, l'efficacité de détection doit être prise en compte puisque certaines paires ne sont pas détectées ou bien les deux particules touchent le même détecteur.

Analyse des données

Le modèle quantique et statistique considéré ici, suppose une source à l'équilibre thermique et chimique qui se désintègre à la température T avec une densité ρ . L'ensemble des résultats est compatible avec une densité de $\frac{\rho_0}{3}$ et une température croissant de 10 MeV à 20 MeV quand l'énergie d'excitation va de 10 à 25 MeV par nucléon (les étoiles de la Fig. 2). La distance entre les particules et les fragments n'étant pas très grande au freeze-out, une hypothèse originale tenant compte d'un volume effectif pour les résonances a été proposée, dans l'esprit du gaz de Van der Waals. De plus, puisque le "side feeding" influence énormément le peuplement

des états excités, il a été inclus dans le modèle.

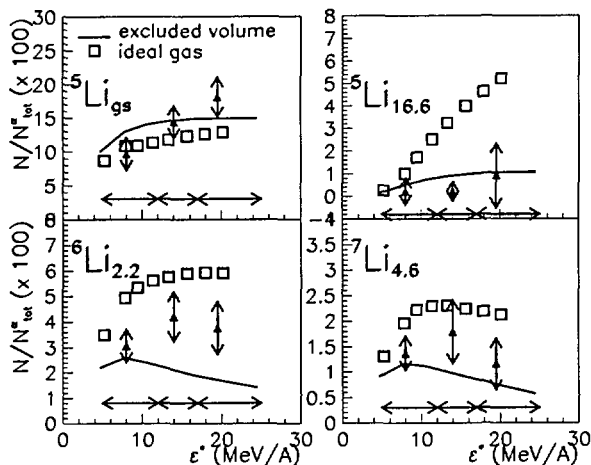


Fig. 1 : Populations de quatre états instables en fonction de l'énergie d'excitation du quasi-projectile (les triangles) et comparaison avec un modèle statistique (les carrés et les lignes).

Conclusions et perspectives

Les premiers résultats ont été obtenus pour les événements de vaporisation [6,7,8]. Dans ces collisions binaires, chaque particule a été associée au quasi-projectile ou à la quasi-cible [7]. Ainsi, la température apparente, T_a est reliée aux populations par la formule suivante :

$$\frac{N_1}{N_2} = \frac{(2J_1 + 1)}{(2J_2 + 1)} \exp\left(-\frac{\Delta\epsilon^*}{T_a}\right)$$

où N_i sont les populations des états considérés, J_i sont leurs spins et $\Delta\epsilon^*$ leur différence en énergie d'excitation. La valeur de T_a est de 5.5 ± 0.5 MeV pour le quasi-projectile et de 5.1 ± 0.5 MeV pour la quasi-cible, en accord avec de précédents travaux [9]. Les événements binaires ont ensuite été sélectionnés et l'étude a été menée pour le quasi-projectile Argon en fonction de son énergie d'excitation. Les conclusions sont les suivantes :

- pour toutes les populations étudiées l'accord entre le modèle et les données est meilleur avec l'hypothèse de volume exclu au freeze-out (Fig 1).
- le même comportement est observé pour les événements de vaporisation et les événements binaires du même intervalle en énergie d'excitation.
- les populations étudiées sont cohérentes avec une augmentation continue de la température initiale de 10 MeV à 20 MeV.

Même si la description de l'interaction dans l'état final en terme de volume exclu est très grossière, les résultats

expérimentaux confirment la validité d'une telle hypothèse. Ce modèle QSM décrit donc, avec les mêmes paramètres, les températures apparentes des spectres en énergie cinétique, des doubles rapports isotopiques et des populations d'états excités.

Pour le futur, une amélioration de l'estimation du volume exclu dans le modèle serait souhaitable. Il serait aussi intéressant de comparer ces résultats avec un modèle de désexcitation séquentielle.

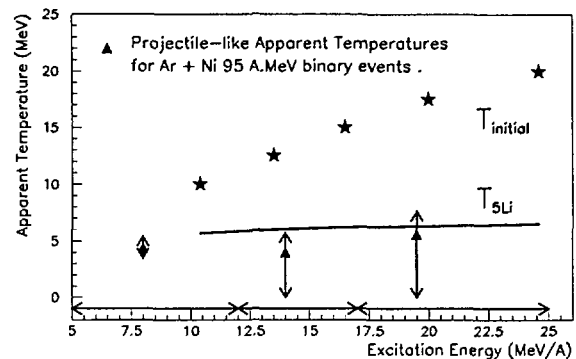


Fig. 2 : Températures apparentes obtenues avec les populations relatives des états du ^5Li en fonction de l'énergie d'excitation du quasi-projectile. La ligne correspond aux prédictions du modèle avec la correction de volume exclu et les étoiles représentent la température initiale.

Références

- [1] J. Morrissey, W. Benenson, W. A. Friedman, Annu. Rev. Nucl. Part. Sci. 1994, Vol 44 :27-63 and reference therein.
- [2] Y.-G. Ma and INDRA Collaboration, Phys. Lett. **390B**(1997)41.
- [3] F. Gulminelli and D. Durand, pre-print LPCC 96-11 and Nucl. Phys. A, in press.
- [4] J. Pouthas et al, Nucl. Inst. and Meth. A357(1995)418.
- [5] Y.D. Kim et al, Phys. Rev. **C45**, (1992)338.
- [6] Ch. O. Bacri and INDRA Collaboration, Phys. Lett. **353B**, (1995)27.
- [7] M.F. Rivet and INDRA Collaboration, Phys. Lett.**338B**, (1996)219.
- [8] B. Borderie and INDRA Collaboration, Phys. Lett.**338B**, (1996)224.
- [9] J.Pochodzalla et al, Proceedind of CRIS'96, ed S. Costa, S. Albergo, A. Insolia, C. Tuve, World Scientific.
- [10] J. Pochodzalla et al, Phys. Rev. **C35**, (1987)1695.

Recherche d'effets dynamiques dans le processus de multifragmentation

M. Germain, P. Eudes, D. Gourio¹, J.L. Laville, C. Lebrun, T. Reposeur,
M. Assenard, D. Ardouin, P. Lautridou, V. Metivier, A. Rahmani,
and the INDRA Collaboration²

Abstract: An experimental approach to search for dynamical effects in the multifragmentation process is to study correlations between protons and fragments. We present here correlation functions in relative angle between two protons emitted in the mid rapidity region of the Xe + Sn reaction at 50 MeV/u.

Introduction

La question du rôle joué par la dynamique dans la multifragmentation reste ouverte. Lorsque le système nucléaire formé lors de la réaction est très excité, l'étude de la voie finale ne permet pas de remonter à la voie d'entrée. Une alternative intéressante pourrait être l'étude des systèmes à plus petite énergie d'excitation pour lesquels on peut espérer que l'énergie de compression/expansion est grande comparée à l'énergie thermique. En effet, dans le cadre de l'équation d'état nucléaire, une température plus faible pour le système formé lors de la réaction pourrait favoriser sa décomposition spinodale lors de la phase d'expansion [1]. Dans cette hypothèse, des fluctuations dynamiques en début de réaction pourraient jouer un rôle important [2].

Nous avons vu dans une analyse précédente [3] que les protons très énergétiques étaient émis très tôt lors de la collision. L'émission de ces protons laissant le système résiduel avec une énergie d'excitation plus faible, on pourrait s'attendre à ce que cette situation favorise une décomposition spinodale du système.

Des études précédentes [4, 5] sur les données du multidétecteur INDRA [6] ont mis en évidence l'émission précoce de nucléons et de fragments pour le système Xe + Sn à 50 MeV/u. Un signal d'effets de mémoire des premiers instants de la collision pourrait être mis en évidence par les fonctions de corrélation en angle relatif construites pour les protons.

Analyse des données du multidétecteur INDRA

Les événements sont sélectionnés selon les critères de la référence [5]. Pour caractériser la violence de la collision, nous avons utilisé l'énergie transverse E_T

des isotopes $Z=1$ et $Z=2$ et défini deux sélections : $E_T \leq 240 \text{ MeV}$ qui correspond aux collisions "plutôt périphériques" et $E_T \geq 460 \text{ MeV}$ correspondant aux collisions "plutôt centrales".

Avant de construire la fonction de corrélation en angle relatif entre protons, il nous faut choisir une "source d'émission" pour les protons. Une étude précédente [4] a montré qu'une grande partie de l'émission à mi-rapacité pouvait être attribuée à des processus non statistiques. Dans cette région, spécialement pour les protons de grande énergie, on peut s'attendre à être moins sensible à l'évaporation d'un "quasi-projectile" ou d'une "quasi-cible". Pour rechercher un lien entre le processus de multifragmentation et des émissions hors équilibre de protons, nous avons choisi de construire les fonctions de corrélation pour des protons émis à "mi-rapacité", en sélectionnant les protons émis entre 60° et 120° dans le centre de masse de la réaction.

La fonction de corrélation en angle relatif entre deux particules est définie par :

$$C(\alpha) = N(\alpha)/D(\alpha) \quad (1)$$

où $N(\alpha)$ est le taux de production de particules en coïncidence et $D(\alpha)$ et le taux de production de particules appartenant à différents événements de la même tranche en énergie transverse.

La fonction de corrélation en angle relatif (fig. 1) montre que les protons à "mi-rapacité" avec une énergie supérieure à 20 MeV dans le centre de masse de la réaction semblent être émis de préférence à très petits angles relatifs ou à très grand angle relatif ("back to back") pour les collisions "plutôt périphériques". Nous avons vérifié que cette observation expérimentale n'est pas due à un effet cinématique trivial en effectuant

¹ Present adress : Gesellschaft für Schwerionenforschung, Planckstr. 1, D-64291 Darmstadt, Germany

² G. Auger, C. O. Bacri, J. Benlliure, E. Bisquer, F. Bocage, B. Borderie, R. Bougault, R. Brou, P. Buchet, J. L. Charvet, A. Chbihi, J. Colin, D. Cussol, R. Dayras, E. De Filippo, A. Demeyer, D. Dore, D. Durand, J. D. Frankland, E. Galichet, E. Genouin-Duhamel, E. Gerlic, D. Guinet, P. Lautesse, J. F. Lecolley, A. Le Fevre, T. Lefort, R. Legrain, O. Lopez, M. Louvel, N. Marie, L. Nalpas, A. D. Nguyen, M. Parlog, J. Peter, E. Plagnol, M. F. Rivet, E. Rosato, R. Roy, F. Saint-Laurent, S. Salou, M. Squalli, J. C. Steckmeyer, M. Stern, B. Tamain, O. Tirel, L. Tassan-got, E. Vient, C. Volant, J. P. Wielezco.

des simulations à deux sources thermalisées ("quasi-projectile" et "quasi-cible"). Les paramètres de ces simulations ont été extraits des données INDRA [5].

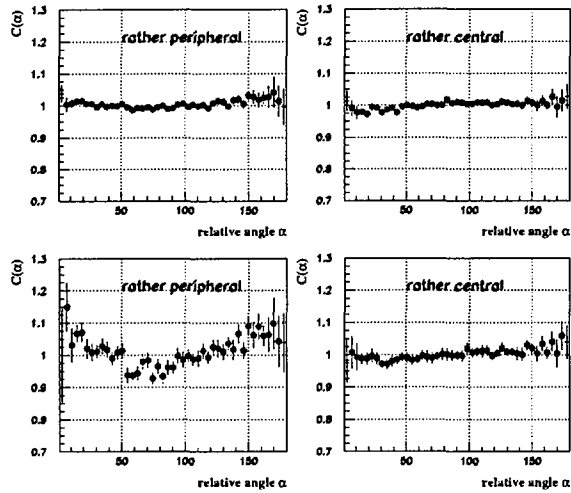


Fig. 1 :fonction de corrélation expérimentale en angle relatif entre deux protons émis à mi-rapacité. En haut : sans sélection sur l'énergie des protons, en bas : $E_p > 20 \text{ MeV}$ dans le centre de masse de la réaction.

De ces simulations, nous pouvons conclure que dans l'hypothèse d'une émission isotrope de protons par deux sources thermalisées, aucune structure n'est attendue dans les fonctions de corrélation en angle relatif due à la géométrie du détecteur ou à la coupure

cinématique correspondant à la zone d'émission.

Conclusion et perspectives

Nous avons vu dans cette étude que les protons les plus énergétiques sont émis préférentiellement à petits angles relatifs ou encore "back to back" dans la région de "mi-rapacité" pour les collisions Xe + Sn à 50 MeV/u plutôt périphériques. Nous pouvons attribuer cette observation à une manifestation de la voie d'entrée de la collision, mais le lien avec le processus de multifragmentation n'est toujours pas établi. Nous devons maintenant étudier l'émission de fragments associée aux événements pour lesquels les paires de protons sont émises à "mi-rapacité" avec de telles caractéristiques.

Références

- [1] E. Suraud et al., Phys. Lett. B229(1989)359
- [2] E. Suraud et al., Nucl. Phys. A542(1992)141
- [3] M. Germain et al., présent rapport et soumis à Nucl. Phys. A.
- [4] J. Lukasik et al., à paraître dans Phys. Rev. C.
- [5] D. Gourio Ph. D. thesis, Université de Nantes (1996).
- [6] J. Pouthas and INDRA collaboration, Nucl. Instr. Meth. A357 (1995)418

Analyse des corrélations à trois particules avec le détecteur INDRA

A. Rahmani, Ph. Eudes, P. Lautridou, C. Lebrun, T. Reposeur

Abstract: We present in this work an original interferometrical method which gives possibilities to access the intrinsic parameters of intermediate "resonances" created during nuclear collisions.

Les corrélations à deux particules [1] à faible impulsion relative sont couramment utilisées pour extraire les caractéristiques intrinsèques de la source d'émission (taille, durée de vie, ...) dans les collisions noyau-noyau. Plus la taille de la source est petite, plus la fonction de corrélation présente une structure prononcée à faible impulsion relative. Ce type d'analyse avait déjà été appliqué aux mesures effectuées avec le détecteur INDRA [2].

Dans le cadre de l'étude de la production de particules légères avec le détecteur INDRA, nous avons analysé la distribution de masse invariante de trois particules produites dans les collisions Xe+Sn à 50 A.MeV. La technique utilisée, "l'interférométrie", consiste en l'analyse des corrélations (α, α, α) . Il est alors possible de mettre en évidence un signal centré à une masse équivalente à celle du ^{12}C . L'étude de ce signal nous permet :

- d'estimer le taux des α provenant de la désintégration d'un $^{12}\text{C}^*$.
- d'apporter par la suite une correction sur la multiplicité des α mesurés par INDRA.
- d'extraire la température du fragment émetteur ($^{12}\text{C}^*$).
- de connaître le mode de désintégration des fragments émetteurs; séquentielle ($^{12}\text{C}^* \rightarrow \alpha + ^8\text{Be} \rightarrow \alpha + \alpha + \alpha$) ou directe ($^{12}\text{C}^* \rightarrow \alpha + \alpha + \alpha$).

Les variables que nous utilisons sont :

- masse invariante :

$$M_{3\alpha}^2 = (E1 + E2 + E3)^2 - (\vec{p}_1 + \vec{p}_2 + \vec{p}_3)^2$$

où E est l'énergie totale et p est l'impulsion. Les indices 1, 2 et 3 renvoient aux triplets des α détectés dont on veut étudier les corrélations.

- "énergie d'excitation" :

$$\epsilon = M_{3\alpha} - M_{^{12}\text{C}}$$

La fonction de corrélation est mesurée en effectuant le rapport entre, d'une part la distribution de masse invariante $M_{3\alpha}$ obtenue en prenant les trois α dans un même événement (distribution corrélée), et d'autre part, la distribution de masse invariante obtenue en prenant les α dans trois événements différents (distribution non corrélée).

Les coupures expérimentales utilisées sont :

- Zone angulaire : 3 - 45°.

- Evénements : (complets + complétés) et Multiplicité(α)>=3

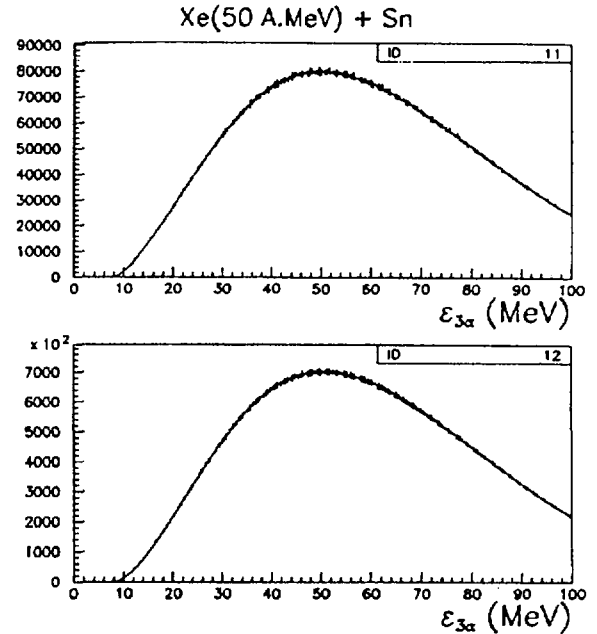


Fig. 1 : Distribution en énergie d'excitation $\epsilon_{3\alpha}$. Distribution corrélée en haut et non corrélée en bas.

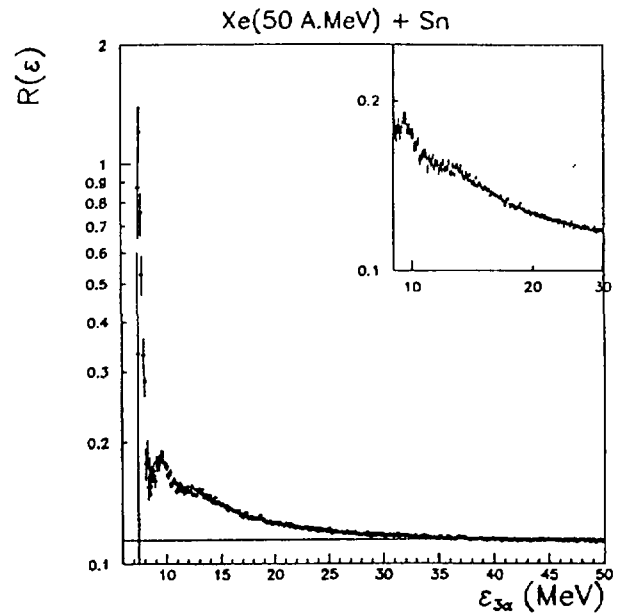


Fig. 2 : Fonction de corrélation expérimentale α - α - α .

La fonction de corrélation est représentée sur la figure 2 pour le système Xe+Sn à 50 A.MeV. On note la présence de deux pics assez prononcés pour $\epsilon=7.44$ et 9.64MeV dus à la désintégration en α des deux premiers états excités du ^{12}C . Par contre, il est difficile de voir les autres pics ($\simeq 25$, voir table 1) situés entre 10 et 30 MeV en énergie d'excitation.

Le signal que nous mesurons est bien une conséquence de la présence de fragments intermédiaires, excités dans un état métastable, qui émettent alors des

particules. Le taux des particules α provenant de la désintégration des ces fragments est estimé à quelques pourcents ($< 10\%$).

Références

- [1] D. Gourio, thèse Université Nantes, (1990)
- [2] J. Pouthas and INDRA collaboration, N.I.M. A357(1995)418.

$E(^{12}\text{C})$ (MeV $\pm$ keV)	J^π	$\Gamma_{\alpha.m.}$ (keV)
7.439 $\pm$ 0.31	0 ⁺	(8.5 $\pm$ 1) $\times 10^{-3}$
9.641 $\pm$ 5	3 ⁺	34 $\pm$ 5
10.300 $\pm$ 300	0 ⁺	3000 $\pm$ 700
10.844 $\pm$ 16	1 ⁻	315 $\pm$ 25
11.828 $\pm$ 16	2 ⁻	260 $\pm$ 25
12.710 $\pm$ 6	1 ⁺	(18.1 $\pm$ 3) $\times 10^{-3}$
13.352 $\pm$ 17	2 ⁻	375 $\pm$ 40
14.083 $\pm$ 15	4 ⁺	258 $\pm$ 15
15.110 $\pm$ 3	1 ⁺	(44 $\pm$ 1.3) $\times 10^{-3}$
16.106 $\pm$ 0.7	2 ⁺	5.3 $\pm$ 0.2
16.570	2 ⁻	300
17.230	1 ⁻	1150
17.760 $\pm$ 20	0 ⁺	80 $\pm$ 20
18.350 $\pm$ 50	3 ⁻	220 $\pm$ 50
18.710		100
19.200	1 ⁻	1100
19.400	2 ⁻	480 $\pm$ 40
19.550	4 ⁻	490 $\pm$ 60
20.500	3 ⁺	300 $\pm$ 50
20.620	3 ⁻	200 $\pm$ 40
21.600 $\pm$ 100	3 ⁻	1200 $\pm$ 150
22.650 $\pm$ 70	1 ⁻	3200
23.520 $\pm$ 30	1 ⁻	230 $\pm$ 80
25.950		400
26.800		270
28.830 $\pm$ 40		1540 $\pm$ 90
30.290 $\pm$ 30		1960 $\pm$ 150

Table 1 : Niveaux excités du ^{12}C .

Corrélations de particules légères avec le détecteur 4π INDRA

D. Gourio¹, D. Ardouin, T. Reposeur,
M. Assenard, P. Eudes, M. Germain, P. Lautridou,
J.-L. Laville, C. Lebrun, V. Métivier, A. Rahmani,
et la collaboration INDRA²

Abstract: Light particle correlation functions have been measured with the INDRA multidetector. For the first time the study has been done using a 4π as a correlator and as an event filter.

Nous avons mis en oeuvre l'étude par corrélations de particules légères détectées dans le multidétecteur INDRA [1] [2]. L'association de ces deux outils constitue une première dans le domaine de l'interférométrie utilisée ici pour la mesure des temps moyens d'émission de particules légères.

Les premières prises de données avec le détecteur INDRA confirment le progrès des performances par rapport à la génération de multidétecteurs précédents et, bien que construit spécialement pour une très bonne détection des fragments produits dans des collisions noyaux-noyaux aux énergies intermédiaires (dans le cadre de la recherche de la multifragmentation), INDRA présente aussi de très bonnes caractéristiques pour la détection des particules légères. Il présente aussi d'excellentes performances pour les corrélations et permet d'accéder à une statistique plus grande que les corrélateurs dédiés.

Nous avons concentré notre analyse sur le système $Xe + Sn$ à 45 et 50 MeV/A et, grâce à l'analyse globale événement par événement, il nous a été possible de sélectionner l'origine des particules suivant 3 zones d'émission : la source avant (quasi-projectile), la source arrière (quasi-cible) et la zone intermédiaire. Cette dernière zone permet d'être sensible d'avantage à des particules émises lors de processus hors équilibre alors que dans les deux premières sélections, il s'agit d'émissions de type thermique.

INDRA nous a aussi permis de sélectionner la violence de la collision par l'intermédiaire de l'énergie transverse totale des particules légères.

L'analyse des fonctions de corrélation proton-deuton et deuton-deuton montre clairement une diminution des temps d'émission avec l'augmentation de l'énergie d'excitation. Les deutons restent cependant émis en moyenne avant les protons. Cet effet moyen intègre des temps d'émissions très variés dans le cas des protons, allant du pré-équilibre à l'émission thermalisée. Un code intégrant les interactions quantiques,

nucléaire et coulombienne entre deux particules nous a permis d'extraire les temps d'émission.

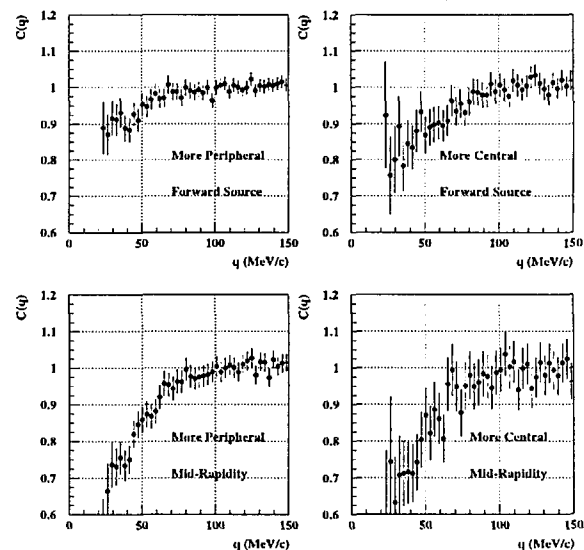


Fig. 1 : Fonctions de corrélations deuton-deuton pour plusieurs sélections globales.

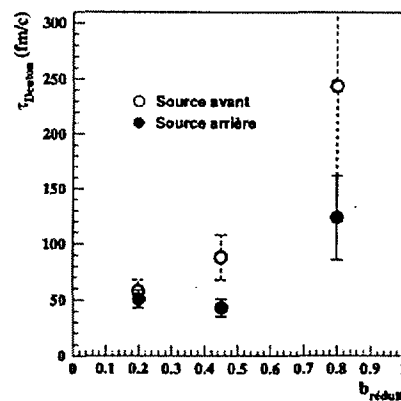


Fig. 2 : Temps moyens d'émission des deutons pour plusieurs sélections globales.

¹ Present adress : Gesellschaft für Schwerionenforschung, Planckstr. 1, D-64291 Darmstadt, Germany.

² Auger G., Bacri Ch.O., Benkirane A., Benlliure J., Berthier B., Bisquer E., Bocage F., Borderie B., Bougault R., Box P., Brou R., Cassagnou Y., Charvet J.L., Chbihi A., Colin J., Cussol D., Dayras R., Durand D., Demeyer A., Desesquelles P., De Filippo E., Dore D., Ecomard P., Gagne P., Genouin-Duhamel E., Gerlic E., Guinet D., Gulminelli F., Heuer D., Lautesse P., Lebreton L., Le Brun C., Lecolley J.F., Le Fevre A., Lefort T., Legrain R., Lleres A., Lopez O., Louvel M., Mahi M., Marie N., Nagakawa T., Nalpas L., Nguyen A.D., Ouatzerga A., Parlog M., Peter J., Plagnol E., Politi G., Pollaco E., Pouthas J., Regimbart R., Rivet M.F., Rosato E., Saint-Laurent F., Salou S., Squalli M., Steckmeyer J.C., Stern M., Tamain B., Tassan-got L., Tirell O., Vient E., Volant C., Wieleczko J.P., Yuasa-Nakagawa K.

[illegible]

sexcitation des fragments excités émis dans la collision apporte une réponse qualitative allant dans ce sens.

- [1] D. Gourio, thèse de l'Université de Nantes, 1996
- [2] D. Gourio et al., "Impact parameter and source selected correlation function with a 4π multidetector". En préparation.
- [3] R. Lednický et al, soumis à Nuclear Physics A.

Un nouveau modèle quantique pour l'analyse des corrélations de particules légères

D. Nouais, R. Lednický¹, V.L. Lyuboshitz², B. Erasmus, L. Martin, J. Pluta

Abstract: A new quantum model dedicated to the interferometry analysis has been developed at Subatech. It provides an original way to take into account the influence of the emitter coulomb field in two-particle correlation functions. We have shown that the shape is particularly affected for unlike-particle pairs and particles emitted by sources of short lifetimes.

L'étude des corrélations de particules légères permet notamment de déterminer les caractéristiques spatio-temporelles des sources chaudes produites lors des collisions d'ions lourds. Les effets de statistique quantique (dans le cas de particules identiques), et les interactions dans l'état final (coulombien et nucléaire) sont à l'origine des corrélations entre les particules.

Un modèle classique, basé sur un calcul de trajectoire [1, 2], a permis de mettre en évidence une influence significative du champ coulombien du noyau émetteur sur la forme de la fonction de corrélation, lorsque la distance relative séparant les particules est faible.

Les limites de validité d'une approche classique pour décrire l'émission des particules par des sources de durées de vie courtes, nous ont conduits à développer un modèle quantique, dans lequel nous avons considéré l'influence du champ coulombien de l'émetteur

[3, 4]. Si l'impulsion relative des deux particules est plus faible que l'impulsion de chacune des particules dans le référentiel du centre coulombien, le problème à trois corps (le noyau et les deux particules) peut être traité dans le cadre de l'approximation adiabatique. La fonction d'onde du système peut alors être factorisée par le produit de trois fonctions d'onde décrivant respectivement le mouvement de chaque particule dans le champ coulombien, et le mouvement relatif des deux particules.

La fonction de corrélation est définie comme le rapport de la distribution en impulsion relative des paires de particules en interaction et d'une distribution non corrélée, obtenu en "débranchant" les sources de corrélation. Les calculs des fonctions de corrélation proton-neutron présentés sur la figure 1 permettent d'apprécier l'influence du champ coulombien de l'émetteur suivant la valeur de la durée de vie de la source.

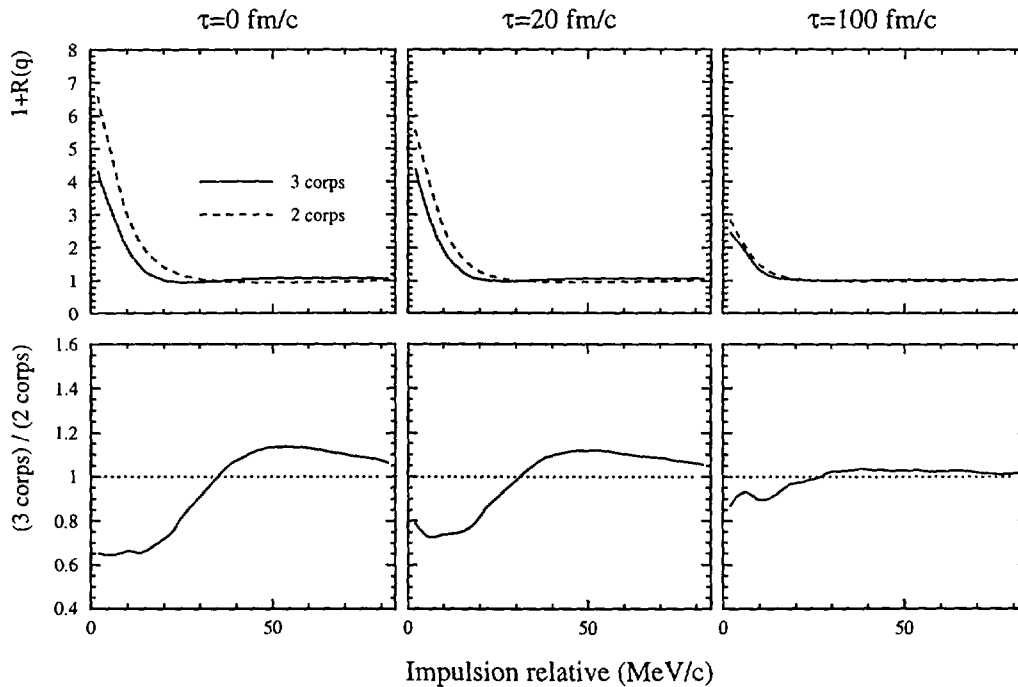


Fig. 1 : Influence du champ coulombien de l'émetteur (de charge $Z=50$) pour le couple $p-n$. En haut : fonctions de corrélation calculées en considérant, et en négligeant la charge ($Z=50$) de la source, et pour différentes valeurs de sa durée de vie. En bas : rapports des fonctions de corrélation à trois corps et à deux corps.

¹ Adresse permanente : Institute of Physics, Na Slovance 2, 18040 Prague 8, Czech Republic

² Adresse permanente : JINR Dubna, P.O.Box 79, Moscow, Russia

L'importante différence entre le calcul à deux corps et le calcul complet à trois corps est due au fait que les deux particules ont des rapports charge/masse différents. En effet, le proton subit la répulsion coulombienne du noyau tandis que le neutron n'y est pas sensible, ce qui entraîne un accroissement de leur distance relative, et, par conséquent, une atténuation de leur interaction mutuelle. Cet effet est d'autant plus grand que la durée de vie de la source est petite. Nous n'observons pas d'effet aussi important du troisième corps dans le cas des fonctions de corrélation de particules identiques puisque le rapport charge/masse des deux particules est identique, mais il devient néanmoins significatif lorsque la durée de vie de la source est faible.

Ce modèle est utilisé dans des domaines très différents [5], allant des énergies du GANIL aux énergies ultra-relativistes (RHIC, LHC), et pour une variété im-

portante de couples de particules.

Références

- [1] L. Martin, Thèse de Doctorat, Université de Nantes (1993)
- [2] B. Erasmus *et al*, Phys. Rev. C49 (1994) 349
- [3] R. Lednický, V.L. Lyuboshitz, B. Erasmus, D. Nouais
soumis pour publication dans Nucl. Phys. A
- [4] D. Nouais, Thèse de Doctorat, Université de Nantes (1996)
- [5] B. Erasmus *et al*, Proceeding of the XXXI International Winter Meeting on Nuclear Physics, Bormio, Italy (1996).

Corrélations de particules légères à petite impulsion relative

D. Nouais^a, L. Martin^a, B. Erasmus^a, J. Pluta^a,
D. Ardouin^a, P. Eudes^a, F. Guilbault^a, P. Lautridou^a, C. Lebrun^a,
R. Lednický^{a1}, A. Rahmani^a, T. Reposeur^a, D. Roy^a, L. Sezac^a, M. Lewitowicz^b,
W. Mittig^b, P. Roussel-Chomaz^b, N. Carjan^c, P. Aguer^d, W. Burzynski^e,
W. Peryt^e, H. Dabrowski^f, P. Stefanski^f

^a SUBATECH Nantes, ^b GANIL Caen, ^c CENBG Gradignan, ^d CSNSM Orsay,
^e Warsaw University of Technology, Poland, ^f Institute of Nuclear Physics, Kraków, Poland

Abstract: Correlation functions measured with an original setup centered around a spectrometer have been analyzed using a new quantum model developed at Subatech.

Une expérience a été réalisée au GANIL avec le spectromètre SPEG pour mesurer précisément deux protons en coïncidence à très petite impulsion relative (1-10 MeV/c), émis dans la réaction Xe+Ti à 45 MeV/u [1]. Du fait de la très faible acceptance angulaire et en énergie du spectromètre, un ensemble de détecteurs à cristaux d'iodure de césium (CsI(Tl)) était placé autour de l'ouverture du SPEG pour mesurer des paires de protons à plus grande impulsion relative, ainsi que d'autres particules chargées. Nous avons été conduits à développer une méthode originale de calibration de ces détecteurs, basée sur la mesure en coïncidence des produits de désintégration de fragments instables [2], et par conséquent, ne nécessitant pas de prise de données spécifique pour l'étalonnage.

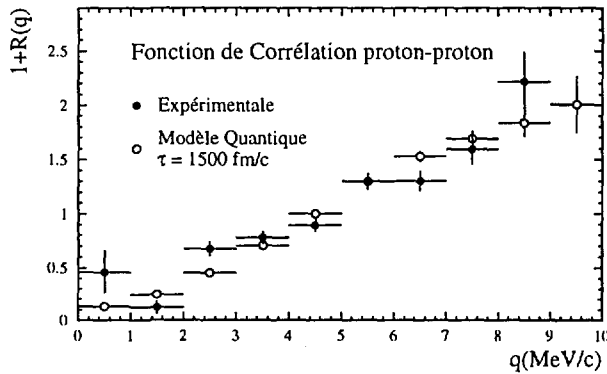


Fig. 1 : Comparaison des fonctions de corrélation p-p expérimentale construite à l'aide des paires mesurées dans le SPEG et théorique pour une durée de vie de la source de 1500 fm/c.

L'analyse de ces données a été faite à l'aide d'une approche quantique des corrélations, développée à Subatech [2, 3]. La fonction de corrélation p-p, construite à partir des protons mesurés dans les détecteurs CsI, pour une gamme en impulsion relative allant de 5 à 150 MeV/c, présente assez peu de structure, car les effets sont essentiellement attendus en-dessous des seuils permis par ces détecteurs. Néanmoins, l'analyse réalisée avec le modèle quantique nous a permis de déduire un

temps de vie pour les protons relativement long. L'analyse de la fonction de corrélation proton-proton construite avec les paires mesurées dans le SPEG (figure 1) nous a permis d'estimer beaucoup plus précisément la durée de vie du noyau émetteur ($\tau = 1500 \text{ fm/c}$).

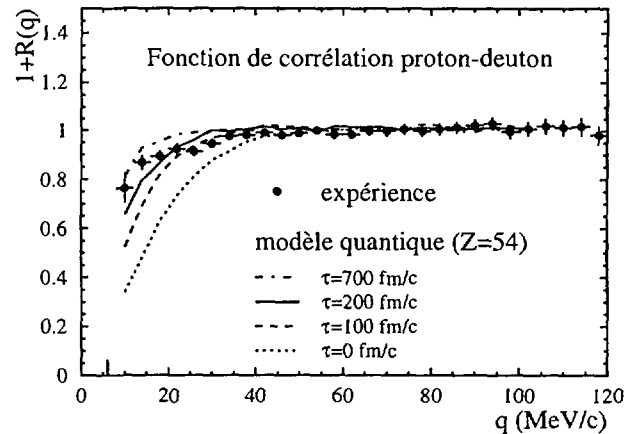
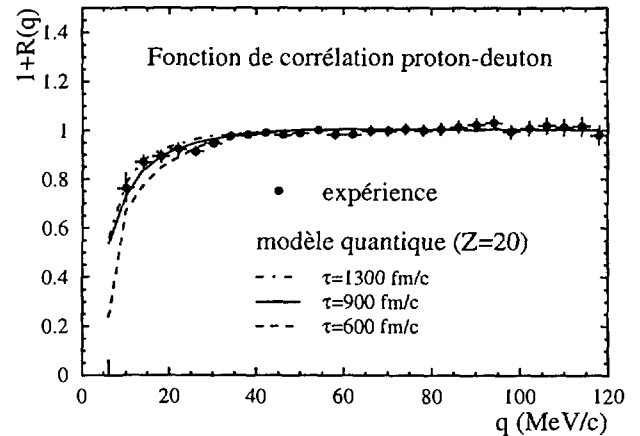


Fig. 2 : Comparaison de la fonction de corrélation p-d expérimentale avec des fonctions de corrélation théoriques obtenues pour deux estimations extrêmes de la charge de l'émetteur, et pour différentes valeurs du temps moyen séparant l'émission de deux particules.

¹ Adresse permanente : Institute of Physics, Na Slovance 2, 18040 Prague 8, Czech Republic

L'analyse des fonctions de corrélation construites avec les données des détecteurs Csl pour les couples p-d, d-d et t-t a révélé des temps de vie beaucoup plus courts. Nous avons mis en évidence l'influence significative du champ coulombien du noyau émetteur sur les fonctions de corrélation. Dans notre étude, deux hypothèses extrêmes ont été considérées pour le choix de la valeur de la charge du noyau résiduel. Elles ont permis de déterminer des valeurs limites pour les intervalles de temps séparant l'émission entre deux particules. Nous avons observé que dans le cas du couple p-d (figure 2), pour lequel les particules ont des rapports charge/masse différents, la valeur de la durée de

vie prédite varie sensiblement (de 200 fm/c à 900 fm/c) en fonction de la charge considérée.

Références

- [1] L. Martin, Thèse de Doctorat, Université de Nantes (1993)
- [2] D. Nouais, Thèse de Doctorat, Université de Nantes (1996)
- [3] R. Lednický, V.L. Lyuboshitz, B. Erasmus, D.Nouais. Soumis pour publication dans Nucl. Phys. A



L'interférométrie : une technique d'analyse des corrélations dynamiques et de l'évolution des collisions

D. Nouais, B. Erasmus, R. Lednický¹, V.L. Lyuboshitz², L. Martin

Abstract: Simulations performed using the transport model QMD are used to take into account dynamical correlations in the interferometry analysis. The two-proton correlation function calculated in this way is compared to experimental data.

L'étude des corrélations de particules légères est habituellement utilisée pour la détermination de la taille et de la durée de vie de sources chaudes produites dans les réactions nucléaires. Pour ce type d'études, on décrit souvent ces sources d'une manière simple sans tenir compte de leur évolution au cours du temps, ni des corrélations qui peuvent exister entre les coordonnées spatio-temporelles des points d'émission des particules et leur impulsion.

Des simulations réalisées avec le modèle dynamique QMD [1] pour la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{48}\text{Ti}$ à 45 MeV/u, révèlent pourtant de fortes dépendances entre les variables cinématiques au moment de l'émission des particules (figure 1).

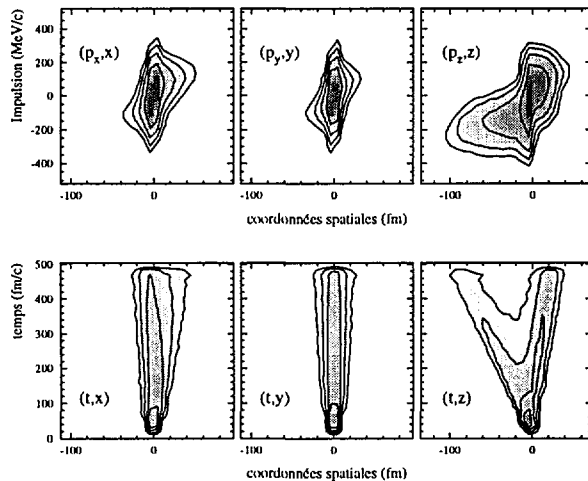


Fig. 1 : Corrélations dynamiques entre les variables cinématiques décrivant l'émission des particules dans la réaction $^{129}\text{Xe} + ^{48}\text{Ti}$ à 45 MeV/u (simulation QMD).

Ces simulations ont été utilisées pour le calcul des fonctions de corrélation, construites à l'aide d'un modèle quantique [2, 3] décrit dans ce rapport d'activité. Afin d'évaluer l'importance des effets dynamiques, plusieurs calculs ont été effectués (figure 2). Lorsque ces corrélations dynamiques sont prises en compte, la fonction de corrélation proton-proton présente une structure marquée autour de 20 MeV/c, due à l'interaction forte (à courte portée). En décorrélant artificiellement les impulsions des particules des coordonnées

spatio-temporelles de leurs points d'émission, la quasi-résonance est fortement atténuée. Elle disparaît totalement lorsqu'on décorréle également le temps d'émission des particules des coordonnées spatiales de leurs points d'émission.

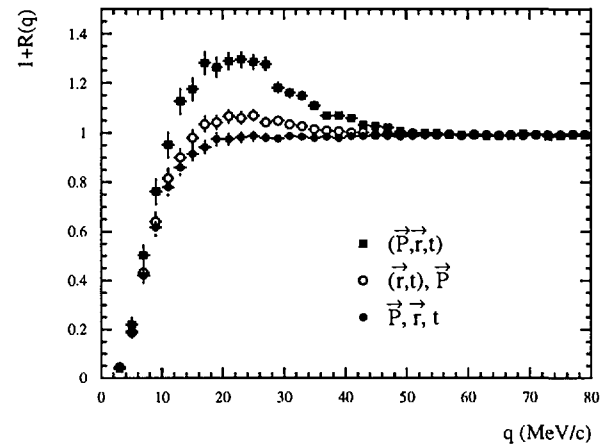


Fig. 2 : Influence des effets dynamiques sur la fonction de corrélation.

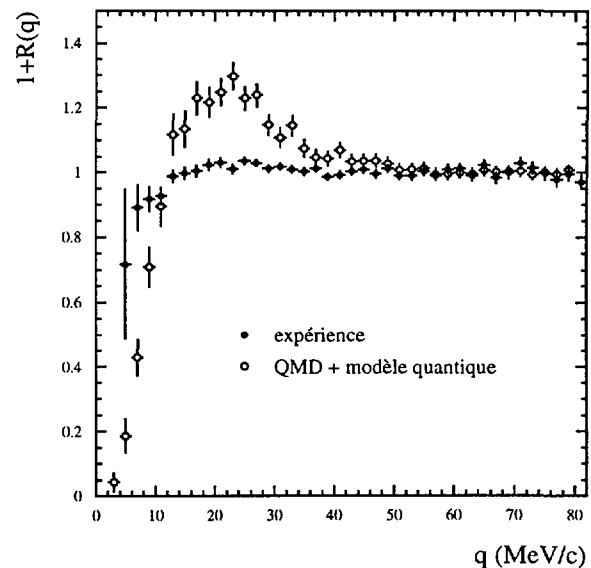


Fig. 3 : Comparaison des fonctions de corrélation p - p expérimentale et théorique.

¹ Adresse permanente : Institute of Physics, Na Slovance 2, 18040 Prague 8, Czech Republic

² Adresse permanente : JINR Dubna, P.O.Box 79, Moscow, Russia

La comparaison de la fonction de corrélation $p - p$ construite avec les données prélevées lors d'une expérience réalisée au GANIL [4], avec ce calcul, tenant compte de l'acceptance des détecteurs, est présentée sur la figure 3. Le désaccord important observé, peut provenir de raisons diverses telles que le choix du critère d'émission des particules dans le modèle dynamique, l'absence de formation et désexcitation de fragments dans cette simulation, la limitation du calcul de l'évolution de la dynamique à un temps relativement court pour respecter la validité du modèle, et la description des interactions entre les particules. Ces causes possibles de désaccord sont autant de perspec-

tives d'amélioration de ce travail préliminaire.

Références

- [1] J. Aichelin, Physics Report 202 (1991) 233
- [2] R. Lednický, V.L. Lyuboshitz, B. Erasmus, D. Nouais
soumis pour publication dans Nucl. Phys. A
- [3] D. Nouais, Thèse de Doctorat, Université de Nantes (1996)
- [4] L. Martin, Thèse de Doctorat, Université de Nantes (1993)

Mesure directe de la séquence d'émission de particules de types différents

D. Nouais, R. Lednický¹, V.L. Lyuboshitz², B. Erazmus, L. Martin, J. Pluta

Abstract: The interferometry technique provides a new possibility to determine the sequence of emission of unlike particles. A new quantum model, developed at Subatech, has been used for the quantitative analysis of experimental data recorded during an experiment performed at GANIL.

L'application de l'interférométrie nucléaire la plus répandue est la détermination de la taille et la durée de vie des sources produites lors des collisions. Nous avons proposé une nouvelle technique pour déterminer la séquence d'émission de particules de types différents [1, 2]. Elle consiste à construire des fonctions de corrélations avec des paires de particules sélectionnées suivant l'orientation, dans le référentiel de la source, de leur impulsion relative par rapport à la vitesse de leur centre de masse. La sélection des paires suivant le signe de la différence des vitesses des particules est sensiblement équivalente.

Une telle analyse est quantitativement réalisable à l'aide d'un modèle quantique récemment développé à Subatech [2, 3], et décrit dans ce rapport d'activité. Une dépendance directionnelle de la fonction d'onde de la paire de particules apparaît via le produit scalaire $\vec{q} \cdot \vec{r}$, où $\vec{q}$ est l'impulsion relative et r est la distance entre les deux particules. Si la durée de vie d'une source est suffisamment longue, $\vec{q} \cdot \vec{r} \approx -\vec{q} \cdot \vec{v} \cdot t$ où $\vec{v}$ est la vitesse de la paire et t est l'intervalle de temps séparant l'émission des deux particules. Il en résulte que la fonction de corrélation est sensible au signe de t , c'est-à-dire à l'ordre d'émission des particules, et non pas seulement à sa valeur absolue. En pratique, on construit les fonctions de corrélation $(1 + R(q))_+$ et $(1 + R(q))_-$ obtenues en sélectionnant les paires suivant le signe de $\vec{q} \cdot \vec{v}$ (accessible expérimentalement).

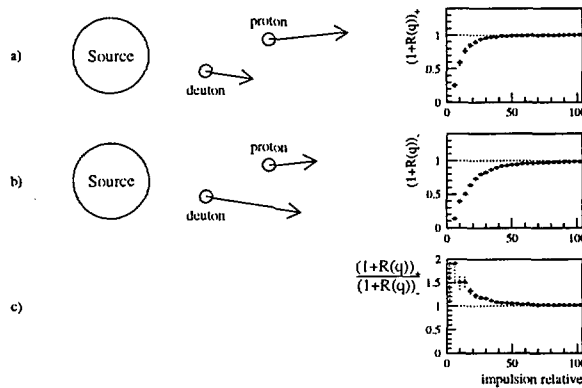


Fig. 1 : Illustration de la possibilité d'analyser la séquence d'émission de particules de types différents.

Le schéma de la figure 1 illustre le principe de cette méthode pour le couple p-d. Supposons que le proton est émis avant le deuton. Si le proton est plus rapide que le deuton, les particules s'éloignent l'une de l'autre ce qui amoindrit leur interaction mutuelle, et donc les effets sur la fonction de corrélation $(1 + R(q))_+$. Si le deuton est le plus rapide, il peut "rattraper" le proton, ce qui renforce l'interaction entre les deux particules et par conséquent, les effets sur la fonction de corrélation $(1 + R(q))_-$. Dans ces conditions, le rapport de ces deux fonctions de corrélation est supérieur à 1 pour les faibles impulsions relatives. Si on avait supposé que le deuton avait été émis en premier, ce rapport aurait été inférieur à l'unité.

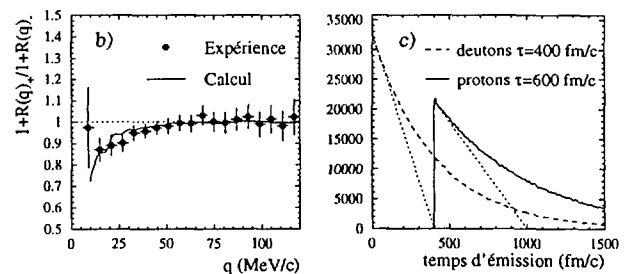
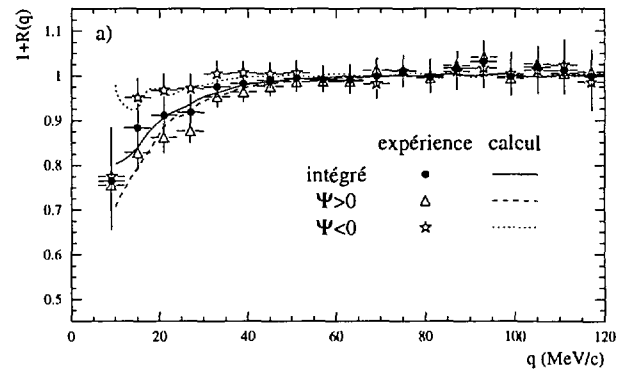


Fig. 2 : Effets directionnels pour le couple p-d.

Nous avons utilisé cette technique pour analyser les données prélevées lors d'une expérience réalisée au GANIL [2, 4]. Les fonctions de corrélation proton-deuteron obtenues en appliquant cette sélection

¹ Adresse permanente : Institute of Physics, Na Slovance 2, 18040 Prague 8, Czech Republic

² Adresse permanente : JINR Dubna, P.O.Box 79, Moscow, Russia

(figure 2) présentent des formes sensiblement différentes, et le rapport $(1 + R(q))_+ / (1 + R(q))_-$ est inférieur à l'unité pour les faibles valeurs de q , ce qui nous amène à conclure que, dans cette réaction, les deutons sont émis, en moyenne, avant les protons.

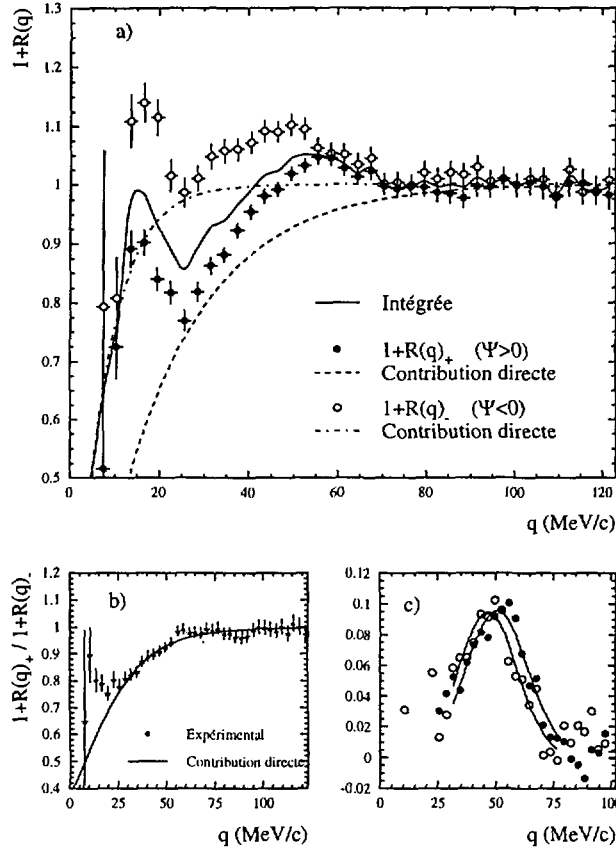


Fig. 3 : Effets directionnels pour le couple $p - \alpha$.

L'hypothèse de la formation des deutons par coalescence du proton et du neutron pourrait être un élé-

ment d'explication de ce résultat. Les fonctions de corrélations théoriques qui permettent de reproduire ces courbes utilisent les distributions en temps représentées sur la figure 2c.

La présence de résonances rend difficile l'analyse quantitative des autres fonctions de corrélations. Néanmoins on peut observer, pour le couple $p - \alpha$, par exemple, que les fonctions de corrélations $(1 + R(q))_+$ et $(1 + R(q))_-$ (figure 3a) présentent des formes très différentes. Leur rapport (figure 3b) est inférieur à l'unité pour les faibles impulsions relatives, ce qui semble indiquer que les particules α sont émises de manière préférentielle avant les protons. Le décalage de la résonance autour de 50 MeV/c (figure 3c) peut être interprété comme un effet coulombien du noyau émetteur.

L'étude qualitative systématique de toutes les paires de particules de types différents nous a permis de déduire que les deutons, les tritons et les particules α seraient émis sans ordre préférentiel, mais, en moyenne, avant les protons.

Références

- [1] R. Lednický, V.L. Lyuboshitz, B. Erazmus, D. Nouais
Phys. Lett. B373 (1996) 30
- [2] D. Nouais, Thèse de Doctorat, Université de Nantes (1996)
- [3] R. Lednický, V.L. Lyuboshitz, B. Erazmus, D. Nouais
soumis pour publication dans Nucl. Phys. A
- [4] L. Martin, Thèse de Doctorat, Université de Nantes (1993)



Mesure du temps moyen entre l'émission des deutons et celle des protons à partir des corrélations entre ces particules.

C. Ghisalberti¹, C. Lebrun¹, L. Sèzac¹, D. Ardouin¹, A. Chbihi², B. Erasmus¹, P. Eudes¹, J. Galin²,
D. Guerreau², F. Guilbault¹, P. Lautridou¹, R. Lednicky³, M. Morjean², A. Pégahire²,
J. Pluta⁴, J. Québert⁵, J. A. Rahmani¹, T. Reposeur¹ and R. Siemssen⁶.

¹SUBATECH - ²GANIL, France - ³I.P. Prague, Czech Republic - ⁴I.P. Warsaw, Poland -

⁵CENBG, France - ⁶K.V.I. Groningen, The Netherlands

Abstract: Proton-deuteron correlations at small relative momenta have been measured with the reaction $^{208}\text{Pb} + ^{93}\text{Nb}$ at 29 MeV per nucleon at GANIL using the ORION neutron calorimeter. Mean time delay between proton and deuteron emissions is deduced based on a selection of the pairs of protons and deuterons with respect to the angle between their relative velocity and total pair velocity.

Introduction

Les fonctions de corrélation entre deux particules renseignent sur les caractéristiques d'espace-temps du système émetteur ([1, 2]). Les collisions entre ions lourds ont donné lieu à diverses études de corrélation entre particules identiques [3] et des calculs de trajectoires, valides pour l'évaporation par un système équilibré [4, 5], ont montré que l'importance du champ coulombien du noyau émetteur [4, 6] dépendait du rapport charge sur masse des particules émises. Indépendamment d'une étude classique d'Alexander et Gelderloos [7], Lednicky et al. [8, 9] ont prédit, dans une approche quantique, que le signe de la différence moyenne de temps d'émission de particules différentes (comme les protons et les deutons), influence directement les fonctions de corrélation, si le signe du produit scalaire des vecteurs de la vitesse relative et de la vitesse de la paire est fixé. Pour la première fois, les résultats de corrélations protons-deutons obtenus au GANIL démontrent que ces prévisions sont applicables.

La méthode

Alors que les corrélations de particules identiques sont seulement sensibles à l'anisotropie espace-temps de la région d'émission (Kopylov et Podgoretsky [1]), les corrélations de particules non identiques peuvent être aussi sensibles à son asymétrie espace-temps, à cause de l'effet d'interaction dans l'état final. Pour démontrer cette propriété Lednicky et al. [8] ont utilisé leur approche quantique [2] des corrélations de particules en prenant aussi en compte l'effet du champ coulombien du noyau émetteur et en supposant que le mouvement relatif des deux particules est beaucoup plus lent que celui de la paire par rapport au noyau émetteur [9].

Soient $\mathbf{r}^*$ le vecteur position du mouvement relatif et $\mathbf{k}^* = \mathbf{p}_1^* = -\mathbf{p}_2^*$ le vecteur impulsion de la particule 1 dans le centre de masse de la paire. Si le temps est

suffisamment grand par rapport aux dimensions de la source divisées par la vitesse de la paire, $\mathbf{r}^* \approx -\gamma \mathbf{v} t$ (γ is the pair Lorentz factor) ce qui montre que ce vecteur est parallèle ou antiparallèle au vecteur $\mathbf{v}$ selon le signe de la différence de temps $\langle t_1 - t_2 \rangle$. Or, à petites valeurs de k^* , la fonction de corrélation de deux particules non identiques contient un terme proportionnel à $\langle \mathbf{k}^* \cdot \mathbf{r}^* \rangle \approx -\gamma \mathbf{k}^* \cdot \mathbf{v} \langle t \rangle$, la différence moyenne des temps d'émission $\langle t_1 - t_2 \rangle$ peut être déterminée pourvu que le signe du produit scalaire $\mathbf{k}^* \cdot \mathbf{v}$ soit fixé. Expérimentalement, ceci peut se faire en sélectionnant les fonctions de corrélations $R_+(\mathbf{k}^* \cdot \mathbf{v} > 0)$ and $R_-(\mathbf{k}^* \cdot \mathbf{v} < 0)$.

Résultats expérimentaux

Dans l'expérience, faite au GANIL à l'aide de la réaction $^{93}\text{Nb} + ^{208}\text{Pb}$ à 29 MeV par nucléon, les particules étaient détectées par un ensemble de 48 scintillateurs CsI(Tl) de 4,5 cm de long et 1,27 cm de diamètre répartis entre 25° et 80° d'angles polaires et sur 50° d'angle azimutal.

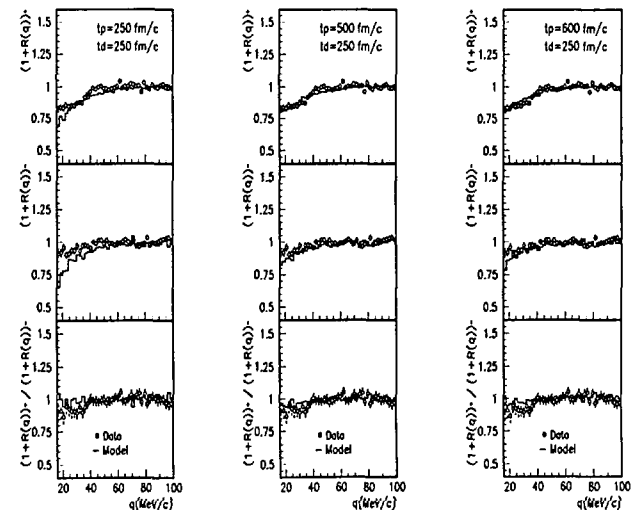


Fig. 1 : Fonctions de corrélation pour trois jeux de temps d'émission de protons et de deutons.

Cet ensemble était placé dans le multidétecteur 4 π ORION dont le signal "prompt" fut utilisé comme filtre de violence des collisions [10]. Les particules détectées vers l'avant provenaient essentiellement de quasi-projectiles dont les températures (déduites des pentes de spectres) variaient de 3.4 à 8.6 MeV pour des vitesses de sources allant de 0.24 c à 0.189 c respectivement [11]. Cette analyse a permis de déduire $k^* \cdot v$ et de séparer les paires protons-deutons selon les deux fonctions R_+ and R_- qui sont présentées figure 2 ainsi que leurs rapports R_+/R_- (avec $q \equiv k^*$). On peut observer que R_+/R_- est nettement inférieur à l'unité dans la région $q < 10$ MeV/c montrant qu'en moyenne la différence de temps d'émission entre protons et deutons n'est pas nulle.

