

DEA DE PHYSIQUE SUBATOMIQUE
MODELISATION ET INSTRUMENTATION
2002/2003

SPELTZ Jeff

*MESURE DE LA PRODUCTION D'HYPERONS MULTI-ETRANGES
DANS L'EXPERIENCE STAR AU RHIC*

RAPPORT DE STAGE
sous la direction de
Jérôme Baudot et Christian Kuhn

Juin 2003

INSTITUT DE RECHERCHES SUBATOMIQUES STRASBOURG

**UNIVERSITE LOUIS PASTEUR, STRASBOURG I
IN2P3-CNRS**

Table des matières

Liste des figures	ii
Liste des tables	iv
Remerciements	v
1 Introduction	1
2 Le plasma de quarks et de gluons	1
2.1 Evolution du QGP, scénario de Bjorken	2
2.2 Les signatures expérimentales du QGP	2
2.2.1 La suppression du J/Ψ	2
2.2.2 Le jet quenching	3
2.2.3 La production d'étrangeté	3
2.3 Les hypérons multi-étranges comme sonde du QGP	3
2.4 Le flot elliptique	4
3 Reconstruction des Ξ et des Ω	5
3.1 Les V0 vertex (le V0Finder)	6
3.2 Les Xi vertex (le XiFinder)	7
3.3 Stockage des données	7
3.4 L'«Embedding»	7
4 Efficacité de la combinaison V0Finder, XiFinder	8
4.1 Augmentation de l'efficacité	10
4.1.1 Nouvelles coupures classiques	10
4.1.2 ADL - Analyse Discriminante Linéaire	12
5 Mesure du flot elliptique	18
5.1 Simulation	18
5.2 Méthode des cumulants	20
5.2.1 Le flot intégré	20
5.2.2 Le flot différentiel	21
5.2.3 La démarche	21
6 Conclusion et perspectives	23
7 ANNEXE	25
Annexe 1 : distributions pour les coupures classiques	25
Annexe 2 : Rapport entre v_2 calculé et v_2 simulé	28
Bibliographie	29

Table des figures

1	Diagramme de phase de la transition matière nucléaire - QGP	2
2	Evolution dans le temps d'un plasma de quarks et de gluons selon le scénario de Bjorken	2
3	$\langle p_T \rangle$ pour les collisions centrales en fonction de la masse invariante et ajustement par modèle thermique (trait) [5].	4
4	Limitations pour les paramètres des modèles thermique pour différentes particules [5]. .	4
5	Zone de recouvrement en forme d'amande pour des collisions non-centrales	5
6	Evolution temporelle de la densité d'énergie transverse et du champ de vitesses (flèches) [8]	5
7	Schéma de désintégration des cascades	6
8	Efficacité globale de reconstruction d'un Ξ	8
9	Efficacité globale de reconstruction d'un Ω	8
10	Efficacité de reconstruire les trois traces provenant de la désintégration du même Ξ . . .	9
11	Efficacité de reconstruire les trois traces provenant de la désintégration du même Ω . . .	9
12	Efficacité actuelle de la combinaison V0Finder, XiFinder (Ξ)	9
13	Efficacité actuelle de la combinaison V0Finder, XiFinder (Ω)	9
14	Distribution en p_T des Ξ simulés et reconstruits associés	10
15	Efficacité de la combinaison V0Finder, XiFinder sans les coupures géométriques (Ξ) . .	11
16	Efficacité de la combinaison V0Finder, XiFinder sans les coupures géométriques (Ω) . .	11
17	Définition de $\cos(\theta_{X_i, A}^*)$ et $\cos(\theta_{X_i, B}^*)$	11
18	Définition des variables utilisées pour le calcul des angles de pointage	11
19	Efficacité de la combinaison V0Finder, XiFinder avec les nouvelles coupures pour les Ξ	12
20	Distribution du signal (vert) et du bruit (rouge)	14
21	Coupures larges	14
22	Coupures serrées	14
23	Axe ADL et hyperplan discriminant Δ	14
24	Efficacité de la combinaison V0Finder, XiFinder avec les coupures ADL à 10 dimensions	15
25	Distribution du signal et du bruit sur la première direction ADL (à 21 dimensions) pour les Ξ	15
26	Distribution du signal et du bruit sur la deuxième direction ADL (à 21 dimensions) pour les Ξ	15
27	Distribution du signal et du bruit sur la première direction ADL (à 21 dimensions) pour les Ω	16
28	Distribution du signal et du bruit sur la deuxième direction ADL (à 21 dimensions) pour les Ω	16
29	Efficacité de la combinaison V0Finder, XiFinder avec les 2 coupures ADL (21 dim.) pour les Ξ	16
30	Efficacité de la combinaison V0Finder, XiFinder avec les 2 coupures ADL (21 dim.) pour les Ω	16
31	Variation du bruit avec l'efficacité ϵ pour les Ξ	17
32	Variation du bruit avec l'efficacité ϵ pour les Ω	17
33	Comparaison des composantes de \vec{u} pour différents échantillons de bruit (Ξ pour les deux premiers bins; Ω pour les derniers bins)	17
34	Comparaison entre les composantes des \vec{u} pour les Ξ et les Ω suivant les deux axes ADL	17
35	Courbe en masse invariante pour les Ξ avec des coupures serrées classiques (noir) et roté (bleu) [13]	18
36	Courbe en masse invariante pour les Ξ avec deux coupures ADL (noir) et roté (bleu) [13]	18
37	Distribution de l'angle azimutal des Ξ pour le flot I	19
38	Distribution de l'angle azimutal des Ξ pour le flot II	19
39	$v_2(p_T)$ avec 39310 Ξ pour le flot I	19
40	$v_2(p_T)$ avec 395081 Ξ pour le flot I	19
41	$v_2(p_T)$ avec 792065 Ξ pour le flot I	19
42	$v_2(p_T)$ avec 39484 Ξ pour le flot II	20
43	$v_2(p_T)$ avec 395974 Ξ pour le flot II	20
44	$v_2(p_T)$ avec 791710 Ξ pour le flot II	20
45	$v_2\{2\}$ pour 7932397 Ξ (la courbe rouge est le flot simulé) pour le flot I	22
46	$v_2\{4\}$ pour 7932397 Ξ (la courbe rouge est le flot simulé) pour le flot I	22

47	$v_2\{2\}$ pour 7932397 Ξ (la courbe rouge est le flot simulé) pour le flot II	22
48	$v_2\{4\}$ pour 7932397 Ξ (la courbe rouge est le flot simulé) pour le flot II	22
49	dlen-Xi bin 1	25
50	dlen-f-V0 bin 1	25
51	$\alpha(u)_{Xi}$ bin 1	25
52	$\alpha(u)_{Bar}$ bin 1	25
53	$\cos(\theta_{V0,Mes}^*)$ bin 1	25
54	$\cos(\theta_{Xi,V0}^*)$ bin 1	25
55	$\cos(\theta_{Xi,Bach}^*)$ bin 1	25
56	$\alpha(w)_{Bar}$ bin 1	25
57	$\alpha(v)_{V0}$ bin 1	25
58	$\alpha(v)_{Mes}$ bin 1	25
59	dca-bar-pvtx bin 1	25
60	dlen-Xi bin 2	26
61	dlen-f-V0 bin 2	26
62	$\alpha(u)_{Xi}$ bin 2	26
63	$\alpha(u)_{V0}$ bin 2	26
64	$\alpha(u)_{Mes}$ bin 2	26
65	$\cos(\theta_{V0,Bar}^*)$ bin 2	26
66	$\cos(\theta_{Xi,V0}^*)$ bin 2	26
67	$\cos(\theta_{Xi,Bach}^*)$ bin 2	26
68	$\alpha(v)_{Bar}$ bin 2	26
69	$\alpha(w)_{V0}$ bin 2	26
70	$\alpha(v)_{Mes}$ bin 2	26
71	dca-bar-pvtx bin 2	26
72	dca-mes-pvtx bin 2	26
73	dlen-Xi bin 3	27
74	dlen-f-V0 bin 3	27
75	$\alpha(u)_{Xi}$ bin 3	27
76	$\alpha(u)_{V0}$ bin 3	27
77	$\alpha(u)_{Bach}$ bin 3	27
78	$\cos(\theta_{V0,Bar}^*)$	27
79	Rapport entre le $v_2\{2\}$ calculé et le v_2 simulé pour le flot I	28
80	Rapport entre le $v_2\{4\}$ calculé et le v_2 simulé pour le flot I	28
81	Rapport entre le $v_2\{2\}$ calculé et le v_2 simulé pour le flot II	28
82	Rapport entre le $v_2\{4\}$ calculé et le v_2 simulé pour le flot II	28

Liste des tableaux

1	Tableau récapitulatif des coupures en vigueur dans le V0 Finder et le Xi Finder (tous les candidats qui satisfont les inégalités vont être sélectionnés)	7
2	Tableau récapitulatif des coupures classiques essayées dans le V0 Finder et le Xi Finder (tous les candidats vérifiant ces inégalités ont été rejetés)	12
3	Variation du nombre de Xi reconstruits avec les nouvelles coupures	13
4	Variables utilisées pour l'étude ADL	13
5	Coupures larges initiales à l'analyse ADL (tous les candidats vérifiant ces inégalités ont été sélectionnés)	14
6	Paramétrisation utilisée pour la simulation du flot elliptique des Ξ	19
7	Evolution de l'erreur relative du flot intégré avec la population en Ξ et le flot (plan de réaction constant)	20
8	Evolution de l'erreur relative du flot intégré avec la population en Ξ et le flot (préliminaire)	23

Remerciements

Je tiens à remercier Jérôme Baudot qui m'a soutenu lors de ce stage, qui m'a donné la possibilité de voir en quoi consiste le travail de recherche et qui m'a toujours donné des informations et explications fructueuses. Je veux aussi adresser un grand merci à Julien Faivre qui m'a toujours aidé à surmonter des difficultés rencontrées et je suis reconnaissant au groupe STAR-ALICE de l'IReS qui m'a accueilli pour passer au mieux ce stage de DEA.

1 Introduction

L'observation de la production d'étrangeté, c'est-à-dire de la production de quarks étranges, dans des collisions d'ions lourds ultra-relativistes joue un rôle central dans la détection et l'étude du plasma de quarks et de gluons (QGP). Dans de telles collisions la matière nucléaire se trouve dans un domaine de température et de densité devant permettre la transition de phase d'un système hadronique ordinaire à un plasma de partons déconfinés : le plasma de quarks et gluons (voir section 2). Un tel état est supposé avoir existé 10^{-5} secondes après le Big Bang et son étude devrait permettre de répondre à des questions fondamentales concernant l'interaction forte, telles que la brisure de la symétrie chirale et l'origine du confinement. Les modèles théoriques prédisent une augmentation de la production de quarks étranges lors d'une collision si on passe par un QGP par rapport au nombre de quarks étranges produits dans le cas d'un gaz hadronique. Ceci représente donc une signature possible du QGP et c'est celle qui nous intéresse particulièrement. Les baryons multi-étranges peuvent aussi être par leurs caractéristiques dynamiques une sonde des propriétés de la phase partonique (voir section 2.3) .

Pour étudier aussi précisément que possible la production d'hypérons ¹ multi-étranges (notamment Ξ^- (dss) et Ω^- (sss) et leur antiparticules) et la mesure des observables (p. ex. le flot elliptique; voir section 2.4) qui peuvent informer sur l'état partonique, il est indispensable d'avoir un maximum de statistique afin de minimiser les erreurs statistiques sur les valeurs calculées. Comme, en moyenne pour les collisions centrales, on n'a que 1.16 ± 0.28 Ω par événement (4.12 ± 0.18 pour les Ξ) [1], il est clair que la statistique totale obtenue est faible comparée aux pions. Lors de mon stage, j'ai utilisé les données des collisions d'ions lourds ultra-relativistes (Au-Au) à $\sqrt{S_{NN}} = 200$ GeV dans le centre de masse de l'expérience STAR (Solenoid Tracker At RHIC), une des quatre expériences installées au RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider), situé à Brookhaven.

La première partie du rapport va contenir un court aperçu sur la physique du plasma de quarks et de gluons ainsi qu'une introduction sur le flot elliptique. Elle va être suivie d'une partie technique sur la démarche poursuivie pour reconstruire les cascades (Ξ et Ω confondues). La partie majeure de mon stage, décrite dans la section 4, a consisté d'évaluer l'efficacité de reconstruction des cascades et son amélioration. Finalement, une évaluation préliminaire du degré auquel nous sommes capable de mesurer le flot elliptique pour les cascades et une détermination grossière de la statistique nécessaire pour le faire, terminent le travail de ce stage.

2 Le plasma de quarks et de gluons

D'après la chromodynamique quantique (QCD) les interactions fortes dans les hadrons sont décrites par l'interaction de quarks colorés. Cette interaction se fait à travers l'échange de gluons et est caractérisée par la liberté asymptotique et le confinement des quarks à l'intérieur des hadrons. Dans la matière nucléaire ordinaire, les quarks sont donc confinés dans les hadrons sous la forme d'états liés (mésons et baryons). Ce confinement résulte d'une constante de couplage de l'interaction forte élevée, qui fait que la force forte est très attractive à longue distance ; une augmentation de l'interaction en est le résultat si deux quarks s'éloignent l'un de l'autre. Quand la température (l'énergie) augmente, alors la constante de couplage de l'interaction forte α_s , et donc le potentiel entre les quarks, varie. A haute densité on aboutit ainsi à un écrantage comparable à celui de Debye dans les plasmas électromagnétiques. Cet écrantage de la force forte fait que le potentiel ressenti par les quarks n'augmente plus indéfiniment avec la distance, comme c'est le cas pour la matière hadronique, mais atteint une valeur asymptotique. Ainsi, on a créé un état dans lequel les quarks ne sont plus confinés, mais forment un plasma, que l'on appelle le plasma de quarks et de gluons. La chromodynamique quantique est une théorie qui est actuellement très satisfaisante à haute énergie, où les distances restent faible et un calcul perturbatif est applicable. Pour expliquer, par exemple le déconfinement, un phénomène à longue distance, où on ne se trouve plus dans un domaine perturbatif, seul des modèles et les calculs numériques permettent de faire quelques prédictions. La transition de phase entre le plasma de quarks et de gluons et le gaz hadronique est prédite par LQCD (lattice QCD, ou QCD sur réseau) se produire à une température critique T_c de l'ordre de 150 MeV pour des densités baryoniques faibles, et à une densité critique ρ_c qui est 5 à 10 fois supérieure à la densité baryonique ordinaire ρ_0 (≈ 0.17 nucl/fm³) pour des températures faibles (voir Fig. 1).

¹ Les hypérons sont des baryons comportant au moins un quark étrange (s ou \bar{s}) : Λ , Ξ ou Ω

2.2.2 Le jet quenching

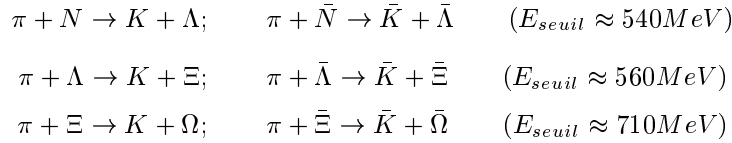
Les partons produits lors de la phase initiale de la collision sont très rapides et peuvent sortir du système pour former des jets. Si maintenant ces partons doivent traverser un QGP, ils peuvent perdre une plus grande partie de leur énergie par des collisions élastiques avec les constituants du plasma. De ceci résulte donc une suppression des jets de l'intérieur de la boule de feu dans des collisions d'ions lourds relativistes.

2.2.3 La production d'étrangeté

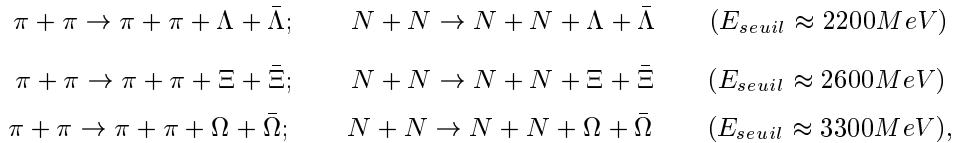
L'étude de la production de quarks étranges, donc celle des baryons et anti-baryons étranges fut une des premières signatures envisagées du QGP. En effet (voir suite), dans le cas d'un QGP, les voies de production de l'étrangeté sont plus rapides et devraient donc conduire à l'accroissement prédit. Dans le cas d'un scénario purement hadronique, la production d'hypérons multi-étranges est très largement défavorisée, en raison de leurs masses.

Dans une phase de plasma équilibrée, les deux principales réactions de production de quarks étranges sont l'annihilation $q\bar{q} : q\bar{q} \rightarrow s\bar{s}$ (10%) et la fusion de gluons : $gg \rightarrow s\bar{s}$ (90%). Vue l'importante densité gluonique, la réaction de fusion est prédominante. Les énergies seuils de réaction sont relativement faibles, puisque dans le plasma, elles ne mettent en jeu que les masses «libres» des quarks déconfinés ($\approx 300 MeV$). Il faut aussi encore prendre en compte le processus d'annihilation $s\bar{s} \rightarrow q\bar{q}$ dont l'importance dépend de la concentration en quarks étranges. Il est estimé que pour des températures entre 150 et 200 MeV , la concentration en quarks s et \bar{s} devrait être maximale (équilibre entre création et annihilation). Comme par suite la phase hadronique, atteinte après refroidissement, conserve le nombre quantique d'étrangeté, les populations en hypérons, après cette hadronisation, informent directement sur le nombre de quarks s et \bar{s} présents dans la phase partonique.

