



HAL
open science

Reconstruction et étude des baryons multi-étranges dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes à $\sqrt{(S_{NN})} = \text{GeV}$

Julien Faivre

► To cite this version:

Julien Faivre. Reconstruction et étude des baryons multi-étranges dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes à $\sqrt{(S_{NN})} = \text{GeV}$. Physique Nucléaire Théorique [nucl-th]. Université Louis Pasteur - Strasbourg I, 2004. Français. NNT: . tel-00008402

HAL Id: tel-00008402

<https://theses.hal.science/tel-00008402>

Submitted on 8 Feb 2005

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

**Reconstruction et étude des baryons
multi-étranges dans les collisions d'ions
lourds ultra-relativistes à $\sqrt{S_{NN}} = 200 \text{ GeV}$
avec l'expérience STAR au RHIC**

THÈSE

Présentée et soutenue publiquement le 1^{er} Octobre 2004

pour l'obtention du

Doctorat de l'Université Louis Pasteur de Strasbourg
(Spécialité Physique Subatomique)

par

Julien FAIVRE

Composition du jury

Directeur de thèse	Jean-Pierre Coffin
Rapporteur interne	Ulrich Goerlach
Rapporteurs externes	Federico Antinori Olivier Drapier
Examineurs	Raimond Snellings Jérôme Baudot

Institut de Recherches Subatomiques

Unité Mixte de Recherche CNRS-IN₂P₃ et Université Louis Pasteur

Remerciements :

Je suis très reconnaissant à Jean-Pierre Coffin, mon directeur de thèse, de m'avoir accueilli dans son groupe et d'avoir fait toutes les démarches nécessaires à l'obtention d'une bourse de thèse : ces démarches ont en effet été bien plus longues et fastidieuses que d'ordinaire, et je lui fait gré de les avoir menées jusqu'au bout. Je suis également très reconnaissant envers mon responsable Jérôme Baudot, pour son encadrement, pour l'intérêt manifeste qu'il portait à ce que je faisais, pour sa sympathie et sa bonne humeur permanentes, et pour avoir été mon prof de Physique personnel pendant ces trois ans. Merci à vous deux, Jean-Pierre et Jérémy, pour les heures que vous avez passées à lire très attentivement mon manuscrit et pour les corrections soigneuses que vous y avez apportées. Merci également aux chefs de groupe de m'avoir donné l'opportunité d'assister aux conférences et analysis meetings.

Je remercie Federico Antinori, Olivier Drapier, Ulrich Goerlach et Raimond Snellings d'avoir bien voulu être membres du jury avec les contraintes que cela suppose, et d'avoir accepté de lire un manuscrit loin d'être fini... et que j'ai de plus donné en retard. Les conversations avec les rapporteurs ont toujours été enrichissantes (le jour-J aussi!). Votre sympathie et la compréhension dont vous avez fait preuve m'ont permis de ne pas trop stresser le jour-J, et feront de ma soutenance un de mes souvenirs les plus agréables.

Je n'aurais pas pu terminer ma rédaction dans les temps (ou alors pas proprement...) sans l'expérience de Boris pour faire de jolis plots, et sans le soutien de Dudu et Spongler, i.e. some music which has been nicely provided by Sevil and Betty. I want to thank Boris, Christophe and Matt for providing so nicely and quickly help and answers to the technical questions I was asking during the end of this PhD. I couldn't have written my thesis so fast without you guys!

Pour terminer avec le manuscrit en lui-même, je remercie Patrick Rocher du BdL (Bureau des Longitudes) de m'avoir accordé l'autorisation de reproduire les cartes des éclipses [1], et Paul pour la figure II.1. Je remercie également ma famille, dont – entre autres choses – l'aide très précieuse à l'occasion de mon déménagement m'a permis de continuer à rédiger sans m'occuper des tâches lourdes qu'il a nécessité; je n'aurais pas pu finir l'écriture du manuscrit (ni même soutenir sans doute) dans le temps prévu sans leur soutien. Ils ont de plus accepté de lire – et l'ont fait plusieurs fois! – ce rapport pour eux austère et abstrus afin d'en corriger les erreurs :-)

Je voudrais aussi exprimer ma gratitude à Gérard Biechel pour l'aide et le soutien qu'il m'a apportés à la préparation de ses TP d'électronique, pour sa confiance et sa sympathie, et pour les discussions qui m'ont permis d'entrevoir et de commencer à comprendre ce qu'il y a de l'autre côté de la barrière, dans le monde des profs.

Enfin, je remercie évidemment Sylvain Faisan, ancien camarade de promo et complice pendant les trois ans qu'ont duré nos thèses, pour le vélo bien sûr et avoir accepté de rouler à mon allure de tortue pour des ballades de 60 ou 80 bornes sans EPO qui m'ont donné le goût de l'aventure sur les pistes cyclables Allemandes; pour ne m'avoir pas laissé tomber pendant notre 3^e année malgré ses nouvelles occupations; mais surtout parce que sans lui, cette thèse serait très loin de ce qu'elle est actuellement. C'est en effet lors de l'une de nos innombrables discussions passionnées Physico-Mathématico-TraitementDuSignal-Politico-ENSPiennes qu'il m'a parlé de l'ADL. Ayant découvert l'intérêt que cette méthode pouvait avoir pour mon traitement de données, je l'ai ensuite assailli de questions pendant une année entière, et il a toujours été disponible pour y répondre... parfois plusieurs fois, jusqu'à ce que j'aie tout compris! Merci Sylvain d'avoir apporté une preuve supplémentaire, si besoin était, que la collaboration est toujours enrichissante – et malheureusement trop souvent délaissée pour la stérile concurrence –, et que nous "Physiciens" devrions nous décloîtrer et plus souvent nous tourner vers d'autres expériences et d'autres disciplines; ce que nous avons à en apprendre nous aiderait beaucoup.

J'ai eu la chance de passer ces trois années de thèse dans un groupe jeune et dynamique, le groupe STAR-ALICE de l'IReS, dont la composition s'est modifiée au cours du temps mais dont j'espère toutefois n'oublier personne: Franck Agnese, Zouire Amara, Laurent Arnold, Jérôme Baudot, David Bonnet, Jean-Pierre Coffin, Marie Germain, Carl Gojak, Magalie Guedon, Boris Hippolyte, Christian

Kuhn, Frédéric Littel, Jean-Robert Lutz, Jeff Speltz, Christophe Suire, Alberto Tarchini, Renaud Vernet, et Valéria Zetter.

Outre une mention spéciale pour Christian, Jéjé et Renaud pour les bonnes parties de déconnade – et, n’ayant pas trouvé de phrase plus juste, je plagie volontairement Boris qui avait qualifié l’équipe de “*un savant cocktail de passion pour la physique, d’éternelle bonne humeur et de rigueur scientifique*” [2] –, je voudrais remercier particulièrement deux personnes qui ont quitté le groupe: Carl pour son dynamisme, et Alberto, malheureusement décédé peu de temps après nous avoir quittés, pour l’intérêt qu’il portait à ce que nous faisons.

Je voudrais également remercier Jeff et Jéjé pour leur foi inébranlable dans mon analyse – et pourtant, au début ce n’était pas évident! –, Jéjé pour sa patience envers mes bugs... et Jeff pour m’avoir permis, en utilisant mon code et détectant des comportements bizarres, voire même en trouvant ces bugs, d’en corriger quelques-uns. Il en est deux que je serais peut-être toujours en train de chercher ou de ne pas connaître s’il n’avait pas été là.

Merci spécialement aussi à Renaud et Magalie, l’un pour nos discussions sino-japonisantes et l’autre pour nos délires réciproques vaguement déstressants. Merci également à Dav’, que je nomme solennellement vice-gourou L^AT_EX, et à tous ceux que j’ai côtoyés souvent à l’IReS: Charles, le groupe Des Zéros (Seb, Anne-Catherine, Isa, Vincent, Benoit, Daniel), Sophie, Dounia, Abdel, Fred, Benjamin, Angel, Lotfi, Marie-Delphine, Khadija, Alexandre, et Antoine (le transit de Vénus le jour des premiers yields corrigés!).

Enfin, un grand merci à Alain Michalon et Benoît Speckel pour les très très très nombreux dépannages informatiques, et qui ont probablement attrapé quelques cheveux blancs à cause de nous. Merci également à Stéphanie Goeb qui a supporté mes caprices et m’a obtenu, lorsque c’était possible, une place avec hublot à chaque fois que je l’ai demandé!

J’oubliais: merci à tous les gens du groupe que je côtoyais quotidiennement pour avoir supporté mes très nombreux Anglicismes... et mes très incompréhensibles (d’après vous) Belgicismes!

The STAR collaboration being wide, I’ve met a lot of people there. I’ve therefore been able to enjoy unfortunately too short conversations or simply to share happy times with Selemon B., Jens B., Andrej B., Zibi C., Tom C., Hank C., Rachel D., Lidia D., Thomas D., Barbara E., Patricia F., Jinghua F., Carl G., Jon G., Tim H., John H., Ian J., Peter J. (who kindly suffered loud Beatles’ music – his office was next to ours!), Bill J., Sonia K., Curtis L., Frank L., Jérôme L., Jingguo M., Dan M., Spiros M., Marcello M., Tapan N., Markus O., Mirko P., Andrew R., Iwona S., Nicolaj S., Raimond S., Paul S., Alex S., Christof S., Jun T., Jim T., Steve T., and many others.

I would like to thank more particularly John A., Lee B., Rene B., Anja B., Abdel B., Michał J. and Piotr S. (we managed to use only 1 car for 6 people doing shifts in 3 different periods of the day!), Peter J., Adam K. (my first trip to NYC!), Mercedes L.-N. (¡Ola Mercedes! My biggest demonstration ever, thanks to you and Tom), Tom M.-S. (“No blood for oil!”), Mathias M. (my first attempt to collaborate with Phenix, and my first and only visit to STAR computer and HPSS rooms), Mike M., Fabrice R., Kai S., Thomas U. and Chuck W., as well as the theorist Rajiv G. and the three Phenixians with whom I’ve been in contact: Christine A., Xavier C., and Saskia M.

My thanks also go to the RHIC and AGS users’ center’s secretaries Mercy B., Kelly G. and particularly Angela M., as well as Cora Feliciano from STAR, for the nice help that they have always been providing when we were in trouble with administrative stuff in Brookhaven.

Je ne peux pas oublier le groupe des “Frenchies” et les excellents moments que nous avons passés ensemble: Boris, Christophe, Gaël, Javier, Ludo et Magali: merci, mersi, gracias, grazie! J’espère que je ne vous ai pas trop bassinés avec cet excellent “Thai Gourmet”!

I would also like to mention those with whom I spent my best moments, often chating, more often eating, always laughing: Maria C., Johann G., Sheng-Li H., Camelia M., Ben N., Claude P., Greg R., Li-Juan R. (zài jiàn!), Frank S., Geno Y., and, above all, the companions of all times who I’ll really miss a lot: Betty, Christina, Oana and Sevil (a quadruplet also known as “the starlets”), Helen, Manuel (the only one who actually isn’t in the strangeness group!), Mark, Matt (up the Boro!), Gene and Richard. Many, many thanks to you all strangers (спасибо, danke schön, mulțumesc, sağ ol, gracias) for your liveliness, friendship and perpetual good mood.

I’ve also had many “serious” discussions, with Manuel (thank you for your ideas about photography, and for showing your so beautiful shots! También le agradezco al güey de Manuel for housing me

when the gate didn't let me in), Gene (my first contact with the American culture, salamat po Gene for those nice discussions, I've learnt a lot), Бетичка (спасибо за твою обо мне заботу; благодаря тебе, последний день, который я провел в Америке, был самым приятным из всех, проведенных в этой стране; спасибо, что ты согласилась говорить со мной по-русски, тем самым улучшив мое знание этого языка; кроме того, спасибо за перевод этого предложения!) and Richard (my deepest contact with the American culture; **GV** Richard for the numerous political and cultural discussions; I'll also not forget that, thanks to you, the very last day I spent in the US was, together with the previous one, the most beautiful day of more than 5 months spent in that country).

La force pour terminer cette thèse m'a été apportée par les potes du melting: Tina, Read, Gabi, Andrea, Karima, Hélène, Sarah, Jérôme, Martina, Nicolas, Marie, Gabor, Kut et ceux que j'oublie (dank je, thank you, danke schön, köszönöm, sağ ol, dèkuji, dziękuję et j'en passe!), et plus spécialement Nath, Sam et Roche qui ont tout porté sur leurs épaules, Anne-So, Corinne et Vincent. Je remercie tout particulièrement Roche et Anne-So (நன்றி, terima kasih) dont la présence et le soutien durant les derniers mois ont été indispensables.

Je remercie également mes amis, pour leur écoute dans les moments difficiles et leur patience lors de mes parfois longs silences. Je me sens coupable de n'avoir pas su leur apporter autant d'aide que ce qu'ils m'ont donné. Merci Céline pour nos longues discussions par mail, et la délicatesse dont tu as fait preuve à un moment critique. Je n'oublie pas que c'est grâce à toi que je peux me changer les idées au Star de temps en temps. Merci So pour avoir supporté et compris mes sautes d'humeur quasi semestrielles – et depuis déjà si longtemps. C'est aussi grâce à toi que j'ai vraiment découvert Paris. Danke schön Anne pour m'avoir accueilli chez toi au pire moment, ça m'a donné la force de continuer. И спасибо Betichka pour l'amitié dont, malgré nos discussions houleuses mais ô combien instructives, tu as toujours fait preuve; toi aussi tu m'as aidé quand c'était difficile. Merci également à Pètr qui m'a – heureusement, mais involontairement – montré ce qu'il ne fallait pas faire! Merci enfin à Frans, Jéréms et Matth – mes potes de toujours –, ainsi qu'à mes oncles, tantes, grands-parents (et particulièrement Mamy de Paris, qui aurait sans doute lu aussi ce manuscrit) et cousins, Marion et Bastien, Renzo, Marianne, Barbara, Laura et Claudia, Magalie, Didier et les enfants ainsi que les familles de Jean-Yves et Fanfan et de Madeleine, les Saint-Laurentais, Max, les PSiens, les jeunes chercheurs, les happy-talkeurs, Virginia, László, Jaro, Sarah, Daniela, Mirka, Ando, Ana, Bekhit, Elsa, Loïc, Lise, Fab, Ben, Aude, et les personnes que j'ai pu malencontreusement oublier, pour l'oxygène que vous m'avez apporté de Belgique et d'ailleurs.

Danke		Mersi		Egziér yestellegn
	Thank you		شكرا	
Trugarez		Gràcies		GV
	谢谢		감사합니다	
Gràzia		Mèsi		Gracias
	Dankon		Tānan	
Kiitos		Dank u		Ευχαριστώ
	घन्यवाद		Köszönöm	
Terima kasih		Grazie		有り難う
	Şahh a		Açiū	
Merci		Misaotra		Dank je
	مرسي		Dziękuję	
Obrigado		Gramaci		Mulțumesc
	Спасибо		Hvala	
Ďakujem		Salamat po		நன்றி
	Dèkuji		Sağ ol	
Tlazocamati				Cámõn
		Merci		

*La neige blanche
Dessus les cimes
Resplendit
Au soleil*

*Et les glaciers,
Fleuves figés,
Reflètent au ciel
Leur pureté*

- Thillüwen

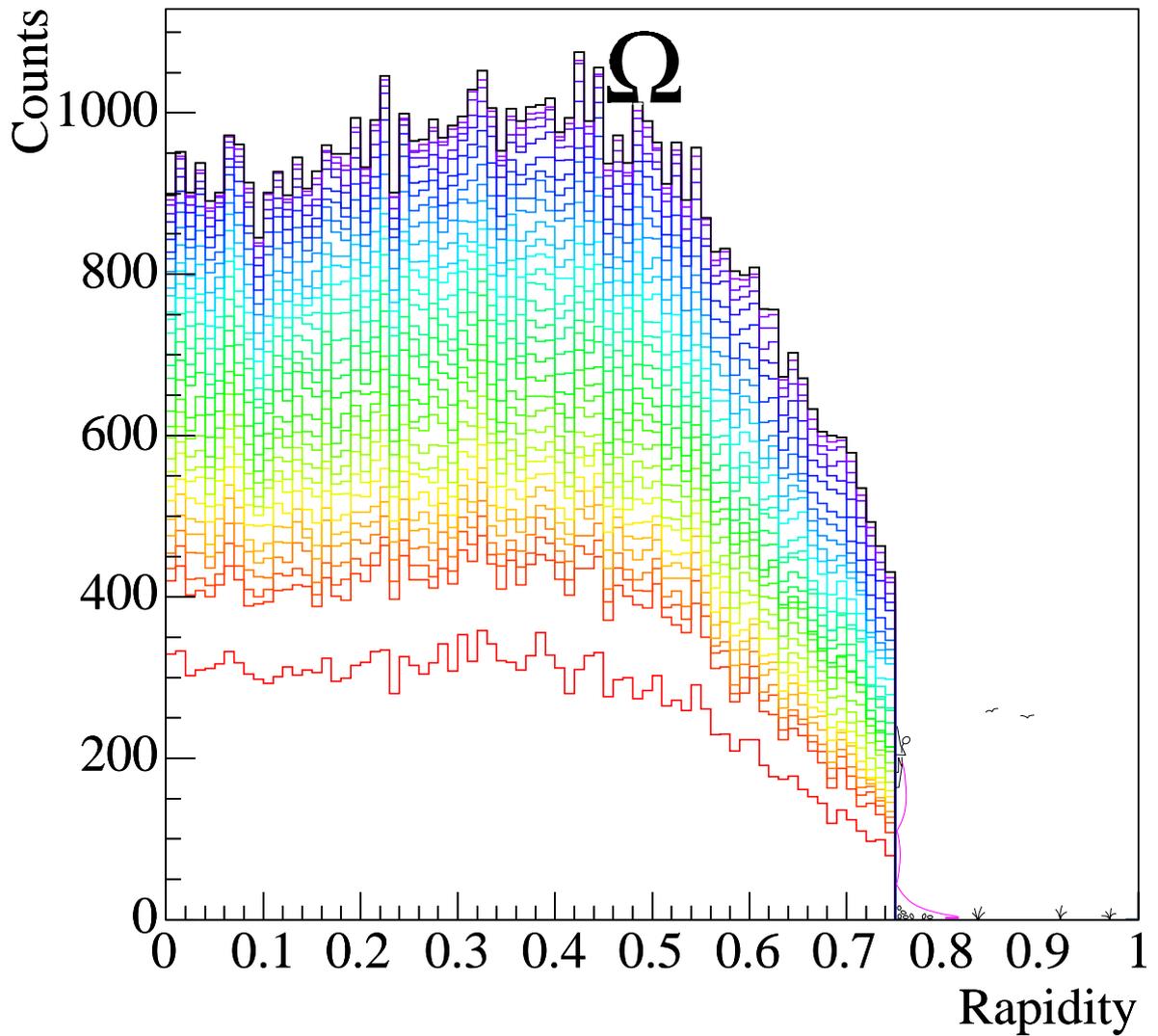


Table des matières

Remerciements	III
Table des matières	IX
Table des figures	XIII
Liste des tableaux	XVII
Liste des équations	XIX
Introduction	1
I Physique des ions lourds	5
1 Collisions d'ions lourds	7
1.1 Machines	7
1.2 Scénario d'évolution	7
1.3 Caractérisation globale d'une collision	8
2 Plasma de quarks et de gluons	11
2.1 Déconfinement	11
2.2 Chromodynamique quantique: calculs sur réseau	12
3 Sondes des collisions d'ions lourds	13
3.1 Quarkonia	13
3.2 Jet-quenching	14
3.3 Flot elliptique	16
4 Rôle de l'étrangeté	19
4.1 Étrangeté	19
4.2 Aspect statique	19
4.3 Aspect dynamique	22
II Installations expérimentales	25
1 Le RHIC	27
1.1 Accélérateur	27
1.2 Brahms	27
1.3 Phenix	27
1.4 Phobos	29
2 L'expérience STAR	29
2.1 Présentation de l'expérience	29
2.2 Systèmes de déclenchement	32
2.3 La chambre à projection temporelle	32
2.4 Les détecteurs Silicium	34
3 Prises de données	34
3.1 Campagnes de prises de données	34
3.2 Échantillons d'événements sélectionnés	35
4 Reconstruction	37
4.1 Systèmes de stockage des données	37
4.2 Reconstruction des points	38
4.3 Reconstruction des traces	38
4.4 Reconstruction du vertex primaire	41
4.5 Chaîne de reconstruction	41
5 Simulation	42

III	Reconstruction des vertex secondaires	45
1	Types de vertex	47
2	Géométries de décroissance	48
3	Algorithmes de reconstruction	49
3.1	Reconstruction des $v0Vertex$	49
3.2	Reconstruction des $xiVertex$	50
3.3	Imbrication du V0Finder et du XiFinder	51
4	Algorithme de calcul de la distance hélice-droite	52
4.1	Calcul de la position des points d'intersection	52
4.2	Calcul de la distance de plus courte approche	53
4.3	Validité de la linéarisation	55
4.4	Améliorations à apporter	56
5	Coupsures de reconstruction	56
5.1	Coupsures du V0Finder	57
5.2	Coupsures du XiFinder	57
6	Changement de signe et rotation de traces	59
6.1	Analyse par changement de signe	59
6.2	Analyse par rotation de traces	60
7	Performance	60
7.1	Tests réalisés	60
7.2	Temps de calcul	66
7.3	Efficacité	66
7.4	Bilan	67
IV	Analyse discriminante linéaire	69
1	Classification de types	71
1.1	Problème général	71
1.2	Problème de la performance	72
2	Observables: variables de coupure	72
2.1	Coupsures géométriques conventionnelles	73
2.2	Angles de pointage	73
2.3	Cosinus de l'angle de décroissance	73
2.4	Nombre de points dans la TPC	74
3	Échantillons	74
4	Principes de l'ADL basique	75
4.1	Évaluation de la discrimination	75
4.2	Intérêts de l'utilisation de l'ADL	75
4.3	Critère de Fisher	76
4.4	Problèmes posés	80
5	Amélioration de l'ADL	80
5.1	ADL multicoupsures	80
5.2	Critères optimisés	81
5.3	Algorithme du critère optimisé I	82
5.4	Détermination des valeurs de coupure	84
5.5	Statistique nécessaire	85
V	Analyse	91
1	Préparation de l'analyse	93
1.1	Sélection des événements	93
1.2	Détermination des coupsures ADL	94
1.3	Filtrage des candidats	97
2	Comptage du signal	99
2.1	Méthodes d'estimation du fond	99
2.2	Estimation de la quantité de signal	100
2.3	Estimation des corrélations	102
2.4	Calcul de l'erreur statistique	110
2.5	Détermination de la dernière coupure ADL	110

2.6	Caractéristiques des candidats filtrés	113
2.7	Spectres bruts en p_{\perp}	120
3	Corrections	126
3.1	Qualité de l'embedding	126
3.2	Acceptance et efficacité	134
3.3	Correction des spectres	137
VI Résultats		141
1	Résultats pour les collisions centrales	143
1.1	Taux de production, températures	143
1.2	Ratios	150
2	Composition des barres d'erreur	153
2.1	Champ magnétique	153
2.2	Jeux de coupures et estimation du fond	154
2.3	Erreur statistique	155
3	Résultats pour les collisions périphériques	155
4	Discussion des résultats	158
Conclusion		165
Annexes		168
A Le SPS		168
1	Accélérateur	168
2	Expériences dédiées aux ions lourds	168
B Coupures ADL		171
1	Coupures appliquées sur les Ξ	172
2	Coupures appliquées sur les Ω	179
C Distributions de signal et de bruit		189
1	Coupures géométriques	190
2	Angles de pointage	192
3	Coupures cinématiques	194
4	Nombre de points dans la TPC	194
Bibliographie		203

Table des figures

I.1	Scénario de Bjorken	8
I.2	Zones de recouvrement pour des collisions centrales et périphériques	9
I.3	N_{bin} et N_{part} en fonction du paramètre d'impact	9
I.4	Ajustement d'un modèle thermique statistique sur les ratios	10
I.5	Zones du diagramme des phases atteintes par les divers accélérateurs	10
I.6	Diagramme des phases de la matière nucléaire	11
I.7	Écrantage de la force forte dans un QGP	11
I.8	Densité d'énergie et pression de la matière en fonction de la température	12
I.9	Diagramme des phases prédit par LQCD	13
I.10	Suppression des quarkonia en fonction de la température	14
I.11	Suppression du J/Ψ au SPS	14
I.12	Observation du jet-quenching à RHIC	15
I.13	Dépendance azimutale du jet-quenching	15
I.14	Persistance des jets opposés dans les collisions d-Au	16
I.15	Illustration de l'origine du flot elliptique	17
I.16	Flot elliptique issu d'un modèle hydrodynamique et observé par STAR	18
I.17	Flot elliptique différentiel du K_s^0 et du Λ	18
I.18	R_{CP} des K_s^0 et Λ	18
I.19	Augmentation de la production d'étrangeté au SPS et à RHIC	20
I.20	Facteurs de suppression canonique	21
I.21	Facteurs d'augmentation de l'étrangeté	21
II.1	Complexe collisionneur-accélérateurs de BNL	28
II.2	Vue tridimensionnelle de STAR	29
II.3	Vue en coupe de STAR (2001)	30
II.4	Vue en coupe de STAR (asymptotique)	31
II.5	Squelette de la TPC	32
II.6	Coupe d'un secteur externe de la TPC	33
II.7	Sélection des événements	35
II.8	Distribution des événements en multiplicité primaire	36
II.9	Schématisation d'un cluster	38
II.10	Paramétrisation d'une hélice	39
II.11	Perte linéique d'énergie en fonction de l'impulsion	41
II.12	Résolution sur la position du vertex primaire en fonction de la multiplicité	41
II.13	Chaîne de reconstruction basée sur les tables	42
II.14	Chaîne de reconstruction basée sur StEvent	42
III.1	Les trois types de vertex de décroissance	47
III.2	Géométrie d'un $v0Vertex$	48
III.3	Géométrie d'un $xiVertex$	49
III.4	Algorithme général du VOFinder	50
III.5	Vue détaillée de l'algorithme du VOFinder	50
III.6	Algorithme général du XiFinder	51
III.7	Vue détaillée de l'algorithme du XiFinder	51
III.8	Gestion du container de $v0Vertex$	52

III.9	Illustration en 3-D des notations utilisées	54
III.10	Évaluation de la qualité de la linéarisation	55
III.11	Corrélation entre le $p_{\perp Armanteros}$ et la masse invariante	58
III.12	Test du XiFinder sur la masse invariante du Ξ	62
III.13	Test du XiFinder seul sur la rapidité	63
III.14	Test du VOFinder seul sur la masse invariante	64
III.15	Test du VOFinder seul sans coupures	65
III.16	Efficacité du VOFinder et du XiFinder	66
III.17	Efficacité de la reconstruction des Ξ et Ω	67
IV.1	Algorithme d'une classification de types	71
IV.2	Performance de diverses frontières sur leur échantillon d'apprentissage	72
IV.3	Vecteurs utilisés dans la définition des angles de pointage	74
IV.4	Principe de base de l'ADL	77
IV.5	Analogie entre le critère de Fisher et le pouvoir de résolution d'un télescope	78
IV.6	Cas où le dénominateur tend vers zéro dans le critère de Fisher	80
IV.7	Méthode ADL multicoupures	81
IV.8	Cône limite de variation du vecteur ADL	84
IV.9	Oscillations du vecteur ADL avec Fisher (1)	86
IV.10	Oscillations du vecteur ADL avec Fisher (2)	86
IV.11	Oscillations du vecteur ADL avec le critère optimisé	87
IV.12	Inconvénient de l'ADL sous-optimale	87
IV.13	Performance de l'ADL en fonction du nombre de variables utilisées	88
IV.14	Inconvénient de l'ACP	89
V.1	Distribution de la coordonnée z du vertex primaire	93
V.2	Distributions en masse invariante des échantillons d'apprentissage	95
V.3	Efficacité des coupures ADL sur leur échantillon d'apprentissage	96
V.4	Projection des échantillons sur la dernière direction ADL	97
V.5	Candidats éliminés par les coupures bornant les distributions	98
V.6	Distributions en masse invariante après les coupures d'analyse	99
V.7	Comparaison des fonds obtenus par symétrie et par rotation	100
V.8	Reproduction du fond réel par le fond créé	101
V.9	Décalage entre le fond réel et le fond créé	102
V.10	Reconstruction d'un $xiVertex$ avec une trace scindée ou deux traces permutées	103
V.11	Corrélations contribuant au signal de Ξ	106
V.12	Contribution des traces scindées pour le Ξ	106
V.13	Corrélations contribuant au signal de Ω : Ξ	107
V.14	Corrélations contribuant au signal de Ω : K_s^0 permutés (1)	108
V.15	Corrélations contribuant au signal de Ω : K_s^0 permutés (2)	108
V.16	Distributions des Ω reconstruits avec une trace scindée	108
V.17	Contribution des traces scindées pour le Ω	109
V.18	Diagrammes de performance des coupures	111
V.19	Méthode de réglage de la dernière coupure ADL	112
V.20	Efficacité des coupures ADL sur les données utilisées	113
V.21	Diagrammes d'Armenteros-Podolanski	115
V.22	Candidats Ξ communs aux deux jeux de coupures	116
V.23	Candidats Ω communs aux deux jeux de coupures	116
V.24	Distributions de la $dcaXiDg$ des Ξ dans les données réelles et dans l'embedding	117
V.25	Facteurs de raideur des coupures ADL sur le signal de Ξ	118
V.26	Distributions des raideurs des coupures ADL du Ξ	118
V.27	Illustration du calcul du facteur de raideur d'une coupure	119
V.28	Distributions donnant une raideur nulle de la coupure ADL	120
V.29	Distribution de Ω en masse invariante dans le premier bin de p_{\perp}	120
V.30	Distributions de $\Xi + \bar{\Xi}$ en masse invariante en fonction du p_{\perp} (1)	121
V.31	Distributions de $\Xi + \bar{\Xi}$ en masse invariante en fonction du p_{\perp} (2)	122
V.32	Distributions de $\Xi + \bar{\Xi}$ en masse invariante en fonction du p_{\perp} (3)	123

V.33	Distributions de $\Omega + \bar{\Omega}$ en masse invariante en fonction du p_{\perp}	124
V.34	Spectres non corrigés de Ξ et Ω	125
V.35	Facteur d'amélioration de l'ADL	126
V.36	Distributions en masse invariante avec les jeux de coupures de test de l'embedding	127
V.37	Distributions en p_{\perp} , y et $\cos\theta^*$ de l'embedding et des données réelles	128
V.38	Distributions de la variable ADL de l'embedding et des données réelles	128
V.39	Distributions en <code>VOFalseDL</code> de l'embedding et des données réelles	128
V.40	Distributions en <code>VODg</code> , <code>XiPvx</code> et <code>NTHMes</code> de l'embedding et des données réelles	129
V.41	Vérification de la qualité de la simulation avec l'ADL	131
V.42	Comparaison des spectres corrigés avec des embeddings identiques ou différents	132
V.43	Distribution en $c\tau$ des $\Xi + \bar{\Xi}$	133
V.44	Topologies cow-boy et sailor d'un <i>xiVertex</i>	134
V.45	Distributions des Monte-Carlo, spectres bruts et efficacités	136
V.46	Efficacités pour le Ξ , $\bar{\Xi}$, Ω et $\bar{\Omega}$	137
V.47	Spectres en p_{\perp} corrigés	138
V.48	Différence entre les spectres ADL et classiques en écarts standards	138
V.49	Spectre en m_{\perp} corrigé	139
VI.1	Allure des fonctions exponentielle et Maxwell-Boltzmann	143
VI.2	Évolution des températures et taux de production en fonction de la coupure ADL	144
VI.3	Spectres en m_{\perp} corrigés avec les ajustements	145
VI.4	Amélioration de l'incertitude relative pour le Ξ	146
VI.5	Évolution des incertitudes relatives en fonction de la coupure ADL pour le Ω	146
VI.6	Zoom sur la partie bas- p_{\perp} du spectre corrigé de $\bar{\Xi}$	147
VI.7	Ajustement d'un modèle de blast-wave sur les spectres de Ξ et de Ω	149
VI.8	Ratios en fonction de la coupure ADL et du champ magnétique	151
VI.9	Nombre de particules trouvées en fonction de la coupure ADL et du champ magnétique	152
VI.10	Ratio $\bar{\Xi}/\Xi$ en fonction du p_{\perp}	152
VI.11	Distribution en masse invariante de $\Xi + \bar{\Xi}$ à 62 GeV	154
VI.12	Composition des barres d'erreur des spectres corrigés en fonction du p_{\perp}	156
VI.13	Efficacité en fonction du p_{\perp} pour les collisions périphériques	157
VI.14	Spectres en m_{\perp} corrigés, Ω et $\bar{\Omega}$ séparément	159
VI.15	Spectres en m_{\perp} corrigés, $\Omega + \bar{\Omega}$	159
VI.16	Ratios anti-baryon/baryon et doubles ratios en fonction de $\sqrt{S_{NN}}$	160
VI.17	Taux de production et rapports en fonction de $\sqrt{S_{NN}}$	160
VI.18	Variation du taux de production en fonction de la centralité (Ω)	161
VI.19	Variation du taux de production en fonction de la centralité	161
VI.20	Mesure de l'augmentation de la production d'étrangeté au SPS et à RHIC	162
VI.21	Facteurs d'augmentation de l'étrangeté	162
VI.22	$\langle p_{\perp} \rangle$ et pente inverse en fonction de la masse des particules	163
VI.23	Résultats des ajustements blast-wave pour diverses particules	163
VI.24	Facteur de modification nucléaire	164

— **Annexes** —

B.1	Candidats Ξ acceptés et rejetés par les 8 premières coupures ADL	176
B.2	Candidats Ξ acceptés et rejetés par les coupures ADL 9 à 16	177
B.3	Candidats Ξ acceptés et rejetés par les 8 dernières coupures ADL	178
B.4	Candidats Ω acceptés et rejetés par les 8 premières coupures ADL	184
B.5	Candidats Ω acceptés et rejetés par les coupures ADL 9 à 16	185
B.6	Candidats Ω acceptés et rejetés par les coupures ADL 17 à 24	186
B.7	Candidats Ω acceptés et rejetés par les 6 dernières coupures ADL	187
C.1	Distributions des variables de coupures géométriques pour le Ξ	190
C.2	Distributions des variables de coupures géométriques pour le Ω	191
C.3	Distributions des angles de pointage pour le Ξ	192
C.4	Distributions des angles de pointage pour le Ω	193

C.5	Distribution des coupures cinématiques pour le Ξ	194
C.6	Distributions des nombres de points dans la TPC pour le Ξ	194
C.7	Distribution des coupures cinématiques pour le Ω	195
C.8	Distributions des nombres de points dans la TPC pour le Ω	195

Liste des tableaux

I.1	Caractéristiques des accélérateurs	10
II.1	Prises de données depuis la mise en fonctionnement du RHIC	35
III.1	Caractéristiques des particules étranges	47
III.2	Liste des coupures géométriques	49
III.3	Valeurs des coupures sur la qualité de la linéarisation	55
III.4	Degré d'asymétrie de la charge des traces selon le système de collision	59
III.5	Nombre de candidats de fond recréé en fonction de l'association réalisée	60
III.6	Transformation des paramètres d'une hélice pour diverses méthodes de rotation	60
V.1	Correspondance entre centralité et multiplicité primaire	93
V.2	Correspondance entre tranche de centralité, N_{part} , N_{bin} et paramètre d'impact	93
V.3	Nombre d'événements utilisés dans l'analyse	94
V.4	Limites des fenêtres en masse invariante pour l'ADL	95
V.5	Coupures de type classique ajoutées à l'ADL	95
V.6	Coupures classiques appliquées pour les Ξ et les Ω	98
V.7	Corrélations possibles entre traces pour le Ξ et pour le Ω	104
V.8	Paramètres des ellipses d'Armenteros-Podolanski	114
V.9	Jeux de coupures pour le test I de la simulation	127
V.10	Jeux de coupures serrées pour le test II de la simulation	130
V.11	Mesure du $c\tau$ des $\Xi + \bar{\Xi}$	133
V.12	Efficacité due au rapport d'embranchement et au dE/dx	135
VI.1	Intervalles d'ajustement en p_{\perp} et proportion due à l'extrapolation	143
VI.2	Taux de production et pente inverse des Ξ et $\bar{\Xi}$ (exponentielle)	148
VI.3	Taux de production et pente inverse des Ξ et $\bar{\Xi}$ (Maxwell-Boltzmann)	148
VI.4	Taux de production et pente inverse des Ω et $\bar{\Omega}$ (exponentielle)	148
VI.5	Taux de production et pente inverse des Ω et $\bar{\Omega}$ (Maxwell-Boltzmann)	149
VI.6	Taux de production et pente inverse du Ξ (blast-wave)	150
VI.7	Taux de production et pente inverse du $\bar{\Xi}$ (blast-wave)	150
VI.8	Taux de production et pente inverse des $\Xi + \bar{\Xi}$ et des $\Omega + \bar{\Omega}$ (blast-wave)	150
VI.9	Ratios anti-baryon sur baryon pour le Ξ et le Ω	151
VI.10	Taux de production et pente inverse du Ξ , systématique issue du champ magnétique	153
VI.11	Taux de production et pente inverse du Ω , systématique issue du champ magnétique	154
VI.12	Taux de production et pente inverse du Ξ et Ω , syst. du champ et des coupures	155
VI.13	Coupures classiques utilisées pour les événements minbias	156
VI.14	Taux de production et pente inverse du Ω dans les collisions 20 – 40 %	157
VI.15	Taux de production et pente inverse du Ω dans les collisions 40 – 60 %	157
VI.16	Taux de production et pente inverse du $\Omega + \bar{\Omega}$ dans les collisions minbias	158
VI.17	Rapport $\bar{\Omega}/\Omega$ pour les événements minbias	158
VI.18	Taux de production et pente inverse du Ω minbias (blast-wave)	158

Annexes

B.1	Ordre des variables de coupure	171
-----	--	-----

B.2	Valeur et pas de variation de la dernière coupure ADL	172
B.3	Coordonnées des vecteurs ADL des 6 premières coupures pour le Ξ	172
B.4	Coordonnées des vecteurs ADL des coupures 7 à 12 pour le Ξ	173
B.5	Coordonnées des vecteurs ADL des coupures 13 à 18 pour le Ξ	174
B.6	Coordonnées des vecteurs ADL des 6 dernières coupures pour le Ξ	175
B.7	Coordonnées des vecteurs ADL des 6 premières coupures pour le Ω	179
B.8	Coordonnées des vecteurs ADL des coupures 7 à 12 pour le Ω	179
B.9	Coordonnées des vecteurs ADL des coupures 13 à 18 pour le Ω	180
B.10	Coordonnées des vecteurs ADL des coupures 19 à 24 pour le Ω	181
B.11	Coordonnées des vecteurs ADL des 6 dernières coupures pour le Ω	182

Liste des équations

I.1	Formule de Bjorken pour la densité d'énergie	9
I.2	Définition des coefficients de flot v_i	17
II.1	Équation d'une hélice en coordonnées cartésiennes	38
II.2	Calcul de l'impulsion d'une particule à partir d'une hélice	39
III.1	Coordonnées des points d'intersection entre V0 et bachelor	53
III.2	Expression physique de la position des points les plus proches d'une droite à l'autre	54
III.3	Expression mathématique de la position des points les plus proches d'une droite à l'autre	54
III.4	Expression des coordonnées des points les plus proches d'une droite à l'autre	54
III.5	Critère de validité de la linéarisation	55
IV.1	Expression du cosinus de l'angle de décroissance	74
IV.2	Critère de Fisher	78
IV.3	Expression matricielle du critère de Fisher	79
IV.4	Expression du vecteur ADL	79
IV.5	Détermination de la valeur d'une coupure ADL	82
IV.6	Fonction à maximiser pour le critère optimisé I	83
IV.7	Variation d'une coordonnée en fonction de l'angle du déplacement du vecteur ADL	83
V.1	Expression de l'erreur statistique pour un taux de production non corrigé	110
V.2	Expression de l'incertitude relative pour un taux de production non corrigé	110
V.3	Équation d'une ellipse dans le diagramme d'Armenteros-Podolanski	114
V.4	Facteur de raideur d'une coupure ADL	118
V.5	Définition du facteur d'amélioration de l'ADL	125
V.6	Expression du $c\tau$	132
V.7	Obtention de la quantité de signal corrigée	135
V.8	Erreur sur l'efficacité	135
V.9	Expression de l'erreur totale pour un taux de production corrigé	135
V.10	Expression de l'incertitude relative pour un taux de production corrigé	135
V.11	Relation entre la masse transverse et l'impulsion transverse	139
V.12	Position du barycentre d'un bin de m_{\perp} pour une distribution exponentielle	139
V.13	Expression mathématique du taux de production corrigé	139
VI.1	Distribution exponentielle	143
VI.2	Distribution de Maxwell-Boltzmann	143
VI.3	Spectre blast-wave	149
VI.4	Facteur de modification nucléaire R_{CP}	163

Introduction

Mignonne, allons voir si dans STAR,
Expérience qui au RHIC desmarre,
Peuvent nous aider les hyperons
Dans l'analyse des données
À savoir si l'on a formé
Un peu de Plasma Quarks-Gluons.

