

**DEA DE PHYSIQUE SUBATOMIQUE
MODELISATION ET INSTRUMENTATION
1998/1999**

Frédéric DEVILLEZ

DETECTION DE PARTICULES ETRANGES DANS STAR

RAPPORT DE STAGE
sous la direction de Marie GERMAIN

Juin 1999

INSTITUT DE RECHERCHES SUBATOMIQUES

**UNIVERSITE LOUIS PASTEUR, STRASBOURG I
UNIVERSITE DE HAUTE ALSACE, MULHOUSE
IN2P3-CNRS**

Table des matières

1	Introduction	3
2	Présentation physique	3
2.1	Plasma quarks-gluons	3
2.2	Création d'étrangeté dans un PQG	4
2.3	Matière étrange exotique	5
3	Présentation des expériences	6
4	Calcul d'acceptances	7
4.1	Exposé de la méthode	8
4.2	Définition des variables	8
4.3	Coupures sur l'acceptance	9
4.4	Convolution avec la probabilité d'émission	10
4.5	Résultats sur les hyperons	11
4.6	Acceptances du dibaryon H^0	12
5	Reconstruction de particules étranges dans STAR	15
5.1	Introduction	15
5.2	Simulation d'un événement	16
5.3	Simulation du passage des particules dans le détecteur	17
5.4	Reconstruction des traces des particules	17
5.5	Reconstruction des vertex secondaires	18
5.6	Efficacité de reconstruction des K_s^0 , Λ^0 et $\bar{\Lambda}^0$	20
5.7	Efficacité de reconstruction des Ξ^-	23
6	Conclusion	27
7	Bibliographie	28

1 Introduction

L'étude des collisions d'ions lourds aux énergies ultra-relativistes est à un stade où, sans qu'aucune preuve formelle ne soit aujourd'hui établie, on pense pouvoir recréer un état de la matière nucléaire ayant existé au début de l'Univers: le plasma de quarks et de gluons. Mon stage s'est déroulé à l'IRES et porte sur la détection des particules étranges en tant que signature de la formation de ce plasma dans l'expérience STAR (Solenoid Tracker At RHIC) qui aura lieu auprès du RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) à Brookhaven à partir de Juin 1999.

2 Présentation physique

2.1 Plasma quarks-gluons

Lors de collisions d'ions lourds où la densité de la matière nucléaire atteint cinq fois celle de la matière nucléaire classique et/ou lorsque la température du système créé dépasse 150 MeV, on prévoit une transition de phases. Celle-ci marquerait le passage entre un système où les quarks sont confinés à l'intérieur de nucléons: la matière nucléaire classique, et un système où les quarks ne sont plus liés et peuvent circuler librement: un plasma de quarks et de gluons ou PQG [1].

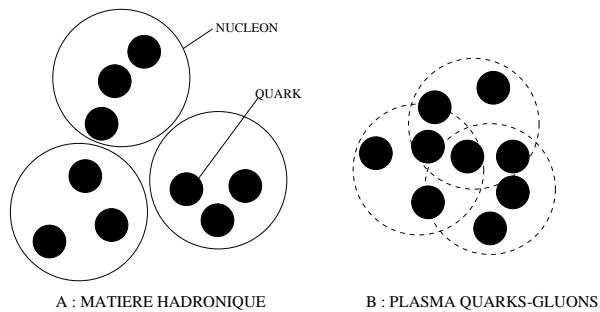


FIG. 1 - Schéma illustrant la matière nucléaire et un plasma de quarks

Dans le cas de la matière nucléaire classique, les quarks subissent l'interaction forte des autres quarks du même hadron qui les retiennent à une distance moyenne de 0.8 fermi. Il en résulte comme le montre la figure 1-A un regroupement des quarks en nucléons bien séparés.

En revanche, lors d'une collision nucléaire assez énergétique, la figure 1-B montre comment, du fait de la compression de la matière nucléaire, les quarks de différents nucléons peuvent se retrouver séparés par des distances voisines ou inférieures aux distances quarks-quarks à l'intérieur d'un nucléon.

L'interaction forte entre deux quarks particuliers est alors écrantée par la proximité des autres quarks. Chaque quark ressent l'interaction forte de tous ses voisins sans être confiné avec des quarks particuliers. Le comportement des quarks s'apparente alors à celui d'un gaz libre.

C'est cette phase qu'on appelle le plasma quarks-gluons et que l'on espère mettre en évidence dans les expériences STAR et ALICE. L'une des signatures prévues de son existence peut être extraite de l'étude de la production d'étrangeté et des rapports d'émissions de particules étranges.

2.2 Création d'étrangeté dans un PQG

On s'attend à une plus grande production de hadrons étranges, ou hyperons, si l'on forme un PQG [2] que si l'on reste dans un système hadronique classique pour les deux raisons suivantes:

D'une part, on prédit une restauration partielle de la symétrie chirale lors de la transition de phases vers le plasma de quarks [1]. La brisure de cette symétrie étant responsable de la masse des quarks, les masses des quarks s et \bar{s} diminuent si la symétrie est partiellement restaurée. Le seuil de formation de paires $s\bar{s}$ est alors moins élevé ce qui entraîne que l'équilibre chimique en étrangeté est atteint plus rapidement.

D'autre part, la forte densité de quarks entraîne que les états quantiques de faible énergie des quarks u et d sont occupés et interdits pour la création de nouvelles paires $q\bar{q}$. Il est alors plus économique de créer des quarks de saveur différente (s), que des quarks u et d de grande énergie d'excitation.

L'équilibre chimique en étrangeté serait alors atteint en 5-6 fm/c [4], ce qui correspond au temps de vie estimé du plasma, par rapport à un temps d'équilibration de 50 fm/c pour une collision sans transition de phase.

L'étude de la production de particules étranges peut donc nous renseigner sur la création d'un PQG dans une collision d'ions lourds. Pour comparer ces taux de production à ceux obtenus lorsqu'il n'y a pas de transition de phase, on se sert des résultats d'expériences de collisions proton-ion lourd ou proton-proton où l'énergie par nucléon est comparable mais où la densité obtenue n'est pas assez élevée pour créer un plasma. On peut alors vérifier si les taux de production des particules étranges par rapport à la multiplicité totale différent dans les deux cas de figure.

La caractérisation du plasma quarks-gluons se fait aussi sur les rapports de productions des particules étranges entre elles. Les réactions de formation d'hadrons lourds comme Ω^- (sss) sont très défavorisées dans une collision sans phase plasma à cause des seuils de production élevés par rapport à ceux des baryons étranges plus légers comme le Λ^0 (uds). Par contre, dans une

collision où a été formé un PQG, les hadrons sont formés par coalescence, un Ω^- est formé si trois quarks s se trouvent proches dans l'espace des phases lors de l'hadronisation du PQG. Ce mode de formation défavorise moins les hyperons lourds. Par exemple, le rapport de formation Ω^-/Λ^0 est alors plus proche de 1 que dans une phase hadronique.

2.3 Matière étrange exotique

Une observable possible du PQG est la création de strangelets [3] [5], des objets étranges formés de plus de trois quarks. Leur formation s'expliquerait de la façon suivante:

Après sa formation, le PQG se désexcite par émission d'hadrons, préférentiellement des mésons légers. Il y a émission de quarks s joints à des quarks \bar{u} (K^-) et \bar{d} (\bar{K}^0) et émission de quarks \bar{s} joints à des quarks u (K^+) et d (K^0).

Le PQG étant créé par collision d'ions lourds, il y a un excès de quarks u et d venant des nucléons par rapport aux \bar{u} et \bar{d} . Lors de l'hadronisation, l'émission de K^+ et K^0 contenant des u et d est donc prédominante, ce qui entraîne une émission de quarks \bar{s} plus élevée et un appauvrissement de ceux-ci par rapport aux quarks s . L'excès initial en quarks u et d et l'apparition d'un excès en s dans le PQG pourrait alors mener à la constitution de résidus de réaction froids composés de quarks s, u et d formant des strangelets.