Pour produire des baryons étranges dans un gaz de hadrons à l'équilibre il faut des énergies seuils sensiblement plus importantes que dans le cas d'un QGP. Les réactions (énergies seuils) [3] :



sont majoritairement responsables de la production de baryons multi-étranges. Comme dans des collisions d'ions lourds, les particules produites majoritairement sont des pions, les hypérons plus lourds ne vont pouvoir être créés qu'à partir des réactions indirectes (successives). Ainsi la production d'une particule Ω nécessite trois réactions successives dont chacune consomme environ 600 MeV . Il est alors facilement compréhensible que dans un scénario purement hadronique la production de baryons multi-étranges est très largement défavorisée. Il existe aussi des réactions qui permettent la création directe des baryons étranges :



mais celles-ci nécessitent des seuils en énergies encore nettement plus importants.

La démarche est de comparer la production de baryons étranges de collisions proton-proton ou proton sur noyau lourd (Au ou Pb), pour lesquelles on ne s'attend pas à produire un QGP, avec des collisions de deux noyaux lourds, afin de vérifier s'il y a vraiment une augmentation dans leur nombre.

2.3 Les hypérons multi-étranges comme sonde du QGP

A côté du fait que le nombre des baryons étranges peut informer sur la formation ou non d'un QGP lors de la collision, il y a des indications qu'ils peuvent aussi, à travers leur caractéristiques dynamiques, fournir des informations sur quelques propriétés de cette phase partonique. L'hypothèse d'un équilibre thermique [4] permet d'obtenir la température de freeze-out thermique T_{fo} ainsi qu'un paramètre β , appelé vitesse transverse, dont l'origine réside dans le fait qu'à côté de l'énergie thermique, le système dispose aussi de l'énergie due au gradient de pression après la collision qui est responsable de son explosion. La représentation de l'impulsion transverse moyenne $\langle p_T \rangle$ en fonction de la masse

invariante des particules (voir Fig. 3) permet de voir que pour les particules légères (π , K, p, Λ), la valeur de $\langle p_T \rangle$ augmente avec la masse des particules comme décrit par les modèles thermiques avec $T_{fo} = 110 \text{ MeV}$ et $\langle \beta \rangle = 0.55 c$. En ajustant une fonction de Boltzmann ($A_B m_T e^{-(m_T - m)/T_B}$) ou une exponentielle ($A_E e^{-(m_T - m)/T_E}$) sur les spectres en masse transverse ($m_T = \sqrt{p_T^2 + m^2}$), on peut déterminer le paramètre de pente inverse (T_B ou T_E). Avec la masse des particules, celui-ci permet de déduire T_{fo} et $\langle \beta \rangle$ par $T_B(T_E) = T_{fo} + m \langle \beta \rangle^2$. Pour le Ξ et pour le Ω , cette dépendance linéaire ne semble plus se poursuivre : ils se détachent de cette vue commune de température de freeze-out. Sur la figure 4, on peut constater que ceci semble être une indication que la température de freeze-out cinétique des hyperons multi-étranges est plus élevée alors que la vitesse transverse est plus faible. Suivant cette vue, le Ξ et le Ω se découplent plus tôt et peuvent conserver les informations sur la phase partonique, sans que celles-ci soient altérées par l'influence de la phase hadronique, et peuvent ainsi être des messagers directs des propriétés du QGP. Ce découplage précoce serait dû aux faibles sections efficaces hadroniques de ces particules.

Pour le Ω il faut encore atteindre une statistique plus élevée afin de pouvoir diminuer l'erreur statistique sur les mesures (et ainsi limiter le contour du domaine de validité des mesures).

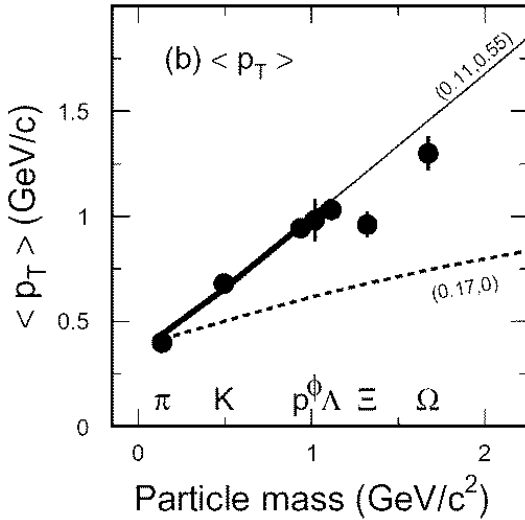


FIG. 3 – $\langle p_T \rangle$ pour les collisions centrales en fonction de la masse invariante et ajustement par modèle thermique (trait) [5].

2.4 Le flot elliptique

Dans des collisions non-centrales, c'est-à-dire pour des collisions à paramètre d'impact non nul, la déformation initiale due à la forme en amande de la zone de recouvrement (voir Fig. 5) et à la pression développée très tôt dans la collision est transformée au cours de diffusions multiples en une anisotropie azimutale dans l'espace des phases [6],[7]. Quantitativement, cette anisotropie dépend du nombre de diffusions entre les constituants de la matière chaude et dense créée lors de la collision. Le deuxième coefficient de la transformée de Fourier de la distribution azimutale, noté v_2 , caractérise le flot elliptique. Le mot flot désigne un mouvement collectif entre les particules ; il correspond à l'émission anisotropique de particules préférentiellement dans le plan de réaction (le plan de réaction étant défini par le vecteur paramètre d'impact et l'axe du faisceau) pour v_2 positif. Comme l'expansion après l'explosion fait que le système, la boule de feu, reprend une forme sphérique, l'anisotropie spatiale est maximale au début de la collision (voir Fig. 6) ; la contribution à l'anisotropie diminuera au cours de l'évolution du système. Ainsi le flot elliptique se développe majoritairement dans les quelques premiers fm/c et devrait donc refléter la quantité des diffusions et nous fournir des informations utiles sur la thermalisation acquise par le système lors des premiers instants de la collision et bien sûr aussi sur le QGP, qui est censé se développer à ce temps-là. En effet, la comparaison des mesures de v_2 pour les traces négatives avec le modèle hydrodynamique, a permis de montrer qu'il y a une thermalisation relativement rapide du système nucléaire. Comme le flot dépend aussi de la compression du système tout de suite après la

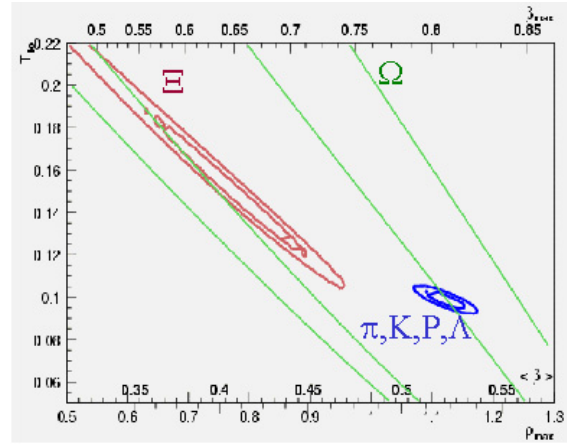


FIG. 4 – Limitations pour les paramètres des modèles thermique pour différentes particules [5].

collision, il constitue une observable physique liée à l'équation d'état de la matière nucléaire. Sa mesure peut donc fournir des contraintes sur le modèle utilisé pour décrire la phase initiale de la thermalisation.

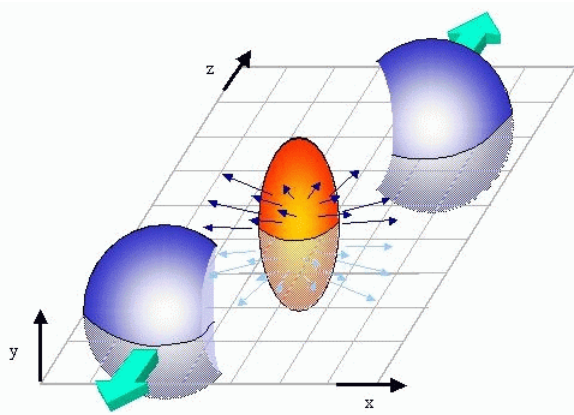


FIG. 5 – Zone de recouvrement en forme d'amande pour des collisions non-centrales

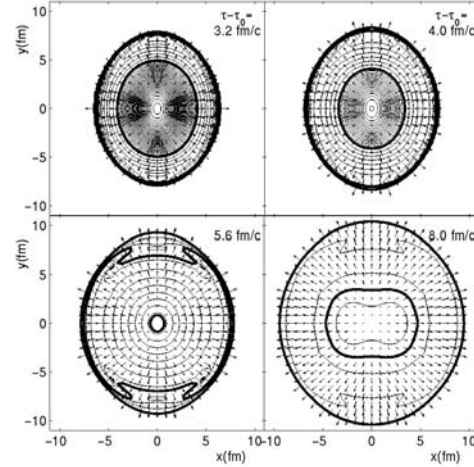


FIG. 6 – Evolution temporelle de la densité d'énergie transverse et du champ de vitesses (flèches) [8]

Le coefficient v_2 est défini comme étant : $v_2 = \langle \cos(2(\phi - \Phi_R)) \rangle$ où ϕ désigne l'angle azimutal d'une particule émise dans le référentiel du laboratoire et Φ_R est l'azimut du plan de réaction, qui varie d'un événement à l'autre.

Les difficultés dans la mesure du flot sont liées à la grande statistique requise si on veut déterminer le flot différentiel ($v_2 = v_2(p_T)$) et proviennent des contributions de corrélations non liées au flot. Ainsi d'autres corrélations, comme des effets quantiques de Bose-Einstein, la conservation de l'impulsion [9], la décroissance de résonances et des mini-jets [10] peuvent dominer le signal et ainsi détériorer la validité de l'analyse. Pour remédier à cette contamination d'effets non liés au flot, Nicolas Borghini, Phuong Mai Dinh et Jean-Yves Ollitrault [11] ont développé une nouvelle méthode, basée sur le développement en cumulants des corrélations azimutales à particules multiples. Le principe de la méthode (détaillée dans le paragraphe 5) est que si les cumulants d'ordre supérieur sont considérés, la contribution relative d'effets non liés au flot diminue.

L'intérêt de mesurer le flot séparément pour les Ω ou les Ξ s'explique par le fait que le flot est additif. Comme on suppose que les Ω et Ξ se découpent plus tôt (voir 2.3), leur flot va contenir exclusivement des informations sur l'état du système avant cette phase de découplage (phase QGP). Par contre le flot des autres particules, comme les π , K , p et Λ , va aussi contenir une contribution du flot de la phase hadronique (même si celle-ci n'est pas majoritaire).

Le fait que la mesure du flot elliptique, ainsi que d'autres grandeurs physiques (p. ex. les paramètres des modèles thermiques), nécessite beaucoup de statistique afin de pouvoir diminuer l'erreur pour obtenir des résultats valables, donne une justification au travail réalisé dans la première partie du stage pour augmenter le nombre de cascades reconstruits.

3 Reconstruction des Ξ et des Ω

Les hypérons multi-étranges (Ξ et Ω) sont des particules de temps de vie relativement court ($c\tau = 4.91$ cm respectivement $c\tau = 2.461$ cm). Il est donc quasiment impossible de les observer directement, avant leur désintégration, dans la TPC (Time Projection Chamber) de STAR, qui s'étend cylindriquement de 50 cm à 200 cm autour du faisceau et a une longueur de 4.2 m. Les cascades sont donc observables que par la détection des particules chargées provenant de leur désintégration et par association des traces de ces particules (pour former un cascade). On sait que $\Xi^- \rightarrow \Lambda^0 + \pi^-$ à 99.9% et $\Omega^- \rightarrow \Lambda^0 + K^-$ à 67.8% [12] (équivalent pour les anti-particules Ξ^+ et Ω^+). En plus $\Lambda^0 \rightarrow p + \pi^-$ avec un rapport d'embranchement de 63.9%. Comme le Λ^0 a un $c\tau = 7.89$ cm et est une particule neutre, il ne peut pas être détecté non plus dans la TPC. Il faut donc observer le π^- ou le K^- provenant du cascade directement, appelé *bachelor*, ainsi que le p et le π^- provenant du Λ^0 (voir schéma de la

décroissance Fig. 7). Le problème majeur dans cette détection et l'association en cascade est le fait que lors d'un événement, c'est-à-dire une collision, il y a quelques milliers de traces qui sont générées qui vont rendre difficile la reconstruction de toutes les traces et des vertex de désintégration (différents du vertex primaire). Notamment pour les cascades, il faut trouver des critères pour n'associer que les 3 bonnes traces en Xi vertex, car sinon le bruit (combinaisons possibles à 3 particules parmi les quelques milliers de traces) est énorme.

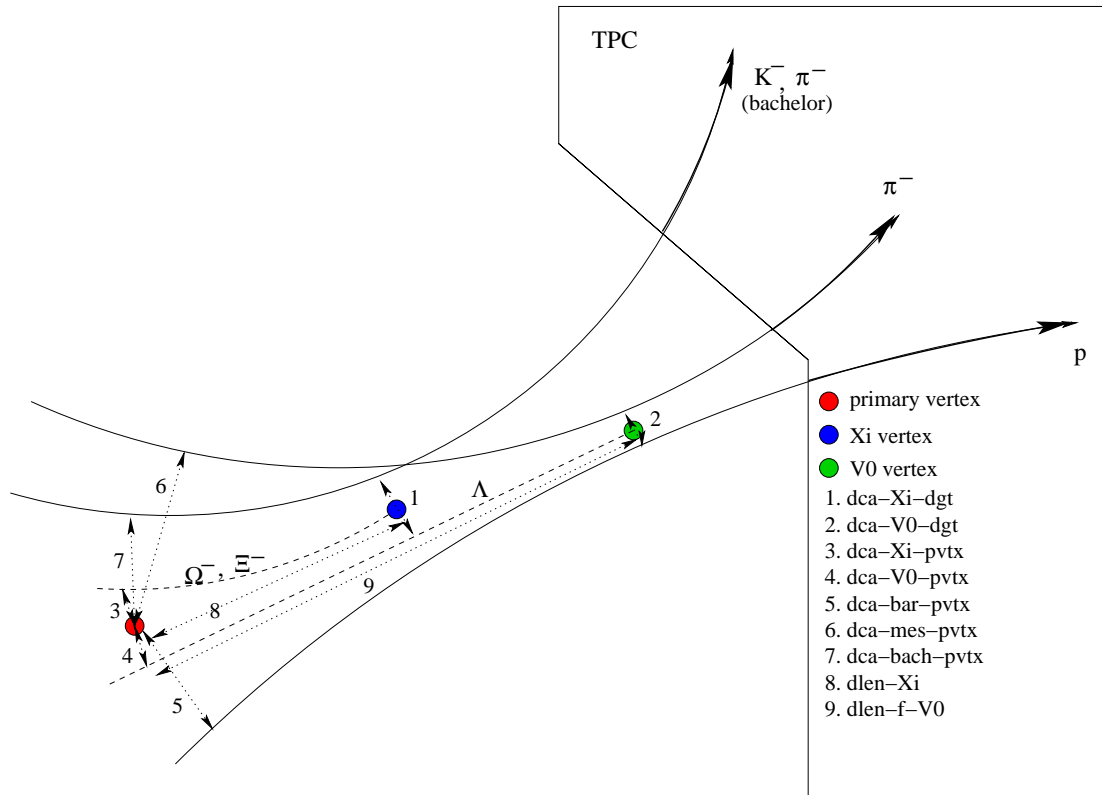


FIG. 7 – Schéma de désintégration des cascades

La démarche à suivre pour reconstruire les cascades débute par la reconstruction de toutes les traces de particules chargées à partir des «hits» dans la TPC. Certaines de ces particules sont primaires, c'est-à-dire proviennent directement du vertex primaire (point de la collision) alors que d'autres sont secondaires et donc issues de la décroissance de particules primaires. Ce sont ces particules secondaires qui nous intéressent, car ce sont elles qui peuvent potentiellement venir d'un cascade. Une fois les traces connues, il faut passer par un algorithme permettant leur association en vertex, qui doit être utilisée pour les vertex du type V0 et étendue à ceux de type Xi.

3.1 Les V0 vertex (le V0Finder)

Un V0 vertex désigne un vertex de désintégration obtenu par une particule neutre se désintégrant en deux particules chargées. Ceci est donc notamment le cas du Λ auquel on s'intéresse dans un premier temps. Les trajectoires hélicoïdales de ces particules chargées (p et π^-), secondaires, doivent être associées en V0 vertex. Ensuite, il faut calculer l'impulsion des Λ à partir de celles des filles et aussi trouver la trajectoire qui a dû être celle du Λ . Cette reconstruction se fait actuellement sur différents critères, les coupures géométriques, pour éviter l'association fortuite de deux traces primaires en V0 vertex :

- la distance minimale d'approche (dca = distance of closest approach) de l'extrapolation des trajectoires des particules filles au vertex primaire (dca-bar-pvtx ; dca-mes-pvtx) doit être suffisamment grande pour éviter qu'elles proviennent du vertex primaire ;
- le nombre de hits des traces dans la TPC doit être supérieur à une certaine valeur, pour éviter d'utiliser des traces mal reconstruites ;
- la distance minimale d'approche entre les trajectoires des particules filles (dca-V0-dgt) doit être suffisamment faible pour qu'on puisse supposer (vue la résolution de la TPC et l'erreur sur la

- reconstruction des traces) qu'elles soient issues d'un même point : le vertex de désintégration du Λ ;
- la longueur de décroissance (dlen-V0) doit être supérieure à une certaine valeur ;
- la distance minimale d'approche du V0 (dca-V0-pvtx) au vertex primaire doit être inférieure à une certaine valeur.

Remarque : La recherche d'une raison physique pour la coupure sur certaines variables peut pourtant poser des difficultés. Ceci est par exemple le cas pour la dca-V0-pvtx. Suivant une première argumentation elle doit être faible, car, dans le cas où l'impulsion des cascades est grande et leur distance de désintégration faible, leur trajectoire ne va pas être très courbée, de sorte que le Λ issue de la désintégration va pointer vers le vertex primaire. Une coupure vers les grandes valeurs peut, par contre, être justifiée par la nécessité que le Λ ne provient pas du vertex primaire.