Hé! voyez comme en peu de temps,
Mignonne, – à peine plus de dix ans –,
Se sont construits tous ces espoirs!
Ô vraiment génial SPS,
Puis que ses plots nous mestent en liesse
Jusques de tardives heures le soir!

Donc, si vous me croyez, mignonne,
Tandis que nos hérauts clayonnent
Nostre panel de points nouveaux,
Affinez votre théorie
Afin qu'oncques nul estre ne puy
Mestre les sçavants en desfault.

– *Thillúwen*

LA CHROMODYNAMIQUE QUANTIQUE (QCD), théorie fondamentale de l'interaction forte, est connue et bien testée en Physique des hautes énergies. En effet, à haute énergie, la constante de couplage est faible et permet de développer des calculs suivant la méthode perturbative (pQCD). Ceci n'est pas le cas dans le domaine non-perturbatif de QCD, où l'interaction intervient à plus basse énergie. Aucun calcul exact basé sur les principes élémentaires de QCD n'est ainsi disponible, par exemple pour reproduire la masse des hadrons, bien mesurée expérimentalement.

Néanmoins, les calculs de QCD sur réseau (lattice QCD, ou LQCD), un modèle basé sur QCD et fonctionnant à partir d'un maillage de l'espace-temps (le réseau), prédisent l'existence d'une phase de matière déconfinée à partir de densités d'énergie de l'ordre de $1 \text{ GeV}/f\text{m}^3$.

Il s'agit d'un véritable nouvel état de la matière où les quarks et les gluons sont déconfinés et thermalisés, appelé plasma de quarks et de gluons (ou QGP), et qui permettrait de tester la théorie de QCD dans un nouveau domaine: la QCD à température finie. Un QGP offre une phase déconfinée dans laquelle les particules subissent tout de même l'interaction forte.

Pour l'instant, la seule manière possible d'accéder à ces densités d'énergie en laboratoire est la réalisation de collisions d'ions lourds relativistes. Le grand nombre de collisions entre les nucléons (et leurs constituants) des noyaux incidents chauffe et comprime le système créé par ces mêmes particules arrêtées lors de la collision. Ce système se refroidit par la suite et finit par exploser en un ensemble de hadrons et leptons en partie détectés expérimentalement. Deux difficultés surviennent lors de l'interprétation de ces mesures. Tout d'abord, l'état initial est mal connu. Il est par exemple nécessaire de recourir à des modèles pour estimer la quantité d'énergie initialement déposée dans le système. Ensuite, les caractéristiques des hadrons observés dépendent des propriétés du milieu tout au long de son évolution: de l'état initial à la phase finale hadronique, en passant par une éventuelle phase déconfinée.

La compréhension de cette évolution, notamment le ou les mécanismes d'hadronisation et les effets collectifs entre hadrons, est primordiale pour étudier correctement les signaux qui pourraient révéler le QGP.

À l'heure actuelle, les résultats du RHIC, le collisionneur le plus récent (il est entré en service en l'an 2000) et atteignant la densité d'énergie la plus élevée, permettent de faire avancer cette Physique. Deux observations parlent en faveur de l'obtention d'une phase de plasma de quarks et de gluons à RHIC: le jet-quenching et le flot elliptique.

Il a été démontré que les particules de grande impulsion transverse sont relativement moins produites dans les collisions centrales que dans les collisions p-p ou périphériques, et que cet effet ne

peut s'expliquer par des conditions initiales particulières. Il s'agit donc probablement de l'observation du phénomène de jet-quenching : les jets ou mini-jets au RHIC, produits par les collisions dures élémentaires lors de la collision principale, perdent une partie de leur énergie en traversant le milieu. La suppression observée entre les différentes collisions indique la présence d'un milieu beaucoup plus dense dans les collisions centrales, milieu dont la nature pourrait difficilement être hadronique selon certains modèles.

Par ailleurs, le flot elliptique, asymétrie azimutale dans la distribution des impulsions des particules qui trouve son origine dans l'excentricité initiale des collisions mi-périphériques, signe la forte collectivité existant dans la boule de feu, sans en donner la nature. Des modèles hydrodynamiques ont été capables de reproduire quantitativement cet effet. Or, ces modèles supposent l'existence d'une phase en équilibre thermique local.

Ainsi, la mesure du jet-quenching et du flot elliptique nous indique peut-être l'existence d'une phase partonique en équilibre thermique. Des observations plus détaillées doivent nous permettre de confirmer ou d'infirmer cette image.

Les particules étranges en général présentent des caractéristiques intéressantes. En premier lieu, les quarks s n'étant pas présents initialement dans les noyaux qui entrent en collision, ils sont de nouveaux degrés de liberté du système et sont moins sensibles à la manière dont la boule de feu a été initialement créée (transport de baryon par exemple). De plus, les mésons et baryons étranges, du fait de leur mode de décroissance et des méthodes utilisées pour leur reconstruction, peuvent être détectés et identifiés sur une large plage d'impulsion transverse, utile pour l'étude de la dynamique, la limite supérieure étant fixée uniquement par la statistique. Enfin, certaines observations laissant à penser que la section efficace hadronique d'interaction des baryons multi-étranges est sensiblement plus faible que celle des autres particules, le Ξ et le Ω seraient moins affectés par la phase hadronique finale et permettraient de remonter plus tôt dans l'histoire de la collision. En outre, cette faible section efficace hadronique d'interaction est en contradiction avec les observations de flot elliptique non nul pour le Ξ et le Ω , sauf si ce dernier est d'origine partonique.

C'est dans ce cadre que se place le travail décrit ici, dans lequel nous étudions la production du baryon multi-étrange Ω (et $\bar{\Omega}$) au RHIC avec l'expérience STAR.

Le Ω est composé de trois quarks s et constitue donc la sonde étrange la plus intéressante avec le $\varphi = s\bar{s}$. Son taux de production est malheureusement faible (moins de 1 par collision centrale à $\sqrt{S_{NN}} = 200$ GeV), ce qui rend délicate l'obtention des observables intéressantes.

Le collisionneur RHIC est dédié presque exclusivement à la Physique du QGP, et permet donc de collecter une grande statistique de données. L'intérêt de STAR réside dans sa large acceptation et sa chambre à projection temporelle, permettant une reconstruction des traces dans un intervalle de $[-1; 1]$ en rapidité et avec une couverture azimutale complète $[0; 2\pi]$, et donc une reconstitution tridimensionnelle des vertex de décroissance par interaction faible des particules étranges.

Pour pallier aux taux de production très faibles de ces particules – surtout celui du Ω –, il est important d'utiliser des méthodes d'analyse capables de reconstruire une "grande" proportion des particules créées dans les collisions, non seulement pour pouvoir faire des études quantitatives sur les systèmes de collision les plus étudiés (ceux dont on dispose le plus de données), mais aussi pour pouvoir faire les mesures les plus basiques sur les autres systèmes de collision, réalisés lors de balayages en énergie de collision ou en taille de noyau.

Les baryons étranges peuvent être reconstruits topologiquement dans STAR, ce qui nécessite tout de même l'application de coupures géométriques et cinématiques du fait du bruit de fond combinatoire très élevé. Les coupures appliquées jusqu'à présent négligeaient les corrélations entre variables et nécessitaient un réglage fastidieux. L'obtention d'un gain en statistique passe par un changement de méthode : une méthode multi-variables permettant également un réglage plus rapide et plus optimal des coupures – l'analyse discriminante linéaire – est développée ici. Une vérification des résultats est faite sur le Ξ , et la méthode est utilisée sur le Ω afin d'obtenir des résultats plus précis que les résultats précédents.

Le premier chapitre de ce document décrira les principales variables caractérisant les collisions d'ions lourds, leur évolution et comment elles peuvent être décrites théoriquement. Les signatures possibles mentionnées ci-dessus seront détaillées, ainsi que l'importance de l'étrangeté et la discussion des résultats actuels.

Les installations expérimentales seront présentées dans le deuxième chapitre : les accélérateurs

utilisés et les quatre expériences installées sur le RHIC. Celle dont les données ont été utilisées ici – STAR – sera plus amplement détaillée. Les prises de données et la reconstruction y seront notamment développées.

Les chapitres suivants décrivent le travail qui a été réalisé au cours de cette thèse.

Le chapitre trois sera consacré exclusivement à la reconstruction des vertex secondaires de désintégration des particules étranges, décrivant l'algorithme du code que nous avons écrit pour réaliser cette opération.

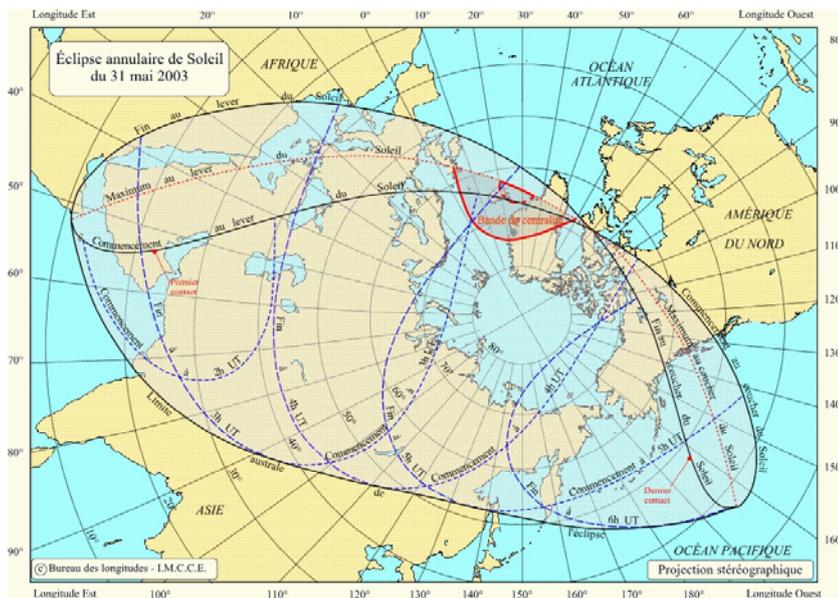
Dans le quatrième chapitre, une petite introduction aux méthodes de classification de types précédera la présentation de la méthode basique d'analyse discriminante linéaire et des améliorations que nous y avons apporté afin d'obtenir une meilleure discrimination entre le signal recherché et le bruit de fond.

L'analyse sera ensuite présentée en détail dans le chapitre cinq, depuis la sélection des événements jusqu'aux corrections appliquées, en passant par la détermination des coupures de l'analyse discriminante linéaire et par la mesure de l'amplitude du signal recherché.

Enfin, le sixième et dernier chapitre donnera les résultats obtenus pour les Ξ et les Ω et validera la méthode de l'analyse discriminante linéaire. L'amélioration d'environ 50 % de la statistique de Ω , si elle n'est pas suffisante pour accéder à de nouvelles observables, est appréciable et permet une réduction significative des barres d'erreur statistiques. Elle laisse aussi espérer une extension du domaine d'impulsion transverse accessible avec la statistique actuelle.

Chapitre I

Physique des ions lourds



-  *Linaria alpina*
Linaires des Alpes
-  *Thymus serpyllum*
Thym-Serpolet
Farigoule

Physique des ions lourds

Ce chapitre décrit l'état de la matière nommé *plasma de quarks et de gluons*, et les moyens mis en œuvre pour l'obtenir. Pour savoir si cet état a effectivement été formé et, si c'est le cas, pour en donner des caractéristiques, des sondes doivent être imaginées. L'étrangeté, nouveau degré de liberté du système, devrait permettre, associée à d'autres sondes, de dessiner un premier schéma de l'état du milieu créé.

Dans ce chapitre :

Collisions d'ions lourds : Accélérateurs utilisés. Évolution d'une collision et variables permettant de la caractériser.

Plasma de quarks et de gluons : Diagramme de phases, déconfinement, prédictions des calculs de QCD sur réseau.

Sondes des collisions d'ions lourds : Quelques sondes des collisions d'ions lourds : les quarkonia ($c\bar{c}$, $b\bar{b}$), le jet-quenching et le flot elliptique, en particulier celui des particules étranges.

Rôle de l'étrangeté : Intérêt des particules étranges et multi-étranges. Taux de production et prédictions de la coalescence et des modèles thermiques statistiques, flot radial et flot elliptique.

1 Collisions d'ions lourds

1.1 Machines

L'ÉNERGIE NÉCESSAIRE à l'obtention du déconfinement par la liberté asymptotique est très élevée, mais un moyen très accessible de former expérimentalement une phase déconfinée¹ est l'obtention de l'écrantage de la force forte dans des collisions d'ions lourds ultra-relativistes. Cet écrantage peut en effet être obtenu lorsque la densité d'énergie déposée par les nucléons des noyaux incidents est suffisamment grande : la matière est d'abord comprimée et chauffée, formant ce que l'on appellera la "boule de feu" (*fireball*), puis celle-ci subit une dilatation explosive et un refroidissement.

Les machines sont de deux types : les accélérateurs fonctionnant en cible fixe, et les collisionneurs. Un collisionneur du type du RHIC est constitué de deux tubes accélérateurs se croisant en certains points, en lesquels sont installées les expériences. L'avantage des collisionneurs est de disposer, pour une même énergie de faisceau, d'une énergie bien plus importante dans le centre de masse de la collision.

Les accélérateurs utilisés pour étudier les collisions d'ions lourds sont, dans l'ordre chronologique qui est également un classement par énergie croissante dans le centre de masse (*cf.* TAB. I.1 p. 10) : le SIS, l'AGS, le SPS, le RHIC et le LHC. Le SIS (SchwerIonenSynchrotron) est un accélérateur sur cible fixe du GSI de Darmstadt. L'AGS (Alternating Gradient Synchrotron) est également un accélérateur cible fixe, installé au Brookhaven National Laboratory (BNL), dans l'état de New-York, servant d'injecteur au RHIC (Relativistic Heavy Ion Collider, *cf.* § II-1.1 (p. 27)). Le SPS (Super Proton Synchrotron) est un accélérateur situé au CERN près de Genève (voir l'annexe A pour plus de détails), utilisé aujourd'hui en mode cible fixe, et qui servira d'injecteur au collisionneur LHC (Large Hadron Collider) actuellement en construction.

1.2 Scénario d'évolution

Le scénario communément admis de l'évolution d'une collision, proposé par Bjorken [3], est représenté sur la figure I.1 page suivante. Après une phase de pré-équilibre créée directement après la collision et passage de la densité d'énergie critique ε_c , la phase de QGP se met en place. Lors du refroidissement, la densité d'énergie repasse sous le seuil critique ε_c ; une phase mixte QGP - gaz hadronique peut éventuellement avoir lieu si l'hadronisation n'est pas brutale, et précède la phase de gaz hadronique, similaire à la phase créée lors des collisions p-p par exemple.

À l'issue de la phase hadronique se déroule le découplage des particules, qui vont alors se déplacer librement jusqu'aux détecteurs². Cette libération intervient en deux étapes, appelées *freeze-out*, ou *découplage*. Le freeze-out chimique se produit lorsque cessent les interactions inélastiques entre les particules. La composition chimique du milieu est alors fixée et peut être déterminée par la mesure des taux de production des diverses particules et leurs rapports respectifs. La fin de la collision est marquée par la fin des interactions élastiques entre les particules – c'est-à-dire la fin de toute interaction –, appelée freeze-out cinétique. La distribution en impulsion des diverses particules est alors fixée, et peut être déterminée par la mesure des spectres en impulsion.

À cause des sections efficaces d'interaction différentes pour chaque hadron, les *freeze-out* peuvent ne pas se produire au même moment pour toutes les particules. Ce phénomène particulièrement intéressant sera détaillé dans la partie I-4.3 (p. 22).

Les sondes du QGP se manifestent à divers moments de cette évolution. Le QGP étant transparent pour les sondes leptoniques, insensibles à l'interaction forte, telles que les produits de désintégration $\mu^+ \mu^-$ ou $e^+ e^-$ des charmonia et bottomonia, ce sont ces dernières qui permettent de remonter le plus loin dans l'histoire de la collision. Les sondes dures peuvent traverser la phase hadronique en étant peu affectées (c'est le cas des jets par exemple) mais ressentent la phase de QGP et permettent de la "scanner". Les sondes telles que les rapports entre les taux de formation de diverses particules donnent une image de la collision au moment du freeze-out chimique, tandis que les spectres en impulsion transverse donnent une image au moment du freeze-out cinétique. Ces moments pouvant être différents pour chaque particule, ces sondes peuvent renseigner sur les paramètres de la boule de feu en divers instants après l'hadronisation. Des informations sont obtenues également sur l'éventuelle existence d'une phase pré-hadronique, car ces

1. Sur Terre, car des étoiles très compactes – essentiellement des résidus de supernovæ pour des étoiles dont la masse initiale ne doit pas sortir d'un domaine précis – pourraient posséder un cœur de matière déconfinée.

2. Modulo les effets de diffusion et d'absorption.

sondes ne sont pas indépendantes de la nature ou des natures successives du milieu avant le freeze-out chimique. Enfin, les sondes telles que les flots donnent également des informations intégrées sur l'ensemble du déroulement de la collision et doivent être associées à d'autres sondes pour dissocier les effets hadroniques des éventuels effets partoniques.

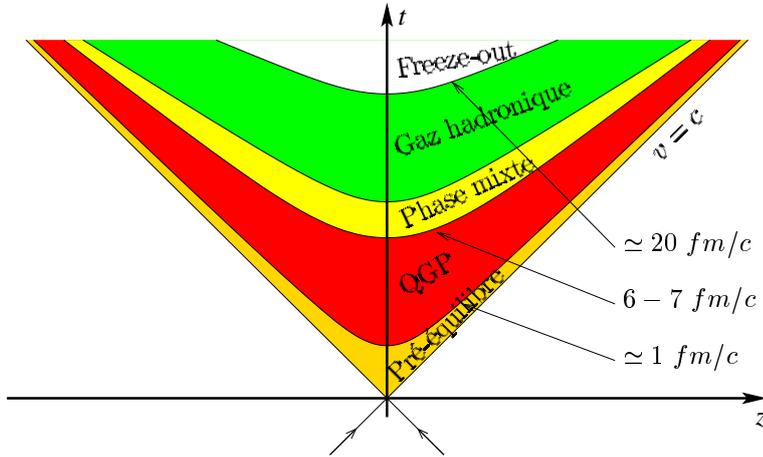


FIG. I.1 – Scénario de Bjorken : la coordonnée spatiale z selon l'axe du faisceau est en abscisses, le temps t en ordonnées, la collision se produisant à $z = t = 0$

Toutes ces sondes ne sont par ailleurs pas sans interactions les unes avec les autres, et ce sont probablement ces liens qui permettront de reconstruire le puzzle du déroulement de la collision à partir des pièces que sont les différentes observations. Chaque signal pris indépendamment est le résultat de trop de processus complexes pour constituer à lui seul une véritable signature du plasma.

1.3 Caractérisation globale d'une collision

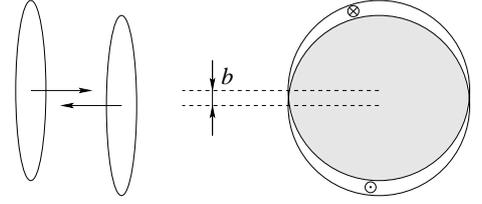
La découverte du QGP passe par l'observation de l'apparition ou de la disparition d'un effet lorsque la densité d'énergie critique ε_c est dépassée. La densité d'énergie atteinte lors de la collision dépend de l'énergie des noyaux incidents, de leur taille longitudinale (masse atomique), et du volume de la boule de feu, laquelle dépend de la taille des noyaux mais également de la centralité de la collision.

La centralité d'une collision est définie par son paramètre d'impact b , c'est-à-dire la distance minimale d'approche entre les centres des deux noyaux entrant en collision. Si celle-ci est presque nulle, comme le schématise la figure I.2 (haut), la collision est frontale; la densité d'énergie atteinte et le nombre de nucléons entrant en interaction sont très élevés, et l'on parle de *collision centrale*. Si au contraire le paramètre d'impact a une valeur proche du rayon du noyau lourd (FIG. I.2, bas), les noyaux ne font que s'effleurer et la collision sera dite *collision périphérique*.

La centralité d'une collision, dont une approximation est donnée généralement en pourcentage de la section efficace totale, ne peut être obtenue expérimentalement par le paramètre d'impact car ce dernier ne peut être mesuré. Le nombre de traces produites (multiplicité) étant un bon indicateur de la centralité, c'est lui qui va permettre de classer une collision dans une tranche de centralité – par exemple les 10 % de collisions les plus centrales.

Un modèle tel que le modèle de Glauber (voir l'appendice A de [4] et les références qui y sont données), ayant pour paramètres un profil de densité nucléaire et une section efficace d'interaction des nucléons, permet ensuite de relier la valeur du paramètre d'impact à un nombre de participants : c'est le nombre moyen de nucléons affectés par la collision. Les autres nucléons sont appelés "nucléons spectateurs". Le nombre de participants, N_{part} (ou parfois N_{wound} pour *wounded nucleons*), est un indicateur de la centralité, au même titre que la multiplicité des particules chargées. Le nombre de collisions binaires, noté N_{bin} , est le nombre moyen de collisions nucléon-nucléon et est défini comme le nombre de nucléons du noyau-cible situés sur la trajectoire d'un nucléon appartenant au noyau incident. N_{bin} est également croissant en fonction de la centralité. La figure I.3 [5] donne la variation de N_{bin} et N_{part} en fonction du paramètre d'impact de la collision. N_{bin} est généralement utilisé comme facteur de normalisation pour les processus durs, et N_{part} pour les processus mous, N_{part} étant une mesure du volume de la collision.

Collision centrale : la zone de recouvrement des noyaux (en grisé) est pratiquement circulaire



Collision périphérique : la zone de recouvrement des noyaux est elliptique

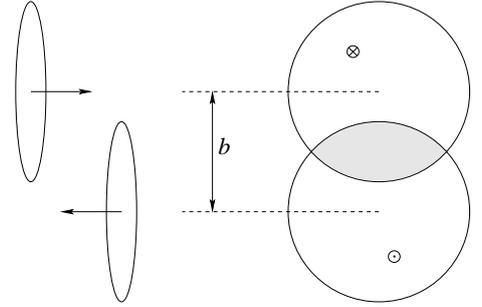


FIG. I.2 – Représentation de la zone de recouvrement lors de la collision de deux noyaux lourds, à gauche dans le plan contenant l'axe du faisceau et le paramètre d'impact \vec{b} , à droite dans le plan transverse

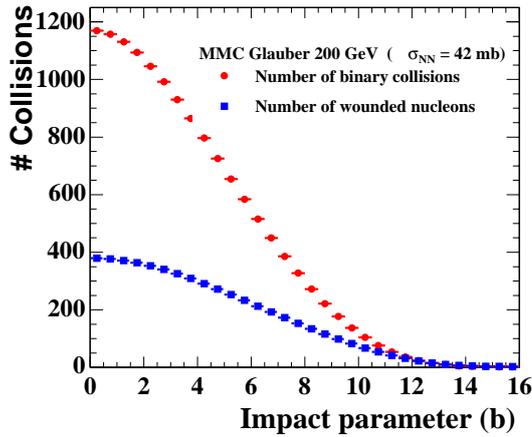


FIG. I.3 – Nombre de collisions binaires et nombre de participants en fonction du paramètre d'impact pour des collisions Au-Au à 200 GeV [5]

Les observables obtenues avec divers systèmes et énergies de collision peuvent ainsi être comparées entre elles : en fonction de $\sqrt{S_{NN}}$ à N_{part} constant, et en fonction de N_{part} (ou directement de la centralité, si les noyaux sont identiques) à $\sqrt{S_{NN}}$ constant.

Diverses grandeurs relatives aux accélérateurs utilisés sont reportées dans le tableau I.1 page suivante. La densité d'énergie est calculée en pratique par la mesure de l'énergie transverse totale de la collision et l'application de la formule de Bjorken [3] :

$$\varepsilon = \frac{1}{\pi R^2 \tau_0} \frac{dE_{\perp}}{dy} \quad (\text{I.1})$$

mais le résultat n'est connu qu'avec une grande incertitude, à cause de la méconnaissance de la durée τ_0 . Cette dernière est généralement prise égale à $\simeq 1 \text{ fm}/c$, temps supposé d'équilibration du système.

TAB. I.1 – Caractéristiques des accélérateurs utilisés en Physique des ions lourds relativistes pour les faisceaux les plus lourds et estimation de la densité d'énergie ε atteinte lors des collisions

Nom	Mode de fonctionnement	Faisceau lourd	E_{faisceau} (A GeV)	$\sqrt{S_{NN\text{max}}}$ (GeV)	ε (GeV/fm ³)
SIS	Cible fixe	²³⁸ U	1	1,4	
AGS	Cible fixe	¹⁹⁷ Au	12	4,9	1,0
SPS	Cible fixe	²⁰⁸ Pb	158	17,3	2,5
RHIC	Collisionneur	¹⁹⁷ Au	100	200	5
LHC	Collisionneur	²⁰⁸ Pb	2750	5500	10

Enfin, les modèles thermiques statistiques permettent de savoir quelle zone du diagramme des phases est atteinte dans les collisions, en estimant une température et un potentiel chimique baryonique à partir des rapports entre les taux de production des diverses particules, ainsi que l'illustre la figure I.4 [6, 7, 8]. En fait, ces taux de production n'étant fixés qu'au freeze-out chimique, les valeurs données sont celles pour la matière à ce freeze-out. La figure I.5 montre les zones atteintes avec les derniers accélérateurs selon ces modèles [8], conjointement avec la zone dans laquelle le freeze-out chimique intervient avec une énergie par hadron formé égale à 1 GeV [9], qui coïncide avec les zones atteintes par ces divers accélérateurs.

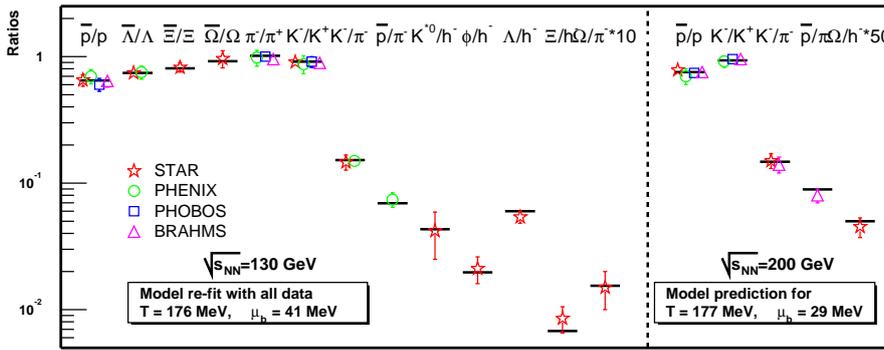


FIG. I.4 – Ajustement d'un modèle thermique statistique sur les rapports de taux de production de particules : description à 130 GeV dans le cadre de gauche, prédictions à 200 GeV dans le cadre de droite

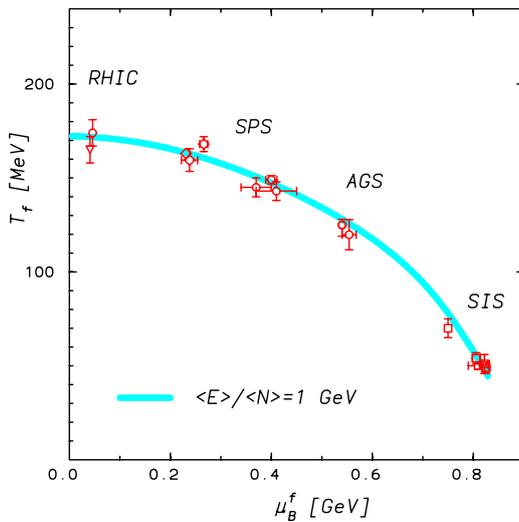
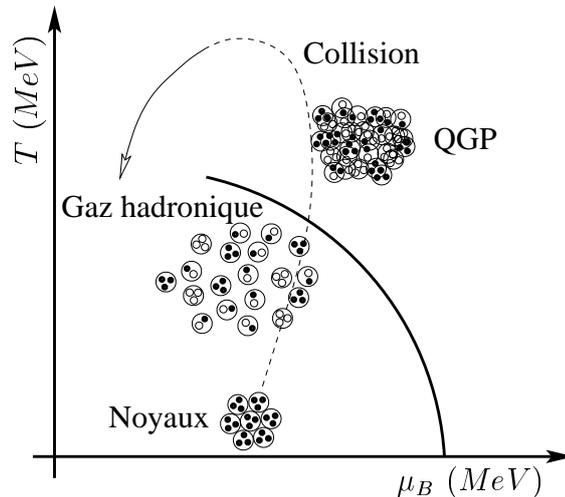


FIG. I.5 – Zones du diagramme des phases atteintes par les divers accélérateurs d'après les modèles thermiques statistiques. La zone bleue matérialise la limite du découplage chimique et correspond à une énergie par hadron créé égale à 1 GeV

2 Plasma de quarks et de gluons

Le plasma de quarks et de gluons (QGP, pour Quark-Gluon Plasma) est un état de la matière qui a été prédit par les calculs de QCD sur réseau (lattice QCD, ou LQCD), mais que l'on ne peut encore affirmer avec certitude avoir mis en évidence. Le diagramme des phases de la matière nucléaire de la figure I.6 permet de positionner la phase de plasma en fonction de la température T du milieu et de son potentiel chimique baryonique μ_B : le QGP pourrait être formé à hautes températures et/ou hautes pressions, c'est-à-dire en fait aux hautes densités d'énergie. Si cet état de QGP existe, il a dû être l'état de l'Univers lors des quelques microsecondes qui ont suivi le Big-Bang.

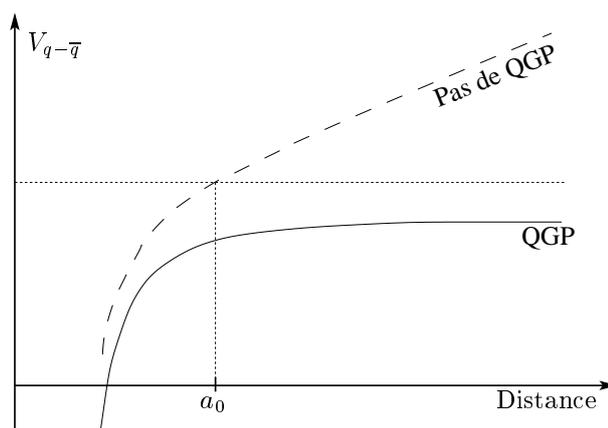
FIG. I.6 – Diagramme des phases de la matière nucléaire



2.1 Déconfinement

Le potentiel d'interaction entre deux quarks est linéaire à longue distance, et tend donc vers l'infini lorsque la distance entre les quarks augmente. Ceci implique qu'il faut une force infinie pour séparer deux quarks q_1 et q_2 (ou antiquark \bar{q}_2 , selon qu'ils soient dans un méson ou dans un baryon). En réalité, lorsque l'énergie mise en jeu est assez importante, une paire quark-antiquark peut être créée, l'un se liant à q_1 et l'autre à q_2 , ainsi séparé de q_1 , mais toutefois non isolé. Il n'existe donc que des objets neutres de couleur.

FIG. I.7 – Écrantage de la force forte dans un QGP : potentiel quark-antiquark en fonction de la distance. Sur la figure, a_0 désigne le rayon d'un nucléon



Les quarks sont ainsi toujours regroupés en hadrons, que l'on peut diviser en deux catégories : les baryons – formés soit de 3 quarks, soit de 3 antiquarks –, et les mésons – formés d'un quark et d'un antiquark –, de manière à conserver la neutralité de la charge de couleur¹.

S'il est impossible d'isoler un quark à proprement parler, il est cependant envisageable de le déconfiner, c'est-à-dire de lui faire perdre la mémoire de son hadron d'origine. Ceci est réalisable par le

¹. Des recherches sont menées activement en ce moment sur les pentaquarks ; des pics de masse invariante sont observés dans diverses expériences indépendantes, certains atteignant la signification de 5σ [10].

phénomène d'écrantage bien connu pour les plasmas électromagnétiques. Dans notre cas, c'est la force nucléaire forte qui est écrantée, induisant une saturation du potentiel d'interaction en fonction de la distance, ainsi que le montre la figure I.7 page précédente.

L'écrantage peut être réalisé, comme pour un plasma classique, en confinant un grand nombre de charges (de couleur) dans un faible volume. Dans le cas qui nous intéresse, il faut rassembler une grande quantité d'énergie dans un petit volume, par exemple en réalisant des collisions d'ions lourds ultra-relativistes, dont la forte quantité d'énergie déposée crée la boule de feu.

Lorsque la valeur de saturation du potentiel tombe sous la valeur du potentiel normal pour la taille moyenne d'un hadron, l'écrantage est suffisant pour que le quark, en ne ressentant plus de confinement dans son hadron d'origine, puisse quitter ce dernier et vadrouiller dans la boule de feu à la recherche d'un petit copain; la mémoire du hadron d'origine est perdue. Le milieu créé est alors dit *déconfiné*. Dans un tel milieu, les quarks et gluons restent néanmoins en interaction les uns avec les autres.

La valeur de la densité d'énergie critique reste indéterminée mais semble être aux alentours de $\varepsilon_c \simeq 1 \text{ GeV} \cdot \text{fm}^{-3}$

2.2 Chromodynamique quantique : calculs sur réseau

La puissance croissante des ordinateurs autorise la simulation du comportement de la matière selon les équations de la chromodynamique quantique, qui décrivent l'interaction forte subie par les quarks et les gluons. Pour ce faire, l'espace et le temps sont discrétisés, et cet ensemble de mailles constitue ce qui est appelé le *réseau* [11]. Les particules intervenant dans la simulation se trouvent aux nœuds du réseau. Les calculs sont donc d'autant plus précis que la taille des mailles est fine, mais le temps de calcul n'augmente bien sûr pas linéairement. Ces calculs dans le domaine non-perturbatif de la QCD sont appelés QCD sur réseau, ou plus brièvement LQCD, de l'Anglais "lattice QCD".

La complexité de la simulation est bien plus importante que pour un plasma électromagnétique car le gluon – vecteur de l'interaction forte – n'est pas neutre de couleur, tandis que le photon – vecteur de l'interaction électromagnétique – est électriquement neutre.