Predictions des simulations

Pour rendre compte de la différence de forme des fonctions R_+ et R_- de façon quantitative, nous avons utilisé le modèle de Lednicky et al. [8]. L'émission des particules par une source thermique fut simulée par une procédure de Monte-Carlo : les coordonnées des points d'émission des protons et des deutons furent extraits d'une distribution gaussienne de largeur représentant la taille de la source et les énergies cinétiques d'une distribution maxwellienne définie par un paramètre de température $T=5.8$ MeV. Les temps d'émission des protons et des deutons furent tirés des lois exponentielles $\exp(-t_p/\tau_p)$ et $\exp(-t_d/\tau_d)$ respectivement où τ_p est un paramètre libre alors que τ_d est fixé à 250 fm/c, valeur déduite de résultats de correlations d-d [11]. Les paires de particules furent enfin filtrées par l'ensemble de détection pour aboutir au meilleur accord avec les fonctions expérimentales (Fig.), observé pour $\tau_p = (500 \pm 70)$ fm/c ce qui confirme que les protons sont, en moyenne, émis plus tardivement que les deutons.

Conclusion

L'utilisation d'une sélection des paires protons-deutons selon l'angle de leur vitesse relative et de celle de la paire dans le centre de masse de la source émettrice, permet bien de déterminer la valeur moyenne de l'écart en temps d'émission de ces particules. Le résultat obtenu ici pour la première fois aux énergies GANIL, va dans le même sens que celui de la [5] où 600 and 1500 fm/c sont les temps moyens des deutons et protons respectivement, obtenus dans la réaction Ar+Ag réaction à $E/A=17$ MeV. A plus haute énergie, un calcul B.U.U. de description des collisions $^{14}\text{N} + ^{27}\text{Al}$ à $E/A=75$ MeV [12] montre que dans ce cas l'émission

de protons commence à 15 fm/c et décroît très lentement avec le temps alors que les deutons sont émis autour de 50 fm/c et présentent une décroissance très rapide. Ce résultat est conforme à une valeur moyenne négative de $\langle t_d - t_p \rangle$. Par ailleurs Baldo, Schuck et al. [1] qui utilisent une théorie de pairing BCS, prédisent une phase de formation de deutons à basse densité. La méthode proposée ici pour déterminer l'ordre d'émission présente donc un grand intérêt pour valider les descriptions théoriques décrivant l'émission des particules tout au long de la dynamique des collisions.

Références

- [1] M.I. Podgoretsky, Fiz. Elem. Chast. Atom. Yad. 20 (1989) 628 (Sov. J. Part. Nucl. 20 (1989) 266).
- [2] R. Lednicky, V. L. Lyuboshitz, Yad. Fiz. 35 (1982) 1316 (Sov. J. Nucl. Phys. 35 (1982) 770).
- [3] For a recent review, see for exemple, Proc. of the Int. Workshop on Multiparticle- correlations and Nuclear Reactions, Ed. by J. Aichelin, D. Ardouin, World Scientific (1995).
- [4] B. Erazmus, N. Carjan, D. Ardouin, Phys. Rev. C 44 (1991) 2663;
B. Erazmus, L. Martin, R. Lednicky, N. Carjan, Phys. Rev. C 49 (1994) 349.
- [5] A. Elmaani, N.N. Ajitanand, T. Ethvignot, J. M. Alexander, Nucl. Instr. Meth. A313 (1992) 401.
- [6] J. Pochodzalla et al., Phys. Lett. B 161 (1985) 256.
- [7] C. Gelderloos, J. Alexander, Nucl. Instr. Meth. A349 (1994) 618;
C. Gelderloos et al., Phys. Rev. C 52 (1995) 2834.
- [8] R. Lednicky, V. L. Lyuboshitz, B. Erazmus, D. Nouais, Phys. Lett. B373 (1996) 30; SUBATECH report 94-20, Nantes (1994).
- [9] R. Lednicky, V. L. Lyuboshitz, B. Erazmus, D. Nouais, SUBATECH report 94-22, Nantes (1994); submitted to Nucl. Phys. A.
- [10] M. Morjean et al., Nucl. Phys. A591 (1995) 371.
- [11] C. Ghisalberti et al., Proc. of the XXXI inter. Winter Meeting on Nucl. Phys. Bormio, Italy (Jan. 1993) 293;
C. Ghisalberti, Thesis University of Nantes, France (1994).
- [12] W.G. Gong et al., Phys. Rev. C47 (1993) R429.
- [13] M. Baldo, J. Dukelsky, F. Gulminelli, U. Lombardo, P. Schuck, Proceedings of Predeal Int. Sum. School (Sept. 95) Roumania, (to be published in World Scientific).

Mesure inclusive de l'émission de protons à grands moments transverses dans la collision Ar + Ta à 94 MeV/u.

M. Germain^a, P. Eudes^a, F. Guibault^a, J.L. Laville^a,
P. Lautridou^a, C. Lebrun^a, M. Le Guay^a, A. Rahmani^a, T. Reposeur^a
J. Benlliure^{b1}, R. Bougault^b, F. Gulminelli^c, O. Lopez^b, P. Gagne^{b2}, J. P. Wielezco^c
^aSubatech - ^bLPC Caen - ^cGanil

Abstract: Inclusive energy spectra of fast protons arising from Ar+Ta collisions at 94 MeV/u have been measured at large angles. These data are analysed in the framework of a one-body transport theory simulated by the BNV code. The low cross section measured for very energetic protons rules out a possible mechanism of kaon production via incoherent nucleon collisions at such low energy.

Introduction

Les sections efficaces très grandes [1, 2] de production de Kaons très en dessous du seuil mesurées expérimentalement à 94 MeV/u apparaissent comme un "challenge" dans ce domaine d'énergies. Des explications théoriques possibles font intervenir soit des collisions nucléon-nucléon incohérentes atteignant le seuil ΛK dans leur centre de masse (330 MeV) [3, 4], soit des processus coopératifs [5]. Dans le premier scénario, des fluctuations dynamiques se développant en début de réaction pourraient induire des collisions entre nucléons très énergétiques. Dans le cadre du modèle coopératif, la production de Kaons serait due à la désexcitation statistique d'un sous système formé en début de collision, ce modèle décrivant très bien la production de protons très énergétiques [6], spécialement dans l'hémisphère arrière. Cependant, des mesures de coïncidences entre particules et fragments légers [7] n'a pas mis en évidence de corrélation entre protons de grande énergie et fragments légers comme le prédit ce modèle.

Nous décrivons ici une mesure des spectres en énergie de protons émis à grands moments transverse dans la réaction Ar + Ta à 94 MeV/u. Cette expérience a pour but de répondre aux questions suivantes :

- Peut on observer une composante de grande énergie pour l'émission des protons permettant la production de ΛK par des collisions nucléon-nucléon ?
- Plus généralement la partie haute énergie des spectres de protons est elle en accord avec les descriptions statistique ou dynamiques usuelles, ou suggère-t-elle des processus plus exotiques comme des fluctuations dynamiques [8, 9] ou des collisions à trois nucléons [10] ?

Un autre intérêt de cette expérience serait d'étudier la possibilité d'un "trigger" de protons pour un éventuel processus de multifragmentation "froide" : au début de la collision, une partie de l'énergie disponible

du système est évacuée par quelques protons de grande énergie; le système résiduel est alors formé avec une énergie d'excitation faible. Cette situation pourrait favoriser une éventuelle décomposition spinodale du système dans le cadre de l'équation d'état nucléaire lors de la phase d'expansion du système [11].

Mesure des spectres en énergie de protons et interprétation.

L'expérience a été effectuée au GANIL sur le système Ar + Ta à 94 MeV/u. Les protons étaient détectés par deux télescopes constitués de scintillateur plastique NE102 suivis de "phoswich" CsI-BGO [12]. Les télescopes furent placés à 75° et 105° par rapport à l'axe du faisceau.

L'identification des particules est obtenue par l'analyse de la forme du signal produit par le passage des particules dans les phoswichs CsI-BGO, [12]. La calibration des télescopes a été effectuée à l'aide d'un faisceau secondaire de particules légères couvrant 150 MeV à 300 MeV pour les énergies des protons.

Les spectres ainsi obtenus sont présentés fig 1. Ils montrent une décroissance exponentielle avec des énergies atteignant 350 MeV ce qui correspond à près de 4 fois l'énergie incidente du faisceau par nucléon.

Les énergies atteintes ne peuvent être expliquées par le "boost" dû au moment de Fermi : sur la fig 1., le rôle possible du moment de Fermi est illustré par la flèche "F", indiquant la limite imposée à 75° par une coupure du moment de Fermi à 270 MeV/c.

Ces spectres pourraient être interprétés a priori par l'évaporation d'une zone participante chaude, mais une estimation quantitative d'un tel processus dépend fortement de la taille de cette zone [7], que nous ne pouvons déterminer dans le cadre de cette mesure inclusive.

¹ Present address : Gesellschaft für Schwerionenforschung, Planckstr. 1, D-64291 Darmstadt, Germany.

² Permanent address : Département de physique, Université Laval, Québec, Canada G1K 7P4.

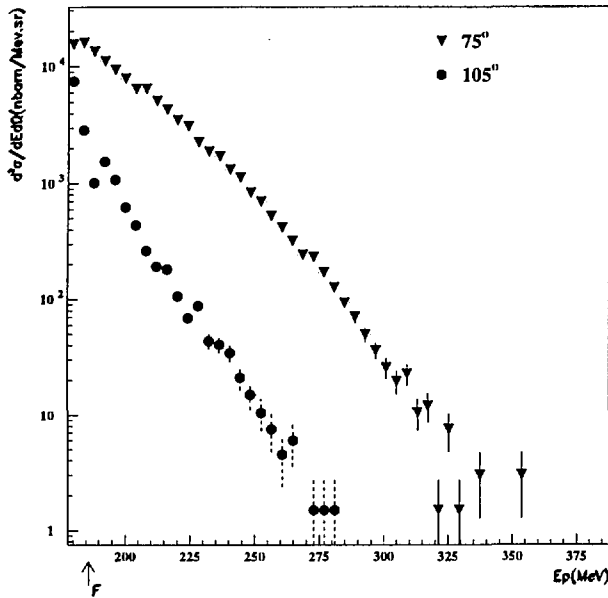


Fig. 1 : Spectre en énergie des protons à 75° et 105° pour la réaction Ar+Ta à 94 MeV/u.

Le but de cette mesure étant d'évaluer le rôle des effets hors équilibre dans la partie haute énergie des spectres de protons, nous devons analyser ces données dans le cadre d'un modèle dynamique.

Les modèles standards comme BUU, BNV, ou Landau-Vlasov ne permettent pas de prédire des spectres en énergie de protons au delà de 200 MeV environ à cause de leurs limites statistiques. Nous avons donc effectué des calculs Boltzmann-Nordheim-Vlasov (BNV) ajoutant la possibilité de collisions ternaires [10] au terme de collisions binaires. Les collisions à trois corps représentent un processus coopératif : l'énergie du troisième nucléon pouvant être utilisée pour accélérer une particule loin de la mer de Fermi. En même temps ces collisions ternaires représentent une contribution de pré-équilibre, la probabilité d'une telle collision n'étant non négligeable uniquement dans la région de l'espace des phases où la densité est très supérieure à la densité normale de la matière nucléaire (dans notre cas cela correspond à $t \leq 25 \text{ fm/c}$). Le calcul a été effectué pour les deux angles expérimentaux 75° et 105°, sur toute la gamme de paramètres d'impacts correspondant au système Ar + Ta. La comparaison entre le calcul BNV et l'expérience (sans aucune normalisation) est présentée figure 2.

Les processus binaires standards sont insuffisants pour reproduire la partie haute énergie des spectres expérimentaux, l'ajout de processus à trois corps, permet d'obtenir un assez bon accord entre l'expérience et les simulations. Cependant, le modèle tend à sous estimer les données spécialement à grand angle, suggérant que des processus encore plus coopératifs pourraient

entrer en jeu.

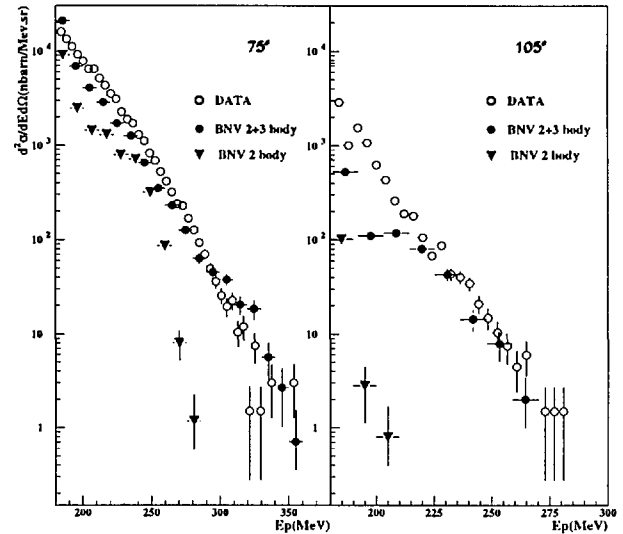


Fig. 2 : Comparaison entre les spectres expérimentaux et les simulations BNV à 75° et 105°. Les calculs BNV sont effectués sur un intervalle angulaire de $\pm 5^\circ$.

Conclusion

Le premier rôle de cette expérience était de tester l'hypothèse de production de Kaons sous le seuil par des collisions nucléon-nucléon incohérentes. Le signal attendu pour ce scénario [9] relié à des effets de fluctuations dynamiques devait induire une production plus importante de protons de grande énergie que celle expérimentalement observée. Nous pouvons en conclure que les spectres de protons mesurés ne sont pas compatibles avec ce scénario.

La comparaison de nos données expérimentales avec le code BNV (avec la possibilité de collisions ternaires) nous permet de conclure que les protons très énergétiques observés sont émis en début de réaction et caractérisent donc la phase de pré-équilibre. Leur lien possible avec un processus de décomposition spinodale nécessite cependant une étude plus approfondie avec des données du multidétecteur INDRA.

Références

- [1] J. Julien et al., Phys. Lett. B264(1991)269
- [2] R. Legrain et al., submitted to Phys. Rev. C; and F. R. Lecolley et al., Nucl. Phys. A583(1995)379c
- [3] M. Belkacem Thesis, GANIL et Université de Caen (1992)
- [4] M. Belkacem et al., Phys. Rev. C47(1993)R16

- [5] B. Gosh, Phys. Rev. C45(1992)R518
- [6] B. Gosh et al., Phys. Lett. B234(1990)248 and J. Phys. G : Nucl. Part. Phys. 16(1990)L33
- [7] J.L. Laville et al., Nucl. Phys. A564(1993)564
- [8] F.S. Zhang and E. Suraud, Phys. Lett. B319(1993)35
- [9] E. Suraud, private communication
- [10] A. Bonasera et al., Phys. Rep. 243(1994)1.
- [11] E. Suraud et al., Phys. Lett. B229(1989)359
- [12] P. Lautridou et al., Nucl. Inst. Meth. A373(1996)135

Développement d'une méthode automatique d'identification dans les détecteurs CsI .

D. Gourio¹, M. Assenard, M. Germain, T. Reposeur, P. Eudes,
P. Lautridou, J.-L. Laville, C. Lebrun, A. Rahmani

Abstract: The use of multidetectors gives huge amount of data. We have developed a first approach to automatically perform the identification procedure for light particles in a CsI scintillator. This is based on a pattern recognition with a final check assuring the consistency of the result.

L'avènement des multidétecteurs offre la possibilité de mesurer la presque totalité des particules produites dans une réaction entre ions lourds. En particulier IN-DRA couvre 90% de l'angle solide et comporte quelque 350 détecteurs CsI pour la détection des particules légères chargées ($Z \leq 4$). La quantité de spectres à traiter devient donc importante pour un travail répétitif. Dans ces conditions, l'idée d'automatiser la tâche paraît une solution séduisante.

Dans cet esprit nous avons développé [1] un algorithme capable de reconnaître des structures dans un spectre bidimensionnel. La difficulté du problème nous a obligés à nous limiter à des configurations présupposées, à savoir des lignes de pente autour de 45 degrés.

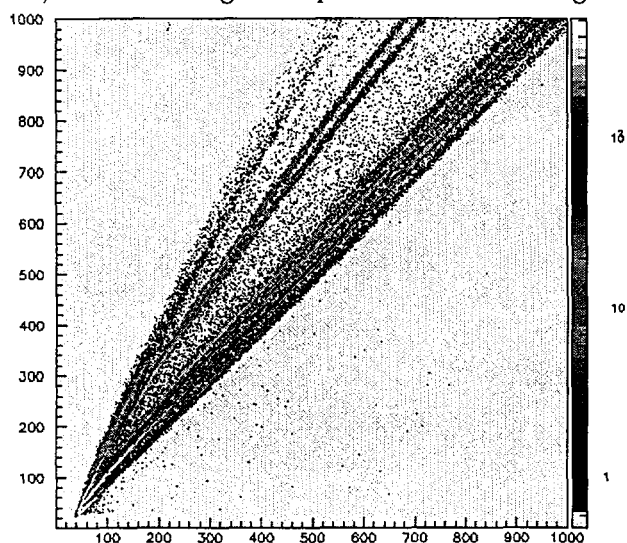


Fig. 1 : Spectre CsI $Q_R - Q_L$.

Le principe de l'algorithme peut se décrire de la façon suivante :

- découpe et projection sur Q_R du spectre $Q_R - Q_L$ (2048 * 2048) canaux en 10 tranches de $\Delta Q_L = 20$,
- recherche des pics dans chaque projection,
- classement des pics par intensité décroissante,
- recherche de ligne à partir de *CHAQUE* pic.

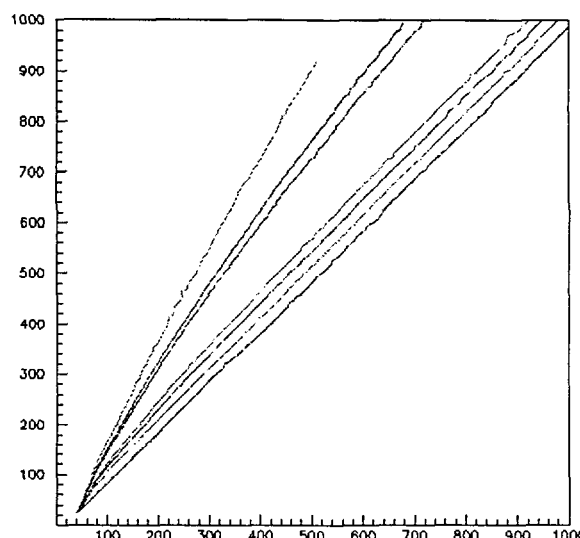


Fig. 2 : Lignes d'identification obtenues par l'algorithme de reconnaissance. De bas en haut : $\gamma, p, d, t, {}^3He, {}^4He, Z \geq 3$.

Pour la recherche d'une ligne, la procédure est la suivante :

- Définition d'une zone circulaire autour du pic,
- projection sur le diamètre selon différents angles $\Delta Q_R / \Delta Q_L$,
- sélection de la pente optimale, démarrage de la recherche d'une ligne,
- extrapolation du point $Q_R - Q_L$ selon cette pente et suivant un pas paramétrisable (normalement $\Delta Q_L = 10$),
- projection perpendiculaire à la pente d'une fenêtre d'épaisseur variable, automatiquement ajustée suivant la statistique de la fenêtre précédente,
- détermination du pic d'intensité maximale dans cette projection,
- déplacement des coordonnées du point courant à celles de ce pic,

¹ Present address : Gesellschaft für Schwerionenforschung, Planckstr. 1, D-64291 Darmstadt, Germany.

- pour les 5 premiers points, la pente est celle fixée au démarrage, ensuite elle est obtenue par un fit parabolique sur les 5 points précédents,
- lorsque la statistique est insuffisante, le programme repart du point initial selon la même procédure vers les Q_L décroissants.

Un critère de proximité permet d'éviter de parcourir plusieurs fois une même ligne en arrêtant la procédure lorsqu'un point est trouvé appartenant à une ligne déjà faite.

La figure 1 montre le spectre typique d'un CsI d'INDRA ($45^\circ \leq \theta \leq 57^\circ$) et la figure 2 le réseau de lignes obtenu par l'algorithme. Le temps typique de traitement est d'environ 3 minutes (station Alpha DEC 3000, 166Mhz, 64 MO). Les lignes détectées correspondent de bas en haut aux γ, p, d, t puis 3He et 4He , la dernière ligne correspondant à l'accumulation indistincte des espèces plus lourdes.

Un programme de traitement des lignes est ensuite nécessaire pour les numérotter et pour les démêler en particulier à basse énergie où il y a convergence des lignes. Ce dernier code va évidemment dépendre de la nature du détecteur puisque la configuration des lignes n'est a priori pas la même entre un télescope et un scintillateur CsI , par exemple.

Dans la pratique nous avons choisi l'option manuelle (sous PAW) qui consiste à superposer les lignes aux spectres et à compléter l'identification. Cela nous a permis de vérifier que notre algorithme se comportait de façon convenable et pouvait être utilisé avec profit.

Références

- [1] D. Gourio, thèse de l'Université de Nantes, 1996

Une méthode originale de calibration de détecteurs à scintillateurs CsI

D. Nouais, L. Martin, B. Erasmus

Abstract: We have developed an original technique to calibrate CsI scintillator detectors, which does not require a specific data sample.

Afin de calibrer les 12 détecteurs à cristaux d'iodure de césium CsI(Tl) utilisés dans une expérience destinée à mesurer des particules légères en coïncidences [1], nous avons été amenés à développer une technique originale [2]. Contrairement aux méthodes habituellement utilisées pour ce type de détecteurs, elle présente l'avantage considérable de s'affranchir d'une prise de données spécifique à l'étalonnage.

La décroissance d'un fragment excité en deux particules produit une résonance sur la fonction de corrélation de ces particules. Si la calibration en énergie des détecteurs est erronée, la résonance est décalée par rapport à la position correcte. L'évaluation de ce décalage nous permet de rectifier de manière itérative la courbe d'étalonnage en énergie. La figure 1 montre la fonction de corrélation $\alpha - \alpha$ avec une calibration arbitraire (a) et après sa correction (b). La position normale des résonances est indiquée en tirets.

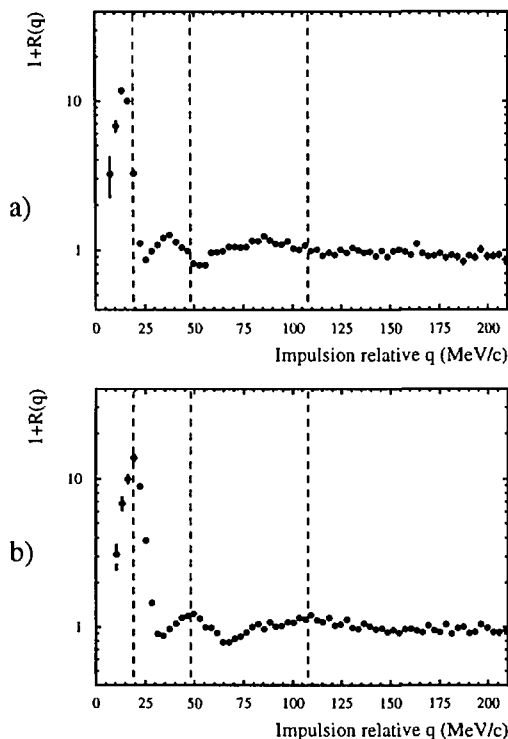


Fig. 1 : Utilisation des résonances apparaissant sur la fonction de corrélation $\alpha - \alpha$ pour l'étalonnage en énergie des détecteurs CsI pour les particules de charge $Z=2$.

Cette calibration des détecteurs pour les particules α peut alors être utilisée pour étalonner les particules de charge $Z=1$. Sur la fonction de corrélation $d - \alpha$, on attend une forte et étroite résonance à une impulsion relative $q = 42 \text{ MeV/c}$. Pour un angle donné entre les détecteurs, l'impulsion relative n'est fonction que de l'énergie des deux particules. Ainsi, sur la figure 2, le diagramme bidimensionnel, où est portée l'énergie E_α des particules α en fonction de la charge Q_L déposée dans les détecteurs par des deutons mesurés en coïncidence, apparaît une courbe correspondant à cette résonance (deux portions d'ellipse caractéristiques des deux solutions cinématiques possibles). La connaissance de l'énergie des deutons en fonction de E_α et de l'impulsion relative nous permet alors de construire la courbe d'étalonnage des deutons, et par là même, de l'ensemble des particules de charge $Z=1$.

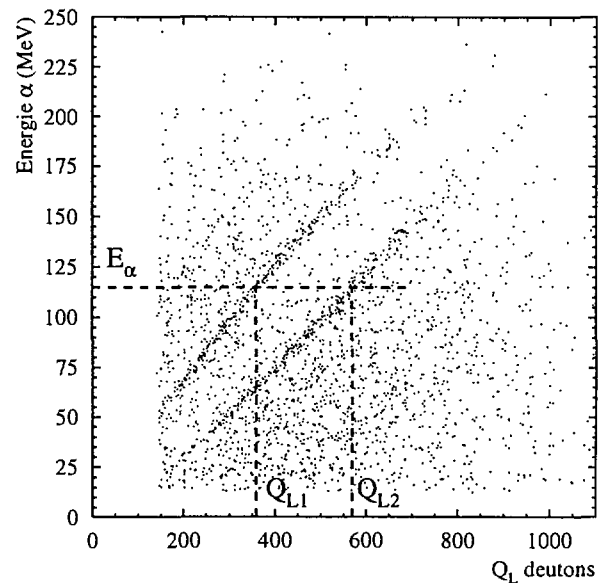


Fig. 2 : Énergie d'une particule α mesurée dans un détecteur en fonction de la charge Q_L déposée par un deuton dans le second détecteur.

L'ensemble des fonctions de corrélation construites avec les protons, deutons, tritons et particules α , est présenté sur la figure 3. L'excellente qualité de ces fonctions, en particulier la position des résonances des systèmes $p - \alpha$ et $d - \alpha$, atteste de la validité, et donc de l'intérêt de cette nouvelle méthode de calibration.

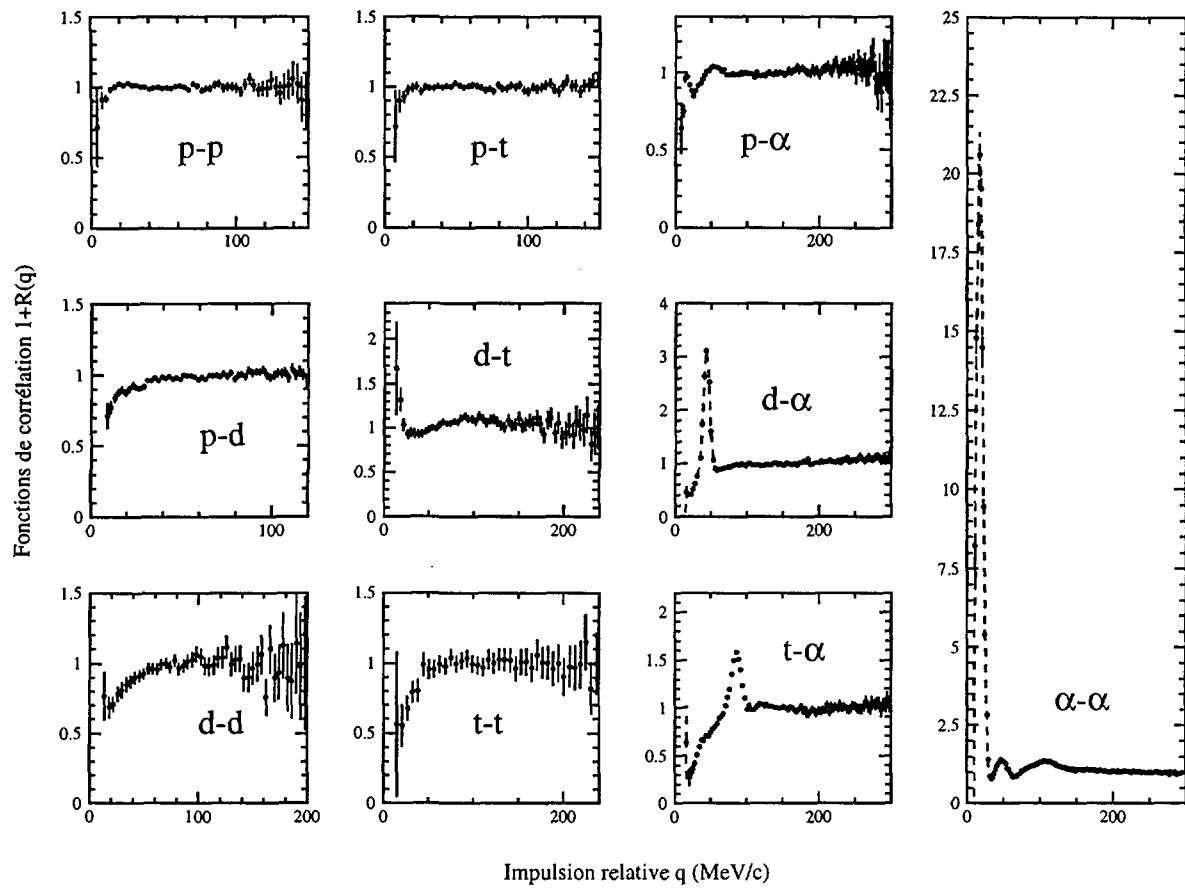


Fig. 3 : Ensemble des fonctions de corrélation obtenues avec les protons, deutons, tritons et particules α .

Références

[1] L. Martin, Thèse de Doctorat, Université de Nantes (1993)

[2] D. Nouais, Thèse de Doctorat, Université de Nantes (1996)



Recherche et développement sur des détecteurs silicium à localisation.

P. Eudes, J.L. Laville, C. Lebrun, V. Métivier,
P. Lautridou, A. Rahmani, T. Reposeur
assistés de C. Drancourt, M. Le Guay et C. Le Moal
en collaboration avec Y. Delorme et L. Stab (IPN Orsay)

Abstract: A two-dimensional position sensitive silicon detector was tested. Linearity and resolution of the position were investigated and found to be better than $50\mu\text{m}$.

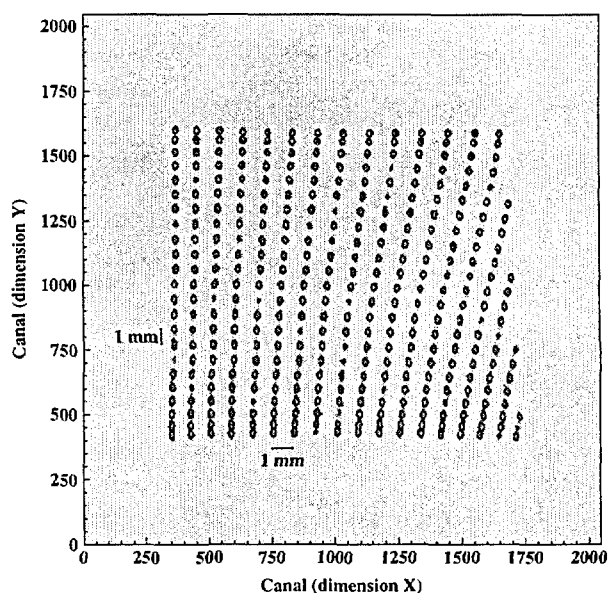
Une lettre d'intention a été déposée par le laboratoire auprès de la Collaboration INDRA dans le cadre d'un programme de corrélations de particules [1]. L'utilisation de détecteurs silicium à localisation a été envisagée pour améliorer la résolution spatiale [2]. Un programme de recherche et développement a donc été initié en collaboration avec l'IPN Orsay. Plusieurs difficultés se sont présentées, liées notamment à la forme trapézoïdale des détecteurs des couronnes d'INDRA et leur relativement grande taille (35cm^2). Le choix a été fait de fabriquer des détecteurs à surfaces résistives avec deux électrodes sur chaque face, permettant ainsi une localisation suivant deux dimensions (X,Y). Un premier prototype a été réalisé à l'IPN Orsay.

Un banc de test a été monté à Subatech. Afin d'estimer la résolution spatiale, nous avons utilisé une diode laser montée sur une table X-Y. Un exemple de balayage de la surface active du détecteur est représenté sur la figure ci-contre. La forme exotique (électrodes non parallèles) du détecteur ne semble pas poser de gros problèmes, les distorsions pouvant être corrigées en combinant les signaux fournis par les couples d'électrodes de chaque face. Une résolution spatiale inférieure à $50\mu\text{m}$ peut être atteinte.

Ces résultats étant très satisfaisant, un second prototype de plus grande dimension a été construit. Il va être testé sur le même banc, avec en plus une mesure de résolution en énergie.

Initialement, ces détecteurs ont été conçus pour améliorer les mesures de corrélations à deux particules.

Si leur utilisation pour ce type de mesure semble aujourd'hui compromise, ils pourraient cependant être d'un intérêt certain pour des expériences nécessitant une reconstruction cinématique précise.



Références

- [1] Ph. Eudes et al., Rapport Interne SUBATECH 95-12
- [2] E. Lægsgaard, Nucl. Instr. and Meth. 162 (1979) 93

Construction d'un détecteur phoswich CsI(Tl)-BGO pour la détection des protons de haute énergie au GANIL

P. Lautridou, P. Eudes, M. Germain, F. Guilbault,
J.L. Laville, A. Rahmani, T. Reposeur

Abstract: An attractive concept of phoswich detector composed of CsI(Tl) and BGO crystals has been developed in the laboratory. $Z = 3$, with energies ranging from a few MeV/nucleon up to several hundred MeV/nucleon. This detector combines the phoswich technique with the intrinsic capabilities of pulse shape discrimination of CsI(Tl).

L'étude des mécanismes de réaction dans les collisions d'ions lourds aux énergies du GANIL nécessite l'identification et la calorimétrie des particules légères sur une large dynamique allant de l'énergie des barrières coulombiennes jusqu'à des énergies de plusieurs centaines de MeV/nucléon. La technique de détection TOF- ΔE , est limitée par la longueur de la base de vol pour les particules très rapides. La mesure des énergies ΔE -E obtenues par deux entités de détection présente par contre un désavantage dans la détection des très basses énergies, dû à l'effet de seuil du premier étage ΔE . Pour résoudre ces difficultés, nous avons conçu à SUBATECH, un nouveau type de phoswich [1], composé de deux scintillateurs, mais dont le mode d'analyse des signaux de scintillation diffère de ceux communément utilisés.

Le premier étage composé d'un cristal de CsI(Tl) ($X_0^{CsI} = 1.86$ cm), qui assure le rôle de ΔE dans un phoswich traditionnel, présente une capacité intrinsèque de discrimination des particules dès les très basses énergies, en tirant partie de ses propriétés de luminescence. Le second scintillateur, en $\text{Bi}_4(\text{GeO}_4)_3$, ($X_0^{BGO} = 1.12$ cm), optiquement couplé au CsI, joue le rôle de calorimètre final (mode E) pour les particules très énergétiques qui s'arrêtent dans ce cristal après avoir traversé le CsI. L'analyse du signal de scintillation du phoswich utilise une technique de discrimination en

forme (charge) des impulsions adaptée au cristal de CsI [2] [3] [4]. Pour les particules les plus énergétiques qui traversent le CsI, la totalité du signal lumineux du BGO ($\tau_{fast}^{BGO} = 60$ ns, $\tau_{slow}^{BGO} = 300$ ns) se superpose à la composante rapide de décroissance du CsI ($\tau_{fast}^{CsI} = 400$ ns). Ce signal total rapide Q_{fast} joue un rôle analogue à celui de charge totale E du phoswich et permet la discrimination des particules de haute énergie. Le signal de charge Q_{slow} simule le signal de perte d'énergie ΔE et reste dans toutes les configurations de détection celui de la composante de décroissance lente du CsI ($\tau_{slow}^{CsI} = 7000$ ns). La combinaison de ces deux charges permet l'identification ainsi que la mesure de l'énergie des particules.

La validation expérimentale de ce nouveau concept de phoswich a fait l'objet d'un test au GANIL où des particules légères de haute énergie produites dans la réaction $^{58}\text{Ni} + \text{Al}$ (74 MeV/A) ont été détectés à 15° . La matrice d'identification Q_{slow} versus Q_{fast} met en évidence les deux principes de fonctionnement du détecteur :

Sur la diagonale, les particules (γ , p, d, t, ^3He) arrêtées dans le CsI construisent une figure classique d'identification de ce cristal. Une très bonne identification en masse est obtenue pour $Z = 1$ ($A = 1, 2, 3$), $Z = 2$ ($A = 3, 4$), et $Z = 3$ ($A = 6, 7$).

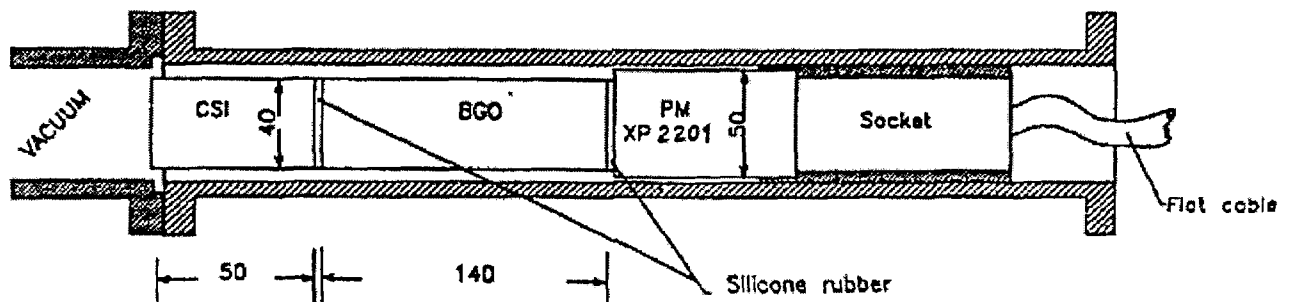


Fig. 1 : Eclaté du télescope CsI(Tl)-BGO avec son montage optique.

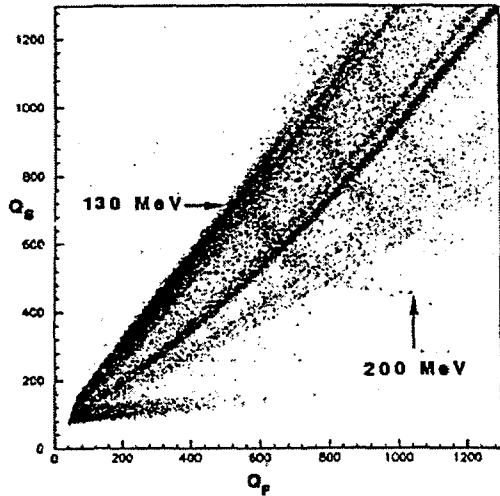


Fig. 2 : Matrice d'identification (Q_{fast}, Q_{slow}) des particules légères détectées à 15° dans la réaction $^{58}\text{Ni} + \text{Al}$ à 74 MeV/A . Les portes d'analyses en charge sont fixées à 400 ns et $1 \mu\text{s}$ (retard $1.2 \mu\text{s}$) pour Q_{fast} et Q_{slow} , respectivement.

Dans la partie haute, les particules (p, d, t) arrêtées dans le BGO après la traversé du CsI, sont

parfaitement identifiées par la contribution additionnel du BGO sur l'axe Q_{fast} . Les énergies des protons au point de rebroussement ainsi qu'au maximum détecté sont indiquées sur la figure.

L'ensemble de cet effort de R&D a fait l'objet d'une publication dans une revue spécialisée [1] et un prolongement de cette technique a été poursuivi pour l'expérience GANIL E248 de détection des protons de haute énergie dans les mécanismes de multi-fragmentation [5].

Références

- [1] P. Lautridou et al., NIM A373 (1996) 135.
- [2] J. Alarja et al., NIM A252 (1986) 352.
- [3] P. Lautridou, Thèse, Univ. Bordeaux 1, CENBG 35-8915 (1989).
- [4] J. Pouthas et al., NIM A357 (1995) 418.
- [5] M. Germain et al., Rapport Interne SUBATECH 96-09 (1996).

Gestion des déchets nucléaires

Participation au programme national sur la transmutation des déchets nucléaires (GEDEON)

Suite à la loi du 30 décembre 1991 relative aux recherches sur les déchets nucléaires, les organismes nationaux (CNRS,CEA) ont été conduits à élaborer une coopération étroite, ouverte à la participation d'EDF, au sein d'un groupe de recherche nommé GEDEON (GEstion des DEchets par des Options Nouvelles). Ce groupe interdisciplinaire doit étudier et développer des recherches sur des options innovantes visant à réduire au maximum l'impact radiologique à long terme des déchets produits. Le programme est centré sur les systèmes de transmutation de corps à vie longue, à l'aide de réacteurs nucléaires assistés par accélérateurs. Un faisceau intense de protons de l'ordre du GeV doit générer par spallation dans une cible épaisse un flux suffisant de neutrons.

L'étude de la physique de la spallation doit permettre une connaissance suffisante des flux de neutrons émis et des résidus de spallation. Le développement des codes de simulation est un volet important pour permettre des études systèmes. La spallation est simulée par des codes de cascades intranucléaires qui doivent être encore améliorés. SUBATECH participe aux recherches sur les modifications souhaitables.

Au-dessous de 20 MeV, les simulations utilisent des bases de données nucléaires. Mais comme le mécanisme de cascade perd de sa validité entre 20 et 200 MeV, il est souhaitable d'étendre à ce domaine d'énergie, les bases de données nucléaires actuellement constituées au-dessous de 20 MeV. SUBATECH a décidé de s'associer à la partie expérimentale de GEDEON en proposant un programme de recherche dans ce dernier domaine.



Mesure des spectres d'énergie des particules légères dans les réactions induites par des neutrons et des protons dans la gamme 20-200 MeV

P.Eudes, F. Haddad, T. Kirchner, C. Lebrun

Abstract: The successful development of an accelerator-based incineration system of nuclear waste requires the knowledge of a wide range of nuclear data. Code developers will have to provide evaluated nuclear data libraries for future use in Monte-Carlo simulations describing all these transport processes. To validate the models SUBATECH proposes to measure the double differential cross-sections for neutrons, protons and also LCP in neutron and proton induced reactions between 20 and 200 MeV. These experiments correspond to one of the priority requirements of the french research project named GEDEON concerning nuclear waste transmutation.

Les bases de données nucléaires

Les bases de données nucléaires sont constituées sous l'égide de l'Agence de l'Energie Nucléaire (AEN) de l'OCDE. Cet organisme est chargé de regrouper les données, de veiller à compléter au mieux la base et de comparer les données entre elles. Comme il n'est pas possible de mesurer l'ensemble des réactions à toutes les énergies, une partie de la base est constituée de résultats théoriques validés eux-mêmes par des comparaisons avec certains résultats expérimentaux correctement choisis. Ces données dites "évaluées" font appel à des modèles qui demandent à être améliorés, les prévisions des différentes versions étant encore souvent trop divergentes ou trop différentes des données expérimentales. Les experts de l'AEN ont fait connaître les listes de données expérimentales qu'il est souhaitable d'accumuler pour tester ces programmes théoriques ou compléter les bases. Des priorités ont été aussi établies compte-tenu des besoins de simulation des systèmes. Ainsi manque-t-il de nombreuses données expérimentales sur les réactions induites par protons et par neutrons entre 20 et 200 MeV. Les cibles souhaitables concernent les matériaux de structure (Al, Fe, Ni), des produits de fission (Mo), le milieu multiplicateur (W, Pb), ou les actinides (Th, U). Il est important de mesurer les neutrons produits mais aussi les protons et, de façon moins prioritaire, les deutons et les alphas, ceux-ci pouvant par exemple jouer un très grand rôle dans le vieillissement des matériaux de structure. Notre objectif est donc d'effectuer les mesures des spectres en énergie des neutrons, des hydrogènes et héliums pour un ensemble de positions angulaires défini par l'AEN. Nous présenterons dans la suite les ensembles de détecteurs envisagés et les possibilités de faisceaux disponibles.

Réactions induites par neutrons

Ces réactions sont à la fois très utiles et très difficiles à faire car il existe peu d'accélérateurs dispo-

sant de faisceaux de neutrons d'énergie supérieure à 20 MeV. C'est cependant le cas auprès du cyclotron de Louvain-la-Neuve qui fournit une intensité de l'ordre de 10^6 neutrons par seconde. Environ 50% des neutrons sont concentrés dans un pic d'énergie bien définie et le reste forme un plateau continu. Des mesures de sections efficaces de production de particules chargées ont déjà été publiées par Slypen et al. [1]. Les produits chargés sont détectés par des détecteurs à ICs(Tl) couplés à des plastiques scintillants minces. Une technique de mesure de temps de vol du neutron à partir de la cible de production de neutrons et la mesure indépendante de l'énergie de la particule chargée, permet de reconstituer l'énergie du neutron incident. Cette technique ne permet pas cependant de mesurer par temps de vol l'énergie des neutrons produits dans la réaction. Nous nous sommes donc associés à cette équipe de Louvain-la-Neuve pour proposer de compléter les mesures déjà faites (^{12}C , ^{16}O , ^{27}Al), aux cibles suivantes : Fe ou Ni, Zr, W ou Pb, Th ou U et à trois énergies : 25, 45 et 70 MeV.

Ces mesures couvriront 8 positions angulaires. Elles devraient commencer en début 98 et se poursuivre éventuellement en 99 selon la disponibilité du faisceau.

Réactions induites par protons

Une proposition d'expérience (sous forme de lettre d'intention) a aussi été présentée auprès du cyclotron de Louvain-la-Neuve pour utiliser des faisceaux de protons de 25, 45 et 70 MeV sur la ligne actuellement utilisée pour les ions lourds. Cette ligne dispose aussi d'une chambre à réaction et d'un dispositif mécanique prévue pour une bonne détection des neutrons. Nous avons établi une collaboration avec des membres de la collaboration DEMON qui dispose de détecteurs de neutrons (jusqu'à 96) tout à fait adaptés à la mesure de l'énergie des neutrons dans la gamme d'intérêt. Chaque module est un cylindre de 16 cm de diamètre et de 20 cm de long renfermant du scintillateur liquide NE213. Ces détecteurs seront placés à une distance de

l'ordre de 2 m de la cible. Plusieurs détecteurs seront positionnés au même angle polaire pour améliorer la statistique, tout en n'occupant qu'un seul demi-espace, l'autre demi-espace étant réservé pour les détecteurs de particules chargées. La détection des protons et héliums se fera par un ensemble de 40 scintillateurs ICs(Tl) de 0,5" de diamètre et de 4 cm de long qui ont déjà servi à plusieurs expériences de corrélations. La discrimination de particules sera améliorée à basse énergie par l'adjonction de Si de 70 μm en face d'entrée de 2 détecteurs par angle. Cinq détecteurs seront positionnés au même angle polaire pour chacune des 8 positions angulaires choisies. La durée des expériences est calculée pour accumuler 100 événements par MeV pour une section efficace de 10^{-3} mb/(MeV.sr). La mesure à faire sur 10 cibles pour trois énergies différentes

conduit à environ 30 jours d'acquisition de données. Ces expériences ne pourront pas commencer avant le second semestre 98 pour des raisons de disponibilité de faisceau. Il faut préciser qu'en cas de difficultés sur le site de Louvain-la-Neuve, il est possible de proposer les expériences en faisceau de protons, pour les mêmes énergies, auprès du cyclotron de KVI.

Références

- [1] I.Slypen, V. Corcalcius and J. P. Meulders, Phys. Rev. C51(1995)1303;
I.Slypen, V. Corcalcius and J. P. Meulders, Phys. Rev. C51(1995)1309.



Modélisation des collisions proton-noyau dans le cadre du projet GEDEON

C. Hartnack et J. Aichelin

Abstract: We present first results of a novel cascade approach including the spectral function. We find a strong influence on the mass distribution of the produced delta which influences the reaction dynamics significantly. Furthermore first considerations on the delta lifetime are reported.

Dans les réacteurs hybrides un faisceau de particules très énergétiques (entre 0.2 et 1.2 GeV) provoque par spallation sur une cible lourde l'émission d'un flux important de neutrons qui règle le fonctionnement du réacteur. Une partie des travaux théoriques consiste à modéliser les mécanismes qui dissipent l'énergie de la particule incidente dans le noyau pour émettre des particules. La modélisation de cette réaction est composée de plusieurs étapes. La première étape est la description des réactions à haute énergie utilisant des modèles de type cascade. Ici on modélise le transport d'énergie du faisceau à la cible. On obtient des informations sur l'émission des particules de hautes énergies et sur l'excitation du noyau. Après on modélise la désexcitation du noyau et l'évaporation des neutrons aux basses énergies. Finalement, on doit simuler le ralentissement des neutrons dans la matière et les réactions avec des neutrons thermiques.

Au plan théorique SUBATECH peut contribuer à ces études compte tenu de l'expérience de ses équipes dans la description des propriétés du noyau et dans la simulation des collisions d'ions lourds dans un vaste domaine d'énergie (contribution aux interprétations de l'émission de prééquilibre, de la fragmentation et de la production de particules).

Nos études actuelles se concentrent sur la première étape, la description des premières réactions du faisceau avec la cible. Elles ont donc pour but de comprendre la dissipation d'énergie dans le noyau. Une dissipation élevée augmente le nombre des particules émises et permet de baisser leurs énergies cinétiques. Si le proton fait une réaction dans le noyau l'énergie est bien localisée. L'énergie peut être stockée dans une résonance (préférentiellement le delta), qui peut se désintégrer en créant un pion et un nucléon. Le pion peut faire des collisions et être absorbé en produisant encore un delta, qui peut se désintégrer mais aussi être absorbé et transformer sa masse en énergie cinétique. Tous ces processus influent sur la dissipation de l'énergie.

Nous avons inclus dans nos calculs la fonction spectrale qui décrit des effets de milieu et change la relation entre l'impulsion et l'énergie. Ce changement donne aux particules une masse effective et réduit l'énergie disponible pour faire des réactions. Cette fonction a été déterminée grâce à des études de la diffusion électron-noyau pour le noyau d'oxygène (voir Figure 1).

Ceci modifie l'énergie disponible dans des réactions élémentaires. Cette modification peut être vue dans la distribution de la masse du delta. Si on compare la distribution des masses obtenue dans des calculs avec la distribution de Fermi (qui est le standard pour les modèles de type cascade) avec l'application de la fonction spectrale (voir Figure 2) on trouve un manque d'énergie disponible pour la fonction spectrale.

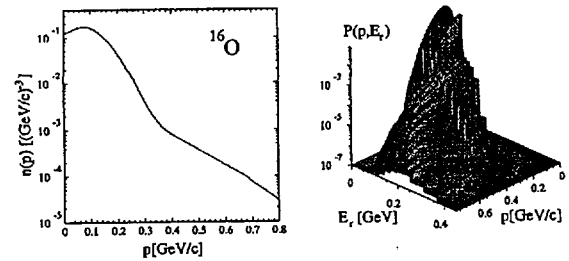


Fig. 1 : La fonction spectrale obtenue pour le noyau d'oxygène par des mesures de diffusion des électrons.

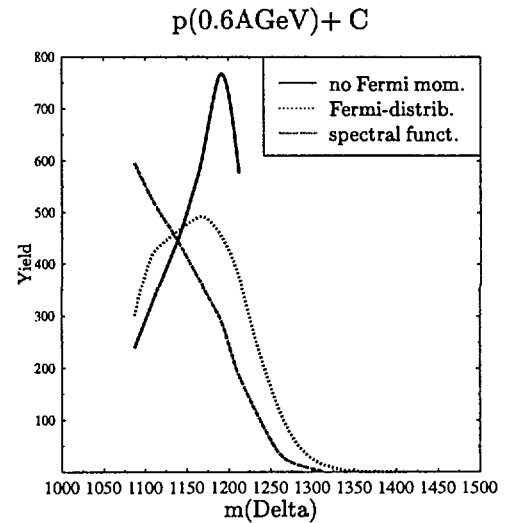


Fig. 2 : Distribution de la masse de la résonance delta obtenue dans des collisions $p(600 \text{ MeV}) + \text{Au}$ pour une distribution de Fermi et pour l'application de la fonction spectrale.

Cette réduction de l'énergie disponible change le mécanisme de dissipation d'énergie dans le noyau.

La question suivante est la propagation de la résonance créée dans la matière nucléaire. Il y a deux processus concurrents : le delta peut se désintégrer en émettant un pion ou il peut être absorbé, transformant sa masse en énergie cinétique. Les processus dépendent de la durée de vie du delta et de la section efficace d'absorption.

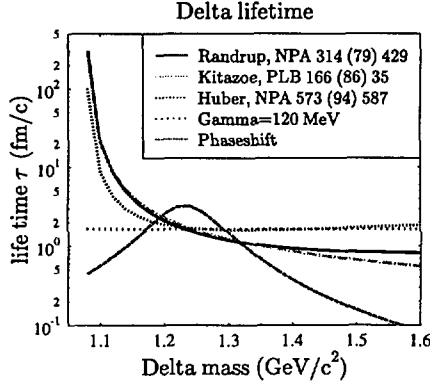


Fig. 3 : Comparaison des paramétrisations pour la durée de vie de delta.

Nous avons montré [1] que la durée de vie des deltas de petite masse était fortement surestimée par les

modèles microscopiques. Les paramétrisations utilisées habituellement (voir Figure 3) décrivent le delta de petite masse comme une particule presque stable. Cette idée vient de la configuration de l'espace des phases. Nos calculs basés sur la théorie de la diffusion donnent des résultats contraires : le delta de petite masse devient très instable, car sa masse est loin du pôle de la résonance.

Les études sur les influences de cette modification sont en cours. Des premières analyses pour des collisions d'ions lourds ont montrées des modifications significatives. De plus nous sommes en train de recalculer la section efficace d'absorption du delta. La combinaison des deux aspects (durée de vie et absorption) va améliorer la description du transport d'énergie dans le noyau.

Références

- [1] J. Aichelin and C. Hartnack, proceedings to the International Workshop on Gross Properties of Nuclear Matter, Hirschegg (Austria), Jan. 1997, ed. H. Feldmeier and W. Nörenberg.

Théorie

NEXT PAGE(S)
left BLANK

Physique des hautes énergies

Actuellement, beaucoup d'efforts sont consacrés à l'étude du plasma de quarks et de gluons dans les collisions d'ions lourds ultrarelativistes, car celui-ci pourrait avoir été l'état de la matière au début de l'univers.

Pour décrire les mécanismes des réactions dans de telles collisions, il est nécessaire d'élaborer des modèles très réalistes utilisant la méthode de Monte Carlo. On a développé un modèle (VENUS) qui s'inspire du modèle des cordes, décrivant l'interaction hadron-hadron ou l'interaction entre des noyaux.

Le modèle de cordes "pur" peut être utilisé, si la densité des cordes n'est pas trop élevée, ce qui est le cas pour les interactions hadron-hadron et les interactions entre noyaux légers. Par contre, dans les collisions d'ions lourds, il faut toutefois considérer les interactions secondaires. Il s'agit de plusieurs modes d'interactions, parmi eux, la formation des gouttelettes de la matière des quarks. On a développé des méthodes numériques pour les étudier séparément.

Pour les énergies très hautes (accélérateur LHC), on considère un modèle traitant les interactions "molles" définies par une petite impulsion transférée et les interactions "dures" définies par une grande impulsion transférée. Une interaction molle correspond à la formation des cordes, une interaction dure est représentée par les diagrammes de Feynman dans le cadre de la théorie QCD perturbative.

La conséquence des interactions dures pour le modèle de fragmentation est qu'il n'y a pas seulement des cordes simples entre deux quarks, mais aussi des "kinks" qui correspondent aux gluons. Le modèle de "kinky strings" prend en considération ce changement en traitant les partons et les gluons de la même manière.



L'extension du modèle de cordes aux processus durs

E. Furler, K. Werner

Abstract: The aim of this project is the extension of the VENUS-model [1] to include hard processes. Such hard processes (processes with large transverse momentum transfer) are treated in the framework of perturbative QCD. Radiation in initial and final state are taken into account as well as multiple parton-parton scattering.

Introduction

Dans les collisions d'ions lourds aux énergies ultra-relativistes, certains événements possèdent une grande impulsion transverse ("processus durs"). Ils sont décrits communément par les diagrammes de Feynman dans le cadre de la théorie QCD ("Quantum Chromodynamics") perturbative. Avec eux et les distributions de partons, qui donnent la probabilité de trouver un parton d'une certaine saveur, on peut calculer la section efficace d'un processus dur avec des méthodes de Monte-Carlo. Cette section efficace est à comparer avec celle d'un processus mou et inélastique pour décider entre les deux possibilités.

Connaissant les configurations du flux de couleur des diagrammes élémentaires on peut construire des cordes qui peuvent contenir des gluons virtuels comme singularités en énergie ("Kinky Strings").

Le processus de diffusion dure dépend aussi des constituants du projectile et de la cible qui ne sont pas pris en compte dans la formation des cordes. Ils sont choisis selon des fonctions de structure de GRT ("Gribov-Regge Theory").

Il faut aussi tenir compte des corrections dues aux émissions de gluons. Dans le cadre de LLA ("Leading Log Approximation") et dans une jauge physique ces corrections ont une structure d'échelle.

On a développé des algorithmes de Monte-Carlo pour tous les faits mentionnés ci-dessus. Le but est d'incorporer les processus durs dans le modèle VENUS pour regarder leur influence sur la production de particules aux énergies du RHIC et du LHC.

Les processus élémentaires de pQCD

Dans les collisions d'ions lourds aux énergies ultra-relativistes, certains événements possèdent une grande impulsion transverse ("processus durs"). Ils sont décrits communément par les diagrammes de Feynman dans le cadre de la théorie QCD ("Quantum Chromodynamics") perturbative.

Ils sont des prescriptions pour calculer les sections efficaces différentielles $\frac{d\sigma}{dt}$. Avec eux et les distributions de partons $f_i(x_1, Q^2)$, qui donnent la probabilité de trouver un parton d'une certaine saveur dans un proton, on peut calculer la section efficace d'un processus dur

$$\sigma_h = \sum_{P,ij} \int dx_1 \int dx_2 \int dt f_i(x_1, Q^2) f_j(x_2, Q^2) \times \frac{d\hat{\sigma}_{P,ij}(\hat{s}, t)}{dt}$$

avec des méthodes de Monte-Carlo.

Connaissant les configurations du flux de couleur des diagrammes élémentaires correspondantes aux diagrammes de Feynman on peut construire des cordes qui peuvent contenir des gluons virtuels comme singularités en énergie ("Kinky Strings").

Le processus de diffusion dure dépend aussi des constituants du projectile et de la cible qui ne sont pas pris en compte dans la formation des cordes. Ils sont choisis selon des fonctions de structure de GRT ("Gribov-Regge Theory").

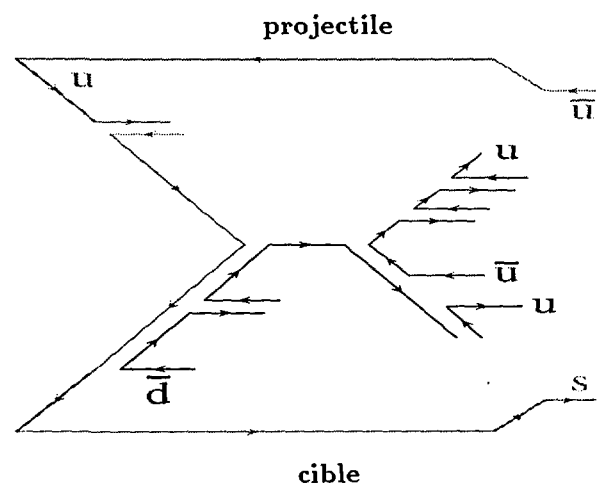


Fig. 1 : Exemple pour la production de trois cordes avec des gluons comme "kinks" : $\bar{u} - g - s$, $u - g - g - \bar{u}$ et $u - g - g - \bar{d}$ pour la corde rouge, un pour la bleue et un autre pour la verte.