3.2 Les Xi vertex (le XiFinder)

Les Ξ ainsi que les Ω se désintégrant en cascade, il faut associer maintenant la trace d'un pion ou celle d'un kaon respectivement à celle obtenue pour le Λ à la sortie du V0 Finder. Pour éviter d'obtenir des Xi vertex provenant de mauvaises associations, d'autres conditions géométriques sont actuellement appliquées :

- la masse reconstruite du V0 doit être proche de celle d'un Λ ;
- causalité : le Xi Vertex doit se trouver avant le V0 vertex, car le Λ est censé se désintégrer après le cascade. En d'autres termes : la longueur de décroissance "effective" du V0 (dlen-f-V0), c'est-à-dire celle calculée entre le vertex primaire et le V0 Vertex, doit être supérieure à celle du cascade ;
- la distance minimale d'approche entre le V0 et le bachelor (dca-Xi-dgt) doit être faible, en cohérence avec le fait qu'ils proviennent du même vertex de décroissance ;
- la distance minimale d'approche du Xi au vertex primaire (dca-Xi-pvtx) doit être faible ;
- une valeur minimale pour la longueur de décroissance du Xi (dlen-Xi) est nécessaire afin d'éviter de reconstruire des Xi vertex fortuits lié à la forte densité de traces dans la région autour du vertex primaire.

variable	valeur de coupure	variable	valeur de coupure
hits par trace	> 11	dca-V0-dgt	< 0.8 cm
dca-V0-pvtx	< 2.5 cm	V0-mass	$1115.7 \pm 10 \text{ MeV}/c^2$
dca-bar-pvtx	> 0.4 cm	dca-Xi-dgt	< 0.8 cm
dca-mes-pvtx	> 2.0 cm	dca-Xi-pvtx	< 0.8 cm
dlen-f-V0	> 5.0 cm	dlen-Xi	> 2.0 cm

TAB. 1 – Tableau recapitulatif des coupures en vigueur dans le V0 Finder et le Xi Finder (tous les candidats qui satisfont les inégalités vont être sélectionnés)

Pour purifier encore les Xi vertex, des coupures d'identification des traces sur le dE/dx à 2 ou 3 σ sont faites au niveau de l'analyse sur les particules détectées. Dans le cas du bachelor des Ω , par exemple, nous vérifions si $n \cdot \text{erreur} > \frac{dE}{dx}(\text{attendu } K) - \frac{dE}{dx}(\text{mesuré bachelor})$.

3.3 Stockage des données

Les données brutes sont enregistrées sous la forme de fichiers *.daq*. A partir de ceux-ci on fait tourner un algorithme (BFC : Big Full Chain) qui commence d'abord par la reconstruction des traces des particules chargées à partir des hits dans la TPC et par la reconstruction du vertex primaire. Il enchaîne par le V0Finder et le XiFinder (entre autres), algorithmes qui permettent de construire les V0 et les Xi vertex. Les résultats sont stockés dans des fichiers pouvant être directement utilisés à l'analyse.

3.4 L'«Embedding»

Pour pouvoir évaluer l'efficacité des algorithmes décrits et des coupures de sélection, il faut recourir à des simulations. Comme le nombre de traces (primaires et globales confondues) dans un événement de STAR peut excéder plusieurs milliers, il est difficile de simuler fidèlement de tels événements. Pour cela une technique particulière, appelée «*embedding*», a été développée. Elle consiste à insérer des particules simulées qui représentent le signal recherché (des Ξ ou Ω dans notre cas) dans un événement

réel et de mélanger les deux au niveau des hits. Ainsi il est possible de reproduire un environnement particulièrement réaliste. L'embedding se réalise sur plusieurs niveaux. D'abord, il faut générer un certain nombre de particules (ici : Ξ ou Ω), en général de l'ordre de 5% de la multiplicité de l'événement réel. Cette génération se fait suivant une certaine distribution en impulsion et permet d'aboutir à une certaine configuration de départ. A l'aide de GEANT, les trajectoires de ces particules sont simulées en tenant compte des interactions de celles-ci avec les différents matériaux qui constituent le détecteur. On obtient ainsi leurs hits associés que l'on mélange avec les hits réels. Une fois le mélange réalisé, la reconstruction de l'événement est faite de façon analogue à un événement réel (c'est-à-dire en faisant tourner la BFC). Les fichiers obtenus à l'issue de l'embedding rendent disponibles trois types d'informations : une branche avec les traces et vertex (V0 et Xi) reconstruits (réels et simulés confondus), une branche avec les traces et vertex Monte-Carlo (cascades avec ses particules filles) et finalement une branche avec les traces et vertex reconstruits qui ont pu être associés à une trace ou un vertex simulé.

4 Efficacité de la combinaison V0Finder, XiFinder

La reconstruction des Xi vertex est faite, une fois pour toute, à l'aide des V0Finder et XiFinder dans lesquels sont appliquées les coupures du tableau 1. Le code réalisant cette reconstruction existe depuis déjà assez longtemps et nous allons évaluer, dans un premier temps, l'efficacité avec laquelle nous arrivons à reconstruire les cascades en vue de l'améliorer pour gagner de la statistique. Il faut néanmoins garder en mémoire, que les coupures dans les V0Finder et XiFinder ne présentent qu'une première étape de l'analyse et que des coupures plus serrées doivent encore être appliquées par la suite pour obtenir un bon rapport signal/bruit. L'efficacité de reconstruction des Xi vertex va évidemment être limitée par la reconstruction des traces («tracking») des produits de désintégration des cascades. Il faut donc évaluer d'abord avec quelle efficacité on arrive à reconstruire la trace du proton, du pion et du bachelor. Pour cela, nous partons des données simulées (embedding) et en déterminant le nombre de traces reconstruites et associées à une trace simulée ², on arrive à évaluer cette efficacité en fonction de l'impulsion transverse de la particule en question. Nous n'utilisons que les événements pour lesquels la position en z (axe du faisceau) est au milieu de la TPC ($|z| < 25 \text{ cm}$), car sinon le nombre de traces ne sera pas représentatif, car il peut y avoir beaucoup de particules qui n'ont pas traversé la TPC. En plus, on veut faire l'étude pour les événements les plus centraux (10%), c'est-à-dire pour ceux où la collision entre les deux noyaux d'or était la plus centrale. Comme la multiplicité dépend du paramètre d'impact, elle est proportionnelle à la centralité. Pour faire cette sélection en centralité, nous exigeons donc un minimum de particules primaires (> 431).

L'efficacité globale («tracking» et reconstruction dans le V0Finder, XiFinder compris) peut être obtenue en comparant le nombre de cascades simulés avec le nombre reconstruits et associés (voir Fig. 8, 9).

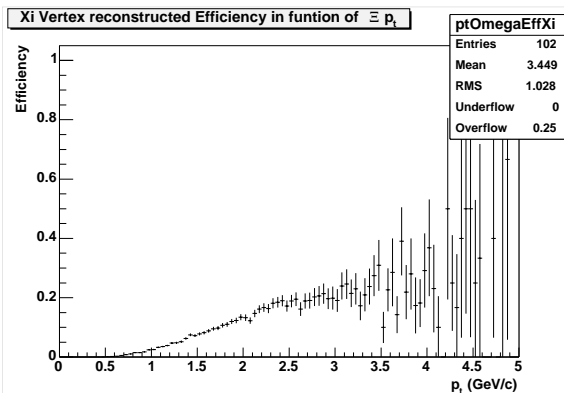


FIG. 8 – Efficacité globale de reconstruction d'un Ξ

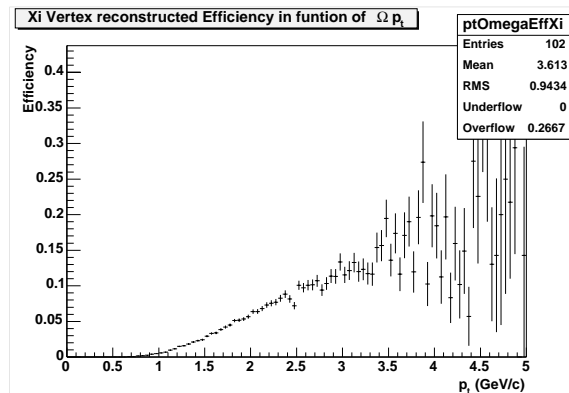


FIG. 9 – Efficacité globale de reconstruction d'un Ω

Pour obtenir le maximum absolu de cascades reconstructibles, il faut déterminer d'abord l'efficacité de reconstruire les trois traces venant d'un même hyperon, qui s'est désintégré. Le résultat obtenu est

²StAssociationMaker - A Class for StMcEvent-StEvent Object Association - Manuel Calderon

représenté sur les figures 10, 11 en fonction du p_T du Ξ et du Ω respectivement. L'efficacité intégrée étant de 18% pour les Ξ et de 10% pour les Ω .

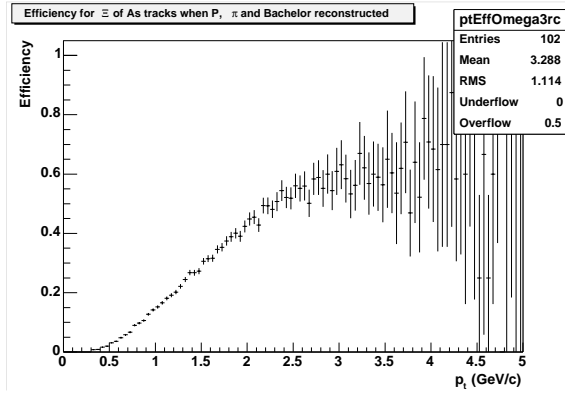


FIG. 10 – Efficacité de reconstruire les trois traces provenant de la désintégration du même Ξ

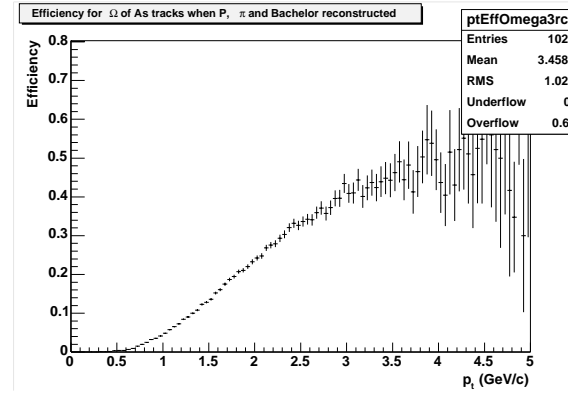


FIG. 11 – Efficacité de reconstruire les trois traces provenant de la désintégration du même Ω

Comme nous ne nous intéressons pas à l'efficacité de reconstruction de traces, il est utile de connaître la probabilité de reconstruire un cascade, sachant que les traces des trois particules filles du cascade ont été reconstruites (voir Fig. 12, 13). Ceci est l'efficacité du V0Finder et du XiFinder compte tenue de l'efficacité du «tracking». Pour les Ξ , elle est, intégrée sur le p_T , de 24.6%, alors que pour les Ω on a une valeur de 22.1%. C'est celle-ci que nous désirons améliorer. Elle sature à quelques 35% à haut p_T alors qu'à bas p_T , elle chute assez rapidement. Ceci s'explique en grande partie qu'à basse impulsion transverse on n'arrive pas à reconstruire les traces, parce que ces traces vont être très fortement courbées par le champ magnétique de sorte à n'avoir que peu de «hits» dans la TPC, qui sont difficilement associables à une trace unique. Les grandes barres d'erreur (erreur statistique) à haut p_T s'expliquent facilement par la distribution en p_T des hypérons simulés et reconstruits associés. En effet, comme le montre la figure 14, la majorité des cascades ont un p_T au alentours de 1 GeV/c alors qu'à partir de 3 GeV/c leur nombre est fortement diminué.

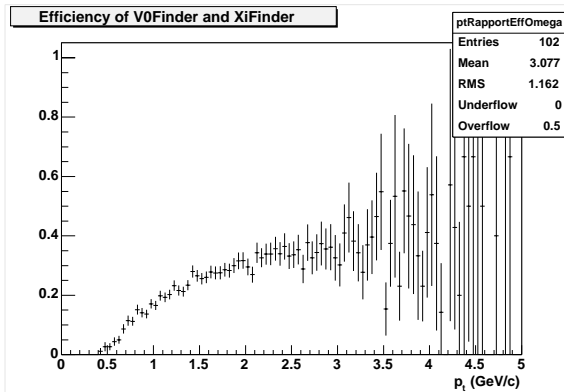


FIG. 12 – Efficacité actuelle de la combinaison V0Finder, XiFinder (Ξ)

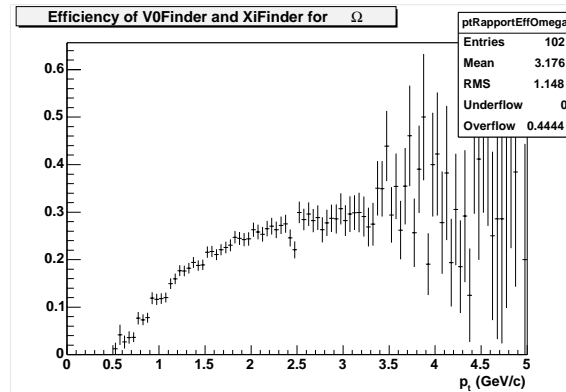


FIG. 13 – Efficacité actuelle de la combinaison V0Finder, XiFinder (Ω)

Une comparaison des figures 10 et 11 permet de voir que l'efficacité de traquer les trois particules d'un Ξ est meilleure que celle d'un Ω . Une explication possible de ceci peut être liée au filtre d'acceptance («acceptance filter») utilisé au niveau de l'embedding. Nous ne simulons que des cascades avec une rapidité y comprise dans l'acceptance de STAR ($|y| < 1$), mais les particules filles peuvent avoir des rapidités plus grandes en valeur absolue. A ce niveau, il y a le filtre d'acceptance qui les élimine avant le stockage. De plus, ce filtre contient une coupure sur la longueur de décroissance du cascade (à 2 cm). Il est possible qu'il y ait plus de particules provenant du Ω qui ne passent pas ce filtre que pour les Ξ ,

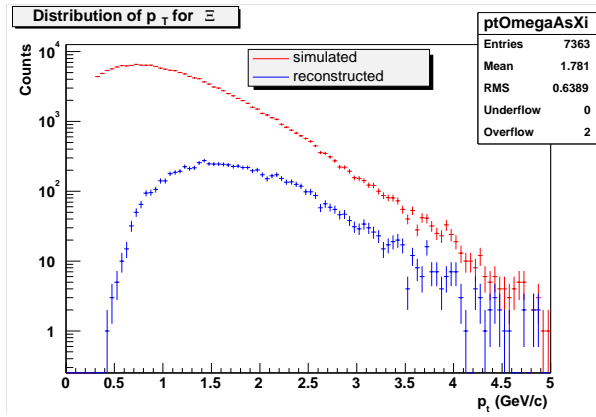


FIG. 14 – Distribution en p_T des Ξ simulés et reconstruits associés

dû à une différence de masse et donc de cinétique, mais surtout dû à un $c\tau$ plus grand pour les Ξ que pour les Ω . L'efficacité globale («tracking» + Finders) de reconstruction va aussi en être affectée, alors que celle des Finders seuls n'en dépend pas : efficacité semblable pour les Ξ et les Ω .

4.1 Augmentation de l'efficacité

La représentation de l'efficacité après le XiFinder (efficacité de la combinaison V0Finder, XiFinder) après avoir enlevé les coupures géométriques (tableau 1) dans le V0Finder et le XiFinder (on a décidé de garder la coupure sur le nombre de hits dans la TPC), permet de voir, a priori, si et de quelle ordre nous allons être capable d'augmenter cette efficacité. Comme les Finders sont implémentés assez tôt dans la chaîne de reconstruction et comme nous n'avons pas pu recréer de l'embedding, nous avons pris les traces des événements obtenus par l'embedding avec l'ancienne chaîne de reconstruction et refait l'association en Xi Vertex avec des V0Finder et XiFinder modifiés. Ainsi, il est possible d'obtenir un graphique équivalent aux figures 12 et 13, pour l'efficacité sans les coupures géométriques : les figures 15 et 16. L'efficacité maximale qu'on puisse atteindre par modification des coupures géométriques dans le V0Finder et le XiFinder est donc de 48.65% pour les Ξ et de 47.44% pour les Ω . L'écart considérable de ces valeurs par rapport à 100% peut être expliqué par des coupures sur des variables qui sont nécessaires pour l'association des traces en Xi vertex et qui n'ont pas pu être omises. Ceci est par exemple le cas d'une variable, appelée «valid» dans le code, qui vérifie la validité de l'approximation linéaire de l'hélice du bachelor au voisinage du point de moindre approche avec la droite du Λ . De plus, nous avons laissé la condition d'avoir au moins 11 hits dans la TPC pour chacune des particules. Ces valeurs pour l'efficacité des Finders correspondent à une augmentation limite du nombre de Ξ reconstruit de 97.7% (115.0% pour les Ω). Ces chiffres ne sont bien sûr pas réalisables, car si toutes les coupures géométriques sont enlevées, nous allons garder pratiquement toutes les associations à trois particules possibles, ce qui fait augmenter le bruit, c'est-à-dire le nombre d'associations fortuites, qui va être enregistré dans les fichiers d'un facteur 6000 environ. Ceci est bien évidemment insupportable du point de vue du temps de calcul et de l'espace disque nécessaires. Le but est donc d'augmenter le nombre de cascades tout en gardant un bruit de fond comparable à celui qui existait avant. Il faut créer alors un échantillon de bruit ne contenant aucune coupure géométrique dans le V0Finder et le XiFinder et appliquer par après les nouvelles coupures afin d'évaluer le niveau de bruit atteint. Nous avons décidé de faire tourner la BFC sur les données réelles avec des V0Finder et XiFinder sans coupures, mais afin d'éviter l'explosion du bruit stocké dans les fichiers, nous avons sélectionné aléatoirement un sur 6000 des candidats reconstruits. Pour estimer le niveau de bruit auquel il faut aboutir avec de nouvelles coupures, il suffit d'appliquer à cet échantillon de bruit les coupures enlevées.