La masse et le temps de vie de tels objets, s'ils font l'objet de prédictions [6], restent inconnus ce qui rend leur identification difficile. Néanmoins, la possibilité de les détecter est particulièrement intéressante car seule la formation d'un PQG peut expliquer leur création. Des expériences ont déjà pris place auprès de l'AGS à Brookhaven et du SPS du CERN [8] pour chercher spécifiquement ces objets encore jamais observés auparavant et l'expérience E896 à Brookhaven pourrait avoir observé des candidats pour le H^0 ($uuddss$) [9].

Si ces objets sont stables, seul ceux chargés seront détectés.

Si ces objets sont méta-stables, stables par interaction forte mais pas par interaction faible, alors ils pourraient se désintégrer dans le détecteur tout en ayant un temps de vie suffisant pour différencier leurs vertex de désintégration du vertex primaire.

S'ils sont instables par interaction forte, la détection est compliquée par le fait qu'ils se désintégreraient alors très vite. Leurs produits de désintégration seraient alors difficiles à distinguer des particules primaires.

3 Présentation des expériences

Afin d'étudier les collisions d'ions lourds ultra-relativistes et éventuellement mettre en évidence le PQG, plusieurs expériences, NA35 [10], NA38 [11], NA45 [12], NA49 [13], NA50 [14], WA94 [15], WA97 [16] et WA98 [17], ont déjà été effectuées en bombardant des cibles fixes avec le faisceau du SPS (Super Proton Synchrotron) au CERN dont l'énergie monte jusqu'à 200 GeV par nucléon ce qui donne une énergie disponible dans le centre de masse de $\sqrt{S} = 17$ GeV/nucléon. D'autres expériences sur cible fixe ont lieu avec le faisceau de l'AGS à Brookhaven: E864 [18], E877 [19], E891 [20], E895 [21], E896 et E910.

Deux expériences sont prévues dans le futur pour tenter de mettre en évidence le PQG:

- l'expérience ALICE (A Large Ion Collider Experiment) [22] aura lieu auprès du LHC du CERN à partir de 2005.
- l'expérience STAR (Solenoid Tracker At RHIC) [23] aura lieu auprès du RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider) à Brookhaven à partir de Juin 1999. C'est sur celle-ci que porte plus particulièrement mon stage.

Les énergies des collisions et les densités d'énergie ε prévues du composite formé par les deux ions sont présentés dans le tableau 1 où ε est normalisé à sa valeur auprès du SPS.

	SPS	RHIC	LHC
Ions lourds employés	Pb+Pb	Au+AU	Pb+Pb
\sqrt{S} GeV/nucléon	17	200	5500
ε	1	2	7

TAB. 1 - *Comparaison des caractéristiques des collisions pour différents accélérateurs*

La figure 2 montre les éléments constituant le détecteur STAR parmi lesquels nous intéressent plus particulièrement les détecteurs centraux: la chambre à projection temporelle (TPC) et le détecteur de vertex central composé de trois couches de détecteurs à dérive en silicium formant le SVT complétées par une quatrième couche de détecteurs en silicium à micropistes, le SSD. La partie centrale du détecteur ALICE reprend la même structure que STAR avec de plus grandes dimensions et 6 couches de détecteurs pour le détecteur de vertex central appelé ITS.

Il était prévu à l'origine pour STAR seulement 3 couches de détecteurs en silicium à dérive, la conception et la construction du SSD [25] est actuel-

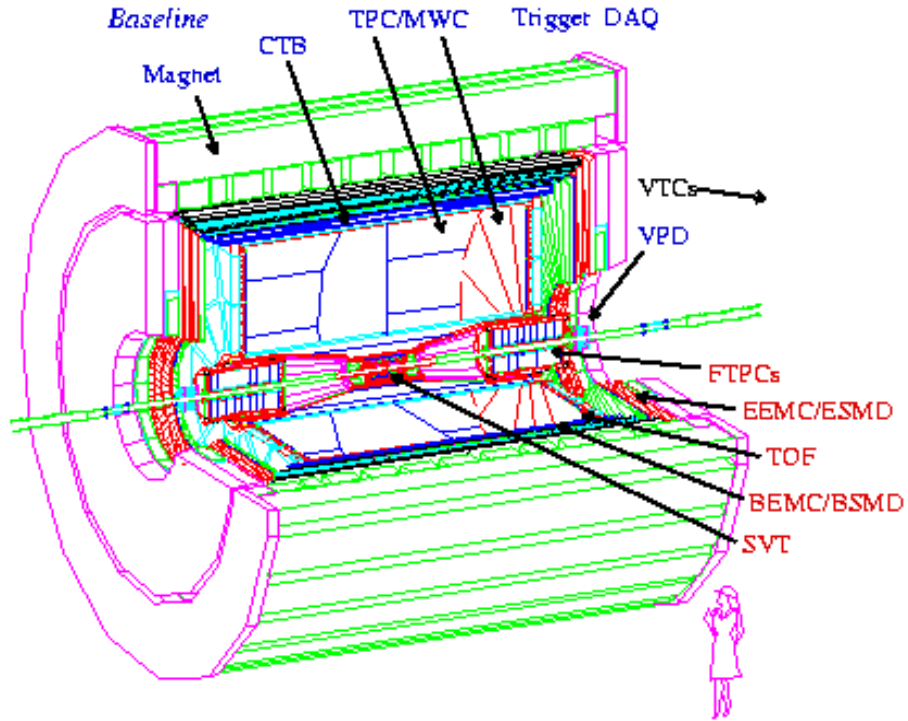


FIG. 2 - *Vue du détecteur STAR*

lement confiée à l'IRES de Strasbourg en collaboration avec le laboratoire SUBATECH de Nantes.

L'objectif de mon stage dans le cadre de l'expérience STAR a été d'utiliser des données simulées pour estimer l'efficacité de reconstruction de particules étranges (Λ^0 , $\bar{\Lambda}^0$, K_s^0 , et Ξ^-) qui seront produites dans STAR.

4 Calcul d'acceptances

Dans un premier temps, nous avons étudié l'acceptance de la partie centrale de STAR (SVT+SSD et TPC) pour diverses particules étranges. Nous avons aussi fait en parallèle la même étude avec les paramètres d'ALICE, ceci afin de pouvoir comparer nos résultats avec des résultats déjà obtenus avec ce détecteur [22] et ainsi valider notre méthode. Les particules étudiées sont le Λ^0 , le K_s^0 , le Ξ^- et le Ω^- . Les détecteurs ne pouvant pas détecter les particules neutres, ainsi que les particules étranges chargées se désintégrant trop tôt pour passer par les détecteurs, on essaie de les reconstruire au travers de la détection de leurs particules-filles. Les canaux de désintégration envisagés pour ces particules et les rapports d'embranchement correspondants sont :

$$\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^- : 64\%$$

$$K_s^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^- : 69\%$$

$$\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 + \pi^- \rightarrow p + 2\pi^- : 64\%$$

$$\Omega^- \rightarrow \Lambda^0 + K^- \rightarrow p + \pi^- + K^- : 43\%$$

4.1 Exposé de la méthode

Le calcul d'acceptance a été fait par Monte-Carlo en tirant au hasard les variables caractérisant une particule primaire et la cinématique des désintégrations qui s'ensuivent. On vérifie que celles-ci permettent à la particule et à ses produits de désintégration d'être dans l'acceptance du détecteur.

4.2 Définition des variables

Les particules émises lors de la collision sont définies par leur impulsion transverse P_t dans le plan (\vec{X}, \vec{Y}) , cf figure 3, et leur rapidité y suivant l'axe \vec{Z} du faisceau.

$$y = \frac{1}{2} \ln \frac{1 + V_z/c}{1 - V_z/c}$$

où V_z est la vitesse longitudinale. L'intervalle global en P_t et y auquel on s'intéresse est segmenté en quelques centaines de petits domaines de P_t et y à l'intérieur desquels sont tirés uniformément plusieurs milliers de particules.