QCD-Bremsstrahlung dans LLA et les interactions multiples

Il faut aussi tenir compte des corrections causées par les émissions de gluons. Dans le cadre de LLA ("Leading Log Approximation") on garde uniquement les termes logarithmiquement dominants et on obtient, en jauge physique, des graphes en échelle :

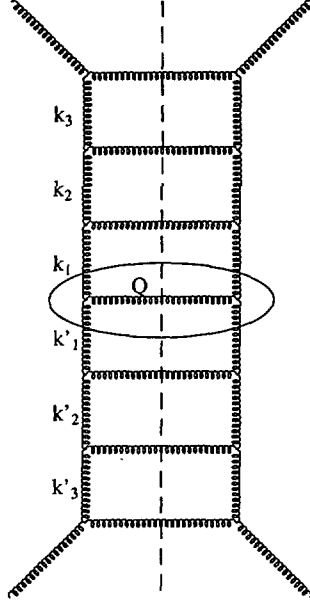


Fig. 2 : Un graphe en échelle. Le processus dur est marqué par l'ellipse.

On les calcule à l'aide des équations d'évolution AP ("Altarelli-Parisi"). Pour chaque vertex $a \rightarrow bc$ on a une probabilité d'obtenir un parton b

$$dP_b = |dt| \sum_{a,c} \int \frac{dx'}{x'} \frac{f_a(x',t)}{f_b(x,t)} \frac{\alpha_s}{2\pi} P_{a \rightarrow bc} \left(\frac{x}{x'} \right)$$

Pour les graphes en échelle dans l'état final (après la diffusion dure) on utilise le même type d'équation, mais modifié légèrement :

$$dP_a = \sum_{b,c} \frac{\alpha_s}{2\pi} P_{a \rightarrow bc}(z) \frac{dm_a^2}{m_a^2} dz$$

Parce que les protons sont des objets étendus et composés de partons, il faut regarder des diffusions multiples de partons. Elles sont strictement ordonnées par la variable $x_\perp = \frac{2p_\perp}{E_{cm}}$ et la probabilité de trouver une diffusion à $x_\perp, 1$ est

$$dF_{x_\perp,1} = \frac{1}{\sigma_{nd}(s)} \int_{x_\perp^2,1}^{\frac{s}{4}} \frac{d\sigma}{dp_\perp^2} dp_\perp^2, \\ (\sigma_{nd} = \text{section efficace non - diffractive}).$$

On utilise une fonction de Gau"ss comme distribution $O(b)$ de la matière en dépendance du paramètre

d'impact. Les différentes diffusions sont supposées être indépendantes et pour un b fixé on obtient une distribution de Poisson pour le nombre de diffusions. Pour des paramètres d'impact différents cette distribution est élargie. Le nombre moyen des diffusions multiples est

$$\langle n \rangle = \frac{\sigma_{dur}}{\sigma_{mou}}.$$

On a développé des algorithmes de Monte-Carlo pour tous les faits mentionnés ci-dessus. Le but est d'incorporer les processus durs dans le modèle VENUS pour regarder leur influence sur la production de particules aux énergies du RHIC et du LHC.

Résultats préliminaires

Sur la figure 4 la production de particules chargées en fonction de η est représentée. La contribution des particules des processus durs est la ligne en tirets. La production de particules chargées en fonction de p_t est représentée sur la figure 5. La contribution des particules des processus mous est la ligne en tirets.

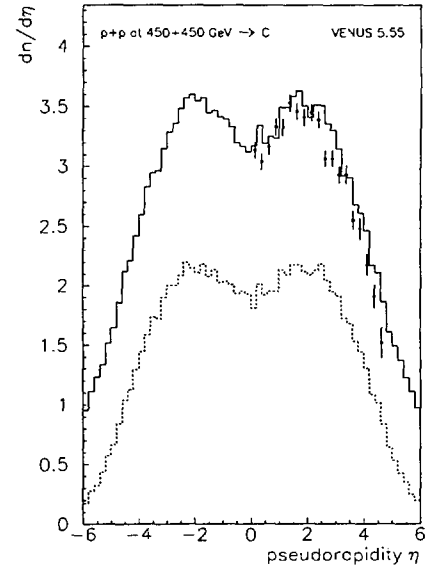


Fig. 3 : La production de particules chargées, mesurées par UA1, en fonction de η vs une simulation de VENUS 5.55 incluant des processus durs.

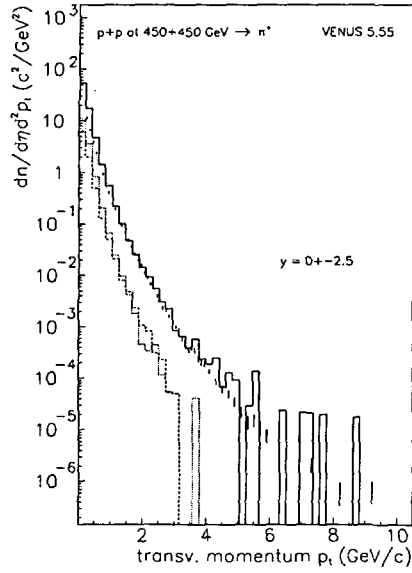


Fig. 4 : La production de particules chargées, mesurées par UA1, en fonction de p_t vs une simulation de VENUS 5.55 incluant des processus durs.

Références

- [1] G. Altarelli und G. Parisi, Nucl. Phys. **B126** (1977) 298
- [2] H.-U. Bengtsson, Computer Physics Commun. **31** (1984) 323
- [3] K. Geiger and B. Müller, Nucl. Phys. B369 (1992), 600
- [4] M. Glück, E. Reya, A. Vogt, Z. Phys. C53 (1992), 127
- [5] G. Marchesini and B. R. Webber, Nucl. Phys. B238 (1984), 1
- [6] T. Sjöstrand, CERN-TH.7112/93 (1993)
- [7] UA1 Collaboration, Nucl. Phys. B335 (1990) 261
- [8] UA5 Collaboration, Z. Phys. C33 (1986) 1
- [9] K. Werner, Physics Reports 232 (1993) 87-299



FR9810076

La fragmentation des cordes

H.J. Drescher, K. Werner

Abstract: The classical string model is used in VENUS as a fragmentation model. For the soft domain simple 2-parton strings were sufficient, whereas for higher energies up to LHC, the perturbative regime of the QCD gives additional soft gluons, which are mapped on the string as so called kinks, energy singularities between the leading partons. The kinky string model is chosen to handle fragmentation of these strings by application of the lorentz invariant area law.

Introduction

Pour l'utilisation du modèle VENUS aux grandes énergies, la QCD perturbative joue un rôle très important. La conséquence pour le modèle de fragmentation est qu'il n'y a pas seulement des cordes simples contenant deux partons, mais aussi des 'kinks' qui correspondent aux gluons perturbatifs venant de la pQCD. Le modèle de 'kinky strings' prend en considération ce changement en traitant les partons et les gluons de la même manière. La loi de décroissance est toujours la loi de surface de Artru-Menessier qui est la plus réaliste parce qu'elle est invariante par transformation de Lorentz et de gauge. Pour des petites masses de cordes, il faut faire une manipulation du point de cassure si la corde correspond déjà à une particule élémentaire, particule déterminée par la masse et le contenu de saveur.

A l'aide de ce modèle de fragmentation, on pourra simuler les données des expériences futures du LHC et du RHIC.

La dynamique des cordes

Une corde est une extension d'une particule ponctuelle suivant une autre dimension spatiale. La trajectoire d'une corde dans l'espace de Minkowski est donc une fonction de deux paramètres σ (spatiale) et τ (temporelle) :

$$x = x(\tau, \sigma) \quad \sigma = 0 \dots \pi. \quad (1)$$

Pour évaluer le développement dans l'espace-temps, on utilise la technique de Lagrange :

$$L = -\kappa \sqrt{(\dot{x} \cdot x')^2 - x'^2 \dot{x}^2} \quad (2)$$

En appliquant la méthode variationnelle on obtient les équations d'Euler-Lagrange

$$\frac{\partial}{\partial \tau} \frac{\partial L}{\partial \dot{x}_\mu} + \frac{\partial}{\partial \sigma} \frac{\partial L}{\partial x'_\mu} = 0, \quad (3)$$

avec, comme conditions aux limites :

$$\frac{\partial L}{\partial x'_\mu} = 0, \sigma = 0, \pi. \quad (4)$$

Pour simplifier le calcul, il est favorable de choisir une jauge appropriée :

$$\dot{x} \cdot x' = 0, \quad \dot{x}^2 + x'^2 = 0, \quad (5)$$

Les équations de mouvement d'une corde sont donc :

$$\frac{\partial^2 x_\mu}{\partial \tau^2} - \frac{\partial^2 x_\mu}{\partial \sigma^2} = 0 \quad (6)$$

$$x'_\mu = 0, \sigma = 0, \pi. \quad (7)$$

On reconnaît l'équation d'ondes ce qui signifie que le mouvement de la corde est périodique.

La solution général de l'équation 6 est

$$x^\mu(\sigma, \tau) = \frac{1}{2} \left[f^\mu(\sigma + \tau) + f^\mu(\sigma - \tau) + \int_{\sigma - \tau}^{\sigma + \tau} g^\mu(\xi) d\xi \right], \quad (8)$$

avec les conditions initiales

$$f^\mu(\sigma) = x^\mu(\sigma, \tau)|_{\tau=0} \quad g^\mu(\sigma) = \dot{x}^\mu(\sigma, \tau)|_{\tau=0}. \quad (9)$$

Les fonctions f et g ont une extension paire au-delà des limites $(0, \pi)$. La fonction f , représentant l'extension spatiale initiale est nulle ce qui signifie que l'évolution de la corde commence par un seul point. La fonction $g(\sigma)$ représente les vitesses des partons calculés de la pQCD. Cette fonction est définie par exemple par :

$$g^\mu(\sigma) = \begin{cases} \frac{p_q^\mu}{E_q} : & 0 \leq \sigma < E_q \\ \frac{p_g^\mu}{E_g} : & E_q \leq \sigma < E_q + E_g \\ \frac{p_{\bar{q}}^\mu}{E_{\bar{q}}} : & E_q + E_g \leq \sigma \leq E_q + E_g + E_{\bar{q}} \end{cases} \quad (10)$$

pour une corde $\bar{q} - g - q$.

Les courants d'impulsion

L'apparition des termes $\sigma + \tau, \sigma - \tau$ dans l'équation 8 suggère une rotation du système de coordonnées de 45° ce qui nous permet de définir les courants d'impulsion suivants :

$$\begin{aligned} P_+^\mu(\sigma, \tau) &:= \frac{\kappa}{\sqrt{2}} [\dot{x}^\mu(\sigma, \tau) - x'^\mu(\sigma, \tau)] \\ P_-^\mu(\sigma, \tau) &:= \frac{\kappa}{\sqrt{2}} [\dot{x}^\mu(\sigma, \tau) + x'^\mu(\sigma, \tau)] \end{aligned} \quad (11)$$

Ce choix rend les équations de développement dans le temps plus simples. On obtient alors une translation par rapport à τ :

$$P_+^\mu(\sigma, \tau) = P_+^\mu(\sigma - \tau, \tau = 0) \quad (12)$$

$$P_-^\mu(\sigma, \tau) = P_-^\mu(\sigma + \tau, \tau = 0) \quad (13)$$

$$P_+^\mu(-\sigma, \tau) = P_-^\mu(\sigma, \tau) \quad (14)$$

Pour la simulation de la fragmentation il suffit de connaître le courant P_+ à chaque instant. En calculant P_- par équation 14, on peut illustrer la superposition des bandes P_+ et P_- en fonction de σ et τ (figure 1).

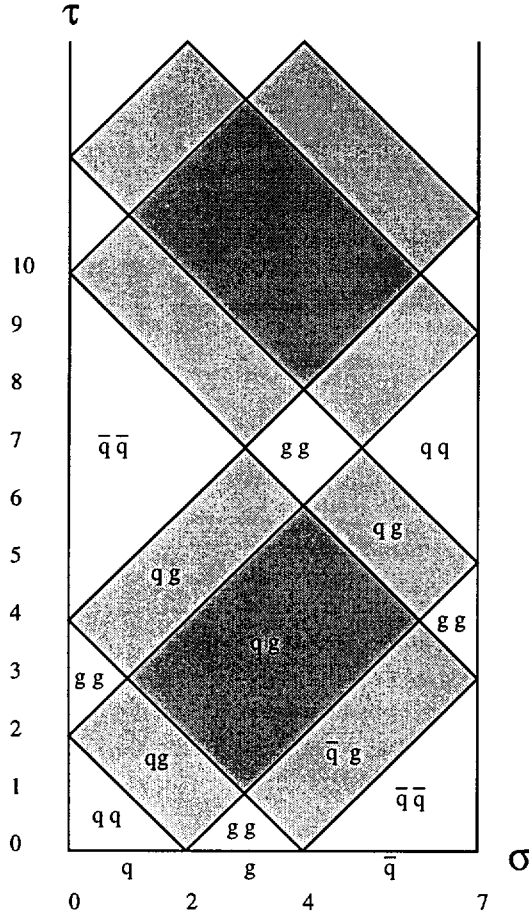


Fig. 1 : Superpositions de P_+ et P_-

Les chevauchements des bandes de la même origine ne donnent pas de contributions à l'extension spatiale, ce sont les singularités d'énergie sur la cordes (kinks).

La loi de décroissance de surface

La décroissance des cordes est décrit par la loi de surface de Artru-Menessier :

$$d\mathcal{P} = p_0 d\mathcal{A}, \quad (15)$$

avec $d\mathcal{A}$ représentant un élément infinitésimal de la surface dans l'espace de Minkowski. On peut exprimer la probabilité de décroissance en termes de courants d'impulsion :

$$d\mathcal{P} = p_0 \frac{p_0}{\kappa^2} P_-(\sigma, \tau) \cdot P_+(\sigma, \tau) d\tau d\sigma \quad (16)$$

$$= \frac{p_0}{\kappa^2} \frac{1}{2} (1 - \cos(\phi_{ij})) d\tau d\sigma \quad (17)$$

où ϕ est l'angle entre les partons i et j . On voit bien que ce sont les chevauchements des bandes P_+ et P_- , qui dominent la probabilité de décroissance. Par une simulation Monte-Carlo on peut alors obtenir des points de brisure de la corde.

Si une corde se brise, les courants d'impulsion sont distribués sur chaque sous-corde.

Puisque le modèle de cordes est un modèle classique et qu'il ne contient la saveur, il faut l'ajouter artificiellement. Avec des probabilités expérimentales, on crée des paires $u - \bar{u}$, $d - \bar{d}$, $s - \bar{s}$ ou $q q - \bar{q} \bar{q}$. Finalement une impulsion transverse est associée à chaque point de brisure.

Évidemment les cordes deviennent de plus en plus légères. Si elles atteignent des masses dans le domaine des résonances hadroniques, un ajustement du point de brisure est nécessaire pour obtenir les bonnes masses des particules.

Le modèle à cordes reproduit bien le comportement typique de la fragmentation, par exemple le plateau d'une distribution de rapidité. La comparaison avec des données expérimentales est en cours.

Références

- [1] K. Werner, Phys. Rep. 232 (1993) 87-299.
- [2] D. A. Morris, Ph. D. Dissertation, CALT-68-1440, California Institute of Technology, Pasadena, CA, USA
- [3] X. Artru and G. Mennessier, Nucl. Phys. B70, 93 (1974)

La formation et hadronisation de matière des quarks dans le modèle VENUS

M. Hladík, K. Werner

Abstract: In studying nuclear collisions at ultrarelativistic energies one expects to detect high density regions, where a thermalized system of quarks and gluons is created, the quark gluon plasma (QGP). In the VENUS model the string model of hadronic interactions is used to provide a microscopic model for the formation of quark matter droplets. After a longitudinal expansion the hadronization of the droplets is described according to n -body phase space.

Introduction

En général, la description d'une collision ultrarelativiste dans le cadre du modèle de cordes ne pose pas de problèmes, si la densité des cordes n'est pas trop élevée, ce qui est le cas pour les interactions hadron-hadron et les interactions entre noyaux légers. Par contre dans les collisions d'ions lourds il faut, toutefois considérer les interactions entre les particules produites dans les collisions primaires ("rescattering"). Sur la figure 1 les régions de densité élevée ($\epsilon \geq \epsilon_c = 1 \text{ GeV/fm}^3$) sont représentées en fonction de la rapidité $\zeta = 0.5 \ln(t+z)/(t-z)$ et x .

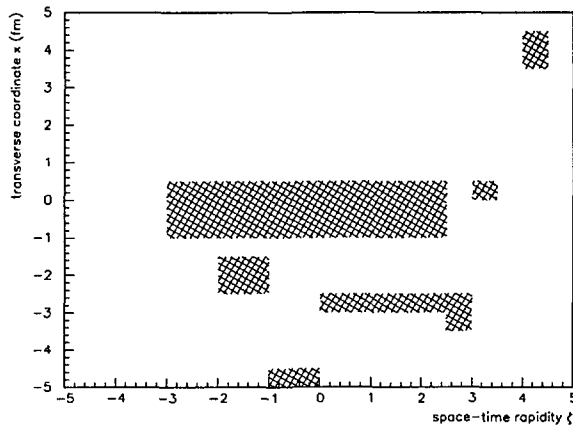


Fig. 1 : Régions de densité élevée ($\epsilon \geq \epsilon_c = 1.00 \text{ GeV/fm}^3$) dans une collision $S+S$ à 200 GeV par nucléon.

On considère ces régions comme des gouttelettes de matière des quarks [2]. Après leur formation, les gouttelettes s'étendent longitudinalement et s'hadronisent au moment où leur densité d'énergie passe au dessous de la valeur critique ϵ_c .

Hadronisation selon l'espace des phases à n -corps

La probabilité qu'une gouttelette G se désintègre dans une configuration $K = \{h_1 h_2 \dots h_n\}$ de n -

hadrons est [3, 4]

$$\text{prob}(G \rightarrow K) \sim \Omega(K) . \quad (1)$$

$\Omega(K)$ est la distribution micro-canonique d'un gaz relativiste de n hadrons, avec

$$\Omega(K) = C_{\text{vol}} C_{\text{deg}} C_{\text{ident}} \phi , \quad (2)$$

$$C_{\text{vol}} = \frac{V^n}{(2\pi)^{3n}} , \quad C_{\text{deg}} = \prod_{i=1}^n g_i , \quad C_{\text{ident}} = \prod_{\alpha \in S} \frac{1}{n_\alpha!} . \quad (3)$$

L'intégrale d'espace des phases est

$$\phi = \int \prod_{i=1}^n d^3 p_i \delta(E - \sum \epsilon_i) \delta(\sum \vec{p}_i) \delta_{Q, \sum q_i} \quad (4)$$

avec l'énergie de la particule i $\epsilon_i = \sqrt{m_i^2 + p_i^2}$, l'impulsion $\vec{p}_i$ et les saveurs $q_i = (q_i^u, q_i^d, \dots)$.

Puisque l'espace des configurations est immense, on utilise des méthodes de la physique statistique afin de générer une configuration K selon $\Omega(K)$. On construit un processus de Markov, c'est à dire une chaîne de configurations $K_0, K_1, K_2, \dots$. Pour la convergence il suffit que la condition d'équilibre microscopique,

$$\Omega_a p_{ab} = \Omega_b p_{ba} , \quad (5)$$

et l'ergodicité soient remplis.

Selon Metropolis [6], on utilise

$$p_{ab} = w_{ab} u_{ab} , \quad (6)$$

avec la matrice de proposition w et la matrice d'acceptance u , ce qui mène à

$$\frac{u_{ab}}{u_{ba}} = \frac{\Omega_b w_{ba}}{\Omega_a w_{ab}} . \quad (7)$$

On arrive à

$$u_{ab} = F \left(\frac{\Omega_b w_{ba}}{\Omega_a w_{ab}} \right) , \quad (8)$$

ce qui est vérifié par une fonction F telle que $F(z)/F(z^{-1}) = z$. Selon Metropolis [6], on utilise

$$F(z) = \min(z, 1) . \quad (9)$$

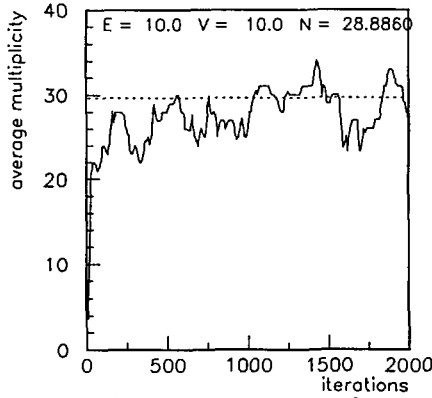


Fig. 2 : Le nombre de particules en fonction du nombre d'itérations.

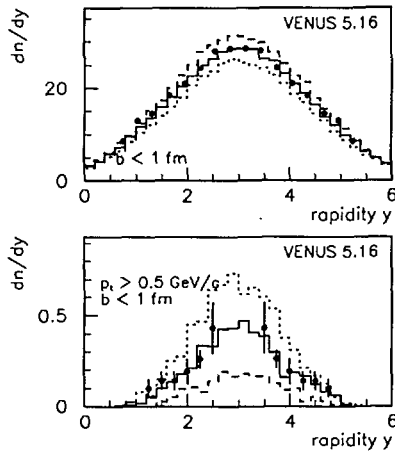


Fig. 3 : Distribution des particules chargées et des anti-lambdas pour différentes valeurs de la densité d'énergie critique dans une collision centrale S+S à 200 A.GeV.

En choisissant des matrices w et u appropriées, on arrive à avoir une convergence assez rapide, ce qui est démontré sur la figure 2.

Résultats

Sur la figure 3 la production des particules en fonction de la rapidité y dans une collision centrale S+S à 200 GeV par nucleon est représentée pour trois valeurs de la densité d'énergie critique ($\epsilon_c = 0.15, 1.00$ et 2.00 GeV/fm³). En haut on voit les particules chargées négatives. En bas on donne la distribution des anti-lambdas. L'influence des gouttelettes est surtout visible pour les particules étranges, car leur production est supprimée dans la fragmentation des cordes [5].

Références

- [1] K. Werner, Physics Reports 232 (1993) 87-299
- [2] K. Werner, Phys. Rev. Lett. 73 (1994) 1594
- [3] K. Werner and J. Aichelin, Phys. Rev. C 52 (1995) 1584
- [4] K. Werner and J. Aichelin, Phys. Rev. Lett. 76 (1996) 1027
- [5] K. Werner and M. Hladík, in proc. of "Strangeness '95" Jan. 4-7, 1995, Tucson, USA
- [6] N. Metropolis, A.W. Rosenbluth, M.N. Rosenbluth, A.H. Teller, and E. Teller, J. Chem. Phys. 21 (1953) 1087

Collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires

Les collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires, soit de quelques dizaines de MeV/nucléon à quelques centaines de MeV/nucléon, sont un outil essentiel pour étudier les modes de transfert et de desexcitation de l'énergie dans le noyau atomique. Les noyaux peuvent être ainsi placés dans des conditions très éloignées de l'équilibre, et constituent des objets uniques pour l'étude simultanée des modes collectifs et individuels.

Une exigence essentielle de l'activité théorique et de modélisation est la recherche d'une meilleure connaissance des propriétés de la matière nucléaire par une confrontation des résultats théoriques aux données expérimentales les plus récentes.

Le domaine des énergies intermédiaires permet d'explorer les limites de stabilité des noyaux atomiques, où les effets hors équilibre et de taille finie jouent un rôle fondamental. En raison de l'importance de ces effets, les travaux théoriques se sont particulièrement attachés à la modélisation des processus dynamiques.

Au cours de ces dernières années, les efforts ont porté sur le développement et l'amélioration de modèles dynamiques et leur application à l'interprétation et à la prévision de nombreux processus physiques.



Influence de la rediffusion sur le spectre des particules étranges

Christophe David, Christoph Hartnack, Jörg Aichelin

Abstract: Applying a new method of rescattering which is based on the neural network technique we study the influence of rescattering on the spectra of strange particles produced in heavy ion reactions. In contradistinction to former approaches the rescattering is done explicitly and not in a perturbative fashion. We present a comparison of our calculations for the system $\text{Ni}(1.93\text{A GeV})+\text{Ni}$ with recent data of the FOPI collaboration. We find that even for this small system rescattering changes the observables considerably but does not invalidate the role of the kaons as a messenger from the high density zone. We cannot confirm the conjecture that the kaon flow can be of use for the determination of the optical potential of the kaon.

Introduction

La production des kaons dans les collisions d'ions lourds est actuellement un des sujets de la physique nucléaire les plus captivants. Pour des énergies de faisceau en dessous ou proche du seuil de production (dans les collisions NN, $E_{\text{beam}} = 1.583\text{GeV}$), on observe une forte augmentation de la production des kaons comparée à l'extrapolation des collisions pp. Des études précises ont montré que la plupart des kaons étaient créés dans un processus à deux étapes par l'intermédiaire d'un Δ ou d'un π . De plus, les kaons sont produits à une densité supérieure à celle de matière nucléaire normale [1, 2]. Ceci permet de supposer que les kaons peuvent être les messagers de la zone de haute densité. Dans cette zone, l'énergie de compression peut être élevée (cela dépend de l'équation d'état de la matière nucléaire) et ainsi du fait de la conservation d'énergie, l'énergie cinétique disponible peut être réduite. De cela, on attend une diminution du taux de production. Cependant, dans cette zone de haute densité, les propriétés des kaons peuvent être changées et le seuil de production peut être diminué par la présence de forts champs scalaires et vectoriels, ce qui conduit à une augmentation du nombre de kaons. Des calculs incluant les champs scalaires et vectoriels ont mis en évidence une correction minime pour les K^+ mais pour les K^- l'effet est plus important du fait de la g-parité [3]. Dans la matière infinie ces phénomènes sont étudiés à l'aide des lagrangiens chiraux. Cependant, plus la densité et la température sont élevées plus il est difficile de résoudre le développement perturbatif de ces lagrangiens. De plus, la vérification des résultats du point de vue expérimental ne peut s'effectuer qu'avec l'aide des ions lourds. Malheureusement, les réactions entre ions lourds sont loin de l'équilibre thermique et les effets de taille finie sont dominants. Ainsi, la seule possibilité de résoudre ce problème est l'utilisation de programmes numériques compliqués qui simulent l'évolution au cours du temps des réactions entre ions lourds. Ces programmes permettent de tester différentes hypothèses concernant les mécanismes de production des mésons et leurs propriétés. En raison de la faiblesse de la section effi-

cace, la production des kaons a seulement été traitée de manière perturbative jusqu'à présent. Cela signifie que pour chaque collision i avec $\sqrt{s} > \sqrt{s}_{\text{seuil}}$ on enregistre la probabilité de production d'un kaon $P_i = \sigma(NN \rightarrow K)/\sigma(NN \rightarrow X)$. La section efficace totale est alors donnée par $\sigma_K = \sigma_{\text{reac}} \sum_i P_i$. Cette approche perturbative ne permet pas de prédire la section efficace des K^+ qui à cause de son quark $\bar{s}$ ne peut être réabsorbée. De plus avec cette méthode, le petit changement sur le nombre de K^+ du à $K^+ + n \rightarrow K^0 + p$ est négligé. Dans quelques uns de ces programmes de simulation une procédure approximative de rediffusion a été ajouté d'après le travail de Randrup [6]. Cette procédure consiste à déterminer le chemin que peut parcourir le kaon après sa création et si le noyau ne change pas d'état. On divise alors ce chemin par le libre parcours moyen du kaon afin d'obtenir le nombre moyen de collisions. On suppose que le nombre de collisions que le kaon subit est distribué selon une loi de Poisson autour de cette valeur moyenne. Dans cette procédure, on estime de plus que la section efficace KN est purement élastique et que la distribution angulaire est isotrope. La production d'un kaon n'a pas d'influence sur le système et toutes les particules non étranges évoluent comme si aucun kaon n'avait été produit. Une version améliorée de cette procédure a été proposée récemment par Fang et al. [7]. Maintenant, nous allons présenter notre nouvelle méthode qui repose sur la technique des réseaux de neurones.

Utilisation des Réseaux de Neurones pour la rediffusion des Kaons

Comme la production d'un kaon (sous ou proche du seuil) est un évènement rare dans les collisions d'ions lourds, nous devons augmenter artificiellement ce taux de production si nous voulons éviter des calculs inutiles pour l'étude des propriétés des kaons. Cela peut être résolu en introduisant un facteur d'augmentation artificiel de la production des kaons qui assure qu'en moyenne 30% des collisions d'ions lourds produisent

un kaon. Du fait des fluctuations autour de la valeur moyenne, nous constatons dans 7% des réactions la production de deux kaons, un pourcentage que nous considérons tolérable. Ce facteur d'augmentation est une condition nécessaire mais pas suffisante pour obtenir un nombre raisonnable de kaons dans un court laps de temps. La seconde condition est le traitement de la rediffusion de manière rapide et efficace malgré la structure assez compliquée de la section efficace élémentaire KN . Cette condition est remplie à l'aide d'un outil mathématique moderne, les réseaux de neurones. Le problème fondamental lorsque l'on simule une section efficace par une procédure Monte Carlo est de s'assurer qu'après de nombreuses simulations les particules sont diffusées avec la section efficace différentielle voulue. Cela signifie que la distribution $P(x)$ des angles de diffusion corresponde à celle désirée. Dans le cas à une dimension et lorsque l'intégrale de la distribution est inversible, les méthodes élémentaires suffisent pour résoudre le problème.

$$y_i = \int_{\text{borne inférieure}}^{x_i} P(x) dx \quad (1)$$

où y_i est un nombre aléatoire uniformément distribué dans $[0,1]$. Les x_i sont distribués comme $P(x)$ si $P(x)$ est normalisé. Généralement, la section efficace n'est pas donnée sous une forme analytique mais par des points expérimentaux et la distribution angulaire varie avec l'énergie. On utilise alors pour résoudre ce problème des fits multi-dimensionnels. Cependant, ceux-ci sont difficiles à inverser et posent le problème de l'exactitude finie des ordinateurs (problème rencontré pour les collisions pp). La technique utilisant un réseau de neurones constitue une approche différente. Tout d'abord, il faut approximer les sections efficaces différentielles expérimentales à l'aide de polynômes comme ci-dessous

$$\frac{d\sigma}{d\Omega} = \sum_{i=0}^n a_i(\sqrt{s})(\cos\theta)^i \quad (2)$$

où les $a_i(\sqrt{s})$ sont les coefficients du polynôme et n le degré de ce polynôme. Alors, on calcule X de la manière suivante

$$X(\sqrt{s}, \cos\theta^i) = \frac{\int_{-1}^{\cos\theta^i} \frac{d\sigma}{d\Omega}(\sqrt{s}, \cos\theta') d(\cos\theta')}{\int_{-1}^1 \frac{d\sigma}{d\Omega}(\sqrt{s}, \cos\theta') d(\cos\theta')} \quad (3)$$

pour plusieurs valeurs de $\cos\theta^i$ choisi entre -1 et 1 pour chaque valeur de $\sqrt{s}$ connue expérimentalement. Ainsi, les valeurs de X sont distribuées entre 0 et 1 . Ce travail effectué, on présente à un réseau de neurones en entrée $X(\sqrt{s}, \cos\theta^i)$ et $\sqrt{s}$.

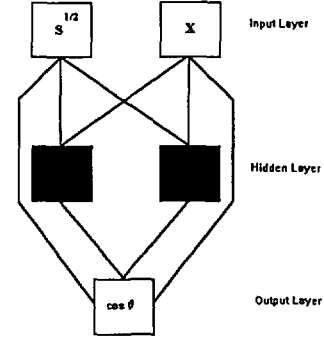


Fig. 1

Comme variable de sortie x_{out}^i , on souhaite obtenir l'angle de diffusion $\cos\theta^i$. La phase d'apprentissage consiste à minimiser la déviation standard

$$\sum (\cos\theta^i - x_{out}^i)^2 \quad (4)$$

en faisant varier les paramètres libres du réseau. Pour une description détaillée des paramètres libres du réseau et de la méthode de minimisation on se réfère à [8]. Après cette phase, on dit que le réseau est "entraîné" et il est prêt à être utilisé pour le but désiré. Pour chaque collision, nous présentons au réseau l'énergie dans le centre de masse $\sqrt{s}$ et un nombre aléatoire et le réseau répond avec l'angle de diffusion. Ces angles sont distribués comme $\frac{d\sigma(\sqrt{s})}{d\Omega}$. A ce moment, nous avons incorporé dans les calculs les sections efficaces mesurées KN pour les processus élastiques [9, 10, 11, 12, 13] et d'échange de charge [14]. Nous avons aussi incorporé la diffusion élastique ΛN comme isotrope avec une paramétrisation de la section efficace totale identique à celle de [24].

Comparaison avec les données de FOPI

Les réseaux de neurones décrits dans le paragraphe précédent ont été incorporés dans le modèle de Dynamique Moléculaire Quantique (QMD) qui simule les réactions entre ions lourds événement par événement. Ce modèle permet de suivre l'évolution temporelle de tous les nucléons du projectile et de la cible depuis leur séparation initiale des deux noyaux jusqu'à leur état final en protons, neutrons ou composants d'un agrégat. Les nucléons sont représentés par des fonctions d'onde d'états cohérents qui dépendent de deux paramètres, la position r_{i0} et le moment p_{i0} . La transformée de Wigner de ces états cohérents sont représentés par des gaussiennes dans l'espace des coordonnées et des moments. L'évolution temporelle des centroïdes de ces gaussiennes r_{i0} , p_{i0} est déterminée par un principe variationnel généralisé de Ritz. Les nucléons interagissent par des potentiels à deux et trois corps qui sont équivalents à un potentiel de Skyrme dans la matière nucléaire. Pour une description plus

détaillée de ce modèle, on se référera à [16]. Ce modèle a été fréquemment utilisé pour comprendre l'origine physique des spectres observés ou pour prédire l'influence des propriétés de la matière hadronique sur les observables. Dans notre programme nous avons utilisé la paramétrisation de Randrup et Ko [17] pour la section efficace de production des kaons des processus $NN \rightarrow NKA$ et $NN \rightarrow NK\Sigma$. Du fait du peu d'information concernant la section efficace de diffusion des Σ aux énergies qui nous intéressent, nous avons appliqué aux collisions ΣN la même section efficace qu'aux collisions ΛN . A partir du moment où les kaons sont produits, ils se déplacent en ligne droite comme des particules libres avec leur masse "on shell". Si un kaon s'approche d'un nucléon à une distance inférieure à $r = \sqrt{\sigma_{tot}/\pi}$ il diffuse avec une distribution angulaire identique à celle d'une collision libre. Les réactions d'échange de charge et élastiques ont une fraction relative $\sigma_{ech}/\sigma_{tot}$ et σ_{el}/σ_{tot} avec $\sigma_{tot} = \sigma_{ech} + \sigma_{el}$. Les Λ diffusent sur les nucléons avec une section efficace donnée par [24] et leur potentiel est diminué par rapport à celui des nucléons. Pour la comparaison avec les données expérimentales nous avons choisi la réaction $Ni(1.93\text{ AGeV})+Ni$ mesurée par la collaboration FOPI au Gesellschaft für Schwerionenforschung (GSI) à Darmstadt. En premier, nous avons comparé la distribution en rapidité des kaons (fig.2) au moment de leur création et après la rediffusion avec les données expérimentales. Nous avons rajouté un point expérimental à rapidité moyenne obtenu par la collaboration KaoS pour le même système à 1.8 AGeV [20]. Selon nos calculs, ce point doit être multiplié par 1.1 de manière à être comparable aux résultats à 1.93 AGeV.

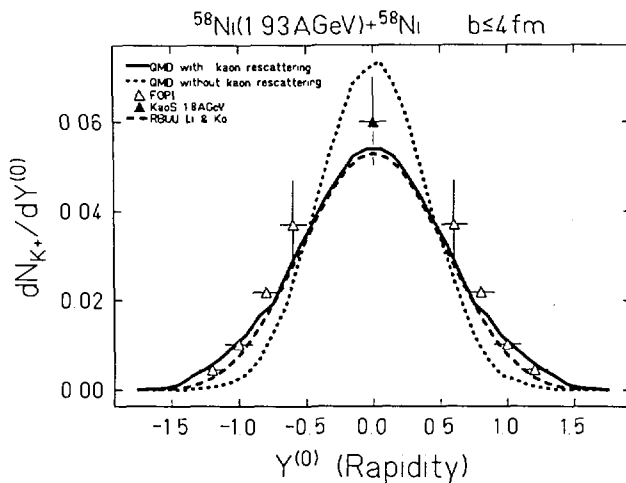


Fig. 2

Les résultats sans rediffusion ("without rescattering") correspondent à ceux obtenus avec un traitement perturbatif. On remarque, tout d'abord, une influence importante de la rediffusion même pour un petit système comme Ni+Ni. Ceci confirme les calculs de Fang et al. [7]. Le fait que la rediffusion élargit la distribution

en rapidité est attendu. En effet, l'énergie disponible étant limitée, la création des particules étranges est centrée autour de la rapidité moyenne et la place disponible dans l'espace des phases est très limitée. Nous avons aussi comparé nos résultats avec ceux des calculs effectués par G.Q.Li et al. [21, 22]. Ils ont utilisé un programme relativiste RBUU et une section efficace isotrope de 10 mb pour la diffusion KN [7]. Les deux programmes diffèrent principalement par leurs potentiels nucléonique et kaonique et on trouvera en [25] tous les détails des différences. Il est surprenant de constater comment toutes les différences n'influencent pas la distribution en rapidité des kaons. En particulier, l'utilisation d'un potentiel optique pour les kaons ne semble pas avoir d'incidence observable sur cette variable. Un élargissement similaire de la distribution est aussi constaté pour le spectre de l'énergie transverse $\frac{1}{M_{\perp}^2} \frac{d^2N}{dY^{(0)} dM_{\perp}} = Ae^{-M_{\perp}/T_B}$, fig.3, où nous comparons nos différents pentes avec celles de la collaboration FOPI.

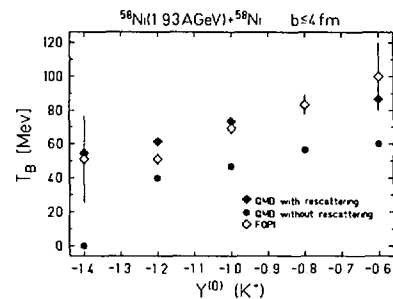


Fig. 3

Dans les deux cas, les pentes sont déterminées à l'aide des parties du spectre de haute énergie. Avant la rediffusion, la pente est calculée avec l'espace des phases disponible au moment de la collision qui produit le kaon. Ensuite, les multiples collisions augmentent la pente T_B du spectre d'énergie transverse de 70% de manière indépendante de la rapidité. On sait aussi que cette augmentation de la pente est beaucoup plus importante que celle de la variance de la rapidité qui est de 25%. Dans l'étude présente, nous n'avons pas de potentiel kaonique mais nous reproduisons déjà le flot mesuré expérimentalement. Bien sûr, il existe un potentiel kaonique mais la seule information que l'on peut extraire du flot est que la combinaison d'un potentiel scalaire et vectoriel n'a aucune influence sur cette observable. Au vu des études précédentes, ceci est un résultat attendu. Les kaons sont produits principalement dans les collisions centrales où le flot collectif est petit [2]. De plus, ils sont produits dans la zone de haute densité et les nucléons de cette zone possèdent un flot plus petit que la moyenne de tous les nucléons [23]. La figure 4 représente la distribution en densité des kaons au moment de leur création et au point où a lieu leur dernière diffusion.

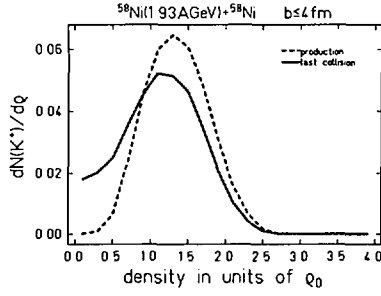


Fig. 4

On remarque que la densité moyenne au point de production des kaons est supérieure à la densité nucléaire normale et 79% des kaons sont produits à $\rho > \rho_0$. De plus, les interactions suivantes ne détruisent pas la caractéristique des kaons de transmettre des informations sur la zone de haute densité jusqu'au détecteur puisque 60.5% des kaons ont leur dernière diffusion (ou ne subissent aucune collision) à $\rho > \rho_0$.

Conclusion

Pour conclure, nous avons montré qu'en dépit d'une section efficace peu importante, la rediffusion influence les observables des particules étranges même pour les petits systèmes. Elle élargit la distribution en énergie dans les directions transverse et longitudinale. Un traitement réaliste prenant en compte toutes les sections efficaces différentielles connues reproduit les observables des kaons pour le cas étudié malgré qu'aucun potentiel pour les kaons n'ait été utilisé. Cela laisse peu de place à la conjecture affirmant que les observables des kaons positifs (K^+) sont l'unique moyen de connaître le potentiel des kaons dans la matière nucléaire. Les résultats expérimentaux sont compatibles avec les calculs montrant un changement minime des propriétés des K^+ dans la matière nucléaire. La situation est probablement très différente pour les K^- . Ceci est l'objet d'une étude en cours.

Références

[1] J. Aichelin and C.M. Ko Phys. Rev. Lett. 55 (1985) 2661

[2] C.Hartnack et al., Nucl. Phys. A580 (1994) 643
[3] J. Schaffner et al, Phys. Lett B334 (1994) 268
[4] W.J. Hogan, Phys. Rev. 166 (1968) 1472
[5] J.M. Laget, Phys. Lett. B 259 (1991) 24
[6] J.Randrup, Phys.Lett. B99 (1981) 9
[7] X.S. Fang , C.M. Ko and Y.M. Zheng Nucl. Phys. A556 (1993) 499
[8] C.David et al., Phys. Rev. C51 (1995) 1453
[9] W.Cameron et al., Nucl. Phys. B78 (1974) 93
[10] P.C.Barber et al., Nucl. Phys. B61 (1973) 125
[11] B.J.Charles et al., Nucl. Phys. B131 (1977) 7
[12] G.Giacomelli et al., Nucl. Phys. B56 (1973) 346
[13] C.J.S Damerell et al., Nucl. Phys. B94 (1975) 374
[14] G.Giacomelli et al., Nucl. Phys. B42 (1972) 437
[15] Anderson et al., Phys. Rev. D11 (1975) 473
[16] J. Aichelin, Phys. Rep. 202 (1991) 233
[17] J. Randrup and C.M. Ko, Nucl. Phys. A 343 (1980) 519 and A 411
[18] D.Best for the FOPI collaboration, Proc. on the 12th Winter Workshop on Nuclear Dynamics, Snowbird, Utah, Feb.1996, ed.W.Bauer
[19] G.Q. Li and C.M. Ko, private communication
[20] P. Senger, to be published in Heavy Ion Phys. (1996) and private communication
[21] G.Q. Li and C.M. Ko, Nucl. Phys. A 594 (1995) 460
[22] G.Q. Li, C.M. Ko and B.A. Li, Phys. Rev. Lett 74. (1995) 235
[23] J. Jaenicke and J. Aichelin, Nucl. Phys. A 547 (1992) 542
[24] G.Q. Li, C.M. Ko and B.A. Li, Phys. Rev. C 54 (1996) 1897
[25] C. David et al., Proceedings of the XXXV International Winter Meeting on Nuclear Physics, Bormio, 3-8 Feb.

Etudes sur la dynamique de collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires.

Christoph Hartnack, Christophe David, J. Aichelin

Abstract: We use the Quantum Molecular Dynamics model for the investigation of the dynamics of heavy ion collisions at intermediate energies. A detailed comparison between different versions of the models demonstrates the influence of not exactly known parameters in the description of nuclei like interaction range or initial densities and thus describes the limits of predictive power. The dynamics of the reaction are described quite similar in the different models. A radial expansion with a linear velocity profile is found at central collisions. A strong interaction of pions with nuclear matter is reported. This interaction is strongly influenced by the lifetime of baryonic resonances in nuclear matter. These lifetimes depend strongly on the mass distribution of the resonances. This mass distributions are influenced by the momentum distribution in the nuclei. Here the inclusion of the spectral function shows visible effects. These effects influence the energy dissipation in nuclei and thus enter e.g. into the analysis of p+A collisions for the GEDEON project.

Notre recherche sur la dynamique de collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires comprend des aspects différents comme la fragmentation, le flot collectif, la production des particules et l'interaction des particules avec la matière nucléaire. [1] Nous utilisons le modèle QMD pour simuler les collisions d'ions lourds.

Comparaison des modèles microscopiques

Le modèle de dynamique quantique moléculaire (Quantum Molecular Dynamics - QMD) est un modèle microscopique bien établi pour modéliser des collisions d'ions lourds. Il existe différentes versions de ce modèle écrites par différents auteurs. Les deux versions utilisées le plus fréquemment ont été développées par des membres actuels de SUBATECH. Cet avantage nous a permis de faire une comparaison détaillée des modèles utilisés, dont la programmation est complètement différente [3]. On a trouvé que les modèles comparés donnent des résultats identiques lorsqu'on utilise des paramètres comparables. De même, on trouve que des changements concernant la description de l'état de base du noyau causent des effets sur les observables comme le flot collectif ou la production des mésons. Par exemple, le profil de densité et la densité initiale au centre ont une influence sur les observables. La portée des interactions donne aussi des effets visibles. On trouve qu'il faut modéliser la stabilité du noyau avec une haute précision pour avoir des observables applicables. Cette précision est le but du développement d'un nouveau modèle dans le cadre du projet UQMD, dont SUBATECH fait parti.

Etudes sur l'expansion radiale de la matière nucléaire

Le flot radial de la matière nucléaire est un effet collectif qui a récemment gagné beaucoup d'intérêt. On a trouvé que le mouvement des fragments dans les collisions des noyaux aux énergies intermédiaires ne peut pas être décrit par la thermodynamique. Pour expliquer cet effet on doit faire l'hypothèse de mouvements collectifs dans la matière. Nous avons utilisé le modèle de dynamique quantique moléculaire avec isospin (IQMD) pour étudier l'origine de cet effet. On trouve, que le flot radial est initialisé très tôt pendant la réaction. On trouve un profil de vitesse linéaire qui correspond à une expansion self-similaire [4]. Le profil de vitesse change avec le temps mais reste linéaire. On n'a pas trouvé d'influence de l'énergie du projectile sur la forme du profil pour un temps fixé. L'équation d'état ne semble pas influencer sur ce profil non plus. La deuxième observation semble être en accord avec des expériences récentes.

Etudes sur la dynamique des pions

La dynamique des pions est fortement corrélée avec les propriétés des Deltas dans la matière nucléaire. Aux énergies plus hautes que le seuil de production des pions, la production est dominée par la création et la désintégration des Deltas. Les Deltas sont créés dans des collisions inélastiques. Après quelques temps, ils se désintègrent et produisent des pions. Les pions peuvent être absorbés en créant de nouveaux Deltas, qui existent pour un certain temps. S'ils ne sont pas absorbés

par des nucléons dans des collisions inélastiques, ils se désintègrent encore. Cela donne un cycle dynamique de production des pions et des Deltas. Dans cette dynamique, la durée de vie des Deltas est très importante. Dans nos calculs basés sur la théorie de diffusion nous avons obtenu le résultat que les Deltas de petite masse ont une durée de vie plus courte que celle donnée par la formule utilisée dans presque toutes les simulations. Cette modification de la durée de vie semble avoir des effets bien visibles sur les spectres des pions.[5]

Modélisation des collisions avec inclusion de la fonction spectrale

La fonction spectrale décrit la distribution des impulsions et énergies dans un noyau. Pour des particules libres, l'impulsion et l'énergie sont bien corrélées. La connaissance d'une de ces deux quantités, avec la connaissance de la masse, fixe l'autre quantité. Or, si l'on met une particule en milieu hadronique cela n'est plus le cas. L'énergie et l'impulsion peuvent changer et la particule obtient une masse effective. Les modèles microscopiques négligent en général cet effet. Nous avons construit un modèle de cascade qui inclut cette fonction spectrale dans les collisions entre les particules. On a appliqué ce modèle pour la description des collisions proton-noyau et on a trouvé des changements dans les distributions des masses de Delta et dans les spectres des mésons. Les calculs ont pour but de contribuer à l'explication des spectres des pions et des kaons mesurés à SATURNE.

Etude sur l'extraction du rayon de source avec Hanbury-Brown Twiss

La méthode de Hanbury-Brown et Twiss est fréquemment utilisée dans la physique des collisions d'ions lourds pour étudier les corrélations des particules. On essaie d'extraire le rayon de source du système par une comparaison entre expérience et simulation. Nous avons étudié les contraintes de cette approche. Un effet important est la propriété des particules d'être bosonique ou fermionique. Cette propriété ne peut pas être simulée correctement par des modèles microscopiques parce qu'ils traitent les particules comme des objets classiques. En plus les modèles utilisent des extensions spatiales des particules qui sont nécessaires pour la stabilité numérique. Ces extensions donnent des incertitudes en plus. La réduction de ces extensions spatiales cause (à côté des problèmes numériques) des incertitudes sur l'impulsion à cause de la relation d'incertitude d'Heisenberg. Des calculs avec des particules sans impulsions bien définies ne sont pas faisables en ce moment. Alors on voit de sévères contraintes pour l'extraction du rayon de source [2].

Etudes théoriques sur la réaction proton-noyau

Dans les réacteurs hybrides un faisceau de particules très énergétiques (entre 0.2 et 1.2 GeV) provoque par spallation sur une cible lourde l'émission d'un flux important de neutrons qui régissent le fonctionnement du réacteur. Une partie des travaux théoriques est de modéliser les mécanismes qui dissipent l'énergie de la particule incidente dans le noyau pour émettre des particules.

Au plan théorique SUBATECH peut contribuer à ces études compte tenu de l'expertise de ses équipes en description des propriétés du noyau et en simulation des collisions d'ions lourds dans un vaste domaine d'énergie (contribution aux interprétations de l'émission de prééquilibre, de la fragmentation et de la production de particules).

Nos études actuelles ont donc pour but de comprendre la dissipation d'énergie dans le noyau. Une dissipation élevée augmente le nombre des particules émises et permet de baisser leurs énergies cinétiques. Si le proton fait une réaction dans le noyau l'énergie est bien localisée. L'énergie peut être stockée dans une résonance (préférentiellement le delta), qui peut se désintégrer en créant un pion et un nucléon. Le pion peut faire des collisions et être absorbé en produisant encore un delta, qui peut se désintégrer mais aussi être absorbé et transformer sa masse en énergie cinétique. Tous ces processus influent sur la dissipation de l'énergie.

Nos travaux concernent la description des propriétés des résonances. Nous avons montré que la durée de vie des deltas de petite masse était fortement surestimée par les modèles microscopiques. Ceci peut influencer sur la rediffusion des particules dans le noyau. Le deuxième axe est l'inclusion dans nos calculs de la fonction spectrale qui décrit des effets de milieu et change la relation entre l'impulsion et l'énergie. Ce changement donne aux particules une masse effective et réduit l'énergie disponible pour faire des réactions. Ceci modifie l'ensemble de la dissipation de l'énergie et l'émission des particules.

Références

- [1] pour des références et des informations supplémentaires, voir H. Stöcker and W. Greiner. Phys. Reports 137(1986)277
- [2] J. Aichelin, soumis à Nucl. Phys. A.
- [3] Ch. Hartnack, R.K. Puri, J. Aichelin, J. Konopka, S.A.Bass, H. Stöcker, W. Greiner soumis à Z. Phys. A et Rapport Interne 96-13.

- [4] Ch. Hartnack and J. Aichelin, Proc. on the Conf. on modern physics at the turn of the millenium, Wilderness (South Africa), 1996.
- [5] Ch. Hartnack, C. David, J. Aichelin Proceedings on the International Conference on heavy ion physics at low, intermediate and high energies using 4π detectors, Poiana Brasov (Romania), 1996 et Rapport Interne 96-17.



Analyse en ondelettes de l'espace des phases nucléaire

B. Jouault, F. Sébille et V. De La Mota

Abstract: The description of complex systems requires to select and to compact the relevant information. The wavelet theory constitutes an appropriate framework for defining adapted representation bases obtained from a controlled hierarchy of approximations.

L'étude des phénomènes de transport dans la matière nucléaire et de façon plus générale des systèmes constitués d'un très grand nombre de composantes en interaction, nécessite de restreindre la description à un ensemble de variables considérées comme pertinentes par rapport aux phénomènes physiques étudiés [1]. Les méthodes de sélection seront d'autant plus efficaces qu'elles tiendront compte des symétries et des propriétés géométriques des systèmes étudiés et permettront ainsi de compacter l'information. La théorie des ondelettes et en particulier les méthodes d'analyse multirésolution [2] permettent de structurer l'information de manière hiérarchisée, ce qui rend possible l'élaboration de différents schémas contrôlés d'approximations.

L'analyse multirésolution est définie en considérant la famille des fonctions d'échelles $\phi_{j,k}(x)$ obtenues par translation et dilatation d'une fonction de référence de norme non nulle $\phi(x)$:

$$\phi_{j,k}(x) = 2^{-j/2} \phi(2^{-j}x - k)$$

Les indices j et k correspondent respectivement aux paramètres de dilatation et de translation. La projection du signal analysée sur cette base permet alors d'obtenir des approximations successives $f_j(x)$ données par la relation :

$$f_j(x) = \sum_k \langle f, \phi_{j,k} \rangle \phi_{j,k}(x) = \sum_k C_{j,k} \phi_{j,k}(x)$$

L'approximation de f à l'échelle j sera donc donnée par la projection orthogonale de f sur le sous espace V_j dont les éléments $\phi_{j,k}(x)$ constituent une base. Cette approximation sera d'autant plus grossière que les éléments de la base auront des extensions importantes. L'approximation f_{j-1} à l'échelle $(j-1)$ sera obtenue par la projection de f sur le sous espace V_{j-1} . La différence d'information entre ces deux approximations est alors contenue dans la projection de f sur le sous espace W_{j-1} , qui est le complémentaire de V_{j-1} dans V_j ($V_j = V_{j-1} \oplus W_{j-1}$). Une base de cet espace est constituée par la famille d'ondelettes $\psi_{j-1,k}(x)$ obtenue par dilatation et translation d'une ondelette de référence $\psi(x)$ ayant une moyenne nulle. L'approximation f_j peut alors se décomposer en deux parties relatives à chacun des deux sous espaces :

$$f_j = \sum_k C_{j,k} \phi_{j,k} = \sum_k C_{j-1,k} \phi_{j-1,k} + \sum_k D_{j-1,k} \psi_{j-1,k}$$

Il est ainsi possible de définir une hiérarchie d'approximations pour les fonctions analysées en structurant l'information sur des espaces orthogonaux. Cette séparation est effectuée en appliquant des filtres sélectifs hautes et basses fréquences lors des différentes étapes de la décomposition.

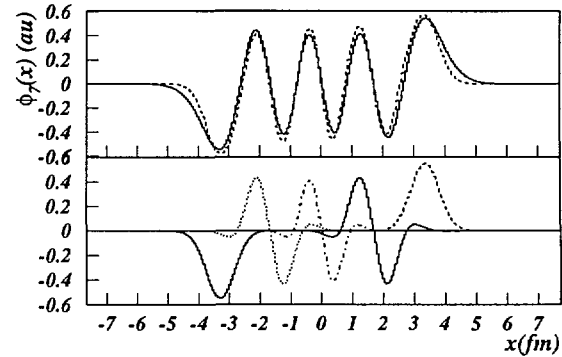


Fig. 1 : Sur la partie supérieure une fonction d'onde de l'oscillateur harmonique (pointillés) est comparée avec sa représentation en ondelettes (traits pleins). La partie inférieure représente la disposition des fonctions de base.

L'optimisation de l'analyse en ondelettes dépend en grande partie du choix de la méthode d'analyse et de la famille d'ondelettes. Selon le problème à traiter ou la fonction à analyser, des choix judicieux sont donc à effectuer. L'analyse des fonctions d'onde de l'oscillateur harmonique est ici effectuée en considérant une base d'ondelettes biorthogonale splines qui satisfait les conditions de symétrie et qui peut être approximée par des fonctions analytiques simples [3]. Le but de cette étude est de déterminer un critère de sélection permettant de minimiser le nombre d'éléments à considérer pour décrire de façon optimale les fonctions analysées. Un point essentiel consiste à utiliser la complémentarité des ondelettes et des fonctions d'échelle pour reproduire les parties oscillantes et les parties périphériques des fonctions d'onde dont un exemple est représentée sur la figure (1) [4].

La description des systèmes de fermions peut se faire au travers d'opérateurs densités ρ qui s'exprime en termes des fonctions d'onde du système ψ_k [5] :

$$\rho = \sum_k |\psi_k\rangle\langle\psi_k|$$

Compte tenu de la projection des ψ_k sur une base d'ondelettes et de fonctions d'échelles on obtient l'approximation suivante de la matrice densité à une échelle donnée :

$$\rho = \left(\sum_k C_k |\phi_k\rangle + \sum_k D_k |\psi_k\rangle \right) \cdot \left(\sum_{k'} C'_k \langle\phi'_k| + \sum_{k'} D'_k \langle\psi'_k| \right)$$

Cette représentation dans une base d'ondelettes permet de définir une succession d'approximations de la matrice densité. La conservation de l'ensemble des composantes issues de l'analyse permet de retrouver la matrice densité représentée sur la figure (2b) qui est très proche de la matrice exacte (figure(2a)). L'approximation qui consiste à ne conserver que les termes diagonaux lors de la reconstruction aboutit à la matrice approchée représentée sur la figure (2c) qui donne une bonne description au voisinage de la diagonale, où se situe l'essentiel de l'information pour le suivi de l'évolution dynamique du système étudié. La représentation en ondelettes de la matrice densité permet ainsi de définir une base optimale pour représenter les configurations statiques des systèmes nucléaires ainsi que pour décrire leur évolution temporelle. Ce compactage de l'information est effectué de manière contrôlée, ce qui permet de conserver la mémoire de la structure des fonctions d'onde du système et par conséquent de certaines de ses propriétés quantiques [6].

Références

- [1] Balian R., Alhassid Y. et Reinhardt H., Phys. Rep 131(1986)1,
Reinhardt H., Balian R. et Alhassid Y., Nucl. Phys A422(1984)349

- [2] Daubechies I., Ten lectures on wavelets, Ams providence, (1992)
[3] Cohen A., Daubechies I et Feauveau J., Comm. Pure and Appl. Math. 45(1992)485
[4] Jouault B., Sébille F. and V. De. La. Mota, Submitted to nuclear physics.
[5] Ring P. and Schuck P., The Nuclear Many Body problem, Springer Verlag, 1980
[6] Jouault B., Thèse université de Nantes (1996)

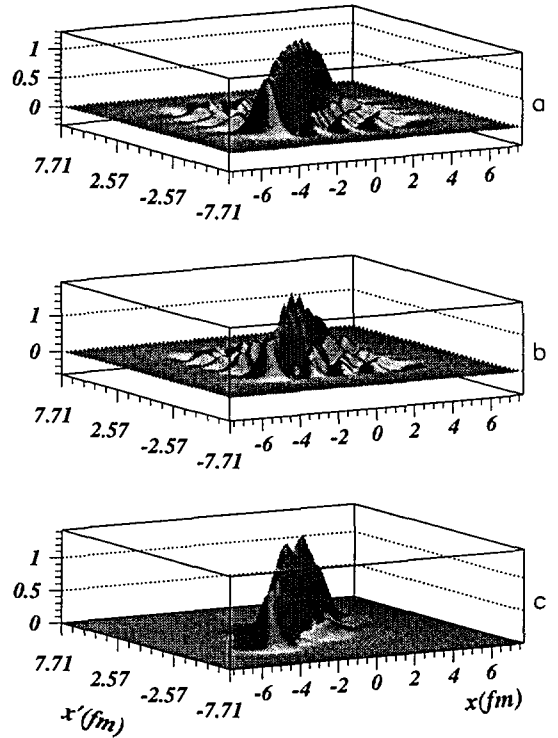


Fig. 2 : Approximations de la matrice densité $\rho(x, x')$ pour les huit premiers niveaux de l'oscillateur harmonique : (a) matrice exacte, (b) approximation obtenue en prenant en compte tous les termes issus de la décomposition, (c) approximation en ne considérant que les contributions diagonales.



Représentation en ondelettes de la dynamique nucléaire

B. Jouault, F. Sébille et V. De La Mota

Abstract: The study of transport phenomena in nuclear matter is addressed in a new approach based on wavelet theory and the projection methods of statistical physics. The advantage of this framework is to optimize the representation spaces and the numerical treatment which gives the opportunity to enlarge the spectra of physical processes taken into account and to preserve some important quantal informations.