4.1.1 Nouvelles coupures classiques

Pour augmenter l'efficacité de reconstruction au niveau des V0Finder et XiFinder, nous avons décidé d'introduire d'abord des coupures dépendantes du p_T des cascades. Ceci a été motivé par le fait qu'il y a beaucoup plus de bruit à bas p_T qu'à haut p_T , de sorte qu'il est nécessaire de faire des coupures plus restrictives dans le premier cas que dans le dernier. Nous avons donc pris un bin à bas p_T ($p_T = 0.3$ à 1.0

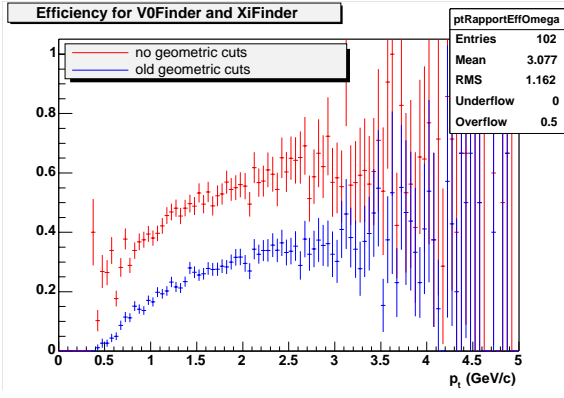


FIG. 15 – Efficacité de la combinaison V0Finder, XiFinder sans les coupures géométriques (Ξ)

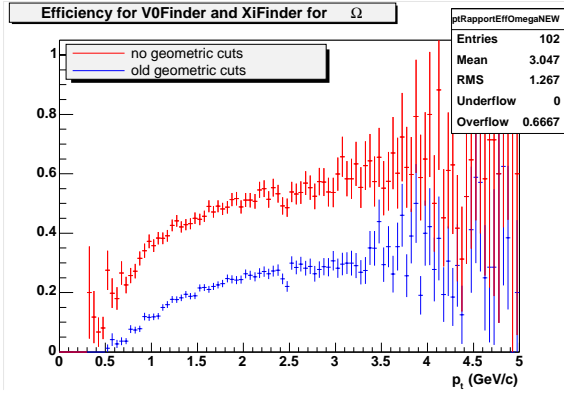


FIG. 16 – Efficacité de la combinaison V0Finder, XiFinder sans les coupures géométriques (Ω)

GeV/c), un bin à p_T moyen ($p_T = 1.0$ à 2.0 GeV/c) et un bin à haut p_T ($p_T = 2.0$ à 5.0 GeV/c). De plus, nous avons introduit de nouvelles variables pour voir si nous ne sommes pas capables de couper plus efficacement sur celles-ci que sur celles utilisées actuellement. Ces nouvelles variables sont les $\cos(\theta^*)$ et les angles de pointage (pointing angles). Les variables $\cos(\theta_{Xi,\Lambda}^*)$ et $\cos(\theta_{Xi,B}^*)$ sont définies dans le référentiel dans lequel le cascade est au repos, comme indiqué sur la figure 17 (les variables avec une étoile sont calculées dans le référentiel du Xi vertex, alors que les autres sont calculées dans le référentiel du laboratoire).

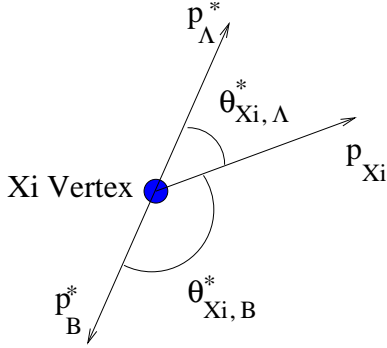


FIG. 17 – Définition de $\cos(\theta_{Xi,\Lambda}^*)$ et $\cos(\theta_{Xi,B}^*)$

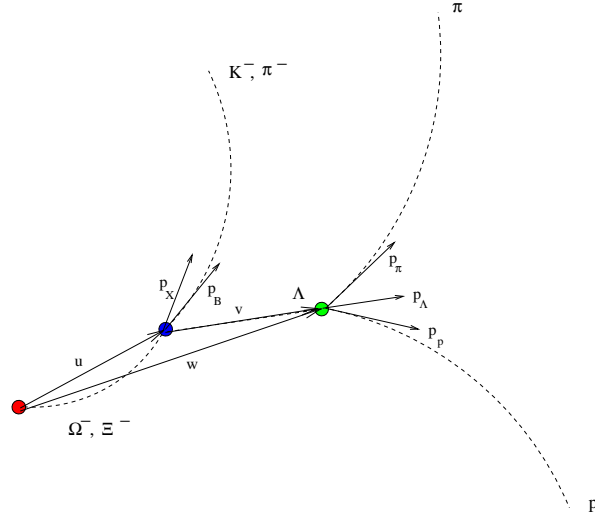


FIG. 18 – Définition des variables utilisées pour le calcul des angles de pointage

Les variables $\cos(\theta_{\Lambda, Mes}^*)$ et $\cos(\theta_{\Lambda, Bar}^*)$ sont définies de façon équivalente avec le référentiel dans lequel le Λ est au repos. Les variables utilisées pour calculer les angles de pointage sont définies sur la figure 18. Par la suite, l'angle $\alpha(u)_{Xi}$ désignera l'angle entre p_X et u . Les autres angles sont définies de manière tout à fait analogue. En représentant maintenant les distributions du signal et du bruit pour ces variables, pour les trois bins en p_T séparément, nous avons pu voir sur quelles variables les coupures peuvent se faire de façon à éliminer le plus de bruit et à garder le plus de signal possible. Les coupures appliquées sont résumées dans le tableau 2. Les valeurs des coupures finalement retenues ont été obtenues après de nombreux essais, afin d'aboutir au niveau de bruit requis; les distributions (normalisées) correspondantes sont représentées en annexe 1. Sur le graphique 19 nous constatons que dans les deux premiers bins en p_T , la différence entre l'efficacité avec les anciennes et les nouvelles coupures est pratiquement négligeable, alors que dans le troisième bin où le bruit est beaucoup plus

	$p_T = 0.3 - 1.0 \text{ GeV}/c$	$p_T = 1.0 - 2.0 \text{ GeV}/c$	$p_T = 2.0 - 5.0 \text{ GeV}/c$
variable	valeur de coupure	valeur de coupure	valeur de coupure
dlen- Ξ	< 2.5 cm	< 2.0 cm	< 2.0 cm
dlen-f-V0	< 5.0 cm	< 5.0 cm	< 5.0 cm
$\alpha(u)_{Xi}$	> 0.15 rad	> 0.12 rad	> 0.12 rad
$\alpha(u)_{V0}$	> 0.3 rad	> 0.2 rad	> 0.15 rad
$\alpha(u)_{Bar}$	> 0.4 rad		
$\alpha(u)_{Mes}$		> 0.8 rad	
$\alpha(u)_{Bach}$			> 0.5 rad
$\cos(\theta_{\Lambda, Bar}^*)$		< -0.9	< -0.9
$\cos(\theta_{\Lambda, Mes}^*)$	> 0.9		
$\cos(\theta_{Xi, \Lambda}^*)$	< -0.9	< -0.9	
$\cos(\theta_{Xi, Bach}^*)$	< -0.9	< -0.9	
$\alpha(v)_{Bar}$	> 0.2 rad	> 0.3 rad	
$\alpha(w)_{V0}$	> 0.2 rad	> 0.2 rad	
$\alpha(v)_{Mes}$	> 1.0 rad	> 0.8 rad	
dca-bar-pvtx	< 0.4 cm	< 0.4 cm	
dca-mes-pvtx		< 2.0 cm	

TAB. 2 – Tableau recapitulatif des coupures classiques essayées dans le V0 Finder et le Xi Finder (tous les candidats vérifiant ces inégalités ont été rejetés)

faible, donc les coupures moins restrictives, nous arrivons à améliorer l'efficacité. Les chiffres exacts peuvent être obtenus à partir du tableau 3.

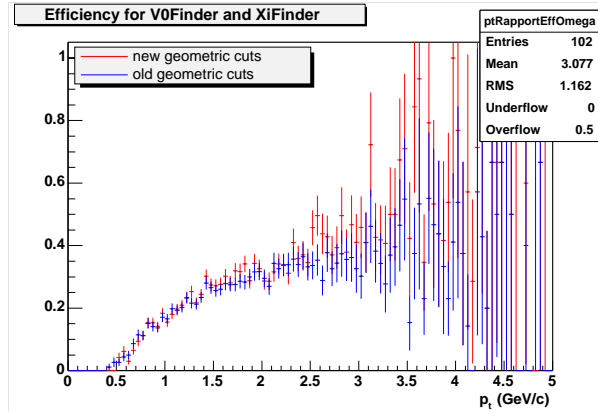


FIG. 19 – Efficacité de la combinaison V0Finder, XiFinder avec les nouvelles coupures pour les Ξ

Il est clair que ce résultat n'est pas satisfaisant, car l'augmentation de l'efficacité intégrée des Finders n'est que de 1.9% avec un surplus de 7.85% de Ξ , alors qu'on pourrait obtenir 97.7% au maximum. De plus, en faisant des coupures dépendant du bin en p_T , nous courons un risque de biaiser les résultats. En effet, pour vérifier que cela n'est pas le cas, il faut que les spectres des différents bins, corrigés par l'efficacité, se recouvrent. Un élargissement des limites des bins devrait permettre de voir si, dans la zone de recouvrement de deux bins, on arrive à des spectres cohérents. Comme déjà le chemin emprunté ne donne pas des résultats satisfaisants, nous avons décidé de ne pas faire cette vérification.

Remarque : Cette étude a d'abord été faite pour les Ξ et comme elle n'a pas abouti aux résultats souhaités, elle n'a pas été poursuivie pour les Ω . Nous avons, par contre, décidé d'aborder une méthode différente.

4.1.2 ADL - Analyse Discriminante Linéaire

L'analyse discriminante linéaire multivariable est une méthode puissante s'il faut discriminer entre différentes classes [13]. Dans notre cas nous avons deux classes : le signal et le bruit de fond. Un grand

$p_T = 0.3 - 1.0 \text{ GeV}/c$	+ 0.48%
$p_T = 1.0 - 2.0 \text{ GeV}/c$	+ 5.58%
$p_T = 2.0 - 5.0 \text{ GeV}/c$	+ 14.02%
total	+ 7.85%

TAB. 3 – Variation du nombre de Xi reconstruits avec les nouvelles coupures

avantage de la méthode est qu'il n'est plus nécessaire de couper sur toutes les variables séparément, mais que nous allons couper sur une seule variable optimisée, obtenue à partir d'une combinaison linéaire de toutes les autres. Pour cela, nous avons mesuré pour chaque candidat (signal et bruit) un certain nombre d'observables (n) et lui avons associé un point dans un espace à n -dimensions. Nous obtenons de cette façon deux groupes de points. Par exemple, sur la figure 20 est représentée la distribution des deux classes (signal : vert ; bruit : rouge) dans le cas de deux variables. Si on désire couper sur les deux variables séparément pour éliminer du bruit, il faut le faire soit comme sur la figure 21, en gardant un maximum de signal (bonne efficacité), soit comme sur la figure 22, en éliminant un maximum de bruit. La méthode ADL consiste à déterminer les coordonnées de l'hyperplan (une droite, pour deux variables) Δ (voir Fig. 23) qui permet de discriminer les deux classes de façon optimale. De cette manière, on peut obtenir à la fois une bonne efficacité et un bon rapport signal/bruit. Il suffit de projeter les candidats de chaque classe sur un hyperplan perpendiculaire à Δ pour obtenir les distributions en signal et en bruit correspondant. Celles-ci permettent de déterminer la valeur de la coupure ; la variable de coupure étant $\vec{u} \cdot \vec{x}$ (où \vec{u} est le vecteur directeur de la droite perpendiculaire à Δ et \vec{x} est le vecteur des variables du candidat). L'ADL permet une meilleure utilisation des variables et tient automatiquement compte des corrélations entre les variables.

Nous allons passer rapidement sur les données, mesures et calculs concrets nécessaires pour l'application de cette méthode sans entrer dans les détails sur les justifications et démonstrations théoriques qui peuvent être trouvées dans [14]. Pour une analyse discriminante à n dimensions avec c_i candidats dans la classe i , nous construisons le vecteur des sommes de toutes les valeurs des variables (v_k) :

$$\vec{x}_i = \begin{pmatrix} \sum_{j=1}^{j=c_i} v_1^j \\ \vdots \\ \sum_{j=1}^{j=m_i} v_n^j \end{pmatrix}, \text{ ce qui permet d'obtenir la matrice carrée } S_i \text{ donnée par } S_i = \vec{x}_i \cdot \vec{x}_i^T. \text{ Ensuite}$$

nous calculons $\vec{m}_i = \vec{x}_i/c_i$ et nous retranchons le produit $c_i \cdot \vec{m}_i \cdot \vec{m}_i^T$ à S_i . Dans notre cas, avec deux classes, nous déterminons les matrices $B = M_1 - M_2$ et $W = S_1 + S_2$, qui permettent d'obtenir le vecteur directeur \vec{u} (après normalisation) de l'axe de meilleure discrimination par $\vec{u} = W^{-1} \cdot B$.

Pour notre étude d'augmentation d'efficacité, la méthode ADL a été appliquée pour 10 dimensions et 21 dimensions (voir tableau 4).

ADL 10 dimensions	dca-Xi-pvtx dca-Xi-dgt	dca-V0-ptvx dca-V0-dgt	dca-bach-pvtx dlen-Xi	dca-mes-pvtx dlen-V0	dca-mes-pvtx dlen-f-V0
ADL 21 dimensions	dca-Xi-pvtx dca-Xi-dgt $\alpha(u)_{Xi}$ $\alpha(v)_{V0}$	dca-V0-ptvx dca-V0-dgt $\alpha(u)_{V0}$ $\alpha(v)_{bar}$	dca-bach-pvtx dlen-Xi $\alpha(u)_B$ $\alpha(v)_{mes}$	dca-mes-pvtx dlen-V0 $\alpha(u)_{bar}$ $\alpha(w)_{V0}$	dca-mes-pvtx dlen-f-V0 $\alpha(u)_{mes}$ $\alpha(w)_{bar}$ $\alpha(w)_{mes}$

TAB. 4 – Variables utilisées pour l'étude ADL

Nous avons commencé avec l'ADL pour les Ξ à 10 dimensions avec une classe de bruit de fond contenant 40000 candidats, obtenue à partir des données réelles, et une classe du signal, obtenue à partir de l'embedding, contenant 14555 candidats (centraux). Comme la classe de fond ne contient aucune coupure géométrique, nous nous sommes vite rendus compte que les distributions suivant les différentes variables que nous désirons utiliser pour notre analyse ADL présentent des «queues» trop longues, ce qui altère les valeurs moyennes obtenues sur ces variables (\vec{m}_i), nécessaires pour le calcul ADL. Nous avons donc décidé d'introduire dans un premier temps des coupures très larges sur les variables en question, afin d'éliminer ces «queues» dans les distributions du bruit sans modifier les distributions du signal. Ces coupures sont résumées dans le tableau 5.

Il faut en plus garantir la causalité, c'est-à-dire que la longueur de décroissance du Xi (dlen-Xi) est

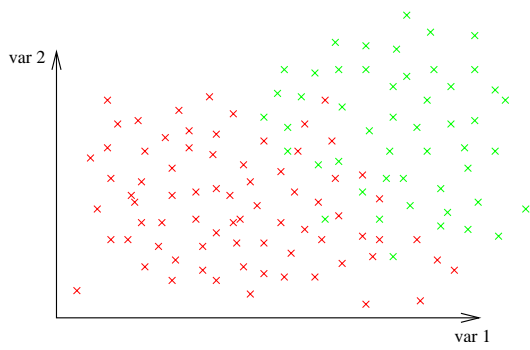


FIG. 20 – Distribution du signal (vert) et du bruit (rouge)

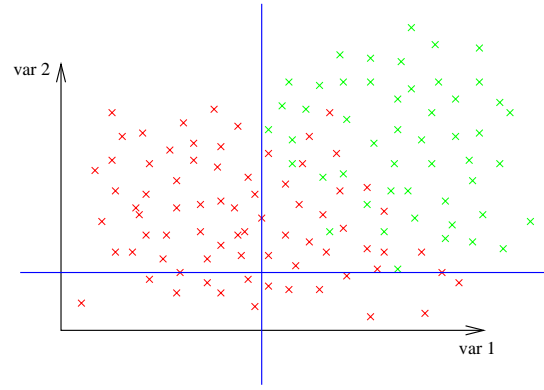


FIG. 21 – Coupures larges

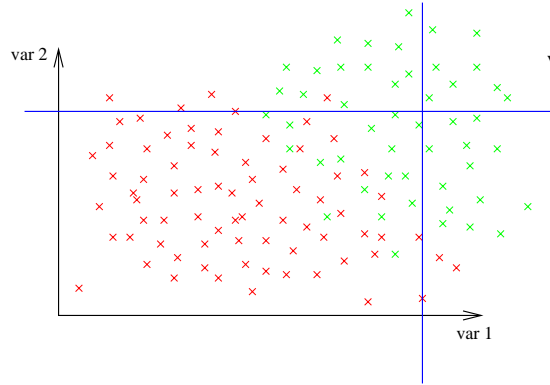


FIG. 22 – Coupures serrées

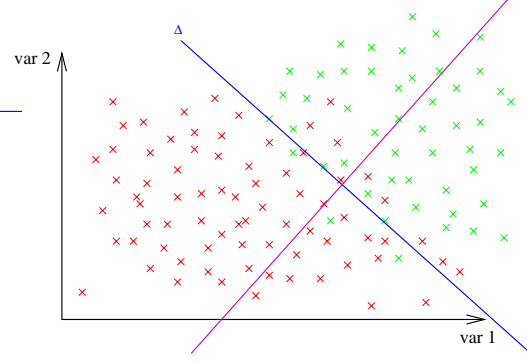


FIG. 23 – Axe ADL et hyperplan discriminant Δ

inférieure à la fausse longueur de décroissance des V0 (dlen-f-V0). Finalement, pour éviter d'avoir des vrais Ξ (respectivement Ω) parmi les candidats de la classe du bruit, nous avons éliminé les candidats ayant une masse invariante dans une fenêtre de 5 MeV/c² autour la valeur du Ξ (1.316 - 1.326 GeV/c²) ou du Ω (1.622 - 1.632 GeV/c²) respectivement. Nous avons supposé que cette coupure n'entraîne pas une coupure sur l'espace des phases. Une telle coupure biaiserait les résultats obtenus (que ceci n'est pas le cas, peut être vérifié par les tests qui suivent).