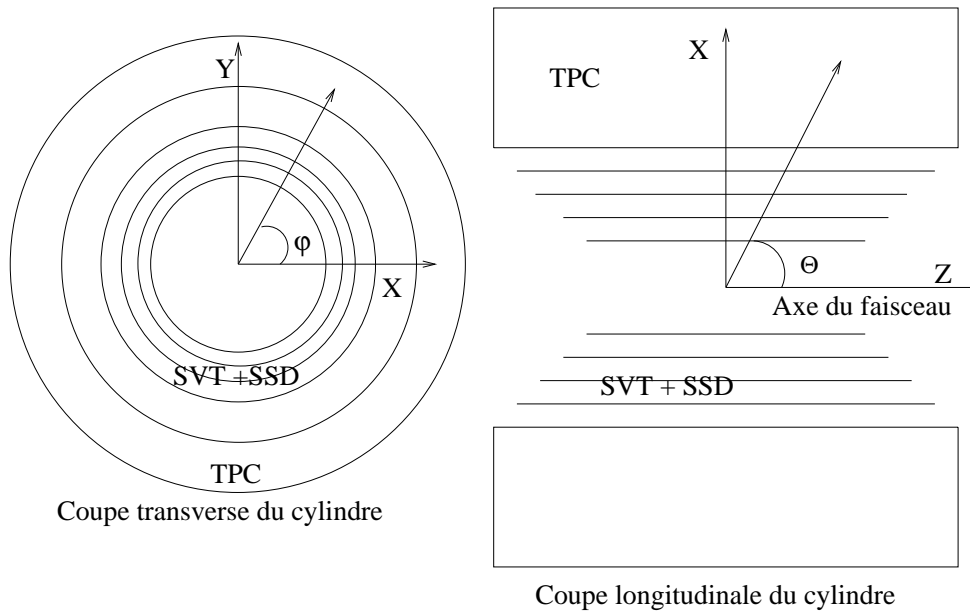


FIG. 3 - Définition des variables géométriques (échelle non respectée)

4.3 Coupures sur l'acceptance

Après avoir tiré leurs caractéristiques, nous imposons à ces particules des coupures pour vérifier qu'elles sont dans l'acceptance des détecteurs centraux. Ce sont ces coupures que nous allons vous décrire.

Une première coupure est effectuée sur l'angle d'émission de la particule primaire envisagée. Le SVT est conçu pour détecter des particules émises avec une pseudo-rapacité $|\eta| \leq 0.9$. La pseudo-rapacité η est définie par

$$\eta = -\ln \tan(\theta/2)$$

cette condition équivaut à un angle d'émission Θ compris entre 44° et 136° .

On tire ensuite le temps de vie t suivant la relation $P=(1-e^{-t/\tau})$ liée au temps de vie moyen τ avec P tiré uniformément sur l'intervalle $[0;1]$. La distance parcourue par la particule avant désintégration est ainsi déterminée, on opère alors une seconde coupure sur la distance du vertex secondaire à l'axe du faisceau:

Le point de désintégration doit être à une certaine distance du vertex primaire afin qu'on puisse les différencier et affirmer que les traces des produits de désintégration sont celles de particules secondaires. Nous avons pour cette simulation choisi un minimum de 5 mm pour la distance entre le vertex primaire et le vertex secondaire.

Le vertex secondaire doit aussi être situé en-deça de la deuxième couche de détecteurs pour que les produits de désintégration puissent laisser des traces dans au moins trois des quatre couches afin de pouvoir être correctement identifiés. Ces conditions définissent une zone fiduciaire qui, dans STAR, s'étend de 0.5 à 10.6 cm.

En ce qui concerne ALICE, la limite supérieure est choisie différemment. On demande lors de l'analyse à ce que la désintégration intervienne avant que la particule ait atteint la paroi du tube sous vide contenant le faisceau. Les particules étranges se désintégrant au-delà du tube sont écartées pour que les données ne soient pas affectées par le bruit dû aux interactions des jets avec la paroi du tube. Cette condition plus restrictive est motivée par la grande multiplicité de particules chargées prévue, 4 fois plus grande dans ALICE que dans STAR. Pour restreindre au maximum le bruit, on préfère une acceptance plus basse au profit d'une pureté des échantillons obtenus plus grande. La zone fiduciaire de ALICE s'étend de 0.5 à 5 cm.

Après avoir vérifié que la désintégration survenait dans la zone fiduciaire, les trajectoires des produits de désintégration sont calculées en commençant par tirer leurs angles d'émission uniformément dans le centre de masse, en négligeant les causes d'anisotropie telles que l'orientation du spin de la particule. Puis, on passe au référentiel du laboratoire par une transformation

de Lorentz. Les trajectoires sortant de l'acceptance de la TPC sont alors éliminées. Si des produits de désintégration sont eux-mêmes instables, comme lors de la désintégration des Ξ^- et Ω^- , l'algorithme est alors répété pour ces produits de désintégration instables.

A ces coupures géométriques, s'ajoute une coupure due aux minima en impulsion transverse que doivent satisfaire les produits pour traverser toute l'épaisseur de la TPC, ce qui donne des seuils en P_t de 0.3 GeV/c pour les protons ou de 0,08 GeV/c pour les π^- , par exemple.

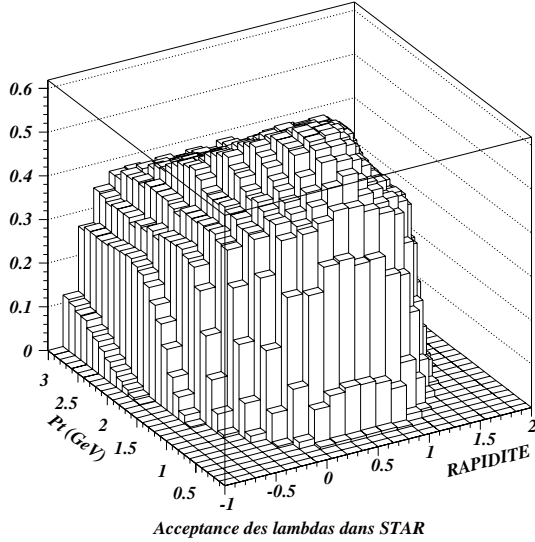


FIG. 4 - *Acceptances de STAR pour les Λ^0 en fonction de leur rapidité et P_t*

La figure 4 représente la probabilité d'être dans l'acceptance pour 20×20 intervalles en rapidité et en impulsion transverse pour le canal $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$.

4.4 Convolution avec la probabilité d'émission

Pour obtenir l'acceptance finale de la chaîne de désintégration, on convolue les acceptances obtenues précédemment avec des distributions réalistes en rapidité et en impulsion transverse des particules émises. La distribution en rapidité peut être approximée à une distribution uniforme sur l'intervalle $[-1;1]$ et la distribution en P_t suit une loi en

$$\frac{dN}{dP_t} = P_t \times e^{-\sqrt{P_t^2 + m^2}/T}$$

où m est la masse de la particule et T la "température" de la distribution, les acceptances ont été estimées pour $T=300$ MeV [24].

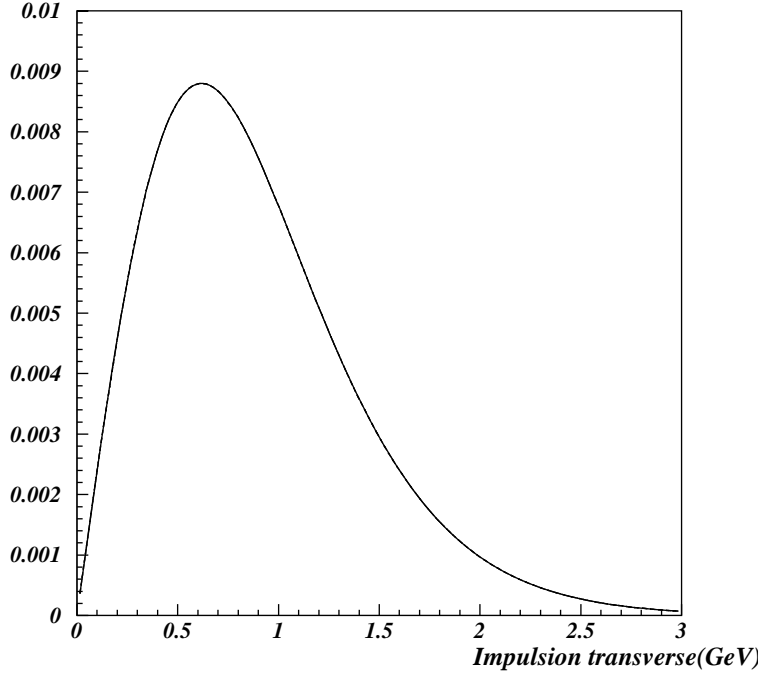


FIG. 5 - *Distribution en P_t du Λ^0*

La figure 5 montre l'allure d'une telle fonction pour le Λ^0 dont la masse est 1.115 GeV. La somme des valeurs de l'histogramme 4 convolué par cette fonction étant l'acceptance totale pour un Λ^0 se désintégrant en proton et pion.