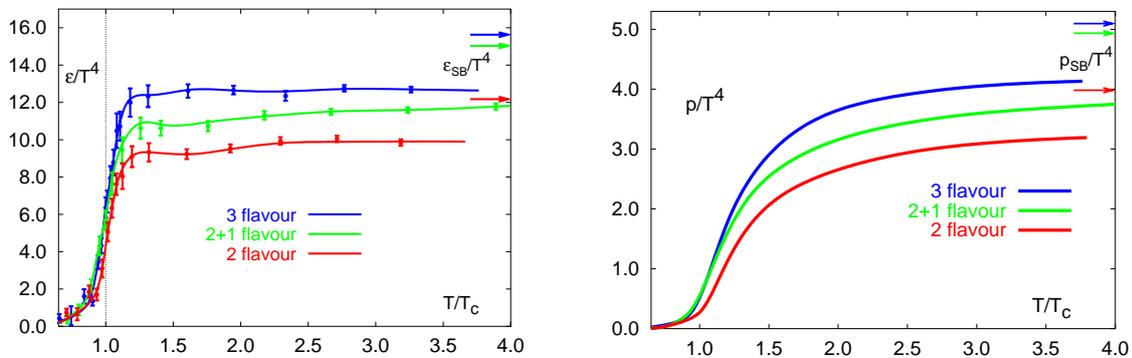


FIG. I.8 – Évolution de la densité d'énergie [12] et de la pression [13] de la matière en fonction de T/T_c , T_c étant la température critique de la transition de phase à $\mu_B = 0$. Les valeurs indicées "SB" sont celles d'un gaz parfait

À l'origine, les calculs étaient limités à $\mu_B = 0$. Ils prennent en compte trois hypothèses de calcul : deux saveurs de quarks légers (u et d), trois quarks légers (u , d et s), ou encore deux légers (u et d) et un lourd (le s). La figure I.8 montre les prédictions de l'évolution de la densité d'énergie et de la pression en fonction de la température du milieu : une transition est nettement visible, à une température critique T_c dont la valeur dépend du nombre de saveurs considérées : 155 MeV pour trois quarks légers et 175 MeV pour deux quarks légers [12]. Cette transition est due à la brutale augmentation du nombre de degrés de liberté du système, lors du passage de la phase hadronique à la phase partonique. RHIC et LHC accédant à des zones de très faible μ_B (cf. FIG. I.5 p. 10), il est généralement admis que les prédictions de LQCD sont applicables aux collisions réalisées dans ces accélérateurs, ce qui constitue un de leurs atouts majeurs.

Toutefois, ces dernières années ont vu l'émergence de calculs de LQCD à potentiel chimique baryonique non nul [14], dont les derniers résultats prédisent l'existence d'un point critique dans le

diagramme des phases, comme décrit par la figure I.9 (gauche). À plus haut potentiel chimique baryonique, la transition serait du premier ordre. Le schéma de droite de la figure I.9 donne l'évolution de l'ordre de la transition en fonction de la masse des quarks u , d et s . Pour un potentiel chimique baryonique plus bas, la transition serait douce (*crossover*), c'est-à-dire similaire à la transition liquide-vapeur de l'eau au-delà du point critique.

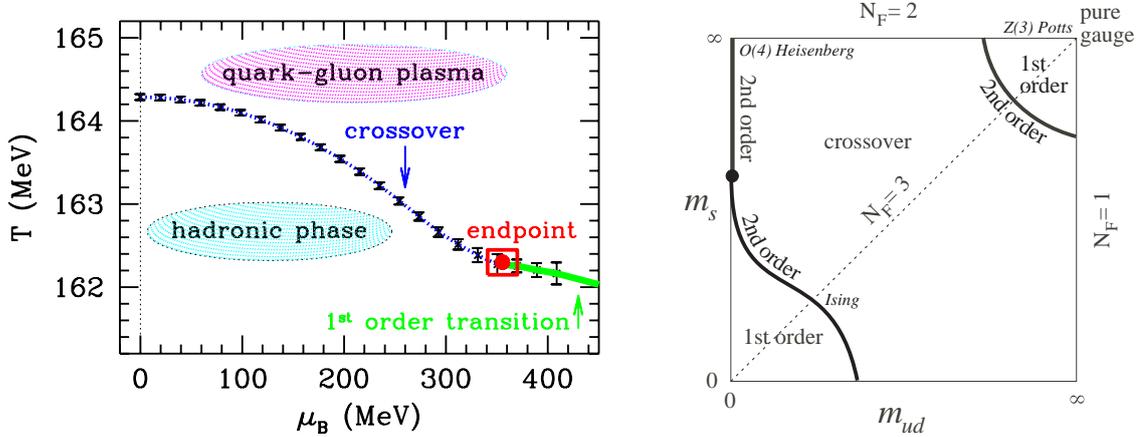


FIG. I.9 – À gauche : diagramme des phases prédit par LQCD [15]. À droite : ordre de la transition pour μ_B supérieur au point critique en fonction de la masse des trois saveurs de quarks utilisées [16]

D'après les prédictions les plus récentes de la position du point critique, le potentiel chimique baryonique atteint à RHIC et LHC serait bien trop bas pour observer une transition de phase du type premier ordre. Ce serait donc le SPS qui serait le plus à même d'explorer cette région du diagramme des phases. Les valeurs numériques sont cependant encore sujettes à des variations importantes (la valeur de μ_B pour le point critique a par exemple été divisée par environ 2 ces deux dernières années) et il faut donc rester prudent à propos de ces prédictions.

3 Sondes des collisions d'ions lourds

Pour qu'un phénomène soit particulièrement intéressant pour étudier la formation d'une phase de QGP et en être une signature possible, il doit avoir plusieurs caractéristiques :

- ce phénomène doit être prédit par un modèle faisant l'hypothèse d'une phase de QGP, et ne doit être reproductible par aucun modèle reposant uniquement sur un scénario hadronique ;
- il doit ne pas être observé dans des collisions pour lesquelles la densité d'énergie n'est pas suffisante pour atteindre une phase déconfinée (basse énergie, ou collision comportant au moins un ion léger) ;
- il doit pouvoir survivre au moins partiellement à la phase hadronique suivant la phase déconfinée.

3.1 Quarkonia

Les charmonia de la famille du $J/\Psi = c\bar{c}$ et les bottomonia de la famille du $\Upsilon = b\bar{b}$ sont des états résonants fortement liés – c'est-à-dire plus que les hadrons tels que p , Λ , etc... – créés lors des collisions dures initiales et dont le temps de vie est 3 ordres de grandeur supérieur à celui du QGP. Ces états présentent un mode de décroissance leptonic entre autres en $\mu^+\mu^-$, particules non affectées par la phase de plasma car insensibles à l'interaction forte. Lors de la formation d'une phase déconfinée, le phénomène d'écrantage fait que la paire de quarks $c\bar{c}$ peut se dissoudre dans le milieu en éloignant sensiblement un quark de l'autre, lesquels s'appartiennent à d'autres particules lors de l'hadronisation. Il est donc attendu que les taux de formation observés de J/Ψ et autres quarkonia régressent s'il y a formation d'un QGP. Cet effet a été observé au SPS par la collaboration NA50 [17, 18], mais pas encore au RHIC du fait de la statistique encore insuffisante des données.

Cette dilution dépend en fait de la température du milieu, car la longueur de Debye caractérisant l'écrantage diminue lorsque la température augmente. Ainsi que l'illustre la figure I.10, les divers charmonia seraient ainsi supprimés à différentes températures selon leur énergie de liaison, ce qui en fait par conséquent un véritable thermomètre du milieu.

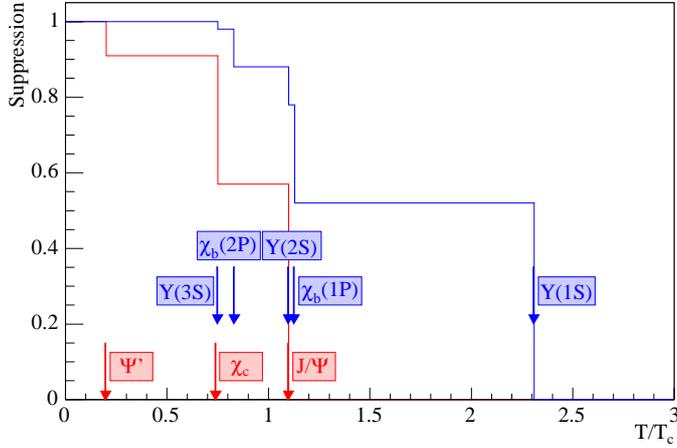


FIG. I.10 – *Suppression des quarkonia de la famille du J/Ψ (en rouge) et du Υ (en bleu) en fonction de T/T_c , avec T_c la température critique. Les courbes rouge et bleue sont les facteurs de suppression du J/Ψ et du Υ respectivement [19]*

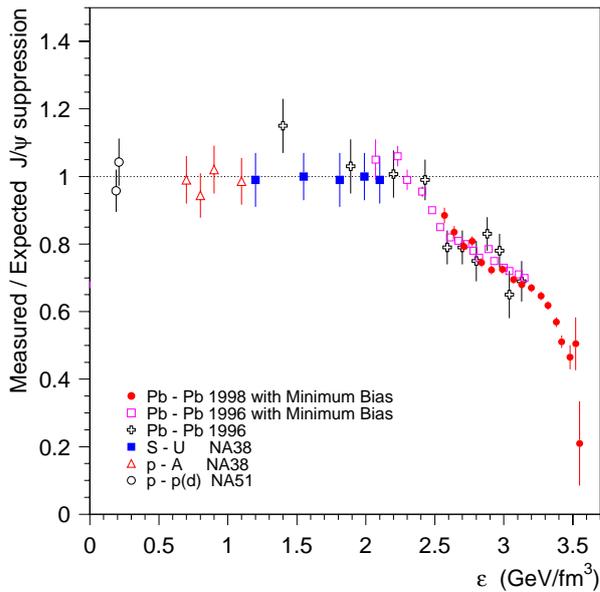


FIG. I.11 – *Suppression du J/Ψ au SPS en fonction de la densité d'énergie [17]*

Cependant, il est possible que cet effet de dilution des états $c\bar{c}$ dans le plasma soit compensé par une hausse du nombre de quarks c et \bar{c} créés dans le milieu : dans ce cas, un quark c pourrait s'apparier avec un \bar{c} formé ailleurs et tout de même former un J/Ψ , par simple recombinaison statistique. Si le nombre de quarks c formés est suffisamment élevé, le taux de formation de J/Ψ pourrait, dans la zone d'espace des phases dominée par la recombinaison, augmenter au lieu d'être réduit, comme on peut s'attendre à ce que ce soit le cas au LHC par exemple, voire déjà au RHIC.

3.2 Jet-quenching

Les jets formés lors de collisions dures entre partons sont émis dos à dos. Dans le cas de collisions de type e^+e^- , pp ou $p\bar{p}$, ils se matérialisent par deux gerbes dans les détecteurs, issues de l'hadronisation des quarks. Dans le cas des collisions d'ions lourds, ces gerbes de quelques particules sont noyées dans la grande multiplicité de traces et ne sont pas visibles directement.

Une technique permet cependant de les retrouver statistiquement : pour un événement donné, les particules chargées dont l'impulsion transverse est supérieure à un niveau-seuil (par exemple $p_{\perp trig} =$

4,0 GeV/c) sont supposées être les particules principales (*leading particles*) d'un jet. "Particule principale" désigne la particule d'un jet ayant l'impulsion transverse la plus élevée de toutes les particules du jet. Une à une, chaque particule principale définit alors un angle zéro, et la distribution de l'angle azimutal séparant la particule principale de toutes les autres particules chargées dont l'impulsion transverse est comprise entre un second niveau de seuil, plus bas (par exemple $p_{\perp trig2} = 2,0 \text{ GeV}/c$), et l'impulsion transverse de la particule principale est réalisée. Enfin, ces distributions azimutales sont sommées pour toutes les particules principales, et pour tous les événements.

Le résultat observé dans STAR [20] dans les collisions p-p ou Au-Au périphériques est d'une part un pic à 0° – formé par les particules du jet et/ou par les particules ayant reçu un gain en impulsion transverse par collision avec les particules du jet –, et d'autre part un pic à 180° , matérialisant le jet opposé au précédent.

FIG. I.12 – Distributions azimutales à 2 particules dans les données à $\sqrt{S_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ (cercles pleins) dans diverses classes de centralité (de haut en bas : 0-5 %, 10-20 %, 30-40 % et 60-80 %). Le flot elliptique est matérialisé par les courbes en traits pleins. Les cercles vides sont les résultats d'un modèle simple de référence construit à partir de collisions dures indépendantes de type p-p avec ajout de flot elliptique [20]

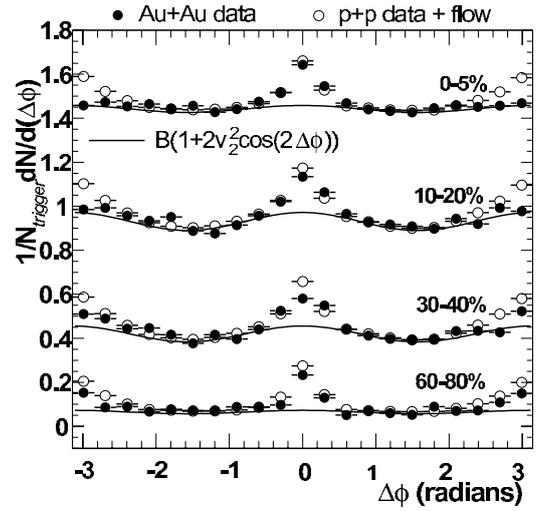
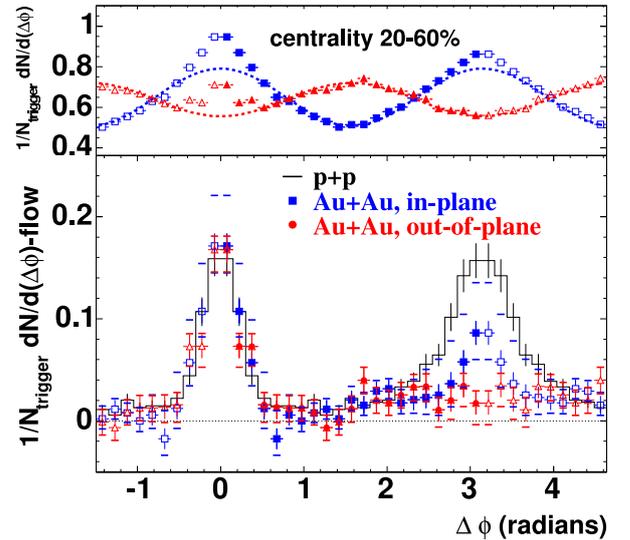


FIG. I.13 – Dépendance azimutale du jet-quenching. Cadre du haut : distributions azimutales des particules associées à une particule-trigger in-plane (en bleu) et out-of-plane (en rouge) dans le bin de centralité 20-60 % des données Au-Au à $\sqrt{S_{NN}} = 200 \text{ GeV}$. Les lignes en tirets sont la contribution du flot elliptique. Cadre du bas : distributions après soustraction du flot elliptique selon le même code de couleur, superposées au résultat des données p-p (en noir)



Dans les collisions centrales, ce second pic n'est pas observé. Ceci peut s'expliquer par une forte densité du milieu : dans ce cas, la perte d'énergie dans le milieu traversé serait suffisamment importante pour que le jet soit "perdu" (c'est-à-dire pour que son énergie soit communiquée aux particules environnantes) lorsque la distance qu'il doit traverser dans ce milieu est assez longue. Ce scénario s'accommode très bien d'une phase de QGP, puisque la forte densité de gluons dans un QGP entraînerait une importante radiation de gluons [21, 22, 23]. Ainsi, les jets émis près de la surface de la boule de feu et vers l'extérieur seraient vus, tandis que leur jet opposé se dissiperait dans la boule de feu.

Cet effet expliquerait la chute à haut- p_{\perp} des facteurs de modification nucléaire¹ R_{CP} et R_{AA} , qui sont les rapports, normalisés au nombre de collisions binaires, entre les spectres en p_{\perp} d'une même particule respectivement dans les collisions centrales et périphériques, et dans les collisions Au-Au centrales et les collisions p-p.

On peut en outre vérifier que l'amplitude de l'effet augmente avec la distance à traverser dans le milieu. Pour ce faire, les collisions mi-centrales sont examinées [24], et les distributions précédentes sont tracées séparément pour les jets émis selon le petit axe (in-plane) et selon le grand axe (out-of-plane) de la zone d'interaction, dont la forme est en amande. Il apparaît (FIG. I.13 page précédente), comme présumé, que les jets opposés sont davantage supprimés dans le cas des jets émis selon le grand axe, c'est-à-dire ceux qui ont plus de matière à traverser, que dans le cas des jets émis selon le petit axe.

Il était toutefois possible que cet effet soit dû à l'état initial de la collision, par exemple le shadowing ou la saturation de la densité de partons dans les noyaux incidents. L'analyse des données d-Au présentée dans la figure I.14 [25] a montré que ce n'était pas le cas, car le second pic est toujours observé, bien qu'un noyau d'Or soit présent dans la collision.

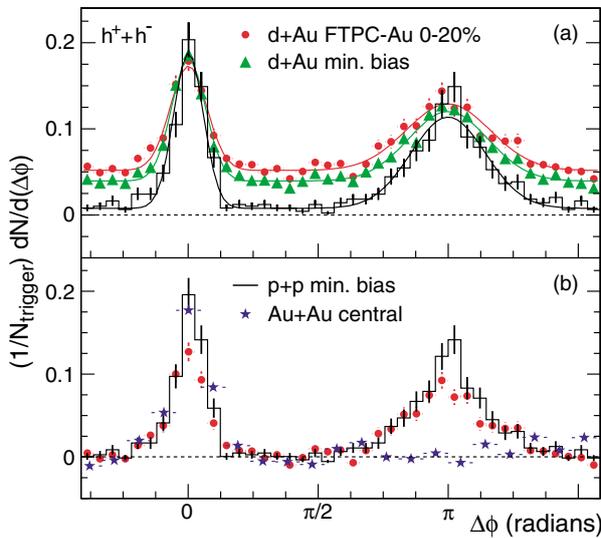


FIG. I.14 – Observation des jets dans les collisions d-Au à $\sqrt{S_{NN}} = 200$ GeV. Cadre du haut : distributions azimutales à 2 particules pour les données p-p (noir), d-Au centrales (rouge) et d-Au minbias (vert). Cadre du bas : comparaison des distributions azimutales à 2 particules pour les données p-p (noir), d-Au centrales (rouge) et Au-Au centrales (bleu)

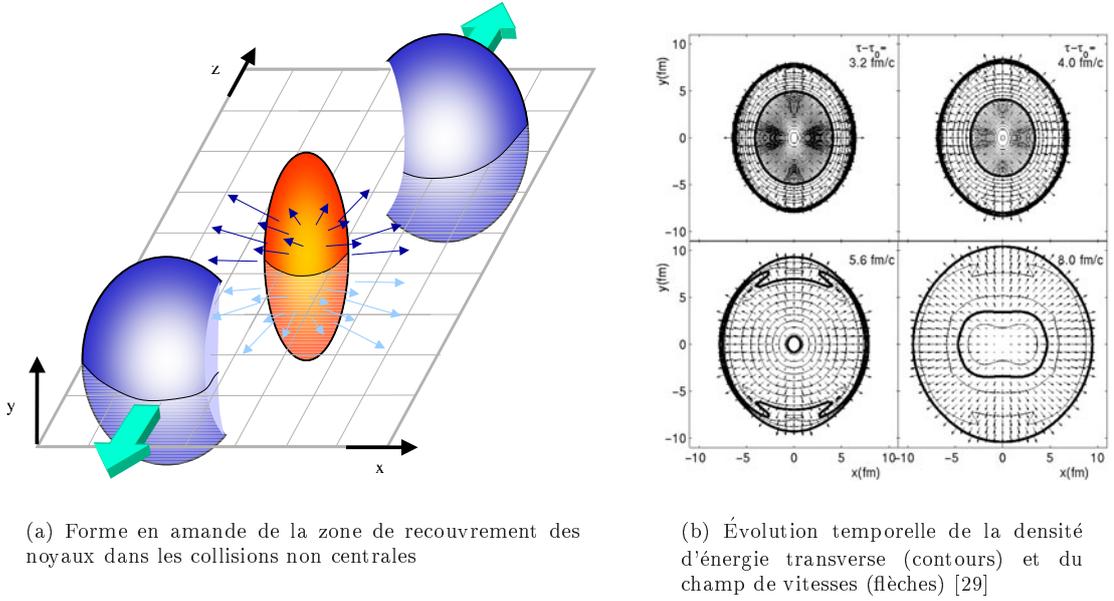
Il s'agit donc d'un effet dans l'état final. La magnitude de cet effet sur le R_{CP} des hadrons chargés est en accord avec des modèles de pQCD incluant une perte d'énergie partonique [26, 27], et les densités de gluons extraites des calculs de perte d'énergie sont en accord avec celle estimée par la mesure de la distribution en rapidité des hadrons chargés [28] (en utilisant le scénario de Bjorken et en faisant l'hypothèse d'une équivalence entre le nombre de gluons initiaux et le nombre de hadrons chargés finaux), mais les barres d'erreur restent grandes.

3.3 Flot elliptique

Dans les collisions semi-périphériques, la zone de recouvrement des noyaux a une forme en amande dans le plan transverse (*cf.* FIG. I.2 p. 9, bas), dont le petit axe est défini par le vecteur paramètre d'impact de la collision (vecteur liant les centres des deux noyaux dans le plan transverse), noté \vec{b} . L'angle φ désignera ici l'angle azimutal d'une particule, c'est-à-dire l'angle dans le plan transverse par rapport à une direction de référence quelconque liée au laboratoire, par exemple l'axe \vec{Ox} du repère de l'expérience, perpendiculaire au faisceau.

L'excentricité de la zone de recouvrement des noyaux est calculable analytiquement à partir du paramètre d'impact de la collision, et diminue lorsque la centralité augmente. Cette excentricité, comme le prévoit l'hydrodynamique, provoque une anisotropie azimutale du gradient de pression : l'épaisseur de la boule de feu étant plus faible selon la direction du paramètre d'impact que selon la direction qui lui est perpendiculaire, le gradient de pression est plus élevé selon la direction de $\pm \vec{b}$, ainsi que l'illustre la figure I.15.

1. En Anglais : *nuclear modification factor*.



(a) Forme en amande de la zone de recouvrement des noyaux dans les collisions non centrales

(b) Évolution temporelle de la densité d'énergie transverse (contours) et du champ de vitesses (flèches) [29]

FIG. I.15 – Illustration de l'origine du flot elliptique. L'axe \vec{x} est choisi colinéaire au vecteur paramètre d'impact \vec{b}

Cette anisotropie du gradient de pression engendre au fur et à mesure du développement de la collision une anisotropie azimutale des impulsions des particules, qui vont effectivement, par interactions successives, subir davantage d'écoulement dans la direction du paramètre d'impact : la plus grande différence de pression selon la direction de celui-ci engendre une poussée plus grande des particules rapides sur les particules lentes selon $\pm \vec{b}$. La distribution en φ observée du nombre de particules est donc plus élevée pour les directions $\pm \vec{b}$, et plus faible pour les directions qui lui sont perpendiculaires. Cet effet purement collectif se traduit ainsi par une anisotropie azimutale de la distribution des particules $dN/d\varphi$ appelée *flot elliptique*, flot à cause de son origine collective¹, et elliptique à cause de sa forme. L'anisotropie du gradient de pression décroît avec le temps mais, le flot elliptique étant additif, la valeur qu'il a acquise lorsque la boule de feu était asymétrique est conservée lorsque celle-ci est (éventuellement) devenue sphérique.

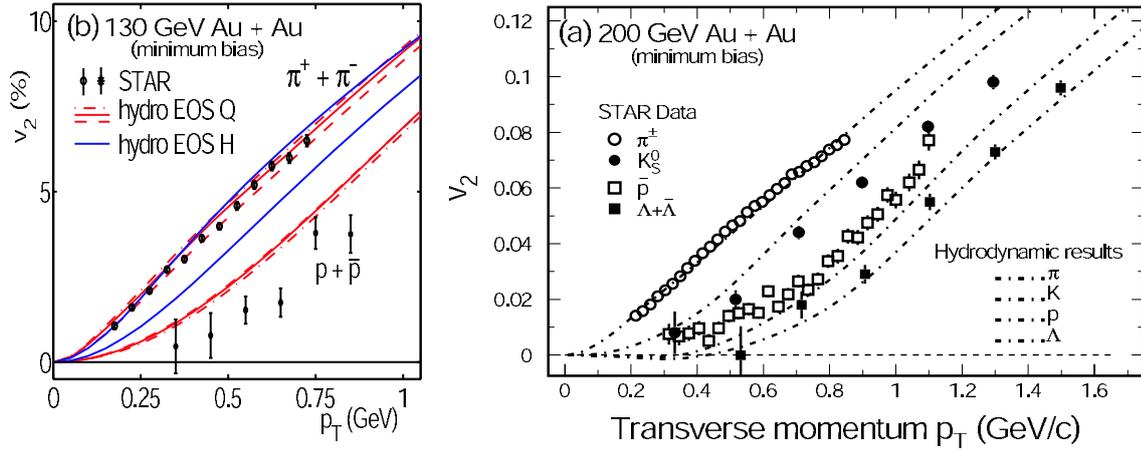
Cette distribution des particules selon φ peut en fait être décomposée en série de Fourier. Le second coefficient de cette série, noté v_2 , quantifie le flot elliptique. Définissant le plan de réaction par le faisceau et le vecteur paramètre d'impact, et Φ_R l'angle du plan de réaction par rapport à l'axe de référence servant à la définition de φ , on peut écrire :

$$\frac{dN}{d\varphi} \propto 1 + \sum_{n=0}^{\infty} 2v_n \cos(n(\varphi - \Phi_R)) \quad (\text{I.2})$$

Le second coefficient de cette série, v_2 , est le flot elliptique et reflète l'anisotropie azimutale due à la forme en amande de la source.

Deux observations importantes sont issues de ce v_2 : la première, que l'on peut visualiser dans les graphes de la figure I.16 page suivante, est que les mesures de cette grandeur à 200 GeV et à bas- p_{\perp} ($p_{\perp} < 1,5$ GeV/c) sont comparables quantitativement aux résultats des modèles hydrodynamiques faisant l'hypothèse d'un fluide parfait. La bonne description est donc compatible avec un fluide en équilibre thermique au moins local (c'est la première fois pour les collisions d'ions lourds que la limite thermodynamique est atteinte), et la dépendance en masse, correctement décrite également, signe un fort effet collectif par le biais d'une vitesse transverse commune à toutes les particules. Dans le cadre d'un modèle hydrodynamique, la dépendance en p_{\perp} et en masse du v_2 à bas- p_{\perp} permet de remonter à l'équation d'état. L'accord du modèle semble meilleur lorsque le fluide passe par une phase de QGP, mais les barres d'erreur restent trop grandes pour conclure, et il n'est pas non plus prouvé que cet ajustement soit le seul possible.

1. Le terme *écoulement* est plus approprié, *flot* provient de la traduction directe des termes *elliptic flow* et *radial flow*.



(a) Résultats du modèle et données de STAR à 130 GeV [30], pour un gaz de hadrons (EOS H) et pour un QGP (EOS Q)

(b) Dépendance en masse du flot elliptique; résultats du modèle pour un QGP et données de STAR à 200 GeV [31]. L'EOS Q est en accord avec les calculs de LQCD incluant une transition de phase et un freeze-out cinétique brutal à une température de 120 MeV

FIG. I.16 – Comparaison du flot elliptique différentiel des données Au-Au de STAR et des résultats obtenus par un modèle hydrodynamique faisant l'hypothèse d'un fluide parfait en expansion et d'une thermalisation rapide [32, 33]. La même équation d'état "QGP" EOS Q a été utilisée dans les deux figures

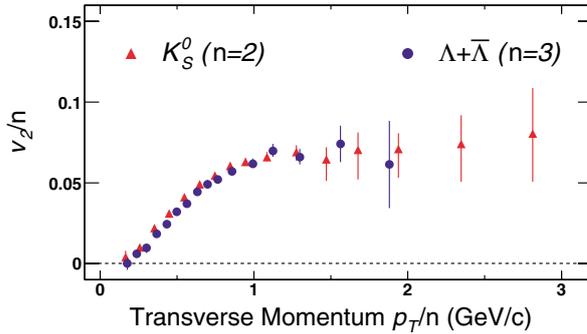


FIG. I.17 – Flot elliptique différentiel du K_s^0 et du Λ dans les collisions Au-Au à 200 GeV [31]

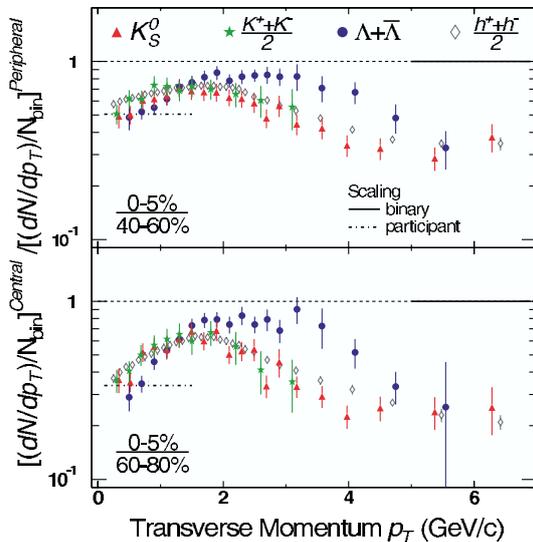


FIG. I.18 – R_{CP} des K^\pm , K_s^0 , Λ et $h^+ + h^-$ dans les collisions Au-Au à 200 GeV [31]

La seconde observation provient de la région de p_{\perp} intermédiaire, à savoir $1 - 2 < p_{\perp} < 4 - 5 \text{ GeV}/c$: on observe dans cette région des valeurs similaires pour le v_2 de divers mésons (K^+ , K^- , K_s^0 , φ), et d'autres valeurs, similaires entre elles, pour les baryons (p , Λ , Ξ) [34]. Le Ξ et surtout le φ démontrent clairement qu'il ne s'agit pas d'un effet de masse: le Ξ présente le même v_2 que le Λ avec pourtant une masse 20 % plus grande, tandis que le φ a une masse proche de celle du Λ ($m_{\varphi} = 1019 \text{ MeV}/c^2$) mais un v_2 similaire à celui du K_s^0 , pourtant deux fois plus léger. En posant n égal au nombre de quarks constituant la particule considérée ($n = 2$ pour les mésons, $n = 3$ pour les baryons), la représentation de v_2/n en fonction de p_{\perp}/n résulte en une superposition de toutes les particules – mésons et baryons –, comme le montre la figure I.17 pour les K_s^0 et les Λ .

Ceci peut être interprété par un modèle de recombinaison ou de coalescence de quarks, c'est-à-dire faisant l'hypothèse d'une phase de QGP: au moment de l'hadronisation, les mésons seraient formés de deux quarks du plasma et les baryons de trois, le p_{\perp} de la particule formée étant la somme des p_{\perp} des quarks qui la constituent, et de même pour le v_2 . La représentation de v_2/n en fonction de p_{\perp}/n permet de remonter à une approximation de la distribution du v_2 en fonction du p_{\perp} pour les quarks eux-mêmes.

Cette hypothèse de recombinaison de quarks à l'issue d'une phase de plasma est étayée par une autre observation: le facteur de modification nucléaire R_{CP} semble être identique pour tous les baryons d'une part, et pour tous les mésons d'autre part, ainsi que le suggère la figure I.18.

4 Rôle de l'étrangeté

Nous sommes donc en présence d'une nouvelle matière à étudier. Les sondes précédemment décrites semblent montrer que le milieu créé a une densité bien supérieure à celle de la matière nucléaire "normale" et d'ailleurs difficilement conciliable avec un milieu hadronique, et que les effets collectifs y sont importants, mais ceci n'est pas synonyme de matière partonique thermalisée.

4.1 Étrangeté

Si l'étrangeté n'est pas une sonde directe du milieu formé, elle fournit néanmoins un apport appréciable. Alors que les particules "stables" (dans les dimensions du détecteur) que sont π , K^{\pm} et p ne peuvent être identifiées que dans une zone assez étroite en p_{\perp} , les particules étranges, grâce à leur mode de décroissance donnant lieu à un vertex secondaire, peuvent être reconstruites dans un intervalle de p_{\perp} dont la borne supérieure n'est limitée que par la statistique.

Ces particules permettent également de remonter au taux de production d'étrangeté dans la collision. Le quark s devrait en effet être abondamment produit par les réactions de fusion de gluons, eux-mêmes très nombreux dans le plasma.

Enfin, les particules étranges permettent d'étudier la dynamique de la collision, par le biais notamment du flot radial et du flot elliptique.

4.2 Aspect statique

L'augmentation de la production d'étrangeté a été une signature proposée très tôt pour mettre en évidence le QGP [35, 36]. La production d'étrangeté est en effet ardue dans un gaz hadronique, à cause des énergies de seuil importantes des réactions. La production directe de baryons étranges (par exemple $\pi\pi \rightarrow \pi\pi\Lambda\bar{\Lambda}$) est très consommatrice en énergie puisqu'elle requiert 2233 MeV pour le Λ , 2642 MeV pour le Ξ et 3344 MeV pour le Ω . Les réactions indirectes telles que $\pi N \rightarrow K\Lambda$, $\pi\Lambda \rightarrow K\Xi$ et $\pi\Xi \rightarrow K\Omega$ ne sont pas meilleures, car même si leurs énergies de seuil respectives sont d'environ 540 , 560 et 710 MeV , la formation d'un Ω requiert le passage par ces trois réactions successivement.

Dans le cas d'un QGP en revanche, non seulement il suffit de créer une paire $s\bar{s}$ (par opposition à un hadron "entier"), ce qui ne nécessite qu'environ 300 MeV grâce à la restauration de la symétrie chirale (diminution de la masse du s), mais en plus ces paires peuvent être créées par fusion de gluons: $gg \rightarrow s\bar{s}$. Or, la densité de gluons dans un QGP est très élevée; il est donc prédit que cette réaction serait à l'origine de 80 % de l'étrangeté produite.

D'autre part, la température prévue de la transition de phase résulterait en un temps d'équilibre de l'étrangeté inférieur à la durée de vie prévue du plasma [35, 36], c'est-à-dire que le nombre de

quarks étranges atteindrait la saturation avant l'hadronisation. Les durées nécessaires à l'établissement d'un équilibre dans un gaz hadronique sont d'un ordre de grandeur supérieur [35, 36, 37].

Au premier ordre, le taux de formation d'hypérons dans un QGP devrait être proportionnel à la densité en quarks s élevée à la puissance de l'étrangeté de l'hypéron.

Les caractéristiques décrites ci-dessus devant s'amplifier avec le contenu en étrangeté de la particule considérée, il est attendu que :

$$\left. \frac{\Omega}{\Xi} \right|_{QGP} \simeq \left. \frac{\Xi}{\Lambda} \right|_{QGP} \quad vs \quad \left. \frac{\Omega}{\Xi} \right|_{HG} < \left. \frac{\Xi}{\Lambda} \right|_{HG}$$

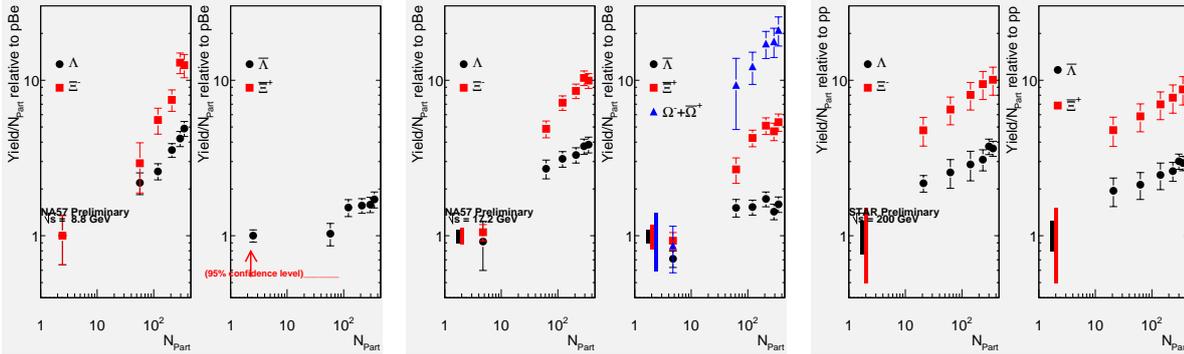
et que :

$$\left. \frac{\Xi}{\Lambda} \right|_{QGP} > \left. \frac{\Xi}{\Lambda} \right|_{HG} \quad et \quad \left. \frac{\Omega}{\Xi} \right|_{QGP} > \left. \frac{\Omega}{\Xi} \right|_{HG}$$

avec HG pour gaz hadronique (hadron gas).

La difficulté consiste ici à extrapoler les résultats obtenus dans le cas du gaz hadronique (p-p, p-A) aux collisions A-A. Ceci est généralement fait en normalisant par le nombre de participants N_{part} , mais l'incertitude sur ce nombre ainsi que sur les taux de production d'hypérons dans les collisions p-p ou périphériques est grande.

La figure I.19 présente l'évolution en fonction du nombre de participants des taux de production d'hypérons et anti-hypérons dans les collisions noyau-noyau relativement à leur taux de production dans les collisions p-p ou p-A, normalisés par le nombre de participant, et ce à trois énergies différentes : $\sqrt{s_{NN}} = 8,8 \text{ GeV}$, $17,3 \text{ GeV}$, et 200 GeV .



(a) Au SPS, $\sqrt{s_{NN}} = 8,8 \text{ GeV}$

(b) Au SPS, $\sqrt{s_{NN}} = 17,3 \text{ GeV}$

(c) Au RHIC, $\sqrt{s_{NN}} = 200 \text{ GeV}$

FIG. I.19 – Augmentation de la production d'étrangeté : taux de production normalisé par N_{part} rapporté au taux de production normalisé dans les collisions p-p ou p-Be, en fonction de la centralité (représentée par N_{part}), à diverses énergies de collision (cf. § VI-4)

Une augmentation de la production est effectivement constatée – malgré la taille des barres d'erreur des taux de production dans les collisions p-p de RHIC –, d'une part en fonction du nombre de participants, et d'autre part en fonction du contenu en étrangeté, la production de la particule considérée étant d'autant plus accrue que son contenu en étrangeté est élevé.