En tenant compte de toutes ces conditions, nous avons pu calculer le vecteur directeur \vec{u} de l'axe de meilleure discrimination entre les deux classes. En projetant maintenant tous les candidats sur cet axe (calculer $\vec{u} \cdot \vec{x}$), nous obtenons les distributions du bruit et du signal par rapport à cet axe, et il suffit de déterminer la valeur de la coupure c ($\vec{u} \cdot \vec{x} < c$) de sorte à obtenir le même niveau de bruit que dans les anciennes versions du V0Finder et du XiFinder.

Cette démarche n'a pas permis d'aboutir, dans un premier temps, à l'augmentation de l'efficacité désirée. En effet, nous avons trouvé des résultats guère meilleurs qu'avec les coupures classiques. Ceci nous a conduit à adopter une autre stratégie : faire deux coupures ADL consécutives. Lors de la première coupure, nous coupons une faible fraction du signal ($\approx 2\%$) tout en éliminant une grande partie du bruit.

variable	coupure appliquée	variable	coupure appliquée
dca-Xi-pvtx	< 3 cm	dca-V0-pvtx	< 6 cm
dca-bach-pvtx	< 15 cm	dca-mes-pvtx	< 20 cm
dca-bar-pvtx	< 50 cm	dca-Xi-dgt	< 3 cm
dca-V0-dgt	< 3 cm	dlen-V0	< 100 cm
dlen-Xi	< 50 cm	dlen-f-V0	< 100 cm

TAB. 5 – Coupures larges initiales à l'analyse ADL (tous les candidats vérifiant ces inégalités ont été sélectionnés)

Cette coupure va être ajoutée à celles du tableau 5 et permettra de recalculer une deuxième direction de l'axe de meilleure discrimination. Selon celle-ci nous allons faire la coupure finale, en ne gardant que le bruit voulu.

Le graphique 24 permet de voir l'augmentation de l'efficacité V0Finder-XiFinder par rapport aux anciennes coupures. En intégrant sur le p_T , nous obtenons une augmentation du nombre de Ξ reconstruits de 17.2%. L'efficacité des Finders monte donc de 24.6% à 28.8%.

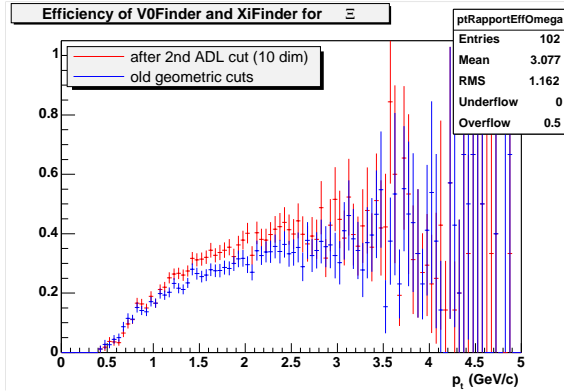


FIG. 24 – Efficacité de la combinaison V0Finder, XiFinder avec les coupures ADL à 10 dimensions

Ce résultat est déjà mieux que celui avec les coupures classiques, sauf à bas p_T . Pour découvrir si de meilleures valeurs sont envisageables, nous avons décidé de faire la même démarche que décrite précédemment mais à 21 dimensions. Les distributions correspondantes, suivant la première direction ADL et suivant la deuxième, ainsi que la valeur de la coupure sont respectivement représentées sur les figures 25, 26 pour les Ξ et sur les figures 27, 28 pour les Ω . Pour les Ω les résultats ont été obtenus avec une classe de bruit de 40000 candidats et une classe de signal contenant 29000 candidats.

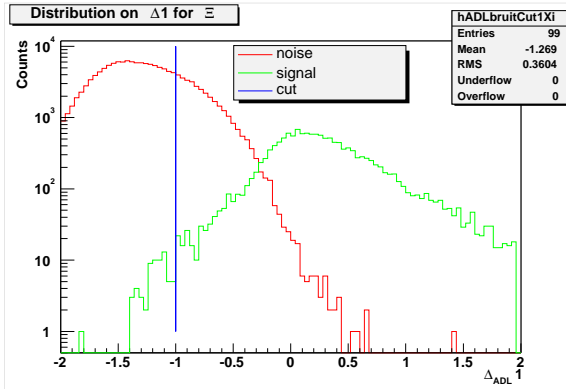


FIG. 25 – Distribution du signal et du bruit sur la première direction ADL (à 21 dimensions) pour les Ξ

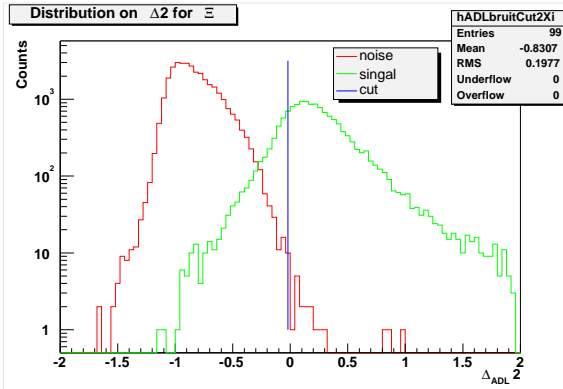


FIG. 26 – Distribution du signal et du bruit sur la deuxième direction ADL (à 21 dimensions) pour les Ξ

A 21 dimensions, les graphiques 29 et 30 permettent de constater, que l'efficacité des Finders a pu être sensiblement augmentée. Pour les Ξ on aura donc (intégré sur le p_T) une augmentation de 47.2% du signal pour un bruit de fond comparable à celui avec les anciennes coupures. Avec ces modifications, nous pourrions donc reconstruire 36.2% des Ξ pour lesquelles toutes les trois particules filles ont été «trackées». Une autre efficacité utile est celle par rapport aux coupures géométriques dans les Finders. Ainsi, nous arrivons à reconstruire 73.7% des Ξ par rapport aux Finders sans la moindre coupure géométrique (50.6% avec les anciennes coupures). Pour les Ω nous aboutissons à des résultats tout à fait comparables aux Ξ : augmentation de 46.8% du signal pour une efficacité des Finders de 35.1%. Dans ce cas, l'efficacité par rapport aux coupures géométriques passe de 46.4% à 69.4%.

Sur les figures 31 (Ξ) et 32 (Ω), où la variation du bruit en fonction de l'efficacité des coupures géométriques a été représentée, nous pouvons voir que l'efficacité peut encore être légèrement augmentée

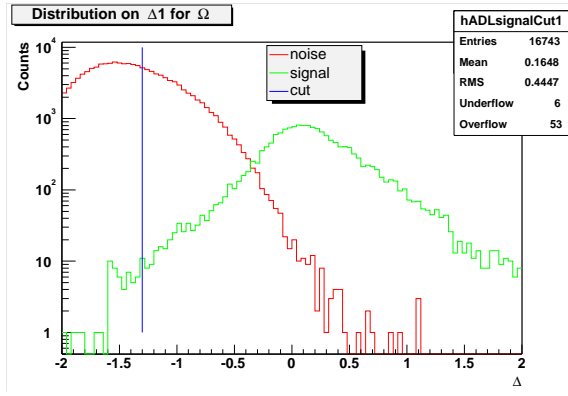


FIG. 27 – Distribution du signal et du bruit sur la première direction ADL (à 21 dimensions) pour les Ω

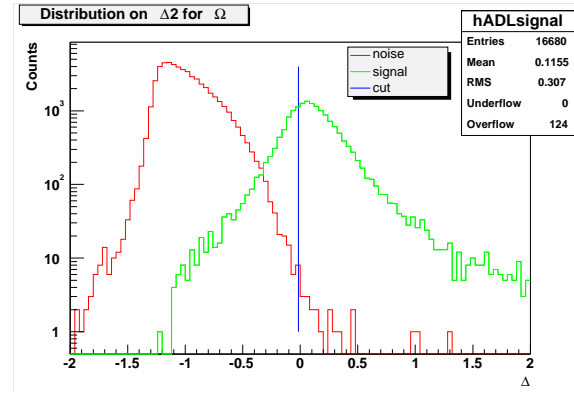


FIG. 28 – Distribution du signal et du bruit sur la deuxième direction ADL (à 21 dimensions) pour les Ω

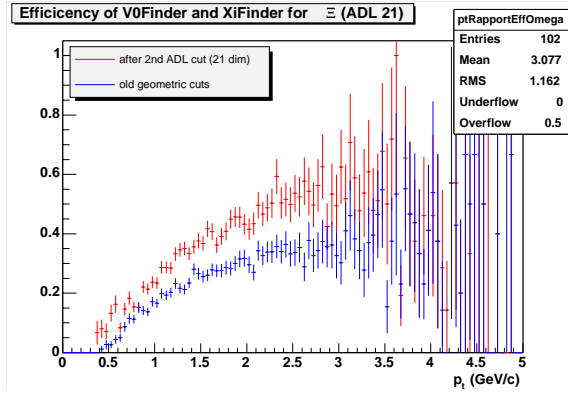


FIG. 29 – Efficacité de la combinaison V0Finder, XiFinder avec les 2 coupures ADL (21 dim.) pour les Ξ

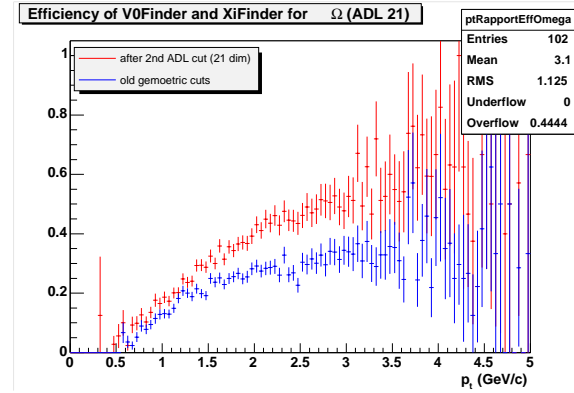


FIG. 30 – Efficacité de la combinaison V0Finder, XiFinder avec les 2 coupures ADL (21 dim.) pour les Ω

si nous acceptons un bruit un peu plus élevé. Pour ceci, il suffit d'appliquer une coupure plus large suivant la deuxième direction de meilleure discrimination.

Remarque : Ces augmentations du nombre de cascades correspondent évidemment aux nombres après le XiFinder. Pour obtenir un bon rapport signal/bruit dans les distributions en masse invariante (qui permettent de déterminer le nombre de Xi dans les événements réels), il faut encore appliquer des coupures finales, plus serrées. Pour cela il faut refaire tourner la BFC sur toutes les données réelles en implémentant les deux coupures ADL dans le V0Finder et le XiFinder et en appliquant par après une coupure ADL finale (faite avec des coupures classiques actuellement). Ce travail, qui doit encore être réalisé, permettrait de voir définitivement à quelle augmentation du signal nous pouvons aboutir.

Même si la méthode ADL permet d'obtenir des résultats satisfaisants, il y a un certain nombre de critères qu'elle doit remplir. Il faut d'abord garantir que la direction de l'axe est stable, indépendamment des échantillons de bruit et de signal. Pour le signal, nous avons toujours pris la totalité de la statistique disponible; nous nous sommes limités à vérifier l'évolution des composantes du vecteur directeur de l'axe ADL pour différents échantillons (de même taille) du bruit. Les résultats obtenus pour l'analyse à 21 dimensions sont donnés sur le graphique 33 pour les Ξ (deux premiers bins) et les Ω (deux derniers bins)³. On constate que pour les Ξ les composantes de \vec{u} sont assez stables alors que pour les Ω , il y a quand même une forte variation au niveau de certaines des composantes (surtout les faibles composantes). Ceci est d'autant plus étonnant qu'il y a plus de candidats dans la classe du signal pour les Ω que pour les Ξ . Il serait donc plus logique que l'axe pour une population plus grande soit plus stable que

³Chacune des couleurs correspond à la valeur de u_i^2 suivant la $i^{\text{ème}}$ dimension. Ceci a été obtenu en représentant sur un même graphique $\sum_{i=1}^j u_i^2$ avec $j = 1, \dots, 21$

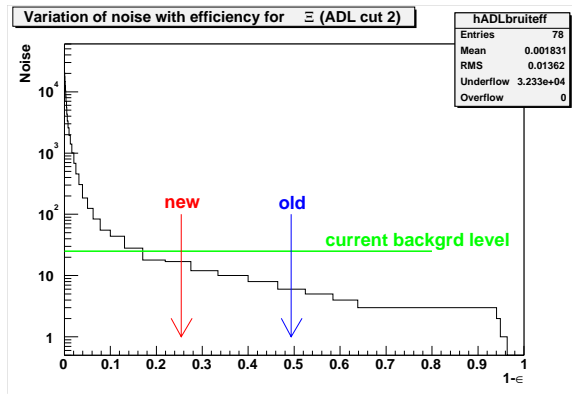


FIG. 31 – Variation du bruit avec l'efficacité ϵ pour les Ξ

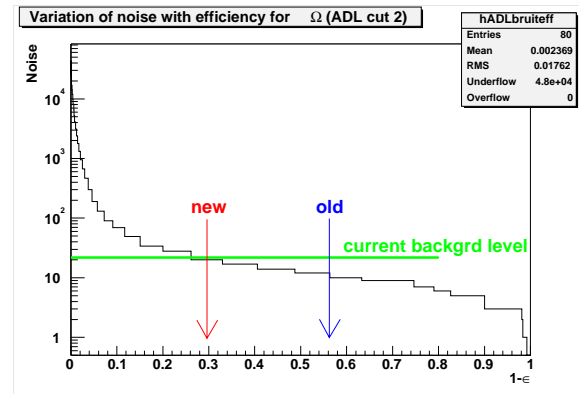


FIG. 32 – Variation du bruit avec l'efficacité ϵ pour les Ω

celui pour une population plus faible. L'utilisation d'échantillons plus grands (pas disponibles pour l'instant) permettrait d'assurer la stabilité de la direction des axes ADL. De plus, nous avons comparé les composantes des vecteurs directeurs des deux axes ADL pour les Ξ et les Ω (voir Fig. 34). On peut y voir que les directions pour les Ξ et pour les Ω sont différentes. Nous attendions un comportement similaire pour les Ξ et les Ω , car la géométrie de désintégration est très semblable pour les deux particules et les coupures sont peu différentes.

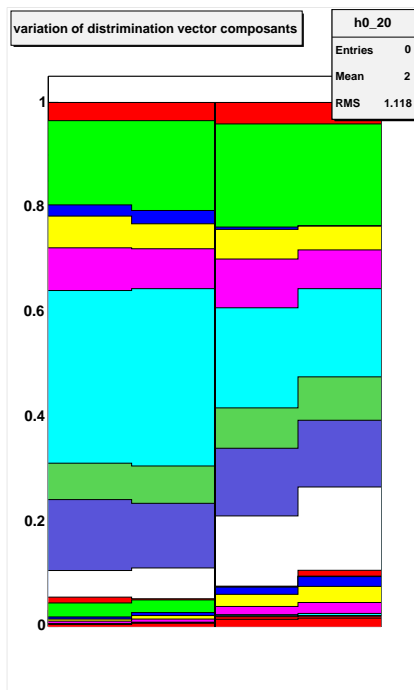


FIG. 33 – Comparaison des composantes de \vec{u} pour différents échantillons de bruit (Ξ pour les deux premiers bins ; Ω pour les derniers bins)

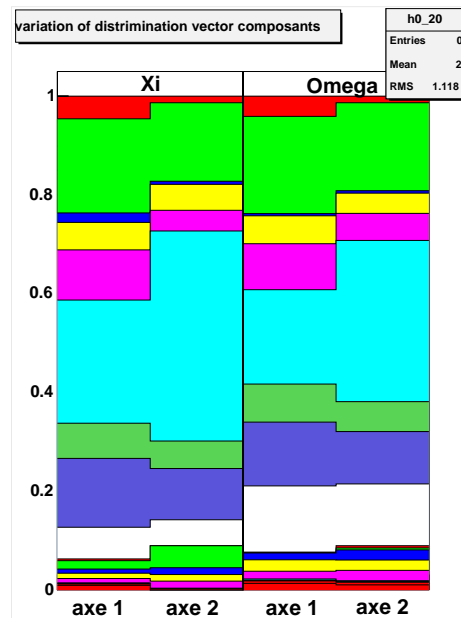


FIG. 34 – Comparaison entre les composantes des \vec{u} pour les Ξ et les Ω suivant les deux axes ADL

Pour vérifier que l'utilisation successive de deux coupures ADL ne biaise pas les distributions, nous pouvons déterminer l'allure du fond en faisant de la rotation de traces («rotating») et mesurer le $c\tau$ des Ξ et des Ω respectivement. Nous nous sommes contentés pour l'instant de faire le premier test. Le rotating consiste à reconstruire normalement le Λ provenant de la désintégration du cascade, mais de changer l'orientation de la trace du bachelor. De cette manière il n'y a plus de pic dans un histogramme en masse invariante, car tout le signal a été détruit, et nous pouvons voir le comportement du bruit de

fond. Pour dire qu'on ne biaise pas, ce bruit ne doit pas présenter de pic ou de trou à l'endroit de la masse invariante du cascade (voir Fig. 35 et 36).