4.5 Résultats sur les hypérons

Le tableau 2 donne les résultats des calculs d'acceptance de quatre particules étranges pour STAR et ALICE.

	ALICE	STAR
K_s^0	14%	19%
Λ^0	4,2%	14%
Ξ^-	0,55%	8.7%
Ω^-	0,47%	6.6%

TAB. 2 - *Acceptances de particules étranges dans STAR et ALICE*

Les résultats donnés par la simulation sont pondérés par les taux d'embranchement des canaux de désintégration considérés. Ainsi, le Λ^0 peut se

désintégrer principalement en proton et π^- avec un rapport d'embranchement de 0.639 mais aussi en neutron et π^0 , ce dernier donnant deux photons, avec un taux de 0.358. Cette deuxième possibilité n'a pas été prise en compte car le neutron et le π^0 sont neutres et ne laissent donc pas de traces permettant de reconstruire le Λ^0 . L'acceptance simulée pour la première voie a donc été multipliée par 0.639 pour obtenir l'acceptance finale.

On constate une chute d'acceptance entre le Λ^0 et les baryons de plus grande étrangeté. Ceci est dû au fait que ceux-ci se désintègrent en baryons d'étrangeté non-nulle, eux-mêmes instables, ce qui rend la chaîne de désexcitation plus complexe et plus susceptible de ne pas pouvoir être reconstruite. La chute est plus grande dans ALICE car il faut, pour que la particule initiale soit dans l'acceptance, que deux désintégrations successives se produisent dans une zone fiduciaire qui a été choisie plus courte.

Les moindres acceptances d'ALICE par rapport à STAR sont dues au fait que la zone fiduciaire d'ALICE est moins large ce qui entraîne un plus faible pourcentage de particules étranges dans l'acceptance mais facilite la reconstruction ultérieure de celles-ci.

4.6 Acceptances du dibaryon H^0

Le H^0 (uuddss) est dans cette étude un cas particulier car on ne connaît ni sa masse, ni sa stabilité par rapport aux différentes interactions et donc son temps de vie. Ses modes de désintégration sont également inconnus. Nous avons donc étudié l'acceptance de STAR pour différentes hypothèses sur la masse et le temps de vie du H^0 .

Un H^0 entièrement stable ne peut être détecté dans les TPC et SVT+SSD de STAR car il est neutre. L'étude a donc été faite dans le cas d'un H^0 métastable ou instable [6].

La figure 6 présente l'acceptance en fonction de son temps de vie d'un H^0 métastable se désintégrant par interaction faible selon le canal

$$H^0 \rightarrow \Lambda^0 + p + \pi^-$$

La masse considérée pour le H^0 varie entre la somme des masses des produits de désintégration, en dessous de laquelle le H^0 est stable, et la masse de deux Λ^0 , au dessus de laquelle il est instable par interaction forte. Les acceptances ainsi trouvées ne tiennent pas compte des éventuels taux d'embranchement, ceux-ci n'étant pas connus.

La figure 7 présente l'acceptance en fonction de sa masse d'un H^0 instable se désintégrant en deux Λ^0 . On considère alors que le temps de vie est assez court pour confondre le vertex du H^0 avec le vertex primaire et que les effets d'une variation du temps de vie sont négligeables à l'échelle du détecteur.

Acceptance (%)

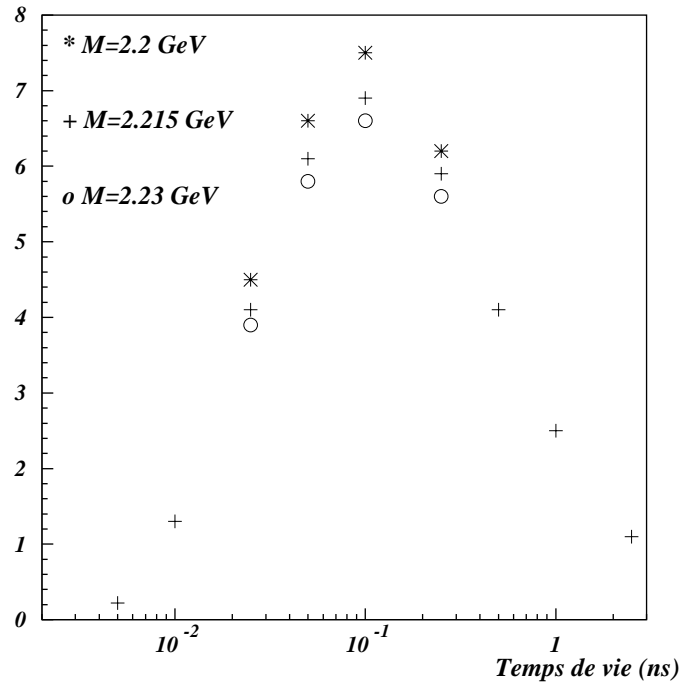


FIG. 6 - Acceptance du H^0 métastable en fonction de son temps de vie

Acceptance (%)

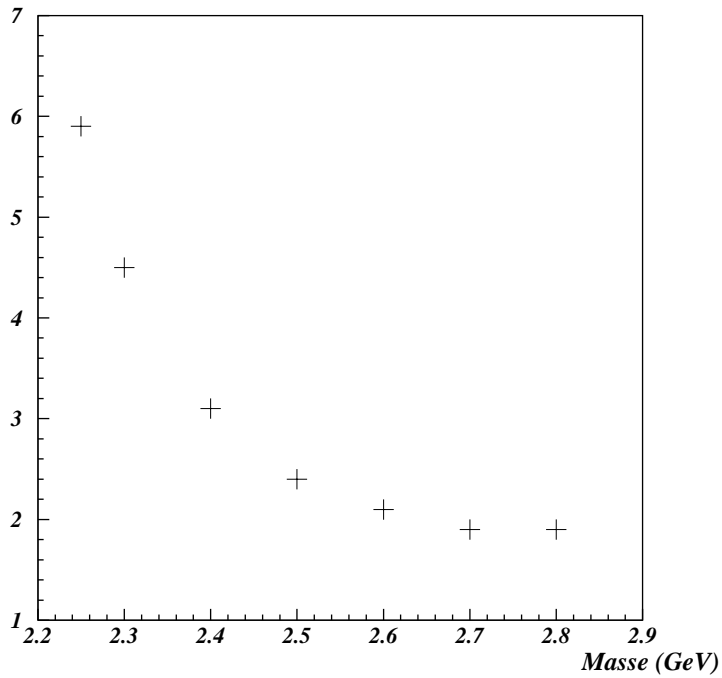


FIG. 7 - Acceptance du H^0 instable en fonction de sa masse

Cette étude montre que sous certaines hypothèses, le strangelet le plus élémentaire, le H^0 , devrait pouvoir être observé dans STAR.

5 Reconstruction de particules étranges dans STAR

5.1 Introduction

Afin d'estimer le nombre de particules étranges qui pourront être reconstruites dans l'expérience STAR, nous avons étudié l'efficacité de reconstruction de ces particules.

Une difficulté majeure est que ces particules et leurs produits de désintégration sont perdus parmi les milliers de particules produites lors de la collision. Ainsi, la multiplicité de particules chargées par unité de rapidité dans la région centrale est prévue à environ $dN_{ch}/dy = 2000$ dans l'expérience STAR contre $dN_{ch}/dy = 8000$ dans ALICE. La figure 8 montre les trajectoires simulées des particules émises lors d'une collision Au+Au dans STAR et illustre quelle peut être la difficulté de retrouver les produits de désintégration d'une réaction donnée pour reconstruire leur particule-mère.