L'évolution en énergie n'est cependant pas celle attendue, car le phénomène d'augmentation de l'étrangeté n'est pas plus important à 200 GeV qu'à $17,3 \text{ GeV}$. L'augmentation de la production de Λ^0 et de Ξ^- stagne en effet lorsque l'énergie disponible dans le centre de masse augmente, elle baisse même lorsque l'on passe de $8,8 \text{ GeV}$ à $17,3 \text{ GeV}$.

Ceci peut être compris comme étant dû à la suppression canonique : dans le cadre d'un modèle statistique [38], le formalisme grand canonique (GC) (conservation en moyenne d'un nombre quantique) est utilisé lorsque les particules portant le nombre quantique à conserver sont produites avec une grande multiplicité (grand volume, température élevée), tandis que le formalisme canonique (C) (conservation réaction par réaction d'un nombre quantique) est utilisé lorsque ces particules sont produites avec une petite multiplicité (petit volume, température basse).

Les systèmes de collision tels que proton-proton ou proton-noyau doivent donc être traités selon l'approche canonique. Il en résulte qu'un facteur de correction $F_s(T,V)$ doit être appliqué par rapport à l'approche grand canonique. Notant n^i la densité de la particule i , on a ainsi :

$$(n^i)^C = (n^i)^{GC} F_s(T,V)$$

avec $(n^i)^C$ la densité canonique, et $F_s(T,V)$ la déviation de celle-ci par rapport à la valeur asymptotique qu'est sa valeur grand canonique $(n^i)^{GC}$. Le facteur d'augmentation étant défini comme :

$$A^i = \frac{n_{AA}^i}{n_{pp}^i}$$

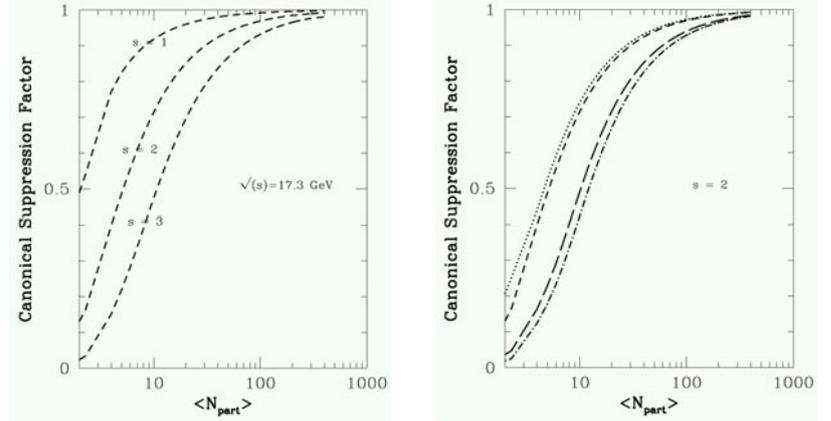
son expression en fonction du facteur de correction est :

$$A^i = \frac{(n^i)^{GC} F_s(T, V_{AA})}{(n^i)^{GC} F_s(T, V_{pp})} = \frac{F_s(T, V_{AA})}{F_s(T, V_{pp})}$$

Le volume d'un système étant habituellement assimilé à N_{part} , il vient :

$$A^i = \frac{F_s(T, N_{part})}{F_s(T, 2)}$$

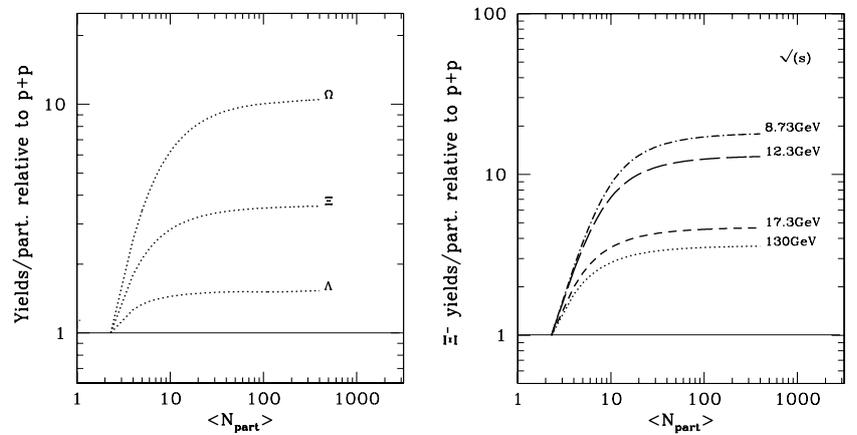
FIG. I.20 – Facteurs de suppression canonique en fonction de la centralité [39]



(a) À une énergie de $\sqrt{S_{NN}} = 17,3 \text{ GeV}$, pour des particules d'étrangeté 1, 2 et 3

(b) Pour des particules d'étrangeté 2, aux énergies $\sqrt{S_{NN}} = 130, 17,3, 12,3$ et $8,3 \text{ GeV}$ de bas en haut

FIG. I.21 – Facteurs d'augmentation de l'étrangeté en fonction de la centralité [40]



(a) À une énergie de $\sqrt{S_{NN}} = 130 \text{ GeV}$ pour les trois hyperons

(b) Pour les Ξ^- à diverses énergies de collision

Ces facteurs de correction peuvent être calculés en fonction de la particule, de l'énergie de la collision et de la centralité, et permettent donc de déterminer les facteurs de suppression canonique tels que ceux présentés dans la figure I.20 page précédente.

La représentation de la suppression canonique non plus en terme de suppression par rapport à Au-Au mais en terme d'augmentation par rapport à p-p donne les courbes de la figure I.21 page précédente, sur lesquelles les observations de la figure I.19 page 20 se retrouvent, à savoir que la suppression canonique augmente avec le contenu en étrangeté, et qu'elle diminue avec l'énergie de la collision, ce dernier effet étant d'autant plus marqué que cette énergie est faible.

Le modèle ne décrit pas par contre la dépendance en centralité des taux de production normalisés observés. La mesure des points de Ω à 200 GeV pourrait permettre d'éclaircir cette observation. Nous y reviendrons à la section VI-4 (p. 160). La question cruciale liée à cette observation est de savoir si la production d'étrangeté sature ou non et, si oui, à quel instant.

4.3 Aspect dynamique

Le flot résulte d'une uniformisation des vitesses par des collisions élastiques, les particules les plus rapides entraînant les plus lentes. Dans toutes les collisions d'ions lourds à ces énergies, une composante radiale existe, appelée *flot radial*. Elle correspond littéralement à l'explosion du système.

Le flot elliptique des baryons multi-étranges est en soi un signal intéressant de la boule de feu créée. Le flot radial et le flot elliptique sont tous deux additionnels, et ont donc, dans l'hypothèse de la formation d'un QGP, chacun une composante hadronique et une composante partonique, provenant des phases respectivement de gaz hadronique et de QGP. Si le flot elliptique des autres particules indique qu'il y a forte collectivité, il ne permet pas d'en connaître la nature en dehors du cadre d'un modèle de recombinaison.

Le fait que ce soient les vitesses qui soient harmonisées par le flot rend le durcissement "artificiel" des spectres en impulsion transverse dépendant de la masse de la particule puisque $p_{\perp} = \frac{\beta_{\perp}}{\sqrt{1-\beta_{\perp}^2}} mc$. Le flot radial peut donc dans une certaine mesure être quantifié en comparant les spectres de particules de masse différentes, telles que π , K et p , par le biais de leur pente inverse ou de leur impulsion transverse moyenne. Un modèle de blast-wave (*cf.* p. 149) permet cependant d'accéder directement à la valeur du flot radial pour chaque particule indépendamment, en réalisant un ajustement sur les spectres. Dans tous les cas, les valeurs de flot radial sont, relativement à leur masse, plus basses pour les baryons multi-étranges que pour les π , K et p [2].

Les baryons multi-étranges devraient donc permettre d'aller plus loin dans la découverte des origines du flot elliptique. En effet, une explication possible de la faiblesse du flot radial des baryons multi-étranges est que la section efficace hadronique d'interaction de ces baryons serait faible, ainsi que le suggère aussi le nombre et la largeur des résonances multi-étranges [41]. Ceci implique que la composante hadronique de leur flot elliptique doit être quasiment nulle.

Or, il a été montré que le flot elliptique du Ω n'est pas nul, et que celui du Ξ semble suivre la tendance des autres baryons (p et Λ) [42]. Selon l'hypothèse précédente, le flot elliptique des baryons multi-étranges est alors nécessairement d'origine partonique. Dans le cadre d'un modèle de recombinaison, le fait que le v_2 du Ξ et du Ω en fonction du p_{\perp} soit similaire à celui des autres baryons indique que le flot elliptique du quark s est identique à celui des quarks u et d , ce que l'on attend d'un milieu en équilibre. Une mesure du flot elliptique du quark c au LHC compatible avec le flot des trois autres quarks serait une observation très forte en faveur d'une phase de QGP, à cause de la masse élevée de ce quark.

Les barres d'erreur restent cependant grandes, que ce soit pour le p_{\perp} moyen ou pour le flot elliptique, et les résultats obtenus sur le Ω ne peuvent être analysés qu'en y associant les conclusions faites sur le Ξ .

Nous avons vu que la faible statistique des hypérons multi-étranges pose un problème permanent du fait des grandes barres d'erreur sur les quantités mesurées, ce qui nuit à la bonne compréhension des phénomènes physiques. Ce problème peut être résolu par l'acquisition d'un plus grand nombre d'événements, encore que le nombre à atteindre ne serait raisonnable que pour les Ξ , le v_2 du Ω en fonction de l'impulsion transverse nécessitant trop d'événements pour une mesure précise.

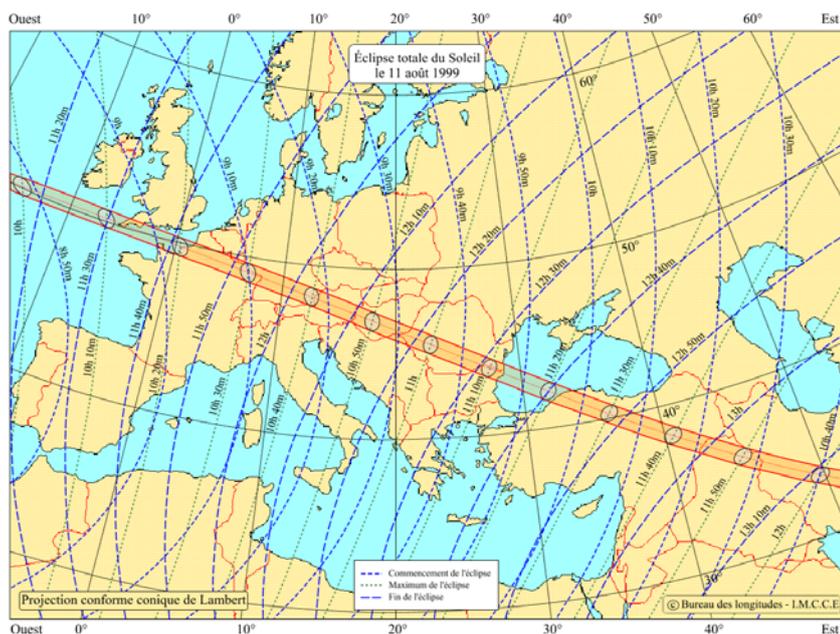
Dans la perspective d'un balayage en énergie de faisceau et en taille de noyau, typiquement réalisé par des "petites" séries de prises de données, il est nécessaire d'améliorer la statistique des baryons

multi-étranges par un autre moyen.

La méthode de l'analyse discriminante linéaire présentée dans ce document est la voie que nous avons explorée pour essayer d'y parvenir. L'analyse des données pour l'obtention des diverses observables physiques ne permettant pas de trouver l'ensemble des Ξ et des Ω d'une collision, le but est d'augmenter cette fraction du nombre de particules par événement trouvées, en améliorant la méthode d'analyse.

Chapitre II

Installations expérimentales



-  *Gentianella ciliata*
Gentiane ciliée
 -  *Crocus vernus*
Crocus
- Gentianella tenella*
Gentiane délicate

Installations expérimentales

Selon les sondes que l'on souhaite étudier, divers détecteurs peuvent être utilisés. L'expérience STAR rassemble entre autres les sous-détecteurs nécessaires à l'étude de l'étrangeté. Les étapes nécessaires à la transformation d'un événement de Physique (une collision) en ensemble de données analysable par des programmes (des fichiers de nombres) sont détaillées dans ce chapitre.

Dans ce chapitre :

Le RHIC : Caractéristiques du complexe collisionneur-accelérateurs de BNL et du RHIC en particulier. Présentation des expériences autres que STAR.

L'expérience STAR : Présentation de STAR, des sous-détecteurs qui la composent et en particulier de la TPC.

Prises de données : Runs effectués jusqu'à présent, triggers, événements sélectionnés et centralité.

Reconstruction : Stockage des données et chaîne de reconstruction. Détails sur la reconstruction des traces

Simulation : Présentation et caractéristiques de l'embedding.

1 Le RHIC

CETTE SECTION DÉCRIT sommairement le complexe collisionneur-accélérateurs et les expériences qui y sont installées (à l'exception de STAR, qui fait l'objet de la section suivante). Des informations plus complètes peuvent être trouvées dans les références suivantes : [43, 44] pour le collisionneur RHIC, [45] pour Brahms, [46] pour Phenix, et [47] pour Phobos.

1.1 Accélérateur

Le RHIC – Relativistic Heavy Ion Collider – est, comme son nom l'indique, un collisionneur d'ions (lourds, mais pas nécessairement) à des énergies ultra-relativistes. Il est situé à BNL (Brookhaven National Laboratory) dans l'état de New-York, sur l'île de Long Island. Il est entré en opération en l'an 2000.

Le RHIC étant un synchrotron, les ions qui y sont accélérés doivent y entrer avec une certaine énergie minimale. Pour les accélérer jusqu'à cette énergie, le complexe qui préexistait à la construction du RHIC est utilisé. Les portions accélératrices empruntées successivement par les ions sont celles-ci :

- le Linac ou le Tandem ;
- le Booster ;
- l'AGS ;
- le RHIC.

L'ensemble du complexe collisionneur-accélérateurs est présenté dans la figure II.1 page suivante.

Le Linac est utilisé pour l'accélération de protons. Les autres ions sont accélérés par le tandem – de type Van de Graaff – jusqu'à une énergie d'environ $1 \text{ MeV}/u$. À la sortie du tandem, les ions Au sont ionisés jusqu'à la charge +32.

La HITL (Heavy Ion Transfer Line) les achemine jusqu'au booster, où ils sont accélérés jusqu'à une énergie de $95 \text{ MeV}/u$. Puis leur état de charge est porté à +77.

Ils sont ensuite accélérés dans l'AGS (Alternating Gradient Synchrotron) jusqu'à $10,8 \text{ GeV}/u$. En sortie de l'AGS, les deux derniers électrons sont arrachés, et les ions Au^{79+} sont transférés vers le RHIC, via l'ATR (AGS to RHIC transfer line).

Le RHIC est un collisionneur, et est constitué de deux anneaux synchrotrons dans lesquels les ions circulent en sens contraire. L'anneau dont le sens est trigonométrique est appelé “yellow ring”, celui dont le sens est horaire est appelé “blue ring”. L'ATR se termine par une bifurcation en “Y” permettant d'injecter les ions soit dans le blue ring, soit dans le yellow ring.

La circonférence du RHIC est de 3834 m , soit un diamètre de 1220 m . Les 1740 aimants supraconducteurs sont refroidis à $4,5 \text{ K}$ par de l'Hélium liquide.

Les deux anneaux sont de forme hexagonale et se croisent en 6 points. Les quatre expériences dédiées aux ions lourds y sont installées : Phenix et Star sont les deux plus grandes et reçoivent plus de luminosité, Brahms et Phobos sont plus petites.

Outre des noyaux d'Or, le complexe collisionneur-accélérateurs est également capable d'accélérer des protons (polarisés), du Deutérium, et l'ensemble des espèces intermédiaires.

1.2 Brahms

L'expérience BRAHMS (Broad RAnge Hadron Magnetic Spectrometers) a été conçue pour détecter les hadrons chargés dans une large gamme de rapidité et de moment transverse, afin d'étudier le stopping et les régions à haute rapidité.

Brahms est formée de deux spectromètres dont l'angle avec le faisceau est modifiable : l'un “forward” à haute rapidité, et l'autre “mid-rapidity” à rapidité centrale. Les principales particules détectées sont π , K et p jusqu'à des rapidités aussi hautes que 4, mais Brahms peut également détecter par exemple le φ dans le canal K^+K^- .

1.3 Phenix

PHENIX signifie Pioneering High Energy Nuclear Interaction eXperiment. Avec sa masse de 4000 tonnes, c'est la plus grosse des expériences installées sur le RHIC. Elle est focalisée principalement sur la mesure des γ , e^\pm et μ^\pm afin d'étudier les photons thermiques et les canaux leptoniques : π^0 , φ , J/Ψ , Υ ,

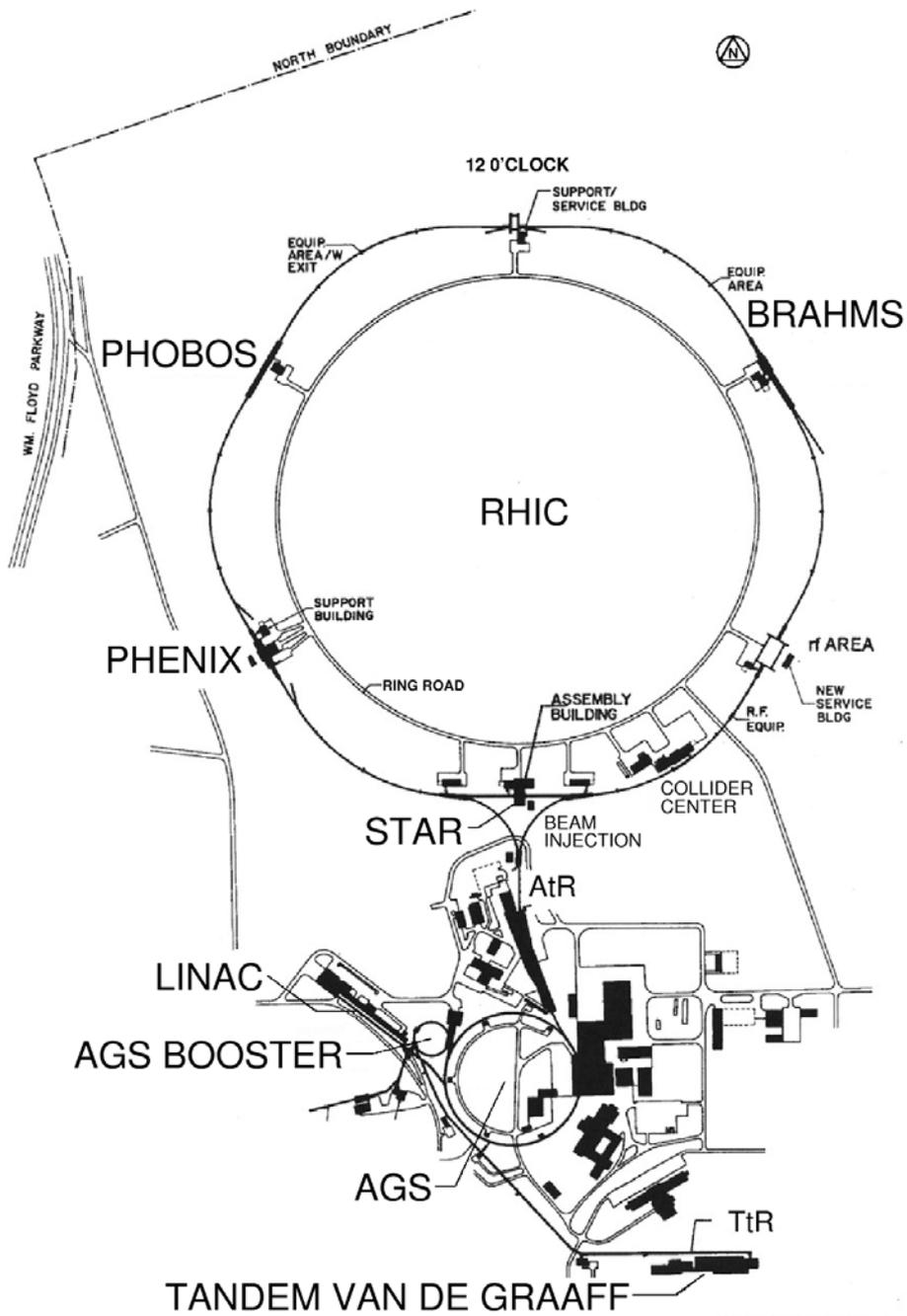
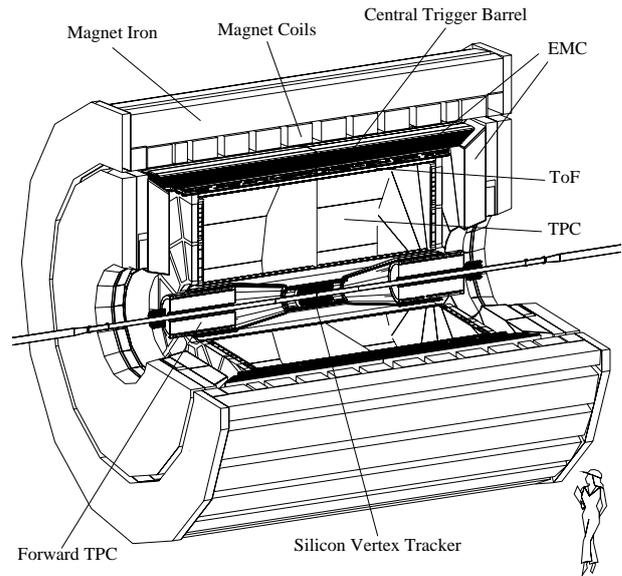


FIG. II.1 – Complexe collisionneur-accelérateurs du Brookhaven National Laboratory

FIG. II.2 – Vue tridimensionnelle de STAR



car les leptons et photons formés durant la collision interagissent très peu avec la matière de la boule de feu, et constituent donc une sonde inaltérée de ses premiers instants.

Phenix est composée de deux bras à mi-rapidité appelés “central arms”, et de deux bras dimuon appelés “muon arms”. Bien que l’expérience soit focalisée sur les sondes leptoniques du QGP, les bras centraux permettent également de détecter et identifier les hadrons tels que π , K , p et Λ .

1.4 Phobos

Phobos est le nom de l’un des deux satellites connus de Mars. Ce nom vient de ce que le projet initial, appelé MARS (Modular Array for Rhic Spectra), n’a pas été approuvé. Les particularités de Phobos sont un déclenchement rapide et une très grande acceptance.

Phobos est constituée de détecteurs Silicium entourant le point d’interaction, ainsi que de deux bras spectromètres de faible acceptance situés à rapidité centrale, permettant une identification des particules. Un autre point fort de Phobos est la possibilité de détecter des particules à faible impulsion transverse, puisque les spectromètres peuvent mesurer des impulsions aussi faibles que $30 \text{ MeV}/c$.

2 L’expérience STAR

2.1 Présentation de l’expérience

L’acronyme STAR signifie Solenoïdal Tracker At Rhic. Le détecteur a la forme d’un cylindre dont l’axe de symétrie coïncide avec l’axe des faisceaux. Il est entièrement plongé dans un champ magnétique uniforme parallèle à cet axe, dont la valeur est choisie entre $-0,5 \text{ T}$ et $+0,5 \text{ T}$. Ces valeurs extrêmes sont appelées respectivement *reversed full field* (RFF) et *forward full field* (ou simplement *full field*, FFF). Les valeurs intermédiaires $+0,25 \text{ T}$ (*forward half field*) et $-0,25 \text{ T}$ (*reversed half field*) ont parfois été utilisées. Ce champ magnétique est généré par une série d’électroaimants traversés par un courant de 4500 A (à $0,5 \text{ T}$) et consommant $3,5 \text{ MW}$. Le refroidissement (29°C) est assuré par circulation d’eau. Le champ magnétique radial est toujours inférieur à 1 % de sa valeur longitudinale (soit 5 mT en full field), et la composante selon φ est inférieure à 0,06 % ($0,3 \text{ mT}$ en full field) [48]. Une carte de champ permet de tenir compte de ces déviations lors de la reconstruction des traces.

Les atouts de STAR sont la couverture complète en angle azimutal, une large couverture en moment transverse et rapidité, et la chambre à projection temporelle. Une grande diversité de particules peut y être détectée.

La position de STAR sur l’anneau du RHIC fait que l’on peut définir un côté Est et un côté Ouest à l’expérience. Le yellow beam arrive par le côté Ouest, tandis que le blue beam y arrive par l’Est.

Une vue d’ensemble du détecteur dans une configuration proche de celle de 2004 est présentée sur la figure II.2 page précédente. La géométrie du détecteur lors de la prise des données utilisées dans cette thèse est donnée dans la figure II.3 (attention, ce sont des coupes et non des projections), et la géométrie “asymptotique” de STAR est présentée dans la figure II.4.

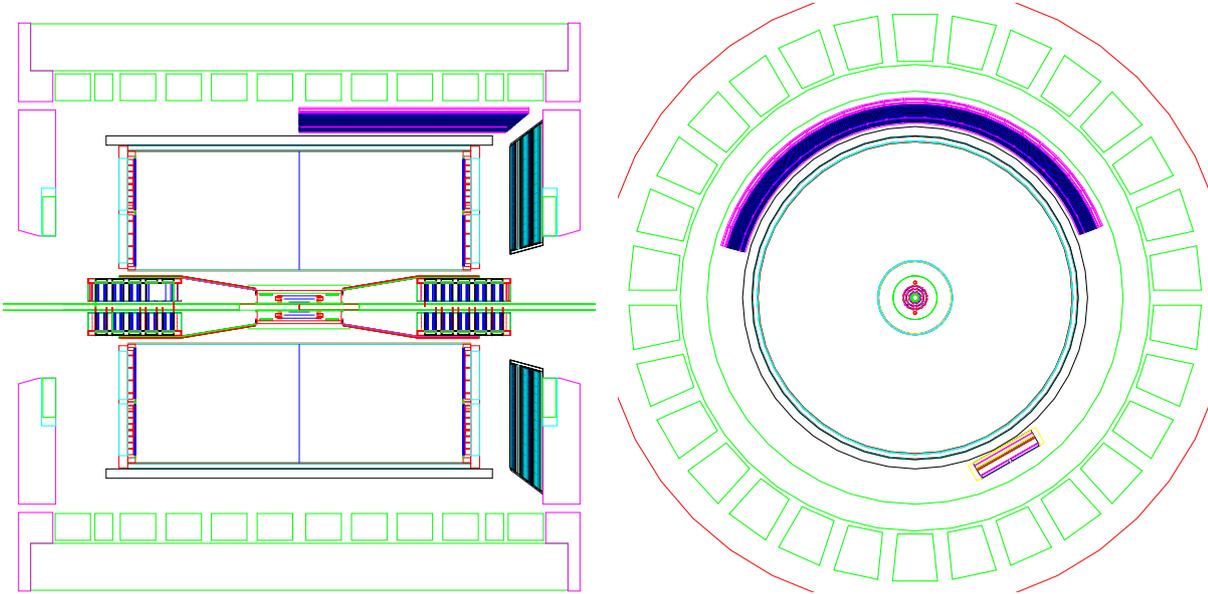


FIG. II.3 – Vue en coupe de STAR dans sa configuration 2001 : selon le plan $x = 0$ (à gauche), et selon le plan $z = 10 \text{ cm}$ (à droite)

La chambre à projection temporelle (TPC) est le détecteur principal de STAR. Son rayon interne est de 50 cm et son rayon externe est de 2 m , pour une longueur de $4,2 \text{ m}$, ce qui lui confère une acceptance en pseudo-rapacité de ± 2 au niveau du rayon interne et de ± 1 au niveau du rayon externe, soit une acceptance moyenne de $\pm 1,5$ unités de pseudo-rapacité. Le nombre maximal de points d’une trace traversant la TPC est de 45.

À l’intérieur du cylindre interne de la TPC sont placés deux détecteurs Silicium : le SVT et le SSD. Le SVT est formé de 3 couches de Silicium à dérive à des distances de $6,7 \text{ cm}$, $10,7 \text{ cm}$ et $14,5 \text{ cm}$ de l’axe du faisceau ; le SSD est une quatrième couche, formée de détecteurs Silicium à micropistes, placée à 23 cm du faisceau. Ces détecteurs n’ont pas été utilisés dans notre analyse : le SSD n’était pas encore installé (son installation a été achevée en 2004), et le SVT n’avait été exploité que lors du run proton-proton.

Vers 2007, un détecteur microvertex devrait être installé à l’intérieur du SVT, à proximité immédiate du tube du faisceau. Un tel détecteur sera réalisé en Silicium à pixels, et permettra de reconstruire les particules charmées par la méthode topologique. Bien que ce ne soit pas son but initial, on peut également en attendre une augmentation sensible de l’efficacité de reconstruction des particules étranges.

Aux extrémités de la TPC sont installées de plus petites TPC appelées FTPC (pour Forward Time Projection Chambers) [49], qui permettent de couvrir les 360° d’angle azimutal, et l’intervalle de pseudo-rapacité $[2,5; 4,0]$. La dérive est radiale, de manière à améliorer la séparation entre deux traces, dans cette région à haute densité de particules. Les traces y sont échantillonnées en 10 points. L’identification des particules par leur perte d’énergie dans le gaz des FTPC est plus difficile que dans la TPC, du fait de leur impulsion totale moyenne plus élevée.

La TPC est de plus totalement entourée d’un calorimètre électromagnétique séparé en deux parties : le Barrel Electromagnetic Calorimeter (BEMC) couvrant les pseudo-rapidités de -1 à $+1$, et deux Endcap Electromagnetic Calorimeter (EEMC) pour les pseudo-rapidités allant de $1,05$ à 2 . L’installation de ces détecteurs n’était que partielle en 2001 ; ils n’ont pas été utilisés dans l’analyse présentée ici.

Toujours autour de la TPC, un détecteur de temps de vol (ToF, pour Time of Flight) sera ajouté d’ici un peu plus d’un an dans l’intervalle de pseudo-rapacité $[-1; +1]$. Le ToF permettra une identification des particules complémentaire à celle de la TPC et sur une gamme d’impulsion plus étendue, puisque les π et K devraient pouvoir être séparés jusqu’à $1,8 \text{ GeV}/c$, et les p jusqu’à $3 \text{ GeV}/c$.

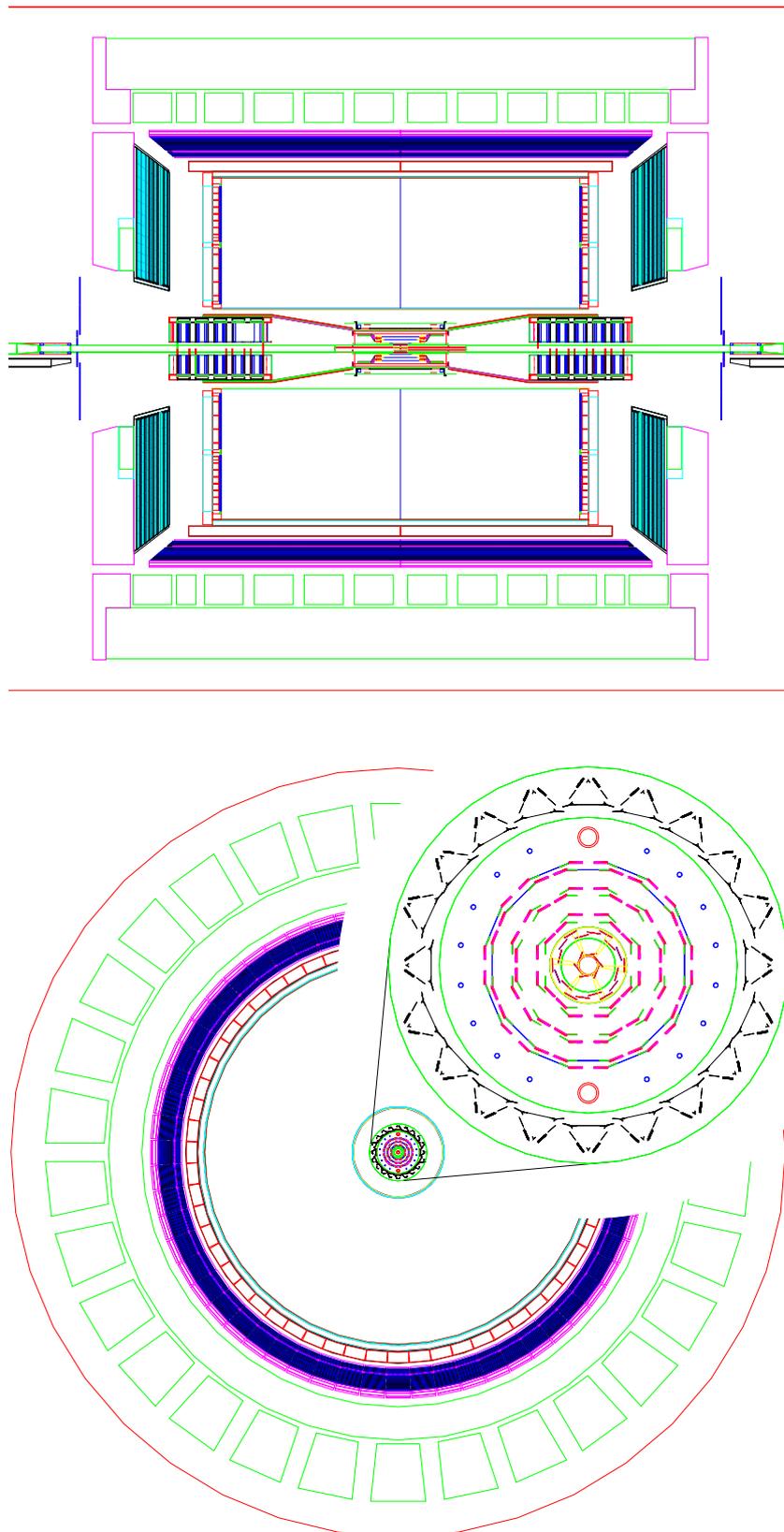


FIG. II.4 – *Vue en coupe de STAR dans sa configuration asymptotique: selon le plan $x = 0$ (en haut), et selon le plan $z = 10$ cm (en bas). En médaillon: une coupe selon le plan $z = 0$ du système de tracking interne: détecteur microvertex (en jaune et brun, projet), SVT (en rose, bleu et vert olive), et SSD (en noir)*

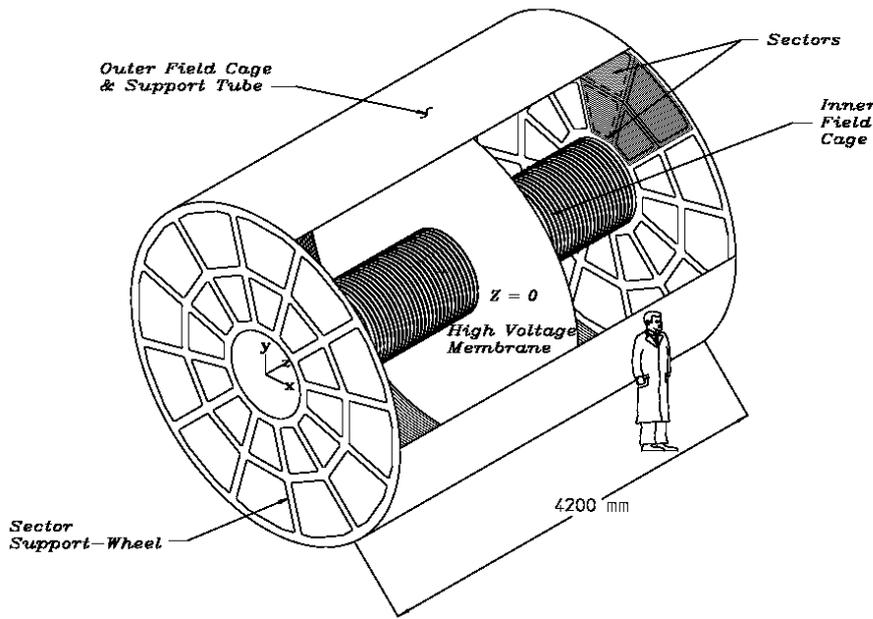


FIG. II.5 – Squelette de la TPC : le champ électrique créé par la différence de potentiel entre la membrane centrale et les deux extrémités est uniforme et colinéaire à \vec{z}

2.2 Systèmes de déclenchement

À cet ensemble de sous-détecteurs doivent être ajoutés les ZDC et le CTB [50].

Les ZDC (Zero Degree Calorimeters) sont des calorimètres hadroniques, communs aux 4 expériences du RHIC, et sont placés aux régions de très haute pseudo-rapacité, c'est-à-dire autour des faisceaux. Ils sont éloignés de l'expérience d'environ 18 m de part et d'autre du centre de la TPC. Ces calorimètres ont une très faible acceptance (2 milliradians), et détectent essentiellement les neutrons spectateurs issus de la collision. Les protons spectateurs sont déviés par les aimants de courbure et ne sont donc pas vus dans les ZDC.

Le CTB (Central Trigger Barrel) est constitué de lattes de scintillateurs couvrant la région de pseudo-rapacité $[-1; +1]$ et les 360° d'angle azimutal. Le CTB est situé entre la TPC et le BEMC.

Ces deux détecteurs ont une fonction de déclenchement (ce sont des *triggers*), comme nous le verrons plus en détail dans la section II-3.2 (p. 35).