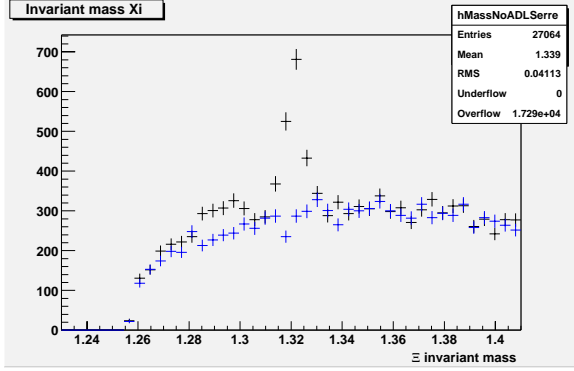


FIG. 35 – Courbe en masse invariante pour les Ξ avec des coupures serrées classiques (noir) et roté (bleu) [13]

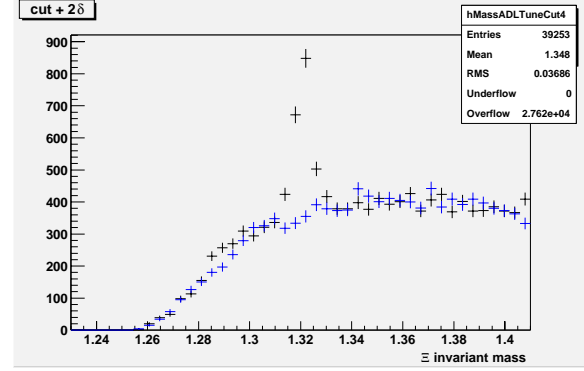


FIG. 36 – Courbe en masse invariante pour les Ξ avec deux coupures ADL (noir) et roté (bleu) [13]

Le test ultime est de déterminer à partir des candidats réels, le $c\tau$ des cascades. Pour cela, il faut corriger la courbe en $c\tau$ obtenue à partir des données réelles par l'efficacité et calculer par la pente de la courbe corrigée la valeur de $c\tau$ et la comparer à la valeur du PDG. Ceci doit encore être fait.

Avec l'augmentation des populations de Ξ et de Ω envisageables (population totale avec les Finders actuelles à $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ (centraux) pour la deuxième année : $\approx 100000 \Xi$ et $\approx 2400 \Omega$) la possibilité de mesurer avec précision de nouvelles grandeurs, comme le flot elliptique, s'ouvre.

5 Mesure du flot elliptique

Nous désirons faire une mesure du flot elliptique, donc de v_2 , pour les Ξ et pour les Ω séparément. (On s'est limité pour l'instant à la mesure de v_2 pour les Ξ). Etant donné que cette mesure, surtout si on veut avoir le flot différentiel en fonction du p_T , nécessite beaucoup de statistique, nous voulions évaluer le nombre de cascades nécessaire pour faire cette mesure de façon convenable, c'est-à-dire avec des erreurs relatives faibles. Nous avons voulu évaluer également l'influence de v_2 sur sa propre détermination. Cette deuxième partie ne peut être faite que par des simulations.

5.1 Simulation

Cette simulation a été faite avec MEVSIM [18] avec lequel on peut simuler les distributions en p_T de différentes particules pour un événement à $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ avec des multiplicités [15],[16],[17] données. La mesure du flot elliptique se fait généralement sur des événements mi-centraux (centralité de 20% à 60%), car pour des collisions centrales l'anisotropie est faible, vue la symétrie radiale de la collision. Nous avons considéré les multiplicités correspondantes, qui sont plus faibles que celles des événements centraux. En plus, et plus important pour notre étude, nous pouvons simuler l'orientation du plan de réaction, et le v_2 séparément pour chaque particule [19],[20]. Dans MEVSIM, la simulation du flot elliptique se fait à l'aide de la paramétrisation suivante :

$$v_2(p_T, y) = (v_{21} + v_{22} \cdot p_T^2) \exp\left(-v_{23} \cdot (y - y_{cm})^2\right).$$

Les paramètres v_{21} , v_{22} ont pu être obtenus pour chaque particule séparément par un fit sur les distributions expérimentales en p_T [19]. Pour la dépendance en rapidité y , nous avons considéré une faible variation dans le domaine d'acceptance de STAR ($|y| < 1$). La rapidité du centre de masse y_{cm} est nulle pour des collisions symétriques A+A. Les valeurs de $v_2(p_T)$ pour les Ξ ont été simulées autour des valeurs espérées expérimentalement [21] (voir tableau 6). Les distributions en p_T sont par la suite encore corrigées par la résolution expérimentale et le nombre de cascades simulés par l'efficacité déterminée dans la section précédente. Pour ceci, nous avons supposé que l'efficacité ne varie pas trop si on passe des événements centraux aux événements mi-centraux.

Ξ	v_{21}	v_{22}	v_{23}
flot I (fort)	0.020 ± 0.001	0.040 ± 0.001	0.0050 ± 0.0001
flot II (faible)	0.0010 ± 0.0001	0.020 ± 0.001	0.0050 ± 0.0001

TAB. 6 – Paramétrisation utilisée pour la simulation du flot elliptique des Ξ

Avant d'utiliser la méthode des cumulants, très performante, décrite dans la section 5.2, nous voulons vérifier que nous arrivons à extraire les valeurs simulées du flot en fonction du p_T , dans le cas d'un plan de réaction fixé ⁴. Comme alors, nous nous plaçons dans le cas où le plan de réaction a été reconstruit ($\Phi_R =$ angle azimutal du plan de réaction = *cste* pour tous les événements), nous arrivons à extraire facilement la valeur de v_2 en faisant l'ajustement suivant

$$\frac{dN}{d\phi} = \frac{\langle N \rangle}{2\pi} (1 + 2v_2 \cos(2(\phi - \Phi_R))),$$

sur la distribution des angles azimutaux ($\cos\phi = \frac{p_x}{p_T}$) (voir Fig. 37 et 38) pour les différents bins en

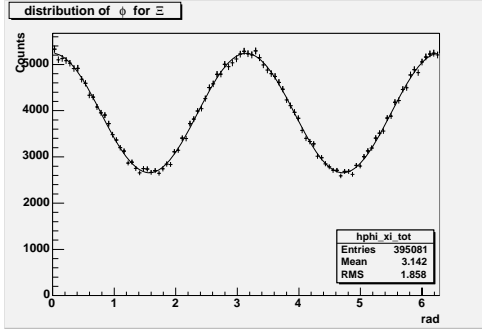


FIG. 37 – Distribution de l'angle azimutal des Ξ pour le flot I

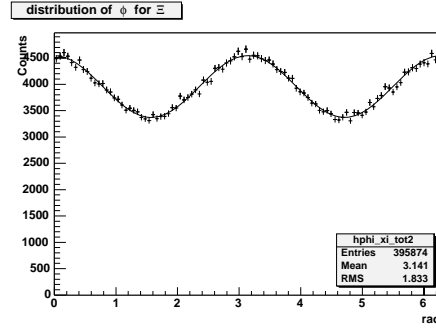


FIG. 38 – Distribution de l'angle azimutal des Ξ pour le flot II

p_T séparément. Si le plan de réaction varie aléatoirement (voir section 5.2), comme dans une expérience réelle, cette distribution va être plate. Le résultat pour différentes statistiques de Ξ est représenté aux figures 39 à 41 pour le flot I et aux figures 42 à 44 pour le flot II (la courbe rouge correspond au flot simulé).

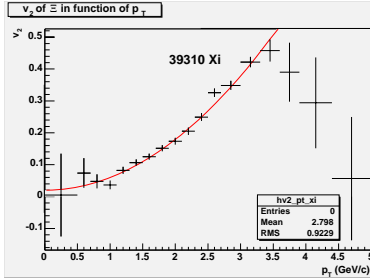


FIG. 39 – $v_2(p_T)$ avec 39310 Ξ pour le flot I

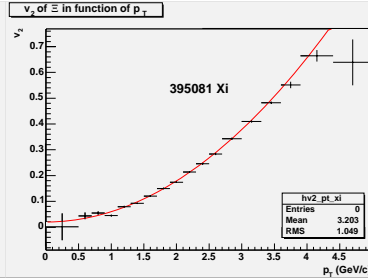


FIG. 40 – $v_2(p_T)$ avec 395081 Ξ pour le flot I

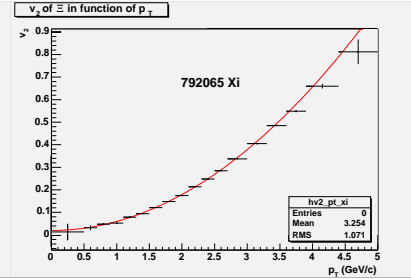


FIG. 41 – $v_2(p_T)$ avec 792065 Ξ pour le flot I

A partir de ces figures nous pouvons obtenir une idée grossière (car la situation est idéalisée) de la statistique requise, pour déterminer le flot elliptique des Ξ en fonction de l'impulsion transverse. Vu la distribution exponentielle en impulsion transverse, il est plus difficile d'extraire la valeur du flot à haut p_T .

Pour évaluer la variation de l'erreur relative en fonction du nombre de Ξ , nous pouvons utiliser soit celle du flot intégré sur le p_T ($v_2 = \int v_2(p_T) \frac{dN}{dp_T} dp_T$), soit celle du bin en p_T pour lequel l'erreur relative est la plus grande (à haut p_T).

⁴Ceci nous évite l'écriture d'un algorithme de reconstruction du plan de réaction pour cette première phase d'analyse

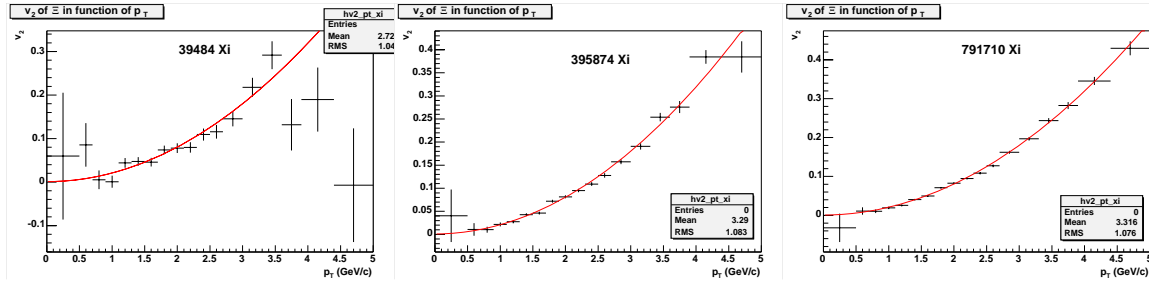


FIG. 42 – $v_2(p_T)$ avec 39484 Ξ pour le flot II FIG. 43 – $v_2(p_T)$ avec 395974 Ξ pour le flot II FIG. 44 – $v_2(p_T)$ avec 791710 Ξ pour le flot II

Avec le flot intégré et le flot à haut p_T (4.4 - 5.0 GeV/c), pour un plan de réaction fixé, nous obtenons les valeurs du tableau 7. Nous pouvons y constater que si le flot elliptique est plus élevé, il faut moins de statistique pour atteindre une erreur relative plus faible, c'est-à-dire la détermination du flot est plus difficile si celui-ci est plus faible. Si nous voulons, par exemple, déterminer le v_2 à haut p_T ($> 4.4 GeV/c$) avec une précision de 10%, il faut avoir de l'ordre de 600000 Ξ .

nombre de Ξ reconstruit	$v_2 \pm \Delta v_2$ (flot I)	$\frac{\Delta v_2}{v_2}$ (flot I)	$\frac{\Delta v_2}{v_2}$ (haut p_T)	$v_2 \pm \Delta v_2$ (flot II)	$\frac{\Delta v_2}{v_2}$ (flot II)	$\frac{\Delta v_2}{v_2}$ (haut p_T)
≈ 4000	0.1491 ± 0.0497	33.33%	/	0.05665 ± 0.04779	84.71%	/
≈ 8000	0.1632 ± 0.0325	19.91%	/	0.08084 ± 0.03226	39.91%	/
≈ 16000	0.1676 ± 0.0215	14.98%	2590%	0.06938 ± 0.021912	31.58%	/
≈ 40000	0.1661 ± 0.0134	8.07%	342%	0.07203 ± 0.01344	18.66%	/
≈ 80000	0.1681 ± 0.0090	5.35%	132%	0.07377 ± 0.00934	12.66%	75.94%
≈ 160000	0.1656 ± 0.0063	3.80%	45.10%	0.07599 ± 0.00653	8.59%	31.58%
≈ 400000	0.1648 ± 0.0039	2.37%	13.89%	0.07427 ± 0.00409	5.51%	13.32%
≈ 800000	0.1656 ± 0.0027	1.63%	6.72%	0.07423 ± 0.00288	3.88%	4.18%
≈ 1600000	0.1659 ± 0.0019	1.15%	3.82%	0.07464 ± 0.00203	2.72%	2.65%
≈ 4000000	0.1660 ± 0.0012	0.72%	1.78%	0.07428 ± 0.00128	1.72%	1.65%

TAB. 7 – Evolution de l'erreur relative du flot intégré avec la population en Ξ et le flot (plan de réaction constant)

Pour des simulations d'événements plus réalistes, c'est-à-dire avec une direction du plan de réaction variant d'un événement à l'autre, il faut appliquer une autre méthode : reconstruire le plan de réaction (méthode «standard») ou la méthode des cumulants. Nous avons décidé d'adopter la deuxième.

5.2 Méthode des cumulants

Cette méthode permet d'éliminer les corrélations entre particules qui ne sont pas dues au flot. Par rapport à la méthode «standard», elle présente encore l'avantage de ne pas avoir besoin de reconstruire le plan de réaction et par conséquent d'éviter les fluctuations liées à cette mesure, qui contribueraient à l'erreur statistique. Dans la suite, les calculs nécessaires pour l'application de cette méthode vont être détaillées sans les justifications théoriques (pour plus de précisions voir [11]).

5.2.1 Le flot intégré

Il s'agit, dans un premier temps, d'obtenir des estimations du flot (elliptique dans notre cas, mais la méthode fonctionne aussi pour d'autres flots), intégré sur l'acceptance du détecteur, les particules et l'impulsion transverse, à partir des cumulants des corrélations à 2, 4 ou 6 particules. Nous notons ϕ_j l'azimut des particules sortantes dans une direction fixe par rapport au laboratoire. Les calculs nécessaires à la mesure du flot débutent par la détermination de la fonction génératrice :

$$G_2(z) = \prod_{j=1}^M \left[1 + \frac{\omega_j}{M} (2x \cos(2\phi_j) + 2y \sin(2\phi_j)) \right],$$

où le produit se fait sur M particules détectées dans un seul événement (M doit de préférence être le même pour tous les événements) et $z = x + iy$ correspond aux points d'interpolation utilisés dans l'analyse. Les poids ω_j doivent être choisis de façon à maximiser les effets du flot. Nous avons pris $\omega_j = p_{Tj}$. Afin d'obtenir les cumulants, il faut calculer $\mathcal{C}_2(z) = M \left[\langle G_2(z) \rangle^{1/M} - 1 \right]$. Les trois premiers cumulants ($k=1, 2, 3$) $c_2\{2k\}$, qui tiennent compte des corrélations à $2k$ particules, utilisent les points d'interpolation suivants (on tronque le développement en série à l'ordre $|z|^6$) :

$$x_{p,q} = r_0 \sqrt{p} \cos\left(\frac{2q\pi}{q_{max}}\right) \quad y_{p,q} = r_0 \sqrt{p} \sin\left(\frac{2q\pi}{q_{max}}\right),$$

pour $p = 1, 2, 3$ et $q = 0, \dots, q_{max} - 1$ avec $q_{max} > 7$. Le paramètre r_0 dépend de M et du nombre de particules par événement et doit être choisi afin de minimiser les erreurs numériques et les erreurs dues à la troncature du développement en série de $|z|$. A partir des $\mathcal{C}_2(z_{p,q})$, nous calculons la moyenne sur la phase de z et nous obtenons :

$$C_p = \frac{1}{q_{max}} \sum_{q=0}^{q_{max}-1} \mathcal{C}_2(z_{p,q}),$$

qui permettent finalement de calculer les cumulants :

$$c_2\{2\} = \frac{1}{r_0^2} \left(3C_1 - \frac{3}{2}C_2 + \frac{1}{3}C_3 \right), \quad c_2\{4\} = \frac{2}{r_0^4} (-5C_1 + 4C_2 - C_3), \quad c_2\{6\} = \frac{6}{r_0^6} (3C_1 - 3C_2 + C_3),$$

qui sont directement liés au $v_2\{2k\}$ (dans le cas d'un détecteur à acceptance isotrope en ϕ), qui tient compte des corrélations à $2k$ particules, par les relations : $v_2\{2\}^2 = c_2\{2\}$, $v_2\{4\}^4 = -c_2\{4\}$ et $v_2\{6\}^6 = c_2\{6\}/4$.