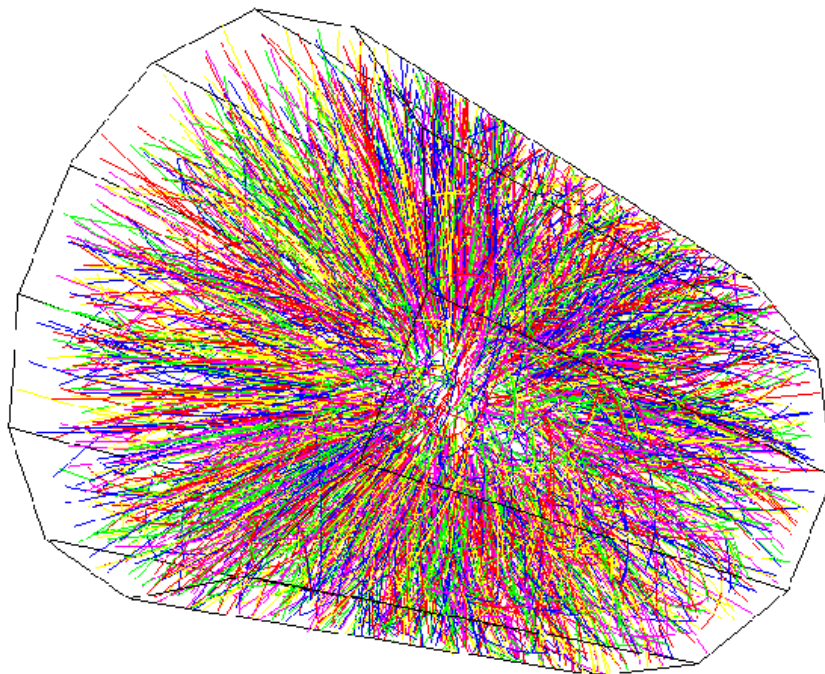


FIG. 8 - *Simulation d'un événement dans STAR*

Pour évaluer l'efficacité de cette reconstruction, nous avons utilisé des logiciels de simulation d'événements et de reconstruction dont le fonctionne-

ment se divise en plusieurs étapes:

- Simulation d'une collision d'ions lourds (HIJING)
- Simulation du passage des particules dans le détecteur (GEANT/G2T)
- Reconstruction des traces de particules (TPC "tracking"/SVT+SSD "matching")
- Reconstruction des vertex primaire et secondaires (EVO)

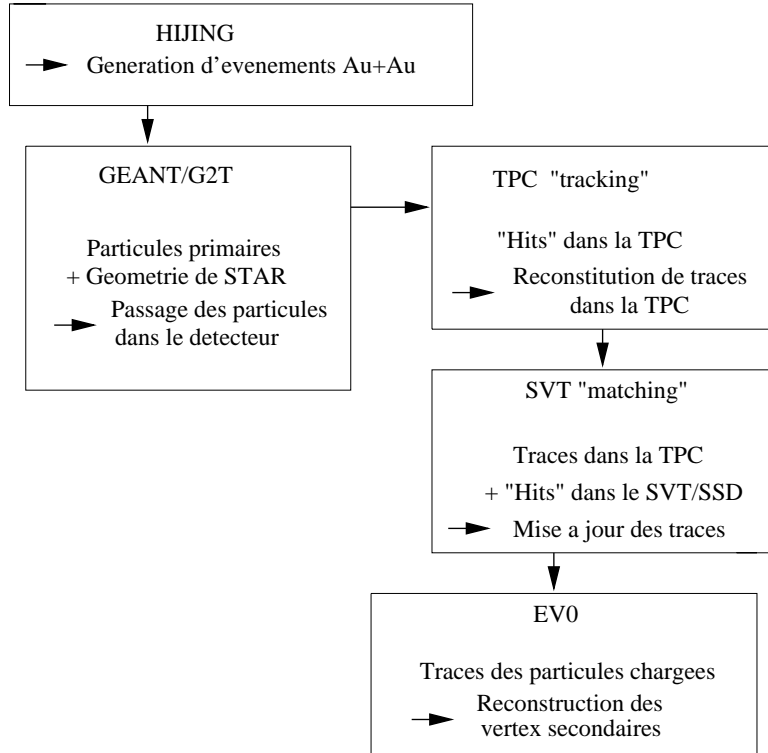


FIG. 9 - *Chaîne de simulation et d'analyse*

Les acronymes entre parenthèses désignent les logiciels que nous avons utilisé pour effectuer chaque étape. Ceux-ci sont schématisés dans la figure 9 et fonctionnent dans le cadre du logiciel STAF (STAR Analysis Framework), les algorithmes utilisés ayant été développés par la collaboration STAR. C'est après avoir décrit brièvement les différentes étapes que je présenterai les résultats obtenus.

5.2 Simulation d'un événement

Pour simuler de façon réaliste un événement de STAR, nous avons utilisé le générateur d'événement HIJING [26] qui décrit des collisions d'ions lourds.

Ce logiciel tient compte des phénomènes déjà observés lors de telles collisions mais ne prend pas en compte la formation éventuelle d'un PQG. Nous avons utilisé HIJING pour obtenir les distributions de particules primaires lors de collisions Au+Au à $\sqrt{S} = 200$ GeV/nucléon avec un paramètre d'impact inférieur à 1 fm.

5.3 Simulation du passage des particules dans le détecteur

L'étape suivante consiste à simuler le passage des particules dans le détecteur. Pour cela, la géométrie du détecteur STAR est entièrement décrite dans le logiciel GEANT 3.21 qui simule les désexcitations et interactions des particules dans les différents matériaux constituant STAR. On obtient alors les positions et les pertes d'énergie dans le détecteur et l'algorithme G2T permet d'obtenir à partir de ces pertes d'énergie des "hits" dans le détecteur que l'on traitera comme des données réelles tout en pouvant comparer les particules reconstruites avec celles d'origine.

5.4 Reconstruction des traces des particules

La prochaine étape est d'organiser les données à la sortie du détecteur qui se présentent sous forme de séries de points afin d'obtenir des traces continues. Dans un premier temps, on reconstruit les traces à partir des seuls points de la TPC. Les particules chargées se déplaçant dans le champ magnétique du détecteur ayant une trajectoire en forme d'hélice, on essaie de retrouver les paramètres de cette hélice en associant les points trouvés dans la TPC.

Habituellement, la technique employée est de reconstituer deux jeux de traces, un dans la TPC et un autre dans le détecteur de vertex central, et d'essayer d'associer les traces entre elles. Mais dans le cadre de STAR, on utilise un algorithme développé à SUBATECH optimisé pour le SSD [27] complétant le SVT. Cet algorithme consiste à prolonger les traces de la TPC dans le SVT jusqu'à rencontrer une couche de détecteurs et d'intégrer aux traces de la TPC les points compatibles avec la trace. Les traces ainsi complétées voient leurs paramètres réajustés et on continue le processus jusqu'à la couche la plus centrale.