2.3 La chambre à projection temporelle

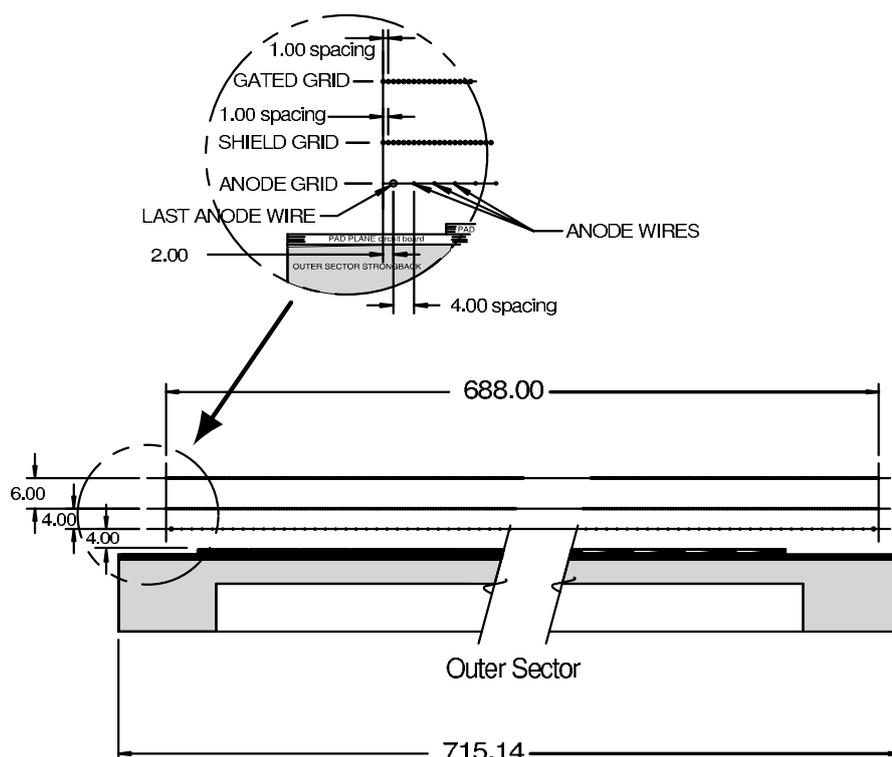
Structure du détecteur

Des informations complètes sur la chambre à projection temporelle (TPC), présentée sommairement au paragraphe II-2.1 (p. 29), peuvent être trouvées dans [51, 52, 53].

La TPC est remplie d'un mélange gazeux à pression atmosphérique constitué de 90 % d'argon et 10 % de méthane (mélange "P10"). Elle est divisée longitudinalement en deux zones symétriques, séparées par une membrane centrale constituant la cathode (*cf.* FIG. II.5). Celle-ci est au potentiel -28 kV , tandis que les deux extrémités de la TPC sont au potentiel 0. Des anneaux disposés entre la membrane centrale et les extrémités, reliés entre eux par des résistances, permettent de maintenir uniforme le champ électrique sur toute la longueur de la TPC en linéarisant la décroissance de potentiel. Le champ résultant est de 134 V.cm^{-1} .

Les atomes du gaz étant ionisés lors du passage d'une particule chargée, le champ ainsi créé fait dériver les électrons d'ionisation longitudinalement, en direction des extrémités de la TPC. La vitesse de dérive des électrons est d'environ $5,45 \text{ cm.}\mu\text{s}^{-1}$; elle fluctue et est notamment fonction de la pression du gaz, elle-même réglée à 2 mbar au-dessus de la pression atmosphérique. Cette vitesse de dérive est mesurée toutes les quelques heures en utilisant des traces artificielles créées par des lasers. La diffusion transverse est de $230 \mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}$ dans le P10, ce qui donne une dispersion transverse de 3,3 mm pour un paquet d'électrons ayant dérivé sur toute la longueur d'une demi-TPC. La dispersion longitudinale est de

FIG. II.6 - Coupe d'un secteur externe de la TPC, avec les diverses grilles en médaillon [51]. Les dimensions données sont en millimètres



$360 \mu\text{m}/\sqrt{\text{cm}}$, soit $5,2 \text{ mm}$ pour le même paquet. Ces valeurs augmentent lorsque le champ magnétique est réduit à la valeur half field.

Aux extrémités de la TPC se trouvent les systèmes d'amplification par avalanche : une grille de fils d'anode maintenue à environ 1200 V (1170 V pour les secteurs internes, 1390 V pour les secteurs externes, voir ci-dessous) permet l'amplification par avalanche, et l'électronique placée derrière (les pads) collecte le signal en réagissant au mouvement des ions : ces ions créés lors de la cascade d'ionisations migrent vers le plan au potentiel 0 (la *shield grid*) situé de l'autre côté de la grille de fils d'anode par rapport aux pads (cf. FIG. II.6). La *gated grid* est, comme son nom l'indique, une porte pouvant être ouverte ou fermée. Elle est ouverte lorsque l'événement est acquis, de manière à laisser passer les électrons issus du volume de dérive, et fermée le reste du temps, pour interdire l'accès du volume de dérive aux ions issus des avalanches (ce afin de minimiser les distorsions du champ électrique qui y règne). Les ions sont trop lents pour passer la grille lorsqu'elle est ouverte, et sont capturés lorsqu'elle est fermée. Le temps nécessaire à l'ouverture de la grille réduit la longueur utile de la TPC de 12 cm , soit $2 \times 198 \text{ cm}$ au lieu de $2 \times 210 \text{ cm}$, puisque les électrons dérivants qui atteignent la grille avant son ouverture sont perdus.

La surface de lecture de chaque extrémité de la TPC est constituée de 12 secteurs trapézoïdaux assemblés en roue, chacun étant composé d'un secteur interne et d'un secteur externe, ainsi que l'illustre la figure II.5.

Les secteurs sont composés de *pad-rows* (rangées de *pads*) rectilignes et perpendiculaires à la direction radiale. Un secteur interne contient 13 *pad-rows*, un secteur externe en contient 32, ce qui donne un total de 45 points d'échantillonnage dans la direction radiale. Contrairement à ceux des secteurs internes, les pads des secteurs externes sont jointifs, mais leurs dimensions sont aussi plus grandes du fait de la plus faible densité de traces dans les zones plus externes.

Obtention des informations originelles

Les pads fournissent donc les coordonnées cylindriques (r, φ) du passage d'une particule chargée dans le gaz de la TPC. La coordonnée z est donnée par le temps mis par les électrons pour dériver du point où l'ionisation a eu lieu jusqu'à l'extrémité de la TPC : ce temps est en effet proportionnel à la distance parcourue.

C'est ainsi une information tridimensionnelle qui est finalement obtenue. Chacun des 24 secteurs comportant 5690 pads et le temps de dérive étant échantillonné en 512 points, le nombre total de pixels tridimensionnels (ou *voxels*) est voisin de 70 millions. La "lenteur" de la TPC en tant que détecteur provient moins de la nécessité d'attendre la dérive complète des électrons ($40 \mu s$ pour traverser une demi-TPC, ce qui rendrait possible l'acquisition d'événements à une fréquence de $25 kHz$) que du temps nécessaire pour lire et surtout enregistrer les informations contenues dans ces 70 millions de voxels.

Perte linéique d'énergie

Le signal récolté sur les pads est proportionnel à l'ionisation initiale, laquelle provient de la perte linéique d'énergie de la particule ayant ionisé le gaz de la TPC. Nous verrons dans la section II-4 (p. 40) que cette perte linéique d'énergie permet d'obtenir des informations sur la nature de la particule considérée.

2.4 Les détecteurs Silicium

Le SVT, Silicon Vertex Tracker, est constitué de 3 couches de Silicium à dérive (Silicon Drift Detector). Le principe de fonctionnement est donc le même que celui d'une TPC. Une information sur la position tridimensionnelle d'un point de passage d'une particule chargée (l'une des trois coordonnées étant obtenue à partir du temps de dérive) ainsi qu'une mesure de perte d'énergie sont obtenues.

La distance au faisceau des trois couches est de $6,7 \text{ cm}$, $10,7 \text{ cm}$ et $14,5 \text{ cm}$, avec respectivement 8, 12 et 16 échelles. La résolution en z et φ attendue sur la position est de $20 \mu m$ [54].

Le SSD, Silicon Strip Detector, est une unique 4^e couche, faite de pistes de Silicium double-face. L'absence d'information temporelle dans ce type de détecteur induit des ambiguïtés lorsque plusieurs particules frappent les mêmes paires de pistes, mais elle est partiellement résolue par comparaison de la charge déposée sur chaque face, et grâce au choix de l'angle stéréo entre les pistes des deux faces [55, 56].

La distance au faisceau du SSD est de 23 cm , et il est composé de 20 échelles. La résolution mesurée en tests sous faisceau est de $15 \mu m$ en r et en φ , et de $750 \mu m$ selon z [57].

La couverture azimutale des quatre couches de Silicium est complète, et la couverture en pseudo-rapacité est $-1 < \eta < +1$ (1,2 en fait pour le SSD). Ces quatre couches de Silicium sont essentielles pour l'étude de l'étrangeté, puisque, comme expliqué au chapitre III, le vertex de décroissance des hyperons n'est qu'à quelques centimètres du vertex primaire. Pour le reconstruire, les traces des particules-filles doivent donc être extrapolées sur une longue distance (environ 50 cm) en-deçà du premier pad-row de la TPC, ce qui conduit à une grande incertitude sur la position du vertex de décroissance et sur diverses autres grandeurs géométriques relatives à la désintégration. Ces quatre points supplémentaires potentiels pour les trois traces-filles devraient donc permettre d'obtenir une bien plus grande efficacité de reconstruction des particules étranges.

3 Prises de données

3.1 Campagnes de prises de données

Le RHIC est entré en fonctionnement en 2000 pour une durée d'environ 8 ans dans sa phase actuelle. Le tableau II.1 résume les différentes prises de données qui ont eu lieu pendant les 4 premiers runs : le système de collision, l'énergie disponible dans le centre de masse, et la luminosité intégrée délivrée aux 4 expériences du RHIC ainsi qu'à STAR [58].

L'intégralité des résultats présentés dans les chapitres suivants a été obtenue avec les données Au-Au 200 GeV du run II.

TAB. II.1 – Prises de données depuis la mise en fonctionnement du RHIC : dates de début et de fin des runs, durée en nombre de jours consacrés à la Physique, système en collision, énergie dans le centre de masse, luminosité intégrée délivrée aux 4 expériences (\mathcal{L}_{tot}) et à STAR uniquement (\mathcal{L}_{\star})

Run	Début	Fin	Durée	Système	$\sqrt{s_{NN}}$ (GeV)	\mathcal{L}_{tot} (nb^{-1})	\mathcal{L}_{\star} (nb^{-1})
I	20/03/2000	13/06/2000	1	Au-Au	55,8	$< 4.10^{-6}$	$< 1.10^{-6}$
	14/06/2000	02/09/2000	37	Au-Au	130,4	0,02	0,003
II	24/05/2001	25/11/2001	111	Au-Au	200,0	0,258	0,059
	25/11/2001	26/11/2001	1	Au-Au	19,6	4.10^{-4}	1.10^{-4}
	28/11/2001	25/01/2002	≤ 58	p-p	200,0	1420	470
III	03/12/2002	24/03/2003	71	d-Au	200,0	73,1	19,7
	26/03/2003	30/05/2003	≤ 63	p-p	200,0	5500	2500
IV	26/11/2003	24/03/2004	84	Au-Au	200,0	3,74	1,27
	24/03/2004	02/04/2004	9	Au-Au	62,4	0,067	0,0207
V	12/2004	02/2005	$\simeq 50$	Cu-Cu	200,0		
	02/2005	05/2005	$\simeq 55$	p-p	200,0		

3.2 Échantillons d'événements sélectionnés

Le temps s'écoulant entre deux croisements de faisceau est d'environ 100 ns, c'est-à-dire que la fréquence de croisement est d'environ 10 MHz. La fréquence des collisions est moindre, mais, la TPC étant un détecteur "lent" (voir la section qui lui est consacré, § II-2.3 (p. 32)), le taux d'enregistrement des données ne pouvait être que de 1 à 10 Hz selon la centralité de la collision¹. Les événements doivent donc être sélectionnés, pour de plus éliminer les collisions parasites entre le faisceau et le gaz résiduel dans le tube.

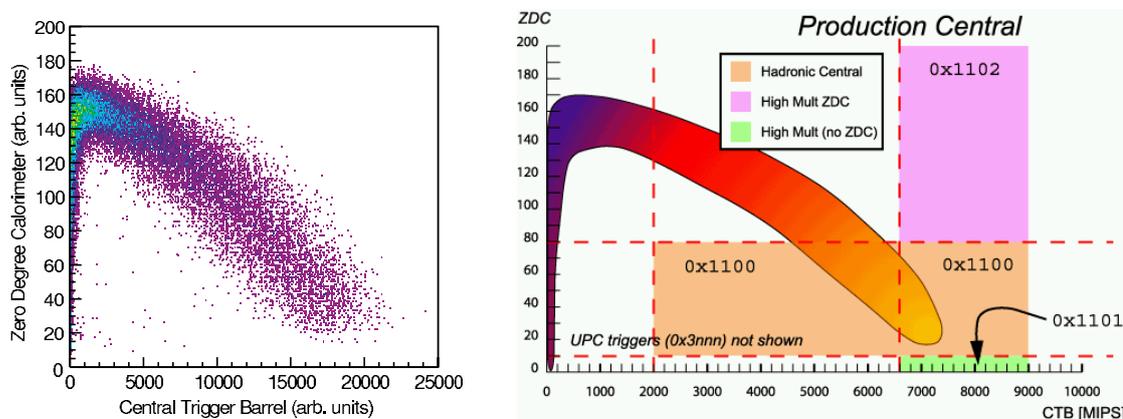


FIG. II.7 – Sélection des événements dans le plan ZDC-CTB : sélection minbias à gauche [59], central à droite [60] : la zone colorée en dégradé correspond à la distribution des événements ; les zones de couleur unie délimitées par les traits en tirets correspondent aux zones sélectionnées par les divers triggers

Les événements dits *centraux* sont ceux pour lesquels le paramètre d'impact de la collision est proche de 0, c'est-à-dire que les deux noyaux se frappent pratiquement de plein fouet. Lorsque le paramètre d'impact augmente, les collisions sont appelées mi-centrales (ou mi-périphériques), puis périphériques.

La multiplicité en traces chargées d'un événement augmente lorsque le paramètre d'impact diminue, donc une mesure de la centralité peut être donnée par le CTB, dont le signal est proportionnel à la multiplicité. Les ZDC détectent les neutrons spectateurs de la collision. Les protons spectateurs ne sont pas détectés, car ils sont déviés par le champ magnétique servant au faisceau (leur masse est bien plus faible que celle d'un noyau d'or). Le signal dans les ZDC est faible pour les collisions centrales (peu de neutrons spectateurs car les noyaux d'or sont presque intégralement détruits). Lorsque le paramètre

1. Ce nombre est depuis passé à 100 Hz, grâce à la reconstruction en ligne des clusters, qui réduit le volume de données à lire.

d'impact augmente, le nombre de neutrons spectateurs aussi, ainsi donc que le signal dans les ZDC. Mais pour les collisions plus périphériques, ce sont des fragments de noyau qui sont émis plutôt que des neutrons isolés, et le signal dans les ZDC baisse à nouveau, car ces fragments – chargés – sont déviés par le champ magnétique et ne frappent pas les ZDC. Quant aux grilles anodes de la TPC, elles sont utilisées en compteur proportionnel (MWPC, Multi-Wire Proportional Chamber) pour les traces passant au travers (donc bien avant la dérive des électrons d'ionisation du gaz) et fournissent ainsi une mesure de la multiplicité de l'événement dans l'intervalle de pseudo-rapacité $1 < |\eta| < 2$, complémentaire à celui du CTB.

Le système de déclenchement (trigger) de niveau 0 (L0, pour *level 0*) déclenche sur un signal en coïncidence dans les deux ZDC et en accord avec la position des paquets d'ions des faisceaux donnée par la "RHIC clock", et utilise les informations du CTB et de la MWPC pour prendre une décision relative à la multiplicité de l'événement [50]. Cette décision est prise moins de $1,5 \mu s$ après la collision (la durée entre une collision et le croisement de faisceau suivant est de $107 ns$). Pour atteindre cette vitesse, la segmentation des détecteurs a été diminuée: les 9000 fils de la MWPC sont rassemblés en 2000 voies, et les 240 photomultiplicateurs du CTB sont regroupés en 16 canaux (4 en η , 4 en φ).

Si le trigger de niveau 0 autorise la prise de données pour cet événement, les détecteurs ont alors besoin de plusieurs millisecondes pour numériser leurs données (la durée de la dérive dans la TPC est de $40 \mu s$), et ce temps peut être mis à profit pour examiner de manière plus détaillée (selon une granularité plus fine) les données des détecteurs-triggers. En moins de $100 \mu s$, le trigger de niveau 1 utilise les informations des ZDC et des segments du CTB pour estimer la position du vertex de la collision [50]. Les collisions faisceau-gaz et les collisions n'ayant pas lieu à proximité du centre du détecteur sont rejetées. Le trigger de niveau 2, qui analyse les données avec la résolution maximale, dispose de $5 ms$ pour prendre sa décision. Si l'événement est rejeté, la numérisation en cours dans les détecteurs lents est interrompue.

Des systèmes de déclenchement plus évolués tel que L3 (*level 3*) sont capables d'analyser l'événement en moins de $200 ms$ ¹, en reconstruisant (selon des algorithmes plus rapides mais moins précis que ceux de la véritable reconstruction) les traces et le vertex primaire, et de sélectionner cet événement en fonction du nombre de traces de haute impulsion (présence probable de jets), de la présence d'anti-fragments lourds tels que ${}^4\overline{\text{He}}$, de la présence de candidats J/Ψ ou Υ se désintégrant dans le canal e^+e^- , ou du nombre de Λ qui y sont présents [61].

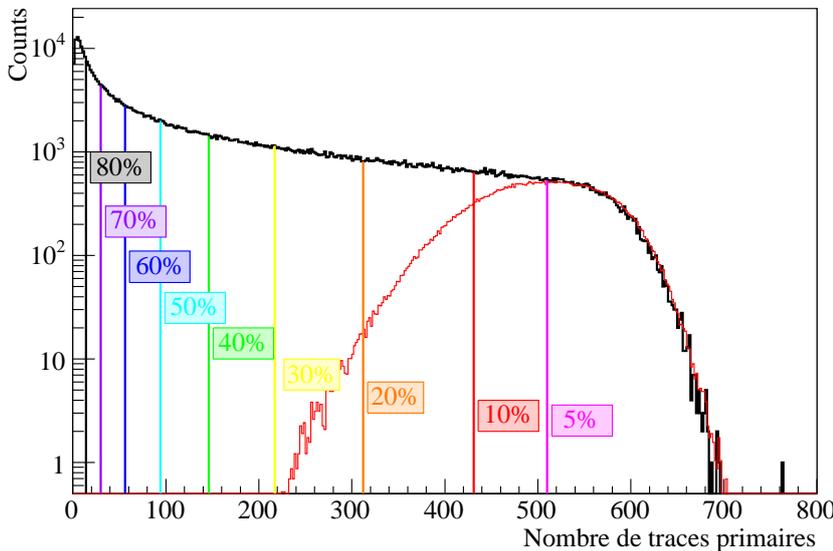


FIG. II.8 – Distribution des événements en multiplicité primaire pour les sélections minbias (noir) et central (rouge), et coupures appliquées pour les classes de centralité: 5, 10, 20, 30, 40, 50, 60, 70 et 80 %. La courbe issue de la sélection central a été normalisée "à vue" sur celle de la sélection minbias

Le trigger est donc dans notre cas une sélection des événements ayant donné un signal en coïncidence dans les deux ZDC, avec une différence de temps entre les deux ZDC impliquant que la position du vertex primaire se trouve dans un intervalle raisonnable en z , et pour lesquels le CTB et la MWPC donnent une multiplicité suffisante.

Dans notre analyse, deux triggers ont été utilisés (*cf.* FIG. II.7 page précédente): le trigger *productionCentral* (ou plus simplement *central*), et le trigger *productionMinBias*, ou *minbias* [50]. Les

1. L'algorithme de reconstruction des traces nécessite $100 ms$ pour un événement de 4000 traces, et moins de $60 ms$ pour un événement de 2500 traces.

systèmes de déclenchement de niveau supérieur n’ont pas été utilisés, la sélection utilisée n’introduit donc pas de biais. Les événements sélectionnés pour les études présentées dans les chapitres suivants, parmi ceux qui ont déclenché, sont l’ensemble des collisions Au-Au non ultra-périphériques.

La multiplicité étant croissante en fonction de la centralité de la collision, le signal du CTB est à lui seul suffisant pour définir la centralité d’un événement. En fait, celle-ci sera définie en pourcentage de la section efficace totale, à partir du nombre de traces primaires¹ dans l’événement, comme illustré par la figure II.8. Cette figure montre également qu’il existe un biais pour la sélection *central* dans la tranche 5 – 10 %, c’est pourquoi l’analyse de Ξ a été faite dans l’intervalle de centralité 0 – 5 %. Pour les Ω cependant, la statistique est si faible que la totalité de l’intervalle 0 – 10 % doit être utilisée.

4 Reconstruction

La reconstruction est réalisée en différentes étapes : des “points” (*hits*) sont d’abord obtenus à partir des informations de la TPC. Les traces sont ensuite reconstruites, puis le vertex primaire l’est à son tour. Ce n’est qu’à ce moment que les vertex secondaires de désintégration des particules étranges peuvent être recherchés.

4.1 Systèmes de stockage des données

Les données brutes (en Anglais : *raw data*) issues de la DAQ sont stockées dans des fichiers très volumineux (une dizaine de méga-octets par événement), les `.daq`. Ces données regroupent la réponse de chaque détecteur aux événements sélectionnés par les triggers, avec éventuellement un regroupement des informations de base en une information de complexité un peu supérieure mais moins gourmande en volume de données.

Ces fichiers `.daq` sont ensuite traités (c’est ce qui est appelé une *production*), quelques jours à quelques mois plus tard, selon la disponibilité de la ferme de calcul et les priorités des productions décidées par la collaboration. La production se fait par un code appelé *Big Full Chain* (BFC), dont on reparlera dans la section II-4.5, composé de sous-programmes devant être exécutés séquentiellement (reconstruction des traces, des vertex, ...). Ainsi, si l’un d’entre eux est modifié (correction d’une erreur ou amélioration d’un algorithme), c’est la totalité de la chaîne de production qui doit être exécutée de nouveau. Dans le cas de la reconstruction des particules étranges, ceci peut être évité grâce au code que nous avons réalisé, décrit en détail dans le chapitre III.

La BFC écrit des fichiers appelés DST, pour Data Summary Tape. Les Dsts contiennent les données de haut niveau telles que traces, vertex, etc..., stockées sous la forme d’une bibliothèque de nombreuses classes C++ interdépendantes, toutes accessibles par une “classe-dictionnaire” : `StEvent` [62, 63].

L’ensemble des analyses peut théoriquement être conduit à partir des Dsts, par le fait que leur architecture est basée sur `StEvent`. Toutefois, pour la plupart d’entre elles, le temps de calcul serait trop long, d’autant plus qu’une même analyse est souvent faite de très nombreuses fois (correction d’erreurs, modification de coupures, amélioration de la méthode, etc...).

Un nouveau format a donc été créé : ce sont les *CommonMuDsts*, qui sont une version beaucoup plus légère des Dsts, mais comportant néanmoins les données nécessaires à la majorité des analyses.

Enfin, presque chaque groupe de Physique a son propre format de données, les *microDsts* ou *muDsts*. Les nôtres ne contiennent par exemple que les informations des *v0Vertex*, *xiVertex* et quelques variables relatives aux événements. Ces fichiers sont extrêmement petits et lisibles très rapidement, et peuvent être produits par un filtrage avec des coupures aussi serrées que l’on souhaite, à partir des CommonMuDsts ou directement à partir des Dsts, comme c’était le cas avant la création du format de CommonMuDsts.

Les muDsts ne peuvent aucunement être transformées en Dsts ou CommonMuDsts, car la plupart des informations sont perdues. Par contre, le passage des Dsts aux CommonMuDsts est partiellement réversible, c’est-à-dire qu’une architecture basée sur `StEvent` peut être obtenue à partir des CommonMuDsts, une partie des informations sera simplement manquante.

L’intérêt du nouveau code C++ décrit au chapitre III est de pouvoir lire indifféremment des fichiers `.daq`, des Dsts ou des CommonMuDsts, tandis que l’ancien code ne pouvait être exécuté en dehors de la BFC, et donc ne pouvait lire que des fichiers `.daq`.

1. Issues du vertex primaire.

4.2 Reconstruction des points

Comme cela a été décrit à la section précédente, les charges créées par le passage d'une particule chargée dans la TPC induisent un signal sur des rangées de pads. L'échantillonnage est tridimensionnel, les coordonnées étant localement cartésiennes: un repère local est défini pour chaque secteur de la TPC, avec pour axe z commun l'axe du faisceau, pour axe x l'axe tangent aux rangées de pads, et pour axe y la direction perpendiculaire aux rangées de pads. L'axe z est en réalité temporel, l'échantillonnage se faisant en 512 canaux temporels pour une demi-longueur de TPC (la vitesse de dérive est connue).

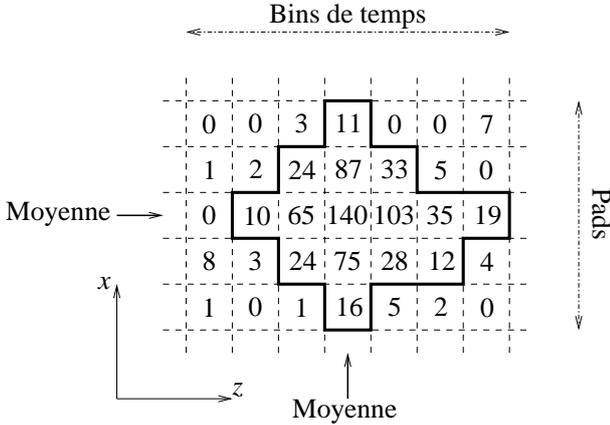


FIG. II.9 – Coups ADC dans des pixels de la TPC, regroupés en un cluster matérialisé par la frontière en trait plein. Les coordonnées x et z du point correspondant au cluster sont indiquées par les flèches

Le passage d'une trace se matérialise par le dépassement d'un seuil donné dans plusieurs pixels adjacents en z et en x . Ces pixels adjacents forment un *cluster*.

La position du point correspondant au cluster, schématisé sur la figure II.9, est alors déterminée en ajustant une gaussienne bidimensionnelle en z et en x sur les pixels du cluster. Les coordonnées du centre de cette gaussienne déterminent ainsi les coordonnées du point, tandis que sa coordonnée y est simplement prise égale au centre de la largeur de la rangée de pads.

L'axe de la TPC n'étant pas exactement aligné avec celui du champ magnétique et la valeur de la composante radiale du champ magnétique n'étant pas tout à fait nulle aux extrémités de la TPC (elle est plus de 50 fois plus faible que la composante longitudinale), une correction doit être apportée à la mesure de la position du point. Ceci est réalisé par le

biais d'une carte de champ de la TPC, qui permet de remonter à la position réelle du point mesuré. L'effet peut atteindre 1 mm pour les plus grandes distances de dérive, ce qui est un ordre de grandeur supérieur à la résolution spatiale de la TPC [48]. Cette correction est donc indispensable.

4.3 Reconstruction des traces

Modélisation en hélice

La trajectoire d'une particule chargée dans un champ magnétique statique et uniforme $\vec{B} = (0,0,B_z)$ est une hélice. Notant s l'abscisse curviligne le long de cette hélice, la paramétrisation en coordonnées cartésiennes est :

$$\begin{cases} x(s) = x_0 + \frac{1}{\kappa} (\cos(\Phi_0 + hs\kappa \cos \lambda) - \cos(\Phi_0)) \\ y(s) = y_0 + \frac{1}{\kappa} (\sin(\Phi_0 + hs\kappa \cos \lambda) - \sin(\Phi_0)) \\ z(s) = z_0 + s \sin \lambda \end{cases} \quad (\text{II.1})$$

Les paramètres sont les suivants et sont illustrés par la figure II.10 :

- (x_0, y_0, z_0) sont les coordonnées du point de l'hélice dont l'abscisse curviligne s vaut 0 ;
- λ est l'angle d'inclinaison (en Anglais: *dip angle*) ;
- κ est la courbure, c'est-à-dire $\kappa = 1/R$ avec R le rayon de courbure ;
- Φ_0 est l'angle azimutal du point $s = 0$ en coordonnées cylindriques (l'axe étant celui de l'hélice). Notant $\Psi = \arctan(dy/dx)|_{s=0}$ l'angle azimutal de la direction de la trace au point $s = 0$, on a $\Phi_0 = \Psi - h\pi/2$;
- h est l'hélicité, c'est-à-dire le sens de rotation de la projection de l'hélice dans le plan (xOy) : $h = -\text{sign}(qB) \in \{-1; +1\}$, avec B la valeur du champ magnétique et q la charge de la particule ayant créé l'hélice (l'unité est la charge du positron).

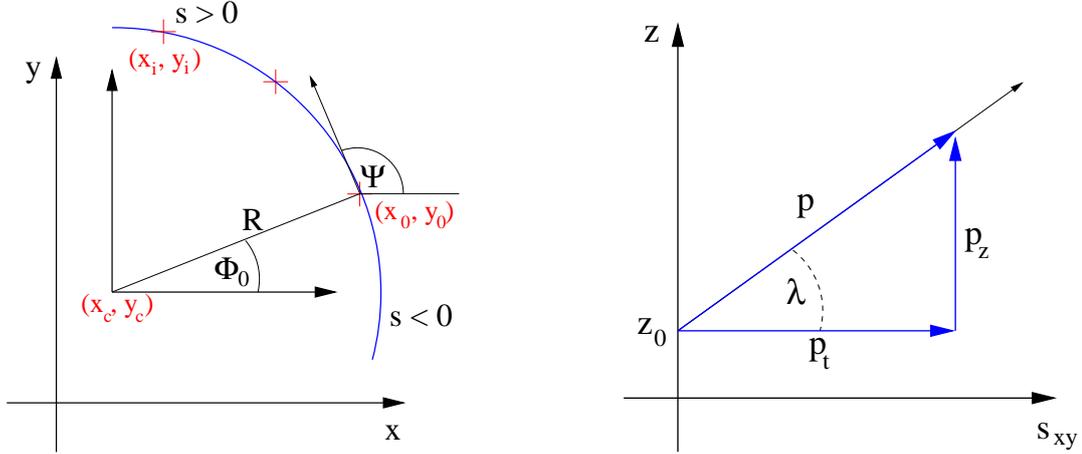
On a également les relations suivantes :

$$\Phi_0 = \arctan \left(\frac{y_0 - y_c}{x_0 - x_c} \right)$$

avec (x_c, y_c) les coordonnées du centre du cercle (la projection de l'hélice dans le plan (xOy)), et

$$\begin{cases} p_{\perp} &= cqB/\kappa \\ p_z &= p_{\perp} \tan \lambda \\ p &= \sqrt{p_{\perp}^2 + p_z^2} \end{cases} \quad (\text{II.2})$$

avec κ en m^{-1} , B en Tesla, c la vitesse de la lumière en $m.ns^{-1}$, et les impulsions en GeV/c .



(a) Projection dans le plan xOy . Les croix schématisent la position de points mesurés.

(b) Projection dans le plan (s, z) .

FIG. II.10 – Paramétrisation d'une hélice

Le nombre de paramètres indépendants nécessaires pour la description de l'hélice (donc stockés dans les données) est de cinq plus un signe :

- 2 paramètres donnant les coordonnées du centre de la projection de l'hélice dans le plan xOy ;
- 1 paramètre pour le rayon de ce cercle, qui est le rayon de courbure de l'hélice ;
- 2 paramètres décrivant l'un la “pente” de l'hélice, c'est-à-dire son pas (distance parcourue en z après un tour complet (2π)), et l'autre le sens de la rotation ;
- 1 paramètre pour positionner l'hélice dans l'absolu, en z .

Dans la pratique, les cinq paramètres retenus sont, dans le même ordre :

- les coordonnées (x_0, y_0) dans le plan xOy du (seul) point de l'hélice contenu dans ce plan (appelé *origine* de l'hélice) ;
- la courbure de l'hélice κ ;
- l'angle d'inclinaison λ ;
- l'angle azimutal Ψ_0 de la direction de l'hélice à son origine.

L'hélicité, 6^e paramètre, est déterminée par le signe de $B \times q$ et de p_z , sachant que la particule se déplace en direction de l'extérieur de la TPC. Les paramètres cinématiques sont ensuite obtenus en utilisant les équations (II.2).

Reconstruction

La reconstruction des traces se déroule en deux étapes : la recherche des traces, et le filtrage de Kalman.

La recherche des traces démarre dans la rangée de pads la plus externe de la TPC, car c'est là que le taux d'occupation est le plus faible. Un point dans cette rangée définit l'origine d'un segment – le début d'une trace en quelque sorte. Une hypothèse est ensuite faite sur la position en z du vertex primaire, et un point est recherché dans l'avant-dernière rangée de pads, à proximité de la droite joignant la position supposée du vertex primaire et le point pris pour origine du segment. Un troisième point est recherché de la même manière.

Ces segments de trois points sont extrapolés vers l'intérieur de la TPC en recherchant à chaque étape un point proche du prolongement de la droite reliant les deux derniers points associés au segment ;

l'extrapolation est donc linéaire. Un point d'origine pouvant être le début de plusieurs segments, le plus long d'entre eux est gardé, et les points qui le composent sont retirés de l'ensemble des points disponibles pour la recherche des segments ayant un autre point d'origine.

Lorsque tous les segments ayant pour origine un point de la rangée de pads la plus externe ont été construits, le processus est appliqué en prenant les points restants (non associés à un segment) de l'avant-dernière rangée de pads, et ainsi de suite.

Une fois que tous les segments ont été trouvés, le modèle d'hélice décrit ci-dessus est appliqué aux segments : chacun d'entre eux est extrapolé à la fois vers l'intérieur et vers l'extérieur de la TPC, et les points suffisamment proches de l'hélice et qui n'appartiennent pas à un autre segment sont retirés de la collection de points.

Enfin, les hélices dont les paramètres sont semblables sont fusionnées en une seule, car les traces d'impulsion transverse inférieure à $1 \text{ GeV}/c$ sont souvent coupées en plusieurs segments, à cause de leur courbure plus élevée.

Les traces gardées sont celles qui ont plus de 5 points. Les points composant les traces composées de 3 ou 4 points sont "rendus" à la collection de points.

L'impulsion minimale d'une trace pour qu'elle soit reconstituée dans la TPC est de $150 \text{ MeV}/c$ lorsque le champ magnétique est à son maximum ($0,5 \text{ T}$).

La seconde étape – le filtrage de Kalman – consiste en un ajustement plus réaliste qu'un modèle d'hélice, grâce à la prise en compte, à chaque intervalle entre deux points, de la perte d'énergie et de la diffusion multiple. Chaque trace est d'abord parcourue de l'extérieur vers l'intérieur de la TPC pour un premier filtrage ; les points déviant le plus de la trace sont éliminés. La trace est ensuite parcourue de l'intérieur vers l'extérieur pour un lissage : les points déviant le plus sont de nouveau éliminés, mais cette fois les coupures sont plus serrées. Un troisième et dernier passage, de l'extérieur vers l'intérieur, permet d'évaluer les paramètres de la trace, dont l'impulsion et le χ^2 .

L'évaluation de la perte d'énergie et de la diffusion multiple requiert une hypothèse de masse pour la particule. Le temps de calcul pris par cette étape interdit la considération de plusieurs hypothèses de masse, c'est donc celle du pion qui est choisie, ce dernier constituant la majorité des particules chargées traversant la TPC.

Catégories de traces

Diverses catégories de traces existent. Les quatre plus importantes sont :

- les traces globales (*global*) : ce sont les traces pour lesquelles n'ont été utilisés dans l'ajustement que les points de la TPC ;
- les traces primaires (*primary*) : ces traces sont le résultat d'un ajustement effectué sur les points de la TPC auxquels a été ajouté le vertex primaire, ce second ajustement est donc réalisé après l'algorithme de recherche du vertex primaire, et la distance de plus courte approche d'une trace à ce dernier doit être inférieure à 3 cm ;
- les traces globales utilisant le SVT (*estGlobal*) : lorsque cela est possible, les points du SVT sont utilisés dans l'ajustement ;
- les traces primaires utilisant le SVT (*estPrimary*) : de même que pour les *estGlobal*, les points du SVT sont utilisés, en plus du vertex primaire.

Le SVT n'ayant pas été utilisé dans les données Au-Au 200 GeV du run II, seules les deux premières catégories nous intéressent ici. Les traces sont qualifiées de primaires lorsque l'ajustement donne de meilleurs résultats avec que sans le vertex primaire dans la série de points. Dans un tel cas, la trace globale correspondante est tout de même gardée.

Identification des particules

La perte linéique d'énergie mesurée par les pads, que l'on appellera désormais dE/dx , est fonction de la masse et de l'impulsion de la particule chargée ayant traversé le milieu. L'impulsion étant connue par la courbure de la trace due au champ magnétique, une information sur la masse de la particule peut, dans une certaine mesure, être obtenue.

Dans un premier temps, un dE/dx moyen pour l'ensemble de la trace est calculé. La distribution du dE/dx de chaque point d'une trace suit une loi de Landau, c'est-à-dire qu'elle présente une longue

queue aux hautes valeurs. Cette distribution est donc d'abord tronquée – les 30 % des mesures les plus élevées de l'ionisation sont éliminées –, puis une moyenne est calculée sur les 70 % de valeurs restantes.