5.2.2 Le flot différentiel

Le calcul du flot différentiel permet d'obtenir le v_2 pour une particule identifiée (Ξ ou Ω dans notre cas) et ceci dans des bins en p_T . Pour une telle particule, appelée «proton» (son nombre peut, par opposition à M , fluctuer d'un événement à l'autre), on note Ψ l'azimut, et on la met en corrélation avec $2k + m$ ($m = 1$ dans notre étude, mais peut aussi prendre des valeurs supérieures; et $k = 0$ ou 1 en pratique) autres particules pour éliminer les contributions non liées au flot. Comme dans le cas du flot intégré, il s'agit en suite de déterminer les cumulants $d_2\{2k + 2\}$ à partir d'une fonction génératrice :

$$\mathcal{D}_2(z) = \frac{\langle e^{2i\Psi} G_2(z) \rangle}{\langle G_2(z) \rangle},$$

où la moyenne du numérateur se fait sur tous les «protons» dans un événement, alors que la moyenne du dénominateur est faite sur tous les événements. Si les «protons» sont aussi utilisés pour la détermination du flot intégré, il faut faire attention à éviter les autocorrélations. Pour extraire les cumulants, il faut calculer :

$$D_p = \frac{r_0 \sqrt{p}}{q_{max}} \sum_{q=0}^{q_{max}-1} \left[\cos\left(\frac{2q\pi}{q_{max}}\right) X_{p,q} + \sin\left(\frac{2q\pi}{q_{max}}\right) Y_{p,q} \right],$$

où $p = 1, 2, 3$ et $X_{p,q} + iY_{p,q} = \mathcal{D}_2(z_{p,q})$. Les cumulants de plus bas ordre sont alors donnés par :

$$d_2\{2\} = \frac{1}{r_0^2} \left(2D_1 - \frac{1}{2}D_2 \right), \quad d_2\{4\} = \frac{1}{r_0^4} (-2D_1 + D_2),$$

et sont directement liés au flot différentiel (pour un détecteur parfait), compte tenu du flot intégré, par les relations : $v_2'\{2\} = d_2\{2\}/v_2$ et $v_2'\{4\} = -d_2\{4\}/v_2^3$, où $v_2'\{2\}$ est le flot elliptique compte tenu des corrélations à deux particules et $v_2'\{4\}$ celui obtenu avec les corrélations à quatre particules.

5.2.3 La démarche

La méthode des cumulants utilise à la fois des moyennes sur les «protons» et sur les événements. Il en résulte que beaucoup de statistique en Ξ est nécessaire pour pouvoir extraire $v_2(p_T)$ et qu'il faut simuler beaucoup d'événements. Il faut aussi simuler les autres particules présentes pour pouvoir calculer le flot intégré; ceci prend énormément de temps de calcul et d'espace disque. Pour l'éviter, nous avons simulé

beaucoup plus de Ξ par événement et ensuite supposé en avoir un certain nombre (avant application de l'efficacité) pour un événement «réel». En clair, nous avons pris quelques des Ξ et toutes les autres particules présentes dans l'événement simulé et considéré qu'il s'agit d'un «événement». Ensuite nous avons pris d'autres Ξ de ce même événement simulé avec les mêmes autres particules et supposé qu'il s'agit d'un autre «événement». Avec cette démarche nous avons, après l'application de l'efficacité, un nombre plus réaliste de Ξ par événement.

Comme avec la version de MEVSIM que nous avons utilisée, nous ne simulons pas des corrélations entre particules, car les particules ne se désintègrent pas, nous devons trouver à peu près le même résultat pour $v_2\{2\}$ et $v_2\{4\}$. Le vrai intérêt de la méthode des cumulants, notamment l'élimination des corrélations non liées au flot, ne jouera donc pas. Cette simulation n'est qu'une étape préliminaire pour voir le fonctionnement de la méthode. La méthode pourra déployer toutes ces capacités lors de l'analyse sur les événements réels.

Les résultats obtenus par cette simulation sont représentés sur les figures 45 à 48. Nous pouvons constater qu'indépendamment du flot simulé et des corrélations considérées, le flot calculé avec la méthode des cumulants est toujours trop faible. Pour le flot I, plus grand, nous pouvons également observer un effet de saturation à haut p_T .

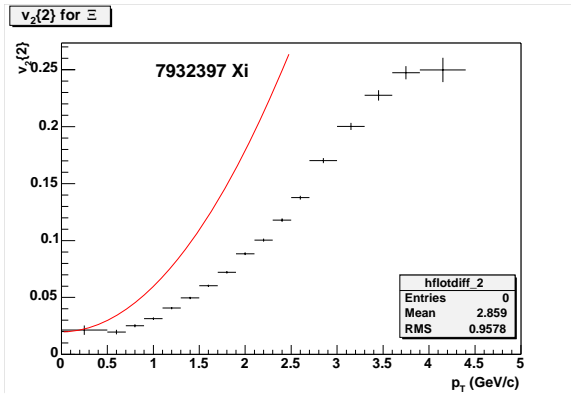


FIG. 45 – $v_2\{2\}$ pour 7932397 Ξ (la courbe rouge est le flot simulé) pour le flot I

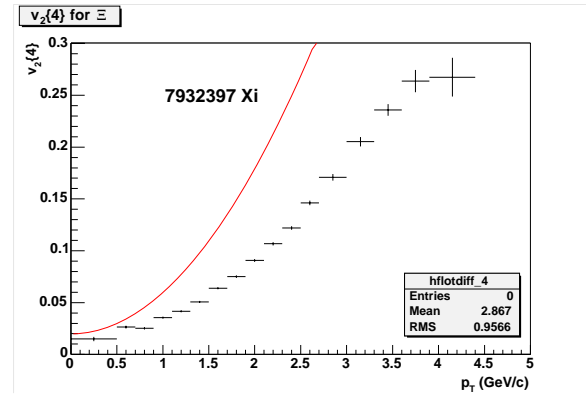


FIG. 46 – $v_2\{4\}$ pour 7932397 Ξ (la courbe rouge est le flot simulé) pour le flot I

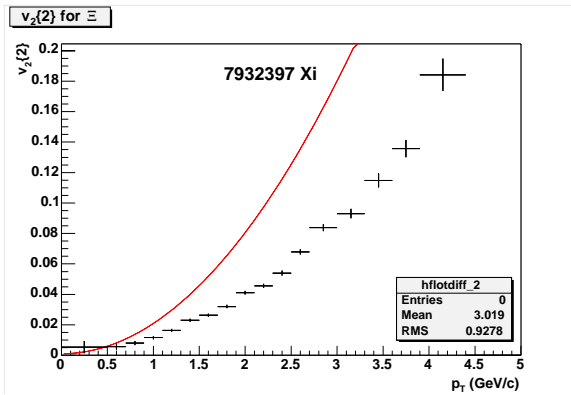


FIG. 47 – $v_2\{2\}$ pour 7932397 Ξ (la courbe rouge est le flot simulé) pour le flot II

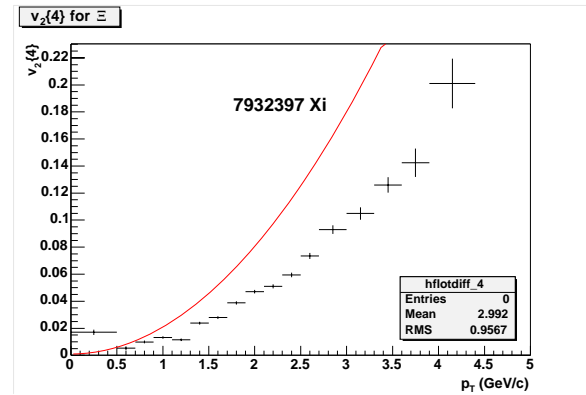


FIG. 48 – $v_2\{4\}$ pour 7932397 Ξ (la courbe rouge est le flot simulé) pour le flot II

Une origine possible de ce phénomène peut être la présence de corrélations fortuites, qui sont éliminées par la méthode et qui pourraient expliquer pourquoi nous trouvons des valeurs du flot qui sont plus basses que celles que nous simulons. Dans ce cas, la divergence serait liée au type d'événements simulés avec MEVSIM. Si cela est le cas ou s'il y a encore d'autres causes, cela reste à investiger. En plus, la méthode utilise un certain nombre de paramètres (r_0 , ω_j , ou le nombre de particules prises pour déterminer le flot intégré, ...) que l'on peut ajuster pour voir leur influence sur la détermination du flot.

Le passage à un simulateur plus performant, comme par exemple HIJING ou une version plus évoluée de MEVSIM, pourrait aussi résoudre ce problème.

La représentation du rapport entre le flot calculé et le flot simulé (voir figures en annexe 2) permet de voir que la différence est à peu près constante, indépendamment du p_T et indépendamment des corrélations, mais qu'elle dépend du v_2 des Ξ . Il est donc possible qu'il y ait une erreur systématique dans le calcul qui modifie la valeur du flot d'un facteur constant, car l'allure des courbes semble être reproduite.

Même si les résultats ne sont pas encore représentatifs, nous avons repris le calcul de l'erreur relative du v_2 en fonction du nombre de Ξ . Les résultats dans le tableau 8 permettent de voir que les erreurs relatives sont légèrement plus élevées que dans le cas d'un plan de réaction fixé. Pour mesurer, par exemple, le $v_2\{2\}$ des Ξ à haut p_T ($> 4.4 \text{ GeV}/c$), il faut déjà une statistique de l'ordre de $1.5 \text{ M}\Xi$. Ces valeurs sont quand même encore à prendre avec précaution, car les valeurs calculées pour le flot ne correspondent pas aux valeurs simulées.

nombre de Ξ reconstruit	$\frac{\Delta v_2\{2\}}{v_2\{2\}}$ (flot I)	$\frac{\Delta v_2\{4\}}{v_2\{4\}}$ (flot I)	$\frac{\Delta v_2\{2\}}{v_2\{2\}}$ (haut p_T)	$\frac{\Delta v_2\{4\}}{v_2\{4\}}$ (flot II)	$\frac{\Delta v_2\{4\}}{v_2\{4\}}$ (flot II)	$\frac{\Delta v_2\{2\}}{v_2\{2\}}$ (haut p_T)
≈ 4000	/	/	247%	/	3174%	366%
≈ 8000	34.61%	35.56%	60.56%	55.32%	81.50%	75.75%
≈ 16000	22.50%	26.05%	47.82%	47.94%	79.67%	49.64%
≈ 40000	14.88%	17.66%	26.98%	32.12%	34.61%	43.95%
≈ 80000	12.225%	13.05%	23.39%	24.16%	31.7%	23.50%
≈ 160000	8.70%	9.09%	16.70%	17.32%	18.75%	17.80%
≈ 400000	6.28%	6.30%	12.70%	12.86%	15.15%	12.70%
≈ 800000	6.05%	5.88%	13.62%	12.37%	15.88%	14.62%
≈ 1600000	3.90%	3.96%	8.06%	8.42%	9.69%	13.07%
≈ 4000000	2.63%	2.54%	5.61%	5.76%	6.10%	8.67%
≈ 8000000	1.89%	1.93%	4.28%	4.16%	4.10%	5.7%

TAB. 8 – Evolution de l'erreur relative du flot intégré avec la population en Ξ et le flot (préliminaire)

Avec les données centraux à $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$, nous avons pour l'instant approximativement 100000 Ξ qui sont reconstruits. Ce chiffre doit être divisé plus ou moins par un facteur deux pour les événements mi-centraux considérés ici. Avec les coupures ADL des Finders déterminées dans la section 4.1.2, la statistique peut être multiplié par environ un facteur 1.5. En plus, nous avons montré qu'avec des coupures finales ADL (et des coupures classiques pour les Finders) [13], une multiplication de la statistique des Ξ par 2 ou 3 est envisageable. Ceci nous permettra d'obtenir un total de quelques 200000 Ξ pour les événements mi-centraux. Avec une telle statistique, une détermination du flot intégré pour les Ξ à quelques 8% est réalisable. A haut p_T nous ne pourrons pas faire mieux que 15 à 16%. Un calcul du flot différentiel avec la méthode des cumulants pour les Ω n'est pas encore réaliste, vu la statistique que nous avons pour l'instant (< 4000).

Remarque : Pour les données réelles, les erreurs vont être plus élevées, car l'intervalle de masse invariante autour de la masse réelle des Ξ va encore contenir du bruit, c'est-à-dire pas toutes les particules considérées vont être des Ξ , mais il va encore y avoir des impuretés. Une estimation du nombre d'événements nécessaires, pour un nombre exigé de Ξ reconstruits, peut être déterminée par la formule :

$$\text{nombre d'événements} = \frac{(\text{nombre de } \Xi \text{ reconstruit}) \cdot 2 \cdot \frac{dN}{dy}}{\epsilon},$$

où ϵ est l'efficacité totale («tracking» + Finders + coupures serrées) qui peut être estimée, avec les coupures ADL, à quelques 1.5%.

6 Conclusion et perspectives

Dans la première partie du stage, nous avons pu étudier la chaîne de reconstruction des cascades, utilisée pour STAR. En vue d'obtenir une statistique plus grande de ces cascades, afin de diminuer les erreurs statistiques sur les mesures physiques, nous voulons augmenter le nombre des hyperons multi-étranges reconstruits dès la phase initiale de la reconstruction. A partir des événements obtenus

par l'embedding, nous avons pu évaluer l'efficacité de reconstruction les traces des particules filles des cascades ainsi que l'efficacité des Finders, qui permettent l'association en V0 vertex et en Xi vertex. Comme cette deuxième efficacité est actuellement assez faible, nous avons essayé de l'améliorer. D'abord en essayant d'autres coupures classiques et finalement en passant à une analyse discriminante linéaire multivariable. Une telle analyse à 21 dimensions avec deux coupures successives nous a permis d'aboutir à une augmentation relative de statistique des Ξ et des Ω d'environ 50% avant les coupures finales serrées. Il faut maintenant encore faire des tests pour vérifier que la méthode ne biaise pas les résultats (test du $c\tau$) et faire l'étude avec plus de statistique (dès que le nouvel embedding sera achevé). Finalement il reste à appliquer les coupures ADL sur toute la statistique de données réelles en appliquant les coupures serrées pour voir quelle augmentation de signal nous pouvons vraiment atteindre.

Dans la deuxième partie du stage, nous avons commencé à étudier une nouvelle méthode pour la mesure du flot elliptique, qui permet de tenir compte des corrélations entre particules qui ne proviennent pas directement d'un mouvement collectif général. Cette mesure est très intéressante pour les cascades, car elle permet d'obtenir des informations directes sur la phase partonique. Comme préliminaires à cette mesure, nous avons essayé d'extraire le v_2 pour des Ξ seuls à partir des simulations, qui nous ont permises de déterminer grossièrement la statistique requise pour faire cette mesure. Pour la méthode des cumulants, nous avons encore eu quelques soucis, qui doivent être résolus dans la suite avant de pouvoir passer à la mesure du flot pour les données réelles. Cette mesure sur les données réelles ne sera pourtant que réalisable pour les Ξ , car pour l'instant la statistique pour les Ω n'est pas encore suffisante.