L'étude des phénomènes de transport dans la matière subatomique relève d'une problématique commune à de nombreuses disciplines de la physique, celle des systèmes constitués d'un grand nombre de composantes en interaction mutuelle. La description exacte et complète de tels systèmes, s'avère être d'une grande complexité, du fait du nombre très important de degrés de liberté à prendre en considération. Afin de rendre le problème intelligible, il est nécessaire de se limiter à l'étude d'un nombre restreint de variables, dites pertinentes, dont la théorie a pour tâche d'exprimer les équations d'évolution [1] [2]. L'élaboration d'une démarche de modélisation cohérente nécessite d'avoir recours à des outils théoriques et algorithmiques adaptés à l'étude de ces phénomènes de transport, en particulier dans la matière nucléaire où les effets hors équilibre et non linéaires sont très importants. Deux finalités essentielles de ce type d'outils sont d'une part, d'extraire l'information pertinente à partir des propriétés géométriques de l'espace des phases, et d'autre part d'optimiser le traitement numérique par un choix judicieux de l'espace de représentation. La mise en place d'une méthodologie fondée sur les méthodes de projection de la physique statistique [1] et sur la théorie mathématique des ondelettes [3] permet d'extraire différentes classes d'informations pertinentes à partir d'une hiérarchie précise d'approximations. Cette démarche est d'autant plus efficace que les schémas de résolution et la formulation mathématique des équations reposent sur des concepts communs. L'application de cette méthodologie à l'étude des phénomènes physiques relatifs aux collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires, s'est concrétisée par l'élaboration d'un modèle baptisé DYWAN (DYnamical WAVElets in Nuclei) [4].

La dynamique en champ moyen est régie par l'évolution TDHF qui décrit la dépendance en temps de la matrice densité à un corps [5] :

$$i \frac{d}{dt} \rho = [W(\rho), \rho]$$

A partir de la projection des fonctions d'onde du système $|\varphi_\lambda\rangle$ sur une base d'ondelettes orthogonales $|\alpha_i^\lambda\rangle$:

$$\rho = \sum_\lambda n_\lambda |\varphi_\lambda\rangle\langle\varphi_\lambda| = \sum_\lambda \sum_{ij} \beta_{ij}^\lambda |\alpha_i^\lambda\rangle\langle\alpha_j^\lambda|$$

il est possible d'introduire un schéma contrôlé d'approximations qui va d'un traitement exact de l'équation TDHF à une succession de résolutions approchées. Les bases d'ondelettes orthogonales sont prédisposées pour optimiser la représentation tout en conservant une très bonne approximation de la matrice densité. La représentation en ondelettes de la matrice densité prend en effet une forme quasi-diagonale, ce qui permet de restreindre de manière considérable le domaine de variation des indices (i, j) de la relation précédente et ainsi d'optimiser le traitement numérique.

La résolution de l'équation TDHF va s'exprimer par l'intermédiaire de l'évolution des paramètres qui caractérisent le plus complètement les éléments de la base de représentation. Les propriétés de groupe des ondelettes offrent le cadre mathématique adapté pour définir une base de représentation caractérisée par le plus petit nombre de paramètres, compatibles avec l'obtention des meilleures solutions approchées possibles. Les équations d'évolution des paramètres associés aux états de projection sont obtenues par l'utilisation de principes variationnels. Le mouvement des centroïdes des ondelettes s'effectue sur une trajectoire elliptique fermée dans l'espace des phases. Les largeurs en position et impulsion des ondelettes varient suivant leur localisation et leur corrélation est telle que ces états s'orientent de façon à être tangents à la trajectoire de leur centroïde. Les ondelettes reproduisent ainsi l'étalement des paquets d'onde. L'orthogonalité de la base de représentation définie dans les conditions initiales est ainsi conservée au cours du temps, si bien que si une antisymétrisation est explicitement introduite initialement elle sera préservée au cours de la réaction.

L'existence claire des effets dissipatifs dans les données expérimentales nécessite de prendre ces processus en considération. Une façon cohérente d'introduire ces effets relativement au champ moyen, est de considérer l'équation maîtresse des taux d'occupations [6] :

$$\dot{n}_\mu = \pi \sum_{\kappa\nu\lambda} W(\mu\kappa\nu\lambda) \delta(\varepsilon_\mu + \varepsilon_\kappa - \varepsilon_\nu - \varepsilon_\lambda) \cdot [\bar{n}_\mu \bar{n}_\kappa n_\nu n_\lambda - n_\mu n_\kappa \bar{n}_\nu \bar{n}_\lambda]$$

où n sont les taux d'occupation et $W(\mu\kappa\nu\lambda)$ les taux de transition. Le traitement complet de cette équation n'étant pas possible, la méthode la plus adaptée consiste à recourir à un traitement Monte-Carlo qui tienne compte de la structuration des schémas de résolution mis en place. La variation des taux d'occupation s'exprime alors par l'intermédiaire de la transition des états de base d'un niveau d'énergie vers un autre, comme l'illustre la figure (1). Les différentes sommations sont alors effectuées suivant des lois de probabilité définies de telle façon qu'une ondelette choisie aléatoirement soit orthogonale à l'ensemble des ondelettes contribuant à la définition de l'état considéré. Ceci permet de conserver dans la simulation de l'équation maîtresse une structure cohérente avec le traitement du champ moyen, ce qui assure un respect rigoureux du principe de Pauli.

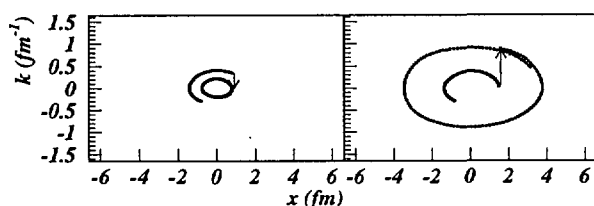


Fig. 1 : Illustration des changements de trajectoire des états cohérents successifs à une collision. La représentation consiste en une projection sur le plan (x, k_x) .

Les résultats obtenus avec Dywan pour les collisions centrales $\text{Ca} + \text{Ca}$ à trois énergies de faisceau différentes sont représentés sur la figure (2). Ceux-ci sont tout à fait cohérents avec les résultats expérimentaux puisque l'on observe un processus de fusion à 30 MeV , une réaction binaire à 50 MeV et une sorte d'explosion du système à 90 MeV .

Références

- [1] Balian R., Alhassid Y. et Reinhardt H., Phys. Rep 131(1986)1,
Reinhardt H., Balian R. et Alhassid Y., Nucl. Phys A422(1984)349

- [2] Rau J. et Müller B., Phys Rep 272(1996)1
- [3] Daubechies I., Ten lectures on wavelets, Ams providence, (1992)
- [4] Jouault B., Thèse Université de Nantes, 1996
- [5] Ring P. et Schuck P., The nuclear many body problem, Springer Verlag, New-York (1980)
- [6] Wong C.Y. et Tang H.K., Phys. Rev. C20(1979)1419

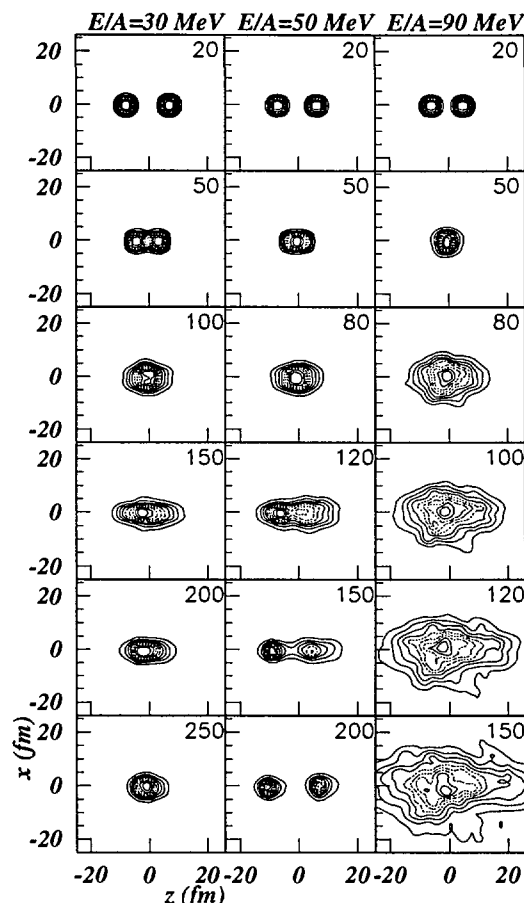


Fig. 2 : profils en densité projetés sur le plan de réaction obtenus avec Dywan pour des collisions $\text{Ca} + \text{Ca}$ à $b = 0 \text{ fm}$ et trois énergies de faisceau différentes.



Effets de la dépendance en impulsion du potentiel sur le flot de la matière nucléaire.

F. Haddad^{1, 2}, F. Sébille², M. Farine³, P. Schuck⁴, V. de la Mota² and B. Jouault²

¹Cyclotron Institute, TAMU- ²Subatech- ³Ecole Navale, Brest - ⁴ISN Grenoble

Abstract: A flow analysis on symmetric and asymmetric reactions from 100 to 400 MeV/n is performed in the framework of the semi-classical Landau-Vlasov approach. Two different trends are present : at lower energies the flow is governed by the momentum dependence of the nuclear optical potential, whereas at higher energies its density dependence plays a crucial role leading to a rather pronounced sensitivity to the incompressibility modulus.

Dans le cadre de notre modèle semi-classique de Landau Vlasov, nous avons regardé l'effet de la dépendance en impulsion du potentiel sur l'observable de flot de la matière nucléaire. Cette observable devrait nous permettre d'extraire des informations sur la valeur du module d'incompressibilité (K_∞) et sur la dépendance en impulsion du potentiel nucléaire.

Les ingrédients de notre modèle sont le potentiel à un corps et la section efficace de collision nucléon-nucléon dans le milieu. Nous avons utilisé dans nos calculs la section efficace nucléon-nucléon libre. Pour ce qui est du potentiel, nous avons utilisé soit des interactions locales de type Zamick avec $K_\infty = 200 \text{ MeV}$ et $K_\infty = 380 \text{ MeV}$, soit des interactions dépendantes de l'impulsion (basées sur la force de Gogny) avec un module d'incompressibilité faible ($K_\infty = 228 \text{ MeV}$) pour D1G1/D1G7 et fort ($K_\infty \geq 300 \text{ MeV}$) pour D1G3/D1G8.

forces	m^*/m	K_∞
D1-G1	0.67	228 MeV
D1-G3	0.67	360 MeV
D1-G7	0.56	228 MeV
D1-G8	0.56	300 MeV

Table 1 : Principales caractéristiques des interactions non locales.

Le paramètre de flot de la matière nucléaire [1] est défini de la manière suivante :

$$F = \left(\frac{d \langle P_x \rangle / m}{dY} \right)_{Y_{cm}}$$

où $\langle P_x \rangle$ représente la valeur moyenne du moment transverse dans le plan de réaction, Y la rapidité de la particule et Y_{cm} la rapidité du centre de masse.

L'étude du système symétrique Nb+Nb pour lequel de nombreuses études expérimentales [3] existent a permis de mettre en évidence l'effet de la dépendance en impulsion du potentiel. Sur la figure 1, on a reporté le flot en fonction de l'énergie incidente dans le laboratoire.

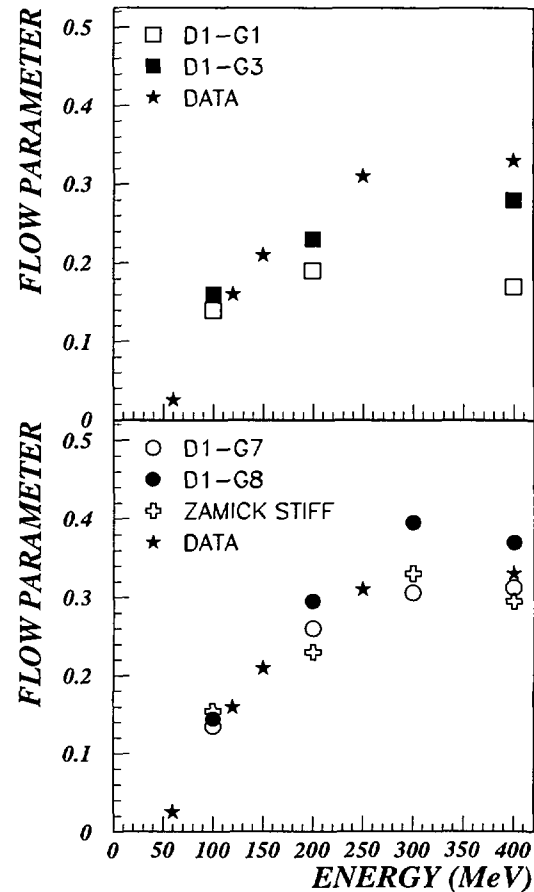


Fig. 1 : Flot en fonction de l'énergie incidente dans le laboratoire pour le système Nb+Nb à $b=4 \text{ fm}$

On s'aperçoit qu'en dessous de 250 A MeV, nos forces dépendantes de l'impulsion donnent des résultats très proches les uns des autres et en accord avec les données expérimentales. Pour des énergies incidentes supérieures, on note un effet de la compressibilité qui se traduit par un flot plus important pour les forces dures ($K_\infty \geq 300 \text{ MeV}$). La différence entre les couples (D1G1-D1G3) et (D1G7-D1G8) résulte d'une

mauvaise reproduction à haute énergie de la partie réelle du potentiel optique par le premier couple. Cela se traduit par un caractère répulsif plus faible pour (D1G1-D1G3). De cette analyse Nb+Nb on trouve que l'on peut reproduire les données soit avec une force locale ayant $K_{\infty} = 380 \text{ MeV}$ soit avec une force dépendante de l'impulsion ayant $K_{\infty} = 228 \text{ MeV}$.

Afin de résoudre cette ambiguïté, nous nous sommes intéressés au système asymétrique Ar+Pb à 400 A MeV . Le résultat de cette étude se trouve sur la figure 2 où on a reporté le paramètre de flot en fonction du paramètre d'impact. On voit que seules les forces dépendantes de l'impulsion reproduisent les données expérimentales sur toute la gamme de paramètre d'impact. Les forces locales sous estiment systématiquement la valeur de paramètre de flot.

En conclusion, l'étude simultanée d'un système symétrique et d'un système asymétrique montre que seule une interaction dépendante de l'impulsion est en mesure de reproduire l'ensemble des données expérimentales sur le flot de la matière nucléaire. Cela nous permet de fixer une valeur du module d'incompressibilité autour de 230 MeV . Ce résultat est en accord avec une étude similaire réalisée par Pan et al [2].

Références

- [1] P. Danielewicz and G. Odyniec; Phys. Lett. B 157(1985)146

- [2] Q. Pan and P. Danielewicz; Phys. Rev. Lett. 70(1993)2062; Phys. Rev. Lett. 70(1993)3523.
[3] K.G.R.Doss et al, Phys. Rev. Lett. 57(1986)302

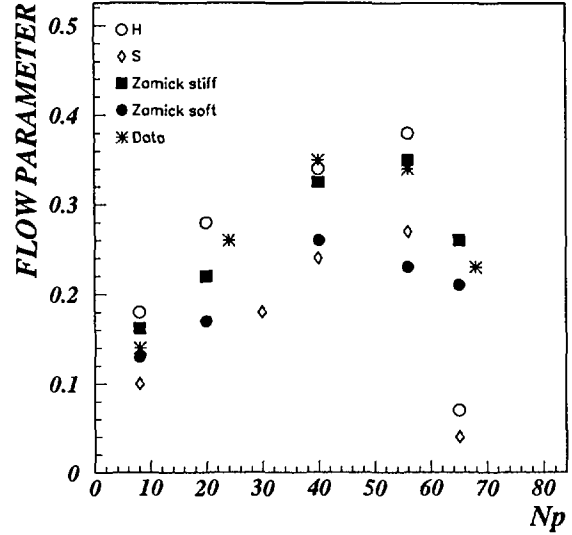


Fig. 2 : Flot en fonction du paramètre d'impact pour Ar+Pb à 400 A MeV .



Détermination de la compressibilité nucléaire à partir des mesures de moment linéaire transféré.

F. Haddad^{1,2}, J.B. Natowitz¹, B. Jouault², V. de la Mota², G. Royer² and F. Sébille²
¹Cyclotron Institute(TAMU-USA) - ²Subatech

Abstract: The linear momentum transfer occurring in central heavy ion collisions is studied within the Landau Vlasov model. A sensitivity to the Equation of State is found. A compressibility modulus value around 210 MeV is required to reproduce the available data. This result stands for local and non local effective potentials.

Un des principaux buts de l'étude des collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires est la détermination de l'équation d'état (EOS) de la matière nucléaire. En particulier, la valeur du module d'incompressibilité, K_∞ , est cruciale car c'est elle qui gouverne la capacité des noyaux à se comprimer. De plus, cette grandeur est un paramètre important pour d'autres champs de la physique comme l'astrophysique.

Nous reportons dans cette contribution, une étude de la dépendance du moment linéaire transféré dans les collisions centrales en fonction des caractéristiques du potentiel nucléaire.

Ceci a été réalisé dans le cadre du modèle de Landau-Vlasov [1, 2] pour lequel les ingrédients sont le potentiel à un corps et la section efficace de collision nucléon-nucléon dans le milieu (σ_{nn}^{med}). Dans les calculs, la section efficace nucléon-nucléon libre a été utilisée pour rester cohérent avec les résultats obtenus par différents groupes sur le flot de la matière nucléaire. Pour ce qui est du potentiel, nous avons utilisé soit des interactions locales de type Zamick avec $K_\infty = 200 \text{ MeV}$ et $K_\infty = 380 \text{ MeV}$, soit des interactions dépendantes de l'impulsion (basées sur la force de Gogny) avec un module d'incompressibilité $K_\infty = 228 \text{ MeV}$ (D1G1) et $K_\infty = 360 \text{ MeV}$ (D1G3).

D'une part, nous avons étudié les collisions centrales $^{16}\text{O} + ^{238}\text{U}$ (b entre 0 et 4 fm) à plusieurs énergies (entre 20 et 70 A MeV). Le moment linéaire transféré obtenu pour les forces D1G1 et D1G3 est représenté sur la figure 1 en fonction de la quantité $\sqrt{(E - V_c)/A_p}$. V_c représente la barrière coulombienne entre la cible et le projectile, E est l'énergie incidente et A_p le nombre de masse du projectile. Les différents symboles représentent les données expérimentales. Les calculs pour l'interaction D1G1 correspondent aux barres noires, ceux pour D1G3 aux barres grises.

On remarque que D1G3 est au dessus des données expérimentales alors que D1G1 les reproduit assez bien. Le même type de comportement est obtenu pour des interactions locales.

D'autre part, les données expérimentales pour le système $^{14}\text{N} + ^{238}\text{U}$ montrent clairement une satura-

tion du moment linéaire transféré autour de 200 MeV/c pour des énergies incidentes supérieures à 30 MeV/n. Ceci est bien reproduit par les interactions ayant $K_\infty \approx 230 \text{ MeV}$. En revanche, celles possédant $K_\infty \approx 300 \text{ MeV}$ surestiment cette valeur de 25%.

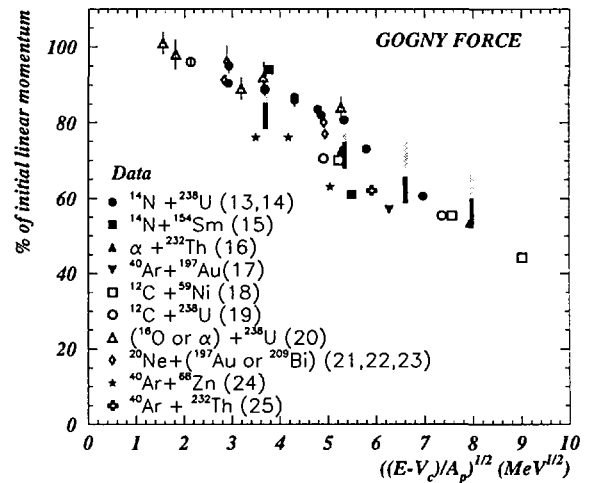


Fig. 1 :Moment linéaire transféré pour des forces dépendantes de l'impulsion.

Ces différents résultats suggèrent donc que quand on fait l'hypothèse que $\sigma_{nn}^{med} = \sigma_{nn}^{free}$, il faut utiliser une interaction ayant un module d'incompressibilité voisin de 230 MeV pour reproduire les caractéristiques du moment linéaire transféré. Une étude de ce type réalisée en utilisant le modèle QMD et se restreignant à des interactions locales arrive aux mêmes conclusions [3].

Références

- [1] B. Remaud, C. Grégoire, F. Sébille et P. Schuck, Nucl. Phys. A488(1988)423c.
- [2] F. Haddad, J.B. Natowitz, B. Jouault, V. de la Mota, G. Royer et F. Sébille, Phys. Rev. C53(1996)1437.
- [3] J. Cibor, J. Lukasik et Z. Majka, Z. Phys. A348(1994)233.

Etude des processus de fragmentation en réactions centrales pour les systèmes Pb+Au et Pb+Ag

B. Jouault¹, G. Royer¹, F. Sébille¹, V. De La Mota¹, F. Haddad¹ et J.F. Lecomte²

¹ Subatech - ² LPC, Caen

Abstract: The fragmentation processes of systems obtained in central Pb+Au and Pb+Ag reactions are compared within the Landau-Vlasov model. The influence of isospin, Coulombien and mass effects on the formation of bubble or toroid like configurations is studied.

De nombreux travaux tant expérimentaux que théoriques ont été effectués ces dernières années pour mieux comprendre les différents modes de désexcitation de systèmes massifs et en particulier les processus de fragmentation. Pour ces systèmes la multifragmentation est le plus souvent considérée comme consécutive à la formation de structures exotiques de type bulle ou tore [1] [2]. Les collisions entre noyaux très lourds ne peuvent conduire à la formation de résidus stables, et sont par conséquent les plus adéquates pour l'étude de la multifragmentation à relativement basse énergie. Récemment les réactions $Pb + Au$ et $Pb + Ag$ ont été réalisées et l'hypothèse de la production de fragments successive à l'apparition de telles structures a été avancée [3].

Les résultats obtenus avec la simulation Landau-Vlasov pour la réaction $Pb(29MeV)+Ag$ à $b = 2fm$ sont représentés sur la figure (1). Les profils en densité sont montrés dans trois plans différents de l'espace de configuration [4]. L'axe vertical X correspond au paramètre d'impact alors que l'axe horizontal Z indique la direction du faisceau incident. Dans un premier temps, une forte compression se produit dans la zone de recouvrement des deux noyaux, puis s'étend à l'ensemble de la matière nucléaire qui devient très compacte. Le deuxième stade correspond à l'expansion du système, de façon presque uniforme, du fait de la saturation des forces nucléaires et de la répulsion Coulombienne. Lors de la troisième phase, une déplétion de matière se développe au coeur du système nucléaire alors que simultanément une lente expansion externe se poursuit. Cette dépression centrale apparaît dans tous les plans contenant le centre de masse de la distribution nucléonique. On aboutit alors à une configuration exotique intermédiaire entre une structure de type bulle et une structure de type toroïdale et présentant de fortes inhomogénéités. La dernière étape de la réaction correspond à la fragmentation de cette configuration en plusieurs fragments massifs, du fait du développement des instabilités qui tendent à minimiser la tension de surface. Afin de visualiser la distribution des fragments, la projection de la densité sur le plan de réaction est représentée en bas de la figure (1).

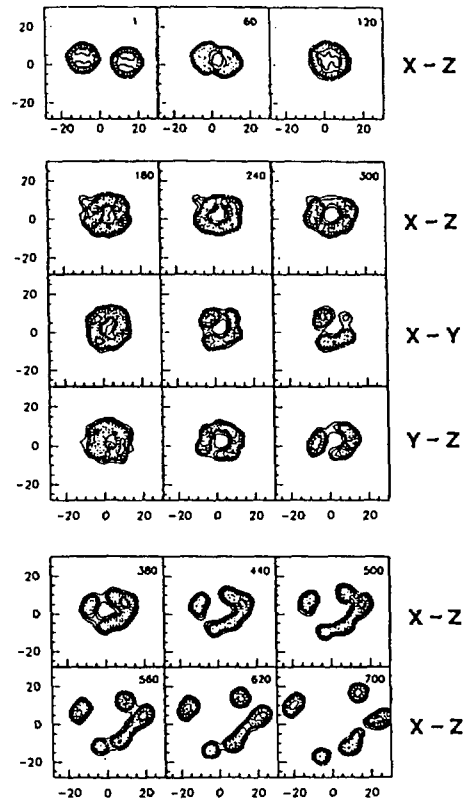


Fig. 1 : Evolution temporelle des densités nucléaires pour la réaction $Pb(29MeV)+Au$ à $b=2fm$.

Une étude de la variation des composantes de l'énergie au cours du temps a montré que la fragmentation apparaît ici comme le résultat de la compétition entre la tension de surface qui tend à maintenir le système lié et la répulsion Coulombienne qui favorise l'expansion du système et la séparation des fragments. Cette fragmentation ne se produit pas lorsque les forces de Coulomb sont débranchées mais des phases de compression et d'expansion se succèdent les unes aux autres. Il se produit donc un mouvement d'oscillations entre le centre et la périphérie du système, mais l'énergie disponible n'est pas suffisante pour permettre la formation d'une bulle. Le système s'amortit donc finalement sans formation de fragments. La répulsion

Coulombienne joue donc un rôle prédominant pour la formation de structures exotiques dans les collisions centrales de noyaux massifs, conduisant à l'apparition de nombreux fragments en voie finale [5].

L'ajout d'un terme dépendant explicitement de l'isospin dans le potentiel modifie la configuration initiale des noyaux et influence de plus l'évolution de la réaction. Lorsque ce terme est négligé un trou commence à apparaître au centre de la matière nucléaire mais il est progressivement comblé et la formation d'une structure exotique n'est pas achevée comme le montre la figure (2). Par la suite le système va se désexciter en produisant un nombre de fragments inférieur à celui observé avec la prise en compte de l'isospin. Les configurations présentant un déficit en densité au centre, conduisent à la formation de plus de fragments que les sources sphériques.

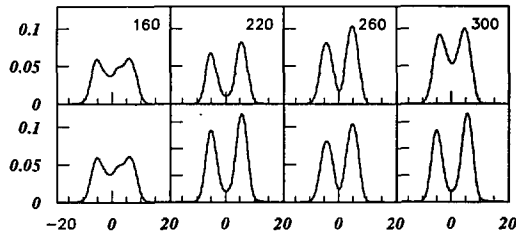


Fig. 2 : Comparaison des densités obtenues pour la réaction $Pb(29MeV)+Au$ à $b=2fm$ avec une interaction dépendant de l'isospin (partie inférieure) et sans dépendance en isospin (partie supérieure).

L'évolution des profils en densité pour une réaction centrale $Pb(29MeV/u) + Ag$ est représentée sur la figure (3) [6]. Une fois la compression terminée, une phase d'expansion se déclenche, conduisant à un retrait important de la matière au centre de la distribution. Ce trou est par la suite progressivement comblé ce qui conduit vers $400fm/c$ à la formation d'une source relativement équilibrée. Celle-ci va alors suivre un processus de fission binaire chaude. Les réactions $Pb + Au$ et $Pb + Ag$ conduisent à la formation de configurations très différentes. L'augmentation de la masse favorise l'apparition de structures exotiques, qui ne sont à proprement parler ni des bulles ni des tores, mais des structures intermédiaires très inhomogènes présentant un déficit de matière en

leur coeur. La compétition entre la répulsion Coulombienne et la tension de surface entraîne la formation de plusieurs fragments pour les systèmes très massifs. Dans les configurations obtenues, les effets répulsifs sont prédominants, et amplifiés par la prise en compte des effets d'isospin. Avec la diminution de la masse ces processus se font moins ressentir et la réaction change radicalement de nature.

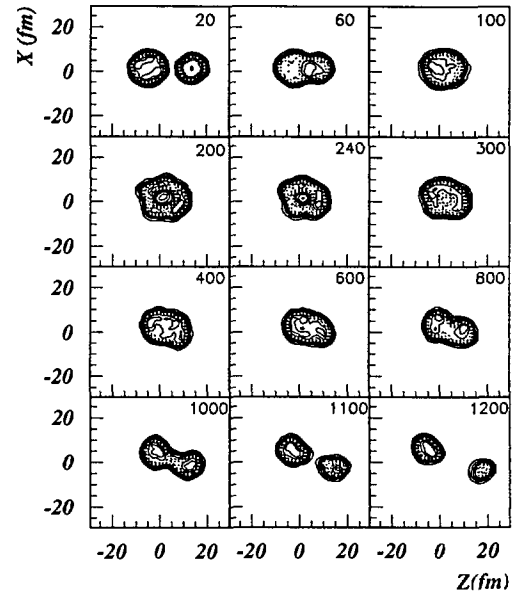


Fig. 3 : Evolution des densités observées dans le plan de réaction pour la réaction $Pb(29MeV)+Ag$ à $b=0fm$.

Références

- [1] Bauer W., Bertsch D.F. et Schulz H., Phys. Rev. Lett. 69(1992)1888
- [2] Durand D et Tamain B., Cours de l'école Joliot Curie (1995)
- [3] Lecolley J.F. et al, Phys. Lett. B325(1994)453
Lecolley J.F. et al, Phys. Lett. B387(1996)460
- [4] Jouault B., Sébille F., Royer G. et De La Mota V., Nucl. Phys. A591(1995)497
- [5] D'agostino M. et al Phys. Rev. Lett. 75(1995)4373
- [6] Jouault B., Royer G., Lecolley J.F., Sebille F. et Haddad F., to be published in Nucl. Phys. A
- [7] Durand D. et al, Phys.Lett. B345(1995)397

Effets d'isospin et de moment angulaire dans les réactions d'ions lourds périphériques

B. Jouault¹, V. de la Mota¹, F. Sébille¹, G. Royer¹ et J.F. Lecomte²

¹ Subatech - ² LPC Caen

Abstract: The semi-classical Landau Vlasov model has been used to investigate the decay modes of peripheral Pb+Au reactions at 29 MeV/n. Statics and dynamics of these very massive nuclei are analyzed especially through the isospin dependence of the effective nuclear force. The degree of dissipation of the collisions is studied for different bins of impact parameter pointing out the influence of the nucleon-nucleon cross section. The appearance of intermediate mass fragments from neck-like structures is evidenced, the effects of angular momentum transfers are shown to play a fundamental role in this phenomenon. The theoretical results are compared with experimental data, showing the importance of the dynamical and out of equilibrium effects on the observables.

Durant ces dernières années, nous avons fait une étude d'un énorme intérêt, celle relative à la grande variété de modes de désexcitation des noyaux très excités produits aux énergies incidentes de l'ordre de l'énergie de Fermi. En particulier, l'analyse [1] de la production de Fragments de Masse Intermédiaire (FMI) en réactions périphériques et mi-périphériques a montré l'apparition d'événements à trois corps en provenance de la région de recouvrement ou "col", et l'importance des effets dynamiques a été anticipée. L'analyse de la formation et de la décroissance de ce type de structures dans les collisions périphériques peut éclaircir la compréhension du processus de fragmentation [1], [2].

Dans ce travail nous effectuons un étude des collisions périphériques de Pb sur Au à 29 MeV/n d'énergie incidente avec le modèle de Landau- Vlassov [3], qui décrit correctement le développement des instabilités donnant lieu à la cassure du système [4]. Une description correcte de la dynamique de systèmes très massifs exige que les effets d'isospin soient pris en compte dans la description du champs moyen. Dans le but de simplifier le calcul nous avons considéré une force de Skyrme avec des contributions dépendantes de l'isospin [5] :

$$V_q(\rho, \xi) = t_0 \rho + t_3 \rho^{\sigma+1} + \frac{c\xi^2}{\rho_\infty^2} + 4c \frac{q\rho\xi}{\rho_\infty^2}$$

$$\rho = \rho_n + \rho_p$$

$$\xi = \rho_n - \rho_p$$

où ρ_n (ρ_p) est la densité locale neutronique (protonique), $q = \frac{1}{2}$ ($-\frac{1}{2}$) pour neutron (protons), et c est un paramètre, qui peut être lié au coefficient volume-symétrie J dans la limite de la matière nucléaire infinie.

Suivant les méthodes expérimentales, les caractéristiques cinématiques des réactions peuvent être extraites à partir de l'analyse de la distribution en charge avec la vitesse longitudinale dans le repère du centre de masse (Fig.1).

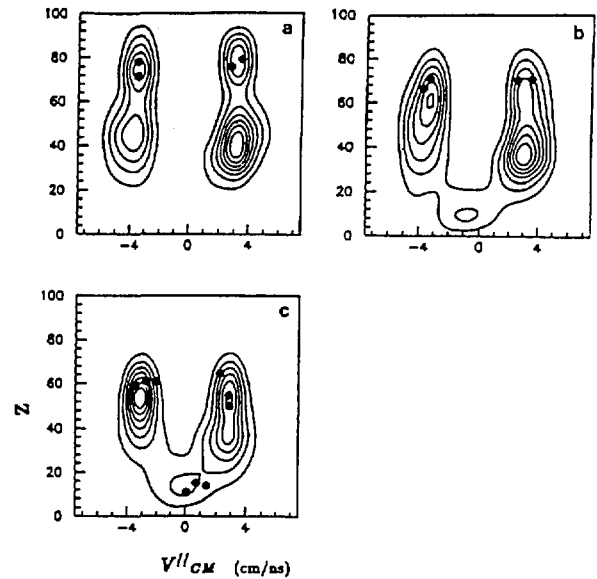


Fig. 1 : Charge des fragments en fonction de la vitesse longitudinale dans le repère du CM pour des valeurs différentes de TKEL (MeV) a) 0-400, b) 400-800, c) 800-1200, Ref[1]. Les points théoriques correspondent à $5 < b < 14$ fm.

Les cartes de contours expérimentales [1] ont été extraites des données correspondant à des fragments détectés en triples coïncidences pour différentes fenêtres en TKL ("total kinetic energy loss") ou de façon équivalente, en paramètre d'impact. Ces cartes montrent la transition entre deux scénarios différents : la fission d'un des partenaires et le déclenchement de la formation de FMI. Le premier ne peut pas être décrit par notre modèle dû aux temps de calcul concernés. Le comportement des données expérimentales est globalement reproduit. En effet, pour les collisions les plus centrales, des fragments intermédiaires ($Z \leq 20$) de faible vitesse sont présents. Ils correspondent à une étroite fenêtre en paramètre d'impact, comprise entre 8 et 9 fm. Il a été suggéré par les expérimentateurs [1], que ces fragments sont émis soit par le quasi-projectile,

soit par la quasi-cible, dans chaque cas la source d'origine étant équilibrée. Cet aspect peut être visualisé à travers la carte de densité locale $\rho(\vec{r})$ dans l'espace de configuration, projetée sur le plan de réaction. Dans la Figure 2, on montre $\rho(\vec{r})$ en fonction du temps, pour un paramètre d'impact $b=9$ fm, où apparaît clairement que ces fragments lents sont créés au niveau de la zone centrale ou "col".

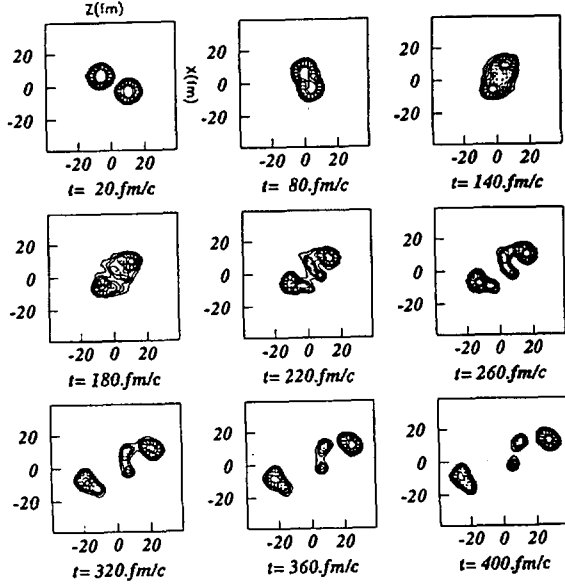


Fig. 2 : Evolution temporelle de la densité moyenne projetée sur le plan de réaction pour le Pb+Au à 29 MeV/n et $b=9$ fm.

Ce phénomène peut être interprété d'un point de vue purement dynamique, en termes d'échanges de moment angulaire. Effectivement, dans la Figure 3, le moment angulaire moyen dans le centre de masse est représenté en fonction du paramètre d'impact b . On vérifie que la symétrie existant dans son comportement en fonction de b pour les réactions les plus périphériques et les plus centrales, est perdue autour de 8 à 9 fm, en raison des échanges de moment angulaire qui ont lieu après le temps de cassure du quasi-projectile.

Dans ce travail, nous avons montré que l'inclusion d'une interaction effective dépendante du spin est essentielle pour la description correcte de la dynamique des ions massifs avec une équation de transport semi-

classique. Cet aspect est en particulier important dans la formation de structures du type "col" [6], où de "bulles" [7].

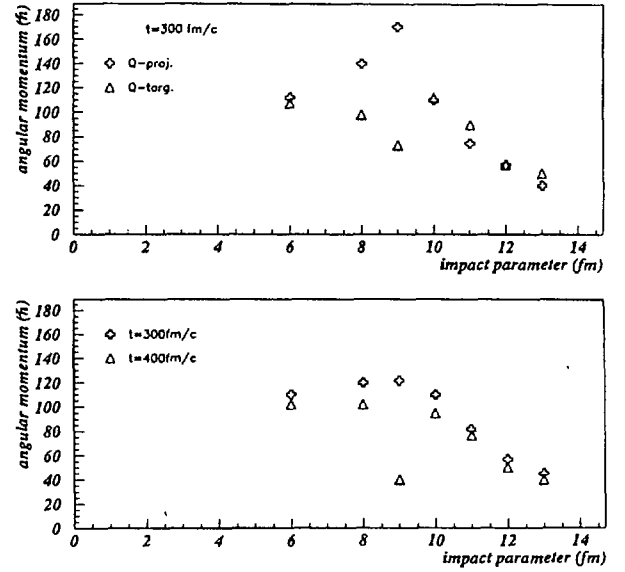


Fig. 3 : (Haut) Moment angulaire moyen (en unités de $\hbar$) pour la réaction Pb+Au à 29 MeV/n en fonction du paramètre d'impact, avant la cassure du quasi-projectile. (Bas) Moment angulaire moyen par fragment avant (croix) et après (triangles) la cassure.

Références

- [1] J.F. Lecolley et al.; Phys. Lett.B 325(1994)317
J.F. Lecolley et al.; Phys. Let. B354(1995)202
- [2] C.P. Montoya et al. Phys. Rev. Lett. 73(1994)3070
- [3] C. Gregoire, B. Remaud, F. Sébille, L. Vinet and Y. Raffray; Nucl. Phys A585(1987) 317
- [4] D. Idier, B. Benhassine, M. Farine, B. Remaud and F. Sébille; Phys. Rev. C48(1993)48
- [5] M. Farine, T. Sami, B. Remaud and F. Sébille; Z. Phys. A339(1991)363
- [6] B. Jouault, V. de la Mota, F. Sébille, G. Royer, J.F. Lecolley; Nucl. Phys. A 597(1996)136.
- [7] B. Jouault, F. Sébille, G. Royer and V. de la Mota; Nucl. Phys. A591(1995)479

Etude de l'émission à mi-rapacité dans la réaction Xe+Sn à 50AMeV.

Collaboration INDRA et M. Colonna¹, F. Haddad², Ph. Eudes², T. Sami², F. Sebillé²

¹ DAPNIA/SPhN, CEN Saclay- ² Subatech

Abstract: Experimental data on Xe and Sn at 50 AMeV obtained with the 4π multidetector system INDRA have shown that a sizeable fraction of matter originates from the mid-velocity region. This finding is compared to dynamical models with which a good agreement is obtained.

Les récents travaux expérimentaux dans la gamme d'énergie 20-100 AMeV ont montré que le principal mode de réactions dans les collisions d'ions lourds était le mode binaire pour les collisions périphérique et semi-centrale. Récemment, la collaboration INDRA a mesuré une quantité non négligeable de matière à mi-rapacité. Cette composante existe pour les particules légères mais aussi pour les fragments de masses intermédiaires. Cette étude effectuée sur la réaction Xe+Sn à 50AMeV [1] a permis notamment de déterminer la dépendance avec la centralité de la réaction de la quantité de matière présente à mi-rapacité.

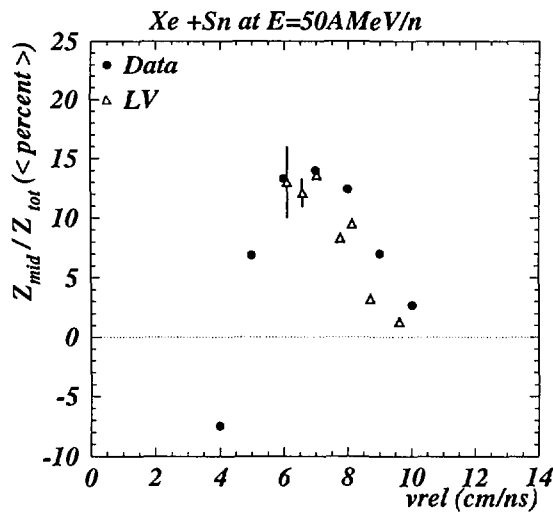


Fig. 1 : <percent> en fonction de la vitesse relative du QP et du QC pour la réaction Xe+Sn

Dans le cadre de notre modèle semi-classique de Landau-Vlasov, nous avons estimé cette composante

de matière à mi-rapacité ainsi que son évolution avec le paramètre d'impact. De manière à pouvoir comparer les résultats expérimentaux avec les calculs théoriques, nous avons choisi comme critère de centralité la vitesse relative entre le quasi-projectile (QP) et la quasi-cible (QC) formés lors de la collision. La matière présente à mi-rapacité a été quantifiée grâce à la variable <Percent>. Cette variable donne le pourcentage de charge que l'on trouve à mi-rapacité par rapport à l'ensemble des charges présentes initialement dans le système étudié. Cette variable est bien adaptée à la comparaison avec des codes de transport à 1 corps car elle ne distingue pas entre les différents types de fragments émis. Sur la figure 1, on a reporté le résultat cette comparaison.

Les triangles correspondent aux résultats des calculs théoriques et les points aux valeurs mesurées expérimentalement. On voit qu'il existe un bon accord entre les mesures et les calculs sur toute la plage de V_{rel} . Une émission à mi-rapacité maximum de l'ordre de 14% est obtenue dans les deux cas pour des vitesses relatives de l'ordre de 6cm/ns (ce qui correspond à des paramètres d'impact < 6.5 fm dans les calculs). La diminution observée expérimentalement semble dû à la méthode d'extraction de <Percent>. Une bonne partie de la matière que l'on trouve à mi-rapacité est émise avant la séparation du QP et de la QC. De plus, cette émission à mi-rapacité augmente lorsque l'énergie incidente augmente et tend vers une limite qui est en accord avec le modèle participant/spectateur.

Références

- [1] J.Lukasik et al, to be published in Phys. Rev. C

Les effets dynamiques sur l'émission des particules dans les collisions binaires dissipatives

Ph. Eudes, Z. Basrak¹, and F. Sébille

Abstract: Modeling the $^{40}\text{Ar}+^{27}\text{Al}$ reaction reveals a strong contribution to the so-called quasi-projectile emission which, in reality, originates from the mid-rapidity even before the birthday of the primary quasi-projectile. Therefore, the calculation predicts much lower value for the quasi-projectile mass than the experimental analysis does.

La section efficace des réactions d'ions lourds aux énergies intermédiaires est dominée par des processus binaires dissipatifs [1]. Ces réactions sont supposées être un moyen possible de fabriquer des noyaux très chauds. Nous avons abordé ce problème théoriquement tout en suivant de près les démarches épousées lors de l'analyse des données expérimentales. En utilisant le modèle de Landau-Vlasov (LV) [2] nous avons effectué les simulations de la réaction $^{40}\text{Ar}+^{27}\text{Al}$ à 65 MeV/u pour 5 paramètres d'impact. Même pour $b=0.5$ fm le caractère binaire de la réaction est clairement présent : bien que la cible se vaporise, la *mémoire* de la voie d'entrée reste évidente.

La démarche expérimentale de mise en évidence de formation d'un noyau chaud nécessite la reconstruction du QPP à partir des particules qu'il a émises. L'analyse s'appuie sur le caractère isotrope de l'émission vers l'avant dans le référentiel du quasi-projectile (QP). Toutes ces particules sont alors considérées comme évaporées par un QPP dont on reconstitue la masse de la manière suivante. En intégrant cette émission vers l'avant et en la multipliant par 2, on obtient la charge totale émise par le QPP. En y ajoutant la contribution estimée des neutrons et connaissant la masse du QP froid, détecté en coïncidence avec les particules légères, on reconstitue la masse du QPP.

Les simulations LV reproduisent la masse du QP froid ainsi que la charge émise par le QPP. Elles montrent également que la distribution angulaire vers l'avant est plate, mais l'analyse dynamique montre qu'elle est en réalité formée de 2 composantes. La première que nous avons baptisée *émission prompte* (EP) est due à l'émission à partir d'un système dinucléaire compact formé aux premiers instants de la collision et vivant environ 50 fm/c avant que le QPP et la QCP n'émergent. La seconde baptisée *émission retardée* (ER), provient du QPP lui-même. Le poids de cha-

cune de ces contributions dépend du paramètre d'impact b . Ainsi, la contribution relative de l'EP passe de 30 % ($b=6.5$ fm) à 70 % ($b=0.5$ fm). Ce sont, rappelons-le, des particules émises avant que le QPP ne soit né (Fig. 1). La conséquence immédiate de la forte contribution de l'EP est une importante réduction de la masse du QPP ainsi que de son énergie d'excitation.

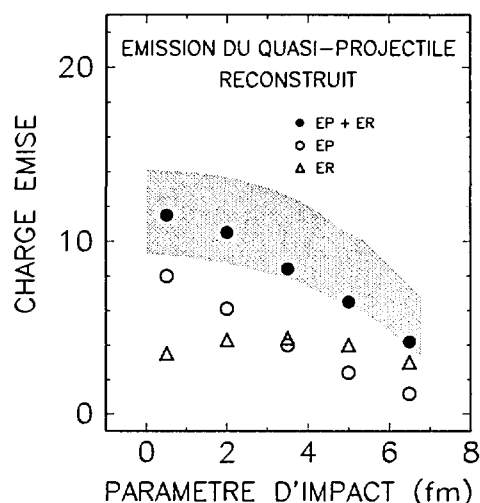


Fig. 1 : La multiplicité de charge reconstituée du QPP en fonction de b . La multiplicité expérimentale est représentée par la zone grise ; bord inférieur : la contribution des charges $Z=1$ et 2 , bord supérieur : toute la charge détectée.

Références

- [1] J. Péter et al. Nucl. Phys. A593(1995)95.
- [2] F. Sébille, G. Royer, C. Grégoire, B. Remaud, and P. Schuck. Nucl. Phys. A501(1989)137.

¹ Adresse permanent : Institut Ruđer Bošković, HR-10 001 Zagreb, Croatie

Que peut-on apprendre des spectres de particules légères ?

F. Haddad^{1,2}, B. Borderie³, V. de la Mota¹, M.F. Rivet³, F. Sébille¹ and B. Jouault¹

¹ Subatech-² Cyclotron Institute - TAMU- IPN Orsay

Abstract: $^{40}\text{Ar}+^{107}\text{Ag}$ reactions at 27 AMeV and 44 AMeV have been studied within the Landau Vlasov microscopic transport model. The estimated "temperature parameter" has been extracted from spectra. It is constructed earlier and shows no evolution with centrality.

Dans le cadre du modèle de Landau-Vlasov, nous nous sommes intéressés au comportement hors équilibre de la matière nucléaire en nous appuyant sur la réaction $^{40}\text{Ar}+^{107}\text{Ag}$ à 27 AMeV et 44 AMeV [1]. En particulier, on ne sait toujours pas quelle est la température limite que peut soutenir un noyau sans se désintégrer.

Conformément à l'étude expérimentale, nous avons défini trois classes d'événements qui correspondent respectivement à $b=5(3)\text{fm}$, $b=7(5)\text{fm}$ et $b=8(8)\text{fm}$ pour 27(44) AMeV. Pour ces différentes classes, le paramètre de température a été extrait et ne montre pas de variation avec la centralité de la réaction. Ce résultat en accord avec l'expérience semble supporter l'idée d'une saturation de la température des noyaux.

Pour comprendre ce résultat, nous avons alors étudié en détail la répartition de l'énergie au cours du temps[2].

Lors d'une collision entre noyaux, nous pouvons définir un temps d'équilibration locale t_{eq} et le temps de séparation des noyaux t_{sep} . Nous avons alors déterminé l'énergie cinétique des particules émises (E_e) entre les temps t_{eq} et t_{sep} . Dans la table 3, nous avons reporté le nombre de particules émises $n(t_{eq})$ ($n(t_{sep})$) au temps d'équilibration (de séparation), leur différence $\Delta n = n(t_{sep}) - n(t_{eq})$ et $E_e = E(t_{sep}) - E(t_{eq})$ pour nos différentes familles de paramètres d'impact à 27 et 44 AMeV.

E/A		3fm	5fm	7fm	8fm
27 MeV	$n(t_{eq})$		2	2	1
	$n(t_{sep})$		22	14	11
	Δn		20	12	10
	E_e		400	200	200
44 MeV	$n(t_{eq})$	13	8		4
	$n(t_{sep})$	35	29		14
	Δn	22	21		10
	E_e	400	400		200

Pour tous les paramètres d'impact à 27 AMeV, le nombre de particules émises avant t_{sep} est inférieur à celui obtenu à 44 AMeV. Cependant, la composante de pré-équilibre est elle aussi moins forte à 27 AMeV qu'à 44 AMeV et le temps de séparation plus grand ce qui a pour effet de laisser E_e constant. De plus on remarque

que le rapport $E_e/\Delta n$ est pratiquement constant indiquant que l'énergie cinétique moyenne emmenée par les particules émises à $t > t_{eq}$ est indépendante du paramètre d'impact et de l'énergie incidente.

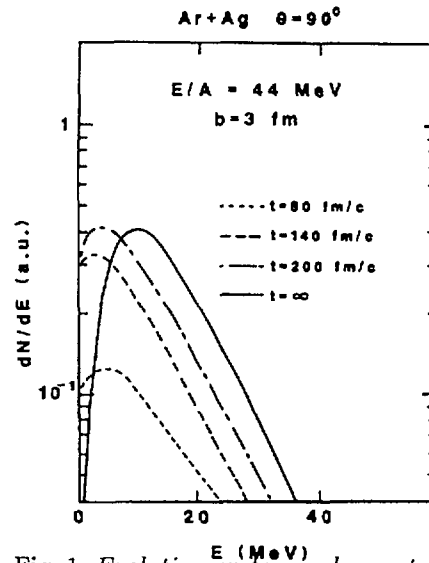


Fig. 1 : Evolution en temps du spectre des particules légère à 90deg. dans le CM pour la réaction $\text{Ar}+\text{Ag}$ à 44 AMeV and $b=3\text{fm}$.

Figure 1, nous avons représenté le spectre des particules légères émises à 90° à différents temps pour $b=3\text{fm}$ et 44 AMeV. On remarque que la pente que l'on obtient pour des temps asymptotiques est déjà présente à $t_{sep}=140\text{fm/c}$. Les particules émises ultérieurement ne changent pas la pente du spectre.

Il est donc difficile d'obtenir des informations sur la quantité d'énergie déposée dans un noyau à partir des spectres de particules légères.

Références

- [1] M.F. Rivet et al, *Proceedings of the XXXI Int. Winter Meeting on Nuclear Physics, Bormio(1993)* p. 92.
- [2] P. Abgrall, F. Haddad, V. De La Mota and F. Sébille, *Phys. Rev. C* 49 (1994) 1040.

Physique Nucléaire

Un des principaux sujets de recherche des théoriciens ces dernières années a été l'étude des phénomènes de grande amplitude de la matière nucléaire tels que la fragmentation et la fission.

Des modèles ont notamment été développés pour extraire des fragments de l'espace des phases généré par l'approche dynamique semi-classique de Landau-Vlasov. La possibilité de formation de tores et bulles a été examinée. Les forces de Skyrme et de Gogny sont en cours de généralisation. Des réseaux de neurones ont été utilisés pour déterminer les paramètres d'impact à partir des résultats expérimentaux. La collaboration constante et étroite avec les expérimentaux de Subatech, du LPC de Caen, du Ganil et d'Orsay doit être soulignée.

La fission symétrique et asymétrique à travers des formes compactes et crevassées et les super et hyperdéformations ont été étudiées ainsi que l'émission radioactive de noyaux légers.

En liaison avec les milieux hospitaliers, un modèle a été développé pour simuler le transport de photons dans le corps humain.

Calculs Hartree-Fock de la matière nucléaire superfluide semi-infinie utilisant l'interaction D1 de Gogny

T. Sami¹, P. Schuck² et M. Farine^{1,3}
¹Subatech - ²Grenoble - ³Ecole Navale, Brest

Abstract: Semi-infinite nuclear matter is used to take in account surface effects in superfluid nuclear matter and to evaluate their influence on the gap and on the correlation energies.

Les calculs Hartree-Fock avec des interactions effectives de type Skyrme donnent de très bons résultats dans la description des propriétés moyennes du fondamental des noyaux et de la matière nucléaire. Si l'on essaye d'étendre cette description à la matière superfluide, l'équation du gap est divergente et le remède habituel est une coupure en moment cinétique. Le problème ne se pose pas avec des interactions de portée finie comme la force D1 de Gogny. On sait d'autre part que D1 donne des résultats acceptables pour les propriétés de pairing dans les noyaux finis [2]. Kucharek et al. [3, 3'] ont fait des calculs de matière infinie superfluide avec D1. Ils ont obtenu, au point de saturation (k_f égal à 1.35 fm^{-1}) un gap de 7 MeV, avec une valeur maximum de 2.76 MeV pour k_f égal à $.82 \text{ fm}^{-1}$. Ces résultats sont en désaccord avec les calculs microscopiques de matière nucléaire qui donnent des valeurs du gap proches de zéro [1]. De plus Kucharek et al. en extrapolant ces résultats aux noyaux finis ont montré que les énergies de corrélations sont en accord avec des calculs HFB. Dans ce travail nous proposons d'utiliser le modèle de la matière nucléaire semi-infinie pour évaluer l'effet de la surface sur la valeur du gap. L'équation du gap est donnée par,

$$\Delta = - \sum_k \langle p, -p | V | k, -k \rangle v_k$$

$$v_k = \frac{1}{2} \frac{\Delta_k}{(E_k^2 + \Delta_k^2)^{\frac{1}{2}}}$$

où $E_k = \varepsilon_k - \varepsilon_F$ est la différence entre les énergies à une particule et l'énergie de Fermi du système,

$$\Delta_p = - \sum_k \langle p, -p | V | k, -k \rangle \frac{\Delta_k}{(E_k^2 + \Delta_k^2)^{\frac{1}{2}}}$$

Dans l'espace de configuration on a,

$$\Delta(r, r') = \sum_k \langle r | k \rangle \Delta(k) \langle k | r' \rangle$$

$$= \frac{\Omega}{4\pi^3} \int d^3k \langle r | k \rangle \Delta(k) \langle k | r' \rangle$$

En utilisant en première approximation les fonctions d'onde de la matière semi-infinie confinée par un mur rigide,

$$\langle r | k \rangle = u_{\lambda q}(k_z, k_{\perp}, z) = \sin(k_z z) \Theta(z)$$

où Θ est la fonction de Heaviside, on obtient,

$$\Delta(r, r') = \frac{1}{\pi^2} \int_0^\infty dp_z \sin(p_z z) \sin(p_z z') \Theta(z) \Theta(z')$$

$$\int_0^\infty dp_{\perp} p_{\perp} J_0(p_{\perp} (r_{\perp} - r'_{\perp})) \Delta(p_z, p_{\perp})$$

On applique une transformée de Wigner en $s = r - r'$ sur le gap,

$$\Delta(R, k) = \frac{1}{\pi^2} \int_{-\infty}^{\infty} dp_z \frac{\sin[(p_z - k_z)Z]}{(p_z - k_z)} \Delta(p_z, k_{\perp})$$

$$+ \frac{2 \sin(k_z Z)}{\pi k_z} \int_0^\infty dp_z \cos(2p_z Z) \Delta(p_z, k_{\perp})$$

Loin à l'intérieur de la matière nucléaire (Z grand) on obtient,

$$\Delta(Z \rightarrow \infty, k) = \Delta(k_z, k_{\perp})$$

$$+ 2\delta(k_z) \int_0^\infty dp_z \cos(2p_z Z) \Delta(p_z, k_{\perp})$$

Loin de la surface le deuxième terme s'annule car il oscille très fortement à cause du facteur $\cos(2k_z Z)$. On a donc : $\Delta(Z \rightarrow \infty, k) = \Delta(k_z, k_{\perp}) = \Delta_B(k)$. Le calcul du gap se réduit donc à un calcul de matière infinie. Dans le cas plus général de la matière semi-infinie il suffit de connaître les fonction d'onde à une particule. De ce fait,

$$\Delta(Z, k) = \frac{1}{\pi} \int_{-\infty}^{\infty} dp_z \frac{\sin[(p_z - k_z)Z]}{(p_z - k_z)} \Delta_B(\sqrt{p_z^2 + k_{\perp}^2})$$

$$+ \frac{2 \sin(k_z Z)}{\pi k_z} \int_0^\infty dp_z \cos(2p_z Z) \Delta_B(\sqrt{p_z^2 + k_{\perp}^2})$$

En première approximation on peut remplacer $\Delta_B(p)$ par la formule analytique de [3']. Les calculs sont en cours.

Références

- [1] M.F. Jiang and T.T.S. Kuo, Nucl. Phys. A 481 (1988) 294.
- [2] J. Déchargé and D. Gogny, Phys. rev. C 21 (1980) 1568.
- [3] H. Kucharek et al., Phys. Lett.B 216 (1989) 249.
- [3'] H. Kucharek et al., Z. Phys. A 334 (1989) 119
- [4] M. Farine, Ph.D. Thesis (Montreal, 1982), unpublished.
- [5] V. Baccarne, A. Turzo, Y. Bizais et M. Farine. "Deriving attenuation coefficients from 3D CT data for SPECT Monte Carlo simulations". Medical Imaging 1997, SPIE's International Symposium, 22-28 février 1997, California, Usa.

Paramètres de Landau pour des interactions nucléaires dépendantes de la densité et à portée finie

M. Farine^{1,2}

¹Ecole Navale, Brest - ²Subatech

Abstract: A general derivation of Landau parameters for an interaction with density dependent finite range terms is given. Particular carefullness is devoted to the inclusion of rearrangement terms. This report is part of a larger project which aims at defining a new nuclear interaction improving the well-known D1 force of Gogny et al..