Ce dE/dx moyen est associé à la trace. La figure II.11 montre sa distribution en fonction de l'impulsion des particules : des zones de concentration de points (bandes) apparaissent nettement, chacune correspondant à une masse de particule spécifique. Les courbes reportées sur la figure sont une paramétrisation de la formule de Bethe-Bloch pour 6 particules : électrons, muons, pions, kaons, protons et deutérons.

Pour un type de particule donné et une impulsion donnée, la distribution du dE/dx moyen est une gaussienne centrée sur la valeur théorique donnée par Bethe-Bloch [10]. Une largeur de cette distribution peut donc être définie, et l'on peut ainsi obtenir pour chaque trace un écart en nombre de sigmas entre le dE/dx théorique pour une hypothèse de particule et le dE/dx mesuré, après calibration.

Ainsi, l'identification d'une particule, ou PID (*Particle Identification*) pourra se faire en comparant les nombres de sigmas obtenus en faisant diverses hypothèses. Dans notre analyse, l'hypothèse est faite selon la trace considérée (par exemple hypothèse pion si l'on recherche des Ξ et que la trace à laquelle on s'intéresse est le bachelor présumé), et la trace est rejetée si le dE/dx s'écarte de plus de x sigmas de la valeur attendue pour cette hypothèse, x étant une valeur choisie de coupure.

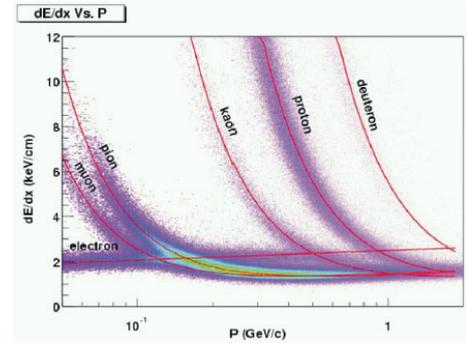


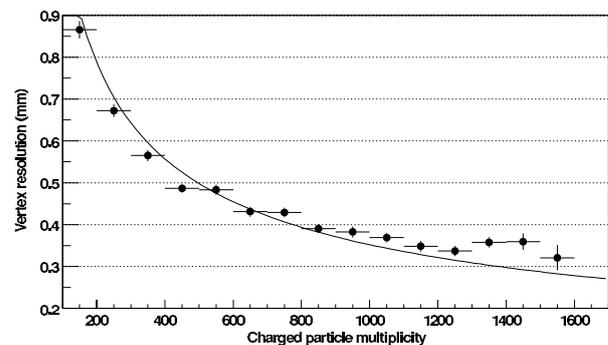
FIG. II.11 – *Perte linéique d'énergie en fonction de l'impulsion pour diverses particules, et paramétrisation de Bethe-Bloch*

4.4 Reconstruction du vertex primaire

L'algorithme de reconstruction du vertex primaire dans les collision Au-Au¹ est récursif : dans un premier temps, une première estimation (grossière) est réalisée en calculant le barycentre des points où la distance de plus courte approche à l'axe du faisceau est minimale (un point par trace).

Ensuite, une certaine fraction des traces ayant la plus grande distance de plus courte approche au point déterminé à l'étape précédente est éliminée, car ces traces sont considérées comme traces secondaires. Un nouveau barycentre est calculé avec les traces restantes, et le processus est réitéré.

FIG. II.12 – *Résolution sur la position du vertex primaire dans le plan transverse en fonction de la multiplicité en particules chargées [51]*



La résolution sur la position du vertex primaire est donnée dans la figure II.12 : elle est toujours inférieure au millimètre, et atteint le tiers de millimètre dans les collisions centrales.

4.5 Chaîne de reconstruction

Les différentes étapes de la reconstruction sont réalisées par des programmes indépendants appelés *makers*. Ces makers sont appelés successivement par la BFC, ou *Big Full Chain*, dans un ordre particulier et selon une combinaison qui dépend des options choisies par l'utilisateur.

La BFC est une macro écrite en langage C++, à laquelle divers arguments sont passés, dont les options permettant de choisir quels makers seront utilisés. La plupart des makers sont aussi écrits

1. Dans les collisions p-p, la multiplicité en particules primaires est bien trop faible pour que le même algorithme puisse être utilisé.

en C++, mais un petit nombre d'entre eux sont écrits en Fortran : ce sont les PAMs, pour *Plugable Analysis Modules* ou *Physics Analysis Modules*. Ces makers nécessitent une interface entre eux et la BFC, permettant de passer des données d'un maker à l'autre, *via* la BFC.

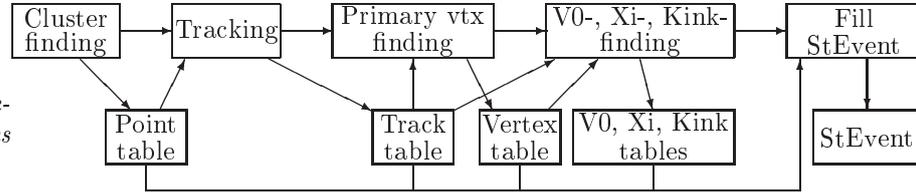


FIG. II.13 – Chaîne de reconstruction basée sur les tables

Cet interfaçage est réalisé entre autres par le biais de tables et de structures C++, qui peuvent être lues à la fois en C++ et en Fortran. La figure II.13 montre l'agencement des divers makers (ligne supérieure) et tables de données (ligne inférieure). À la fin de la reconstruction, un objet `StEvent` est écrit. `StEvent` est *objet* au sens C++ du terme, et contient l'ensemble des informations d'un événement, ainsi que les méthodes permettant d'y accéder : containers de points, de traces, de vertex primaires et secondaires (V0s, Xis et Kinks), informations relatives aux triggers et aux détecteurs, ainsi qu'à l'événement lui-même.

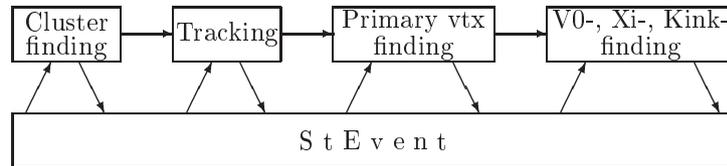


FIG. II.14 – Chaîne de reconstruction basée sur `StEvent`

Pour diverses raisons, telles qu'avoir une maintenance du code facilitée ou avoir de nouveaux algorithmes, les tables de données ont été abandonnées au profit d'un mode de lecture/écriture faisant appel uniquement à `StEvent` (ITTF, pour Integrated Tracker Task Force). La comparaison des figures II.13 et II.14 illustre bien la simplification apportée par ce changement.

Tous les makers qui étaient initialement appelés avant le remplissage de `StEvent` nécessitent donc une réécriture, incluant éventuellement une modification de leur algorithme principal si besoin est, pour avoir par exemple une plus grande clarté du code ou de meilleures performances.

Les makers de reconstruction des clusters et des traces ont effectivement été réécrits entièrement, de même que les trois makers de reconstruction de vertex secondaires : Kinks, V0s et Xis (ces trois makers ensemble sont appelés *code strangeness*, car les vertex secondaires qu'ils reconstruisent sont des vertex de décroissance de particules étranges). Il y a un avantage supplémentaire très important à passer des tables à `StEvent` pour le code *strangeness* : cela donne la possibilité d'exécuter ce code en dehors du flot de la production (ceci est expliqué plus en détail dans la partie II-4.1 p. 37). L'objectif du chapitre suivant est de décrire les makers de reconstruction des *v0Vertex* et *xiVertex* que nous avons réécrits.

Dans la suite, nous désignerons les makers par leur nom, à savoir :

- *ev0am* pour le PAM Fortran recherchant les *v0Vertex* (appelé par le maker `StV0Maker`) ;
- *exiam* pour le PAM Fortran recherchant les *xiVertex* (appelé par le maker `StXiMaker`) ;
- *V0Finder* pour le code C++ recherchant les *v0Vertex* (le nom complet est `StV0FinderMaker`) ;
- *XiFinder* pour le code C++ recherchant les *xiVertex* (le nom complet est `StXiFinderMaker`) .

Ce travail technique ne fait pas partie de l'analyse de Physique à proprement parler, mais il en assure la rapidité et la qualité ; c'est pourquoi il est décrit ici.

5 Simulation

La simulation est nécessaire non seulement pour la détermination des directions ADL (de même que pour toute autre méthode supervisée de classification de types), mais aussi pour le calcul de l'efficacité, comme l'explique le paragraphe V-3.2 (p. 134). Elle est constituée de deux parties distinctes : la partie Physique (génération des particules), et les effets des détecteurs (simulation de leur réponse).

La technique utilisée est l'enrichissement en simulation, ou *embedding* : elle consiste en l'inclusion de particules simulées dans un événement réel, afin d'avoir un environnement le plus proche possible de l'environnement réel, rendant plausible l'efficacité de la reconstruction de la particule simulée. Ce qui importe n'est pas la reproduction exacte de la Physique de l'événement, mais celle de la multiplicité et, dans une certaine mesure, de la composition de l'événement. L'efficacité que l'on cherche à estimer est en effet dépendante de la multiplicité, et la proportion de particules susceptibles d'être confondues avec la particule recherchée lors de la reconstruction est également importante. C'est pourquoi l'utilisation d'*embedding* est préférable à celle d'événements totalement simulés¹.

Les particules Monte-Carlo (simulées) – pour nous : soit des Ξ , soit des Ω – partent du vertex primaire de l'événement réel dans lequel elles seront immergées. Le vertex primaire n'est pas recalculé par la suite, car il est supposé que l'ajout de ces quelques traces ne change pas sa position de manière significative.

Les particules sont générées dans l'intervalle de rapidité $-1,2 < y < 1,2$ et dans l'intervalle d'impulsion transverse $0,3 < p_{\perp} < 7,0 \text{ GeV}/c$, selon une distribution exponentielle en masse transverse de pente inverse 350 MeV pour les Ξ et $\bar{\Xi}$. Pour les Ω et $\bar{\Omega}$, la pente inverse est de 375 MeV , l'intervalle en rapidité est $-1,3 < y < 1,3$ et l'intervalle en impulsion transverse est $0 < p_{\perp} < 7,0 \text{ GeV}/c$. Cette température ne doit pas nécessairement être égale à la température réelle des Ξ ou Ω , car les corrections en efficacité sont faites en bins de p_{\perp} (cf. § V-3.2).

Après leur génération, les particules sont propagées dans le détecteur STAR par le code de calcul GEANT adapté à l'expérience (GSTAR) [64], qui prend en compte la décroissance de ces particules² ainsi que leur interaction avec les divers matériaux du détecteur, depuis le gaz de la TPC ou le silicium du SVT et SSD jusqu'aux conduits de refroidissement, en passant par l'électronique et les supports mécaniques.

La réponse de la TPC au passage de la particule simulée est ensuite gérée par un autre code de calcul interne à STAR, de la dérive des électrons à la réponse de l'électronique numérique [65].

Ce sont ensuite les clusters simulés (par opposition aux points) qui sont mélangés à ceux de l'événement réel, en additionnant les coups ADC de chaque bin bidimensionnel temps-pad. La même chaîne de makers que pour le traitement normal des données réelles est alors appliquée, et les informations sont écrites dans les Dsts et microDsts, à ceci près que l'information Monte-Carlo est ajoutée.

Un maker supplémentaire permet d'associer les traces Monte-Carlo et les traces reconstruites. Cette association est réalisée en deux temps : les points dans la TPC sont d'abord associés les uns aux autres selon des critères de proximité spatiale (distance entre le point reconstruit et le point Monte-Carlo inférieure à 5 mm) ; puis une trace réelle est associée à une trace Monte-Carlo lorsque un minimum de 3 points de chacune des traces sont associés deux à deux.

Les vertex secondaires sont ensuite associés, le critère étant que chacune des traces-filles soit associée à la trace-fille correspondante d'un même vertex secondaire Monte-Carlo.

L'efficacité de reconstruction variant en fonction de la multiplicité, il est indispensable de ne pas ajouter trop de particules simulées à un événement, afin que la multiplicité ne soit pas trop affectée. La limite supérieure est une augmentation de 8 % de la multiplicité des traces reconstruites. Pour un événement de 3000 traces, cela représente 80 Ξ ou Ω .

Dans les données d'un événement enrichi en simulation, on trouve donc trois types de *xiVertex* :

- les *xiVertex* simulés (ou Monte-Carlo) ;
- les *xiVertex* reconstruits – ceux issus des données réelles aussi bien que ceux issus de la simulation ;
- les *xiVertex* associés, c'est-à-dire reconstruits et issus de la simulation.

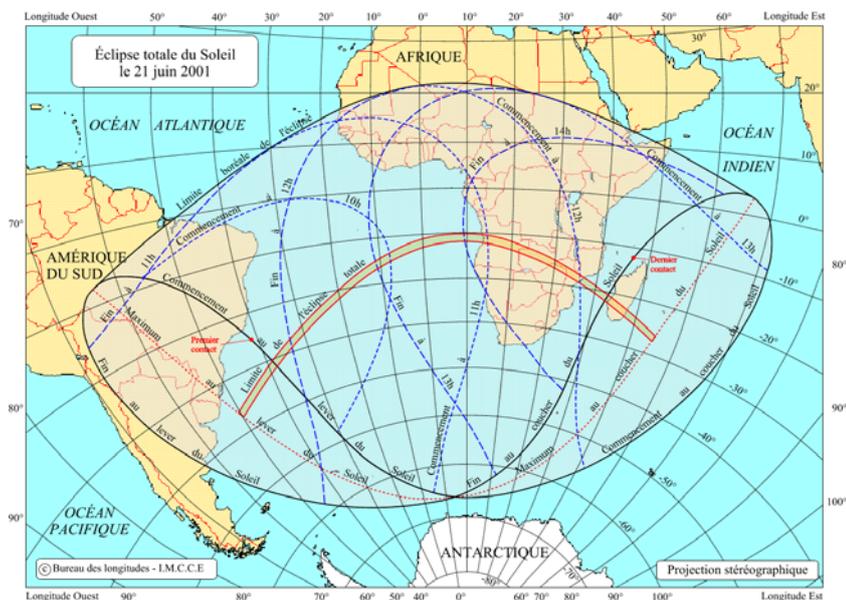
Ce ne sont que les premier et troisième types qui sont utiles à l'analyse, comme le montrera le paragraphe V-3.2 (p. 134).

1. Le traitement de l'*embedding* est également plus rapide, puisque l'on ne doit simuler la propagation que de quelques particules par événement.

2. La propagation des particules-filles est aussi gérée. Le rapport d'embranchement étant connu, le mode de décroissance est fixé à celui qui nous intéresse, de manière à pouvoir générer moins d'événements.

Chapitre III

Reconstruction des vertex secondaires



Juniperus nana
Genévrier nain

Herminium monorchis
Orchis musc
Herminie clandestine

Reconstruction des vertex secondaires

La longueur de décroissance des baryons étranges étant de plusieurs centimètres, la précision sur la position des traces obtenue avec la TPC est suffisante pour pouvoir reconstruire les baryons étranges tels que les K^\pm , les Λ , les K^0 , les Ξ et les Ω par leur géométrie de décroissance. Ce chapitre détaille la manière dont ces particules sont reconstruites et les caractéristiques de cette reconstruction (coupures, efficacité, ...).

Dans ce chapitre :

Types de vertex : Définition des trois types de vertex de décroissance d'une particule et de leurs caractéristiques concernant leur reconstruction.

Géométries de décroissance : Présentation de la géométrie de décroissance des *v0Vertex* et des *xiVertex*, introduction de la notion de coupure et des variables géométriques.

Algorithmes de reconstruction : Détail des algorithmes de reconstruction des *v0Vertex* et des *xiVertex*.

Algorithme de calcul de la distance hélice-droite : Démonstration de la formule utilisée pour calculer la distance de plus courte approche entre les deux particules-filles d'un *xiVertex*.

Coupures de reconstruction : Valeurs numériques des coupures appliquées lors de la reconstruction des *v0Vertex* et *xiVertex*.

Changement de signe et rotation de traces : Reproduction du fond combinatoire par changement de signe et par rotation de traces.

Performance : Tests du code créé, temps de calcul et efficacité.

LE BUT EST ICI d'obtenir un programme qui d'une part permette la reconstruction des Ξ et des Ω – et donc des Λ – dans le nouvel environnement “software” de STAR, et d'autre part permette de créer du fond combinatoire, par exemple par rotation de traces, afin de s'affranchir des ajustements sur les distributions de masse invariante lors de l'estimation de la quantité de signal. Cela est nécessaire à plus forte raison lorsque l'analyse discriminante linéaire (décrite dans le chapitre suivant) est utilisée, car les distributions de fond après coupures ADL, contrairement à celles obtenues avec les coupures classiques, ne sont pas plates au point de pouvoir poser une règle dessus.

1 Types de vertex

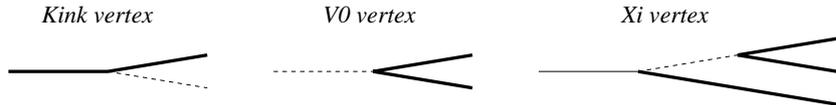
Les vertex secondaires étranges dans un détecteur de traces sont de 3 types distincts : les *Kinks*, les *V0s* et les *Xis*. Pour éviter toute confusion avec notamment la particule parente, ils seront appelés *kinkVertex*, *v0Vertex* et *xiVertex*. La particule parente d'un *v0Vertex* est appelée V0, celle d'un *xiVertex* est appelée Xi (et n'est pas nécessairement la particule Ξ). Les particules Ξ et Ω sont regroupées sous l'appellation *cascaades*.

TAB. III.1 – Caractéristiques des particules étranges [10]. “BR” est le rapport d'embranchement dans le canal de décroissance mentionné

Partic.	Compos.	Masse	$c\tau$	Canal	BR
K_s^0	$K^0 = d\bar{s}$	$497,672 \pm 0,031 \text{ MeV}/c^2$	$2,68 \pm 0,002 \text{ cm}$	$\pi^+ \pi^-$	$68,61 \pm 0,28 \%$
Λ^0	uds	$1116,683 \pm 0,006 \text{ MeV}/c^2$	$7,89 \pm 0,060 \text{ cm}$	$p\pi^-$	$63,9 \pm 0,5 \%$
Ξ^-	dss	$1321,31 \pm 0,13 \text{ MeV}/c^2$	$4,91 \pm 0,045 \text{ cm}$	$\Lambda^0 \pi^-$	$99,887 \pm 0,035 \%$
Ω^-	sss	$1672,45 \pm 0,29 \text{ MeV}/c^2$	$2,46 \pm 0,033 \text{ cm}$	$\Lambda^0 K^-$	$67,8 \pm 0,7 \%$

Chacun des types est illustré dans la figure III.1 : les traces susceptibles d'être vues dans la TPC sont en gras ; les particules neutres sont dessinées en tirets, et un trait fin continu désigne une particule chargée mais dont la distance de vol n'est pas suffisante pour lui permettre d'atteindre la TPC.

FIG. III.1 – Les trois types de vertex de décroissance



Les *kinkVertex* sont les vertex correspondant à une désintégration de type $A^\pm \rightarrow B^0 + C^\pm$ dont un modèle est par exemple $K^+ \rightarrow \pi^0 + \pi^+$. La particule-mère est chargée et décroît en une particule chargée et une neutre. Dans la TPC, ces vertex sont constitués de 2 traces faisant un petit angle entre elles.

Les *v0Vertex* correspondent à une désintégration de type $A^0 \rightarrow B^+ + C^-$ dont 2 modèles sont par exemple $K_s^0 \rightarrow \pi^+ + \pi^-$ et $\Lambda^0 \rightarrow p^+ + \pi^-$. La particule-mère est neutre et décroît en 2 particules de charges opposées : ces vertex ont la forme d'un V dans la TPC. Dans le cas de la désintégration d'un Λ (resp. d'un $\bar{\Lambda}$), la particule-fille négative (resp. positive) est un méson, tandis que l'autre est un baryon. Les particules-filles d'un V0, qui sera la plus souvent un Λ ou $\bar{\Lambda}$ dans ce travail¹, seront distinguées de cette manière par la suite.

Enfin, les *xiVertex* correspondent à une désintégration de type *kink* dont la particule-fille neutre décroît à son tour en formant un *v0Vertex* ; les 2 modèles qui nous intéresseront ici sont :

$$\begin{aligned} \Xi^- &\rightarrow \pi^- + \Lambda^0 \\ &\quad \hookrightarrow p^+ + \pi^- \\ \Omega^- &\rightarrow K^- + \Lambda^0 \\ &\quad \hookrightarrow p^+ + \pi^- \end{aligned}$$

1. Les V0 ne seront considérés comme autre chose que des Λ que lors de l'étude des corrélations, au paragraphe V-2.3.

On ne peut cependant pas assimiler un $xiVertex$ à un $kinkVertex$ suivi d'un $v0Vertex$, car la particule-mère du $xiVertex$ n'est pas visible dans la TPC, à cause de sa trop faible distance de vol: $c\tau_{\Xi} = 4,9 \text{ cm}$ et $c\tau_{\Omega} = 2,5 \text{ cm}$, la TPC se trouvant à 50 cm du vertex primaire, et la première couche du SVT à $6,7 \text{ cm}$. C'est pourquoi les $xiVertex$ constituent bien une classe à part de vertex de désintégration. Les deux particules-filles du Xi seront appelées par la suite $V0$ et $bachelor$ ¹, pour respectivement la particule neutre et la particule chargée.

Le tableau III.1 page précédente résume quelques caractéristiques des 4 particules étranges apparaissant ici.

2 Géométries de décroissance

La figure III.2 représente en 2 dimensions la géométrie d'un $v0Vertex$ telle qu'elle est dans la réalité: les traces chargées sont courbées par le champ magnétique axial (ici perpendiculaire à la figure), et la reconstruction est imparfaite à cause de la résolution finie des détecteurs, c'est-à-dire que les deux traces des particules-filles ne se rejoignent pas et la trajectoire du V0 reconstruit ne passe pas par le vertex primaire.

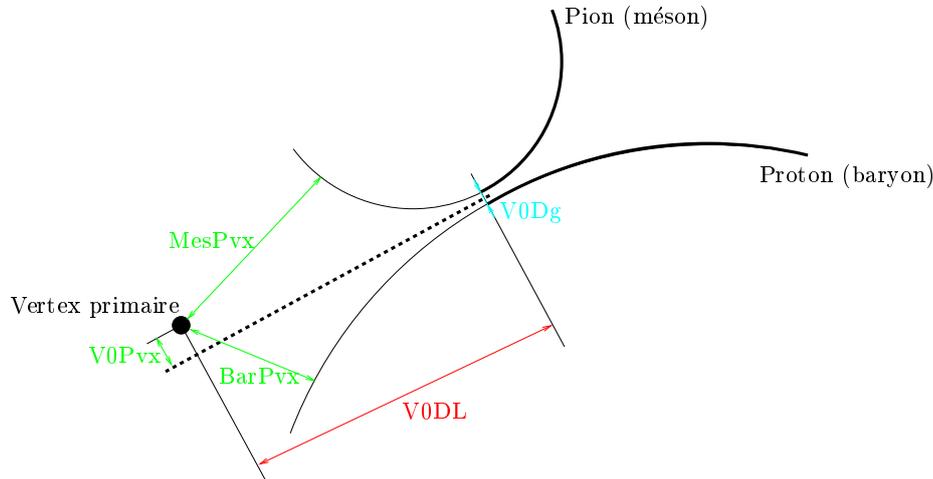


FIG. III.2 – Géométrie en 2 dimensions d'un $v0Vertex$; se reporter au TAB. III.2 pour les notations

Sur la figure, la trajectoire de chacune des deux particules-filles a été représentée en trait gras continu, et son extrapolation en direction du vertex primaire en trait fin continu. La trajectoire du V0 reconstruit est, elle, en tirets gras.

Cinq distances caractéristiques peuvent être remarquées. Ce sont les variables géométriques de coupure, car ce sont elles qui nous permettront de discriminer le bruit de fond (associations fortuites de traces) du signal (Λ ou K_s^0 par exemple). Leur raison d'être et leurs valeurs seront présentées en détail dans le paragraphe III-5 (p. 56), puis dans la section IV-2 (p. 72).

Ces variables caractéristiques peuvent, de manière générale, être classées en trois groupes:

- les distances de plus courte approche entre les particules-filles, ici représentées en bleu;
- les distances de plus courte approche entre une particule et le vertex primaire, qui sont tracées en vert;
- les distances entre les trois vertex (deux de désintégration, et le vertex primaire), incluant donc les distances de vol, en rouge.

Pour certaines d'entre elles, l'abréviation DCA est utilisée, qui signifie distance de plus courte approche².

Ces trois distinctions peuvent également être faites pour les $xiVertex$, pour lesquels peuvent être définies cinq variables supplémentaires, soit dix au total puisque les cinq variables définies pour un

1. C'est-à-dire "célibataire" en Français, par opposition à la paire de particules chargées issues du V0.

2. Ou en Anglais: *distance of closest approach*.

$v0Vertex$ peuvent aussi être employées. Ces variables supplémentaires sont représentées sur le schéma de la figure III.3, lequel représente la géométrie de décroissance d'un Xi. Par souci de clarté, les cinq variables définies pour les $v0Vertex$ n'y sont pas reportées.

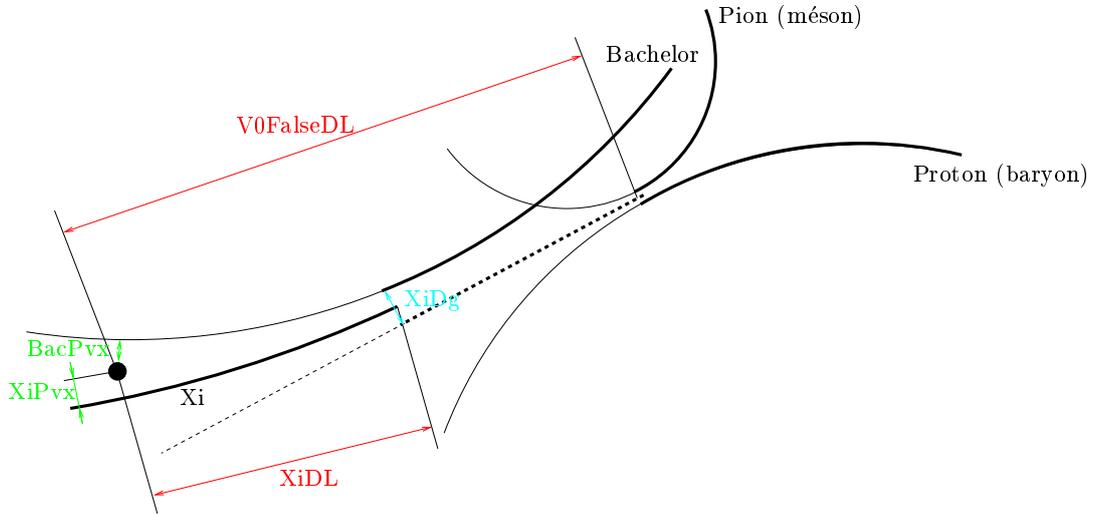


FIG. III.3 – Géométrie en 2 dimensions d'un xiVertex ; se reporter au TAB. III.2 pour les notations

Le tableau III.2 liste ces 10 coupures en donnant leur description et leur nom – dans la suite, nous utiliserons toujours leur nom, court ou long, pour les désigner –, et la dernière colonne indique quelles sont les coupures pouvant être utilisées pour les $v0Vertex$.

TAB. III.2 – Liste des coupures géométriques

Description	Nom long	Nom court	V0
Longueur de décroissance du Xi	XiDecayLength	XiDL	
Longueur de décroissance du V0	V0DecayLength	V0TrueDL	X
Distance entre V0decay et vertex primaire	V0FalseDecayLength	V0FalseDL	
DCA entre filles du Xi	dcaXiDaughters	XiDg	
DCA entre filles du V0	dcaV0Daughters	V0Dg	X
DCA entre hélice du Xi et vertex primaire	dcaXiToPrimary	XiPvx	
DCA entre droite du V0 et vertex primaire	dcaV0ToPrimary	V0Pvx	X
DCA entre hélice du bachelor et vertex primaire	dcaBacToPrimary	BacPvx	
DCA entre hélice du méson et vertex primaire	dcaMesToPrimary	MesPvx	X
DCA entre hélice du baryon et vertex primaire	dcaBarToPrimary	BarPvx	X

3 Algorithmes de reconstruction

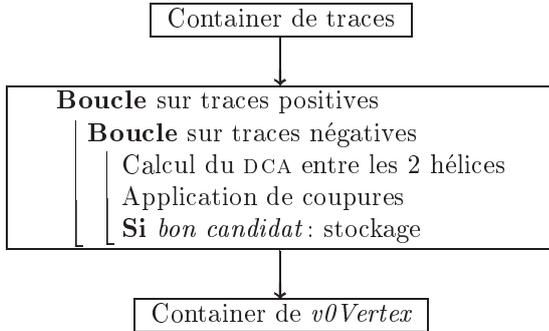
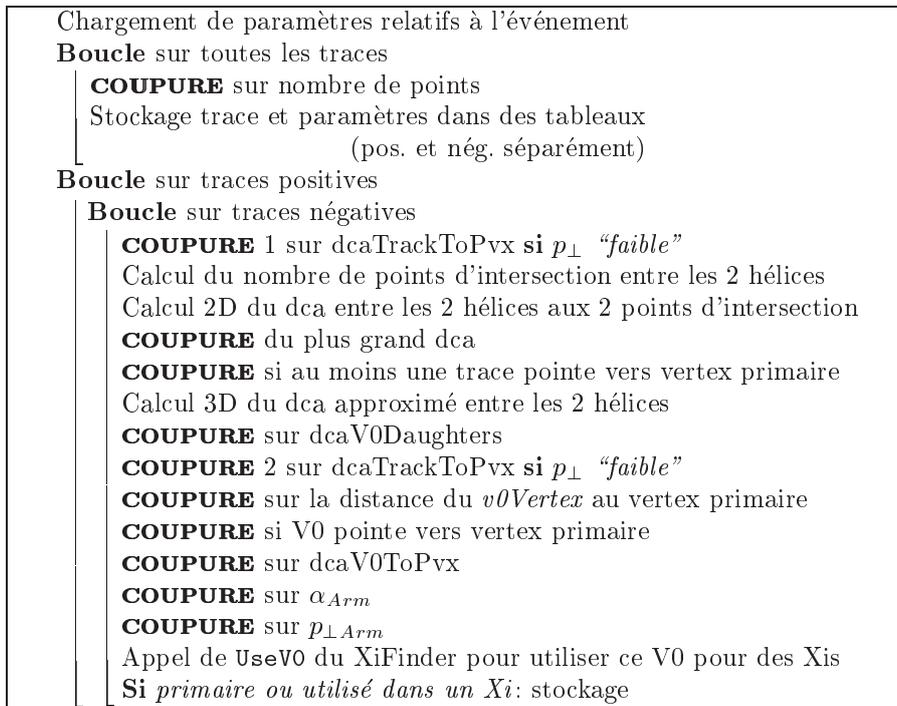
3.1 Reconstruction des $v0Vertex$

L'algorithme global de reconstruction des $v0Vertex$ est très simple: il consiste en l'examen de toutes les paires de traces de signe opposé et le calcul de la distance de plus courte approche entre ces deux traces (*cf.* FIG. III.4 page suivante). La figure III.5 page suivante en montre le fonctionnement en détail:

- les containers de traces sont filtrés de manière à ne garder, pour le V0Finder et le XiFinder, que les traces satisfaisantes;

- pour toutes les paires de traces de charge opposée, la distance de plus courte approche entre les hélices est calculée et diverses coupures détaillées dans la figure III.5 sont appliquées, avant l'éventuel stockage du candidat $v0Vertex$ trouvé dans le container approprié.

La détermination du point où la distance entre les deux hélices est la plus faible est, comme pour le XiFinder, réalisée en 2 dimensions dans un premier temps, puis approximée en 3 dimensions. Ceci permet d'avoir un calcul suffisamment précis, et néanmoins plus rapide que celui de la distance "exacte" en 3 dimensions, qui ne peut être obtenue analytiquement.

FIG. III.4 – *Algorithme général du V0Finder*FIG. III.5 – *Vue détaillée de l'algorithme du V0Finder*

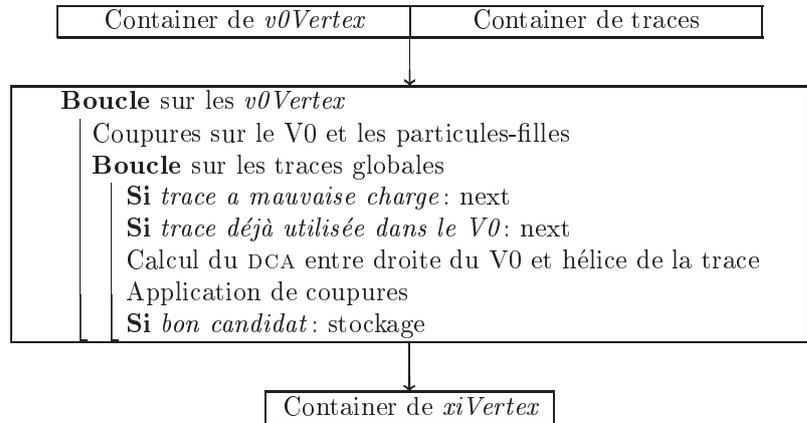
Le calcul des points d'intersection des cercles en 2 dimensions est réalisé de la manière suivante : lorsqu'un cercle est totalement à l'intérieur de l'autre, le candidat est éliminé ; lorsque les deux cercles ne se croisent pas, le point d'intersection choisi est le point milieu, et si la distance entre ces cercles est supérieure à la valeur de coupure de la distance entre les deux traces-filles du $v0Vertex$, le candidat est éliminé. Enfin, lorsque les cercles admettent 1 ou 2 points d'intersection, ils sont utilisés pour le calcul de la distance de plus courte approche. Lorsque deux points d'intersection existent, c'est celui qui donne la distance de plus courte approche la plus faible qui est gardé, l'autre est éliminé.

3.2 Reconstruction des $xiVertex$

La reconstruction des $xiVertex$ est basée sur la reconstruction préalable des $v0Vertex$, l'algorithme global est donc aussi simple que celui de la reconstruction des $v0Vertex$: il consiste en une boucle sur l'ensemble des paires ($v0Vertex, trace$) et en la sélection des candidats les plus satisfaisants par une

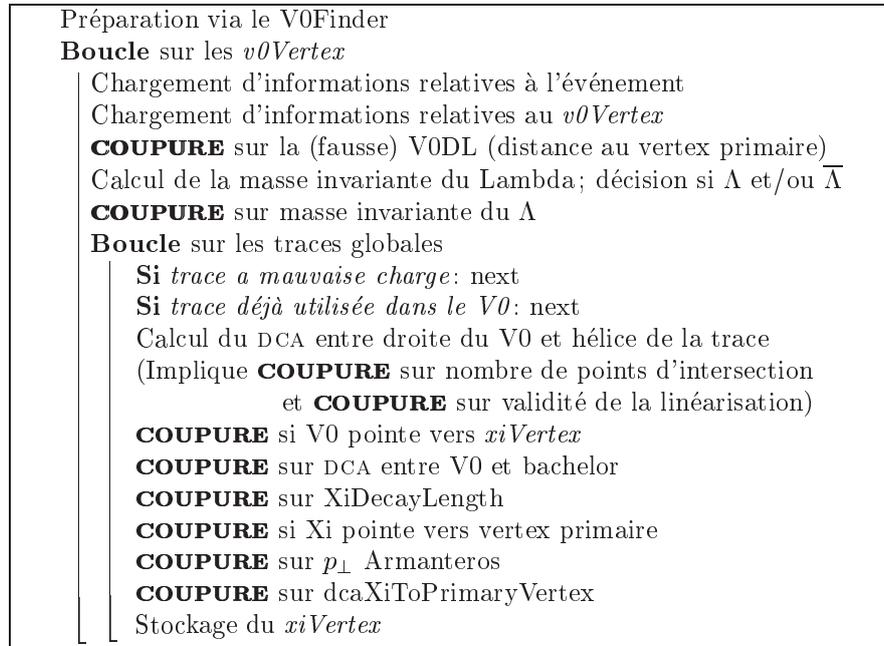
série de coupures (*cf.* § III-5 p. 56), avec notamment le calcul de la distance de plus courte approche entre la trajectoire du V0 (une droite) et celle du bachelor (une hélice) (*cf.* § III-4 page suivante). Cet algorithme général est présenté figure III.6.

FIG. III.6 – *Algorithme général du XiFinder*



Le fonctionnement détaillé est assez similaire dans son principe à celui du V0Finder, comme le montre la figure III.7.

FIG. III.7 – *Vue détaillée de l'algorithme du XiFinder*



Contrairement au V0Finder, le XiFinder a été codé à partir du code Fortran, de manière à ce que les algorithmes soient équivalents et que des tests précis puissent être réalisés. D'importants changements ont toutefois été apportés, de manière à simplifier le code, à le rendre plus rapide et plus lisible. L'algorithme final du XiFinder est donc très différent de celui du PAM Fortran *exiam*, mais ils n'en sont pas moins strictement équivalents. Cette équivalence stricte a été vérifiée par des tests réalisés sur plus de 400 candidats d'un événement Au-Au central, qui ont montré, candidat par candidat, que chacun d'entre eux sollicite les mêmes parties de l'algorithme en Fortran et en C++, et que les valeurs des 304 variables calculées – internes au code aussi bien que stockées en tant que membres du *xiVertex* – sont identiques, à une très faible erreur près¹.

3.3 Imbrication du V0Finder et du XiFinder

Une des améliorations les plus importantes apportées lors du passage du Fortran au C++ est le changement de la gestion du container de *v0Vertex*.