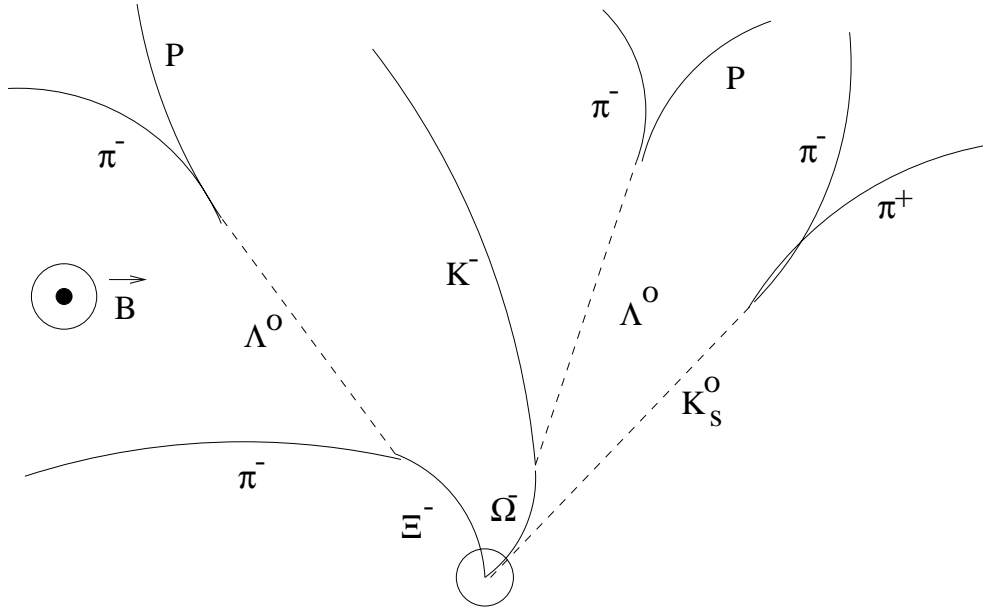


FIG. 10 - Chaînes de désexcitation des particules étranges étudiées

5.5 Reconstruction des vertex secondaires

Une fois qu'on a des traces de particules chargées, on les utilise pour essayer de reconstruire les particules étranges dont les modes de désintégration sont rappelés sur la figure 10. On voit d'après cette figure que, soit la particule étrange émise par le vertex primaire est neutre (Λ^0 et K_s^0), soit elle se désintègre en émettant un Λ^0 neutre (Ω^- et Ξ^-) qu'il faudra d'abord reconstruire avant de reconstruire sa particule-mère. Il est donc nécessaire de commencer par reconstruire les particules neutres en retrouvant les traces des particules-filles, sachant que les charges de ces dernières sont toujours de signes opposés.

Les vertex de désintégration sont reconstruits en cherchant les points d'intersection de deux traces. Pour ce faire, on recense toutes les appariements entre une trace positive et une trace négative qui respectent certains critères, le vertex secondaire étant situé à mi-chemin des deux traces, là où la distance qui les sépare est minimale. Nous allons maintenant détailler les paramètres entrant en jeu dans la recherche de vertex.

La distance de plus courte approche entre les deux traces, DCAPN sur la figure 11, doit être assez faible pour que les particules puissent provenir d'un même vertex. DCAN et DCAP sont les paramètres d'impact des particules négatives et positives respectivement, c'est à dire la distance minimale entre leurs traces et le vertex primaire. On demande à ce que ces paramètres d'impact soient suffisamment élevés pour être sûr que les particules chargées ne sont pas des particules primaires.

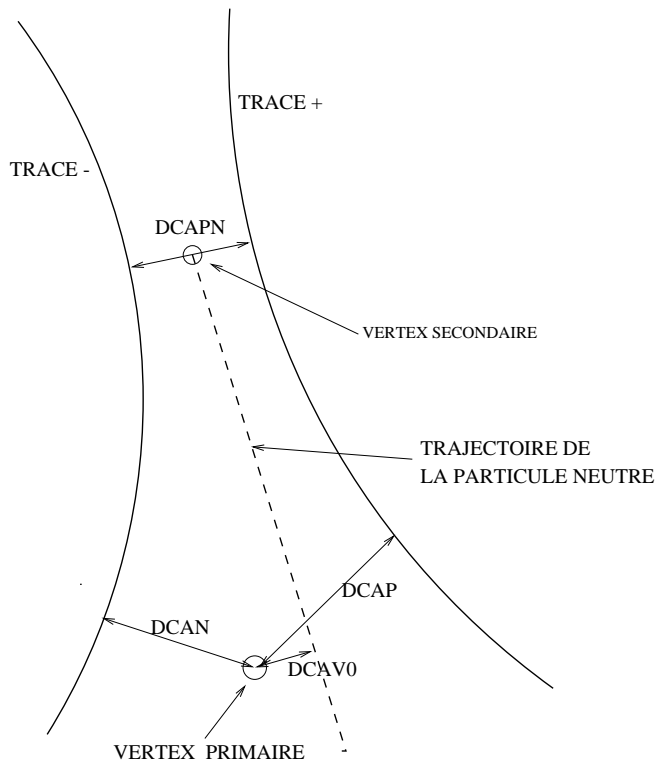


FIG. 11 - Schéma des différentes coupures sur la reconstruction des particules étranges neutres

Dans un premier temps, on s'intéresse au cas des Λ^0 , $\overline{\Lambda^0}$ et K_s^0 primaires. On estime alors la trajectoire de la particule neutre à partir de la position du vertex reconstruit et des impulsions des produits de désintégration puis on impose un maximum à son paramètre d'impact DCAV0.

On dispose alors d'un jeu de paires de traces pouvant jusqu'ici être candidates pour n'importe quelle particule étrange neutre.

On calcule ensuite la masse invariante du système formé par les deux particules chargées. Comme cette méthode ne différencie pas un candidat K_s^0 d'un Λ^0 ou $\overline{\Lambda^0}$, une masse invariante est calculée pour chaque possibilité en employant la masse des particules chargées correspondant au cas considéré: dans le cas $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$, on associe la masse d'un proton à la particule positive et la masse d'un π^- à la particule négative.

Pour ensuite différencier parmi ces candidats le signal (correspondant aux associations correctes) du bruit (correspondant aux fausses associations), on utilise les informations données par GEANT sur la véritable identité des particules impliquées.

Une coupure encore indisponible est celle sur la nature des produits de désintégration. Par exemple, si la trace positive s'avérait être un e^+ et la trace négative, un μ^- , le candidat serait écarté car ce couple ne correspond à aucun canal de désintégration des baryons considérés. Au moment de mon stage, les algorithmes d'identification ne sont pas encore disponibles, c'est pourquoi nous n'avons pas appliqué cette coupure.

Au cours de la reconstruction elle-même, des coupures géométriques très larges sont appliquées et aucune coupure sur la masse invariante. C'est ensuite sur ces candidats que nous avons appliqué des coupures plus étroites pour sélectionner les bonnes associations et diminuer le rapport signal/bruit S/N.

5.6 Efficacité de reconstruction des K_s^0 , Λ^0 et $\overline{\Lambda^0}$

60 événements Au+Au à 200 GeV/nucléon ont été simulés, la production moyenne en particules étranges par événement HIJING étant donnée par le tableau 3.

	K_s^0	Λ^0	$\overline{\Lambda^0}$	Ξ^-
Particules produites par événement	230	63	37	5
Particules produites dans l'acceptance	30	4	4	0.3

TAB. 3 - *Nombre moyen de particules produites par événement dans la totalité du détecteur et dans l'acceptance lors d'un événement HIJING*

Nous avons recherché pour chaque particule le jeu de coupures donnant

le plus haut rapport S/N et choisi ceux présentés dans le tableau 4.

	K_s^0	Λ^0 et $\bar{\Lambda}^0$
dcan (cm)	≥ 0.57	≥ 0.57
dcap (cm)	≥ 0.57	≥ 0.57
dcapn (cm)	≤ 0.2	≤ 0.2
dcav0 (cm)	≤ 0.15	≤ 0.15
Tolérance sur la masse invariante (MeV)	± 15	± 10