Les paramètres de Landau représentent l'interaction effective particule-trou à la surface de Fermi. Comme il y a une relation directe entre les observables physiques et les paramètres de Landau, leur évaluation à partir de l'interaction effective est intéressante. Le paramètre F_0 détermine l'incompressibilité K du système. Le paramètre F_1 détermine la masse effective (qui contrôle la densité de niveaux à la surface de Fermi). De plus F'_0 détermine l'énergie de symétrie, G_0 susceptibilité magnétique et G'_0 le seuil de condensation des pions dans la matière nucléaire. Le calcul de ces paramètres à partir de l'interaction effective est souvent un travail très long. Ces paramètres ont été calculés auparavant pour des forces de Skyrme par Backman et al. et par Padjen et al. pour la force de portée finie D1. Nous avons dérivé ces paramètres de façon très détaillée (à vocation pédagogique) [1] pour une interaction avec un terme dépendant de la densité et de portée finie. L'interaction effective est écrite sous la forme,

$$f(k, k') = \frac{\delta^2 E}{\delta \rho(k) \delta \rho(k')} = f^{00}(\theta) + f^{01}(\theta) \tau_1 \tau_2 + f^{10}(\theta) \sigma_1 \sigma_2 + f^{11}(\theta) \sigma_1 \sigma_2 \tau_1 \tau_2$$

où θ est l'angle entre les moments k et k' des particules à la surface de Fermi. Les index supérieurs font références aux canaux de spin-isospin. Les $f^{ST}(q)$ sont développés en termes de polynômes de Legendre,

$$f^{ST}(\theta) = \sum_i f_i^{ST} P_i(\cos \theta)$$

Les paramètres de Landau sont définis comme,

$$F_i^{ST} = N_0 f_i^{ST}; N_0 = (2\pi)^3 \frac{2k_F m^*}{\hbar^2 \pi^2}$$

N_0 est la densité d'états à la surface de Fermi, m^* est la masse effective dans la matière nucléaire et k_F , le moment de Fermi. L'énergie totale du système s'écrit donc,

$$E = \frac{1}{2} \sum_{abcd} \langle ab | V_{ij} (1 - P_r P_\sigma P_\tau) | cd \rangle \rho_{ca} \rho_{db}$$

Pour calculer les paramètres de Landau nous devons évaluer les quantités suivantes,

$$A_{ph, p'h'} = (\varepsilon_p - \varepsilon_h) \delta_{pp'} \delta_{hh'} + \frac{\delta^2 E}{\delta \rho_{ph} \delta \rho_{p'h'}} \Big|_{\rho=\rho_0}$$

$$B_{ph, p'h'} = \frac{\delta^2 E}{\delta \rho_{ph} \delta \rho_{p'h'}} \Big|_{\rho=\rho_0}$$

avec la condition ,

$$\frac{\delta E}{\delta \rho_{ph}} \Big|_{\rho=\rho_0}$$

Les matrices A et B apparaissent dans les équations de la RPA obtenues en linéarisant les équations TDHF par rapport à de petites variations de la matrice densité autour de la densité d'équilibre HF. Nous avons calculé les paramètres de Landau pour une interaction contenant des termes de portées finies dépendant de la densité,

$$V_{ij} = \sum_{c=1}^n (W_c + B_c P_\sigma - H_c P_\tau - M_c P_\sigma P_\tau) e^{-\frac{(r_i - r_j)^2}{\mu_c^2}} \left[\frac{1}{2} \{ \rho(r_i) + \rho(r_j) \} \right]^{\gamma_c}$$

Il faut être particulièrement prudent dans le traitement de l'énergie de réarrangement. Le terme spin-orbite n'est pas écrit car il ne contribue pas aux paramètres de Landau. Le résultat final est,

$$(2\pi)^3 f_0 = \frac{1}{2} \sum_c (\gamma_c + 1)(\gamma_c + 2) \left(W_c + \frac{B_c}{2} - \frac{H_c}{2} - \frac{M_c}{4} \right) \rho_0^{\gamma_c} \mu_c^3 \pi^{\frac{3}{2}} + \left(M_c + \frac{H_c}{2} - \frac{B_c}{2} - \frac{W_c}{4} \right) \left(6\pi \gamma_c \rho_0^{\gamma_c} \int_0^\infty dr r^2 e^{-\frac{r^2}{\mu_c^2}} [3(\gamma_c - 1) \left(\frac{j_1(k_F r)}{k_F r} \right)^2 + 4 \left(\frac{j_1(k_F r)}{k_F r} \right) j_0(k_F r)] + \mu_c^3 \pi^{\frac{3}{2}} \rho^{\gamma_c} \left(\frac{1 - e^{\mu_c^2 k_F^2}}{\mu_c^2 k_F^2} \right) \right)$$

Les autres paramètres de Landau ne sont pas différents, à part pour un facteur des paramètres de Landau

de D1. Ces paramètres sont utilisés actuellement dans le cadre d'un projet plus large qui a pour but de construire une interaction nucléaire qui soit aussi bonne que D1 pour les propriétés moyennes des noyaux et qui en plus satisfasse les règles de somme et améliore D1 pour les noyaux exotiques [2].

Références

- [1] M. Farine, Rapport Interne Subatech 96-02
- [2] D. von Eiff, M. Farine and P. Schuck, Progress Report on a new effective two-body interaction including a density-dependent finite-range term, Rapport interne, ISN Grenoble (1995)

Détermination de la compressibilité de la matière nucléaire à partir de forces de Skyrme généralisées ajustées aux résonances monopolaires isoscalaires.

M. Farine^{1,3}, J.M. Pearson² et F. Tondeur^{4,5}

¹Ecole Navale, Brest - ²Univ. de Montréal - ³Subatech - ⁴Univ. de Bruxelles - ⁵Inst. Sup. Industriel de Bruxelles

Abstract: In an attempt to extend the range of values of the incompressibility, K_∞ , of symmetric nuclear matter, for which the fits to the measured breathing-mode energies are possible, we investigate generalized Skyrme-type forces with a term that is both density- and momentum-dependent. Acceptable fits are found to be possible only for values of K_∞ in the range 215 ± 15 MeV.

La détermination empirique de l'incompressibilité K_∞ de la matière nucléaire infinie à partir des données sur les modes respiratoires des noyaux finis (résonance monopolaire isoscalaire) a donné lieu à une controverse même dans le cas symétrique, i.e. le cas où le nombre de protons est identique au nombre de neutrons. L'incertitude est encore plus grande dans le cas de la matière nucléaire très riche en neutrons que l'on trouve dans le noyau des étoiles en collapse, dans ce cas $x \approx 1/3$. Nous avons effectué des calculs Hartree-Fock dans le cadre d'un "scaling model" des modes respiratoires en incluant une petite correction tenant compte des effets (estimés) RPA. Les forces effectives choisies sont des forces de Skyrme généralisées incluant des termes dépendant simultanément de la densité et de la vitesse. Avec un tel choix, la force est suffisamment souple pour que le coefficient K_∞ soit découplé de l'incompressibilité de surface K_{sf} et des propriétés du fondamental. Nos interactions sont fittées aux masses et aux rayons d'un grand nombre de noyaux sphériques en faisant

particulièrement attention aux noyaux riches en neutrons. Ces interactions sont également construites de façon à redonner les propriétés de la matière neutro-nique calculées par Friedman et Pandharipande. Nous avons trouvé que les modes respiratoires expérimentaux ne peuvent être reproduits que par des interactions pour lesquelles $K_\infty(x \approx 1/2)$ se trouve dans le domaine 215 ± 15 MeV. Pour des valeurs supérieures on a un collapse de la matière nucléaire. Pour le terme du 3ième ordre K' , on ne peut être plus précis que de dire qu'il est dans l'intervalle 700 ± 500 MeV.

Références

- [1] NPA PREPRINT 2976 (Accepted 21 November 1996) M. Farine, J.M. Pearson and F. Tondeur, Nuclear-matter incompressibility from fits of generalized Skyrme force to breathing-mode energies

Signatures de la formation de fragments dans les collisions d'ions lourds à partir d'une équation de transport semiclassique

V. de la Mota¹, T. Reposeur¹, F. Sébille¹ et C. Dorso²

¹ Subatech - ² Université de Buenos Aires

Abstract: Phase space bound structures generated from the semi-classical Landau-Vlasov (L-V) description of the nuclear dynamics are analyzed. For this purpose a new approach has been implemented for sampling configurations with fixed number of nucleons from the L-V solution, on which the most bound density fluctuations in phase space are searched. The method is shown to reproduce correctly the global experimental trends of ³⁶Ar on ⁵⁸Ni at 32, 52 and 95 MeV/nucleon incident energies. These results open a new view of one body descriptions.

La désagrégation de la matière très excitée en un mélange de gouttelettes et de particules individuelles constitue actuellement l'un des plus intéressants problèmes dans le domaine de la physique des systèmes non-linéaires hors d'équilibre. En physique nucléaire ce phénomène, connu sous le nom de "multifragmentation", est présent dans les collisions d'ions lourds aux énergies intermédiaires. Il a été prédit par différentes approches [1] et observé expérimentalement [2]. Néanmoins, malgré l'existence des données expérimentales de plus en plus raffinées, les mécanismes de ce phénomène n'ont pas été complètement compris.

Dans ce travail nous proposons un nouveau modèle pour explorer la formation et l'évolution des structures liées dans l'espace des phases d'une collision nucléaire. Le point de départ de la méthode est la fonction de distribution à un corps qui obéit à l'équation de Landau-Vlasov [3] :

$$\frac{\partial f}{\partial t} + \{f, H\} = I_{coll}(f)$$

Dans cette approche nous avons utilisé pour le champ moyen une version simplifiée de la force de Skyrme. Cette équation est résolue en projetant $f(\vec{r}, \vec{p})$ sur une base d'états cohérents :

$$f(\vec{r}, \vec{p}) = \frac{A}{N} \sum_i \omega_i g_\chi(r - r_i) g_\phi(p - p_i) \quad (1)$$

que nous avons choisi comme étant des gaussiennes de variances χ et ϕ en espace et en impulsion. La signification et structure particulière de $f(\vec{r}, \vec{p})$ nous ont permis de développer le modèle à partir de l'interprétation statistique de $f(\vec{r}, \vec{p})$ de moyenne d'ensemble de configurations de A corps. Si Θ_Γ est un opérateur donnant le numéro de particules dans une configuration C_i dans l'espace des phases Γ , alors

$$d^6N = f(\vec{r}, \vec{p}) d^3r d^3p = \frac{1}{M} \sum_{i=1}^M \Theta_\Gamma(C_i(\vec{r}, \vec{p})) d^6\Gamma \quad (2)$$

où d^6N donne le nombre de particules dans $d^6\Gamma$. Inversement M configurations de A particules peuvent

être générées par le choix de leurs coordonnées dans l'espace des phases suivant la distribution de Landau-Vlasov [4]. Nous avons effectué cet échantillonnage de f en imposant essentiellement les deux conditions suivantes [5] :

- a) conservation des valeurs moyennes pour tout ensemble d'observables pertinentes par rapport au comportement moyen de Landau-Vlasov, et
- b) le principe d'exclusion de Pauli.

Dans cet esprit, des configurations à A corps sont construites, en nombre suffisant pour le calcul des spectres de fragments, en choisissant à chaque instant t , A gaussiennes au hasard, de façon à ce que les conditions (a) et (b) soient respectées. L'étape suivante est la reconnaissance des structures liées, effectuée avec un algorithme qui recherche des agrégats de nucléons de façon selfconsistante [6]. Dans ce travail nous avons utilisé une première version de cet algorithme appelée ECRA, qui a été l'objet récemment de nouveaux raffinements [7].

Comparaison avec les résultats expérimentaux

A titre d'exemple, voici quelques résultats obtenus pour la réaction $Ar + Ni$ à 32, 52, et 95 MeV/nucléon étudiée à GANIL avec le détecteur 4π INDRA. Les résultats théoriques ont été traités numériquement pour, d'une part éliminer les fragments non réalistes (diprotons, etc) et, d'autre part simuler l'acceptance du détecteur.

La Figure 1 montre l'évolution de la multiplicité des produits chargés pour les événements complets avec l'énergie incidente. La colonne de gauche représente les données expérimentales de Ref.[8] et celle de droite montre les résultats de notre méthode. Nous observons que, malgré la faible statistique, les caractéristiques principales des distributions en forme de cloche sont reproduites. En effet, elles deviennent plus larges et décalées vers les hautes multiplicités lorsque

l'énergie incidente augmente. Précisément nos résultats surestiment les données expérimentales dans les queues de distributions, ce qui n'est pas surprenant car dans notre modèle les corrélations à plusieurs corps ont été moyennées et la force utilisée n'est pas réaliste, même quand elle est capable de reproduire le comportement global du champ moyen.

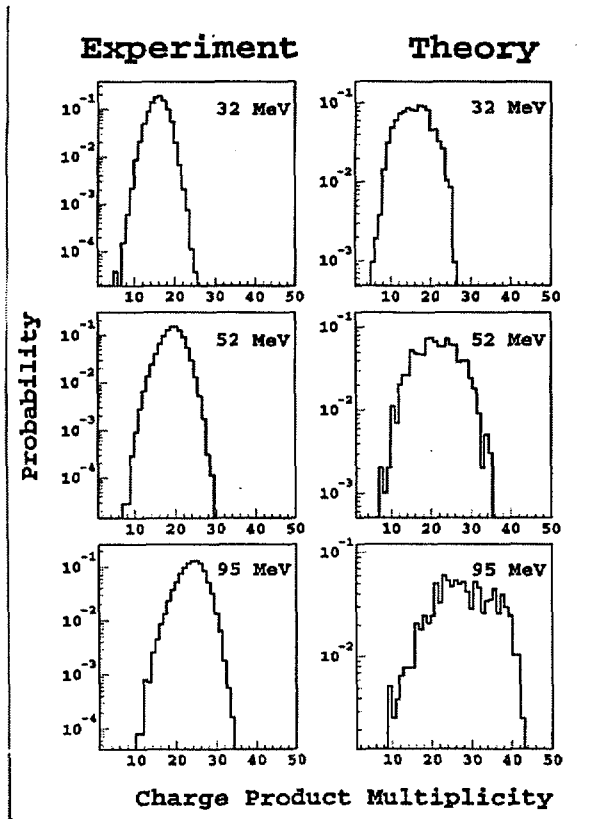


Fig. 1 : Multiplicité des produits chargés pour les événements complets en fonction de l'énergie incidente

La Figure 2 montre la multiplicité des Fragments de Masse Intermédiaire (MFI) normalisée, pour les événements complets, à trois énergies incidentes. On entend par MFI tout fragment dont la charge est égale ou supérieure à 3. Les distributions théoriques, en accord avec l'expérience, sont dominées par 2 et 3 MFI, indépendamment de l'énergie. La multiplicité de MFI maximale est inférieure pour les deux plus basses énergies car elles concernent des événements à faible probabilité. A 95 MeV/nucléon les deux types d'histogrammes sont très proches. On peut remarquer que la manifestation des événements de vaporisation (sans MFI) a lieu uniquement à cette dernière énergie incidente. L'absence de ces événements à plus basse énergie peut être liée non seulement à la faible statistique mais aussi à la description incomplète des effets de corrélations à plusieurs corps avec un force simplifiée.

Les résultats précédents ouvrent des nouvelles perspectives sur les propriétés prédictives dans les théories semiclassiques.

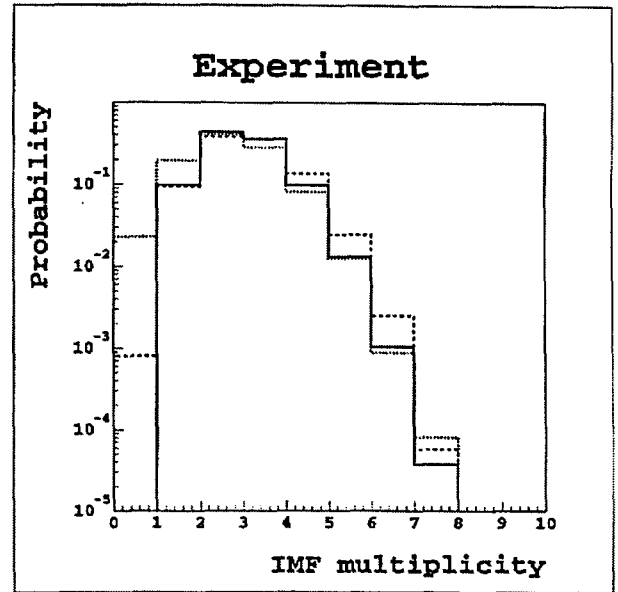


Fig. 2-a : Multiplicité des MFI pour les événements complets de Ref.[8]

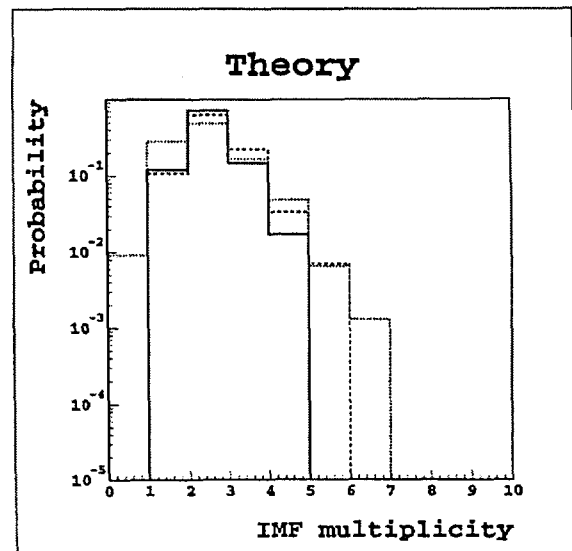


Fig. 2-b : Valeurs calculées de la multiplicité des MFI pour les événements complets

Références

- [1] L.G. Moretto and G.J. Wozniak; Ann. Rev. of Nucl. and Part. Sci.; J.D. Jackson, Ed. 43(1993) 379
- [2] G. Bizard et al.; Nucl. Instr. Meth. A224(1986) 483; R. Bougault et al.; Nucl. Instr. Meth. A259(1987) 473; A. Peghaire et al.; Nucl. Instr. Meth. A295(1990) 365; G. Rudolf et al.; Nucl. Instr. Meth. A307(1991) 325

- [3] C. Gregoire, B. Remaud, F. Sebille, L. Vinet and Y. Raffray ; Nucl. Phys. A585(1987) 317 ; B. Remaud, C. Grégoire, F. Sébille and P. Schuck, Nucl. Phys. A488(1988) 423c ; P. Schuck, R.W. Hasse, J. Jaenicke, C. Grégoire, B. Remaud, F. Sébille, and E. Suraud ; Prog. in Part. and Nucl. Phys. 22(1989) 181
- [4] Donangelo, R., Dorso, C.O. and Marta, D. : Phys. Lett. B263 (1992) 14
- [5] T. Reposeur, V. de la Mota, F. Sébille, C.O. Dorso ; Z. Phys.A 357 (1997) 79
- [6] Dorso, C.O. and Randrup, J. : Phys. Lett. B301(1993) 328
- [7] Dorso, C.O. and Strachan, A. : Phys. Rev. B in press
- [8] De Filippo, E. et al. : Proc. XXXIII Winter Meeting on Nuclear Physics, Bormio (Italy), Ed. I. Iori, Univ. of Milano, 1995

Le rôle de la dynamique et de la topologie d'espace dans la formation d'agrégats aux énergies intermédiaires

Z. Basrak^{a,b}, Ph. Eudes^b, P. Abgrall^b, F. Haddad^b and F. Sébille^b

^aInstitut Ruđer Bošković, HR-10 001 Zagreb, Croatie

^bSubatech

Abstract: A clustering procedure based on wave packet spreading was developed and applied to the phase space generated by the dynamical Landau-Vlasov calculation. The favorable results could not be reached but by accounting for dynamical evolution of the phase space and by dropping the usual freeze-out concept.

Les modèles dynamiques à un corps, dont le modèle Landau-Vlasov (LV) [1] est un exemple, prédisent remarquablement bien les propriétés moyennes des réactions d'ions lourds mais ne permettent aucune prévision quant à la production relative des particules de masses (charges) différentes. Des approches purement géométriques d'agrégation ont déjà été appliquées avec un certain succès en physique nucléaire au delà de 100 MeV/A. Notre but était d'étudier les conditions sous lesquelles une approche géométrique d'agrégation pouvait rendre compte de la réalité expérimentale aux énergies "GANIL", le point de départ reposant sur le fait que les calculs LV décrivent correctement le comportement moyen à ces énergies. Les simulations LV ont été effectuées pour la réaction $^{40}\text{Ar}+^{27}\text{Al}$ à 65 MeV/A car elle a été largement étudiée expérimentalement [2]. Sur la distribution de l'espace des phases ainsi générée, une procédure d'agrégation s'appuyant sur la règle de la mécanique quantique d'extension du paquet d'ondes libres a été appliquée. Si on applique, par analogie à ce que l'on fait à plus haute énergie, cette procédure à un instant donné (*freeze-out time*) les différentes observables expérimentales ne sont pas reproduites. Par contre, la prise en compte du régime dynamique particulier rencontré dans cette gamme d'énergie incidente a été cruciale : ce modèle inédit d'agrégation reproduit de façon satisfaisante à la fois la multiplicité des particules chargées, la distribution de charge, les distributions du moment transverse moyen des particules légères et de leurs distributions en rapidité (Fig. 1), ainsi que l'évolution du flot latéral des particules légères en fonction de leur masse. Toutefois, une procédure purement géométrique reste insuffisante : elle n'a en particulier aucune chance de reproduire le rapport des différents isotopes. Ainsi, les $Z=2$, largement dominés dans l'expérience par les particules alpha, sont sous-estimés d'un facteur deux dans nos

calculs (v. Fig. 1). Ceci démontre l'importance de la statistique fermionique et des corrélations à plusieurs corps qui ne sont pas prises en considération dans notre analyse.

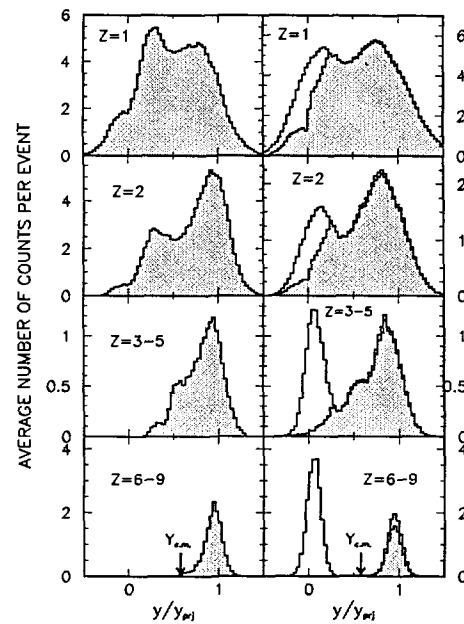


Fig. 1 :Distributions de rapidité en fonction de la charge des particules pour $b = 5$ fm. A gauche, les distributions expérimentales et à droite celles issues de la simulation pour 50 000 événements générés. Les histogrammes gris sont obtenus en filtrant les événements générés par le dispositif expérimental.

Références

- [1] C. Grégoire, B. Remaud, F. Sébille, L. Vinet, and Y. Raffray. Nucl. Phys. A465 (1987) 317.
- [2] J.C. Angélique. Thèse, Univ. de Caen, 1993.

Fission des noyaux tournants ^{56}Ni et ^{48}Cr

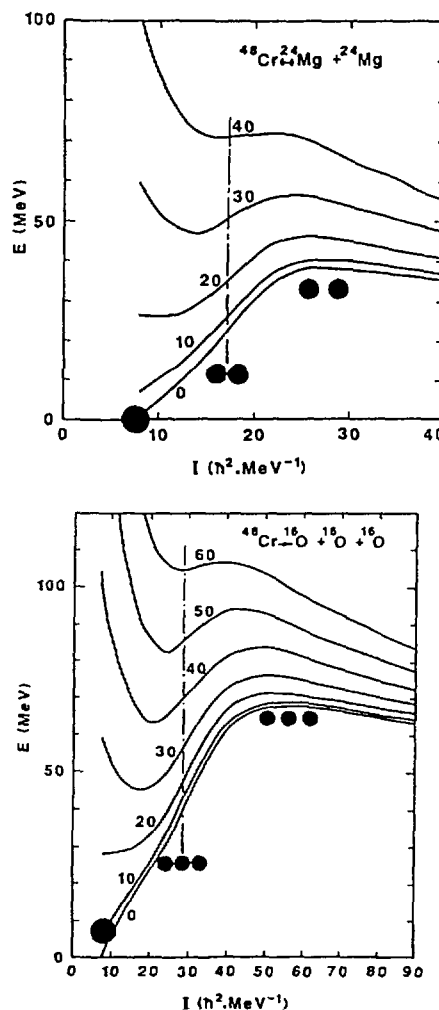
G. Royer

Abstract: The symmetric and asymmetric fission of the ^{56}Ni and ^{48}Cr rotating nuclei has been studied within the generalized liquid-drop model including the nuclear proximity energy. The selected shape sequence allows the rapid formation of a neck while keeping spherical ends. The potential barrier is a scission barrier standing at large deformations which hinders the fission process even at very high spins. Hyperdeformed minima appear at the foot of the fission barrier for sufficiently high angular momenta. These quasi-molecular configurations might correspond to some experimentally observed resonances at high angular momenta while, for lower spins, the fission barriers are sufficiently high and wide to allow fusion-fission phenomena.

La fission symétrique et asymétrique binaire et ternaire des noyaux ^{56}Ni and ^{48}Cr a été étudiée [1] à l'aide du modèle de la goutte liquide prenant en compte les effets de proximité nucléaire dans la voie de sortie prolate conduisant à deux ou trois fragments tangents alignés. Dans le cas asymétrique, le fragment central, qui est le plus léger, est encadré par deux fragments identiques. Le sommet de la barrière correspond à des noyaux sphériques encore sous l'action des forces nucléaires attractives. Des minima hyperdéformés apparaissent au pied de la barrière de potentiel pour des moments angulaires assez grands. Les résonances observées à de grands moments angulaires pourraient correspondre à ces configurations quasi-moléculaires. Sur la figure, les barrières de fission symétrique binaire et ternaire du noyau ^{48}Cr sont comparées en fonction du moment angulaire et du moment d'inertie. Pour des moments angulaires de 25 à 40 $\hbar$ le minimum de l'énergie de déformation est du même ordre de grandeur dans la voie de sortie ternaire que dans la voie de sortie binaire. Il semble donc qu'on puisse accéder à des configurations prolates quasi-moléculaires $^{16}\text{O} + ^{16}\text{O} + ^{16}\text{O}$ par des réactions de fusion dans cette région d'énergie d'excitation et de moment angulaire. Une expérience pour tester cette hypothèse, avancée aussi dans [2], est à l'étude (équipe de Sanders, Beck,...).

Références

- [1] G. Royer, J. Phys. G : Nucl. Part. Phys. 21, 249 (1995)
- [2] W.D.M. Rae, A.C. Merchant, Phys. Lett. B 279, 207 (1992)





Stabilité des noyaux tournants contre la fission à travers des formes compactes et crevassées

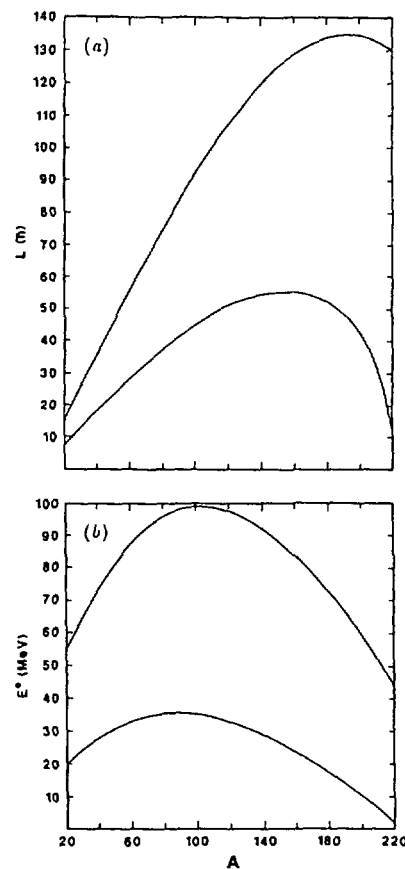
G. Royer, F. Haddad

Abstract: The stability of rotating nuclei against fission through creviced shapes is investigated within the generalized liquid-drop model including the nuclear proximity energy. The potential barrier corresponds to large deformations hindering the fission process even at very high spins. At intermediate angular momenta, the deformation energy is relatively constant up to $\beta \approx 0.7$ and shell effects can generate secondary minima where superdeformed states may survive. With increasing spins, the potential pocket moves towards the barrier foot leading to hyperdeformed equilibrium shapes. The characteristics of these quasi-molecular nuclear systems are given in the whole mass range. For an intermediate nuclear mass, asymmetric fusion allows the potential surface to be penetrated more deeply and higher spins to be reached.

La stabilité des noyaux tournants formés dans les collisions d'ions lourds contre la fission à travers des formes compactes et crevassées a été étudiée dans le cadre du modèle de la goutte liquide prenant en compte les effets de proximité [1]. Les forces d'interaction nucléaire dans le col engendrent une barrière de scission. Pour des spins intermédiaires, le profil de l'énergie de déformation est relativement plat et les effets de couche peuvent créer des deuxième puits peu profonds où des états superdéformés peuvent survivre. Pour de grands moments angulaires, les forces centrifuges repoussent la poche de potentiel au pied de la barrière et des états hyperdéformés très stables sont prédits. Leurs caractéristiques sont compatibles avec les quelques résultats expérimentaux connus [2] : moment d'inertie, plage en moment angulaire, énergie d'excitation. Il semble que les réactions de fusion asymétriques sont plus efficaces pour peupler ces états hyperdéformés. Sur la figure, la région comprise entre les deux courbes correspond aux valeurs possibles du moment angulaire et de l'énergie d'excitation des noyaux hyperdéformés en fonction de la masse dans la vallée de la stabilité β .

Références

- [1] G. Royer, F. Haddad, J.Phys.G : Nucl.Part.Phys. 21, 339 (1995)
- [2] A. Galindo-Uribarri et al, Phys. Rev. Lett. 71, 231 (1993)





Barrières de fission asymétrique et énergie cinétique des fragments de fission des noyaux de ^{194}Hg , ^{149}Tb , $^{110-112}\text{In}$, ^{94}Mo , ^{75}Br

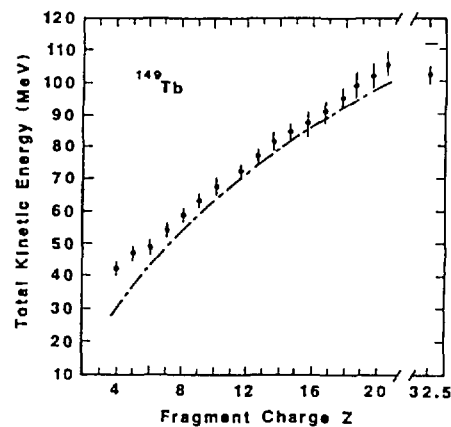
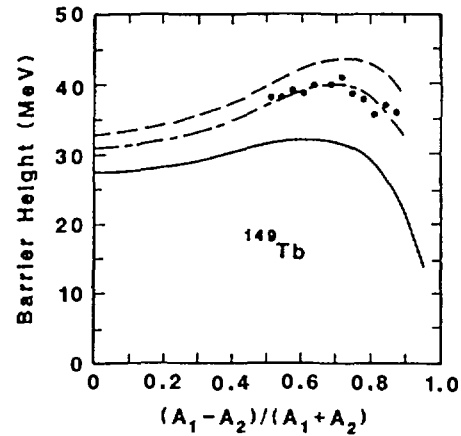
G. Royer, F. Haddad

Abstract: The asymmetric fission barrier heights and the released kinetic energies in the deformation valley leading rapidly to two tangent spherical fragments have been calculated for ^{194}Hg , ^{149}Tb , $^{110-112}\text{In}$, ^{94}Mo , ^{75}Br within the generalized liquid-drop model including the nuclear proximity energy. Results are compared to experimental data and predictions of the Yukawa plus exponential finite range liquid-drop model and the liquid drop model. Our calculated asymmetric fission barrier heights lie close to experimental data and between the values obtained by the two other theoretical approaches.

Des barrières de fission asymétrique de noyaux relativement légers et les énergies cinétiques des fragments libérés sont maintenant accessibles expérimentalement [1]; notamment pour les noyaux ^{194}Hg , ^{149}Tb , $^{110-112}\text{In}$, ^{94}Mo , ^{75}Br . Elles forment un test sévère pour les modèles macroscopiques existant. Les valeurs qu'on obtient dans la seconde vallée de fission à travers des formes compactes et crevassées conduisant à des noyaux sphériques tangents avant de franchir la barrière ont été calculées dans le cadre d'un modèle de la goutte liquide généralisé déjà utilisé et sans changer aucun paramètre [2]. Sur la 1^{re} figure, les hauteurs des barrières de fission asymétrique expérimentales pour le noyau ^{149}Tb sont indiquées par des points. Elles sont comparées avec les prédictions du modèle de la goutte liquide original (tirets), celles du modèle de la goutte liquide avec interaction de portée finie définie par un Yukawa et une exponentielle (trait plein) et nos calculs (tirets - pointillés). Sur la 2^{me} figure, les énergies cinétiques des fragments mesurées sont comparées avec nos calculs supposant que l'énergie cinétique libérée correspond à l'énergie Coulombienne quand l'énergie de proximité nucléaire est inférieure à 0.5 MeV.

Références

- [1] J. Boger, J.M. Alexander, Phys. Rev. C 50, 1006 (1994)
- [2] G. Royer, F. Haddad, Phys.Rev.C 51, 2813 (1995)

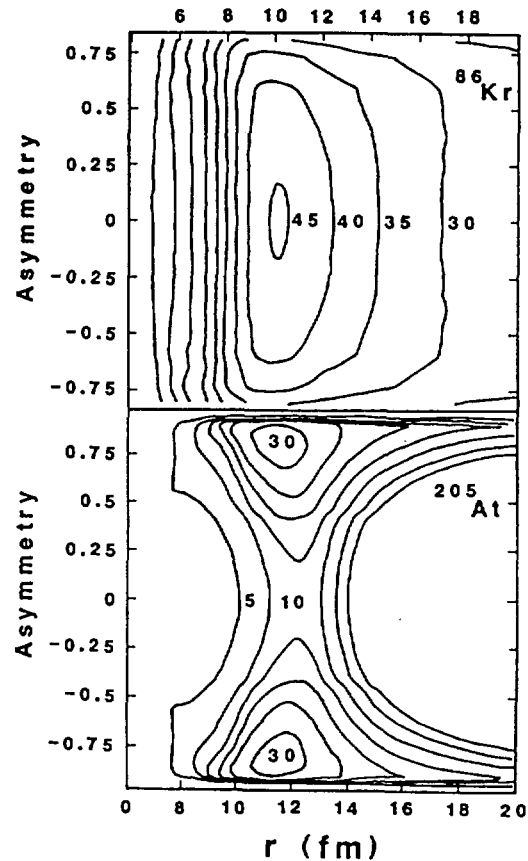


Compétition entre la fission symétrique et la fission asymétrique

F. Haddad, G. Royer

Abstract: The mass asymmetry dependence of the fission process in the fusion-like deformation valley is studied within the framework of the generalized rotating liquid drop model taking into account the proximity and temperature effects. The experimental Businaro-Gallone point is well reproduced in this deformation valley. The rotation as well as the thermal excitation favour the symmetric splitting.

Le chemin de fission qui conduit rapidement un noyau sphérique à deux fragments sphériques tangents avant de franchir la barrière de fission semble compatible avec toutes les données expérimentales actuelles relatives à la fission presque symétrique. Dans le cadre d'un modèle de la goutte liquide généralisé prenant en compte les forces de proximité nucléaire, l'étude a été poursuivie dans cette seconde vallée de fission pour de plus grandes asymétries [1]. La figure montre l'énergie potentielle macroscopique (en MeV) pour un noyau léger et un noyau lourd en fonction de l'asymétrie $(A_1 - A_2)/(A_1 + A_2)$ et de la distance r entre les centres de masse des deux fragments naissants. Pour le ^{86}Kr , la voie de sortie privilégiée est très asymétrique tandis que pour le ^{205}At la fission symétrique est la plus probable. La position du point de Businaro-Gallone [2] où la fission symétrique devient la plus probable quand les masses croissent apparaît bien pour $A \sim 90 - 140$ en bon accord avec les résultats expérimentaux. L'introduction d'un moment angulaire ou d'une énergie d'excitation favorise toujours la cassure symétrique. Quelle que soit l'asymétrie, le point-selle correspond toujours à deux fragments séparés maintenus en équilibre instable par la balance entre les forces Coulombiennes répulsives et les forces de proximité nucléaire attractives.



Références

- [1] F. Haddad, G. Royer, J. Phys. G 21 (1995) 1357
- [2] U.L. Businaro, S. Gallone, Nuovo Cimento, 1 (1955) 1277



Emission radioactive de noyaux légers et fission très asymétrique à travers des formes quasi-moléculaires

G. Royer

Collaboration

Raj.K. Gupta, Physics Department, Panjab University, Chandigarh-160014, India

V. Yu. Denisov, Institute for Nuclear Research, Kiev-252028, Ukraine

Abstract: The decay of radioactive nuclei which emit clusters like C, O, Ne, Mg and Si has been studied in the fission valley which leads one nucleus towards two touching nuclei before crossing the barrier. The energy has been calculated within a liquid drop model taking into account the proximity effects. The microscopic corrections have been introduced empirically to reproduce the experimental Q-values. The partial half-lives obtained within the WKB barrier penetration probability are in good agreement with the experimental data for all the clusters. The C, O, Ne, Mg and Si emission looks like a very-asymmetric spontaneous fission through quasi-molecular shapes formed at the early stage of the tunneling process.

La désintégration des noyaux radioactifs qui émettent des noyaux légers tels que le C, O, Ne, Mg et Si [1] a été étudiée dans la vallée de fission qui conduit d'un noyau initial sphérique à deux noyaux sphériques tangents avant de traverser la barrière [2]. En supposant la conservation du volume, l'énergie de déformation a été calculée dans la cadre du modèle de la goutte liquide en prenant en compte les effets de la proximité nucléaire. Les corrections microscopiques ont été introduites empiriquement pour reproduire le Q de la réaction. Les durées de vie théoriques calculées dans le cadre de la probabilité WKB de la pénétration de la barrière sont en très bon accord avec les données expérimentales pour les émissions des différents noyaux légers C, O, Ne, Mg et Si (voir tableau). Ce nouveau type de radioactivité ressemble beaucoup à de la fission très asymétrique à travers des formes quasi-moléculaires formées au début du processus de franchissement sous la barrière.

[2] G. Royer, Raj.K. Gupta, V.Yu Denisov, Phys. Rev. C, soumis

Emetteur et cluster	$T_{1/2}$ (s) exp	$T_{1/2}$ theor
$^{222}\text{Ra} \rightarrow ^{14}\text{C} + ^{208}\text{Pb}$	1.2×10^{11}	2.0×10^{11}
$^{223}\text{Ra} \rightarrow ^{14}\text{C} + ^{209}\text{Pb}$	2.0×10^{15}	1.2×10^{14}
$^{224}\text{Ra} \rightarrow ^{14}\text{C} + ^{210}\text{Pb}$	7.4×10^{15}	1.9×10^{17}
$^{226}\text{Ra} \rightarrow ^{14}\text{C} + ^{212}\text{Pb}$	1.8×10^{21}	6.8×10^{22}
$^{228}\text{Th} \rightarrow ^{20}\text{O} + ^{208}\text{Pb}$	7.5×10^{20}	4.3×10^{22}
$^{230}\text{Th} \rightarrow ^{24}\text{Ne} + ^{206}\text{Hg}$	4.4×10^{24}	3.7×10^{26}
$^{231}\text{Pa} \rightarrow ^{24}\text{Ne} + ^{207}\text{Tl}$	1.7×10^{23}	1.2×10^{23}
$^{232}\text{U} \rightarrow ^{24}\text{Ne} + ^{208}\text{Pb}$	2.5×10^{20}	1.3×10^{21}
$^{233}\text{U} \rightarrow ^{24}\text{Ne} + ^{209}\text{Pb}$	6.8×10^{24}	4.7×10^{24}
$^{234}\text{U} \rightarrow ^{24}\text{Ne} + ^{210}\text{Pb}$	1.6×10^{25}	9.4×10^{27}
$^{234}\text{U} \rightarrow ^{28}\text{Mg} + ^{206}\text{Hg}$	3.5×10^{25}	1.4×10^{27}
$^{235}\text{U} \rightarrow ^{28}\text{Mg} + ^{207}\text{Hg}$	2.8×10^{28}	4.6×10^{30}
$^{236}\text{Pu} \rightarrow ^{28}\text{Mg} + ^{208}\text{Pb}$	4.7×10^{21}	1.7×10^{21}
$^{238}\text{Pu} \rightarrow ^{28}\text{Mg} + ^{210}\text{Pb}$	5.0×10^{25}	8.0×10^{27}
$^{238}\text{Pu} \rightarrow ^{32}\text{Si} + ^{206}\text{Hg}$	1.9×10^{25}	8.4×10^{27}

Références

- [1] Raj.K. Gupta, W. Greiner, Int. J. Mod. Phys. E 3 (1994) 335



Noyaux toroidaux et bulles en rotation et fragmentation nucléaire

G. Royer, C. Fauchard, F. Haddad, B. Jouault

Abstract: The energy of rotating bubble and toroidal nuclei predicted to be formed in central heavy-ion collisions at intermediate energies is calculated within the generalized rotating liquid drop model. Previously, a one-parameter shape sequence had been defined to describe the path leading to pumpkin-like configurations and toroidal shapes. New analytical expressions for the shape-dependent functions have been obtained. The potential barriers standing in these exotic deformation paths are compared with the three-dimensional and plane-fragmentation barriers. Metastable bubble-like minima only appear at very high angular momentum and above the three dimensional fragmentation barriers. In the toroidal deformation path of the heaviest systems exists a large potential pocket localised below the plane-fragmentation barriers. This might allow the temporary survival of heavy nuclear toroids before the final clusterisation induced by the surface and proximity tension.

Certains calculs microscopiques semi-classiques prédisent la formation de noyaux toroïdaux et de bulle en rotation lors de la collision d'ions lourds aux énergies intermédiaires. Une séquence de forme à un paramètre a été définie [1] pour décrire la transition continue d'une sphère à une forme de 'citrouille' puis à un tore dont le rayon augmente progressivement. Les caractéristiques géométriques telles que le volume, la surface, le moment d'inertie et le rayon carré moyen sont définies analytiquement. L'énergie de déformation des tores et bulles a été calculée à l'aide d'un modèle de la goutte liquide généralisé pour prendre en compte les effets de proximité nucléaire et les effets de température [2]. Cette énergie potentielle a été comparée avec celle de n fragments émis isotropiquement dans un plan ou dans l'espace tout entier. A $T = 0$, une haute barrière se dresse sans minimum déformé pour toutes les masses nucléaires existantes empêchant les noyaux non tournants de devenir toroïdaux. Pour les systèmes nucléaires les plus lourds formés dans les réactions d'ions lourds une profonde et large poche de potentiel apparait et correspond à un tore avec un large trou. Pour des masses supérieures à 200, l'énergie de ce minimum dans le chemin des déformations toroïdales est plus basse que dans le chemin de fragmenta-

tion plane dans une certaine plage de déformation qui s'agrandit avec la masse totale. Si la dynamique dans ces réactions entre ions lourds très massifs conduit effectivement les systèmes nucléaires dans la vallée des formes toroïdales, alors il est possible que ces systèmes toroïdaux survivent dans un état métastable avant de se désintégrer en n fragments sous l'influence des forces de tension superficielle. L'énergie des noyaux bulles est beaucoup plus élevée que celle des noyaux toroïdaux, pour une même valeur du paramètre de déformation. Aussi, si la dynamique conduit à des configurations creuses de type plutôt bulle, il est probable que le système évoluera vers une émission de fragments de type plutôt toroïdale, d'autant plus que les effets rotationnels auront tendance à augmenter le moment d'inertie et donc à aplanir la distribution de fragments.

Références

- [1] C. Fauchard, G. Royer, Nucl.Phys.A 598 (1996) 125
- [2] G. Royer, F. Haddad, B. Jouault, Nucl.Phys.A 605 (1996) 403



Etude théorique de la diffusion élastique électron-agrégat

P. Descourt¹, C. Guet² et M. Farine^{1,3}

¹Ecole Navale, Brest - ²CEA Grenoble - ³Subatech

Abstract: Quantal many-body formalism, within jellium approximation, is applied to elastic scattering of electrons from a alkali-metal cluster. Influence of correlations on the phase shifts will be taken in account.

Les propriétés des agrégats de quelques dizaines à quelques centaines d'atomes alcalins sont en général assez bien décrites dans l'approximation du jellium. Celle-ci consiste à traiter l'agrégat comme un liquide de Fermi chargé et de dimension finie. La réponse optique prédite dans cette approximation et tenant compte des corrélations électron-électron au-delà du champ moyen Hartree-Fock est en bon accord avec l'expérience. L'objectif de cette thèse est d'étudier dans l'approximation du jellium la diffusion élastique d'un électron par un agrégat à basse énergie. Les agrégats métalliques étant fortement polarisables, il sera nécessaire d'évaluer soigneusement la contribution des corrélations aux déphasages de diffusion.

Le point de départ est l'équation de Schrödinger pour la fonction d'onde ψ de l'électron diffusé,

$$H\Psi = (h + V_{HF} + \Sigma)\Psi = \varepsilon\Psi$$

Σ est l'opérateur de "self-energy" (ou de polarisation) de l'électron, h l'hamiltonien à 1-corps et V_{HF} le potentiel Hartree-Fock de l'agrégat. Ce problème a été résolu dans le cas atomique par C. Guet et al. Pour les agrégats, il s'agit tout d'abord de construire un programme HF incluant le continuum pour le modèle du jellium. On peut ensuite résoudre l'équation précédente en négligeant Σ au départ ; on obtient une première estimation de ψ qui sera utilisée pour calculer Σ , jusqu'à un ordre donné, et on continue le processus jusqu'à la convergence. Les déphasages seront calculés par un "matching" à une fonction régulière de Bessel (solution de l'équation d'une particule libre).



Simulation du transport de photons dans un modèle réaliste du corps humain

V. Baccarne¹, A. Turzo², Y. Bizais² et M. Farine^{3,4}

¹Ecole Centrale de Nantes, - ²C.H.U. de Brest - ³Ecole Navale, Brest - ⁴Subatech

Abstract: A Monte-Carlo photon transport code to simulate scintigraphy is developed. Complicated physical phenomena, photon interactions, occurring in between the radioactive sources emission and the detection of the photon on the gamma-camera, require an accurate description. All these phenomena are very sensitive to the characteristics of human tissues and we had to use segmented computerized tomography slices.

La scintigraphie consiste à injecter à un patient un traceur radioactif (Tc, émetteur de photons à 140 keV) greffé sur une molécule à activité biologique. La détection du rayonnement émis, et collimaté, permet d'accéder à une information fonctionnelle de l'organe. Le diagnostic, à partir des images obtenues, peut être qualitatif (détection de zones anormales) ou quantitatif (détermination de la quantité de produit fixé). Les images recueillies sont dégradées à cause d'interactions subies par le photon à l'intérieur du patient (diffusion Compton, diffusion Rayleigh-Thomson et absorption photoélectrique) et doivent être corrigées avant tout diagnostic. Les systèmes biologiques étant complexes (anatomie et propriétés physico-chimiques des tissus) la simulation est une étape incontournable d'une part dans la compréhension des phénomènes physiques mis en jeu et d'autre part pour valider des méthodes de correction. L'anatomie du patient est accessible avec une excellente précision par le biais de coupes scanner. La nature des différents tissus humains est obtenue par

des coupes scanner segmentées. Une première étude théorique des caractéristiques physiques (très mal connues) des tissus biologiques nous a permis de les classer en deux familles : tissus mous et tissus osseux. La conception d'un simulateur de type Monte Carlo a permis d'étudier de façon systématique l'importance des différents types d'interactions mis en jeu suivant le tissu traversé. On met en évidence l'importance des tissus osseux vis à vis des tissus mous, ainsi que l'instabilité de ces phénomènes en fonction de la morphologie du patient. Ces informations sont cruciales dans l'élaboration et la validation des techniques de correction des images utilisées lors des diagnostics dans les examens cliniques.

Présenté dans une poster session au Premier Colloque Franco-Libanais sur les Sciences des Matériaux, 10-13 octobre 1996, Beyrouth, Liban et à paraître dans Lebanese Scientific Research Reports 1997.



Détermination des coefficients d'atténuation à partir d'une simulation Monte-Carlo de type 3D CT data SPECT

V. Baccarne¹, A. Turzo², Y. Bizais² et M. Farine^{3,4}

¹Ecole Centrale de Nantes, - ²C.H.U. de Brest - ³Ecole Navale, Brest - ⁴Subatech

Abstract: We developed a Monte-Carlo simulator which simulates photon transport in an anthropomorphic phantom. His main feature consists in estimating the attenuation coefficient for the three main types of physical interaction from CT data and tissue nature in each voxel. The importance of bone tissues in the formation of scatter as well as the influence of patient morphomogy in attenuation phenomena is highlighted.

La scintigraphie d'émission à simple photon est une modalité d'imagerie médicale visant à mettre en évidence le fonctionnement d'un organe. Elle doit permettre de façon qualitative de détecter des régions anatomiques présentant une anomalie fonctionnelle ainsi que la détermination de la quantité de traceur fixé par l'organe permet de caractériser sa physiopathologie. Cet examen comprend plusieurs étapes consistant à greffer un traceur émetteur gamma sur un traceur biologique puis à l'administrer au patient, à détecter le rayonnement émis, enfin éventuellement à utiliser un algorithme de reconstruction tomographique dans le but de déterminer la distribution tridimensionnelle du traceur à l'intérieur de l'organe étudié. Les performances de la scintigraphie d'émission à simple photon sont limitées par la nature même des phénomènes physiques mis en jeu. Cet examen suppose en effet que la collimation des photons émis permet de former l'image de la projection, sur le plan du collimateur, de l'organe contenant les sources. Or ces photons sont susceptibles d'être diffusés ou absorbés entre leur émission et leur détection, venant ainsi dégrader la qualité de l'image formée. Il existe de nombreuses méthodes dites de correction du diffusé ou de correction de l'atténuation, visant à corriger les effets de ces interactions physiques. On se propose d'évaluer la qualité de la correction du diffusé réalisée par trois méthodes reconnues. Cette

étude laisse apparaître la complexité des phénomènes physiques mis en jeu et l'incapacité des méthodes de correction proposées à prendre en compte ce niveau de complexité. D'autre part l'évaluation des performances d'une méthode de correction dans le cadre d'un système biologique complexe soulève de nombreuses difficultés. Ce constat nous conduit à mettre en oeuvre un code de simulation reposant sur des techniques de Monte-Carlo et permettant de modéliser de façon réaliste le transport des photons à l'intérieur d'une structure biologique du type de celles rencontrées lors d'un examen clinique. Le fait de disposer des projections tomographiques simulées réalistes, permet d'évaluer, selon des critères inaccessibles sur des données mesurées expérimentalement, trois méthodes de correction choisies parmi les plus représentatives.

Références

- [1] V. Baccarne, A. Turzo, Y. Bizais et M. Farine. "Deriving attenuation coefficients from 3D CT data for SPECT Monte Carlo simulations". Medical Imaging 1997, SPIE's International Symposium, 22-28 février 1997, California, Usa.



Détermination du paramètre d'impact à l'aide d'un réseau de neurones.

F. Haddad^{1,2}, K. Hagel¹, J. Li¹, N. Mdeiwayer¹, J. B. Natowitz¹, R. Wada¹, B. Xiao¹,
C. David², M. Freslier², J. Aichelin²

¹Cyclotron Institute, TAMU, USA - ²Subatech

Abstract: A neural network is used to determine the impact parameter in $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ reactions. The analysis of Amphora $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ data at 35 MeV per nucleon using a neural network shows two well separated classes of events among the selected "complete" events.

Avec l'avènement des détecteurs 4π , il devient de plus en plus difficile d'analyser les données expérimentales sans l'aide de modèles théoriques. Malheureusement l'un des paramètres clés de ces modèles est le paramètre d'impact qui est difficile à extraire expérimentalement. L'utilisation d'un réseau de neurones a été suggéré par David et al [1] comme un moyen possible d'extraire le paramètre d'impact dans les collisions d'ions lourds. Dans cette voie, nous avons donc utilisé un tel réseau pour déterminer le paramètre d'impact dans la réaction $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ à 35 A MeV [2].

Nous nous sommes limités dans notre étude à l'utilisation d'un réseau à trois couches. La première couche est composée de trois cellules, la couche intermédiaire de 5 cellules et la dernière couche d'une cellule. La première couche reçoit les données physiques (la multiplicité de particules chargées, P_{perp} et $E_{\text{rat}} = \frac{\sum P_i^2/2m}{\sum P_i^2/2m}$) et la cellule de sortie délivre le résultat (ici la valeur du paramètre d'impact, b).

L'utilisation d'un réseau de neurones est un processus en deux étapes : une étape d'apprentissage suivit de l'étape d'utilisation. Pendant la phase d'apprentissage, on détermine les paramètres du réseau. Ceci est réalisé en minimisant la différence entre la sortie du réseau, Out_{NN} , et la sortie théorique attendue pour les événements d'un jeu d'essai. Les entrées et la sortie de ce jeu d'essai sont connus [1].

Dans notre cas, nous avons utilisé le modèle QMD couplé à Gemini pour fabriquer les 1000 événements constituant notre jeu d'essai.

La figure 1 illustre les capacités de reconnaissance de notre réseau de neurone dans un cas d'école (jeu d'essai théorique). On voit qu'il y a une bonne corrélation entre la sortie du réseau de neurones, Out_{NN} , et la sortie attendue (B_{QMD}). En dessous de 1.5 fm, Out_{NN} sature à cause du manque de sensibilité des observables utilisées en entrée.

Dans notre analyse des données expérimentales, nous avons groupé les événements complets [2] en trois familles également peuplées pour lesquelles nous avons calculé les "Campi plot" (figure 2).

On voit deux pics lorsque tous les événements sont pris ensemble. En revanche, pour les faibles Out_{NN} , seul le pic à faible valeur de $\ln S'_2$ existe alors que pour

les grands Out_{NN} seul l'autre pic existe.

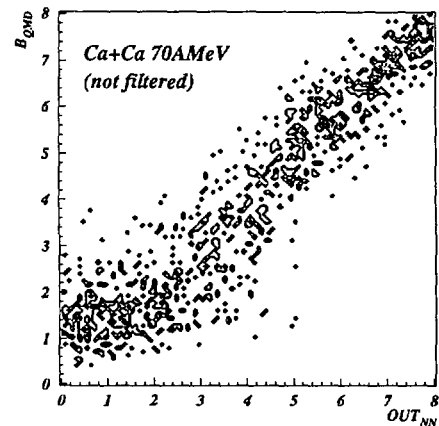


Fig. 1 : Paramètre d'impact du réseau de neurones en fonction de la sortie attendu pour un jeu d'essai.

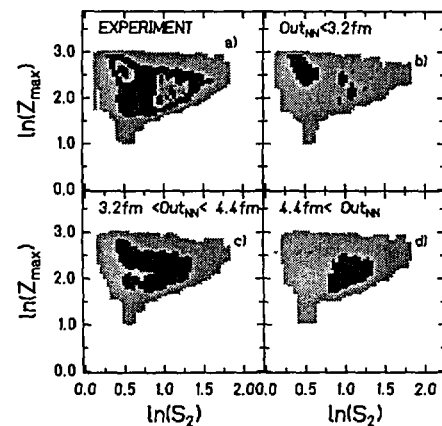


Fig. 2 : Plot à la Campi pour les événements complets $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ à 35 A MeV

Ce comportement très différent des 3 familles sélectionnées suggère que les réseaux de neurones peuvent être utiles dans l'analyse des données.

Références

- [1] C. David et al, Phys. Rev. C51 (1995)1453
- [2] K. Hagel et al, Phys. Rev. C50 (1994)2017

Effet de l'apprentissage sur un réseau de neurones

F. Haddad^{1,2}, K. Hagel¹, J. Li¹, N. Mdeiwah¹, J. B. Natowitz¹, R. Wada¹, B. Xiao¹,
C. David², M. Freslier², J. Aichelin²

¹Cyclotron Institute, TAMU, USA - ²Subatech

Abstract: A neural network is used to determine the impact parameter in $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ reactions. The effect of the model dependence of the training procedure is studied carefully.

L'utilisation d'un réseau de neurones pour déterminer la valeur du paramètre d'impact dans les collisions d'ions lourds est un processus en deux étapes : une étape d'apprentissage suivit de l'étape d'utilisation. Pendant la phase d'apprentissage, on détermine les paramètres du réseau à l'aide d'un jeu d'essai pour lequel les entrées et la sortie sont connues [1].

La réalisation d'un jeu d'essais dans notre cas nécessite l'utilisation d'un code de simulation numérique. Pour pouvoir estimer les biais d'une telle procédure, nous avons généré des jeux d'essais grâce à deux modèles différents :

Un modèle de transport dynamique (QMD) couplé à un code de desexcitation (GEMINI) et un générateur d'événements basé sur une approche statistique (EUGENE).

Ces deux modèles ont été choisis car ils reposent sur des fondements théoriques très différents et ils permettent de reproduire de manière satisfaisante la distribution en charge expérimentale obtenue dans la réaction $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ à 35 A MeV [2].

Nous avons utilisé un réseau à trois couches composées respectivement de trois, cinq et une cellules. La première couche reçoit les données physiques (la multiplicité de particules chargées, P_{perp} et $E_{\text{rat}} = \frac{\sum P_i^2/2m}{\sum P_i^2/2m}$) et la cellule de sortie délivre le résultat (ici la valeur du paramètre d'impact, b). Nos jeux d'essai étaient composés de 1000 événements chacun uniformément distribué entre 0 et 8 fm.

Pour pouvoir juger des capacités de reconnaissance de notre réseau de neurones, nous avons déterminé les paramètres d'impact obtenus pour les événements complets de l'expérience $^{40}\text{Ca} + ^{40}\text{Ca}$ à 35 A MeV [2]. Sur la figure 1 l'histogramme grisé correspond aux sorties fournies par le réseau entraîné avec EUGENE, l'autre à celles obtenues par le réseau entraîné avec QMD. Dans les deux cas, les sorties fournies par le réseau sont inférieures à 7 fm comme on pouvait s'y attendre pour les événements complets. Le réseau entraîné avec QMD donne des sorties sur une plus large plage en paramètre d'impact. Cela est dû au fait que EUGENE ne contient pas de "Deep Inelastic". Le trou dans les distributions pour les paramètres d'impact les plus petits est causé par le fait que les distributions suivent une loi en $2\pi b db$ (événements réels) et que le

réseau n'arrive pas à reconnaître les collisions les plus centrales et surestime systématiquement leurs valeurs.

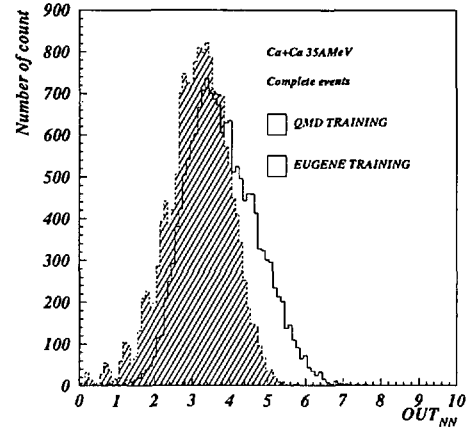


Fig. 1 : Distribution des sorties des réseaux de neurones

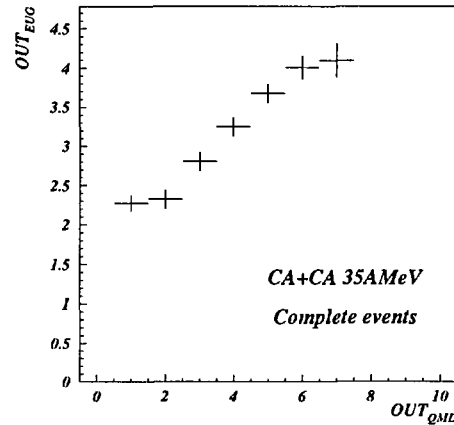


Fig. 2 : Corrélation entre Out_{QMD} et Out_{Eug} .

Figure 2, nous avons reporté la corrélation qui existe entre les valeurs fournies par le réseau entraîné avec EUGENE, Out_{Eug} , et celles obtenues avec QMD, Out_{QMD} . On voit qu'une bonne corrélation existe et qu'une valeur élevée de Out_{QMD} correspond à une valeur élevée de Out_{Eug} .

Références

- [1] C. David et al, Phys. Rev. C51 (1995)1453
- [2] K. Hagel et al, Phys. Rev. C50 (1994)2017

Radiochimie

Radiochimie

Le groupe de radiochimie/métronologie nucléaire a pris racine au début de 1994 mais son véritable lancement date du milieu de cette même année lorsque furent décidés des achats d'équipements et le recrutement de personnels intervenu à partir du mois de septembre. Un double objectif était alors assigné portant, dans le cadre général de problématiques liés à la gestion des déchets nucléaires en amont et en aval du cycle électronucléaire, sur le développement d'activités de recherches fondamentales en radiochimie et la création d'un Service de Métronologie Nucléaire.