1. Voir à ce sujet le paragraphe III-7.1 (p. 60).

Comme souligné au paragraphe précédent, le XiFinder utilise les $v0Vertex$ déjà reconstruits par le V0Finder pour trouver les $xiVertex$. La figure III.8 illustre la différence entre le code Fortran et le code C++ : dans le code Fortran, le V0Finder est exécuté et stocke les $v0Vertex$ trouvés dans la table correspondante. Puis le XiFinder lit cette table et reconstruit les $xiVertex$, et enfin la table des $v0Vertex$ est relue pour effacer les V0 qui ne sont ni primaires, ni utilisés dans un Xi. Cette dernière relecture de la table est évitée dans le code C++, car le XiFinder est appelé à chaque $v0Vertex$ trouvé : cela permet une bien meilleure gestion de la mémoire. Le prix à payer est un appel de fonction à l'intérieur de la boucle sur les paires de traces¹, ce qui ralentit le programme.

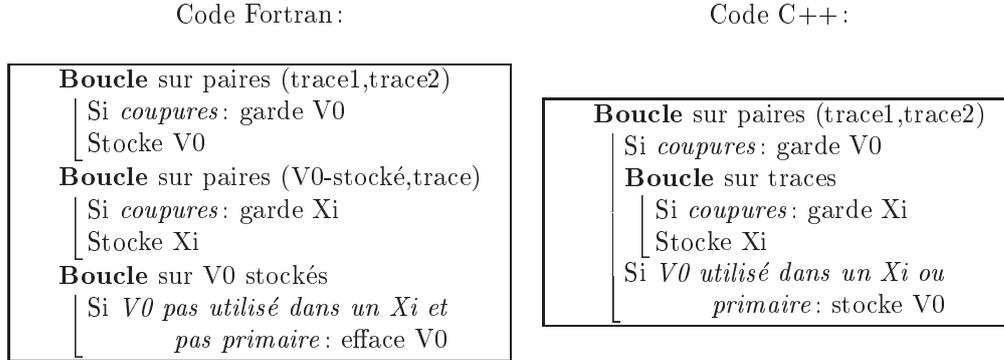


FIG. III.8 – Gestion du container de $v0Vertex$ par le code Fortran (à gauche), et par le code C++ (à droite)

4 Algorithme de calcul de la distance hélice-droite

Le calcul de la distance de plus courte approche entre la droite du V0 et l'hélice du bachelor est réalisé en plusieurs étapes :

- les intersections entre l'hélice et la droite sont calculées en 2 dimensions (l'hélice est alors un cercle) ;
- aux points d'intersection trouvés, l'hélice est linéarisée (en 3 dimensions) et assimilée à sa tangente ;
- la distance de plus courte approche entre cette tangente et la droite du V0 est calculée algébriquement (en 3 dimensions) ;
- une vérification de la validité de la linéarisation est faite, et une meilleure estimation de la position du point de plus courte approche est faite sous certaines conditions.

4.1 Calcul de la position des points d'intersection

La droite du V0 et l'hélice du bachelor sont projetées dans le plan transverse (xOy) perpendiculaire à l'axe (Oz) du champ magnétique. Soient Δ et \mathcal{C} respectivement la droite et le cercle qui en résultent : notant C le centre du cercle, l'expression générale de leur équation est :

$$\Delta : y = ax + b \qquad \mathcal{C} : (x - x_c)^2 + (y - y_c)^2 = R^2$$

Soit (x_0, y_0) un point sur la trajectoire du V0, et $\vec{p} = (p_x, p_y, p_z)$ l'impulsion de ce V0. On obtient :

$$\Delta : y = \frac{p_y}{p_x}(x - x_0) + y_0$$

Avec le changement de variables suivant : $X = x - x_c$ et $Y = y - y_c$, on a :

$$\Delta : Y = \frac{p_y}{p_x}(X + x_c - x_0) + y_0 - y_c \qquad \mathcal{C} : X^2 + Y^2 = R^2$$

1. Cet appel pourrait être évité, mais résulterait en un code beaucoup moins lisible. La solution choisie est un compromis entre lisibilité et rapidité.

Les points d'intersection peuvent alors être recherchés. Posons $\delta_x = x_c - x_0$ et $\delta_y = y_c - y_0$; le système d'équations à résoudre est :

$$\begin{cases} Y^2 = R^2 - X^2 \\ Y^2 = \left(\frac{p_y}{p_x}(X + \delta_x) - \delta_y \right)^2 \end{cases}$$

ce qui, en définissant $\alpha = p_y/p_x$ et $\beta = \alpha\delta_x - \delta_y$, devient :

$$\begin{cases} Y = \alpha(X + \delta_x) - \delta_y \\ X^2(\alpha^2 + 1) + 2\alpha\beta X + \beta^2 - R^2 = 0 \end{cases}$$

Si la condition $R^2(\alpha^2 + 1) \geq \beta^2$ est vraie, le système admet 2 solutions, qui sont :

$$\begin{cases} X = \frac{\alpha\beta \pm \sqrt{R^2(\alpha^2+1) - \beta^2}}{\alpha^2+1} \\ Y = \alpha(X + \delta_x) - \delta_y \end{cases} \quad (\text{III.1})$$

Lorsque le système n'admet pas de solution, le code actuel rejette simplement le candidat. Il est prévu d'implémenter dans le code une modification permettant de garder ces candidats, en prenant pour point d'intersection le point-milieu entre Δ et \mathcal{C} . L'expression algébrique des coordonnées du point H de Δ le plus proche de \mathcal{C} est alors :

$$\begin{cases} x_H = \frac{a^2 x_0 - a y_0 + x_c + a y_c}{a^2 + 1} \\ y_H = \frac{-a x_0 + y_0 + a x_c + a^2 y_c}{a^2 + 1} \end{cases}$$

avec $a = p_y/p_x$, et la distance entre Δ et \mathcal{C} est $\|\overrightarrow{CH}\| - R$.

Une étude préliminaire sur l'ajout de cette possibilité dans le code a montré qu'au début du XiFinder – c'est-à-dire avant les coupures de reconstruction du XiFinder, mais après celles du V0Finder –, seulement 6,1 % des 13 046 candidats de signal (simulés) et 20,6 % des 1 711 090 candidats de bruit ont cette configuration sans point d'intersection.

Il est cependant intéressant de constater que la distance entre le cercle et la droite est en moyenne plus élevée pour le bruit que pour le signal. L'application d'une coupure sur cette distance permet donc d'éliminer plus de bruit que de signal. Ainsi, une coupure à 4 cm permet de garder 2,2 % des candidats signal (soit 36 % des candidats signal n'ayant pas de point d'intersection), et également 2,2 % des candidats bruit (soit 11 % des candidats bruit n'ayant pas de point d'intersection). Le gain en statistique du nombre total de candidats est faible¹ (+2,3 % de signal, +2,8 % de bruit), mais nous ne savons pas comment ils réagissent aux coupures de reconstruction du XiFinder et aux coupures d'analyse. En outre, la meilleure contrainte sur la position des traces apportée par les détecteurs Silicium devrait permettre un meilleur gain de signal par rapport au fond.

4.2 Calcul de la distance de plus courte approche

Appelons maintenant \mathcal{H} l'hélice, \mathcal{D} la droite du V0 de vecteur directeur \vec{u} , et T_A la tangente à l'hélice en un point A , de vecteur directeur \vec{v} . Soient encore V le point en lequel le V0 se désintègre (donc $V \in \mathcal{D}$), M l'un des points d'intersection en 2 dimensions, H_1 (resp. H_2) le point de \mathcal{D} (resp. de T_M) tel que la distance à T_M (resp. à \mathcal{D}) soit la plus petite : la distance de plus courte approche entre \mathcal{D} et T_A est donc $H_1 H_2$.

Ces diverses notations sont présentées dans la figure III.9 page suivante. Dans la suite, M désignera également le point de \mathcal{H} tel que sa projection sur le plan transverse est le point d'intersection considéré.

H_1 et H_2 peuvent être posés comme :

$$H_1 = V + k_1 \vec{u} \quad H_2 = M + k_2 \vec{v}$$

1. Surtout compte tenu du fait que la coupure de reconstruction sur la distance de plus courte approche entre les deux particules-filles est de 0,8 cm et non 4 cm.

La définition de H_1 et H_2 permet d'écrire ce que nous cherchons :

$$(\mathcal{H}_1 \in \mathcal{D}, \mathcal{H}_2 \in T_M) \quad / \quad \overrightarrow{H_1 H_2} \perp \mathcal{D} \quad \text{et} \quad \overrightarrow{H_1 H_2} \perp T_M \quad (\text{III.2})$$

$$\Leftrightarrow (\mathcal{H}_1 \in \mathcal{D}, \mathcal{H}_2 \in T_M) \quad / \quad \overrightarrow{H_1 H_2} \cdot \vec{u} = \overrightarrow{H_1 H_2} \cdot \vec{v} = 0 \quad (\text{III.3})$$

Étant donné que

$$\begin{aligned} \overrightarrow{H_1 H_2} &= M + k_2 \vec{v} - V - k_1 \vec{u} \\ &= \overrightarrow{VM} + k_2 \vec{v} - k_1 \vec{u} \end{aligned}$$

le système (III.3) peut être réécrit de cette manière :

$$\begin{cases} \overrightarrow{H_1 H_2} \cdot \vec{u} = \overrightarrow{VM} \cdot \vec{u} + k_2 \vec{v} \cdot \vec{u} - k_1 \vec{u} \cdot \vec{u} = 0 \\ \overrightarrow{H_1 H_2} \cdot \vec{v} = \overrightarrow{VM} \cdot \vec{v} + k_2 \vec{v} \cdot \vec{v} - k_1 \vec{u} \cdot \vec{v} = 0 \end{cases}$$

ce qui, du fait que $\|\vec{u}\| = \|\vec{v}\| = 1$, se simplifie en

$$\begin{cases} \overrightarrow{VM} \cdot \vec{u} + k_2 \cos(\vec{v}, \vec{u}) - k_1 = 0 \\ \overrightarrow{VM} \cdot \vec{v} + k_2 - k_1 \cos(\vec{u}, \vec{v}) = 0 \end{cases}$$

La solution de ce système est :

$$\begin{cases} k_1 = \frac{\overrightarrow{VM} \cdot (\vec{v} \cos(\vec{u}, \vec{v}) - \vec{u})}{\cos^2(\vec{u}, \vec{v}) - 1} \\ k_2 = \frac{-\overrightarrow{VM} \cdot (\vec{u} \cos(\vec{u}, \vec{v}) - \vec{v})}{\cos^2(\vec{u}, \vec{v}) - 1} \end{cases} \quad (\text{III.4})$$

k_1 est la distance algébrique en 3 dimensions $\overrightarrow{VH_1}$ entre V et H_1 – le point de \mathcal{D} le plus proche de T_M – et k_2 est la distance algébrique en 3 dimensions $\overrightarrow{MH_2}$ entre M et H_2 – le point de T_M le plus proche de \mathcal{D} .

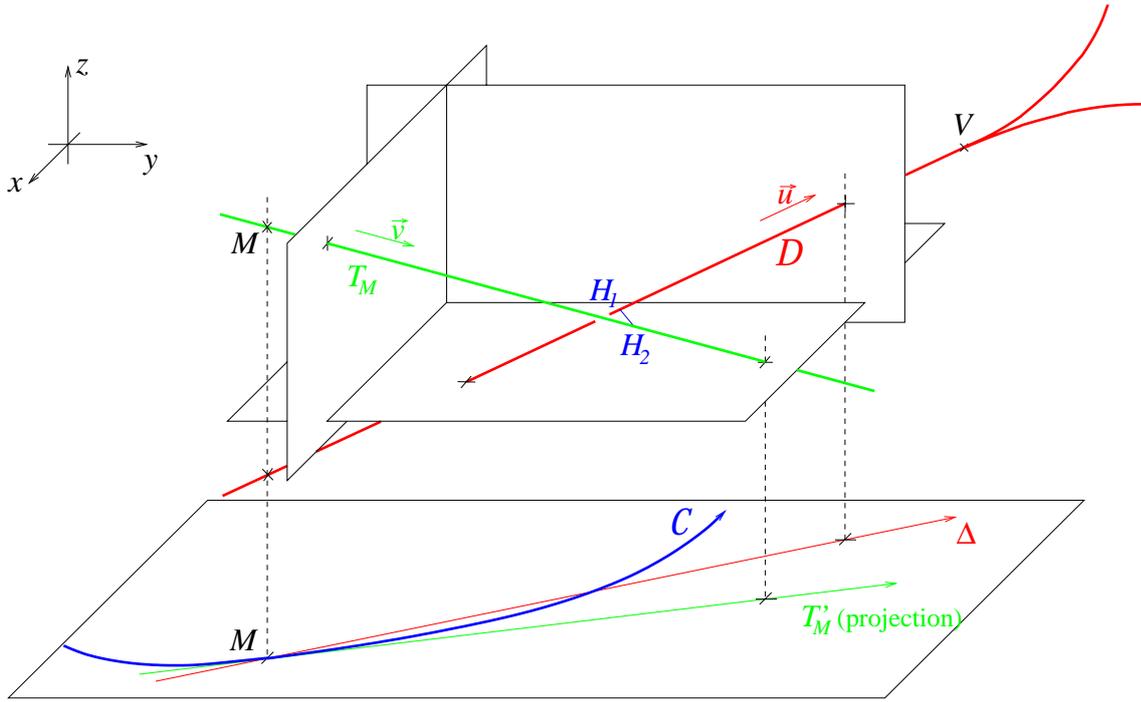


FIG. III.9 – Illustration en 3-D des notations utilisées dans le texte, et projection sur le plan transverse. Le $V0$ est en rouge, la projection de l'hélice dans le plan transverse est en bleu, et la tangente à cette hélice est en vert. La trajectoire de hélice en 3-D n'a pas été représentée

Le système (III.4) permet donc de calculer à la fois la position des points les plus proches l'un de l'hélice et l'autre de la droite du $V0$, et la distance de plus courte approche $H_1 H_2$ entre l'hélice et la droite, ceci en ayant approximé l'hélice par sa tangente.

4.3 Validité de la linéarisation

La validité de la linéarisation est matérialisée par la distance qui sépare la projection \mathcal{C} de l'hélice et celle de sa tangente en M selon la direction qui joint le centre du cercle \mathcal{C} à la projection du point H_2 .

Sur la figure III.10, où l'on a conservé pour les objets projetés le nom des objets d'origine (H_2 ou T_M désignent aussi bien eux-mêmes que leur projection), la qualité de la linéarisation est représentée par le rapport $\frac{d}{R}$, R étant le rayon de l'hélice. Dans le XiFinder, elle est représentée par $\frac{MH_2}{R}$ afin d'éviter le calcul de d (MH_2 est connu puisqu'égal à $|k_2|$); mais définir la validité par MH_2 ou par d est équivalent puisque, en appliquant le théorème de Pythagore, on a :

$$d = \sqrt{R^2 + MH_2^2} - R$$

c'est-à-dire:

$$\frac{d}{R} = \sqrt{1 + \left(\frac{MH_2}{R}\right)^2} - 1 \quad (\text{III.5})$$

ce qui est une bijection, les valeurs considérées ici étant positives.

Soit \mathcal{Q} ce rapport $\frac{d}{R}$: la détermination de la qualité de la linéarisation se fait par le biais de 2 valeurs données dans le tableau III.3 : \mathcal{Q}_1 et \mathcal{Q}_2 avec $\mathcal{Q}_1 < \mathcal{Q}_2$, telles que :

- si $\mathcal{Q} > \mathcal{Q}_2$, la linéarisation est mauvaise et le candidat est abandonné;
- si $\mathcal{Q} < \mathcal{Q}_1$, la linéarisation est bonne et le candidat est gardé;
- si $\mathcal{Q} \in [\mathcal{Q}_1; \mathcal{Q}_2]$, la linéarisation est satisfaisante; le candidat est gardé mais le XiFinder va tenter de l'améliorer.

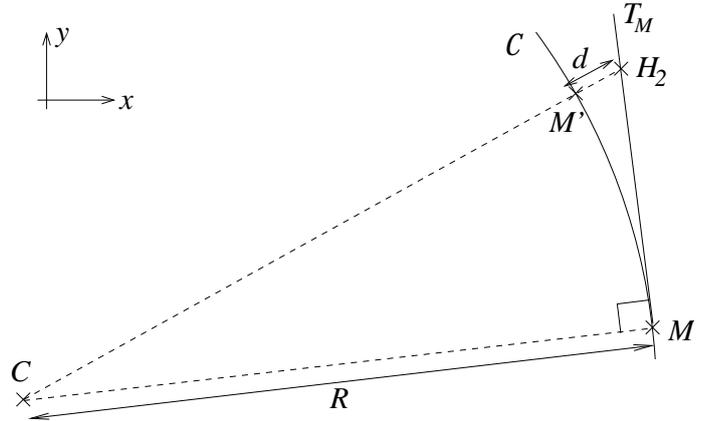


FIG. III.10 – Évaluation de la qualité de la linéarisation

Dans ce dernier cas, l'amélioration de la linéarisation consiste à refaire un calcul de la DCA, mais en linéarisant l'hélice cette fois non plus au point M , mais au point M' tel que défini sur la figure III.10, c'est-à-dire le point du cercle \mathcal{C} le plus proche de H_2 . La qualité de cette nouvelle linéarisation est calculée, et le test décrit ci-dessus est répété. Si, au bout du quatrième essai, \mathcal{Q} est toujours dans l'intervalle $[\mathcal{Q}_1; \mathcal{Q}_2]$, le candidat est gardé sans plus essayer d'améliorer la qualité de la linéarisation.

TAB. III.3 – Valeurs des coupures sur la qualité de la linéarisation

$0,001 R < MH_2 < 0,02 R$
$5.10^{-7} R < d < 2.10^{-4} R$
$\mathcal{Q}_1 = 0,0005 \% < \frac{d}{R} < 0,02 \% = \mathcal{Q}_2$

Ceci concerne cependant fort peu de candidats, puisqu'un test réalisé sur un événement Au-Au central a donné les résultats suivants : sur 118 194 calculs de DCA pour lesquels $\mathcal{Q} < \mathcal{Q}_2$, 77,0 % ont été acceptés dès la première linéarisation, 21,7 % ont nécessité 2 linéarisations, 0,8 % en ont nécessité 3, et les 0,5 % restants sont constitués des candidats qui ont subi 4 linéarisations sans test final de la qualité – c'est-à-dire ceux pour lesquels $\mathcal{Q} < \mathcal{Q}_1$ et ceux qui auraient nécessité plus de passages dans la boucle pour passer ce critère.

4.4 Améliorations à apporter

Outre la possibilité mentionnée au paragraphe III-4.1 (p. 53) de chercher des candidats valides parmi ceux dont le cercle et la droite n'admettent pas de points d'intersection, il est envisagé de modifier l'algorithme de manière à n'autoriser qu'un candidat par couple ($v0Vertex, trace$). Ces deux modifications rendraient l'algorithme non-équivalent à l'algorithme Fortran initial, mais les études préliminaires ont montré que les performances seraient légèrement améliorées.

Le système admettant le plus souvent 2 points d'intersection, le code considère en effet que chacun des deux fournit un candidat $xiVertex$, dont les caractéristiques seront examinées indépendamment ; c'est-à-dire qu'il est possible que les deux points fournissent chacun un candidat $xiVertex$ stocké à la fin de l'exécution du XiFinder. Cet algorithme devrait aussi être modifié bientôt. En effet, une étude plus poussée a montré que pour la grande majorité des candidats ayant deux points d'intersection, soit l'un des deux points est rejeté par la coupure sur la qualité de la linéarisation de l'hélice, soit les deux points d'intersection convergent vers la même valeur¹.

Ainsi, l'ajout de l'exclusion de l'un des deux points d'intersection ne changerait pas les résultats en terme de performance, mais éviterait de compter doublement certains candidats. La sélection entre les deux points d'intersection se ferait sur la distance de plus courte approche: seule la plus petite des deux serait gardée. Pour 80 % des candidats (2143 pour ce test) pour lesquels les deux points d'intersection passent le test de la qualité de la linéarisation, les deux points convergent de toute façon vers la même valeur à l'issue des linéarisations successives. Pour les 20 % restant, le rapport du plus petit DCA sur le plus grand semble être distribué uniformément entre 0 et 1.

Un second intérêt d'éliminer de cette manière l'un des deux points d'intersection est que cela évite d'utiliser la qualité de la linéarisation pour le faire. En effet, cette coupure sépare dans la pratique la population des points d'intersection ayant le plus faible DCA et celle des points d'intersection ayant le plus grand DCA. Les distributions de la valeur du DCA et de la position du $xiVertex$ étant identiques pour les candidats ayant subi une amélioration de la linéarisation et les mêmes n'ayant subi que la linéarisation initiale, la valeur de la coupure sur la qualité de la linéarisation peut être relâchée sans affecter la qualité des variables calculées. L'élimination de l'un des deux points d'intersection rend possible cette ouverture de la coupure, ouvrant la voie à un gain potentiel en statistique de l'ordre de 10 %.

5 Coupures de reconstruction

Pour un événement Au-Au central, la multiplicité mesurée dans la TPC est d'environ 3000 traces chargées. L'ordre de grandeur du nombre de candidats V0 et Xi trouvables par les V0- et XiFinder est donc de 10 000 000 V0 et 25 000 000 000 Xi par événement. Inutile de dire qu'il est inimaginable de vouloir stocker – ni même traiter – l'ensemble de ces informations.

Des coupures sont donc appliquées, de manière à réduire de façon substantielle le nombre de candidats inintéressants, c'est-à-dire les V0 ou Xi qui ont été construits à partir de traces non issues de la décroissance d'une même particule: le fond, ou bruit.

Les valeurs des diverses coupures appliquées sont chargées à partir d'une base de données. Ces valeurs dépendent en effet du système de collision: une collision Au-Au crée par exemple beaucoup plus de bruit de fond qu'une collision p-p, et les coupures appliquées doivent donc être plus serrées. Les V0- et XiFinder sont indépendants des collisions effectuées, puisqu'ils sont capables de lire eux-mêmes la valeur des coupures dans la base de données.

Les valeurs des coupures sont choisies de manière à n'interférer avec aucune coupure d'analyse finale (elles doivent donc être plus larges) – et ce quelle que soit la particule² –, tout en maintenant acceptables la quantité de données stockées, la durée de la reconstruction et la durée de l'analyse.

La plupart des coupures ont été présentées dans la partie III-2 (p. 48): il s'agit des 10 coupures géométriques. Les autres coupures appartiennent à quatre autres catégories: les coupures de causalité, les coupures cinématiques, les coupures algorithmiques et les coupures sur la qualité des traces. La section

1. Dans un tel cas, le même candidat est strictement compté deux fois (i.e. avec les mêmes valeurs des variables). Ceci ne pose toutefois pas de problème pour les corrections d'efficacité puisqu'il en est de même dans l'embedding.

2. Dans le V0Finder, les coupures sont identiques pour tout V0, donc pour les Λ et pour les K_s^0 . Dans le XiFinder, les coupures sont également identiques pour le Ξ et pour le Ω .

IV-2 (p. 72) parlera plus longuement de la majorité d'entre elles, mais nous pouvons lister et donner la valeur pour les données Au-Au de celles qui sont utilisées au niveau de la reconstruction.

5.1 Coupures du V0Finder

Les valeurs numériques données sont celles retenues pour les collisions Au-Au 200 GeV, et sont les conditions qu'un candidat doit vérifier pour *passer* les coupures. Dans ce qui suit, les points X , M et A désignent respectivement le vertex primaire, le point d'une trace le plus proche de l'hélice de l'autre trace, et le point où les deux hélices sont le plus proche l'une de l'autre (le milieu de la distance de plus courte approche).

- Coupures géométriques :
 - distance de plus courte approche de la trace positive au vertex primaire si le p_{\perp} du V0 est inférieur¹ à 3,5 GeV/c : $> 0,4 \text{ cm}$ ($> 0,7 \text{ cm}$ pour un V0 primaire) ;
 - distance de plus courte approche de la trace négative au vertex primaire si le p_{\perp} du V0 est inférieur à 3,5 GeV/c : $> 0,4 \text{ cm}$ ($> 0,7 \text{ cm}$ pour un V0 primaire) ;
 - distance de plus courte approche entre les deux traces : $< 0,8 \text{ cm}$;
 - longueur de décroissance (distance entre le vertex primaire et le $v0Vertex$) : $> 2,0 \text{ cm}$;
 - distance de plus courte approche entre le V0 reconstruit et le vertex primaire : $< 2,5 \text{ cm}$ ($< 0,8 \text{ cm}$ pour un V0 primaire) ;
- Coupures de causalité :
 - la trace positive doit s'éloigner du vertex primaire : $\vec{p}_{M_+}^+ \cdot \vec{XM}_+ > 0$;
 - la trace négative doit s'éloigner du vertex primaire : $\vec{p}_{M_-}^- \cdot \vec{XM}_- > 0$;
 - le $v0Vertex$ doit s'éloigner du vertex primaire : $\vec{p}_A^{V0} \cdot \vec{XA} > 0$;
- Coupures cinématiques (cf. § V-2.6 (p. 113)) :
 - $\alpha_{Armanteros}$ du V0 reconstruit : $< 1,2$;
 - $p_{\perp Armanteros}$ du V0 reconstruit : $< 0,3$;
- Coupures algorithmiques :
 - parmi les deux points d'intersection entre les projections des deux hélices sur le plan transverse, seul le point d'intersection donnant la plus petite distance de plus courte approche entre les deux traces est gardé ;
- Coupures sur la qualité des traces :
 - nombre de points de la trace positive : > 10 ;
 - nombre de points de la trace négative : > 10 .

5.2 Coupures du XiFinder

De même que pour les coupures du V0Finder, les valeurs numériques ci-dessous sont celles retenues pour les collisions Au-Au 200 GeV, et sont les conditions qu'un candidat doit vérifier pour *passer* les coupures. Le $v0Vertex$ utilisé dans le XiFinder a satisfait les coupures du V0Finder appliquées aux V0 non primaires. Dans ce qui suit, les points P , V , X et H désignent respectivement le vertex primaire, le point de décroissance du $v0Vertex$, celui du $xiVertex$ et le point de la droite du V0 le plus proche de l'hélice de la trace.

- Coupures géométriques :
 - fausse longueur de décroissance du V0 (distance entre le vertex primaire et le $v0Vertex$) : $> 5 \text{ cm}$;
 - distance de plus courte approche entre le V0 et la trace : $< 0,8 \text{ cm}$;
 - longueur de décroissance du Xi reconstruit : $> 2 \text{ cm}$;
 - distance de plus courte approche entre le Xi reconstruit et le vertex primaire : $< 0,8 \text{ cm}$;
- Coupures de causalité :
 - le V0 doit s'éloigner du $xiVertex$: $\vec{p}_{V0} \cdot \vec{HV} > 0$;

1. Ceci sert à relâcher les coupures à haut- p_{\perp} , où la statistique est faible.

- le Xi reconstruit doit s'éloigner du vertex primaire : $\vec{p}_X^{\wedge} \cdot \vec{PX} > 0$;
- Coupures cinématiques :
 - masse invariante du V0 : $|m_{V0}^{\wedge} - m_{PDG}^{\wedge}| < 10 \text{ MeV}/c^2$;
 - $p_{\perp \text{Armanteros}}$ du Xi reconstruit : $< 0,33$;
- Coupures algorithmiques :
 - nombre de points d'intersection entre la projection de l'hélice et de la droite dans le plan transverse (> 0) ;
 - validité de la linéarisation de l'hélice ;
- Coupures sur la qualité des traces :
 - nombre de points de la trace : > 10 .

Nous avons ajouté deux coupures par rapport à celles du code Fortran, dont les valeurs sont constantes pour tout système et toute énergie de collision, et que les détecteurs Silicium soient ou non utilisés.

La première est une coupure sur le nombre de points du bachelor : la valeur choisie est la même que pour les deux traces-filles du $v0$ Vertex : le candidat est gardé si la trace a 11 points ou plus¹. Une telle coupure élimine 19 % du bruit (après toutes les autres coupures de reconstruction).

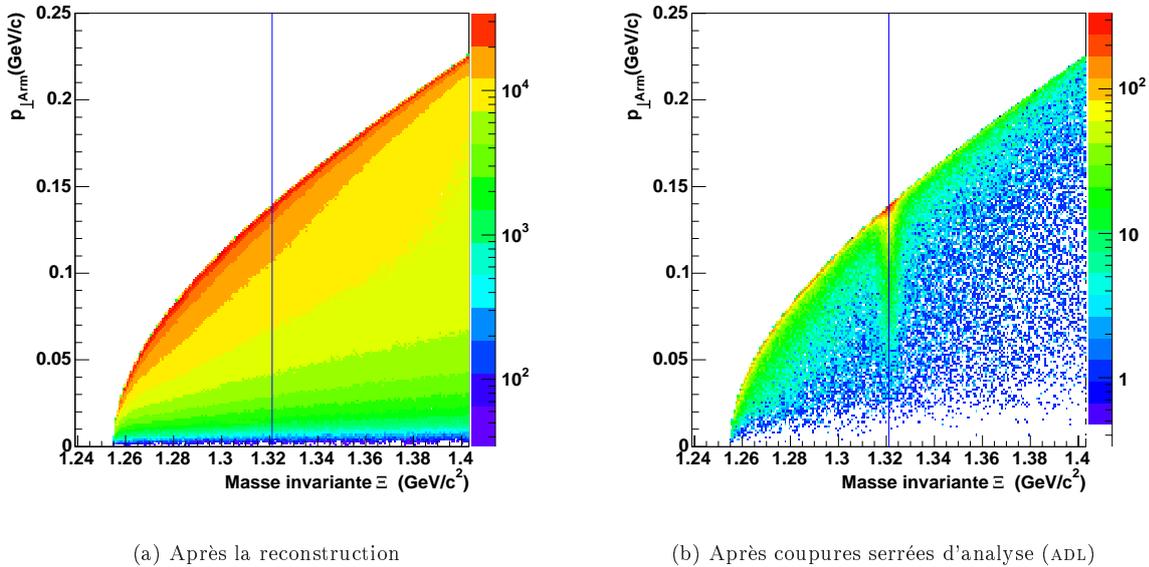


FIG. III.11 – Corrélation entre le $p_{\perp \text{Armanteros}}$ et la masse invariante

La seconde est une coupure sur le $p_{\perp \text{Armanteros}}$ du Xi reconstruit : partant de la constatation que la masse invariante et le $p_{\perp \text{Armanteros}}$ sont corrélés de la manière montrée FIG. III.11, il est possible de trouver une valeur de coupure sur le $p_{\perp \text{Armanteros}}$ telle que les candidats éliminés aient une masse invariante, dans l'hypothèse Ξ et dans l'hypothèse Ω , supérieure à un seuil – différent pour chacune des deux particules –, lequel est choisi comme étant la borne supérieure de l'intervalle le plus large dans lequel le fond sera estimé. Ainsi, les candidats coupés non seulement ne sont pas dans la zone du signal, mais en plus ne sont pas dans la zone utile à la détermination du fond. Cette coupure élimine également 19 % du fond (après application de toutes les autres coupures de reconstruction).

Les deux coupures éliminent conjointement 34 % du fond, et le signal éliminé par la coupure sur le nombre de points du bachelor est de toute façon coupé par les coupures d'analyse appliquées ultérieurement. Ces deux coupures n'ont bien sûr pas été appliquées lors des tests de comparaison entre le code Fortran et le code C++.

1. La valeur minimum du nombre de points d'une trace pour la reconstruction est 5 points.

6 Changement de signe et rotation de traces

Le changement de signe et la rotation de traces¹ sont deux méthodes permettant de reproduire le bruit de fond réel sous l'hypothèse que celui-ci est essentiellement combinatoire, c'est-à-dire composé d'associations aléatoires entre traces et $v0Vertex$.

Ces deux méthodes ont été implémentées dans le XiFinder, de manière à élargir ses possibilités d'utilisation. Elles permettent en effet d'éliminer la contribution du signal – celui-ci ne peut être reconstruit – et donc d'estimer la quantité de fond sous le pic en masse invariante des données réelles, comme expliqué en détail dans la partie V-2 (p. 99).

6.1 Analyse par changement de signe

Pour un canal de décroissance $A \rightarrow B + C$, la méthode du changement de signe consiste à reconstruire la particule A en utilisant l'anti-particule d'un des produits de décroissance, par exemple en associant B et \bar{C} au lieu de B et C .

L'utilisation de cette méthode pour les $xiVertex$ ne présente pas de danger particulier : la trajectoire du $V0$ étant une droite, lui associer une hélice positive ou négative ne fait aucune différence. Cette méthode peut être utilisée dans la reconstruction des $v0Vertex$, mais il faut prendre garde à ce que la combinaison de deux hélices de même signe donnent des distributions de variables identiques à la combinaison de deux hélices de signe opposé, sous peine de mal évaluer la quantité de fond réel. La méthode du changement de signe n'a pour le moment été implémentée que dans le XiFinder.

Du fait de l'inversion du signe d'une des particules-filles, le changement de signe requiert une précaution avant d'être appliquée à tout système de collision. Une correction doit en effet être apportée lorsque le nombre de traces négatives et le nombre de traces positives sont différents. L'asymétrie du nombre de traces provient de ce que le système de la collision n'est pas électriquement neutre, à cause des protons des noyaux.

Une valeur supérieure de l'asymétrie peut être calculée : posant N^+ et N^- le nombre de traces positives et négatives dans l'acceptance, $k = \frac{N^+}{N^-} > 1$, $N = N^+ + N^-$ et $\Delta = N^+ - N^-$, on a :

$$k = \frac{N + \Delta}{N - \Delta}$$

avec Δ une différence du nombre de traces qui vaut au maximum (dans les collisions centrales) la somme du nombre de protons incidents dans le système de collision. Le k calculé est donc une borne supérieure du k réel². Un ordre de grandeur de k pour divers systèmes est résumé dans le tableau III.4.

Système	Δ	N	k
p-p	2	10	1,5
		20	1,2
		40	1,1
d-Au	≤ 81	200	$\leq 2,4$
Au-Au	158	3000	1,1

TAB. III.4 – Degré d'asymétrie de la charge des traces selon le système de collision

Le tableau III.5 page suivante donne le nombre de combinaisons obtenues en fonction des associations recherchées. Pour les $v0Vertex$, on a : $N_{+-} = N^+N^-$, $N_{++} = C_{N_+}^2 = \frac{1}{2}N^+(N^+ - 1)$ et $N_{--} = C_{N_-}^2 = \frac{1}{2}N^-(N^- - 1)$, et un fond reconstruit N_{+-}^r correctement ajusté au fond réel peut être obtenu par : $N_{+-}^r = 2\sqrt{N_{++}N_{--}}$. Pour les $xiVertex$, $N_{0+} = N_{+-}(N^+ - 1)$ et $N_{0-} = N_{+-}(N^- - 1)$. Les développements du tableau III.5 montrent que, sous l'hypothèse toujours vraie “ k proche de 1 et/ou N grand devant $k + 1$ ”, le nombre k donne la différence entre le niveau de fond réel et celui obtenu par la méthode du changement de signe.

1. En Anglais, respectivement *like-sign analysis* et *rotating*. Le nom *like-sign* provient de ce que, pour reproduire par exemple une décroissance de Λ , un proton sera combiné avec un π^+ de même charge, au lieu d'un π^- .

2. Car k est une fonction croissante de Δ .

TAB. III.5 – Nombre de candidats de fond recréé en fonction de l'association réalisée

Association	<i>v0Vertex</i>			<i>xiVertex</i>	
	- +	++	--	0-	0+
Nombre de combinaisons	$k \left(\frac{N}{k+1}\right)^2$	$\frac{kN \left(\frac{kN}{k+1} - 1\right)}{2(k+1)}$	$\frac{N \left(\frac{N}{k+1} - 1\right)}{2(k+1)}$	$k \left(\frac{N}{k+1}\right)^2 \left(\frac{N}{k+1} - 1\right)$	$k^2 \left(\frac{N}{k+1}\right)^2 \left(\frac{N}{k+1} - \frac{1}{k}\right)$

Dans le cas des Ξ et des Ω , les décroissances qui seront recherchées et stockées sont $\Lambda + \pi^+$ (resp. K^+ pour le Ω) et $\bar{\Lambda} + \pi^-$ (resp. K^-).

6.2 Analyse par rotation de traces

La méthode de rotation de traces consiste, pour un canal de décroissance $A \rightarrow B + C$, à reconstruire A en associant B avec C' , où C' est la trace d'une particule de même nature que C mais dont les paramètres ont été changés. Notant P le point du vertex primaire, (Pz) l'axe du champ magnétique, et (Px) et (Py) les deux autres axes, les modifications possibles sont :

- rotation: une trace est tournée de 180° autour de l'axe (Pz);
- symétrie: une trace est transformée en son symétrique par rapport au plan (xPy);
- rotation + symétrie: une trace subit les deux transformations précédentes, c'est-à-dire qu'elle est transformée en son symétrique par rapport au vertex primaire.

Les modifications des paramètres de l'hélice résultant de ces transformations sont données dans le tableau III.6.

Hélice originelle	Rotation	Symétrie	Sym. centrale
Charge c	c	c	c
Angle à l'origine Ψ	$\Psi + \pi$	Ψ	$\Psi + \pi$
Courbure κ	κ	κ	κ
Angle d'inclinaison λ	λ	$-\lambda$	$-\lambda$
X origine x_0	$2x_P - x_0$	x_0	$2x_P - x_0$
Y origine y_0	$2y_P - y_0$	y_0	$2y_P - y_0$
Z origine z_0	z_0	$2z_P - z_0$	$2z_P - z_0$
Hélicité h	h	h	h
X impulsion p_x	$-p_x$	p_x	$-p_x$
Y impulsion p_y	$-p_y$	p_y	$-p_y$
Z impulsion p_z	p_z	$-p_z$	$-p_z$

TAB. III.6 – Transformation des paramètres d'une hélice pour diverses méthodes de "rotation". Se référer au § II-4.3 (p. 38) pour la définition des paramètres d'une hélice

7 Performance

7.1 Tests réalisés

Il est important que les algorithmes Fortran et C++ fournissent des résultats équivalents, car dans la suite de l'analyse, les données réelles et l'embedding ont été faits avec le code Fortran, tandis que le fond recréé l'a été avec le code C++. De plus, les données p-p ayant été reconstruites avec le code C++, certaines analyses préliminaires ont dû utiliser de l'embedding "Fortran" pour corriger des données réelles "C++", et il a d'ailleurs été montré à cette occasion que l'utilisation du nouveau code fournissait des résultats identiques à ceux obtenus avec l'ancien.