TAB. 4 - Coupures sur la reconstruction de particules

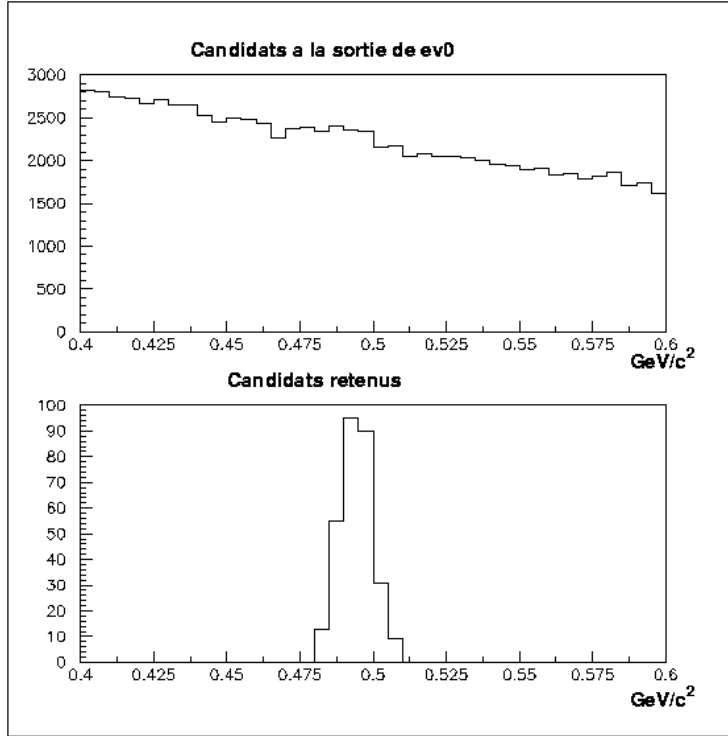


FIG. 12 - Distribution en masse invariante des candidats K_s^0 avant et après l'application des coupures

Dans la figure 12, le premier graphique montre la distribution en masse invariante de l'ensemble des candidats K_s^0 pour 60 événements avec les coupures larges du programme de reconstruction. Le second donne celle des candidats K_s^0 avec les coupures que nous avons ajoutées. La figure 13 montre les mêmes distributions pour les Λ^0 .

On obtient 5 candidats K_s^0 par événement dont 0.7 s'avèrent être de faux K_s^0 ayant passé les coupures, ce qui fait une moyenne de 4.3 vrais K_s^0 et de 0.7 faux K_s^0 . On a donc une efficacité de 1.9% par rapport au nombre total de K_s^0 et un rapport signal/bruit (S/N) de 6.1. Ces résultats et ceux pour les Λ^0 et $\bar{\Lambda}^0$ sont résumés dans le tableau 5.

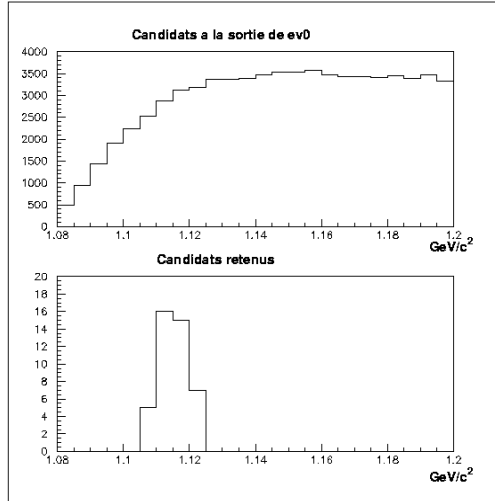


FIG. 13 - *Distribution en masse invariante des candidats Λ^0 avant et après l'application des coupures*

	Nb de particules reconstruites/evt	S/N	Efficacité
K_s^0	4.3	6.1	1.9%
Λ^0	0.32	0.76	0.51%
$\overline{\Lambda}^0$	0.18	0.34	0.49%

TAB. 5 - *Efficacité de reconstruction des K_s^0 , Λ^0 et $\overline{\Lambda}^0$ et S/N*

5.7 Efficacité de reconstruction des Ξ^-

Nous allons maintenant étudier la reconstruction des Ξ^- dans le cas

$$\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 + \pi^-$$

Celle-ci demande la reconstruction préalable des Λ^0 issus de cette réaction puis leur association aux π^- correspondants. Pour cela, nous utilisons tous les candidats Λ^0 obtenus avec EV0 et nous essayons de leur associer la trace d'une particule de charge négative. La figure 14 montre les coupures géométriques employées lors de la reconstruction de Ξ^- .

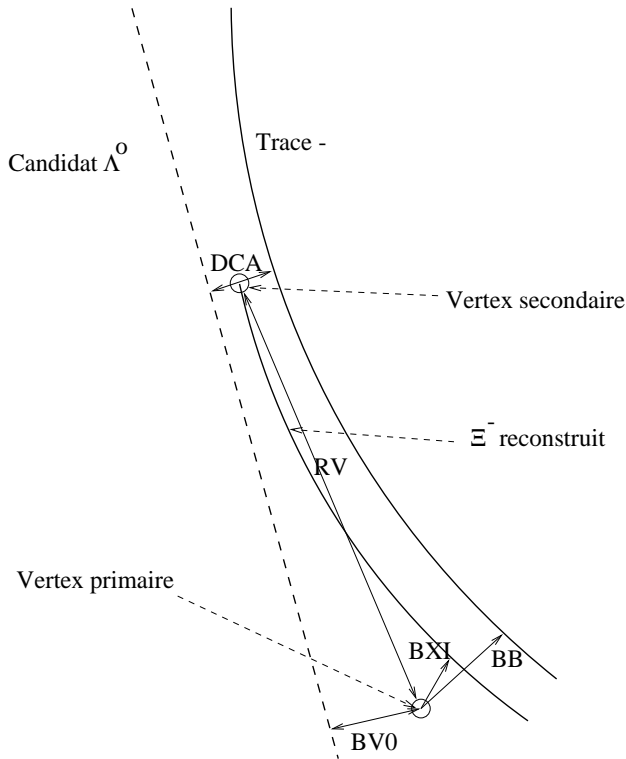


FIG. 14 - Schéma des coupures sur la reconstruction des Ξ^-

Une première condition est l'imposition d'un maximum sur le paramètre d'impact BV0 du Λ^0 . En effet le Λ^0 n'est pas dévié par le champ magnétique et d'autre part, le Ξ^- se désintègre non loin du vertex primaire ce qui entraîne une faible valeur de BV0.

Ensuite, les trajectoires du candidat Λ^0 et de la particule négative doivent être séparées par une distance de plus courte approche DCA suffisamment faible pour pouvoir provenir d'un même vertex.

Afin d'écarter les particules négatives venant du vertex primaire, nous posons des minima sur le paramètre d'impact BB de la particule négative ainsi

que sur la distance RV entre le vertex primaire et le vertex de désintégration du Ξ^- .

Finalement, nous nous intéressons aux Ξ^- venant du point de collision d'où un maximum sur le paramètre d'impact BXI du Ξ^- reconstruit.

En ce qui concerne la détermination de l'efficacité de reconstruction, il ne nous est pas possible d'employer la même méthode qu'avec les particules précédentes pour l'analyse des Ξ^- car le faible taux de production de ceux-ci impliquerait l'analyse de 750 événements HIJING pour avoir la même statistique que pour les Λ^0 qui est déjà relativement faible. Pour avoir quand même un ordre de grandeur, nous avons alors fait l'analyse à partir d'un fichier composé entièrement de Ξ^- . La distribution de ces Ξ^- en y, cf. 4.2, est une gaussienne ajustée à la distribution en y des particules d'un événement HIJING. La distribution en P_t est celle employée lors de la partie sur les acceptances, cf. 4.4. Ce fichier passe ensuite dans le reste de la chaîne.

Pour voir si le taux de reconstruction des Ξ^- d'un tel fichier peut être représentatif du taux de reconstruction lors d'un événement réel, nous avons testé cette méthode avec les K_s^0 et Λ^0 .

Sur un fichier de 1000 Λ^0 , on reconstruit 11 vrais Λ^0 . En considérant que ce fichier comporte 16 fois plus de Λ^0 qu'un événement HIJING, cela équivaut à reconstruire 0.7 Λ^0 par événement. Le même raisonnement est fait sur un fichier composé exclusivement de 5000 Λ^0 . Les résultats sont exposés dans le tableau 6. En faisant cette analyse avec les K_s^0 , on obtient le tableau 7. Le but en utilisant des grands nombres de particules est de créer un environnement en traces semblable à celui créé par la dizaine de milliers de particules d'un événement HIJING.