Le laboratoire a emménagé dans des locaux provisoires, sur le site de la Chanterrie, à Noël 1994. Dans le courant de 1995, sont progressivement arrivés les équipements de détection alors que les activités de recherche et de Service prenaient leur essor. Au troisième trimestre de 1996, un étage entier de laboratoires, représentant une surface globale de 300 m², était mis à la disposition du groupe.

Les activités de recherche peuvent être regroupées sous trois rubriques :

- i) Chimie des radioéléments : technétium, actinium 225 et bismuth 213.
- ii) Phénomènes aux interfaces et processus d'adsorption : bactéries, échangeurs d'ions inorganiques.
- iii) Développements de protocoles de mesures.

Les activités de Service ont été mises en route et de très nombreux protocoles de mesures, mis au point permettant d'effectuer aujourd'hui tout type de mesures dans les échantillons les plus variés. Ces activités ont été sollicitées par des industriels, des associations, des collectivités, des experts auprès des tribunaux. A l'heure actuelle, des efforts importants sont consacrés à la mise en place d'un dispositif d'assurance qualité en vue d'une habilitation COFRAC.



Chimie du Technetium

M. Fattahi¹, C. Musikas¹, J.C. Abbé¹, K. Ben Said¹, A. Delorme¹, R. Pagès², Y. Seimille³

¹Subatech - ²ISITEM - ³Université d'Orsay

Abstract: Precise and reliable thermodynamic constants for the oxidation reduction relationships of the technetium ions in various environmental media are necessary to model the transport behavior of ⁹⁹Tc from the nuclear waste repositories to the bio and geosphere.

The current knowledge of the Tc chemistry indicates that the most important oxidation states of Tc in natural environments would be VII in oxic conditions and IV, in anoxic media. However, even the value of the formal oxidation potential of the $\text{TcO}_4^-/\text{Tc(IV)}$ couple in simple media is questionable, because it relies only upon one kind of data : the values of the potential of the half electrochemical cell $\text{TcO}_4^-/\text{TcO}_2$. These potentials are reversible, but sparingly soluble TcO_2 is not in fast equilibrium with other Tc(IV) complexes. The measured potentials are surely $\text{TcO}_4^-/\text{TcO}_2$ potentials, but not the $\text{TcO}_4^-/\text{Tc(IV)}$ potentials if TcO_2 is not the thermodynamically stable form of Tc(IV). Quantitative data for the TcO_2 equilibria with Tc(IV) complexes are difficult to obtain because of the slowness of the ligand exchange reactions and the general lack of knowledge of the chemistry of the VIIB group tetravalent ions. The present investigation deals with a new approach for the determination of the formal oxidation potential of the $\text{TcO}_4^-/\text{Tc(IV)}$ couple.

Tc was used at trace level, in order to avoid the kinetic and thermodynamic sinks made by insoluble TcO_2 . Oxidation and reduction of Tc were governed by controlling the ions concentration of a fast electron exchanger couple of which the formal potential has been measured carefully, presently Fe(III)/Fe(II). Distribution ratios of Tc between aqueous and immiscible organic solutions of tetraphenyl arsonium chloride (TPA.Cl) into chloroform served as the probe for the advancement of oxidation and reduction reactions.

In this solvent, only Tc(VII) as TcO_4^- anions is extracted.

Pour mieux comprendre les mécanismes de migration éventuels du Tc des sites de stockage des déchets vers la biosphère, il est important de préciser la composition chimique des milieux qui favorisent soit les espèces solubles soit celles insolubles de cet élément. L'espèce soluble la plus courante du Tc étant l'ion TcO_4^- et celle insoluble, l'oxyde TcO_2 . Nous avons entrepris des études qui devraient montrer l'influence de divers paramètres sur la solubilité du TcO_2 . Parmi ceux-ci, on a envisagé :

I - L'effet de la composition de la solution avec laquelle le TcO_2 est en équilibre, le potentiel redox du système Tc(IV)/Tc(VII) dans les milieux naturels,

II - L'effet des rayonnements γ ,

III - L'effet de la forme cristalline ou amorphe initiale du TcO_2 .

Ces points ne sont pas dissociables et lors d'une première étape, il est nécessaire d'examiner l'ensemble des résultats obtenus sur les thèmes de recherche évoqués ci-dessus pour pouvoir ensuite, lors d'une deuxième étape, simuler le comportement du Tc dans les milieux naturels à l'échelle des temps très longs.

I - Technetium : potentiel standard et migration

Potentiel standard

Le potentiel redox du couple Tc(VII)/Tc(IV) s'avère déterminant pour estimer la spéciation du technetium dans l'environnement. La valeur du potentiel standard du couple Tc (VII) / Tc (IV), représenté selon l'équilibre $\text{TcO}_4^- + 4\text{H}^+ + 3\text{e}^- \rightleftharpoons \text{TcO}_2^{\text{solide}} + 2\text{H}_2\text{O}$, en milieu acide est très controversée. La donnée usuelle du potentiel standard E° dans la littérature s'élève à 0,741 V [1]. Cette valeur a été déterminée par électro-déposition de l'oxyde TcO_2 à partir d'une solution de pertechnétate de potassium en milieu acide sulfurique. Une mesure antérieure donne pour E° une valeur de $0,782 \pm 0,011$ V [2]. La différence entre ces deux déterminations semble s'expliquer par la présence d'oxygène dans la cellule électrochimique qui tend à polariser l'électrode dans le sens positif. Une autre explication possible réside dans la différence de composition et / ou de structure des oxydes préparés : l'oxyde formé est plus ou moins hydraté. Une autre valeur calculée à partir d'expériences d'électro-déposition de l'oxyde aboutit à un potentiel standard de $0,747 \pm 0,004$ V [3].

Détermination expérimentale

Notre méthode expérimentale pour déterminer le potentiel standard du couple Tc (VII) / Tc (IV) consiste à comparer ce potentiel à celui d'un autre couple proche et bien connu tel celui du couple Fe (III) / Fe (II) où $E^\circ = 0,70$ V en milieu chlorhydrique molaire. Le potentiel du milieu est imposé par un rapport de concentrations Fe (III) / Fe (II) donné, en milieu acide chlorhydrique peu complexant ou en milieu carbonaté complexant. Une réduction du technétium effective (mise en évidence par extraction sélective de la valence (VII) par le TPA ou tétraphénylarsonium dans le chloroforme) à potentiel imposé permet d'affirmer que le potentiel du couple Tc (VII) / Tc (IV) est supérieur à celui du couple Fe (III) / Fe (II).

Une réduction lente du technétium est effectivement observée dans des solutions au potentiel de 0.741 V, mais également pour une valeur beaucoup plus élevée de 0.849 V. Ces résultats démontrent que les valeurs antérieures ont été largement sous estimées.

Spéciation

Les espèces du technétium susceptibles d'exister dans le milieu sont régies par des équilibres d'hydrolyse, de complexation (avec les carbonates) et d'oxydo-réduction. Ainsi, la spéciation permet de prévoir les espèces majoritaires dans un milieu donné en fonction du pH et donc d'envisager les phénomènes possibles à l'interface solide-solution.

Les formes les plus stables du technétium aux valences (VII) et (IV) sont prises en compte. Les espèces aqueuses susceptibles d'exister en solution sont les suivantes : TcO_4^- , HTcO_4 , TcO^{2+} , $\text{TcO}(\text{OH})^+$, $\text{TcO}(\text{OH})_2$, $(\text{TcO}(\text{OH})_2)_2$, $\text{TcO}(\text{OH})_3^-$, $\text{Tc}(\text{OH})_2\text{CO}_3$, $\text{Tc}(\text{OH})_3\text{CO}_3^-$ ([4], [5]). L'expression des concentrations des espèces en fonction du pH se détermine à partir de la conservation de la matière et des constantes d'équilibre des réactions acido-basiques, d'hydrolyse, de complexation et d'oxydo-réduction ([6], [7], [8]).

La forme (IV) est majoritaire pour des pH inférieurs à 4 tandis que la forme (VII) est majoritaire pour des pH supérieurs. La conservation de la matière justifie la formation d'un oxyde solide pour des pH compris entre 1 et 4. Les formes carbonatées du technétium demeurent négligeables pour une concentration totale en carbonate inférieure à 0,1 M. Les travaux préliminaires en vue de la détermination des espèces chimiques en milieu carbonate sont en cours.

Migration du technétium et modélisation

Les phénomènes de migration du technétium dans l'environnement sont régis par des processus de transport et de sorption. Ces derniers se déroulent à l'in-

terface phase solide et phase aqueuse et la compréhension des phénomènes nécessite une étape préliminaire de spéciation du technétium. Cependant, les espèces majoritaires en solution ne sont pas systématiquement celles qui prédominent à l'interface solide-solution.

Pour mettre en évidence et quantifier les phénomènes de migration, on dispose de deux méthodes expérimentales distinctes et complémentaires : la méthode "batch" en milieu fermé et la méthode sur colonne. La première est une méthode statique de sorption, la seconde, une méthode dynamique de migration. On envisage dans un premier temps d'étudier la sorption du technétium sur des argiles en milieu carbonate.

Les phénomènes de migration sont modélisables par des modèles de transport couplés à des modèles de sorption. Les modèles de sorption diffèrent selon le type d'interaction considéré à l'interface : modèle non électrostatique ou électrostatique, modèle simple, double ou triple couche. En collaboration avec l'Ecole des Mines de Paris, des essais modélisant la migration du technétium dans les argiles en milieu carbonate seront entrepris.

Références

- [1] Cartledge G. H. and Smith W. T. J. Phys. Chem. 59(1955)1111
- [2] Cobble J. W., Smith W. T., Boyd G. E. J. Am. Chem. Soc. 75(1953)5777
- [3] Meyer R. E., Arnold W. D., Case F. I., O'Kelley G. D. Radiochim. Acta 55 (1991)11
- [4] Eriksen T.E., Ndalamba P., Cui D., Bruno J., Caceci M., Spahiu K. SKB Technical Report 93 - 18 (1993)
Eriksen T.E., Ndalamba P., Bruno J., Caceci M. Radiochim. Acta 58/59(1992)67
- [5] Meyer R. E. and Arnold W. D. Radiochim. Acta 55(1991)19
- [6] Charlot G., Les réactions chimiques en solution aqueuse et caractérisation des ions, 7eme édition, Masson (1983)
- [7] Gorski B. and Koch H. J. Inorg. Nucl. Chem. 31(1969)3565
- [8] Sundrehagen E. Int. J. Appl. Radiat. Isot. 30(1979)739

II - Effets des rayonnements γ sur le système TcO_4^-

Comme nous l'avons déjà précisé, la migration de Tc dans les milieux naturels est entièrement liée à l'état de valence et à la forme chimique de cet élément. Tout processus susceptible d'interagir sur ces valences est

important ; c'est le cas notamment des effets radiolytiques. Les travaux entrepris visent à étudier la radiolyse du technétium dans son état de valence le plus stable, c'est-à-dire (VII), et sous la forme de TcO_4^- en milieu carbonate, car les eaux profondes rencontrées en formation géologique sont riches en ces éléments.

La radiolyse du technétium a déjà été étudiée. D'une part en radiolyse pulsée [3], pour mettre en évidence les degrés d'oxydation transitoires (+6 et +5) du technétium qui peuvent aussi avoir des applications radiopharmaceutiques vis-à-vis des générateurs $^{99}\text{Mo}-^{99m}\text{Tc}$ [1, 2]. D'autre part, en irradiation continue, pour suivre la contribution des différents radicaux libres ainsi que les mécanismes conduisant à la réduction du technétium (VII) dans différentes conditions opératoires [2] (aérobie, anaérobie, avec ou sans piège(s) à radicaux).

L'effet du rayonnement gamma sur la chimie du technétium en milieu carbonate n'est pas très connu ; la présence de ces anions, également sujets à radiolyse, rend le système très complexe. Les ions carbonates, très sensibles aux irradiations, se décomposent principalement en ions oxalates, formiates, succinates et autres acides organiques, tous initialement absents dans le milieu [4,5].

Dans une étape préliminaire, nous avons étudié la radiolyse de MnO_4^- , homologue de TcO_4^- , en irradiation continue et à débit de dose constant en milieu carbonate. La réduction observée nous a permis de mettre en évidence la formation des états intermédiaires du manganèse, comme on peut s'en apercevoir sur la figure (3). Ces espèces intermédiaires sont en cours d'identification en utilisant des techniques analytiques comme l'électrophorèse capillaire ou la radiolyse pulsée.

Dans une étape ultérieure, ces travaux vont être appliqués à TcO_4^- en vue de suivre sa réduction lors de la radiolyse en déterminant les espèces formées notamment en milieux carbonatés et en observant le déclin de la forme au degré d'oxydation (VII).

D'ores et déjà, nous avons pu identifier l'ion pertechnétate en milieu carbonate, ce qui constitue une première en électrophorèse capillaire. Nous avons également pu réaliser la séparation de TcO_4^- de son homologue ReO_4^- . Les résultats montrent une contradiction de la loi des mobilités pour le pertechnétate, lequel devrait avoir un temps de migration compris entre ceux du permanganate et du perrhénate (figure (4)).

Références

- [1] E.Deutsch, W.R.Heineman and R.Hurst J. Chem. Soc. COM (1978)1038-1041
- [2] L.Heller, S.Abrashkim, A.Shafferman, M.A.Davis and R.A.Taube Int.Jour.Appl.Radiat.Isot. 32(1982)501-506

[3] E.Bjergbakke, Z.D.Draganic, K.Sehested and I.G.Draganic. Radiochim. Acta 48(1989)65-71

[4] M.Fattahi, C.Houée-Levin, F.Plas Contrat d'études : 2315230 HFB. ANDRA, Rapport interne. Décembre (1993)

[5] M.Fattahi, C.Houée-Levin Contrat n° : BC 6571/LB .ANDRA, Rapport interne. Septembre (1992)

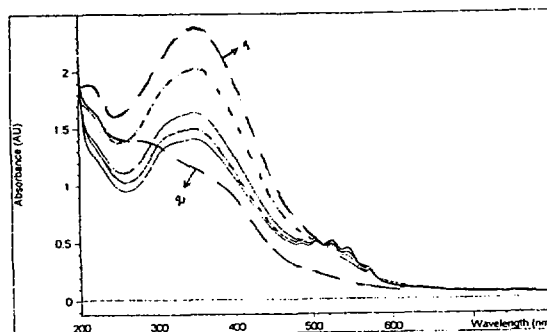


Fig. 1 : Réduction de MnO_4^- par les e_{aq}^- en radiolyse gamma (^{60}Co) en fonction de la dose.

Débit de dose : $I=480 \text{ Gy.h}^{-1}$. Concentrations : $2,5 \cdot 10^{-4} \text{ M}$ en KMnO_4 , $0,1 \text{ M}$ en isopropanol (piégeage des radicaux OH). 1-Dose=24 Gy, 2-Dose=1130 Gy.

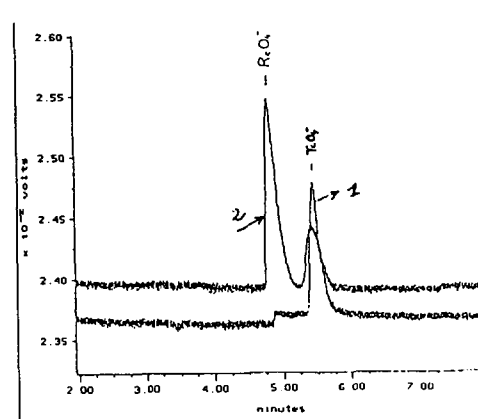


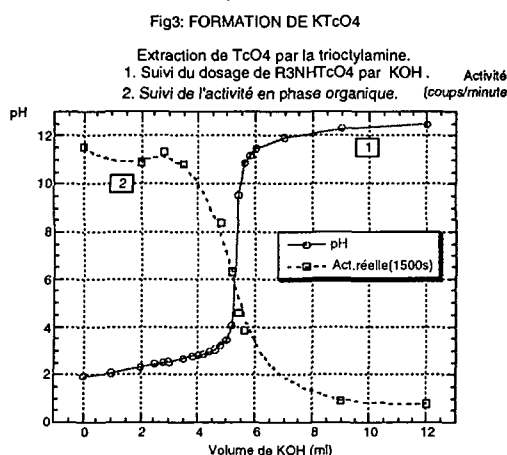
Fig. 2 : Séparation de ReO_4^- et TcO_4^- en électrophorèse capillaire

1 $[\text{TcO}_4^-]=5 \cdot 10^{-5} \text{ M}$, $[\text{K}_2\text{CO}_3]=2 \cdot 10^{-3} \text{ M}$, $[\text{KHCO}_3]=2,4 \cdot 10^{-4} \text{ M}$
 2 $[\text{TcO}_4^-]=5 \cdot 10^{-5} \text{ M}$, $[\text{TcO}_4^-]=4 \cdot 10^{-4} \text{ M}$, $[\text{K}_2\text{CO}_3]=2 \cdot 10^{-3} \text{ M}$, $[\text{KHCO}_3]=2,4 \cdot 10^{-4} \text{ M}$. Electrolyte : 10 mM en Na_2SO_4 et $0,5 \text{ mM}$ en OFM- Br^- . détection U.V direct à 254 nm .

III - Synthèse et caractérisation du TcO_2

La solubilité de TcO_2 dépend de la structure du solide initialement utilisé. Dans le but de la synthèse de cet oxyde et de sa caractérisation, nous avons entrepris un travail en collaboration avec l'ISITEM, l'objectif étant de synthétiser le dioxyde de technétium à partir du pertechnétate de potassium KTcO_4 par réduction électrochimique, à potentiel constant, sur une électrode de platine. La structure du dépôt formé est analysée aux Rayons X et au Microscope Electronique à Balayage (MEB).

La solution mère est fournie sous forme de pertechnétate d'ammonium NH_4TcO_4 . L'ion NH_4^+ pouvant être gênant par son caractère réducteur, ce composé de départ est transformé en KTcO_4 par l'extraction du TcO_4^- par la trioctylamine (R_3N) dans le toluène en milieu acide, puis dés extraction par KOH pour obtenir une solution pure de KTcO_4 . La figure 3, représentant la dés extraction du KTcO_4 en fonction du volume de KOH ajouté, montre qu'il faut s'arrêter au point équivalent pour arriver à un produit pur KTcO_4 .



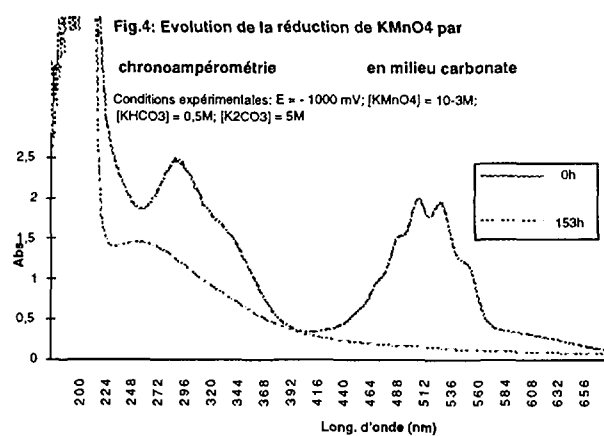
Avant de procéder à la réduction électrochimique du pertechnétate, des travaux préliminaires sont conduits sur des composés homologues du tableau périodique : le permanganate ou le perrhénate. Ces éléments non radioactifs facilitent les travaux de préparation et

de mise au point des protocoles.

Pour le permanganate de potassium (10^{-3}M) en milieu carbonate KHCO_3 ($0,5\text{M}$) et K_2CO_3 (5M), la figure 4 représentant le spectre d'absorption (UV-visible) de la solution initiale et de la solution finale réduite.

La coulométrie est arrêtée lorsque la solution est jaune orangé trouble. Le précipité est ensuite analysé aux rayons X et au MEB pour déterminer sa structure. Dans ces milieux complexants Mn(VII) est réduit en Mn(IV) et la forme Mn(IV) obtenue peut être soit MnO_2 soit un complexe Mn-carbonate . Les premiers résultats obtenus en RX et en MEB montrent le spectre observé ne correspond pas à MnO_2 cristallisé.

Les expériences sur la réduction du pertechnétate de potassium dans des milieux non complexants (acides ou basiques) à différents potentiels et pour des temps de réduction de l'ordre de 3h viennent de débiter. Les dépôts électrolytiques seront analysés aux rayons X afin de déterminer la structure, amorphe ou cristalline, et de connaître la formule chimique exacte du composé formé.





Radioimmunothérapie avec des émetteurs α

A. Ouadi¹, C. Musikas¹, J.F. Gestin², J.C. Abbé¹

¹Subatech - ²Unité INSERM U463, Nantes

Abstract: For some years, compounds labelled with α -particle emitters have been considered as potential tumour therapeutic agents. Heavy charged particles, such as α -particles, leave dense ionised tracks when traversing matter. This is expressed in their high LET value, typically of the order of 100keV/ μ m which should result in an optimal radiobiological effect.

By comparison, β -particles are low LET radiations, with characteristic values of 1keV/ μ m.

An important characteristic of α -particle is the short range, about 50-100 μ m in tissue. Thus, small clusters of tumour cells and single cells can be irradiated with little damage to the surrounding healthy tissues.

Our work consists in the selection and testing of a ligand for Ac before conjugation and purification of the radioimmuniconjugate.

Introduction

La radioimmunothérapie (RIT) représente actuellement une voie de traitement des cancers très prometteuse. Les études de faisabilité réalisées sur des modèles de sphéroïdes multicellulaires ont montré qu'il était possible de délivrer des doses très importantes aux cellules cancéreuses.

Par rapport aux radioéléments β habituellement utilisés pour les applications thérapeutiques, la cytotoxicité potentielle des émetteurs α est beaucoup plus élevée du fait de leur transfert d'énergie linéique 100 fois plus grand.

Le laboratoire a conclu un accord de coopération avec l'unité INSERM U463 de Nantes et le Centre Européen des Transuraniens de Karlsruhe en vue de mettre en oeuvre des recherches en alphaimmunothérapie, notamment avec le Bi 213 et l'Ac 225 pour le traitement des myélomes.

Ce travail débute actuellement. Le laboratoire aura plus précisément à charge de gérer la source d'Ac 225, génératrice de Bi 213 et de participer aux phases de complexation du radioélément et de la bioconjugaison à l'anticorps BB4 dont les caractéristiques répondent favorablement aux objectifs de la RIT.

Les premières études de faisabilité du radiomarquage des anticorps par le Bi ont fait apparaître la nécessité de modifier les anticorps avec des agents bifonctionnels (BCA). Les agents envisagés sont de types polyaza-macrocycles, polyphosphorés, polyazotés "ouverts".

Objectifs

Notre travail consiste actuellement en la sélection d'un ligand susceptible de complexer l'actinium 225. L'actinium est le premier représentant de la famille des actinides et possède un caractère dur selon Lewis. Les indices de coordination les plus favorables sont compris entre 6 et 9. La formation de complexes stables

nécessitera donc des ligands possesseurs d'au moins 6 atomes donneurs à caractère basique fort tel que O et N.

La formation d'un chélate entre le ligand et le radioélément ainsi que la stabilité du complexe formé sont dépendantes à la fois des fonctions complexantes présentes et de la structure ou du squelette de la molécule. L'examen de la littérature montre que l'actinium forme en général des complexes moins stables que le lanthane, phénomène attribué à son rayon ionique plus élevé. Il faut donc trouver d'autres ligands complexant le lanthane et présentant un ordre d'affinité inversé La(III) / Ac(III). Les ligands à azotes donneurs ont une affinité légèrement supérieure pour les actinides trivalents comparativement aux lanthanides trivalents à rayon ionique égal.

C'est dans ce cadre que nous essayons de développer actuellement des études de complexation de l'Eu, homologue de l'Ac, avec des polypyridines : 1, 10-Orthophéthroline (Ophen) ; 2, 2'bipyridine (Bipy) ; 2,4,6-tris(2-pyridine) 1, 3, 5-triazine (TPTZ).

Perspectives

Les constantes et les cinétiques de complexation de l'Ac, seront déterminées dans différentes conditions opératoires (pH, températures, solvant). Après avoir défini les conditions optimales de complexation, une étude de stabilité des complexes formés sera faite en milieu aqueux avec des agents complexants compétiteurs et en milieu sérique. Cette étude devrait permettre de sélectionner, parmi les BCA synthétisés, les ou les produits les plus intéressants. Avec les produits sélectionnés, des études de couplages avec l'anticorps BB4 seront réalisées. Les propriétés radiopharmacologiques et radiobiologiques des anticorps marqués seront ensuite étudiées par les membres de l'unité INSERM sur des modèles cellulaires avant d'éventuelles applications médicales ex vivo, notamment dans la purge en cellules tumorales de moelles osseuses.



Interactions métaux-microorganismes

Y. Andrès¹, G. Thouand², S. Redercher¹, M. Boualam¹, A.Cl. Texier³, R. Hoeffler³.

¹Subatech - ²Département de Biologie Appliquée, La Roche sur Yon - ³Centre du Génie des Procédés de l'Environnement, Ecole des Mines de Nantes

Abstract: A selected number of microorganisms may fix fair amounts of metallic ions in aqueous media, possibly in a selective way.

A biomass from *Mycobacterium smegmatis*, an acidic alcoholic resistant bacteria, has been used to prepare a biosorption support allowing the preferential sorption of thorium as compared to uranium and lanthanum.

These studies have been extended to biological polymers such as chitosan and to studies related to bioaccumulation mechanisms and / or to the microbial resistances towards metals.

Les procédés physico-chimiques de traitement des effluents métallifères ne sont pas toujours adaptés à la dépollution de rejets industriels faiblement concentrés.

Une alternative a été proposée faisant appel aux propriétés de certains microorganismes à fixer en quantité appréciable des ions métalliques présents en solution aqueuse. Cette approche a fait l'objet de nombreuses études depuis plus de 30 ans, en particulier d'un point de vue mécanistique. L'avantage des microorganismes est principalement lié à la diversité des types de bactéries et des modalités d'interaction avec les métaux fonction de leur état chimique ; les potentialités de réaliser des séparations sélectives et quantitatives se trouvent ainsi largement étendues.

A partir des travaux de recherche sur l'interprétation et l'identification des processus d'accumulation et de résistances des biomasses en milieu métallifère, différents mécanismes pouvant intervenir ont été proposés :

- la diffusion transmembranaire active par mécanisme de pompe à protons, ou passive par diffusion simple ;
- la synthèse cellulaire de métabolites susceptibles de complexer et/ou de précipiter les métaux sur la membrane externe ou dans son environnement immédiat.
- la fixation passive sur des composants élémentaires de la paroi cellulaire externe (Biosorption). L'intervention de divers groupements fonctionnels a pu être caractérisée : phosphate, amine, carbonyle, hydroxyle ... ;

Un grand nombre de biomasses a fait l'objet de nombreux travaux : bactéries (*Bacillus sp.*, *Pseudomonas sp.*), algues, levures (*Saccharomyces cerevisiae* ...), champignons (*Mucor miehi*, *Penicillium chrysogenum*, *Rhizopus arrhizus*, *Aspergillus niger* ...).

Si l'ensemble des mécanismes cités ci-dessus peut intervenir à des degrés divers dans l'élimination des ions métalliques en solution, les applications de la biofixation d'éléments par des biomasses au niveau industriel repose actuellement sur l'utilisation de processus passifs.

Un intérêt majeur de ces techniques pourrait résider dans le couplage du procédé d'épuration avec la récupération de solutions concentrées plus facilement valorisables ou tout au moins aisément intégrables dans le cycle d'extraction et d'affinage de métaux pour l'industrie ou l'activité énergétique. Ceci permet d'effectuer une action forte de dépollution des eaux, sans génération de sous produits gênants de volumes importants (solvants, par exemple) puisque les constituants majeurs sont le carbone, l'oxygène et l'azote. Cette approche se situe dans le contexte général des technologies propres et de la diminution des volumes de déchets devant être stockés.

Il a été mis en évidence, au sein de notre laboratoire, que des bactéries de l'espèce *Mycobacterium smegmatis* sont capables d'adsorber sélectivement le thorium à partir d'un mélange d'ions actinide et lanthanide en solution acide.

Dans le but de la mise en place d'un système de concentration et d'épuration de grands volumes de solutions contaminées, nous nous sommes intéressés à l'immobilisation de cette biomasse dans un gel d'acrylamide. Cette matrice présente l'avantage d'être uniquement constituée de carbone, d'azote, d'oxygène et d'hydrogène ce qui permet d'envisager une réduction du volume de déchet par incinération.

La concentration de la biomasse dans le support pour une rétention optimisée des ions métalliques a été déterminée comme correspondante à une dilution au 1/6 des bactéries.

Enfin, nous avons montré que ce support réduit en particules de 31 à 42 mesh et placé dans une colonne présente une fixation sélective du thorium à partir d'une solution contaminée, à la fois, en uranium, en thorium et en lanthane à pH 1 (cf. figure 1).

La sélectivité de fixation nous permet d'émettre l'hypothèse qu'il est possible de séparer biologiquement les actinides, radionucléides de longues périodes résultant de réactions d'activation, (Am, Cm), des lanthanides, produits de fission, de moindre radioactivité.

Les perspectives de ce travail porte sur la sélectivité de fixation de microorganismes vis à vis des lanthanides qui servent alors de modèles pour l'étude de

la séparation d'éléments à l'état d'oxydation III.

Cette dernière thématique de recherche fait à l'heure actuelle l'objet d'une thèse en collaboration avec le CGPE. Dans le cadre de cette collaboration il a été également étudié la cinétique et les isothermes de fixation de lanthanides sur du chitosan et la stabilité de cet adsorbant dans diverses conditions de pH et de nature d'acides.

Le laboratoire est impliqué dans un étude d'expertise, auprès de l'ANDRA, portant sur le rôle des microorganismes, au niveau du champ proche d'un site de stockage souterrain dans une position de vie longue.

Enfin, en collaboration avec le VITO en Belgique et l'IUT de Nantes, nous étudions les mécanismes de bioaccumulation et/ou de résistance des microorganismes tel que par exemple *Alcaligenes Eutrophus* CH 34 et les terres rares.

Collaborations :

- Centre du Génie des Procédés de l'Environnement (CGPE), Ecole des Mines de Nantes.
- Laboratoire de Chimie Nucléaire, CNRS, Strasbourg.
- Laboratoire de Microbiologie URA 1481, Université Louis-Pasteur, Strasbourg.

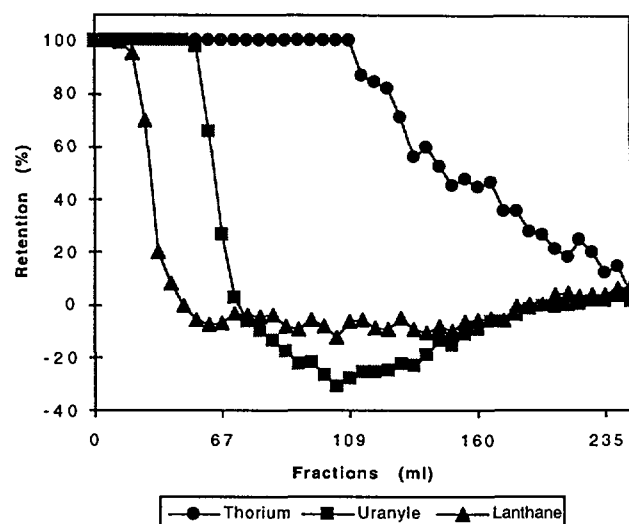


Fig. 1 : Rétention des cations thorium, uranyle et lanthane d'une solution à pH 1,5 par des cellules de *Mycobacterium smegmatis* immobilisées dans un gel de polyacrylamide (facteur de dilution de la biomasse dans le support : 1/6; quantité de support en poids sec : 0,8767 g vitesse d'élution 0,2 ml. min⁻¹). La concentration des cations dans des fractions de 1 ml est déterminée par analyse par activation neutronique.



Piégeage du Cs par des échangeurs d'ions inorganiques

J.G. Decaillon¹, Y. Andrès¹, J.C. Abbé¹, M. Tournoux²

¹Subatech - ²Institut des Matériaux de Nantes

Abstract: Ion exchangers may be used in concentrating radioactive elements in dilute, aqueous, nuclear waste. Generally, organic ion exchangers are shown to have high capacities and as such they are used to a great extent. However inorganic ion exchangers may be more efficient in some circumstances (radioactive environment) where chemical and thermal stabilities are needed. New series of inorganic ion exchangers are tested (phosphoantimonates, silicotitanates), noticeably their specific selectivity for cations (Cs^+ over mainly Na^+ and K^+) through ion exchange isotherms and selectivity and distributions coefficients determination.

La décontamination en radioéléments des effluents est un enjeu majeur dans le cycle du combustible nucléaire. "L'industrie nucléaire" dans son ensemble génère d'importantes quantités de radioéléments faiblement ou moyennement radioactifs dont le césium est un des composants principaux. Au regard de ces besoins, la communauté scientifique s'intéresse aux échangeurs d'ions afin de séparer sélectivement les composés radioactifs de leur effluents. L'utilisation et la synthèse de nouveaux adsorbants s'étant développée suivant deux axes principaux :

D'une part, l'étude d'adsorbants organiques (ex : les éthers couronnes dont l'intérêt paraît aujourd'hui limité de par leurs coûts prohibitifs et leurs moins bonnes stabilités chimiques et radiolytiques).

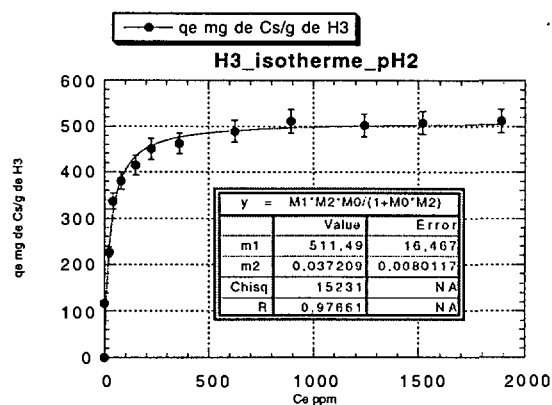
D'autre part, l'étude d'adsorbants inorganiques qui semble être la voie qui combine le plus grand nombre d'avantages. La difficulté majeure réside dans l'obtention d'un matériau ayant une très bonne sélectivité vis à vis de l'élément considéré (le césium par rapport au sodium et au potassium) tout en conservant une bonne stabilité chimique et radiolytique.

Notre approche concernant le choix et l'étude d'adsorbants inorganiques est basée sur plusieurs critères dont le caractère plus ou moins covalent de la charpente ionocovalente et le calcul des charges partielles des oxygènes du composé. En effet, la notion de charge partielle sur l'oxygène est fortement corrélée à la réactivité et à la stabilité chimique du matériau.

A partir de ces calculs simples, on considère que la structure la plus stable correspond à la saturation de toutes les charges des oxygènes de la structure. Cela signifie clairement que la stabilité du composé et la sélectivité vis à vis de l'ion Cs^+ par rapport à Na^+ est liée de façon importante à la minimisation du caractère anionique sur le plus grand nombre d'oxygènes. Ces considérations permettent de déterminer a priori les types de liaisons les plus favorables et de dégager des voies pour les nouvelles synthèses.

En collaboration avec l'Institut des Matériaux de Nantes, nous avons débuté des études d'adsorption du césium sur des phosphoantimonates ($\text{H}_n\text{Sb}_n\text{P}_2\text{O}_{3n+5}$, $x\text{H}_2\text{O}$ $n=1,3,5$) (brevet Tournoux, Piffard). Ces composés, compte tenu du caractère ouvert de leur struc-

ture, sont susceptibles de se prêter à des réactions d'échanges. En pratique l'adsorption du césium sur ces phosphoantimonates est étudiée à partir de solutions de césium, de concentrations connues mis en contact avec une masse d'adsorbant prédéterminée. A l'équilibre (une étude cinétique préalable est nécessaire), on mesure la concentration en césium restante en solution, afin d'en déduire la quantité fixée sur le solide. A partir de ces données, on peut décrire l'isotherme d'adsorption (applications de différents modèles : Langmuir, Freundlich, etc....) et évaluer un certain nombre de paramètres (Q_m , K_d , etc...) qui permettent de comparer et de quantifier les adsorbants testés. A titre d'exemple, la figure suivante montre l'isotherme d'adsorption du Cs sur $\text{H}_3\text{Sb}_3\text{P}_2\text{O}_{14}$ à pH 2. Dans ce cas le modèle de Langmuir s'applique parfaitement à la série de données générée par la mesure des Ce (concentration de Cs restant en solution à l'équilibre) par rapport à q_e (quantité de Cs fixée par gramme de $\text{H}_3\text{Sb}_3\text{P}_2\text{O}_{14}$). Cette modélisation nous permet de déterminer la capacité maximale théorique de l'adsorbant ($Q_m=511$ mg de Cs/g de H3) et la constante d'équilibre liée à la modélisation de Langmuir ($b=0.0372$ lg-1). Ces données peuvent être utilisées pour comparer plusieurs adsorbants entre eux vis à vis du même élément.



Dans le même temps, les possibilités de synthèses de silicotitanates (matériaux connus pour présenter une très bonne sélectivité vis à vis du Cs dans des solu-

tions concentrées en alcalins) par différentes méthodes sont étudiées : voie sol-gel, synthèses hydrothermales. Différentes conditions expérimentales et l'adjonction de "templates" divers sont testés afin d'obtenir le matériau le plus efficace possible (détermination par des études d'adsorption). Les méthodes analytiques de caractérisation suivantes sont utilisées pour définir la nature de nos matériaux : la diffraction X, l'Infra Rouge par transformé de Fourier, méthode BET, RMN MAS du Silicium, l'ATG. Dans le futur, des mesures supplé-

mentaires comme des titrages potentiométriques (détermination du potentiel de surface, etc...), des déterminations de pK_a et l'application d'algorithmes de calculs appliqués à la cinétique de fixation des ions en solution aqueuse permettront de tester différents modèles de fixation (complexation de surface, etc...) ainsi que les étapes contrôlantes ou limitantes de la fixation, et ainsi de dégager des conditions optimales opératoires.

Extractions sélectives d'actinides par solvant associées aux mesures par scintillation liquide

C. Ardois, C. Musikas

Abstract: New commercial liquid scintillation counters allow rapid α/β measurements. Associated with liquid-liquid extraction techniques, rapid and selective actinide analyses are possible. Among various actinide extractants, such as amines or organophosphorous compounds, we were particularly interested in tri-n-octyl phosphine oxide (TOPO). Uranium, thorium and americium extractions with (TOPO) in toluene have been investigated. A systematic study of the counting parameters of a PACKARD 2550 TR/ABTM liquid scintillation analyzer is under completion.

Introduction

Les problèmes associés au stockage à long terme des déchets nucléaires revêtent une particulière importance liée, notamment, à l'instabilité des éléments et donc à leur lixiviation et à leur spéciation, processus essentiels dans le transfert potentiel de radioactivité dans la chaîne alimentaire; les autres paramètres d'importance sont les quantités produites et les nocivités.

Parmi les éléments générés figurent des émetteurs α (transuraniens) et β de longues périodes difficiles à détecter. Les mesures d'émetteurs α peuvent être effectuées à l'aide de différentes techniques, compteurs proportionnels, chambres α ou détecteurs par scintillation liquide. Pour les deux premières techniques, les problèmes d'auto absorption des particules émises limitent les mesures, et la préparation des échantillons (séparations, électrodépositions...) est également longue, ce qui constitue un handicap lors d'analyses de routine.

Les mesures par scintillation liquide, autrefois strictement limitées aux émetteurs β purs de très faible énergie, sont devenues une alternative très intéressante pour effectuer des analyses simultanées α/β . Le phénomène d'auto absorption des particules est inexistant puisque les radionucléides à mesurer sont introduits de façon homogène à un mélange organique possédant des propriétés de scintillation. L'efficacité de comptage est alors proche de 100% pour les particules α . En outre, les progrès réalisés dans le domaine de traitement du signal ont abouti à la commercialisation de compteurs autorisant des mesures simultanées α et β dans le domaine des très faibles activités. Cette technique peut répondre aux exigences des analyses dans l'environnement, lesquelles demandent une grande précision et des limites de détection très basses.

Objectifs

Du fait de la dégradation du transfert de l'énergie entre les particules et les molécules organiques du cocktail scintillant par les molécules d'eau (quenching), les mesures directes d'échantillons aqueux sont souvent impossibles. La mise en oeuvre d'une technique

d'extraction par solvant organique, se révèle alors bien adaptée. Elle permet le transfert des radionucléides dans une phase organique constituée d'un diluant, souvent le toluène, et d'une molécule organique ayant des propriétés d'extraction.

C'est dans ce cadre que se situent les travaux réalisés, visant à la mise au point de protocoles de mesure d'actinides, à l'aide d'extractants spécifiques. Le choix de ces extractants est particulièrement important, car ils doivent posséder deux caractéristiques très précises : du point de vue des propriétés d'extraction, de forts coefficients de distribution vis-à-vis des actinides, avec si possible une certaine sélectivité entre radioéléments, et du point de vue de la mesure, des propriétés sans interférence avec le processus de scintillation.

Etat d'avancement des travaux

Optimisation des paramètres de comptage

Afin de déterminer les capacités d'analyse d'un compteur par scintillation liquide commercial PACKARD 2550 TR/AB, permettant la discrimination α/β et les comptages de faibles activités, une étude systématique de certains paramètres de comptage a été réalisée. Les efforts ont porté sur les efficacités de comptage, ainsi que sur la discrimination des émetteurs α et β .

Les efficacités de comptage

Deux scintillants commerciaux, l'INSTAGEL PLUSTM et l'ULTIMA GOLD ABTM fournis par la société PACKARD ont été testés. Les conditions expérimentales retenues reposent sur des mélanges de 10 ml d'échantillon aqueux - 10 ml de scintillant dans des flacons de comptage en poly éthylène de 20 ml.

Les résultats indiquent des efficacités de comptage variant de 26% pour le tritium émetteur β de faible énergie (18,6 keV d'énergie théorique maximum), à 90% pour le strontium 90 émetteur β de forte énergie (546 keV d'énergie théorique maximum). Pour le

nickel 63 et le carbone 14, des efficacités de comptage de 53% et de 68%, respectivement, peuvent être obtenues.

Le système de réduction de bruit de fond de l'appareil (Time Resolved-Liquid Scintillation Counting, TR-LSC) a une grande influence sur l'efficacité de comptage des émetteurs β , ainsi que le quenching de l'échantillon. Une attention particulière doit être portée à ces phénomènes et à leurs influences réciproques, afin d'améliorer la qualité des mesures.

La discrimination α/β

L'appareil utilisé est doté d'un système de discrimination α et β basé sur l'analyse de la décroissance dans le temps de la composante retardée des signaux, en sortie de photomultiplicateurs. Les durées d'impulsions issues d'un émetteur α sont plus longues que celles issues d'un émetteur β , et le réglage du "Time Disc", paramètre affinant la séparation, est fondamental. Très sensible au quenching, ce paramètre peut être réglé précisément pour des conditions spécifiques : pour un échantillon constitué de 10 ml de toluène et de 10 ml d'ULTIMA GOLD AB comme scintillant, l'optimum est de 140 nanosecondes, conduisant à des interférences de 0,5% de coups β dans le canal α , et de 0,1% de coups α dans le canal β .

Protocole de séparation

Les actinides naturels comme l'uranium et le thorium se retrouvent dans la plupart des échantillons issus de l'environnement, et la recherche d'éléments artificiels issus de l'activité industrielle nucléaire, comme le plutonium, l'américium nécessite des séparations. Ces dernières, classiquement réalisées sur colonnes échangeuses d'ions, sont indispensables pour éliminer les interférences lors des comptages, et pour déterminer leurs activités respectives.

La technique de séparation utilisée dans notre étude est l'extraction liquide-liquide. Parmi les nombreux extractants possibles, des tests ont été réalisés avec les amines et les composés organophosphorés courants. L'une des molécules les plus adaptées est le tri-n-octyl phosphine oxide (TOPO), avec le toluène comme diluant, du fait de coefficients de distribution élevés

vis-à-vis des actinides et de ses faibles propriétés de quenching. Une étude systématique des propriétés extractives du TOPO, sur l'uranium, le thorium et l'américium (figure 1) suivant l'acidité et le contre ion a été conduite; elle a permis de définir un protocole de séparation de ces trois radioéléments, suivi de mesures par scintillation liquide.

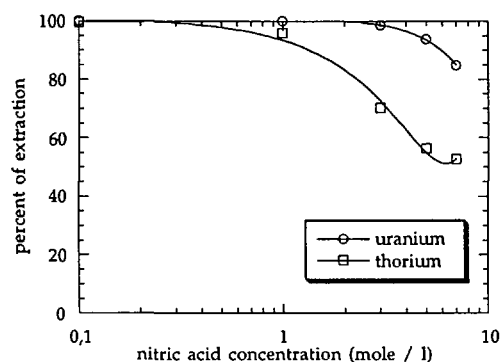


Fig. 1 : Influence de la concentration d'acide nitrique sur l'extraction de l'uranium et du thorium par le TOPO 0,1M dans le toluène

Perspectives

Au niveau de la technique d'extraction par solvant associée à la scintillation liquide, l'objectif suivant est l'étude de l'extraction du plutonium. Élément fondamental dans les analyses dans l'environnement, il n'existe à notre connaissance aucun extractant spécifique de cet élément. Certaines fonctions comme les hydroxamates semblent avoir des propriétés permettant d'augmenter cette spécificité. Après quelques tests préliminaires prometteurs, nous envisageons l'étude systématique de certains composés hydroxamiques simples, ou associés à d'autres fonctions (catécholates ...). L'intérêt de cet étude est double : du point de vue du retraitement des déchets, d'une importance capitale aujourd'hui, ce type d'extractant ne possédant aucun atome de soufre ou de phosphore pourrait être dégradés simplement; du point de vue analytique, il en découlerait une simplification des protocoles expérimentaux existants, et une analyse simultanée des isotopes α et β du plutonium plus rapide.



Mise en oeuvre d'un générateur de neutrons à des fins pédagogiques et en vue d'applications analytiques

G. Farny

Abstract: A second hand neutrons generator (D,T) has been set up in the experimental hall of SUBATECH for training of students involved in nuclear energy applications, and for analysis purposes. Due to its age, several safety controls were done by the french atomic energy commission, and the corresponding report will be submitted to the french authority in charge of the final agreement by which EMN will be the owner of this equipment.

Un générateur de neutrons utilisé jusqu'alors dans un complexe industriel, a été installé dans la halle expérimentale de SUBATECH.

Cependant, en raison de l'âge de ce générateur, différentes expertises ont été demandées par la CIREA(*) dont un audit de sécurité effectué par un organisme indépendant des Tutelles de Subatech.

Cet audit a été réalisé par le CEA début mars et le rapport concernant cette opération sera transmis à la CIREA pour accord sur le transfert de propriété.

Ce générateur est basé sur la réaction de fusion D,T au cours de laquelle il y a émission de neutrons de 14 MeV. La cible tritiée de 10 Ci est régénérée sans intervention, c'est dire que cet accélérateur de petite taille est entièrement contenu dans un tube scellé.

Les performances sont d'environ $10^8 n.4\pi^{-1}.s^{-1}$ en régime pulsé, bien adapté à l'analyse des γ de captures et d'activation par discrimination temporelle contrairement aux possibilités d'une source isotopique.

Utilisations prévues

1. Enseignement

Au niveau de l'enseignement, cet équipement doit essentiellement contribuer à la réalisation de travaux pratiques dans les domaines suivants :

- ralentissement des neutrons
- efficacité d'un écran de protection par carte de flux basée sur l'emploi de compteur He3 ou par détecteurs d'activation.
- comparaison calculs/mesures via l'emploi d'un code CEA.

2. Analyses

En complément des moyens d'analyses dont dispose SUBATECH, ce générateur pourra s'avérer utile lors d'interrogation non destructive d'échantillons suivant les sections efficaces impliquées dans des réactions de type nn' , $n\gamma$, np , n^2n , $n\alpha$, ... sans oublier n , fissions lors de la recherche de transuraniens dans des déchets suspects.

(*) Commission Interministérielle des Radio-Éléments Artificiels.

Génie des procédés

Génie de l'environnement nucléaire

P. Le Cloirec, C. Gérente, A. Subrenat, C. Brasquet, P. Ricou, A.C. Texier, E. Landat

Activités de Recherche

En 1996, le Groupe Génie de l'Environnement Nucléaire a été spécifiquement mis en place au sein de l'UMR Subatech.

Dans le cadre des rejets de composés radioactifs présents dans les phases solides, liquides ou gazeuses, il est nécessaire d'étudier des procédés performants de protection de l'environnement et d'éviter toute pollution du milieu récepteur. Dans ce thème très large, le travail de recherche se focalise sur l'étude des procédés mettant en jeu des interactions solides-fluides dans des milieux complexes. Trois approches faisant partie de la méthodologie générale du Génie des Procédés sont privilégiées :

- L'étude des mécanismes de transfert et de réactions aux interfaces solide-fluide. Les phénomènes d'adsorption et de désorption font l'objet de travaux expérimentaux.
- La mise en oeuvre par des unités pilotes et l'optimisation de procédés de traitement et d'épuration d'eau ou d'air. On étudie principalement l'hydrodynamique du réacteur et les performances dans l'élimination de charge polluante.
- La modélisation et la simulation des processus et des procédés.

Sur cette base, trois programmes de recherche sont actuellement en cours :

- Procédés d'adsorption de polluants sur fibres de carbone activé - Applications aux traitements de phases fluides. Ce nouveau matériau adsorbant est intéressant du fait des vitesses de transfert élevées et d'une certaine sélectivité vis à vis de certains polluants. De plus la présentation des fibres sous la forme de tissus ou de feutres permet la mise en oeuvre de procédés originaux utili-

sables industriellement tant en adsorption qu'en désorption.

- Elimination d'ions métalliques en phase aqueuse par adsorption sur des oxydes. L'utilisation de cendres de centrales thermiques avec un éventuel prétraitement permet un transfert et une immobilisation de métaux lourds présents dans des rejets liquides.
- Adsorption d'uranium et de lanthanides sur des biomasses et biopolymères
- Applications à la dépollution d'eaux chargées en radionucléides. Les propriétés de certaines parois bactériennes ou de polymères naturels extraits sont utilisées pour effectuer une adsorption et une séparation de l'uranium et des lanthanides dans des milieux complexes.

Cette recherche met en oeuvre à la fois des études expérimentales effectuées en laboratoire mais aussi utilise des maquettes ou de prototypes pilotes installés dans un hall d'essai. Certains de ces travaux sont soutenus contractuellement par des sociétés privées ou des organismes parapublics parmi lesquels on peut citer EDF, Actitex (Filiale de la SEP et de la société PICA du Groupe Compagnie Générale des Eaux). Les ingénieurs et les étudiants en thèse du groupe travaillent sur ces programmes de recherche pluriannuels.

Collaborations

Des collaborations avec différents groupes de recherche publics ou parapublics en France et à l'étranger sont initiées : Les Ecoles des Mines, la DIRE Pays de Loire, l'Institut des Matériaux de Nantes, l'IUT de Saint-Nazaire, l'Université Catholique de Louvain la Neuve.

Services Techniques

Service Détecteur

M. Le Guay, M. Labalme.

Lors de l'installation de Subatech dans les locaux de l'EMN, le service détecteur ne disposait pas de locaux permettant le montage, le test et la mise au point de détecteurs. L'étude, la passation des marchés et la surveillance des travaux de construction du laboratoire détecteur ont occupé la majeure partie de la fin 95 et du début 96. Le laboratoire détecteur a été réalisé au terme fixé (30/4/96) et dans le budget fixé (1.5MF). Sa surface totale est de 170m². Il comporte une salle blanche (classe 100 000) climatisée, une salle de montage et test climatisée, une salle d'électronique refroidie pouvant accepter une dissipation totale de 20kW et une salle d'expérience. Cet ensemble a été installé dans la halle du bâtiment E de l'EMN. En même temps que le laboratoire détecteur, le service détecteur a supervisé l'installation d'un laboratoire de génie des procédés pour le groupe Génie de l'Environnement Nucléaire dans la mezzanine de la halle E.

Travaux pour la recherche.

- Corrélateur comportant 40 détecteurs à scintillation (ICs) pour une expérience réalisée en utilisant le détecteur ORION au Ganil (Caen).
- Support de miroir et circuit de réchauffage et circulation de TAMI pour le détecteur RICH utilisé pour l'expérience NA44 (CERN).
- Détecteur CsI+BGO pour l'expérience visant à détecter des particules de haute énergie.
- Mise en place du système de test de diodes à localisation pour le détecteur INDRA.
- Conception d'un banc de test de détecteurs silicium à micro-pistes.
- Conception, suivi et montage des détecteurs pour l'expérience de test au CERN en juin 96.
- Définition, fabrication et montage des prototypes de MICROMEGAS.

Travaux pour l'enseignement.

- Diffuseur Compton scintillant pour une expérience de travaux pratiques de la maîtrise de physique.
- Modification des piles d'un électroaimant en vue de la mise en place d'un spectromètre (pour les travaux pratiques de la maîtrise de physique).
- Conception et mise au point des prototypes de compteurs Geiger-Muller pour A.P.A.. Suivi de la réalisation de la série.
- Conception et réalisation (en liaison avec le service électrotechnique) de la table de remplissage des Geiger-Muller.

Communication.

- Réalisation de panneaux et de matériel d'exposition (exposition du Centenaire de la découverte de la radioactivité au Croisic et au Pouliguen).

Service conception et réalisation mécanique.

M. Guilloux, M. Roche, S. Fresneau, M. Milieto

Depuis la création de ce service, plusieurs éléments indispensables étaient à réaliser :

- Aménagement des locaux.
- Achat et mise en place du matériel : machine-outils, mobilier et outillage.
- Création et mise au point du système d'études mécaniques utilisant le logiciel de CAO Euclid.

Ces travaux ont été réalisés en parallèle avec le début des études et des réalisations pour la recherche.

- Le projet initial du bâtiment G où il est installé ne convenait pas à la mise en place d'un atelier mécanique. Des modifications importantes ont été effectuées à notre demande, en accord avec les architectes. Le marché a été lancé fin 1995, ce qui nous a permis d'emménager dans des locaux "presque terminés" fin mai 1996.
- Un budget de 1.4MF était prévu pour l'équipement du service. A ce jour, la quasi-totalité de cette somme a été investie, une dizaine de machine-outils a été achetée. Leur installation est presque achevée. Une demande complémentaire de crédits d'équipement a été faite pour 1997.
- La partie étude ne comporte actuellement qu'une personne. Elle est équipée d'un système informatique comportant une station de travail qui utilise le logiciel Euclid et peut accéder à une table traçante A0 (cf. service informatique). Le logiciel CAO Euclid est utilisé dans tous les laboratoires de l'IN2P3, dans une grande partie de ceux du CNRS et au CERN, ce qui nous permet de communiquer avec les divers sites de nos collaborations.

Principales réalisations

- Table orientable pour NA44 (CERN).
- Banc de mesures magnétiques de l'aimant CIME de SPIRAL (Ganil Caen). Dans le cadre d'une convention entre Ganil et Subatech, l'étude, la réalisation et la mise en place de ce banc pour un aimant de 4m de diamètre ont été confiées au

service mécanique. L'étude a été réalisée à Subatech, la réalisation sous-traitée à des entreprises de la région nantaise et à St-Etienne. La mise au point a nécessité l'utilisation d'une maquette à l'échelle 1 (étude par Subatech et réalisation à Nantes). Le dispositif est maintenant monté dans l'aimant CIME et est utilisé pour une campagne de mesure qui durera jusqu'en juin 1997.

- Deux pilotes pour l'étude de tissus filtrants. Ce travail a été fait à la demande du groupe Génie de l'Environnement Nucléaire et sous contrat avec la société Actitex.
- Spectromètre (pour les travaux pratiques de physique nucléaire de la maîtrise de physique. (En cours d'étude et de réalisation).
- Bati support pour les tests de perte de charge à travers les zéolithes.(étude et réalisation)
- Réalisation de la série de 150 Geiger-Muller pour APA.
- Réalisation des pièces mécaniques pour MICRO-MEGAS.
- Réalisation du banc de test des détecteurs silicium à micro-pistes.
- Étude de la faisabilité de l'absorbeur faisceau du bras di-muons d'ALICE.(étude pour le Technical Proposal)

Prospective

L'implication de Subatech dans les projets ALICE (CERN) et STAR (Brookhaven), la participation des physiciens des expériences autour de GANIL et au projet GEDEON ainsi que le développement du service radiochimie conduira à une charge importante aussi bien des études que de la réalisation. Pour y faire face il faut que le service se développe. Au terme de 2002-2004, il devra comporter quatre personnes aux études et trois personnes à l'atelier. L'arrivée en juin 1997 d'un ingénieur calcul et la demande de deux postes de projeteurs devraient permettre de répondre aux contraintes évoquées ci-dessus.

Service Electronique et Electrotechnique

C.Drancourt, J.P.Bocquel, C.Le Moal, L.M.Rigalleau, P.Pichot, B.Kubica

Activités

Ce service répond à la demande des chercheurs de Subatech dans leurs projets d'expérience liés à la recherche ou à l'enseignement. Il leur assure les tâches suivantes :

- Aide à la recherche de documentation technique.
- Conseil technique.
- Etude et réalisation spécifique.
- Tests et cablages.
- Maintenance de ses produits.
- Diagnostic de panne de produits fabriqués à l'extérieur.

Principales réalisations

Cette année le groupe s'est investi dans des travaux d'infrastructure en dotant le service d'appareillages conséquents. Il dispose d'une CAO performante et d'un atelier d'électronique très bien équipé mais restant incomplet pour certaines techniques. Il a participé à l'équipement du laboratoire détecteur de Subatech. Parallèlement, il a réalisé au cours de cette année les principaux travaux suivants :

- Etude du bus I2C a partir de PC ou de microcontrôleur.
- Montage et test de photomultiplicateurs pour les expériences CERN et GANIL.
- Caractérisation de diode à localisation pour IN-DRA.
- Monitoring et slow control de NA44 par LabVIEW.
- Montage de plusieurs travaux pratiques pour la faculté et la filière nucléaire de l'Ecole des Mines.

- Cablage de liaisons informatiques.
- Dépannage d'appareillage.
- Conseil de montage et préparation pour l'APA.
- Etude et mise en place du générateur à neutron dans la hall E.
- Installation du mélangeur de gaz dans le laboratoire détecteur.
- Aide au test des silicons strip pour ALICE.
- Etude préliminaire du trigger dimuons pour ALICE.
- Développement d'un ASIC analogique en partenariat avec C4I et AMS.
- Conception et Réalisation de circuits imprimés fabriqués par ATLANTEC : cartes splitter, cartes séquenceur NA44, cartes pour TP, cartes test pour l'ASIC, cartes détecteur à micro-piste MICROMEGAS.

Perspectives

L'implication de ce service dans un enseignement au sein de l'Ecole des Mines est envisagée en 1997, bien que ce groupe ne possède aucun enseignant. Il s'investira l'année prochaine dans l'encadrement APA pour les élèves de deuxième année, dans l'élaboration de travaux pratiques LabVIEW en troisième année (filière nucléaire), ainsi que dans la mise en place de cours VHDL assurés par l'IRESTE (filière nucléaire en 1997 puis élargissement à la filière automatisme).

A terme cette équipe compte s'étoffer pour aboutir à 6 ingénieurs et 4 techniciens (année 2000) afin de s'impliquer encore plus fortement dans les projets scientifiques du laboratoire Subatech.



Etude et réalisation d'un ASIC discriminateur double seuil

S. Bouvier, C. Drancourt, P. Pichot, L.M. Rigalleau

Aspect Général

Dans le cadre du LHC, les détecteurs permettant de mesurer le temps de vol des particules peuvent avoir une précision inférieure à la centaine de ps. C'est le cas du détecteur Pestov développé au GSI (Darmstadt - Allemagne) et pouvant s'intégrer à l'expérience ALICE (LHC-Cern).

Les signaux analogiques d'un tel détecteur comportent des fronts de montée de pentes variant de 250 ps à 1 ns avec une amplitude détectable de 5 mV à 1V. Leurs réponses temporelles sont précises à moins de 70 ps.

Dans ces conditions, l'électronique qui suit le détecteur doit être à même de conserver ces caractéristiques. L'information primordiale de ce détecteur est l'origine temporelle du signal émis. Afin de capturer de façon fiable cette valeur, nous avons été amenés à développer un ASIC ayant un "jitter" de sortie inférieur à la résolution du détecteur (70 ps).