7 ANNEXE

Annexe 1 : distributions pour les coupures classiques

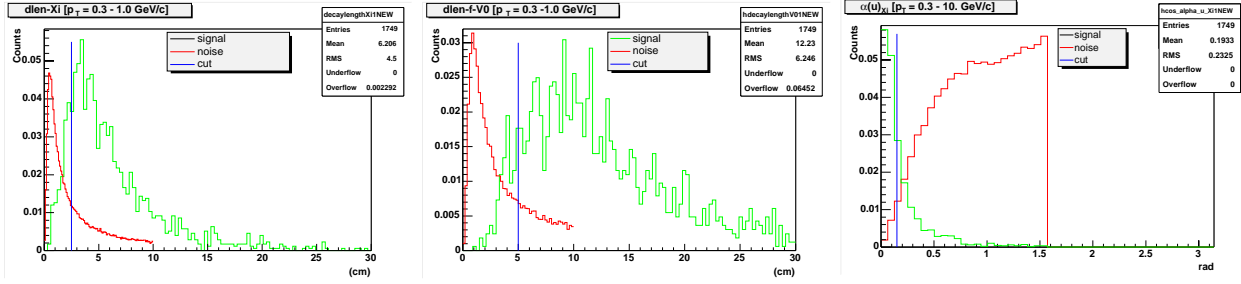


FIG. 49 – dlen-Xi bin 1

FIG. 50 – dlen-f-V0 bin 1

FIG. 51 – $\alpha(u)_{X_i}$ bin 1

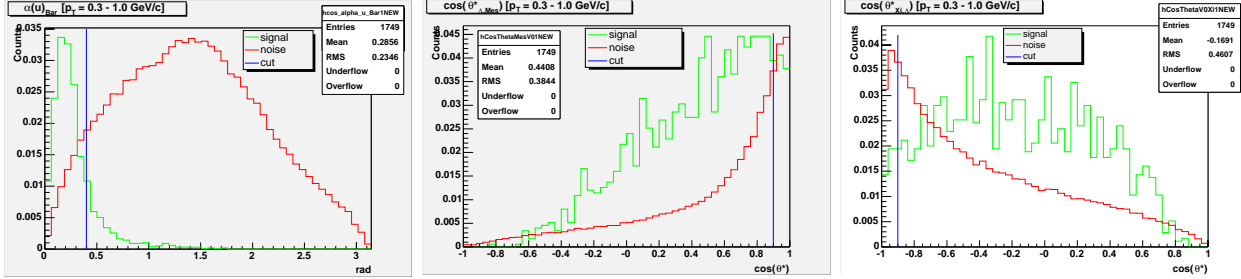


FIG. 52 – $\alpha(u)_{\bar{B}ar}$ bin 1

FIG. 53 – $\cos(\theta^*_{V0,Mes})$ bin 1

FIG. 54 – $\cos(\theta^*_{X_i,V0})$ bin 1

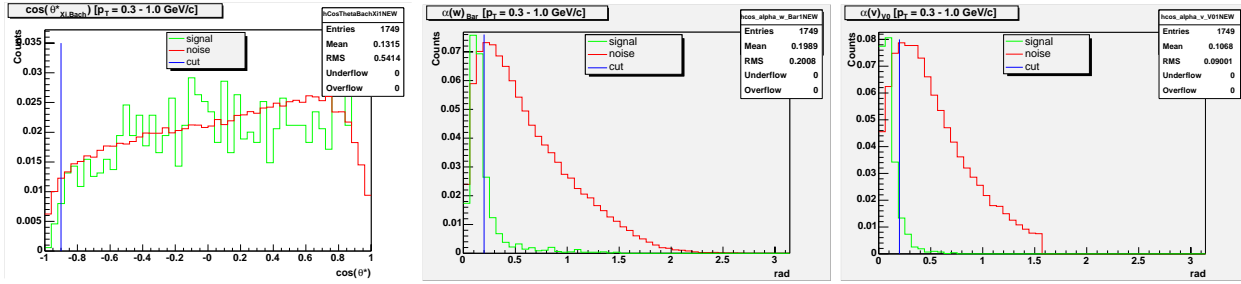


FIG. 55 – $\cos(\theta^*_{X_i,Bach})$ bin 1

FIG. 56 – $\alpha(w)_{\bar{B}ar}$ bin 1

FIG. 57 – $\alpha(v)_{V0}$ bin 1

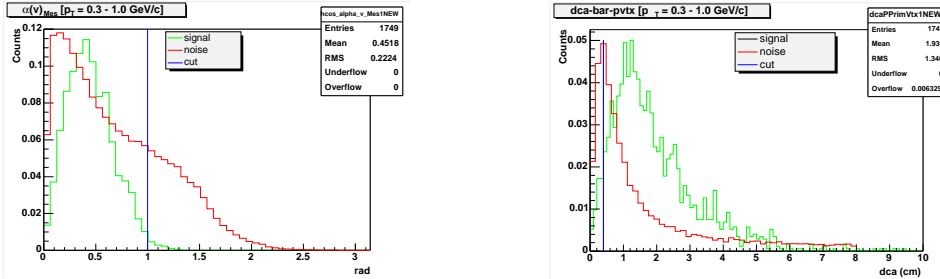


FIG. 58 – $\alpha(v)_{Mes}$ bin 1

FIG. 59 – dca-bar-pvtx bin 1

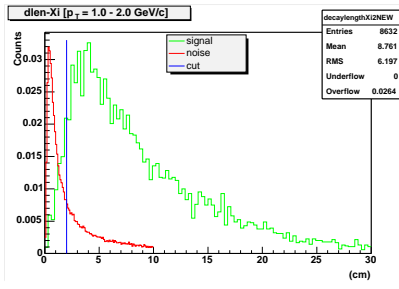


FIG. 60 – dlen-Xi bin 2

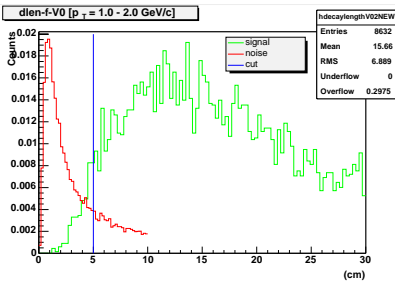


FIG. 61 – dlen-f-V0 bin 2

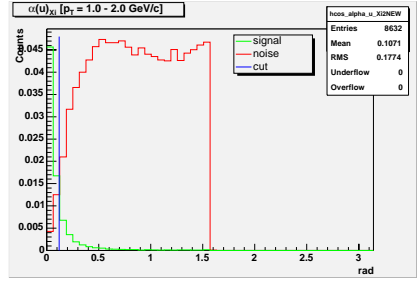


FIG. 62 – $\alpha(u)_{Xi}$ bin 2

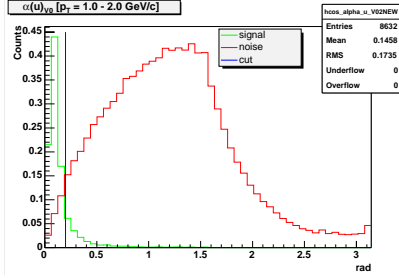


FIG. 63 – $\alpha(u)_{V0}$ bin 2

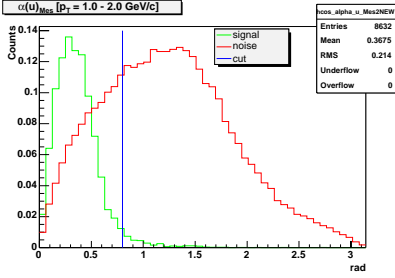


FIG. 64 – $\alpha(u)_{Mes}$ bin 2

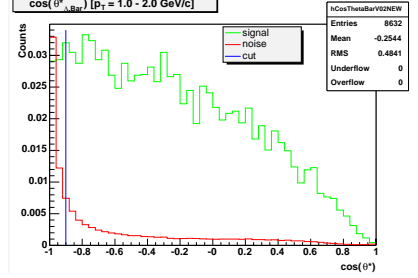


FIG. 65 – $\cos(\theta^*_{V0,Bar})$ bin 2

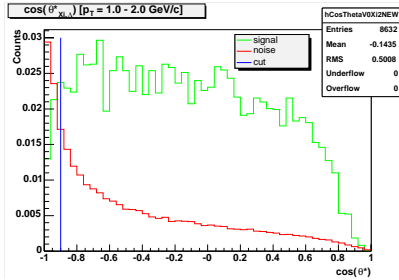


FIG. 66 – $\cos(\theta^*_{Xi,V0})$ bin 2

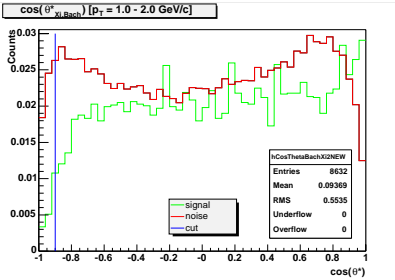


FIG. 67 – $\cos(\theta^*_{Xi,Bach})$ bin 2

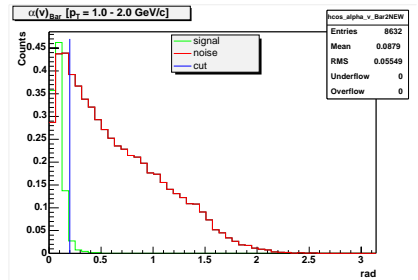


FIG. 68 – $\alpha(v)_{Bar}$ bin 2

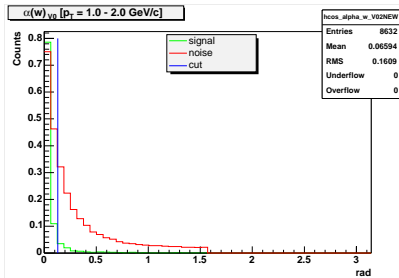


FIG. 69 – $\alpha(w)_{V0}$ bin 2

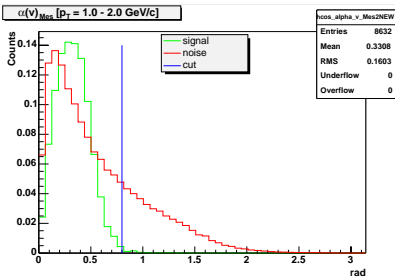


FIG. 70 – $\alpha(v)_{Mes}$ bin 2

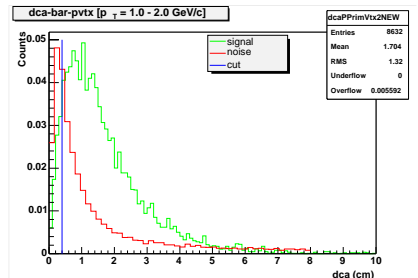


FIG. 71 – dca-bar-pvtx bin 2

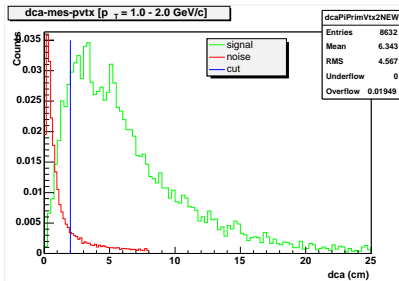


FIG. 72 – dca-mes-pvtx bin 2

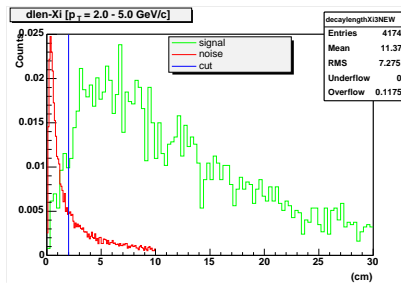


FIG. 73 – dlen-Xi bin 3

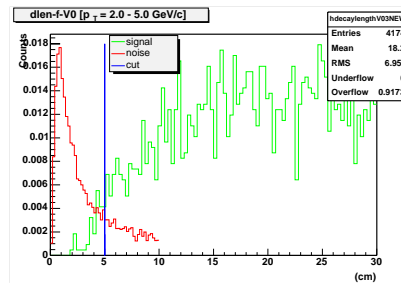


FIG. 74 – dlen-f-V0 bin 3

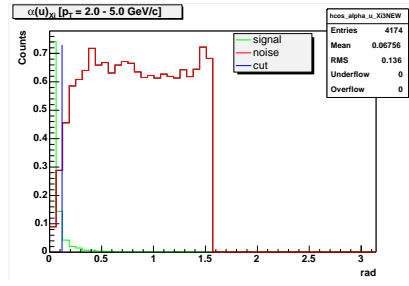


FIG. 75 – $\alpha(u)_{Xi}$ bin 3

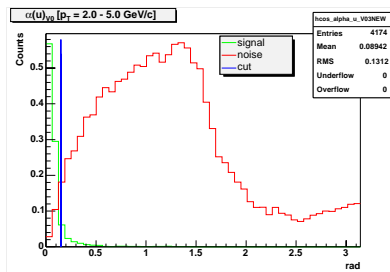


FIG. 76 – $\alpha(u)_{V0}$ bin 3

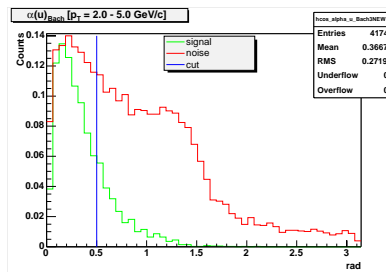


FIG. 77 – $\alpha(u)_{Bach}$ bin 3

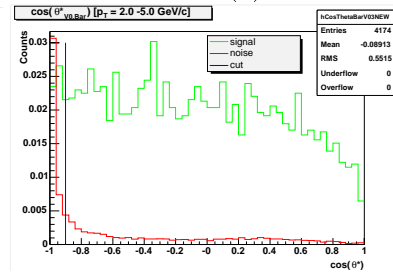


FIG. 78 – $\cos(\theta_{V0,Bar}^*)$ bin 3

Annexe 2 : Rapport entre v_2 calculé et v_2 simulé

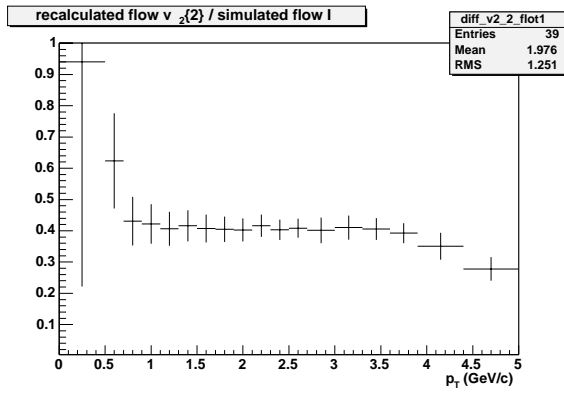


FIG. 79 – Rapport entre le $v_2\{2\}$ calculé et le v_2 simulé pour le flot I

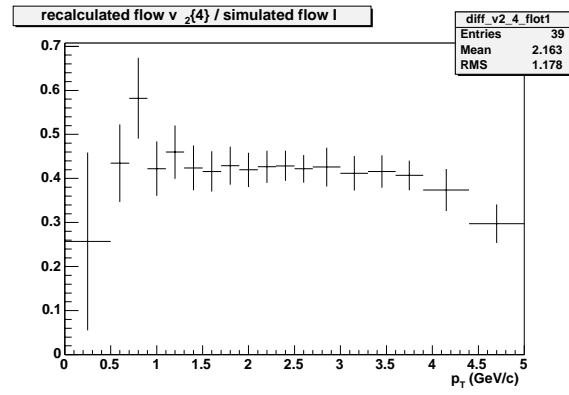


FIG. 80 – Rapport entre le $v_2\{4\}$ calculé et le v_2 simulé pour le flot I

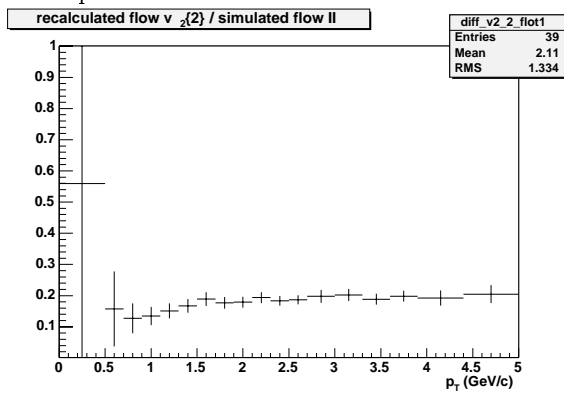


FIG. 81 – Rapport entre le $v_2\{2\}$ calculé et le v_2 simulé pour le flot II

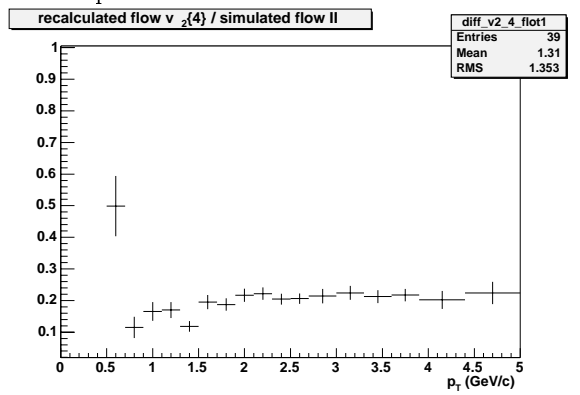


FIG. 82 – Rapport entre le $v_2\{4\}$ calculé et le v_2 simulé pour le flot II

Références

- [1] STAR Collaboration - *Multi-strange Baryon Production in Au-Au collisions* - 2003 - to be submitted to PRL
- [2] Ulrich Heinz - *The quark-gluon plasma at RHIC* - Proceedings of the 16th International Conference on Particles and Nuclei (PANIC'02), Osaka, Japon, 30 septembre - 4 octobre 2002, nucl-th/0212004
- [3] Boris Hippolyte - *Etude de la production d'étrangeté dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes à $\sqrt{s_{NN}} = 130$ GeV avec l'expérience STAR au RHIC* - Thèse de l'ULP soutenue le 9 juillet 2002
- [4] E. Schnedermann, J. Sollfrank and U. Heinz, Phys. Rev. C48, 2462(1993)
- [5] Javier Castillo - *Probing thermal freeze-out conditions via multi-strange baryons* - Proceedings of the 7th International Conference on Strangeness in Quark Matter, 12-17 mars 2003, Atlantic Beach, USA
- [6] Raimond Snellings - *Single particle inclusive spectra, HBT and elliptic flow; a consistent picture at RHIC?* - 2001 - hep-ph/0111437
- [7] Mohamed Lofti Benamderrahmane - *Etude du flot elliptique avec le détecteur BRAHMS* - Stage de DEA, Modélisation et Instrumentation 2001/2002
- [8] P.F. Kolb, J. Sollfrank, U. Heinz - *Anisotropic transverse flow and the quark-hadron phase transition* - Phys. Rev. C62(2000) 054909
- [9] N. Borghini, P.M. Dinh, J.-Y. Ollitrault, A.M. Poskanzer, S.A. Voloshin - *Effects of momentum conservation on the analysis of anisotropic flow* - 2002 - Phys. Rev. C66, 014901(2002)
- [10] J.-Y. Ollitrault - *Elliptic Flow from Lee-Yang zeroes* - Transverse Dynamic Workshop, 6-8 mars 2003, Brookhaven National Laboratory, New York, USA
- [11] Nicolas Borghini, Phuong Mai Dinh, Jean-Yves Ollitrault - *Flow analysis from cumulants: a practical guide* - 2001 - nucl-ex/0110016
- [12] Particle Data Group - *Particle Physics Booklet* - Edition 2002
- [13] Julien Faivre - *Communication privée*
- [14] Pierre Lutz - Ecole de Gif-sur-Yvette - *Un exemple d'analyse multivariable: l'analyse discriminante* - 1988
- [15] G. Van Buren for the STAR Collaboration - *Soft Physics in STAR* - 16th International Conference, Quark Matter 2002, 18-24 juillet 2002, Nantes
- [16] Magali Estienne - Subatech - Ξ^- and Ξ^+ production at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV in Au-Au collisions - Private Communication - Presentation Analysis Meeting STAR, Berkeley, 4-7 juin 2003
- [17] Christophe Suire - *Omegas In STAR - What do we have and what can we expect* - Brookhaven National Laboratory, New York, USA - 2003
- [18] R.L.Ray, R.S.Longacre - *MEVSIM: A Monte Carlo Event Generator for STAR* - STAR Note 419
- [19] Aihong Tang - *Elliptic Flow From STAR* - Transverse Dynamic Workshop, 6-8 mars 2003, Brookhaven National Laboratory, New York, USA
- [20] STAR Collaboration - *Azimuthal Anisotropy of K_S^0 and $\Lambda + \bar{\Lambda}$ Production at Midrapidity from Au-Au Collisions* - Phys. Rev. Lett. 89(2002) 132301
- [21] Javier Castillo - Ξ v_2 in Au-Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV - Presentation Analysis Meeting STAR, Berkeley, 4-7 juin 2003