Composition du fichier	1000 Λ^0	5000 Λ^0
Nombre de Λ^0 reconstruits	11	42
Nombre équivalent/événement	0.7	0.5
Efficacité de reconstruction des Λ^0	1.1%	0.84%

TAB. 6 - Résultats sur les fichiers de Λ^0

Composition du fichier	1000 K_s^0	5000 K_s^0
Nombre de K_s^0 reconstruits	37	107
Nombre équivalent/événement	9	5
Efficacité de reconstruction des K_s^0	3.7%	2.1%

TAB. 7 - Résultats sur les fichiers de K_s^0

On constate une baisse du taux de reconstruction lors du passage de 1000 à 5000 particules. Cela illustre l'influence négative de la multiplicité en traces

sur notre aptitude à reconstruire une particule donnée et la nécessité d'avoir une multiplicité comparable à celle d'un événement HIJING pour obtenir un taux de reconstruction similaire. Les K_s^0 et Λ^0 se désintégrant en donnant chacun deux particules-filles, les fichiers contenant 5000 de ces particules donnent 10000 particules-filles, un nombre comparable au nombre de particules primaires données par HIJING. Cette estimation est très approximative car les particules primaires peuvent elles-même se désintégrer ou ne pas interagir avec le détecteur. Les tableaux 6 et 7 nous montrent à quel point on peut se fier à cette approximation. Dans ces deux tableaux, les résultats sur les fichiers de 5000 particules sont du même ordre de grandeur que les résultats du tableau 5 mais ne nous permettent pas d'espérer plus de précision qu'un ordre de grandeur. D'autre part, la principale voie de désexcitation du Ξ^- donne trois particules au lieu de deux ce qui empire l'influence de la multiplicité de traces et entraîne vraisemblablement une diminution du taux de reconstruction.

Il semble donc difficile d'estimer le nombre de Ξ^- produisant un environnement analogue à celui d'un événement HIJING afin d'aboutir au bon ordre de grandeur pour l'efficacité. Néanmoins, les fichiers de 5000 Λ^0 ou K^0 donnent des résultats analogues aux fichiers HIJING. On peut donc estimer qu'un fichier de 5000 Ξ^- donnera, du fait de la plus grande multiplicité de particules secondaires, des résultats moins bons que n'auraient donné des fichiers HIJING. Nous pouvons alors obtenir une limite inférieure sur l'efficacité de reconstruction des Ξ^- .

Nous avons donc effectué notre analyse sur plusieurs fichiers de 5000 Ξ^- , créant chacun environ 15000 particules secondaires, pour obtenir un environnement de traces a priori plus défavorable à la reconstruction et une limite inférieure sur l'efficacité de reconstruction des Ξ^- . Les valeurs des coupures utilisées sont exprimées dans le tableau 8.

La moyenne des résultats sur plusieurs fichiers de 5000 Ξ^- est exposée dans le tableau 9. Un fichier de 5000 Ξ^- contient l'équivalent de 1000 événements Au+Au en ce qui concerne le nombre de Ξ^- .

DCA (cm)	≤ 0.5
BV0 (cm)	≤ 0.1
BB (cm)	≥ 0.12
BXI (cm)	≤ 0.2
RV (cm)	≥ 1.5
Tolérance sur la masse invariante (MeV)	± 15

TAB. 8 - *Coupures utilisées pour la reconstruction des Ξ^-*

On voit sur le tableau 9 que, malgré un environnement de traces plus défavorable, on parvient à reconstruire des Ξ^- avec une efficacité de 0.04% qui

Nb de Ξ^- reconstruits/fichier	2
Nombre équivalent/evt	0.002
Efficacité de reconstruction des Ξ^-	0.04%

TAB. 9 - *Résultats sur les fichiers de Ξ^-*

pourra être améliorée avec une optimisation de l'algorithme de reconstruction et des valeurs de coupures.

6 Conclusion

Cette étude montre que les méthodes de reconstruction actuelles permettent d'extraire les K_s^0 avec un bon rapport S/N.

Les résultats sur les Λ^0 et $\overline{\Lambda^0}$ donnent un rapport S/N bas mais celui-ci devrait être amélioré par une meilleure optimisation des coupures et l'ajout d'algorithmes d'identification des particules chargées. L'information sur la nature des particules-filles des candidats permettra de diminuer le bruit en écartant les associations incompatibles avec les modes de désintégration des particules recherchées.

L'efficacité de reconstruction et le rapport signal/bruit associé trouvés lors de cette étude ne sont donc pas définitifs mais pourront être améliorés lors la mise en place d'un algorithme d'identification des particules chargées, notamment par la mesure de leur temps de vol grâce au dispositif TOF (Time Of Flight).

De même, l'algorithme de reconstruction des Ξ^- permettra aussi de reconstruire les Ω^- ultérieurement.

Une étude complète et définitive, incluant l'analyse sur les Ξ^- et Ω^- de HIJING, sort du cadre d'un stage mais les résultats exposés ici montrent déjà la possibilité de reconstruire des baryons étranges malgré une multiplicité de particules élevée. Cette possibilité pourra être renforcée par des développements ultérieurs. L'étude de la production de particules étranges pourra donc, parallèlement à d'autres études comme, par exemple, celles de la production du charme et du J/Ψ et de la radiation en photons de la phase plasma, permettre l'étude du PQG et mener à une meilleure connaissance des phénomènes mis en jeu lors des collisions d'ions lourds ultra-relativistes.

7 Bibliographie

Références

- [1] J. Cleymans et al., Phys. Rep. 130 (1986) p.217
- [2] J. Rafelski, Phys. Rep. 88 (1982) p.331
- [3] P. Koch, B. Müller et J. Rafelski, Phys. Rep. 142 (1986) p.167
- [4] B. Müller, Lecture Notes in Physics: "The Physics of the Quark-Gluon Plasma", Springer-Verlag Berlin Heidelberg New York Tokyo, 1985, p.128
- [5] E. Witten et al., Phys. Rev. D30 (1984) p.272
- [6] E. Fahri and R.L. Jaffe, Phys. Rev. D30 (1984) p.2379
- [7] C. Greiner and H. Stöcker, Phys. Rev. D44 (1991) p.3517
- [8] Pour une revue des expériences, voir S. Kumar, Nucl. Phys. A590 (1995) p.29c
- [9] H. Caines et al., proceeding of Quark Matter 99, Turin, Italy (1999) to be published
- [10] A. Sandoval and NA35, Nucl. Phys. A461 (1987) p.465c
- [11] C. Baglin et al. (NA38 Collaboration), Phys. Lett. B220 (1999) p.471
- [12] G. Agakichiev et al. (CERES-Collaboration), Phys. Rev. Lett. 75 (1995) p.1272
- [13] S. Wenig et al. Nucl. Instr. and Meth., A490 (1998) p.100
- [14] M.C. Abreu et al, CERN/SPSLC 91-55, SPSLC/P 265-Rev (1991)
- [15] J.B. Kinson and WA94, Nucl. Phys. A590 (1995) p.317c
- [16] G. Alexeev et al., Nucl. Phys., A590 (1995) p.317c
- [17] Proposal for a large acceptance hadron and photon spectrometer, CERN/SPSLC 91-17
- [18] F. Rotondo et al., proceeding of Quark Matter 96, Heidelberg, Germany (1996) p.297c
- [19] J. Barrette et al., Phys. Rev. Lett. 73 (1994) p.2352
- [20] S. Ahmad et al.,(E891 collaboration) Phys. Lett. B, date de publication inconnue

- [21] G. Rai et al., IEEE Trans. Nucl. Sci. 37 (1990) p.56
- [22] Technical Proposal for Alice, CERN/LHCC 95-71, 15 December 1995
- [23] J.W. Harris and the STAR Collaboration, "Conceptual Design Report for the Solenoidal Tracker At RHIC", LBL Pub-5347, June 1992
- [24] C. Kuhn, Plasma de quarks et de gluons et matière étrange du SPS au LHC, Cours présenté à l'Ecole Joliot-Curie de Physique Nucléaire (1998) et IRES 98-24 (1998) p.14
- [25] STAR Internal Note 400 (1999)
- [26] X. Wang et M. Gyulassy, Phys. Rev. D44 (1991) p.3501
- [27] – C. Roy, L. Martin et al, présentation à STARweek, Brookhaven (1999)
– C. Roy et al., poster proposé à Quark Matter 99, Turin, Italy (1999)