Le principe de ce circuit a été évalué en composants discrets au GSI. Nous l'avons ensuite repris pour l'adapter à une technologie ASIC afin d'augmenter l'intégration de l'électronique, l'espace étant critique pour ALICE.

Cette réalisation nous a demandé de reconcevoir toute l'électronique et de la tester. Nous avons choisi, pour son intégration, la technologie BICMOS 0.8 μm de chez AMS (Autriche). C4I (Archamps- France) nous a permis, par leur savoir-faire et leurs outils, de concrétiser la production de ce circuit.

Ce premier prototype comporte 4 voies. Les tests ont lieu conjointement au GSI et à Subatech afin de confronter les résultats. Après validation, les futures versions devront intégrer un minimum de 16 voies.

Principe (cf figure 1)

A partir de deux points délivrés par la comparaison du signal détecteur à deux seuils préétablis, le circuit peut recalculer l'origine de l'impulsion en extrapolant sa pente à une droite. Ce principe est valable dans notre cas car les impulsions sont très rapides et les seuils suffisamment bas.

Réalisation (cf figure 2)

Afin de pouvoir manipuler des temps inférieurs à la ns, la technique employée est basée sur des charges ca-

pacitives à courant constant ainsi que la détection de passage à zéro. Notre effort s'est essentiellement porté sur la réponse temporelle de chaque étage, l'adéquation des valeurs de chaque composant, la minimisation de la dispersion et de la diaphonie entre chaque voie. Un grand soin est maintenant amené aux tests.

Caractéristiques du circuit

- Fonction : discriminateur à double seuils
- Nombre de voie : 4
- Technologie : ASIC Bicmos 0.8 μm AMS
- Taille silicium : 4 mm²
- Boitier : SOIC 24 pins
- Alimentation : +5.2V / -5.2V
- Consommation : 0.23 W / Voie
- Entrée : 4 analogiques directes du détecteur (0 à -1V, tr = 250 ps à 1 ns)
- 2 seuils analogiques commun au 4 voies (-30 mV à -1 V)
- Sortie : 1 analogique (suiveur)
- 4 ECL différentielles (discriminateur).

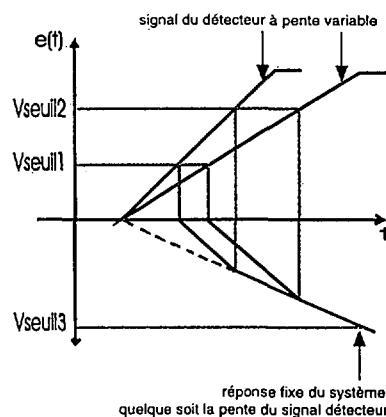


FIG. 1 : principe

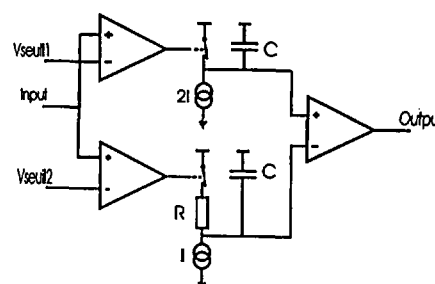


FIG. 2 : réalisation

Service informatique "Systèmes et Réseaux"

K. Chawoshi, E. Bossis

Le service informatique de SUBATECH est actuellement composé de deux personnes. Il a pour mission :

- L'évolution et la maintenance du parc informatique du laboratoire : 160 machines environ (15 stations de travail, 30 PC, 30 Mac, 70 terminaux X,...),
- L'assistance aux utilisateurs,
- La veille technologique et la recherche des outils informatiques nécessaires aux projets scientifiques.

Pendant la période 1994-1996, comme les années précédentes, le service informatique a répondu au développement de SUBATECH et aux besoins de son personnel par l'acquisition des matériels informatiques adéquats : des machines de calcul et de dépouillement, des postes bureautiques, des machines de CAO Electronique/Mécanique, des moyens d'impression, etc.

Les points suivants résument les matériels acquis et leur utilisation.

Recherche théorique et expérimentale

En plus des moyens informatiques du CCIN2P3, les équipes de recherche de SUBATECH utilisent aussi des moyens locaux de calcul et de dépouillement de données pour la préparation de leurs expériences et collaborations nationales et internationales. Les machines disponibles au laboratoire comprennent 3 stations de travail HP sous Unix acquises en 1993 auxquelles se sont ajoutés 5 serveurs et stations du même type pendant la période couverte par ce rapport.

Afin de mettre à la disposition de nos chercheurs les outils fiables et performants, ces machines sont dotées de dispositifs puissants et modernes : un réseau haut débit FDDI, des batteries de disque sécurisées RAID, des sauvegardes automatisées par des robots, etc.

Services techniques

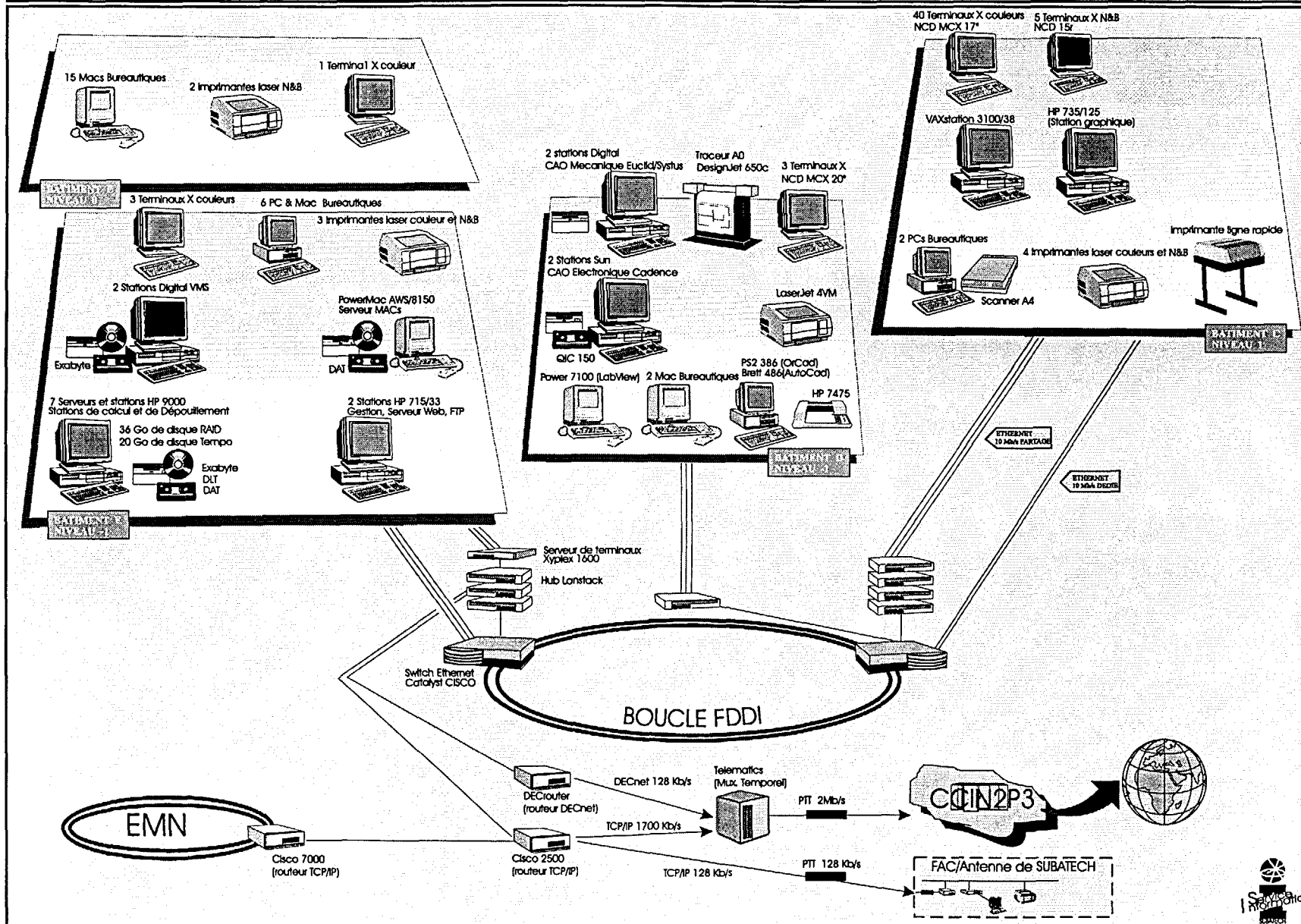
Les moyens informatiques des services techniques, en particulier les machines de CAO Electronique/Mécanique, ont également été renforcés par l'acquisition de stations de travail. Ces services disposent actuellement de plusieurs stations de travail, terminaux X, PC/MAC, imprimantes et un traceur grand format A0.

Services administratifs

Jusqu'en Décembre 1994, les services administratifs de SUBATECH utilisaient des micro-ordinateurs PC pour la gestion des tâches administratives. Ils disposaient également d'une VAXstation comme serveur de fichiers, de mailing et d'impression. Avec l'accroissement du personnel de ces services en 1995, il a été nécessaire d'augmenter leurs moyens informatiques. A cette occasion, une étude des besoins a été effectuée et il a été décidé de remplacer les matériels existants par des machines plus récentes et mieux adaptées. Actuellement ces services disposent d'une dizaine de MAC couplés avec un serveur MAC/Appleshare comme serveur de fichier.

Le schéma ci-dessous représente l'état actuel du parc informatique du laboratoire.

CONFIGURATION DU RESEAU LOCAL DE SUBATECH



CAVAL : Camac VME Acquisition avec LabView

D. Roy, F. Lefèvre

Abstract: CAVAL is a low cost portable data acquisition system. It is written with LabView and runs on standard PC equipped with National Instruments VME Interface cards. CAVAL's architecture is described hereafter.

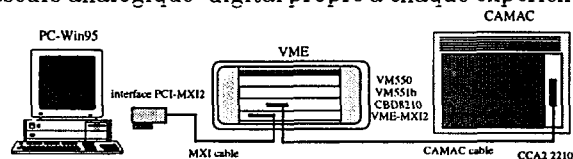
Présentation

CAVAL (Camac VME Acquisition avec LabView) est un système générique d'acquisition de données pour bus VME et CAMAC, écrit avec LabView, et qui fonctionne sur un PC sous Windows. Ce système a été conçu pour la mise au point et les tests de détecteurs. Il a déjà été utilisé sous faisceau au CERN lors des expériences de tests d'absorbeur pour le détecteur dimuons d'ALICE, ainsi que pour différents prototypes de détecteurs testés avec des sources ou des rayons cosmiques dans le hall expérimental de SUBATECH.

Architecture générique

CAVAL utilise un ordinateur compatible IBM-PC à bus PCI sous Windows 3.11 ou 95 comme processeur d'acquisition et de contrôle. Le PC est relié au châssis VME par l'intermédiaire d'un bus MXI2. Une carte National Instruments VXI-PCI série 8000 installée dans le PC interface les bus PCI et MXI2. Dans le châssis VME, un module VME-MXI2 du même constructeur complète la liaison. Un contrôleur de branche CAMAC CBD 8210 de CES dans le châssis VME relié à un module CES CCA2 2210 dans le châssis CAMAC assure l'accès à ce dernier. La figure 1 décrit le schéma de l'architecture matérielle.

En plus des modules constituant cette architecture générique, viennent se loger dans les châssis les modules nécessaires pour la prise de données et les convertisseurs analogique-digital propre à chaque expérience.



CAVAL pour les tests de prototypes MICROMEGAS.

Architecture logicielle

Le logiciel de CAVAL est réalisé avec le générateur d'application LabView. Le logiciel est composé de deux parties : une partie d'initialisation d'une chaîne d'acquisition CAMAC et VME, la

définition d'histogrammes de contrôle, la prise de données, la visualisation pendant la prise de données des histogrammes de contrôles et la sauvegarde des données et des histogrammes sur les disques du PC.

Pendant la phase d'initialisation, le système lit des fichiers textes contenant les séquences CAMAC et VME d'initialisation des modules. Pour certains modules complexes tels les séquenceurs et les DRAM de chez C.A.E.N., des panneaux de configuration s'intégrant à CAVAL ont été réalisés. Ces panneaux permettent d'écrire les parties correspondantes des fichiers d'initialisation en fonction des comportements désirés des modules. Cela évite une tâche fastidieuse aux physiciens qui utilisent le système.

Les histogrammes de contrôles peuvent représenter des données brutes telles qu'elles sont lues par le système d'acquisition, ou des données ayant subi un traitement. Les définitions des traitements à appliquer aux données brutes sont écrites dans le langage graphique de LabView. LabView autorise aussi l'intégration de telles procédures en langage C. Les histogrammes de contrôles peuvent être mono ou bidimensionnels. Avant une prise de données, l'utilisateur choisit les histogrammes qu'il ou elle souhaite examiner. Des raccourcis permettent de conserver ces choix d'une session à l'autre.

Pendant la prise de données il est possible de visualiser tous les histogrammes choisis, et de modifier le taux de contrôle. A tout moment de la prise de données, l'utilisateur peut sélectionner la fraction des données qui sera soumise à examens et gérer la sauvegarde des données brutes et des spectres de contrôle. Pendant la phase de production des données, le logiciel peut gérer la succession des fichiers sans intervention humaine. Enfin, un mode spécial permet d'analyser les données événement par événement dans le cas d'expériences ayant un taux d'acquisition très faible.

Analyse hors ligne

Les événements sont écrits sur les disques par CAVAL précédés par des en-têtes qui en décrivent les longueurs et qui leur assignent un numéro. Le code ASCII n'est pas utilisé. Toutes les données sont telles que lues sur les codeurs par l'acquisition, ceci afin de ne pas utiliser de l'espace inutilement, et d'améliorer les performances en évitant des traitements supplémentaires et des écritures inutiles.

Ce format n'est pas lisible par des programmes écrit en FORTRAN 77 standard. Un ensemble d'outils logiciels a été écrit en C et en FORTRAN sous UNIX pour assurer la lecture de ces fichiers et la transmission de leurs données brutes vers des programmes FORTRAN. Ainsi les outils usuels du physicien que sont HBOOK et PAW sont utilisables pour l'analyse hors ligne.

Performances

Une instance de CAVAL est utilisée pour des tests de prototypes de détecteurs MICROMEGAS. L'électronique de lecture des chambres est composée de multiplexeur analogique GASSIPLEX. Ces circuits sont pilotés par le séquenceur V551 bis de chez C.A.E.N. et les lectures sont digitalisées par la DRAM V550 du même constructeur. Ces deux modules trouvent leurs places sur le bus VME. Le PC qui contrôle le système est un GATEWAY P166 équipé d'un pentium à 166 Mhz. Lors des mesures de performance, le taux de contrôle en ligne était fixé à 5 % des événements. Les modules C.A.E.N fonctionnaient en mode test, en absence de GASSIPLEX. Le débit maximal est obtenu pour les événements les plus longs (2 Ko), et se situe autour de 600 Ko/s, soit 300 événements à la seconde. Pour des tailles d'événements plus petites, (148 octets) 930 événements par seconde sont acquis. La figure 2

donne en fonction de la longueur d'événement les débits en Kilo-octets par seconde et en événements par seconde mesurés dans cette configuration. De meilleures performances ont déjà été obtenues avec des PC plus rapides.

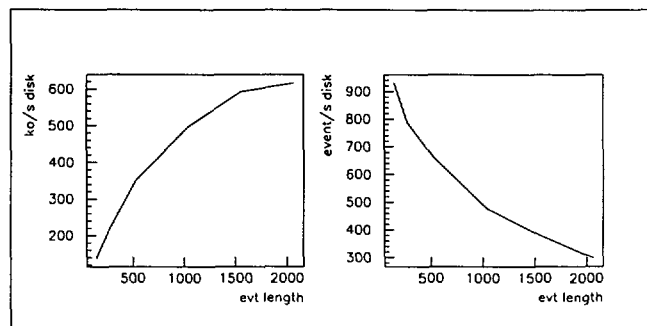


Fig. 2 : Performances en Ko/s et en evt/s de l'acquisition CAVAL en fonction de la longueur des événements (voir texte pour la description de la configuration)

Enseignements

Conception d'un compteur Geiger-Muller dans le cadre du programme pédagogique d'Apprentissage Par l'Action.

J.P. Cussonneau, F. Guilbault, V. Métivier
assistés de C. Drancourt, B. Kubica, M. Le Guay, L.M. Rigalleau
en collaboration avec C. Rauch du CRPE de l'EMN

Abstract: A Geiger-Muller counter has been designed to be assembled by students in their dormitories. It's based on common and cheap materials. It provides a first approach to the radioactivity and cosmic-rays phenomena.

Dans le cadre du programme pédagogique d'Apprentissage Par l'Action mis en place à l'Ecole des Mines de Nantes [1], nous avons créé une expérience sur la détection des rayonnements. Le cahier des charges était de concevoir un détecteur entièrement construit par les étudiants, avec du matériel très simple. Le choix s'est porté sur la réalisation d'un compteur Geiger-Muller, alimenté par un générateur haute-tension, également fabriqué par les étudiants. Les impulsions sont analysées à l'aide d'un simple circuit comparateur qui déclenche un haut-parleur.

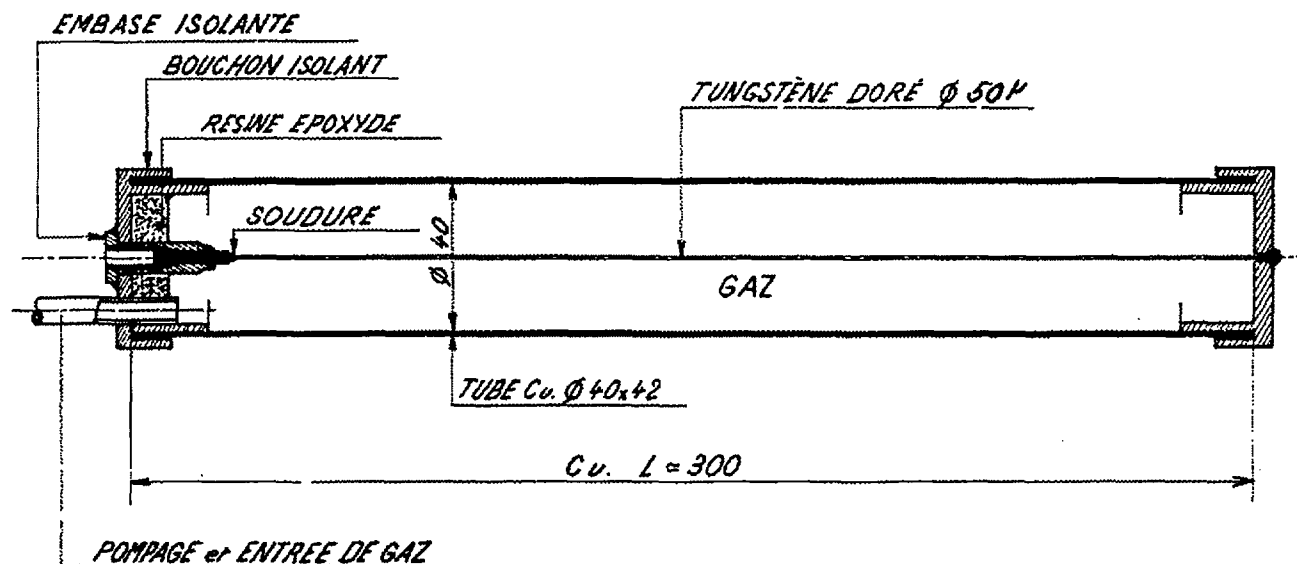
Le détecteur, représenté sur la figure ci-dessous, est réalisé avec un tube de cuivre sur lequel sont collés deux bouchons de PVC (matériel de plomberie). Un fil de tungstène doré de $50\mu\text{m}$ est tendu en son axe. La haute-tension est amenée par l'intermédiaire d'une

fiche banane. Le tube est vidé d'air puis rempli d'un mélange à base d'argon sur une table conçue et réalisée par le laboratoire.

Ce travail est réalisé par les élèves de 1ère année de l'Ecole des Mines de Nantes. Cela leur permet d'acquérir un savoir faire sur la réalisation de circuits électroniques ainsi que sur l'assemblage et le collage de structures mécaniques étanches. Il leur permet ensuite d'appréhender et d'observer des phénomènes de radioactivité et de rayonnement cosmique.

Références

- [1] APA, Apprentissage Par l'Action, Recueil des textes d'expériences 1996-1997, Ecole des Mines de Nantes



Renouvellement des travaux pratiques de physique nucléaire

D. Ardouin, J.P. Bocquel, C. Drancourt, Ph. Eudes, F. Guilbault, G. Guilloux, B. Kubica, M. Le Guay,
C. Le Moal, C. Lebrun, A. Rahmani, L.M. Rigalleau, M. Rio, D. Roy
Y. Pluta (École Polytechnique de Varsovie)

Abstract : Right from the start, SUBATECH took on the task to renew the lab-courses in nuclear-physics. These lab-courses are intended for students of both the University and the Ecole des Mines de Nantes.

Traditionnellement, les enseignants du laboratoire de physique nucléaire (devenu SUBATECH) sont chargés des travaux de physique atomique et nucléaire pour les étudiants de la maîtrise de physique. Ces manipulations avaient peu évolué depuis la mise en place de la maîtrise et fonctionnaient pour la plupart avec du matériel ancien. Lors de sa création, SUBATECH a reçu pour mission l'enseignement de la physique subatomique et des techniques associées aussi bien aux étudiants de la faculté des sciences qu'aux élèves de l'école des mines. L'accomplissement de cette mission nécessitait le renouvellement de la partie la plus ancienne du matériel et la redéfinition de certaines des expériences. Au cours de l'année 1994 un certain nombre de techniciens et d'enseignants-chercheurs se sont mobilisés dans ce but. Après étude de l'état du matériel existant et des besoins en nouvelles manipulations, ce groupe a décidé de modifier partiellement ou complètement certains postes de travail et de créer plusieurs nouvelles expériences. Ce travail s'est étendu sur plus de deux ans car il n'était pas considéré comme prioritaire par rapport aux travaux liés à la recherche. Certaines expériences ne sont pas encore complètement terminées.

Liste des expériences modifiées et description sommaire.

1 - Diffusion Compton :

Les rayons γ émis par une source de ^{137}Cs (660keV) sont diffusés par un scintillateur plastique. Les photons diffusés sont détectés par un scintillateur NaI(Tl). La source (protégée par un blindage en plomb), le scintillateur plastique et le détecteur NaI (lui aussi blindé par du plomb) sont sur un même cercle, ce qui permet d'augmenter la dimension du scintillateur plastique sans modifier l'angle de diffusion. La détection en coïncidence des électrons Compton et des photons diffusés permet d'étudier le bilan énergétique et la section efficace. De grandes difficultés, liées à la grande différence de taux de comptage entre les deux voies ont retardé la mise au point de cette expérience.

2 - Compteur Geiger-Muller

Cette manipulation consiste en une étude succincte du détecteur Geiger-Muller, puis une étude

de la distribution du nombre aléatoire de détections pour différentes mesures dans les mêmes conditions. On en déduit l'incertitude sur une mesure unique. On mesure aussi l'influence de l'angle solide sur le taux de comptage.

3 - Coïncidences

Ce poste de mesure est utilisé pour deux expériences différentes. La première, destinée aux étudiants de maîtrise, consiste en la détermination des caractéristiques du niveau à 1.33 MeV du ^{60}Co . La seconde, destinée aux élèves de l'École des Mines utilise les coïncidences pour extraire du bruit les γ de désintégration des électrons positifs.

4 - Spectromètre

Nous avons commencé la construction d'un spectromètre magnétique pour les rayons β sur un principe défini par J. Pluta. La charge de travail du service d'études mécaniques a retardé cette construction qui devrait être terminée dans le courant 1997. Les possibilités physiques de ce spectromètre et la définition de l'électronique de détection ont fait l'objet de deux mini-projets de l'EMN.

5 - Etude des signaux d'un détecteur et de leur traitement.

Cette expérience est destinée aux élèves de l'EMN. Elle consiste à faire étudier la forme et la grandeur des signaux fournis par un détecteur, à montrer les difficultés de leur utilisation (transport, adaptation d'impédance, atténuation) et à approcher les caractéristiques des appareils de traitement du signal utilisés (préamplificateurs, amplificateurs, discriminateurs, ...).

6 - Poste d'électronique nucléaire.

Ce dispositif permet de mettre en place différentes expériences. Il permettra aux étudiants en TER ou en DEA de se familiariser avec un poste d'analyse des données moderne. Il comporte : un PC servant à l'acquisition de données. Il utilise Labview et commande le chassis CAMAC. Un chassis CAMAC dans lequel on peut mettre un contrôleur de chassis, deux convertisseurs de charge, un convertisseur d'amplitude, un convertisseur de temps et un "bit pattern". Un chassis NIM et des

circuits électroniques (amplificateurs, circuits logiques, discriminateurs, alimentations haute tension, etc...) permettant de construire une expérience utilisant un ou deux détecteurs. Différents détecteurs dont certains font partie du poste

d'électronique (détecteurs à barrière de surface), d'autres sont disponibles au laboratoire (détecteurs ICs ou BGO, plastiques), la construction de certains autres (détecteurs à gaz) est envisagée.

Mise en place d'un enseignement de physique nucléaire en deuxième année de l'Ecole des Mines

C. Lebrun

Dans le cadre de la participation de SUBATECH à la formation des étudiants de l'EMN, un cours d'introduction à la physique nucléaire fut introduit en deuxième année à la rentrée 94. L'objectif de ce cours est de présenter un domaine de la physique qui a bouleversé la conception scientifique de notre environnement mais qui n'occupe pas une place primordiale dans la culture des étudiants. Il doit permettre de mieux apprécier les nombreuses applications qui doivent intéresser de futurs ingénieurs.

Comme il s'agit d'une prise de contact avec une discipline très vaste, seules les idées les plus fondamentales et les plus originales sont abordées, en évitant les aspects calculatoires ou trop abstraits. Les deux premières années, l'enseignement fut de type "intégré", les applications permettant de faire passer au tableau tous les étudiants. A partir de la rentrée 95 cet enseignement devint optionnel (suivi en moyenne par la moitié d'une promotion) et en 96-97 la séparation entre cours magistraux et travaux dirigés fut réintroduite pour une raison d'organisation générale des enseignements.

Publications

Publications dans des revues scientifiques

Année 1994

- [1] ABADA, A. Effective lagrangian with vector mesons : linear response theory. *Phys. Lett. B* 322 (1994), 103.
- [2] ABGRALL, P., HADDAD, F., DE LA MOTA, V., AND SÉBILLE, F. Study of energy deposition in heavy ion reactions. *Phys. Rev. C* 49 (1994), 1040.
- [3] ADAMS, D., PAIC, G., AND AL. The STAR experiment at the relativistic heavy ion collider. *Nucl. Phys. A* 566 (1994), 277.
- [4] ALBER, T., BACHLER, J., BARTKE, J., ..., PAIC, G., AND AL. Hadron production in S + Ag + Au collisions at 200 GeV/nucleon. *Nucl. Phys. A* 566 (1994), 35c.
- [5] ALBER, T., BACHLER, J., BARTKE, J., ..., PAIC, G., AND AL. The na49 data acquisition system. *IEEE Transactions on Nuclear Science* 41 (1994), 1.
- [6] ALMEIDA, J., BERGER, H., BRAEM, A., ..., PAIC, G., AND AL. Development of large-area fast RICH prototypes with pad readout and solid photocathodes. *Nuc. Instr. and Meth. A* 348 (1994).
- [7] ANDRÈS, Y., MACCORDICK, H., AND HUBERT, J. Binding sites of sorbed uranyl ion in the cell wall of mycobacterium smegmatis. *FEMS Microbiology Letters* 115 (1994), 27–32.
- [8] BACHLER, J., BARTHE, J., ..., PAIC, G., AND AL. An investigation of intermittency in proton-gold, oxygen-gold, sulphur-gold and sulphur-sulphur interactions at 200 GeV per nucleon. *Z. Phys. C* 61 (1994), 551.
- [9] BACHLER, J., BARTHE, J., ..., PAIC, G., AND AL. Study of particle spectra with an optically readout RICH detector in the NA 35 experiment. *Nucl. Instr. and Meth. A* 343 (1994), 288.
- [10] BACHLER, J., BARTHE, J., ..., PAIC, G., AND AL. Transverse momentum dependence of Bose Einstein correlations in 200 A GeV/c S + A collisions. *Phys. Rev. Lett.* (1994).
- [11] BACHLER, J., BARTKE, J., ..., PAIC, G., AND AL. Charged particle spectra in central S + S collisions at 200 GeV/c per nucleon. *Phys. Rev. Lett.* 72, 10 (1994), 1419.
- [12] BACHLER, J., BUNCIC, P., BOCK, R., PAIC, . G., AND AL. An optical readout RICH detector for the NA35 heavy ion experiment. *Nucl. Instr. and Meth. A* 343 (1994), 213.
- [13] BACHLER, J., BUNCIC, P., BOCK, R., PAIC, . G., AND AL. Reconstruction of Cherenkov rings in imaging detectors. *Nucl. Instr. and Meth. A* 343 (1994), 273.
- [14] BASS, S., BISCHOFF, A., HARTNACK, C., MARUHN, J., REINHARDT, J., STÖCKER, H., AND GREINER, W. Neural networks for impact parameter determination. *J. Phys. G* 20 (1994), 21.
- [15] BASS, S., HARTNACK, C., STOECKER, H., AND GREINER, W. High π^+ - pions as probes of the early dense reaction phase in heavy ion collisions. *Phys. Rev. C* 50 (1994), 2167.
- [16] BASS, S., HOFMANN, M., HARTNACK, C., STOECKER, H., AND GREINER, W. Probing delta resonance production in Au + Au collisions at 1 GeV/nucleon. *Phys. Lett. B* 335 (1994), 285.
- [17] BELKHOUE, R., ABBÉ, J., PHAM, P., JASNER, N., SAHEL, J., DREFUS, H., MOUTAOUAKKIL, M., AND MASSARELLI, R. Uptake and metabolism of borophenylalanine in human uveal melanoma cells in culture - relevance to boron neutron capture therapy of cancer cell. *C.R. Acad. Sci. Paris, Sciences de la Vie* (1994).
- [18] BENHASSINE, B., FARINE, M., HERNANDEZ, E., IDIER, D., REMAUD, B., AND SEBILLE, F. From stochastic phase evolution to brownian motion in collective space. *Nucl. Phys. A* 567 (1994), 663.
- [19] BRAEM, A., DI MAURO, A., LJUBICIC, A., ..., PAIC, G., AND AL. Fast RICH detector with a caesium iodide photocathode at atmospheric pressure. *Nucl. Instr. and Meth. A* 343 (1994), 163.
- [20] BRAEM, A., DI MAURO, A., NAPPI, E., ..., AND PAIC, G. A fast RICH detector for particle identification in ALICE at LHC. *Nucl. Instr. and Meth. A* 343 (1994), 323.
- [21] BURGIO, F., BENHASSINE, B., REMAUD, B., AND SEBILLE, F. Fluctuations of collective observable in one body dynamics : theoretical predictions and numerical simulation. *Nuclear Physics A* 567 (1994), 626.

- [22] BURGIO, F., BENHASSINE, B., REMAUD, B., AND SEBILLE, F. Fluctuations of one-body observable, comparison between exact predictions and numerical simulation. *Nuclear Physics A* 567 (1994), 625.
- [23] CENTELLES, M., FARINE, M., SCHUCK, P., AND VINAS, X. Comment on "Influence of bulk properties on the surface structure of finite nuclei". *Phys. Rev. C* 49 (1994), 2852.
- [24] COLUZZA, C., ALMEIDA, J., BERGER, H., ..., PAIC, G., AND AL. Spatially resolved X-ray spectroscopy of CsI deposits. *Nucl. Instr. and Meth. A* 343 (1994), 152.
- [25] DENISOV, V., AND ROYER, G. Sub-barrier fusion of $^{64}\text{Ni} + ^{100}\text{Mo}$. *J. Phys. G : Nucl. Part. Phys.* 20 (1994), L43.
- [26] DI MAURO, A., LJUBICIC, A., NAPPI, E., PAIC, G., AND AL. A RICH detector as particle identification detector in ALICE. *Nucl. Phys. A* 566 (1994), 619.
- [27] DI MAURO, A., LJUBICIC, A., NAPPI, E., PAIC, G., PIUZ, F., POSA, F., AND AL. Particle identification with a solid photocathode RICH in ALICE at LHC. *Nucl. Instr. and Meth. A* 343 (1994), 284.
- [28] DUPLATRE, G., BILLARD, I., AND ABBÉ, J. Characteristics of a positronium bound state with nitrobenzene in methanol as deduced from magnetic field effects at various temperatures. *Chem. Phys.* 184 (1994), 371.
- [29] ERAZMUS, B., MARTIN, L., LEDNICKY, R., AND CARJAN, N. Classical and quantum approach to light-particle correlations in intermediate energy heavy ions reactions. *Phys. Rev. C* 49 (1994), 349.
- [30] FARINE, M., AND PEARSON, J. Relativistic mean-field theory and a density-dependent spin-orbit Skyrme force. *Phys. Rev. C* 50 (1994), 185.
- [31] HADDAD, F., ROYER, G., SEBILLE, F., AND REMAUD, B. From fission to scattering in the ^{100}Mo (18.7 MeV/u) + ^{100}Mo reaction within a microscopic dynamic approach. *Nucl. Phys. A* 572 (1994), 459.
- [32] HARTNACK, C., AICHELIN, J., STOCKER, H., AND GREINER, W. Azimuthal dependence of energy flow in central collisions of heavy nuclei. *Mod. Phys. Lett. A* 9 (1994), 1151.
- [33] HARTNACK, C., AICHELIN, J., STOCKER, H., AND GREINER, W. Subthreshold kaons would reveal density isomers. *Phys. Rev. Lett.* 72 (1994), 3767.
- [34] HARTNACK, C., AICHELIN, J., STOCKER, H., JAENICKE, J., AND SEHN, L. Kaon production at sub-threshold energies. *Nucl. Phys. A* 580 (1994), 643.
- [35] HARTNACK, C., AICHELIN, J., STOCKER, H., AND GREINER, W. Out-of-plane squeeze of clusters in relativistic heavy ion collisions. *Phys. Lett. B* 336 (1994), 131.
- [36] HE, Z., EUDES, P., LEBRUN, C., AND ... Reaction plane determination for $^{64}\text{Zn} + ^{27}\text{Al}$ collisions at intermediate energy. *Chinese Journal of Nuclear Physics* 16 (1994), 207.
- [37] HUBER, S., AND AICHELIN, J. Production of delta and N^* resonances in the one boson exchange model. *Nucl. Phys. A* 573 (1994), 587.
- [38] IDIER, D., BENHASSINE, B., FARINE, M., REMAUD, B., AND SEBILLE, F. Nuclear matter with pseudo-particle model : static bulk and surface properties. *Nucl. Phys. A* 564 (1994), 204-216.
- [39] IDIER, D., FARINE, M., REMAUD, B., AND SEBILLE, F. Modeling an infinite nucleonic system, static and dynamical properties, study of density fluctuations. *Annales de Physique* 19 (1994), 159.
- [40] JULIEN, J., BOLORE, M., ..., ARDOUIN, D., DABROWSKI, H., ERAZMUS, B., LEBRUN, C., AND ... Search of an enhanced production of low energy pions in $\text{Cu}(p,\pi^+)X$, $\text{C}(p,\pi^+)X$ and $\text{Cu}(p,\pi^{1/2})X$ reactions for 300 MeV. *Zeit. für Phys. A* 347 (1994), 181.
- [41] LECOLLEY, J., ..., LAVILLE, J., STECKMEYER, F., TAMAIN, B., AND TOMASEVIC, S. The decay of primary products in binary highly damped $^{208}\text{Pb} + ^{197}\text{Au}$ collisions at 29 MeV per nucleon. *Phys. Lett. B* 325 (1994), 317.
- [42] LEDNICKY, R., LYUBOSHITZ, V., ERAZMUS, B., AND NOUAIS, D. New possibilities of particle interferometry. *Nucl. Phys. A* (1994).
- [43] LEDNICKY, R., LYUBOSHITZ, V., ERAZMUS, B., AND NOUAIS, D. What is the effect of nucleus coulomb field on particle correlation? *Phys. Lett. B* (1994).
- [44] LOUVEL, M., GENOUX-LUBAIN, A., ..., LAVILLE, J., ..., SAINT-LAURENT, F., STECKMEYER, J., AND TAMAIN, B. Rapid decrease of fragment emission time in the range of 3-5 MeV/u excitation energy. *Phys. Lett. B* 320 (1994), 221.

- [45] MASSARELLI, R., BELKHOUE, R., DUNEL ERB, S., CHEVALIER, C., ABBÉ, J., AND PIGNOL, J. Caractérisation morphologique de lignées cellulaires de mélanome uveal humain. *C.R. Acad. Sci. Paris, Sciences de la Vie* 317 (1994), 25.
- [46] MULLER, P., BEENE, J., ..., LAUTRIDOU, P., AND AL. Heavy ion coulomb excitation and gamma decay studies of the one and two phonon giant dipole resonances in 208 Pb and 209 Bi. *Nucl. Phys. A* 569 (1994), 123.
- [47] PIGNOL, J., ABBÉ, J., LEFEBVRE, O., STAMPFLER, A., MATHLIN, G., AND SAHEL, J. Thérapie par captures de neutrons des mélanomes oculaires : approches dosimétrique et microdosimétrique. *C.R. Acad. Sci. Paris, Sciences de la Vie* 317 (1994), 543.
- [48] PIGNOL, J., ABBÉ, J., SAHEL, J., METHLIN, A., AND METHLIN, G. Thérapie par capture de neutrons. *J. Chim. Phys.* 91 (1994), 1243.
- [49] PIGNOL, J., METHLIN, A., SAHEL, J., ..., AND ABBÉ, J. Utilisation de la neutrographie dans l'étude de la distribution de 10BPA dans le mélanome oculaire. *J. Chim. Phys. A* 91 (1994), 1254.
- [50] PIGNOL, J., MEYER, L., METHLIN, A., WAGNER, J., ABBÉ, J., AND SAHEL, J. Radiothérapie des mélanomes oculaires : bases physiques et radiobiologiques, techniques actuelles et perspectives d'avenir. *Bull. Cancer/Radiother* 81 (1994), 127.
- [51] POPESCU, R., ..., EUDES, P., LEBRUN, C., AND AL. From in-plane to out-of-plane enhancement of the directed flow in 64Zn + 58 Ni collisions between 35 and 79 MeV/u. *Phys. Lett. B* 331 (1994), 285.
- [52] ROYER, G., AND HADDAD, F. On the plane fragmentation barriers. *J. Phys. G : Nucl. Part. Phys.* 20 (1994), L131.
- [53] SANDNER, G., DI SCALA, G., OBERLING, P., ABBÉ, J., STAMPFLER, A., AND SENS, J. Distribution of lithium in the rat brain after a single administration known to elicit aversive. *Neuroscience Lett.* 166 (1994), 1.
- [54] SIEBERT, R., DIDELEZ, J., FRASCARIA, R., REPOSEUR, T., AND AL. High resolution study of hyperon-hyperon interaction by associated strangeness production in pp collisions. *Nucl. Phys. A* 567 (1994), 819.
- [55] VIENT, E., ..., EUDES, P., GUILBAULT, F., LAVILLE, J., LEBRUN, C., AND AL. Hot nuclei formation and decay : the Ar + Ag system at 50 and 70 MeV/A. *Nucl. Phys. A* 571 (1994), 588.

Année 1995

- [1] ABADA, A., AND AICHELIN, J. Chiral phase transition in an expanding quark gluon plasma. *Phys. Rev. Lett.* 74 (1995), 3130.
- [2] ALBER, T., ..., AND PAIC, G. Transverse momentum dependence of Bose-Einstein correlations in 200 GeV/C S + A collisions. *Phys. Rev. Lett.* 74 (1995), 1303.
- [3] ALMEIDA, J., ..., PAIC, G., AND AL. Morphological effects in the quantum yield of cesium iodide. *Nucl. Instr. and Meth. A* 361 (1995), 524.
- [4] ALMEIDE, J., ..., PAIC, G., AND ... Microanalysis surface studies and photoemission properties of CsI photocathodes. *Nucl. Instr. and Meth. A* 367 (1995), 337-341.
- [5] ALMEIDE, J., ..., PAIC, G., AND ... Review of the development of cesium iodide photocathodes for application to large RICH detectors. *Nucl. Instr. and Meth. A* 367 (1995), 332-336.
- [6] ANDRÈS, Y., AND H.J. MACCORDICK, J. H. Selective biosorption of thorium ions by an immobilized mycobacterial biomass. *Appl. Microbiol. Biotechnol.* 44 (1995), 271-276.
- [7] ANGELIQUE, J., POPESCU, R., EUDES, P., LEBRUN, C., AND ... Azimuthal dependence of the directed flow in collisions up to 95 MeV/u : from in-plane and out-of-plane enhancement. *Nucl. Phys. A* 583 (1995), 543.
- [8] BACRI, C., BORDERIE, B., ..., EUDES, P., GOURIO, D., LAVILLE, J., RAHMANI, A., REPOSEUR, T., AND AL. Onset of vaporization for the Ar + Ni system. *Phys. Lett. B* 353 (1995), 27-31.
- [9] BASS, S., HARTNACK, C., STÖCKER, H., AND GREINER, W. Nucleon and baryon densities in heavy ion collisions at 1 GeV/nucleon. *Z. Phys. A* 351 (1995), 359.

- [10] BASS, S., HARTNACK, C., STÖCKER, H., AND GREINER, W. Transverse energy dependence of neutron squeeze out in relativistic heavy ion collisions. *Z. Phys. A* 352 (1995), 171.
- [11] BASS, S., HARTNACK, C., STÖCKER, H., AND GREINER, W. Pion nucleon interactions in relativistic heavy ion collisions : new sensitivities to the nuclear equation of state. *Phys. Rev. C* 51 (1995), R12.
- [12] BERGER, H., ..., PAIC, G., AND AL. Recent results on the properties of CsI photocathodes. *Nucl. Instr. and Meth. A* 360 (1995), 411.
- [13] BOGGILD, H., BOISSEVAIN, J., ..., B.ERAZMUS, P.LAUTRIDOU, J.PLUTA, A.RAHMANI, PAIC, G., AND ... Charged hadron distributions in pA and AA collisions at the CERN SPS. *Nucl. Phys. A* 590 (1995), 523c.
- [14] BOGGILD, H., BOISSEVAIN, J., ..., B.ERAZMUS, P.LAUTRIDOU, J.PLUTA, A.RAHMANI, PAIC, G., AND ... Recent results from NA44 and a review of HBT. *Nucl. Phys. A* 590 (1995), 215c.
- [15] BOUGAULT, R., ..., LAVILLE, J., AND AL. Complete energy damping in 29 MeV/nucleon Pb/Au two-body final state reactions. *Nucl. Phys. A* 587 (1995), 499–512.
- [16] BRAITHWAITE, W., ..., PAIC, G., AND AL. Two-pion Bose-Einstein correlations in nuclear collisions at 200 GeV per nucleon. *Z. Phys. C* 66 (1995), 77–78.
- [17] BRESKIN, A., ..., PAIC, G., AND ... Field dependent photoelectron extraction from CsI in different gases. *Nucl. Instr. and Meth. A* 367 (1995), 342–346.
- [18] BUTA, A., ANGELIQUE, J., ..., EUDES, P., LEBRUN, C., AND ... Azimuthal correlation functions and the energy of vanishing flow in nucleus-nucleus collisions. *Nucl. Phys. A* 584 (1995), 397.
- [19] DAVID, C., FRESLIER, M., AND AICHELIN, J. Impact parameter determination for heavy ion collisions by use a neural network. *Phys. Rev. C* 51 (1995), 1453.
- [20] DENISOV, V., AND ROYER, G. Multi-dimensional model of sub-barrier heavy-ion fusion. *Phys. Atom. Nucl. (Sov. Jour. Nucl. Phys.)* 58 (1995), 397.
- [21] DEUTCHMAN, P., AND ERAZMUS, B. Exchange process amplitudes in coherent pion production. *Phys. Rev. C* 51 (1995), R5.
- [22] DI MAURO, A., ..., PAIC, G., AND ... Design of a large area fast RICH detector with CsI photocathode for particle identification at ALICE-LHC. *Nucl. Phys. B* 44 (1995), 261–267.
- [23] DORSO, C., AND AICHELIN, J. When and how are fragments formed in heavy ion collisions? *Phys. Lett. B* 345 (1995), 197.
- [24] DURAND, D., ..., LAVILLE, J., AND AL. Nuclear disassembly time scales using space-time correlations. *Phys. Lett. B* 345 (1995), 397.
- [25] ERAZMUS, B., ..., MARTIN, L., NOUAIS, D., PLUTA, J., AND ... Influence of the emitting nucleus on the light-particle correlation function. *Nucl. Phys. A* 583 (1995), 407.
- [26] FABJAN, C., ..., KUBICA, B., GUAY, M. L., AND PAIC, G. The TIC - a multiparticle threshold imaging Cherenkov detector. *Nucl. Instr. and Meth. A* 367 (1995), 240–243.
- [27] GOSSIAUX, P., KEANE, D., WANG, S., AND AICHELIN, J. The role of dynamical correlations in fragment formation in heavy ion reaction. *Phys. Rev. C* 51 (1995), 3357.
- [28] HADDAD, F., JOUAULT, B., SÉBILLE, F., DE LA MOTA, V., FARINE, M., AND SCHUCK, P. Effects of non-local interactions on nuclear flow. *Phys. Rev. C* 52 (1995), 2013.
- [29] HADDAD, F., AND ROYER, G. On the competition between symmetric and asymmetric fission. *J. Phys. G : Nucl. Part. Phys.* 21 (1995), 1357.
- [30] JOUAULT, B., SÉBILLE, F., ROYER, G., AND DE LA MOTA, V. Fragmentation in central Pb + Au collisions within a dynamic microscopic approach. *Nucl. Phys. A* 591 (1995), 497.
- [31] LECOLLEY, F., ..., ERAZMUS, B., AND ... Kaon production in nucleus nucleus collisions at 92 MeV per nucleon. *Nucl. Phys. A* 583 (1995), 379c.
- [32] LEFEBVRE, A., ..., EUDES, P., GUILBAULT, F., REPOSEUR, T., AND AL. Astrophysical rate of the $^{11}\text{C} + \text{p}$ reaction with coulomb break-up of a ^{12}N radioactive beam. *Nucl. Phys. A* 592 (1995), 69.
- [33] MARTIN, L., ERAZMUS, B., PLUTA, J., NOUAIS, D., ARDOUIN, D., EUDES, P., GUILBAULT, F., LAUTRIDOU, P., LEBRUN, C., RAHMANI, A., REPOSEUR, T., ROY, D., AND SEZAC, L. Two-proton correlations function measured at very small momenta. *Nucl. Phys. A* 583 (1995), 407.

- [34] MORJEAN, M., LEBRUN, C., ARDOUIN, D., ERAZMUS, B., EUDES, P., GUILBAULT, F., GHISALBERTI, C., LAUTRIDOU, P., ..., PLUTA, J., RAHMANI, A., REPOSEUR, T., SEZAC, L., AND ... Temperature and excitation energy determination in $^{208}\text{Pb} + ^{197}\text{Au}$ reactions at 29 MeV/u. *Nucl. Phys. A* 591 (1995), 371.
- [35] PETER, J., ..., EUDES, P., ..., LEBRUN, C., AND ... Binary dissipative processes and formation of hot nuclei in $^{36}\text{Ar} + ^{27}\text{Al}$ reactions from 55 to 95 MeV/u. *Nucl. Phys. A* 593 (1995), 95.
- [36] POUTHAS, J., ..., LAVILLE, J., AND AL. INDRA : a 4π charged product detection array at GANIL. *Nucl. Instr. and Meth. A* 357 (1995), 418.
- [37] RAMILIEN, V., HARTNACK, C., AND AL. Sideward flow in Au+Au collisions at 400 A MeV. *Nucl. Phys. A* 587 (1995), 802.
- [38] REMAUD, B., BENHASSINE, B., FARINE, M., IDIER, D., AND SÉBILLE, F. Dynamics of fluctuation in heavy-ion reactions. *Nucl. Phys. A* 583 (1995), 323.
- [39] ROYER, G. On the fission of ^{56}Ni and ^{48}Cr rotating nuclei. *J. Phys. G : Nucl. Part. Phys.* 21 (1995), 249.
- [40] ROYER, G., AND HADDAD, F. Asymmetric fission barriers and total kinetic energies for ^{194}Hg , ^{149}Tb , $^{110-112}\text{In}$, ^{94}Mo and ^{75}Br . *Phys. Rev. C* 51 (1995), 2813.
- [41] ROYER, G., AND HADDAD, F. On the stability of rotating nuclei against fission through creviced shapes. *J. Phys. G : Nucl. Part. Phys.* 21 (1995), 339.
- [42] SAINT-LAURENT, F., EUDES, P., ..., AND LAVILLE, J. Study of the nuclear multifragmentation : recent results obtained with the INDRA detector in the intermediate energy domain. *Nucl. Phys. A* 583 (1995), 481-490.
- [43] SOFF, S., BASS, S., HARTNACK, C., STÖCKER, H., AND GREINER, W. Nucleon and baryon densities in heavy ion collisions at 1 GeV/nucleon. *Phys. Rev. C* 51 (1995), 3320.
- [44] STECKMEYER, J., ..., LAVILLE, J., AND AL. The phoswich detector array of the forward ring of INDRA. *Nucl. Instr. and Meth. A* 361 (1995), 472.
- [45] WERNER, K., AND AICHELIN, J. Microcanonical treatment of hadronizing the quark gluon plasma. *Phys. Rev. C* 52 (1995), 1584.

Année 1996

- [1] ALBRECHT, R., ANTONENKO, V., ..., GUTBROD, H., AND ... Limits on the production of direct photons in 200 A GeV $^{32}\text{S} + \text{Au}$ collisions. *Phys. Rev. Lett.* 76 (1996), 3506-09.
- [2] AMELIN, N., AND LEDNICKY, R. Multi-boson correlations and classical transport models. *Heavy Ion Physics* 4 (1996).
- [3] ANGÉLIQUE, J., ..., EUDES, P., LEBRUN, C., AND AL. Directed collective flow and azimuthal distributions in $^{36}\text{Ar} + ^{27}\text{Al}$ collisions from 55 to 95 MeV/u. *Nucl. Phys. A* (1996). Sous presse.
- [4] ARDOUIN, D. A review on recent light particle correlations from heavy ion collisions. *International Journal of Modern Physics* (1996). Sous presse.
- [5] AWES, T., BERGER, F., ..., GUTBROD, H., AND ... Azimuthal correlations in the target fragmentation region of high-energy nuclear collisions. *Phys. Lett. B* 381 (1996), 29-34.
- [6] BACCARNE, V., TURZO, A., BIZAIS, Y., AND FARINE, M. Simulation du transport des photons dans un modèle réaliste de corps humain. *Lebanese Scientific Research Reports* (1996). Sous presse.
- [7] BEARDEN, I., ..., ERAZMUS, B., AND ... Midrapidity protons in 158 A GeV Pb+Pb collisions. *Phys. Lett. B* (1996). Accepté.
- [8] BOGGILD, H., ..., ERAZMUS, B., AND ... Coulomb effect in single particle distributions. *Phys. Lett. B* 372 (1996), 339.
- [9] BOGGILD, H., ..., ERAZMUS, B., AND ... Low pT phenomena in A+A and p+A collisions at mid-rapidity. *Z. Phys. C* 69 (1996), 621.
- [10] BORDERIE, B., CHBIHI, A., ..., EUDES, P., GOURIO, D., ..., LAVILLE, J., ..., MÉTIVIER, V., ..., RAHMANI, A., REPOSEUR, T., AND ... Characteristics of vaporization events : is thermodynamical equilibrium achieved? *Phys. Lett. B* 388 (1996), 224.

- [11] BRASQUET, C., ROUSSY, J., SUBRENAT, E., AND LE CLOIREC, P. Adsorption and selectivity of activated carbon fibers. *Environ. Technol.* 17 (1996), 1245-1252.
- [12] BRASQUET, C., ROUSSY, J., SUBRENAT, E., AND LE CLOIREC, P. Adsorption of micropollutants onto fibrous activated carbon : association of ultrafiltration and fibers. *Wat. Sci. Tech.* 34, 9 (1996), 215-222.
- [13] CHATAL, J., AND ABBÉ, J. Etude expérimentale de faisabilité de radioimmunothérapie du myélome avec des radioémetteurs α . *Cahier de Radiobiologie* 3 (1996), 9.
- [14] FARINE, M., PEARSON, J., AND TONDEUR, F. Equation of state of nuclear matter with generalized Skyrme forces. *Nucl. Phys. A* (1996). Sous presse.
- [15] FARINE, M., AND ZOAETER, M. Une approche semi-classique du problème à N-corps, sa simulation numérique et sa visualisation. *Lebanese Scientific Research Reports* 1, 2 (1996), 78.
- [16] FAUCHARD, C., AND ROYER, G. Deformation energy of a toroidal nucleus and plane fragmentation barriers. *Nucl. Phys. A* 598 (1996), 125.
- [17] FRANZ, A., ERAZMUS, B., AND ... Probing the space-time evolution of heavy-ion collisions with HBT-correlations - Recent results from the CERN experiment NA44. *Nucl. Phys. A* (1996). Accepté.
- [18] GERMAIN, M., EUDES, P., GUILBAULT, F., LAUTRIDOU, P., LAVILLE, J., LEBRUN, C., LEGAY, M., RAHMANI, A., REPOSEUR, T., AND AL. High transverse momentum proton emission in Ar + Ta collisions at 94 MeV/u. *Nucl. Phys. A* (1996). Sous presse.
- [19] GUIBAL, E., ROUSSY, J., AND LE CLOIREC, P. Photochemical reaction of uranium with glucosamine acetylglucosamine and related polymers : chitin and chitosan. *Water SA* 22, 1 (1996), 19-26.
- [20] HADDAD, F., ..., DAVID, C., FRESLIER, M., AND AICHELIN, J. Impact parameter determination in experimental analysis using neural network. *Phys. Rev. C* (1996). Accepté.
- [21] HADDAD, F., BORDERIE, B., DE LA MOTA, V., RIVET, M., SÉBILLE, F., AND JOUAULT, B. Thermal energy analysis around the fermi energy in Ar+Ag reaction. *Z. Phys. A* 354 (1996), 321.
- [22] HADDAD, F., NATOWITZ, J., JOUAULT, B., DE LA MOTA, V., ROYER, G., AND SÉBILLE, F. Compressibility probed by linear momentum transfer. *Phys. Rev. C* 53 (1996), 1437.
- [23] HE, Z., ..., EUDES, P., LEBRUN, C., AND AL. Disappearance of flow and the in-medium nucleon-nucleon cross section for $^{64}\text{Zn}+^{27}\text{Al}$ collisions at intermediate energies. *Nucl. Phys. A* 598 (1996), 248.
- [24] JANSSON CHARRIER, M., GUIBAL, E., ROUSSY, J., DELANGHE, B., AND LE CLOIREC, P. Vanadium (IV) sorption by chitosan : Kinetics and equilibrium. *Water Res.* 30, 2 (1996), 465-475.
- [25] JEONG, S., CUSSOL, D., ..., EUDES, P., ..., LEBRUN, C., AND ... Onset of collective expansion in nucleus-nucleus collisions below 100 MeV/u. *Nucl. Phys. A* 604 (1996), 208.
- [26] JOUAULT, B., DE LA MOTA, V., SÉBILLE, F., ROYER, G., AND LECOLLEY, J. Dynamical analysis of isospin and angular momentum effects in peripheral heavy-ion reactions. *Nucl. Phys. A* 597 (1996), 136.
- [27] JOUAULT, B., ROYER, G., LECOLLEY, J., SÉBILLE, F., AND HADDAD, F. Comparison between the fragmentation processes in central Pb+Ag and Pb+Au collisions. *Nucl. Phys. A* (1996). Accepté.
- [28] LAUTRIDOU, P., EUDES, P., GERMAIN, M., GUILBAULT, F., LAVILLE, J., RAHMANI, A., REPOSEUR, T., AND ROY, D. Extended pulse shape discrimination capabilities using a CsI-BGO phoswich. *Nucl. Instr. and Meth.* 373 (1996), 135.
- [29] LEDNICKY, R., LYUBOSHITZ, V., ERAZMUS, B., AND NOUAIS, D. How to measure which sort of particles was emitted earlier and which later. *Phys. Lett. B* 373 (1996), 30.
- [30] LUKASIK, J., THE INDRA COLLABORATION, COLONNA, M., F. HADDAD, P. E., SAMI, T., AND SÉBILLE, F. Dynamical effects and IMF production in peripheral and semi central collisions of Xe+Sn at 50 MeV/n. *Phys. Rev. C* (1996). Accepté.
- [31] MA, Y., SIWEK, A., ..., EUDES, P., GOURIO, D., ..., LAVILLE, J., ..., MÉTIVIER, V., ..., RAHMANI, A., REPOSEUR, T., AND ... Surveying the caloric curve. *Phys. Lett. B* (1996). accepté.
- [32] MC CABE, J., SAMI, T., AND WYDRO, T. Structure constants of the d_5 , chiral, minimal model. *Intern. Journ. of Modern Phys. A* 11 (1996), 111.
- [33] MICHARD, P., GUIBAL, E., VINCENT, T., AND LE CLOIREC, P. Sorption and desorption of uranyl ions by silica gel : pH, particle size and porosity effects. *Microporous Materials* 5 (1996), 309-324.
- [34] MOCHO, P., BOURHIS, J., AND LE CLOIREC, P. Heating activated carbon by electromagnetic induction. *Carbon* 34, 7 (1996), 851-856.

- [35] PURI, R., HARTNACK, C., AND AICHELIN, J. Fragment formation in heavy ion collisions. *Phys. Rev. C* 54 (1996), R28.
- [36] REMAUD, B. Transport models for heavy-ion reactions. *Annales de Physique* 21 (1996). 503.
- [37] REPOSEUR, T., DE LA MOTA, V., SÉBILLE, F., AND DORSO, C. Signals of fragment structures from a semiclassical transport equation in heavy-ion collisions. *Z. Phys. A* (1996). Accepté.
- [38] RIVET, M., CHBIHI, A., ..., EUDES, P., ..., LAVILLE, J., ..., MÉTIVIER, V., ..., RAHMANI, A., REPOSEUR, T., AND ... Vaporization events from binary dissipative collisions. *Phys. Lett. B* 388 (1996), 219.
- [39] ROYER, G., HADDAD, F., AND JOUAULT, B. Rotating bubble and toroidal nuclei and fragmentation. *Nucl. Phys. A* 605 (1996), 403.
- [40] STECKMEYER, J., KERAMBRUN, A., ..., EUDES, P., ..., LEBRUN, C., AND ... Properties of very hot nuclei formed in $^{64}\text{Zn} + ^{nat}\text{Ti}$ collisions at intermediate energies. *Phys. Rev. Lett.* 76 (1996), 4895.
- [41] TAMULAITIS, G., BURACAS, S., ..., GUTBROD, H., AND MANKO, V. Photoluminescence of pbwo_4 single crystals. *Phys. Stat. Sol.* 157 (1996), 187.
- [42] WERNER, K., AND AICHELIN, J. Linking dynamical and thermal models of ultrarelativistic nuclear scattering. *Phys. Rev. Lett.* 76 (1996), 1027.
- [43] XU, N., ..., ERAZMUS, B., AND ... Hadron distributions. recent results from the CERN experiment NA44. *Nucl. Phys. A* (1996). Accepté.
- [44] YAHLALI, N., SAMI, T., AND DIAZ-MEDINA, J. Description of sub-barrier heavy ion fusion in a semi classical quantum tunneling model. *Phys. Rev. C* 53 (1996), 1845.

Exposés invités aux congrès

Année 1994

- [1] J. Aichelin. Heavy ion collisions between 1 GeV/N and 10 GeV/N. 9th Heavy Ion Studies, october 1993, Berkeley USA, ed. by H.G. Ritter (1994).
- [2] J. Aichelin. Dynamical and statistical aspects of multifragmentation. Int. Symposium on Nuclear Physics at Storages Ringes - St Petersburg (Russie) 15-22 mai 1994.
- [3] J. Aichelin. Time scale of nuclear fragmentation. Hot and dense nuclear matter, Workshop of the Institute for Nuclear Theory - Seattle (USA) septembre 1994.
- [4] V. De la Mota, F. Haddad, F. Sébille, M. Farine, P. Schuck. On the dynamics of collective motion in heavy-ion reactions. Tours Symposium on Nuclear Physics II - Tours (France) 30 août-2 septembre 1994.
- [5] B. Erasmus. Light-particle correlations in heavy-ion reactions at GANIL. Int. Workshop on Multi-particle correlations - Nantes - 1994 - Exposé invité.
- [6] B. Erasmus. Light-particle correlations measured in heavy-ion reactions at GANIL. XII Int. Seminar on High Energy Physics Problems, Dubna (Russia) - 12-17 septembre 1994 - Exposé invité.
- [7] B. Erasmus. Influence of the emitting nucleus on the light-particle correlation function. 5ème Conf. Int. Nucleus-Nucleus Collisions, Taormina, Italie - 30 mai-4 juin 1994. Exposé invité.
- [8] C. Ghisalberti, C. Lebrun, L. Sezac, D. Ardouin, ... B. Erasmus, P. Eudes, ..., F. Guibault, P. Lautridou, J. Pluta, A. Rahmani, T. Reposeur. 5ème Conf. Int. Nucleus-Nucleus Collisions, Taormina, Italie - 30 mai-4 juin 1994. Exposé invité.
- [9] C. Hartnack, J. Aichelin, H. Stoecker, W. Greiner. Nucleonic flow, kaon production and the properties of nuclear matter. Proceedings of the 7th Conf. on nuclear reactions mechanisms - Varenne (Italie) 1994, ed. E. Gadioli, p.242.
- [10] C. Hartnack, S.A. Bass, J. Aichelin, H. Stoecker, W. Greiner. Transverse flow of nucleons and pions and its relation to the nuclear equation of state. Proceeding of Int. Workshop on Nucl. Correlations CORINNE II - Nantes - 6-10 septembre 1994.
- [11] B. Remaud, D. Idier, B. Benhassine, F. Sébille. Dynamics of fluctuations in transport models. 5ème Conf. Int. Nucleus-Nucleus Collisions, Taormina, Italie - 30 mai-4 juin 1994. Exposé invité.
- [12] B. Remaud. On the dynamics of density fluctuations. IN2P3/Riken Symposium, Riken - Japon - 24-27 octobre 1994.
- [13] B. Remaud. A worldwide review of nuclear physics facilities. ICHIA meeting - Amsterdam - 8-9 décembre 1994.
- [14] G. Royer. L-dependent fission barriers and hyperdeformed states. Int. Conferences : Cluster in Nuclear Structure and Dynamics - Strasbourg - 6-9 septembre 1994.

Année 1995

- [1] J. Aichelin. The dynamics of heavy ion reactions. Int. Nucl. Physics Conference (INPC 95), Peking (China) August 21-26 (1995).
- [2] J. Aichelin. The importance of initial-final state correlations for the formation of fragments. Indra - Collaboration meeting, Paris, France, November 24 (1995).
- [3] F. Haddad, K. Hagel, J. Li, N. Mdeiwah, J.B. Natowitz, R. Wada, B. Xiao, C. David, M. Freslier, J. Aichelin. Impact parameter determination for Ca+Ca reactions using a Neural Network. Proceedings of the 1995 ACS Nuclear Chemistry Award Symposium, Anaheim, California, USA, 2-6 April 1995, p185.
- [4] B. Remaud. Politique de Relations Internationales de l'IN2P3. Journées de Giens, 5-7 avril 1995.
- [5] G. Royer. Fragmentation nucléaire. Congrès de la Société Française de Physique, Marseille, 4-8 septembre 1995.

Année 1996

- [1] J. Aichelin. Do nuclei stop at low beam energies. 2nd Atelier INDRA, Caen, France, January 29-31, 1996.
- [2] J. Aichelin. Which mechanism drives multifragmentation in heavy ion collisions? 12th Winter workshop on nuclear dynamics, Snowbird, Utah (USA) February 5-10, 1996.
- [3] J. Aichelin. Initial-final state correlation in relativistic heavy ion reaction. Conference on Physics at the Turn of the Millenium Wilderness, South Africa, March 11-16, 1996.
- [4] J. Aichelin. Which mechanism drives multifragmentation in heavy ion collisions? 1st Catania Relativistic Ion Studies (Cris 96) Catania, Italy, May 27-31, 1996.
- [5] J. Aichelin. The importance of correlations for multifragmentation. Workshop on Phase Transitions in Nuclear Collisions Copenhagen (Denmark) November 27-30, 1996.
- [6] C. Ardois, J.C. Abbé et M. Fattahi. Selective actinides solvent extraction used in conjunction with liquid scintillation. 6th International Conference on Low-level measurements of Actinides and long-lived Radionuclides in Biological and Environmental Samples, La Hague, 1996.
- [7] C. Ardois, C. Musikas, M. Fattahi, J.C. Abbé. Selective Actinide solvent extraction used in conjunction with liquid scintillation. Low Level Measurements of Actinides and Long-Lived Radionuclides in Biological and Environmental Samples. 9-13 September 1996. Cherbourg, France. Communication orale.
- [8] D. Ardouin. Light particle correlations at intermediate and low energy heavy ion collisions, International Workshop on Interferometry, European centre for theoretical physics, Trento (Italy), 18 septembre 1996.
- [9] C. Brasquet, J. Roussy, E. Subrenat, P. Le Cloirec. Adsorption of micropollutants onto fibrous activated carbon association of ultrafiltration and fibers. Communication Congrès de l'IAWQ "Water Quality International'96", Singapour, Juin 1996.
- [10] B. Erasmus, R. Lednicky, L. Martin, D. Nouais, J. Pluta. Nuclear Interferometry from low energy to ultra-relativistic Nucleus-Nucleus Collisions. Proceedings of the XXXIV International Winter Meeting on Nuclear Physics, Bormio (Italy), January 23-27, 1996.
- [11] B. Erasmus. Analysis of Nucleus-Nucleus Collisions using Nuclear Interferometry Methods. XIII International Seminar on High Energy Physics Problems, Dubna (Russie), 2-7 September, 1996.
- [12] M. Fattahi, C. Musikas et J.C. Abbé. Complexes carboniques des ions du groupe VIIB au degré d'oxydation (III) et (IV) : Mn et Tc. 5^{ème} Rencontre Nationale des Journées de Radiochimie et de Chimie Nucléaires, Saint Germain au Mont d'or, 1996.
- [13] M. Fattahi, C. Musikas, A. Delorme, J.C. Abbé. Complexes carboniques des ions du groupe VIIB au degré d'oxydation (III) et (IV). 1 : "Mn et Tc". 5^{ème} Rencontre Nationale des Journées de Radiochimie et de Chimie Nucléaire. 3- 4 Octobre 1996. Lyon, France. Communication orale.
- [14] M. Fattahi, C. Musikas, A. Delorme, J.C. Abbé. Formal potentiel of the TcO₄⁻/Tc (IV) couple in acidic chloride media. 4th International Conference on Nuclear and Radiochemistry. St Malo, 8-13 septembre 1996 . France. Poster.
- [15] D. Gourio, T. Reposeur, P. Eudes, C. Lebrun, M. Assenard, M. Germain, P. Lautridou, J.L. Laville, V. Métivier, A. Rahmani, ... XXXIII International Winter Meeting on Nuclear Physics - Bormio January 1996 - p.
- [16] D. Gourio, D. Ardouin, T. Reposeur, P. Eudes, A. Rahmani, V. Métivier, C. Lebrun, ... Light particle correlations selected by the INDRA multidetector. Int. workshop on nuclear physics, Bormio, Italie. Décembre 1996.
- [17] H. Gutbrod. Heavy ion physics at CERN. Recent results and preparation of the future. International Nuclear Physics Conference, Wilderness, South Africa, March 11-16, 1996.
- [18] F. Haddad, P. Eudes, T. Sami, V. De La Mota, B. Jouault, V. Métivier, G. Royer, T. Reposeur, F. Sébille. Information on Xe+Sn reactions from Landau-Vlasov calculations. 2^{ème} WORKSHOP INDRA, Caen(France), 29-31 Janvier 1996.
- [19] C. Hartnack, C. David, J. Aichelin. Mesons in Nuclear Matter : Status of the Theory. International Workshop on Meson Production (MESON96), Krakow (Poland), May 1996.
- [20] C. Hartnack, C. David, J. Aichelin. Studies of Meson Production at SIS energies. International Workshop on the physics of 4 π detectors, Poiana Brasov (Romania), Oct. 1996.

- [21] M. Hladík. Microcanonical hadronization of quark matter. Invited talk, presented at the “Relativistic Heavy Ion Workshop 96”, September 2-6, Prague, Czech Republic.
- [22] P. Le Cloirec, E. Subrenat. The adsorption onto fibrous activated carbon - Applications to water and air treatments. Communication orale, Am. Chem. Soc. Spring National Meeting New Orleans, USA, Mars 1996.
- [23] P. Le Cloirec, C. Brasquet, E. Subrenat. Water treatment by ultrafiltration and adsorption onto fibrous activated carbon. Communication proposée au 7ème Congrès Mondial de Filtration, Budapest, Hongrie, Mai 1996.
- [24] P. Le Cloirec, C. Brasquet. Adsorption de micropolluants dans l’eau sur tissus de carbone activé. Journées Annuelles du groupe Français de l’Etude des Carbones (GFEC) Orléans, Septembre 1996.
- [25] P. Le Cloirec et P. Mocho. Le chauffage d’adsorbants par induction électromagnétique. Congrès du Club Induction, Bruxelles, Octobre 1996.
- [26] P. Le Cloirec, P. Mocho, J.C. Bourhis. La régénération de charbon actif saturé. ChemElect, Paris, Novembre 1996.
- [27] V. Métivier. A study of dynamical effects in nucleus-nucleus collisions in the Ganil energy range. 2nd INDRA Workshop, GANIL (Caen, France) 29-31 janvier 1996.
- [28] B. Remaud. Trends in transport theories. INDRA Workshop, Caen - Janvier 1996.
- [29] B. Remaud. Lectures on transport approaches for Heavy Ion Reactions. Nuclear Physics Summer School, Lanzhou, Chine - Août 1996.
- [30] T. Reposeur, D. Gourio, P. Eudes, C. Lebrun, M. Assenard, M. Germain, P. Lautridou, J.L. Laville, V. Métivier, A. Rahmani, ... Life time measurement by light particle interferometry with INDRA. Second Workshop INDRA - January 1996.
- [31] G. Royer. Quasi-molecular nuclear configurations in fusion, fission and fragmentation. International Symposium : Large scale collective motion of atomic nuclei. Brolo (Italie) 15-19 octobre 1996.
- [32] S. Soff, D. Ardouin, H. Stöcker. Symposium on Strangeness in Quark Matter. Thera (Grece), avril 1996.
- [33] K. Werner. Formation and Hadronization of Quark Matter. Invited talk, presented at the “12th Winter Workshop on Nuclear Dynamics”, Feb. 1996, Snowbird, USA.
- [34] K. Werner. VENUS. Invited talk, presented at the “WA98 Collaboration Meeting”, Mar. 1996, Nantes, France.
- [35] K. Werner. A Realistic Model for Nuclear Collisions at RHIC. Invited talk, presented at the “RHIC Summer Study ‘96”, July 1996, Brookhaven USA
- [36] K. Werner. The New VENUS Model of Hadronic Interactions at Ultrarelativistic Energies. Invited talk, presented at the “IX International Symposium on Very High Energy Cosmic Ray Interactions”, August 1996, Karlsruhe, Germany.

Contributions aux congrès

Année 1994

- [1] A. Aboufirassi, A. Badala, ..., J.L. Laville, ..., B. Tamain, S. Tomasevic. From evaporation to multifragmentation of highly excited nuclei formed at Ganil energies. Int. Workshop on Gross Properties of nuclei and nuclear excitations - Hirschegg - 17-22 janvier 1994.
- [2] C.O. Bacri, B. Borderie, ..., P. Eudes, D. Gourio, P. Lautridou, J.L. Laville, A. Rahmani, T. Reposeur. Multifragmentation studied with INDRA. Tours Symposium on Nuclear Physics II - 30 août-2 septembre 1994.
- [3] S.A. Bass, C. Hartnack, R. Matiello, H. Stoecker, W. Greiner. Collective effects on mesons at SiS energies. Proceedings of the 9th Heavy Ion Studies, october 1993, Berkeley USA, ed. by H.G. Ritter (1994).
- [4] S.A. Bass, C. Hartnack, R. Matiello, H. Stoecker, W. Greiner. Pion nucleons interactions in relativistic heavy ion collisions : new sensitivities to the nuclear reaction mechanisms - Varenne (Italie) 1994, ed. E. Gadioli, p.632.
- [5] J. Benlliure, ..., P. Eudes, D. Gourio, J.L. Laville, A. Rahmani. Fragment azimuthal angular correlations in dissipative collisions between ^{58}Ni and ^{36}Ar of 32 A MeV. International Workshop on Multi-particle correlations - Nantes (France) 6-10 septembre 1994.
- [6] A. Calboreanu, B. Remaud, V. Zoran. Topics on nuclear and atomic collisions. Plenum Press, Vol. 321 (1994).
- [7] V.Yu Denisov, S.V. Reshitko, G. Royer. Multi-dimensional semi-microscopic model of sub-barrier heavy ion fusion. Workshop on heavy-ion fusion : exploring of nuclear properties - Padova (Italie) 25-27 mai 1994.
- [8] B. Erasmus, ..., L. Martin, D. Nouais, J. Pluta et al. Influence of the emitting nucleus on the light-particle correlation function. Fifth Int. Conference on nucleus-nucleus collisions - Taormina (Italie) 30 mai-4 juin 1994.
- [9] B. Erasmus, C. Lebrun, J. Pluta, D. Nouais, D. Ardouin, P. Eudes, F. Guilbault, P. Lautridou, A. Rahmani, T. Reposeur, D. Roy, J.P. Cussonneau, L. Sezac. Light-particle correlations measured in heavy ion collisions at GANIL. XII International Workshop on Multi-particle correlations - Nantes (France) 6-10 septembre 1994.
- [10] M. Fattahi, C. Houée-Levin. Radiolyse des systèmes eau-argile : formation de gaz. JECR 1994. 5-9 septembre 1994. Caen, France. Communication orale.
- [11] C. Ghisalberti, C. Lebrun, L. Sezac, D. Ardouin, ..., B. Erasmus, P. Eudes, ..., F. Guilbault, P. Lautridou, J. Pluta, A. Rahmani, T. Reposeur. Interferometry measurements selected by neutron calorimetry. Fifth Int. Conference on nucleus-nucleus collisions - Taormina (Italie) 30 mai-4 juin 1994.
- [12] C. Ghisalberti and C. Lebrun and L. Sezac and D. Ardouin and ... and B. Erasmus and P. Eudes and ... and F. Guilbault and P. Lautridou and J. Pluta and A. Rahmani and T. Reposeur. Interferometry measurements selected by neutron calorimetry. Nucl. Phys. A 583 (1995) 395c.
- [13] F. Haddad, G. Royer, F. Sébille and B. Remaud. Mo + Mo Reaction at $E/A=18.7$ MeV within the Landau-Vlasov Semi-Classical Approach. Fifth Int. Conference on nucleus-nucleus collisions - Taormina (Italie) 30 mai-4 juin 1994.
- [14] M. Marques, J. Diaz, ..., P. Lautridou, ..., V. Wagner. Intensity interference with hard photons from heavy-ion collisions. Proceedings of nucleus-nucleus collisions - Italie - 1994.
- [15] L. Martin, B. Erasmus, J. Pluta, D. Nouais, D. Ardouin, P. Eudes, F. Guilbault, P. Lautridou, C. Lebrun, A. Rahmani, T. Reposeur, D. Roy, L. Sezac. Two-proton correlation function measured at very small momenta. Fifth Int. Conference on nucleus-nucleus collisions - Taormina (Italie) 30 mai-4 juin 1994.
- [16] G. Martinez, J. Diaz, ..., P. Lautridou et al. The hard photon spectrum as a probe of heavy-ion collisions dynamics. Proceedings of nucleus-nucleus collisions - Italie - 1994.
- [17] J. Pluta, A. Rahmani, D. Ardouin. $\pi\pi$ correlations and pion absorption. XII International Workshop on Multi-particle correlations - Nantes (France) 6-10 septembre 1994.

- [18] J. Quebert, J. Diaz, ..., P. Lautridou et al. Search for coherence in pion O subthreshold emission in Kr + Ni at 60 A MeV(*). Proceedings of nucleus-nucleus collisions - Italie - 1994.
- [19] G. Royer. Asymmetric fission barriers of 149Tb and 94 Mo nuclei. Int. Conference on Exotic Nuclei and Atomic Masses - Arles - 19-23 juin 1994.
- [20] A. Rahmani, T. Reposeur et al. First results the 4pi INDRA detector. Int. Winter Meeting on Nuclear Physics - Bormio (Italie) 24-29 janvier 1994.
- [21] B. Remaud, D. Idier, B. Benhassine, F. Sébille. Dynamics of fluctuations in transport models. Fifth Int. Conference on nucleus-nucleus collisions - Taormina (Italie) 30 mai-4 juin 1994.
- [22] B. Remaud. On the dynamics of density fluctuations in heavy-ion reactions. Heavy-ion collisions, T. Motobayashi et al. Editeurs World Scientifique (1995) 214.
- [23] G. Royer et F. Haddad. Hyperdeformation in rotating Nuclei. Fifth Int. Conference on nucleus-nucleus collisions - Taormina (Italie) 30 mai-4 juin 1994.
- [24] G. Royer, J. Mignen et Y. Raffray. Quasi Molecular States i 48Cr at High Spins. Int. Conference : "Nuclear shapes and nuclear structure at low excitation energies". Antibes (France) - 20-25 juin 1994.
- [25] F. Saint-Laurent, B. Berthier, ..., P. Eudes, G. Gourio, J.L. Laville. A. Rahmani. T. Reposeur. Study of the nuclear multifragmentation : recent results obtained with the INDRA detector in the intermediate energy domain. Fifth Int. Conference on nucleus-nucleus collisions - Taormina (Italie) 30 mai-4 juin 1994.
- [26] F. Sébille, V. De la Mota, B. Jouault, F. Haddad, M. Farine, P. Schuck. Flow inversion in heavy-ion collisions below 100 MeV/n. Int. Workshop on Nucl. Correlations CORINNE II - Nantes - 6-10 septembre 1994.
- [27] J.H.G. Van Pol, F. Ballester, ..., P. Lautridou et al. Hard-photon as a probe to study dissipation mechanisms. Fifth Int. Conference on nucleus-nucleus collisions - Taormina (Italie) 30 mai-4 juin 1994.

Année 1995

- [1] S.A. Bass, C. Hartnack, H. Stöcker, W. Greiner. What can we learn from pions in relativistic heavy ion collisions at 1 GeV/nuc? Proceedings of the XXXIII International Winter Meeting on Nuclear Physics, Bormio (Italy) January 1995, ed. I. Iori.
- [2] H. Boggild, C. Fabjan,..., B. Erasmus,..., P.Lautridou, G. Paic, J. Pluta, A. Rahmani. Recent results from NA44 and a review of HBT. Int. Conf. Quark Matter, Monterey (USA) January 9-13 (1995).
- [3] H. Boggild, C. Fabjan,..., B. Erasmus, P. Lautridou,..., G. Paic, J. Pluta, A. Rahmani. Charged hadron distributions in p+A and A+A collisions at the CERN SPS. Int. Conf. Quark Matter, Monterey (USA) January, 9-13, 1995.
- [4] H. Boggild, C. Fabjan,..., B. Erasmus, P. Lautridou,..., G. Paic, J. Pluta, A. Rahmani. Deuteron and antideuteron production in CERN experiment NA44. Int. Conf. Quark Matter, Monterey (USA) January, 9-13, 1995.
- [5] H. Boggild,..., B. Erasmus, ... Charged hadron spectra and correlations in heavy ion collisions at CERN : results from experiment NA44. 25th International Symposium of Multiparticle Dynamics, Stara Lesna, Slovakia, 12-16 septembre 1995, World Scientific, Singapore, 223-241.
- [6] B. Borderie, ..., P. Eudes, ..., D. Gourio, J.L. Laville, A. Rahmani, T. Reposeur, ... Vaporization of the Ar+Ni system. Proceedings of the 1995 ACS Nuclear Chemistry Award Symposium, Anaheim, CA, April 2-7 1995 - P. 109.
- [7] C. David, J. Aichelin. Neural networks applied to nuclear physics. New computing Techniques in Physics Research IV, AIHENP'95, ed. B. Denby and D. Perret-Gallix, World Scientific, Singapore, Dec. 1995.
- [8] E. De. Filippo, G. Auger, ..., P. Eudes, ..., D. Gourio, ..., J.L. Laville, ..., V. Métivier, ..., A. Rahmani, ..., T. Reposeur, ... Evolution of reaction mechanisms for the reaction $^{36}\text{Ar} + ^{58}\text{Ni}$ studied from 32 to 95 A.MeV with the INDRA multidetector. XXXIII International Winter Meeting on Nuclear Physics - Bormio january 1995.
- [9] B. Jouault, F. Sébille, G. Royer and V. De La Mota. Fragmentation nucléaire. Congrès de la Société Française de Physique (Marseille, 4 - 8 septembre 1995).
- [10] J. Knapp, D. Heck, J.N. Capdeville,..., K. Werner. Recent extensions to the Corsika extensive air shower simulation program. Proceedings of Int. Cosmic Ray Conference, August 28 - September 8 (1995), Rome Italy.

- [11] V. Métivier, B. Tamain,..., P. Eudes, D. Gourio, J.L.Laville, A. Rahmani, T. Reposeur. Dominance of deep inelastic binary processes in symmetric nucleus-nucleus collisions from 25 to 75 MeV/u. Proceedings of the 1995 ACS Nuclear Chemistry Award Symposium, Anaheim, CA, April 2-7 1995 - P. 133.
- [12] V. Métivier, R. Bougault,..., P. Eudes, D. Gourio, J.L. Laville, A. Rahmani, M. Reposeur. Evolution of reaction mechanisms in symmetrical nucleus-nucleus collisions as a function of the total mass of the system from 25 to 74 MeV/u. Contribution given at the XXXIII International Winter Meeting on Nuclear Physics, Bormio, Italy, January 23-27 (1995).
- [13] L. Nalpas, P. Eudes, D. Gourio, P. lautridou, J.L. Laville, V. Métivier, A. Rahmani, T. Reposeur. Evolution of fragment distributions and reaction mechanisms for the $^{36}\text{Ar}+^{58}\text{Ni}$ system from 32 to 95 A MeV. XI th Winter workshop on Nuclear dynamics, Key West, Florida, USA, February 11-17 (1995).
- [14] D. Nouais. Analyse des corrélations de particules légères dans le cadre d'une approche quantique. Colloque GANIL, Le Pradet, 29 mai - 2 juin 1995.
- [15] D. Nouais. Analyse des corrélations de particules légères dans le cadre d'une approche quantique. Rencontres "Jeunes chercheurs", Aussois, 4 - 8 décembre 1995.
- [16] G. Paic. Le détecteur ALICE au LHC. Journées de l'IN2P3, Giens 5-7 Avril 1995.
- [17] G. Paic. Progress in Rich detectors with CsI photocathodes, Institute of Physics of the Academy of Sciences of the Czech Republic, Prague, 23 november 1995
- [18] G. Paic : The ALICE detector at LHC, Institute of Physics of the Academy of Sciences of the Czech Republic, Rez, 24 november 1995.
- [19] R. Roy, M. Samri, J.L. Laville. Quasi-Projectile Breakup Evolution from 25 A to 70A MeV. To be published in the proceedings of the XXXII International Winter Meeting on Nuclear Physics, Bormio, Italy, January 23-28 (1995).
- [20] G. Royer. Asymmetric fission barriers of ^{149}Tb and ^{94}Mo nuclei. Int. Conference on Exotic Nuclei and Atomic Masses. Arles, 19-23 juin 1995.
- [21] J.C. Steckmeyer,..., P. Eudes, C. Lebrun et al. Formation and decay of hot nuclei in the $^{64}\text{Zn}+^{nat}\text{Ti}$ and $^{36}\text{Ar}+^{27}\text{Al}$ reactions. To be published in the proceedings of the XXXII International Winter Meeting on Nuclear Physics, Bormio, Italy, January 23-28 (1995).
- [22] J.C. Steckmeyer,..., P. Eudes, C. Lebrun et al. Formation and decay of hot nuclei in the $^{64}\text{Zn}+^{nat}\text{Ti}$ and $^{36}\text{Ar}+^{27}\text{Al}$ reactions at intermediate energies. Proceedings of the 1995 ACS Nuclear Chemistry Award Symposium, Anaheim, CA, April 2-7 1995 - P. 87.
- [23] K. Werner and M. Hladik. Strange particle production from quark matter droplets. Proceedings of Int. Workshop of Strangeness 95. January 4-7, (1995), Tucson, USA.
- [24] K. Werner. Strings and quark matter : linking dynamical and thermal models of ultrarelativistic nuclear scattering. Int. Workshop on Relativistic Aspects of Nuclear Physics, Rio de Janeiro, Brasil, August (1995).

Année 1996

- [1] Y. Andrès, A.C. Texier, P. Le Cloirec. Biosorption of several lanthanides by biomass from *Mycobacterium smegmatis* Poster, 4th Intern. Conf. Nuclear and Radiochemistry, Saint Malo, Septembre 1996.
- [2] C.O. Bacri, M. Squalli, ..., P. Eudes, ..., D. Gourio, J.L. Laville, ..., V. Métivier, ..., A. Rahmani, ..., T. Reposeur, ... Search for Coulomb-induced multifragmentation in the reaction $\text{Gd}+\text{U}$ at 38 MeV/u. Proceedings of the XXXIV International Winter Meeting on Nuclear Physics - Bormio (Italy) 22-27 january 1996 - p.46.
- [3] C.O. Bacri, ..., P. Eudes, ..., D. Gourio, J.L. Laville, ..., V. Métivier, ..., A. Rahmani, ..., T. Reposeur, ... Stopping and expansion in central collisions. Proceedings of the XXXIV International Winter Meeting on Nuclear Physics - Bormio (Italy) 22-27 january 1996 - p.17.
- [4] B. Erazmus, R. Lednicky, L. Martin, D. Nouais, J. Pluta. Nuclear Interferometry form low energy to ultra-relativistic. Proceedings of the XXXIV International Winter Meeting on Nuclear, Bormio (Italie), 23-27 janvier 1996.
- [5] B. Erazmus. Analysis of Nucleus-Nucleus Collisions using Nuclear Interferometry. XIII International Seminar on High Energy Physics Problems, Dubna, 2-7 septembre 1996.

- [6] A. Franz,..., B. Erazmus,... for the NA44 Collaboration. Probing the Space-Time Evolution of Heavy-Ion Collisions with HBT-Correlations. Recent result from the CERN experiment NA44. Quark Matter '96, May 20-24 1996, Heidelberg, Germany.
- [7] Ch. Hartnack et J. Aichelin. Investigation of the radial expansion of nuclear matter in collisions of heavy nuclei at SIS energies. Proc. on the Conf. on modern physics at the turn of themillenium, Wilderness (South Africa), 1996.
- [8] M. Jansson Charrier, J. Roussy, E. Guibal, P. Le Cloirec. Adsorption of metallic ions onto biopolymers - Application to Uranium removal Poster, 4th Intern. Conf. Nuclear and Radiochemistry, Saint Malo, Septembre 1996.
- [9] J. Lukasik, ..., P. Eudes, ..., D. Gourio, J.L. Laville, ..., V. Métivier, ..., A. Rahmani, ..., T. Reposeur, ... Dynamical effects and intermediate mass fragment production in peripheral and semi-central collisions of Xe+Sn at 50 MeV/nucleon. Proceedings of the XXXIV International Winter Meeting on Nuclear Physics - Bormio (Italy) 22-27 january 1996 - p.36.
- [10] M. Murray,..., B. Erazmus,... for the NA44 Collaboration. Charged Kaon Spectra and Interferometry from NA44. Strangeness '96, May 15-17 1996, Budapest, Hungary.
- [11] S. Ostapchenko, T. Thouw, K. Werner. A Realistic Model for Nuclear Collisions at RHIC. In proc. of "RHIC Summer Study '96", July 1996, Brookhaven, USA.
- [12] S. Ostapchenko, T. Thouw, K. Werner. The New VENUS Model of Hadronic Interactions at Ultrarelativistic Energies. In proc. of "IX International Symposium on Very High Energy Cosmic Ray Interactions", August 1996, Karlsruhe, Germany.
- [13] B. Remaud. Modélisation des réactions nucléaires avec des ions lourds. Annales de l'école Joliot-Curie de Physique Nucléaire. Janvier 1996.
- [14] T. Vincent, E. Guibal, D. Nourry, J. Ollivier, P. Le Cloirec. Rapid analysis and detection of uranium Poster, 4th Intern. Conf. Nuclear and Radiochemistry, Saint-Malo, Septembre 1996.
- [15] K. Werner. Formation and Hadronization of Quark Matter. In proc. of the "12th Winter Workshop on Nuclear Dynamics", Feb. 1996, Snowbird, USA.
- [16] L.A. Winckelmann, ..., C. Hartnack, J. Aichelin et al. Signatures of dense hadronic matter in ultrarelativistic heavy ion collisions. NUCLETH-9610042, Jul 1996. RHIC Summer Study 96 : Brookhaven Theory Workshop on Relativistic Heavy Ions, Upton, NY, 8-19 Jul 1996.
- [17] L.A. Winckelmann, ..., C. Hartnack, J. Aichelin et al. Microscopic calculations of stopping and flow 160 AMeV to 160 AGeV. NUCLETH-9610033, May 1996. Nucl. Phys. A 610 (1996) 116c.
- [18] N. Xu,..., B. Erazmus,... for the NA44 Collaboration. Hadron Distributions - Recent result from the CERN experiment NA44. Quark Matter '96, May 20-24 1996, Heidelberg, Germany.
- [19] N. Xu,..., B. Erazmus,... for the NA44 Collaboration. Freeze-out Conditions in Ultrarelativistic Heavy-Ion Collisions. Strangeness '96, May 15-17 1996, Budapest, Hungary.

Séminaires invités à l'extérieur

Année 1994

- D. Ardouin. Les applications de la physique nucléaire pour le contrôle de l'environnement. Exposé au C. Adm. du GIP Port Autonome de Nantes - 21 octobre 1996.
- D. Ardouin. Les perspectives actuelles de la physique nucléaire. Exposé à la Direction de l'ANDRA - Décembre 1994.
- B. Erazmus. Nouvelles possibilités en interférométrie nucléaire. Neuvième Journée Thématique - Institut de Physique Nucléaire d'Orsay - 14 décembre 1994.
- B. Erazmus. Mesure de fonction de corrélations à petite impulsion relative. Institut de Physique de l'Ecole Polytechnique de Varsovie - Pologne - 9 juin 1994.

Année 1995

- V. De La Mota. Nuclear dynamics in heavy ion reactions at intermediate energies. Séminaire, novembre 1995, Université de Buenos Aires - Argentine.
- B. Erazmus. Nowe mozliwosci interferometrii jadrowej - Nouvelles possibilités en interférométrie nucléaire. Institut de Cracovie (Pologne), 19 avril 1995.
- B. Erazmus. Interférométrie nucléaire : du GANIL au CERN. Séminaire, 6 octobre 1995, LPC Clermont Ferrand.
- C. Hartnack. Description of fragmentation using the QMD model. CRN - Strasbourg, 5 mai 1995.
- B. Remaud. Modélisation des réactions avec des ions lourds. Cours à l'Ecole Joliot Curie, 11 - 15 septembre 1995, Maubuisson.

Année 1996

- J. Aichelin. Dynamics of the Fragmentation of Nuclei around the Fermi Energy. Fobis Meeting, GSI Darmstadt, 1-3 novembre 1996.
- D. Ardouin. Correlations of light particles in heavy ion collisions : present status and perspectives. Séminaire invité à l'Institut für theoretische physik, Frankfurt Universität (Allemagne), octobre 1996.
- B. Erazmus. Expérience ALICE au LHC CERN. Séminaire à l'Ecole Polytechnique de Varsovie (Pologne), 6 décembre 1996.
- H. Gutbrod. La physique des ions lourds au CERN. Résultats récents et préparation du futur. Séminaire au GANIL (Caen), 11 avril 1996.
- H. Gutbrod. Alice project at LHC-CERN. Séminaire au SAHA Institut of Nuclear Physics, Calcuta (Inde), 13 septembre 1996.
- B. Remaud. GANIL dans 10 ans. Séminaire de Direction , Lyon, 28-30 novembre 1996.
- G. Royer. Configurations nucléaire quasi-moléculaires en fusion, fission et fragmentation. CRN - Strasbourg, 24 octobre 1996.

Rapports Internes

Année 1994

- A. Abada. The isospin independent spin-orbit force from the extended skyrme model. Subatech (Nantes) 94-01.
- A. Abada, J. Aichelin. Chiral phase transition in an expanding quark gluon plasma. Subatech (Nantes) 94-02.
- C. Hartnack, J. Aichelin, H. Stocker, W. Greiner. Analysis of squeeze-out for fragments. Subatech (Nantes) 94-03.
- J. Aichelin. Analysis of squeeze-out for fragments. Subatech (Nantes) 94-04.
- C. David, M. Freslier, J. Aichelin. Impact parameter determination for heavy ions collisions by use of a neutral network. Subatech (Nantes) 94-05.
- G. Royer, F. Haddad. On the plane fragmentation barriers. Subatech (Nantes) 94-06.
- J. Pluta et al. Nuclear interferometry with neutrons emitted in heavy ion collisions. Subatech (Nantes) 94-07.
- V. Yu Denisov, S.K. Reshitko, G. Royer. Multi-dimensional semi-macroscopic model of sub-barrier heavy-ion fusion. Subatech (Nantes) 94-08.
- C.O. Dorson, J. Aichelin. When and how are fragments formed in heavy ion collisions? Subatech (Nantes) 94-09.
- P.B. Gossiaux, D. Keane, S. Wang and J. Aichelin. The role of dynamical correlations in fragment formation in heavy-ions collisions. Subatech (Nantes) 94-10.
- L. Martin et al. Two proton correlations function measured by very small relative momenta. Subatech (Nantes) 94-12.
- B. Erasmus et al. Influence of the emitting nucleus on the light-particle correlation function. Subatech (Nantes) 94-13.
- G. Royer. On the fission of ^{56}Ni and ^{48}Cr rotating nuclei. Subatech (Nantes) 94-14.
- P.A. deutchman, B. Erasmus. Exchange process amplitudes in coherent pion production. Subatech (Nantes) 94-15.
- J. Pluta, A. Rahmani, D. Ardouin. $\pi\pi$ correlations and pion absorption. Subatech (Nantes) 94-16.
- B. Erasmus et al. Light-particle correlations in heavy-ion reactions at GANIL. Subatech (Nantes) 94-17.
- G. Royer, F. Haddad. Asymmetric fission barriers and total kinetics energies. Subatech (Nantes) 94-18.
- R. Lednicky, V. L. Lyuboshitz, B. Erasmus, D. Nouais. What is the effect of nucleus coulomb field on particle correlations. Subatech (Nantes) 94-19.
- R. Lednicky, V. L. Lyuboshitz, B. Erasmus, D. Nouais. How to measure which sort of particles was emitted earlier and which later. Subatech (Nantes) 94-20.
- B. Erasmus et al. Light-particle correlations measured in heavy ion collisions at GANIL. Subatech (Nantes) 94-21.
- R. Lednicky, V. L. Lyuboshitz, B. Erasmus, D. Nouais. New possibilities of particle interferometry. Subatech (Nantes) 94-22.
- J. Pouthas, B. Borderie, ..., J.L. Laville et al. INDRA, a 4π charged product detection array at GANIL. Ganil (Caen) P 94-26
- J. Benlliure, A. Chbihi, ..., P. Eudes, D. Gourio, J.L. Laville, A. Rahmani, T. Reposeur. Nouvelles du GANIL N. 49-1994

Année 1995

- F. Haddad, G. Royer. On the competition between symmetric and asymmetric fission. Subatech (Nantes) 95-01.
- K. Werner and J. Aichelin. Linking dynamical and thermal models of ultrarelativistic nuclear scattering. Subatech (Nantes) 95-02.
- B. Jouault, F. Sébille, G. Royer and V. De La Mota. Fragmentation in central Pb + Au collisions within a microscopic dynamic approach. Subatech (Nantes) 95-03.
- P.B. Gossiaux, J. Aichelin. The formation of fragments in symmetric heavy ion collisions. Subatech (Nantes) 95-04.
- K. Werner, J. Aichelin. Microcanonical treatment of hadronizing the quark-gluon plasma. Subatech (Nantes) 95-05.
- V. De La Mota, F. Sébille, F. Haddad, M. Farine, P. Schuck. On the dynamics of collective motion in heavy-ion reactions. Subatech (Nantes) 95-06.
- F. Haddad, F. Sébille, M. Farine, P. Schuck, V. De La Mota and B. Jouault. Effects of Gogny type interactions on the nuclear flow. Subatech (Nantes) 95-07.
- C. Fauchard, G. Royer and E. Druet. Deformation energy of a toroidal nucleus and plane fragmentation barriers. Subatech (Nantes) 95-10.
- B. Jouault, V. De La Mota, F. Sébille, G. Royer and J.F. Lecolley. Dynamical analysis of isospin and angular momentum effects in peripheral heavy-ion reactions. Subatech (Nantes) 95-11.
- P. Eudes, A. Rahmani, C. Lebrun, M. Assenard, M. Germain, D. Gourio, F. Guilbault, P. Lautridou, J.L. Laville, V. Métivier, T. Reposeur. Corrélations de particules sur INDRA analyses et perspectives. Subatech (Nantes) 95-12.
- Z. Basrak, P. Eudes, P. Abgrall, F. Haddad, F. Sébille. Time-dependent description of cluster formation. Subatech (Nantes) 95-13.
- F. Haddad, B. Borderie, V. De La Mota, M.F. Rivet, F. Sébille and B. Jouault. Thermal energy analysis around the fermi energy in Ar + Ag reaction. Subatech (Nantes) 95-14.
- F. Haddad, K. Hagel, J. Li, N. Mdeihwayeh, J.B. Natowitz, R. Wada, B. Xiao, C. David, M. Freslier, J. Aichelin. Impact parameter determination for Ca + Ca reactions using a neural network. Subatech (Nantes) 95-15.
- F. Haddad, J.B. Natovitz, B. Jouault, V. De La Mota, G. Royer and F. Sébille. Compressibility probed by linear momentum transfer. Subatech (Nantes) 95-16.
- G. Royer, F. Haddad and B. Jouault. Rotating bubble and toroidal nuclei and fragmentation. Subatech (Nantes) 95-17.
- B. Erasmus, R. Lednický, V.L. Lyuboshitz, L. Martin, J. Pluta, Y. Sinyukov, A. Stavinsky, K. Werner. Particle correlations at ALICE. Internal Note ALICE 95-43.
- B. Erasmus, H.H. Gutbrod, L. Martin, R. Bellwied, C. Pruneau, K. Wilson. SSD - A Silicon Strip Detector for STAR. Internal Note STAR.
- ALICE Collaboration. Technical Proposal, CERN/LHCC 95-71.
- ALICE Collaboration. Addendum to the letter of intent, CERN/LHCC. 95-24.

Année 1996

- L. Martin, C.K. Gelbke, B. Erasmus and R. Lednický. Influence of the emitter Coulomb field on two-proton correlation function. Subatech (Nantes) 96-01.
- M. Farine. Landau parameters for nuclear interactions with density dependent finite range terms. Subatech (Nantes) 96-02.
- B. Erasmus, R. Lednický, L. Martin, D. Nouais, J. Pluta. Nuclear interferometry from low energy to ultra-relativistic nucleus-nucleus collisions. Subatech (Nantes) 96-03.
- D. Gourio, T. Reposeur, P. Eudes, C. Lebrun, M. Assenard, M. Germain, P. Lautridou, J.L. Laville, V. Métivier, A. Rahmani and the INDRA Collaboration. Life time measurement by light particle interferometry with INDRA. Subatech (Nantes) 96-04.

- C.O. Dorso, T. Reposeur, V. de la Mota, F. Sébille. Signals of fragment structures from a semiclassical transport equation in heavy-ion collisions. Subatech (Nantes) 96-05.
- B. Jouault, G. Royer, J.F. Lecomte, F. Sébille and F. Haddad. Comparison between the fragmentation processes in central Pb+Ag and Pb+Au collisions. Subatech (Nantes) 96-06.
- J. Aichelin. Can one extract source radii from transport theories? Subatech (Nantes) 96-07.
- G. Royer and F. Haddad. Quasi-molecular nuclear configurations in fusion, fission and fragmentation. Subatech (Nantes) 96-07bis.
- Ch. Hartnack and J. Aichelin. Investigation of the radial expansion of nuclear matter in collisions of heavy nuclei at SIS energies. Subatech (Nantes) 96-08.
- M. Germain, P. Eudes, F. Guilbault, P. Lautridou, J.L. Laville, C. Lebrun, M. Leguay, A. Rahmani; T. Reposeur, J. Benlliure, R. Bougault, G. Guilminelli, O. Lopez, P. Gagne and J.P. Wieleczko. High transverse momentum proton emission in Ar+Ta collisions at 94 MeV/u. Subatech (Nantes) 96-09.
- J. Lukasik, J. Benlliure, V. Métivier et al. Dynamical effects and IMF production in peripheral and semi central collisions of Xe+Sn at 50 MeV/nucleon. Subatech (Nantes) 96-10.
- C. David, Ch. Hartnack, M. Kerveno, J.C. Le Pallec and J. Aichelin. Influence of Rescattering on the spectra of strange particles. Subatech (Nantes) 96-11.
- D. Ardouin. A review on recent light particle correlations data from heavy ion collisions at intermediate and low energies. Subatech (Nantes) 96-12.
- C. Hartnack, R.K. Puri, J. Aichelin. Modelling the many-body dynamics of heavy ion collisions : present status and future perspective. Subatech (Nantes) 96-13.
- J.P. Cussonneau, H. Gutbrod, P. Lautridou, L. Luquin, V. Métivier, V. Ramillien. Tracking performances of the dimuon spectrometer with a dipole magnet. Subatech (Nantes) 96-14.
- J.P. Cussonneau, H. Gutbrod, P. Lautridou, L. Luquin, V. Métivier, V. Ramillien. A toroidal magnet option. Subatech (Nantes) 96-15.
- J.P. Cussonneau, H. Gutbrod, P. Lautridou, L. Luquin, V. Métivier, A. Rahmani, V. Ramillien. CsI results of the absorber test experiment for the Alice dimuon spectrometer. Subatech (Nantes) 96-16.
- C. Hartnack, C. David, J. Aichelin. Studies of meson production at SIS energies. Subatech (Nantes) 96-17.
- E. Druet. Modélisation des lemniscates elliptiques et des ovals de Cassini. Subatech (Nantes) 96-18.
- The forward muon spectrometer, addendum to the ALICE Technical Proposal, Technical Proposal, CERN/LHCC. 96-32, LHCC/P3 - Addendum 1, 15 octobre 1996.
- J.P. Cussonneau et al. A toroidal magnet option. ALICE Note 96-28, 30 septembre 1996.
- J.P. Cussonneau et al. Tracking performances of the dimuon spectrometer with a dipole magnet. ALICE Note 96-32, 30 septembre 1996.
- J.P. Cussonneau et al. CsI results of the absorber test experiment for the Alice dimuon spectrometer. ALICE Note 96-33, 18 octobre 1996.

Livres

- J. Aichelin et D. Ardouin. Multiparticle correlations and nuclear reactions. World Scientific, Singapore, 1995. Proceedings of Corinne II, Nantes 6-10 sept. 1994.

Séminaires du laboratoire (depuis juin 1996)

- H. Satz, Bielefeld. "Colour Deconfinement in High Energy Nuclear Collisions" - 6 juin 1996.
- Y. Shabelski, St Petersburg. "Quark-Gluon String Model and Secondary Production in High Energy Hadron Interactions" - 11 juin 1996.
- H. Stöcher, Frankfurt. "Creation of Strange Matter at low initial μ/T " - 17 juin 1996.
- R.J. Gupta, Panjab University. "Cold synthesis of New Elements and Related Phenomena" - 18 juin 1996.
- P. Schuck, ISN Grenoble. "Chiral Symmetry and Pion-Pion Correlations in Hot Pion Gas" - 15 juillet 1996.
- F. Ohlsson-Malek, IPN Lyon. "NA38 et NA50 : la Quête du Plasma de Quarks et de Gluons" - 25 juillet 1996.
- W. von Oertzen, Berlin. "Nuclear Refractive Scattering and the Equation of State of Cold Nuclear Matter" - 12 septembre 1996.
- W. Greiner, Frankfurt. "On the Extension of the Periodic System into New Sectors of Strangeness and Antimatter" - 17 septembre 1996.
- C. Pajares, Univ. Santiago de Compostela. "String Fusion, J/ψ Suppression and cosmic rays" - 19 septembre 1996.
- M. Belkacem, Frankfurt. "Multifragmentation et Transition de Phase dans les collisions d'Ions Lourds" - 26 septembre 1996.
- D. Ardouin, Subatech Nantes. "A Review on Light Particle Correlations from Heavy Ion Collisions at Intermediate Energies" - 10 octobre 1996.
- B. Jouault, Subatech Nantes. "L'analyse en ondelettes : applications à l'étude de l'espace des phases nucléaires" - 17 octobre 1996.
- C. Ardois, Subatech Nantes. "Les extractions sélectives d'actinides par solvant associées aux mesures par scintillation liquide" - 17 octobre 1996.
- R. Wurzinger, IPN Orsay. "Production de mésons légers aux énergies intermédiaires" - 31 octobre 1996.
- M. Assenard, Subatech Nantes. "Temperature Measurements with relative populations of excited states with INDRA" - 7 novembre 1996.
- C. Brasquet, Subatech Nantes. "Adsorption de Micropolluants Organiques en Phase Aqueuse sur Tissus de Carbone Actif" - 7 novembre 1996.
- P.B. Gossiaux, Heidelberg. "Chaos Quantique, Matrices Aléatoires" - 14 novembre 1996.
- A. Capella, Orsay. "Plasma de quarks et gluons et modèles de cordes" - 21 novembre 1996.
- F. Karsch, Bielefeld. "QCD Thermodynamics with improved actions" - 28 novembre 1996.
- C. David, Subatech Nantes. "Rescattering of Kaons in nuclear Matter" - 12 décembre 1996.
- E. Furler, Subatech Nantes. "Hard Processes" - 12 décembre 1996.
- J. Rafelski, Univ. of Arizona, Tucson. "Du son à la lumière : dynamique des boules de feu gazeuses dans les liquides" - 13 décembre 1996.

Informations Administratives

Le personnel du laboratoire SUBATECH

Chercheurs et enseignants-chercheurs

J. Ch. Abbé, Directeur de Recherche, CNRS
J. Aichelin, Professeur, Université de Nantes
Y. Andrès, Maître-assistant, Ecole des Mines de Nantes
D. Ardouin, Professeur, Université de Nantes,
J.P. Cussonneau, Maître-assistant Associé, Ecole des Mines de Nantes
V. De La Mota, Maître de Conférences, Université de Nantes
B. Erasmus, Chargé de recherche, CNRS
P. Eudes, Maître de conférences, Université de Nantes
G. Farny, Ingénieur CEA, Détaché à l'Ecole des Mines de Nantes
M. Fattahi Maître-assistant, Ecole des Mines de Nantes
F. Guilbault, Professeur, Université de Nantes,
H. Gutbrod, Professeur, Ecole des Mines de Nantes, Directeur
F. Haddad, Maître de Conférences, Université de Nantes
C. Hartnack, Attaché de recherche, Ecole des Mines de Nantes
P. Lautridou, Chargé de recherche, CNRS
J.L. Laville, Directeur de recherche, CNRS
P. Le Cloirec¹, Professeur, Ecole des Mines de Nantes
C. Lebrun, Professeur, Université de Nantes,
L. Martin, Chargé de recherche, CNRS
V. Métivier, Maître-assistant Associé, Ecole des Mines de Nantes
C. Musikas, Ingénieur CEA, Consultant
Y. Raffray, Maître de Conférences, Université de Nantes
A. Rahmani, Maître de Conférences, Université de Nantes
T. Reposeur, Chargé de recherche, CNRS
G. Royer, Maître de Conférences, Université de Nantes
T. Sami, Maître de Conférences, Université de Nantes
F. Sébille, Professeur, Université de Nantes
K. Werner, Professeur, Université de Nantes
B. Remaud, Professeur Associé, Université de Nantes(IRESTE)

Ingénieurs, techniciens et administratifs

N. Allard, CDD IN2P3
S. Avril, CES
S. Bisson, CES
G. Blain, Assistant Ingénieur, CNRS/IN2P3
J.P. Bocquel, Ingénieur d'Etudes, Université de Nantes
E. Bossis, Technicien, CDD, CNRS/IN2P3
S. Bouvier, Ingénieur, CNRS/IN2P3
C. Brehier, Secrétariat, CES
K. Chawoshi, Ingénieur de Recherche, CNRS/IN2P3
A. Delorme, Technicien EPA, Ecole des Mines de Nantes
C. Drancourt, Ingénieur d'Etudes, CNRS/IN2P3
E. Druet, Agent contractuel, Ecole des Mines de Nantes
S. Fresneau, Adjoint Technique de la Recherche, CNRS/IN2P3
M. Gauvrit, Technicien Armines, Ecole des Mines de Nantes
E. Gerbaud, Technicien, CNRS/IN2P3
C. Gérente¹, Attaché de Recherche EPA, Ecole des Mines de Nantes
G. Guilloux, Ingénieur d'Etudes, CNRS/IN2P3

¹ Affectés au Département Systèmes Energétiques et Environnement depuis le 11 avril 1997

C. Guilloux, Secrétaire d'Administration de la Recherche, CNRS/IN2P3
 B. Kubica, Technicien, CNRS/IN2P3
 M. Labalme, Objecteur de Conscience, Université
 M. Le Guay, Ingénieur d'Etudes, CNRS/IN2P3
 J. Le Hetet, Technicien, CNRS/IN2P3
 C. Le Moal, Assistant Ingénieur, CNRS/IN2P3
 F. Lefevre, Ingénieur de Recherche, CNRS/IN2P3
 T. Milletto, Technicien de la Recherche, CNRS/IN2P3
 I. Ollitrault, Technicien de la Recherche, CNRS
 L. Perrault, Technicien Armines, Ecole des Mines de Nantes
 P. Pichot, Technicien, CNRS/IN2P3
 G. Puil, Ingénieur de Recherche, CNRS/IN2P3
 S. Redercher, Technicien Armines, Ecole des Mines de Nantes
 L.M. Rigalleau, Technicien de la Recherche, CNRS/IN2P3
 M. Rio, Assistant Ingénieur, Université de Nantes
 M. Roche, Technicien de la Recherche, Université de Nantes
 D. Roy, Ingénieur d'Etudes, CNRS/IN2P3
 A. Subrenat, Ingénieur Armines, Ecole des Mines de Nantes
 E. Troger, CES

Attachés Temporaires d'Enseignement et de Recherche

B. Jouault, Université de Nantes
 V. Ramillien, Université de Nantes

Post-doctorants

L. Luquin, Ecole des Mines de Nantes
 C. Roy, Ecole des Mines de Nantes

Étudiants en thèse

Christophe Ardois

Sujet de Thèse : "Détections simultanées α et β par scintillation liquide". Directeur de Thèse : J.Ch. Abbé.

Monia Assenard

Sujet de Thèse : "Analyse des corrélations de particules produites dans les collisions d'ions lourds sur le détecteur INDRA au GANIL". Directeur de Thèse : C. Lebrun.

Baha Benhassine (Thèse soutenue le 14 janvier 1994)

Sujet de Thèse : "Théorie semi-classique des fluctuations dans la matière nucléaire". Directeur de Thèse : B. Remaud.

Katy Ben Said

Sujet de Thèse : "Etudes sur la Chimie et l'Oxydo-Réduction du Technétium". Directeur de Thèse : J.Ch. Abbé.

Tristan Bernier

Sujet de Thèse : "Recherche des fluctuations dans le nombre des particules produites dans la réaction $Pb+Pb$ à 160 GeV/nucléon". Directeur de Thèse : H. Gutbrod.

Ludovic Bot

Sujet de Thèse : "Photons du plasma quarks-gluons". Directeur de Thèse : J. Aichelin.

Catherine Brasquet

Sujet de Thèse : "Absorption de micropolluants sur fibres de charbon actif". Directeur de Thèse : P. Le Cloirec.

Christophe David

Sujet de Thèse : "Applications des réseaux de neurones à la physique nucléaire". Directeur de Thèse : J. Aichelin.

Jean-Gary Decaillon

Sujet de Thèse : "Développements de composés minéraux échangeurs d'ions en vue de la décontamination en césium de rejets radioactifs". Directeur de Thèse : J.Ch. Abbé.

Hans-Joachim Drescher

Sujet de Thèse : "Modélisation des collisions nucléaires au LHC". Directeur de Thèse : K. Werner.

Eugen Furler

Sujet de Thèse : "Processus durs dans le modèle des cordes pour la description des collisions d'ions". Directeur de Thèse : K. Werner.

Marie Germain

Sujet de Thèse : "Recherche d'effets dynamiques dans l'émission de particules de grande énergie produites dans des collisions nucléaires". Directeur de Thèse : J.L. Laville.

Claude Ghisalberti (Thèse soutenue le 10 novembre 1994)

Sujet de Thèse : "Analyse de corrélations de particules légères sélectionnées par calorimétrie neutronique dans la réaction $^{208}\text{Pb} + ^{93}\text{Nb}$ à 29 MeV/u". Directeur de Thèse : C. Lebrun.

Sandra Giliberto

Sujet de Thèse : "Conception et réalisation de la partie externe du détecteur de vertex (ITS) prévu pour l'expérience ALICE auprès du LHC au CERN". Directeur de Thèse : B. Erazmus.

David Gourio (Thèse soutenue le 30 octobre 1996)

Sujet de Thèse : "Etude de la multifragmentation par corrélations de fragments dans un multidétecteur de particules chargées". Directeur de Thèse : D. Ardouin.

Michael Hladik

Sujet de Thèse : "Collisions ultrarelativistes noyaux-noyaux". Directeur de Thèse : K. Werner.

Bruno Jouault (Thèse soutenue le 22 novembre 1996)

Sujet de Thèse : "Application de l'analyse par ondelettes à l'étude des phases nucléaires". Directeur de Thèse : F. Sébille.

Denis Nouais (Thèse soutenue le 4 novembre 1996)

Sujet de Thèse : "Recherche de la production cohérente de pions". Directeur de Thèse : B. Erazmus.

Ali Ouadi

Sujet de Thèse : "Radio marquage d'Anticorps par un émetteur alpha". Directeurs de Thèse : J.Ch. Abbé et J.F. Gestin.

Pierre Ricou

Sujet de Thèse : "Interactions cendres-ions métalliques en solution aqueuse". Directeur de Thèse : P. Le Cloirec.

Anne-Claire Texier

Sujet de Thèse : "Adsorption de Lanthanides sur bactéries". Directeur de Thèse : P. Le Cloirec.

Stagiaires DEA

C. Fauchart
J.F. Ferellec
L. Foquereau
L. Lan
P. Humeau
E. Landat
R. Nebauer (dans le cadre du "diplom" allemand équivalent au DEA)

Visiteurs

P.B. Gossiaux - du 1er octobre 1993 au 31 mars 1994
Z. Basrak - du 17 octobre 1993 au 16 janvier 1994
R. Lednický - du 1er novembre 1993 au 31 janvier 1994
P. Staroba - du 1er novembre 1993 au 31 mai 1994
L. Sehn - du 1er janvier au 31 août 1994
R. Lednický - du 1er mars au 30 avril 1994
N. Amelin - du 1er mars au 31 août 1994
P.B. Gossiaux - du 1er avril au 30 septembre 1994
M. Burzyndki - du 22 au 29 mai 1994
P. Deutchman - du 24 mai au 8 juin 1994
Y.M. Sinyukov - du 22 au 26 juin 1994
Z. Basrak - du 21 septembre au 20 décembre 1994
C. Dorso - du 11 novembre au 9 décembre 1994
M. Wosindka - du 20 au 26 novembre 1994
N. Amelin - du 1er septembre au 31 décembre 1994
J. Pluta - du 1er septembre 1994 au 31 août 1995
N. Amelin - du 1er au 31 janvier 1995
N. Amelin - du 1er février au 28 avril 1995
R. Puri - du 1er décembre 1994 au 30 juillet 1995
R. Lednický - du 16 au 29 janvier 1995
P.B. Gossiaux - du 23 janvier au 27 janvier 1995
R. Lednický - du 8 mars au 18 mars 1995
Y.M. Sinyukov - du 14 au 18 mars 1995
K. Werner - du 4 avril au 12 avril 1995
R. Lednický - du 22 mai 1995 au 31 mai 1995
P. Deutchman - du 28 mai au 4 juin 1995
F. Haddad - du 9 mai 1995 au 31 août 1995
L. Mornas - du 15 mai 1995 au 31 août 1995
L. Martin - du 19 avril au 15 mai 1995
Z. Basrak - du 5 juin 1995 au 30 juin 1995
R. Lednický - du 15 juin 1995 au 31 janvier 1996
M. Kowalski - du 20 juin au 24 juin 1995
J. Bartke - du 19 juin au 25 juin 1995
L. Martin - du 19 juin 1995 au 9 juillet 1995
M. Pearson - du 12 juin au 16 juin 1995
M. Grosse - du 28 juin au 5 juillet 1995
M. Mishra - du 29 juin 1995 au 2 juillet 1995
K. Werner - du 4 juillet au 7 juillet 1995
M. Schaffner - du 4 juillet au 7 juillet 1995
M. Detlef Von Eiff - du 9 juillet au 14 juillet 1995
P. Schuck - du 9 juillet au 18 juillet 1995
T. Sami - du 1er septembre au 30 septembre 1995
T. Sami - du 1er octobre 1995 au 31 août 1996
M. Reisdorf - du 12 au 16 septembre 1995

M. Mikhailov - du 23 octobre 1995 au 23 février 1996
M. Lyuboshitz - du 15 octobre 1995 au 16 novembre 1995
M. Stavinsky - du 23 octobre 1995 au 23 novembre 1995
Y.M. Sinyukov - du 23 octobre 1995 au 23 novembre 1995
Z. Basrak - du 1er novembre au 31 décembre 1995
M. Cassette - du 18 au 20 octobre 1995
J. Pluta - du 1er novembre au 31 décembre 1995
M. Fakhi - du 1er décembre au 15 décembre 1995
M. Pawlak - du 28 janvier au 4 février 1996
M. Wosindka - du 28 janvier au 4 février 1996
R. Amar - du 24 mars au 23 avril 1996
M. Ostapchenko - du 18 mars au 23 avril 1996
M. Thouw - du 18 mars au 31 mai 1996
R. Lednický - du 9 avril au 8 mai 1996
Y. Sinyukov - du 10 avril au 28 juin 1996
K. Gupta - du 30 mai au 20 juin 1996
V. Petracek - du 3 mai au 8 juin 1996
A. Stavinsky - du 15 janvier au 15 août 1996
J. Pluta - du 1er janvier au 30 juin 1996
J. Pluta - du 12 au 30 septembre 1996
S.P. Klevansky - du 22 juillet au 2 août 1996
P. Schuck - du 7 au 31 juillet 1996
R. Puri - du 22 décembre 1995 au 31 janvier 1996
R. Lednický - du 13 au 28 juin 1996
P. Rehberg - du 28 juin au 4 juillet 1996
A. Troyan - du 1er au 10 octobre 1996
J. Bartke - du 14 au 16 octobre 1996
V. Lyuboshitz - du 1er au 31 octobre 1996
T. Pawlak - du 8 au 22 décembre 1996
J. Pluta - du 8 au 22 décembre 1996
S. Ostapchenko - du 26 novembre au 21 décembre 1996
V. Denisov - du 1er octobre au 31 décembre 1996
L. Neise - du 1er octobre au 31 décembre 1996