Les tests réalisés peuvent être divisés en 3 catégories:

- compilation et exécution du code, obtention de *xiVertex*;
- égalité des variables de *exiam* et du XiFinder, candidat par candidat;
- égalité du nombre de *xiVertex* trouvés et de leurs distributions.

Tests de fonctionnement global

Ainsi qu'exigé par les standards de STAR, le code compile sans aucun "warning".

Le code fonctionne en tant que "maker" inséré dans la chaîne de reconstruction (BFC) comme prévu, et fonctionne également seul en lisant des fichiers `event.root` ou des `CommonMicroDsts`.

Le code a été examiné par un comité de deux personnes (Spiros Margetis et Gene van Buren) et accepté le 24 Janvier 2003. Il a ensuite été intégré à l'ensemble du code officiel de STAR le 9 Avril 2003. De nombreuses modifications importantes ont ensuite été effectuées (ajout de fonctionnalités, de coupures, adaptation aux modifications de l'environnement software de STAR, ...), la dernière datant du 2 Avril 2004, et chacune a fait l'objet de tests de fonctionnement global avant remplacement du code officiel, consistant à vérifier que le code s'exécute correctement et trouve des candidats Xi – strictement le même nombre que la version précédente si c'est ce que l'on attend des modifications mises en place. Les détails et le code peuvent être trouvés dans [66, 67].

Ce maker – `StSecondaryVertexMaker` – a été intégré dans plusieurs productions officielles: la production de données p-p, d-Au, des productions-test pour le SVT, et des productions-test pour ITTF, le nouveau code de reconstruction mentionné au § II-4.5 (p. 41). Aucun problème n'a été rencontré, ni lors de ces productions ni lors de leur analyse.

Tests candidat par candidat

Lors du développement du programme, nous avons mis au point un code de test pour le `V0Finder` et le `XiFinder`. L'algorithme du `XiFinder` étant identique à celui du code Fortran, nous avons choisi de réaliser les tests candidat par candidat, afin de s'assurer que le nombre de candidats trouvés est identique et que leurs paramètres sont égaux, à une faible erreur près. Le "V0Tester" tente aussi une association candidat par candidat, compare les nombres globaux de candidats trouvés et les paramètres de ceux qui ont pu être associés, mais, l'algorithme du `V0Finder` étant différent de celui du `ev0_am`, il est normal d'obtenir des nombres différents de V0 trouvés, et par voie de conséquence une association très imparfaite.

Les variables testées dans le `V0Tester` sont celles qui sont stockées à la fin de l'algorithme. Par contre, l'algorithme du `XiFinder` étant équivalent à celui de `exiam`, toutes ses variables ont été testées exhaustivement: celles stockées à la fin et les variables internes au code, soit un total de 304 variables.

Pour chaque variable, 12 distributions ont été examinées. Notant F la valeur d'une variable donnée par le code Fortran et C celle par le code C++, ces distributions sont:

- 3 distributions de l'erreur absolue signée $C - F$ en échelle semi-logarithmique, avec des échelles différentes: $[-1000; 1000]$, $[-10; 10]$ et $[-0,1; 0,1]$;
- 2 distributions de la variable F elle-même: l'une avec une échelle linéaire, l'autre en échelle semi-logarithmique;
- l'erreur relative $(C - F)/F$ dont l'inconvénient est de tendre vers l'infini lorsque la valeur de la variable tend vers 0;
- pour remédier à ce problème: l'erreur absolue $C - F$, dont l'inconvénient est de ne pouvoir offrir de comparaison entre la valeur de l'erreur et celle de la variable;
- pour remédier aussi à ce problème: l'erreur absolue divisée par la moyenne de la variable: $(C - F)/\mu$, toutefois peu fiable lorsque les distributions sont larges;
- enfin, une distribution à 2 dimensions de l'erreur absolue en fonction de la variable: $C - F$ vs F , permettant de remédier aux inconvénients précédents.

Les 3 graphes de l'erreur relative, erreur absolue et erreur absolue divisée par la moyenne sont tracés en échelle log-log, et séparément pour les valeurs positives et négatives de l'erreur.

Comme le montrent les figures II.13 et II.14 p. 42, le code Fortran ne peut être exécuté que sur les tables, c'est-à-dire dans la chaîne de reconstruction, et le code C++ doit pouvoir avoir accès à `StEvent`, lequel n'est produit qu'à la fin de la chaîne de reconstruction. Il s'ensuit que lorsque l'on ajoute le `XiFinder` à la chaîne, il est exécuté une fois que le code Fortran est terminé.

Le processus d'association des candidats C++ aux candidats Fortran est donc complexe, car il n'est pas garanti que l'ordre soit conservé – le nombre total ne l'est d'ailleurs pas. L'association consiste donc à écrire d'immenses tables contenant la valeur des paramètres de chaque candidat Xi (ou V0), d'abord pour le Fortran et ensuite pour le C++, puis à associer chacun des candidats Xi.

L'association est réalisée en 3 étapes:

- La chaîne étant exécutée une fois par événement, leur ordre est conservé et la séparation de ceux-ci est aisée; leur association se fait par les coordonnées du vertex primaire.

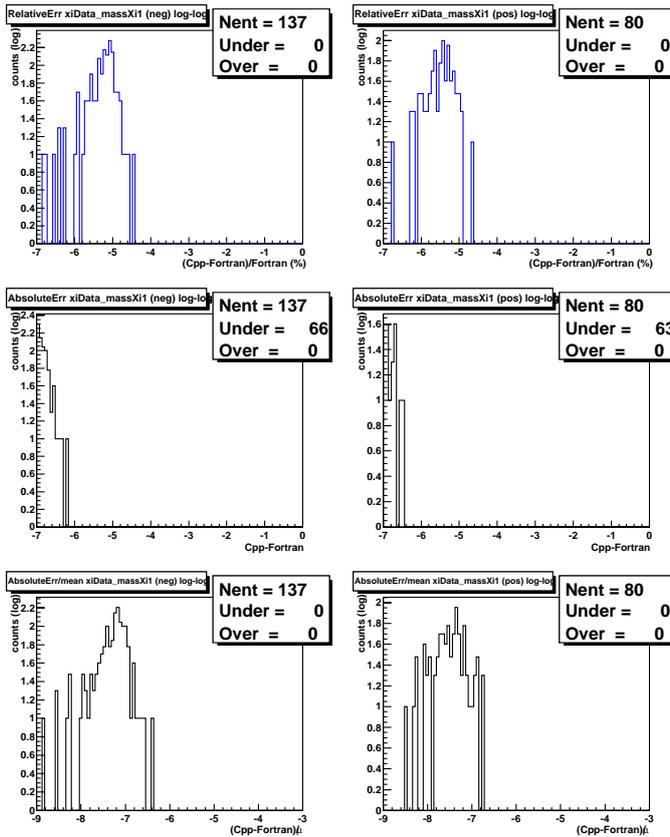


FIG. III.12 – Résultats du test du XiFinder sur la masse invariante du Ξ :

Rangée du haut : distribution de l'erreur relative ;
 Au milieu : erreur absolue ;
 En bas : erreur absolue divisée par la moyenne de la distribution de masse invariante.

Les graphes de gauche sont pour des valeurs négatives de l'erreur, à droite pour des valeurs positives. Ils sont tracés en log-log, la coordonnée donnant la valeur du logarithme

- Pour chaque événement, les V0 sont stockés dans des tables et associés un par un – exhaustivement – en faisant correspondre les coordonnées de leur vertex (une distance Euclidienne en 3 dimensions est calculée, et l'on requiert que son carré soit inférieur à 10^{-8} cm^2 . Le carré des distances pour les mauvaises associations semble toujours être supérieur à 10^{-1} cm^2 , l'écart est donc largement suffisant).
- Pour chaque V0, les Xis sont stockés dans une table liée au V0, et sont associés cette fois non plus exhaustivement mais séquentiellement, du fait de leur nombre très élevé (une association exhaustive serait impossible à cause du temps de calcul nécessaire pour parcourir les tableaux), c'est-à-dire que l'on suppose que les traces formant les bachelors sont toujours lues dans le même ordre. Ceci n'est malheureusement pas toujours le cas ; nous avons donc ajouté au XiTester la possibilité de rechercher, lorsque deux bachelors ne correspondent plus, si le correspondant se trouve un peu plus loin. Dans un tel cas, plusieurs Xis ne sont pas associés, et sont simplement écartés. La variable permettant l'association est dans ce cas l'impulsion tridimensionnelle du bachelor.

Pour chaque Xi, il faut en outre ajouter :

- une association des points d'intersection (2 par Xi le plus souvent), faite sur un critère d'ordre chronologique ;
- une association des variables internes à la boucle d'optimisation de la linéarisation (il y a jusqu'à 4 passages), également faite sur un critère d'ordre chronologique.

Ces tests n'ont été conduits que sur une statistique très limitée, à cause du temps d'exécution (à la fois de la chaîne de reconstruction à cause de la quantité d'“output” produite, et des testers à cause du nombre de candidats à associer et comparer) et de l'espace-disque nécessaire au stockage des paramètres de chacun des candidats Xi. Le test complet n'a été réalisé que sur un seul événement Au-Au central, comportant 406 Xis stockés¹. Toutefois, un test ne portant que sur les dernières variables de l'algorithme, et notamment sur celles qui sont stockées, a pu être réalisé sur une cinquantaine d'événements Au-Au

1. Ce nombre est le nombre de Xis passant les coupures de reconstruction. Le nombre de combinaisons à examiner et dont il faut aussi vérifier l'exactitude est donc beaucoup plus élevé (de l'ordre de la centaine de millier par événement).

centraux full field et une trentaine d'événements Au-Au centraux reversed full field.

Les résultats de ces tests sont très satisfaisants : l'ensemble des distributions calculées par le V0Tester et par le XiTester montre un excellent accord entre les valeurs calculées par le code C++ et celles du code Fortran. Un exemple pour 217 Xis en est donné figure III.12.

Quant au nombre total de candidats trouvés, si le V0Finder en trouve bien entendu un nombre différent du code Fortran, le XiFinder en trouve 0,45 % de moins (116 626 au lieu de 117 159). Tous les bachelors n'ont pas pu être associés, mais l'association des V0 a bien fonctionné puisqu'un seul V0 sur les 10 702 n'a pas été associé.

Les deux testers ont permis d'éliminer plusieurs bugs ; nous avons également inséré 4 bugs différents dans le XiFinder afin de déterminer si leur influence est visible sur les distributions examinées, et cela a effectivement été le cas.

Notons pour finir que l'erreur due à la numérisation et à l'arrondissement des nombres flottants, stockés en binaire, est, pour le type des variables que nous avons utilisées :

$$6.10^{-8} < \frac{\Delta x}{x} < 1,2.10^{-7}$$

Tests statistiques

La troisième série de tests est constituée de tests statistiques, réalisés sur une statistique plus grande que dans le paragraphe précédent, mais sans association candidat par candidat. Il s'agit de comparer les distributions de diverses variables et de vérifier que les distributions données par le code C++ sont les mêmes que celles données par le code Fortran. Dans le cas du V0Finder, qui ne trouve pas exactement les mêmes candidats, il s'agit de démontrer que la forme de ces distributions est tout de même respectée.

Ces tests ont été réalisés sur des événements Au-Au centraux en réalisant une petite production avec le code C++ inséré dans la BFC. Les diverses particules qui peuvent être stockées sont donc :

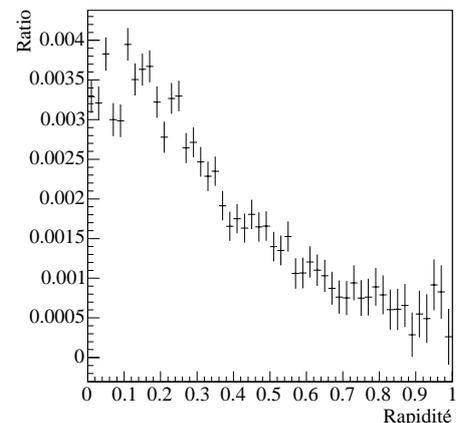
- les V0 Fortran ;
- les V0 C++ ;
- les Xi Fortran (leur V0 est alors nécessairement Fortran aussi) ;
- les Xi C++ dont le V0 est Fortran ;
- les Xi C++ dont le V0 est aussi C++ ;

et les 3 tests pouvant être réalisés sont :

- test du V0Finder seul, en comparant les distributions des V0 Fortran et des V0 C++, ou en comparant celles des Xi C++ dont le V0 est Fortran et celles des Xi C++ dont le V0 est C++ ;
- test du XiFinder seul, en comparant les distributions des Xi Fortran et des Xi C++ dont le V0 est Fortran ;
- test de la combinaison {V0Finder+XiFinder}, en comparant les distributions des Xi Fortran et des Xi C++ dont le V0 est C++.

Le choix des particules que l'on veut stocker ou ne pas stocker est réalisé par l'intermédiaire d'options que nous avons ajoutées, afin de gérer facilement les divers containers.

FIG. III.13 – Test du XiFinder seul sur la distribution en rapidité des candidats sans coupures d'analyse : C++/Fortran-1



Les distributions de test du XiFinder seul sont toutes superposées, c'est-à-dire qu'à un très faible nombre près, les distributions des Xi Fortran et des Xi C++ dont le V0 est Fortran sont similaires. Dès lors que des coupures d'analyse – ADL ou classiques – sont appliquées, les distributions deviennent toutes strictement identiques. La figure III.13 page précédente montre par exemple le rapport de la distribution en rapidité du C++ sur celle du Fortran (sans coupures) : la différence est partout inférieure à 0,5 %.

Le calcul des barres d'erreur sur l'ensemble de ces distributions a été fait de la manière suivante : les distributions sont fortement corrélées, puisque la majorité des candidats trouvés par le Fortran et par le C++ sont identiques. La valeur de l'erreur sur $R = \frac{C}{F} - 1$ est donc, en notant ρ le coefficient de corrélation :

$$\sigma_R = \frac{C}{F} \sqrt{\frac{\sigma_C^2}{C^2} + \frac{\sigma_F^2}{F^2} - 2\rho \frac{\sigma_C \sigma_F}{CF}}$$

soit, puisque $\sigma_C = \sqrt{C}$ et $\sigma_F = \sqrt{F}$:

$$\sigma_R = \frac{C}{F} \sqrt{\frac{1}{C} + \frac{1}{F} - \frac{2\rho}{\sqrt{CF}}}$$

La valeur de ρ ne peut être connue, car, ainsi que nous avons vu, il n'est pas possible d'associer les *xiVertex* Fortran et C++ sur une large statistique. Les résultats des tests réalisés au paragraphe précédent montrent toutefois qu'au vu des erreurs relatives inférieures à 10^{-4} %, il est raisonnable de prendre $\rho = 1$ pour ces candidats. Ces distributions sont cependant la somme de celles des candidats communs au Fortran et au C++ et de celles des candidats trouvés uniquement par l'un ou par l'autre code. Le nombre total de candidats trouvés est supérieur de 0,19 % avec le code C++. Sous l'hypothèse (raisonnable, dans le cas du XiFinder) que tous les candidats trouvés par le code Fortran le sont aussi par le code C++ et que la différence est uniforme pour chacune des distributions examinées, le coefficient ρ s'exprime par :

$$\rho = \sqrt{\frac{N_F}{N_C}} = \sqrt{\frac{1}{1 + \frac{0,19}{100}}} \simeq 0,9990$$

avec N_F et N_C le nombre de candidats trouvés par les codes Fortran et C++ respectivement. L'important est que la forme globale des distributions soit conservée, ce qui est le cas.

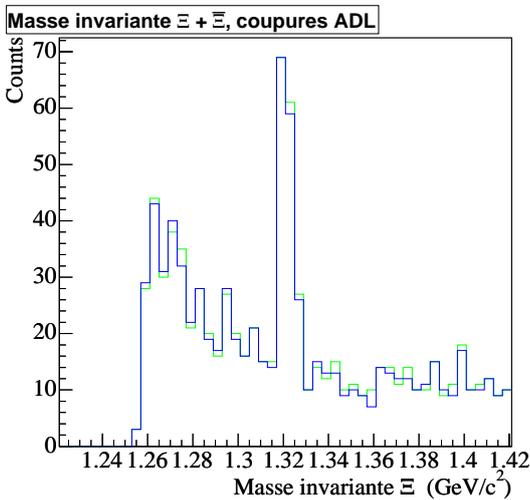
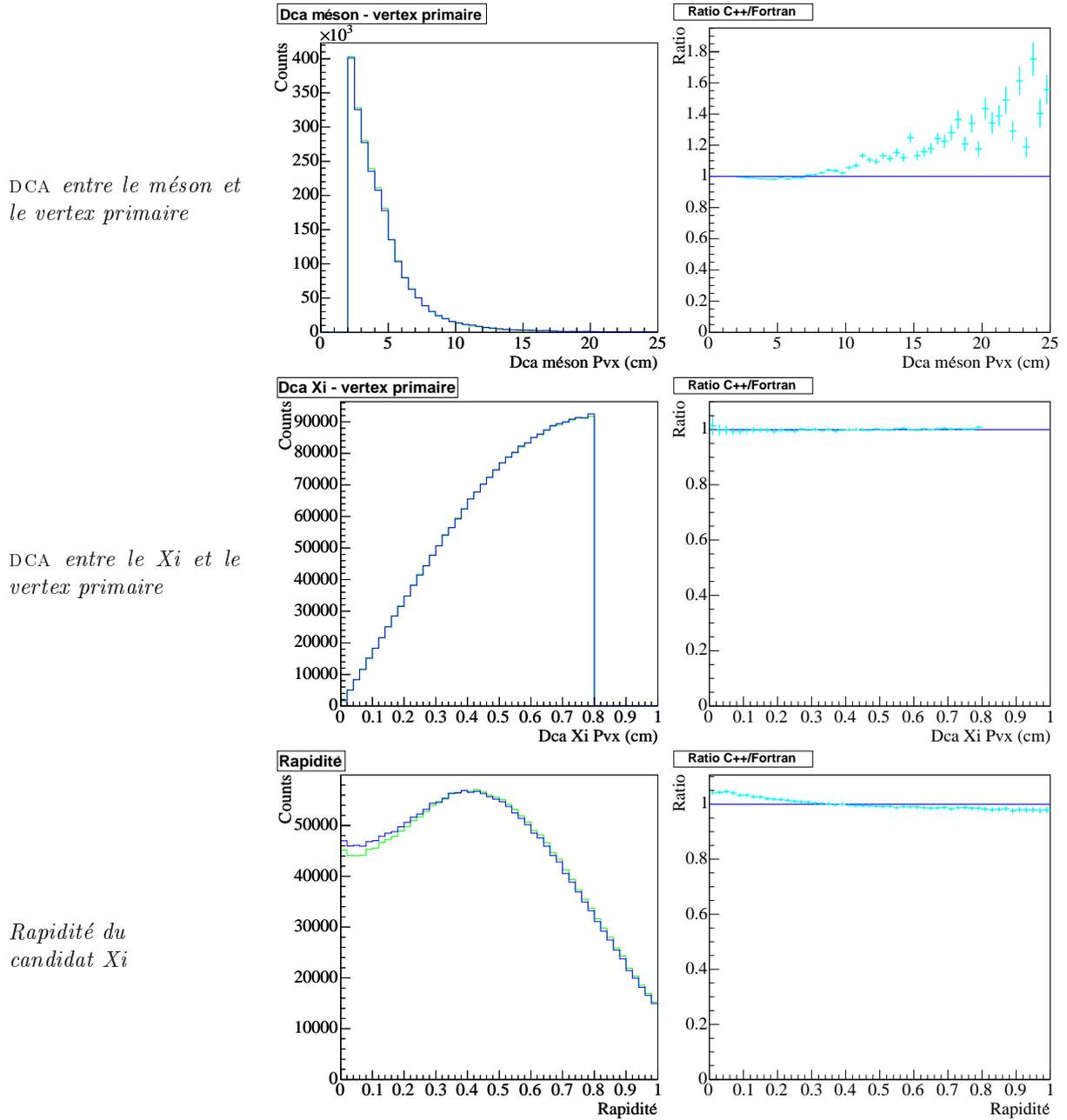


FIG. III.14 – Test du V0Finder seul sur la distribution en masse invariante des candidats avec coupures d'analyse : C++ en bleu, Fortran en vert

Comme attendu, les tests du V0Finder montrent une légère différence entre le code Fortran et le code C++. Lorsque des coupures d'analyse sont appliquées, les rapports des distributions C++/Fortran sont consistants avec 1 dans les barres d'erreur, lesquelles peuvent toutefois dépasser 20 % mais sont surestimées (*cf.* ci-dessous). La masse invariante est donnée à titre d'exemple dans la figure III.14. Sans coupures, la plupart des variables géométriques présentent une différence – celles n'en ayant pas sont les DCA entre les particules-filles du V0 et du Xi, et les DCA au vertex primaire du Xi, du bachelor et du V0. Parmi les variables cinématiques, seule la rapidité présente une structure. La figure III.15 montre à titre d'exemple les déviations pour la rapidité et pour la DCA du méson au vertex primaire. Pour ce test du V0Finder, les hypothèses faites pour le XiFinder à propos du calcul de la corrélation ne sont pas vérifiées. Il a donc été supposé que les distributions n'étaient pas corrélées, et les barres d'erreur de ces graphes sont une borne supérieure des barres d'erreur réelles. Le nombre plus élevé de candidats non communs aux deux codes fait que ρ est bien plus faible

que pour le XiFinder, et la dépendance de σ_R en fonction de ρ – d'autant plus faible que ρ est proche de 0 – fait que la taille réelle des barres d'erreur est moins d'un ordre de grandeur inférieure à la taille calculée sans corrélation.

Les analyses réalisées avec une plus grande statistique sur d'autres systèmes de collision montrent que le comportement global est très satisfaisant, malgré les modifications des distributions par le V0Finder.



7.2 Temps de calcul

Le V0Finder est environ 4 fois plus lent que le code Fortran correspondant. Nous n'avons pas testé le XiFinder seul, mais la combinaison des deux codes C++ est 2 à 3 fois plus lente que l'équivalent Fortran.

Cependant, ces codes sont destinés principalement à être utilisés dans la production, c'est-à-dire dans la chaîne de reconstruction (BFC). Le temps d'exécution des makers de reconstruction des particules étranges ne constitue que quelques pourcents de la totalité du temps d'exécution de la chaîne, ce dernier n'est donc pas augmenté sensiblement, d'autant plus que les deux coupures introduites par rapport au code Fortran réduisent le nombre de candidats à examiner ainsi que le volume de données à enregistrer.

En ce qui concerne l'utilisation des V0- et XiFinder sur les CommonMicroDsts, la vitesse du code est très importante car elle est cette fois directement liée au temps total de calcul. Ce type d'utilisation était tout simplement impossible avec le code Fortran, le fait que le code C++ soit plus lent n'est donc pas en soi un inconvénient. Nous avons néanmoins essayé d'en optimiser la vitesse en appliquant par exemple les coupures le plus tôt possible dans l'algorithme. Au final, la reconstruction des V0 et Xi d'un événement Au-Au central prend de 10 à 15 secondes.

À titre indicatif, le temps nécessaire à la création d'un fond combinatoire (reconstruction des $xiVertex$ par rotation d'une trace, cf. § III-6.2 (p. 60)) avec 10^6 événements Au-Au centraux est théoriquement de 150 jours. En pratique, un mois et demi suffit, grâce à l'exécution simultanée de plusieurs process.

7.3 Efficacité

La figure III.16 [68] donne l'efficacité sur le signal de Ξ du V0Finder et du XiFinder indépendamment l'un de l'autre. Ces efficacités s'entendent coupures de reconstruction incluses, ce qui explique leurs relativement faibles valeurs. L'efficacité de reconstruction des traces (*tracking*) n'est pas comprise dedans.

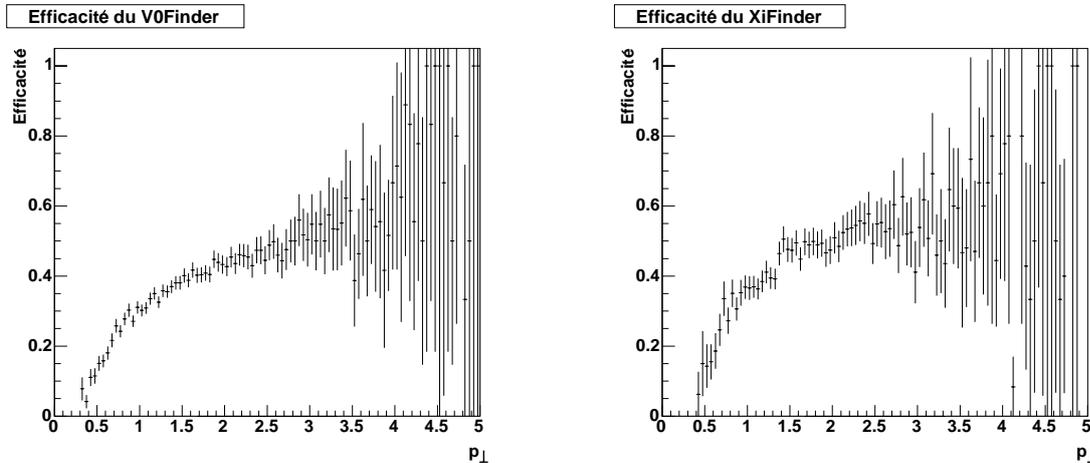


FIG. III.16 – Efficacité sur le signal de Ξ du V0Finder (à gauche) et du XiFinder (à droite). L'impulsion est en GeV/c

La figure III.17 [68] présente l'efficacité de la combinaison {V0Finder+XiFinder} sur le signal, pour le Ξ (à gauche) et pour le Ω (à droite). Les graphes bleus sont coupures incluses – celui de gauche est donc le produit des deux efficacités présentées dans la figure III.16. Les graphes rouges sont obtenus en enlevant toutes les coupures géométriques, ainsi que les coupures cinématiques du V0Finder ($\alpha_{Armanteros}$ et $p_{\perp Armanteros}$, dont l'efficacité est de 100 %). Ces graphes donnent donc l'efficacité des algorithmes eux-mêmes avec les coupures de causalité et une coupure sur le nombre de points des deux traces-filles du $v0Vertex$.

Ces coupures sont bien plus larges que les coupures finales d'analyse, elles n'ont donc pas lieu d'être changées si les coupures d'analyse ne le sont pas. Il sera néanmoins intéressant de réfléchir à un éventuel autre jeu de coupures pour les candidats à basse impulsion transverse.

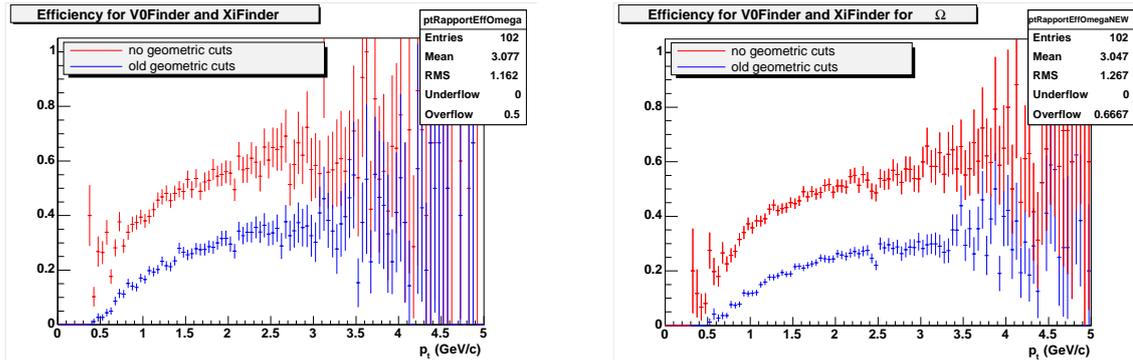


FIG. III.17 – Efficacité de l'association $\{V0Finder+XiFinder\}$ sur le signal : pour les Ξ (à gauche) et pour les Ω (à droite). Les graphes bleus sont avec coupures, les graphes rouges sont sans certaines coupures (cf. texte)

7.4 Bilan

Le nouveau code C++ est capable de lire indifféremment des fichiers `.daq`, des Dsts ou des CommonMuDsts, tandis que l'ancien code ne pouvait être exécuté en dehors de la BFC, et donc ne pouvait lire que des fichiers `.daq`. Cette amélioration, conjointement avec l'implémentation de la rotation de traces, était nécessaire à l'élaboration de la méthode de soustraction du fond que nous avons choisie pour notre analyse. Elle était de plus indispensable à la nouvelle chaîne de reconstruction, le code Fortran ne pouvant être exécuté avec le nouveau tracker ITTF.

Il peut être ici intéressant d'ajouter que les traces ne sont pas réajustées avec le vertex trouvé comme point supplémentaire des traces-filles. Une telle procédure serait utile car elle permettrait de comparer le χ^2 du nouvel ajustement et celui de l'ancien, mais elle n'est pas et ne sera pas implémentée, car trop coûteuse en temps de calcul pour le réajustement des traces.

La clarté du XiFinder a également rendu possible la création d'un H0Finder en une journée seulement, sur la base de l'algorithme existant : nous avons pour cela choisi le mode de décroissance par interaction faible $H^0 \rightarrow \Lambda + p + \pi$ et la recherche de la topologie $v0Vertex$ (Lambda) + 2 bachelors (proton, pion). Si le détecteur microvertex est installé, les V0- et XiFinder pourront servir à la reconstruction topologique de mésons charmés tels que $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$, $D^+ \rightarrow K^- \pi^+ \pi^+$, $D^+ \rightarrow \bar{K}^0 \pi^+$, $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$, ou encore $D_s^+ \rightarrow K^+ \bar{K}^0$.

Analyse discriminante linéaire

Ce chapitre décrit l'adaptation pour les conditions de notre analyse d'une méthode largement utilisée en traitement des données à la différenciation entre le signal recherché (Ξ ou Ω) et le bruit qui l'accompagne, c'est-à-dire à la classification de types: l'Analyse Discriminante Linéaire de Fisher. Des développements ont été rendus nécessaires par la différence de statistique entre le bruit et le signal, dont la magnitude est caractéristique de ce domaine de la Physique.

Dans ce chapitre :

Classification de types : Introduction au problème général de la classification de types. Problème du sur-entraînement.

Observables : variables de coupure : Présentation détaillée de l'ensemble des observables utilisées dans la suite de l'analyse: variables géométriques, angles de pointage, $\cos \theta^*$ et nombre de points dans la TPC.

Échantillons : Préparation des échantillons d'apprentissage de l'ADL.

Principes de l'ADL basique : Définition de variables basées sur la quantité de signal et de bruit dans un échantillon. Avantages de l'ADL sur les coupures classiques. Présentation de la méthode ADL la plus simple (Fisher), et de problèmes justifiant un développement de cette méthode.

Amélioration de l'ADL : Développements réalisés: ADL multicoupures et changement de critère. Fonctionnement des diverses méthodes, détermination des directions ADL et des valeurs de coupure. Problème de la statistique nécessaire à l'entraînement.

LE FAIBLE TAUX DE PRODUCTION des particules recherchées et la statistique limitée des données rendent nécessaire l'optimisation des coupures de sélection du signal par rapport au bruit. Le développement d'une nouvelle méthode de sélection a pour but d'augmenter la statistique disponible après application des coupures, par une méthode restant toutefois simple et rapide d'utilisation une fois mise au point.

La cerise sur le gâteau (ou le gâteau sous la cerise, tant cet avantage est important) est la simplification maximale de l'optimisation des coupures, grâce à une transformation de l'espace des coupures en sous-espace unidimensionnel, impossible à réaliser par la méthode classique.

Les références utilisées pour ce qui est décrit dans les paragraphes IV-1 et IV-4.3 sont [69, 70] et, dans une moindre mesure, [71].

1 Classification de types

1.1 Problème général

Le problème que nous nous posons est un problème de classification de types. Il consiste en la classification d'un objet dans une catégorie. Les données du problème dans le cas général sont :

- p classes d'objets de même type;
- n observables définies pour toutes les classes;
- pour chacune des p classes, un échantillon de N_k objets, k indexant la classe.

Précisons que l'on peut se placer dans un cadre encore plus général dans lequel les observables ne sont pas nécessairement définies pour toutes les classes, voire dans lequel les classes elles-mêmes ne sont pas définies: il existe des algorithmes de classification de types capables de déterminer eux-mêmes le nombre de classes existantes et leurs caractéristiques¹. Il n'est donc pas non plus indispensable de disposer d'échantillons dont la classe d'appartenance est connue.

Le but est donc de créer un algorithme qui, connaissant les données listées ci-dessus, soit capable de classer un nouvel objet dans l'une des classes définies. De manière générale, ceci se fait en 5 phases distinctes :

- la collecte des données;
- la définition des caractéristiques qui différencient les classes;
- le choix d'un algorithme de classification de types;
- la phase d'apprentissage²;
- la phase de test.

Bien entendu, à l'issue de la phase de test, chacune des 4 phases précédentes peut être amenée à être modifiée, selon les résultats obtenus.

La figure IV.1 décrit la manière dont fonctionne un algorithme de classification de types.

La phase impliquant les détecteurs est la collecte des données, qui sont des informations de bas niveau. Dans notre cas, il s'agit de collecter les points dans la TPC ou dans les détecteurs Silicium, par exemple.

Les phases de segmentation et d'extraction des caractéristiques transforment les informations de bas niveau en des informations de niveau moyen, généralement moins nombreuses et plus informatives. Dans notre cas, la segmentation correspond par exemple à la reconstruction des traces et des vertex secondaires ($v0Vertex$ et $xiVertex$), et l'extraction des caractéristiques est le calcul des diverses variables de coupure. La phase de segmentation est la plupart du temps la plus difficile à mettre en œuvre.

Le classement n'est pas la dernière phase. Il s'agit en fait de calculer, à partir des informations de niveau moyen obtenues lors des phases précédentes, des informations de haut niveau – le plus souvent

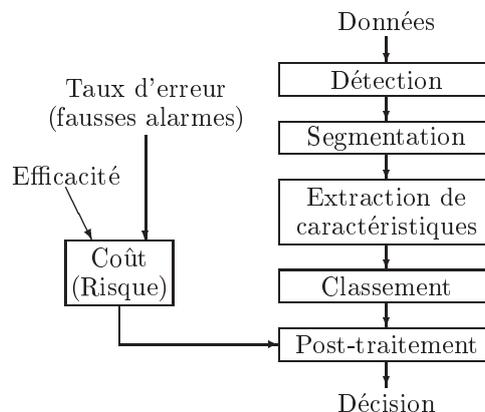


FIG. IV.1 – Algorithme d'une classification de types

1. Ce type de fonctionnement est appelé *unsupervised learning* en Anglais, par opposition au *supervised learning* pour lequel on sait à quelle classe appartient chaque candidat de l'échantillon d'apprentissage.

2. En Anglais: *training*, ou *learning*.

une poignée de variables, voire une seule, mais qui sont très informatives. À ce stade, la classification est effectuée, dans le sens où l'on peut comparer deux objets entre eux.

Toutefois, la décision finale ne sera prise qu'à l'issue de la phase de post-traitement, qui prend en compte une efficacité et un taux de fausses alarmes dans le calcul de la décision. Cette décision correspond à la minimisation d'un coût.

Dans notre cas, le nombre p de classes vaut 2, et nous les appellerons désormais *signal* et *fond*. Le signal est constitué des vraies particules Ξ ou Ω , tandis que le fond est constitué de tous les autres $xiVertex$.

1.2 Problème de la performance

L'existence d'une phase de test est essentielle pour l'obtention d'un algorithme performant, car sa performance n'est pas la même sur l'échantillon d'apprentissage et sur l'échantillon d'évaluation. Cette dernière est toujours inférieure à la performance sur l'échantillon d'apprentissage.

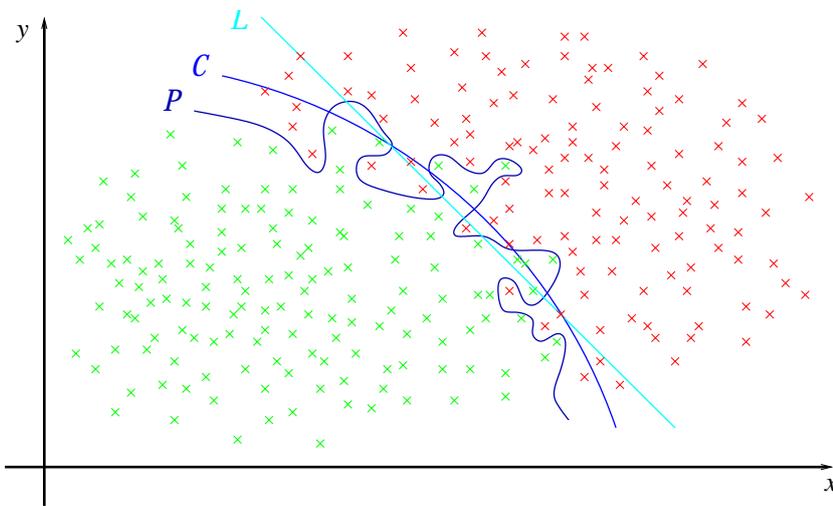


FIG. IV.2 – Performance de diverses frontières sur leur échantillon d'apprentissage

Ceci est illustré par la figure IV.2, qui montre les distributions de deux classes (en vert et en rouge), pour l'échantillon d'*apprentissage*, ainsi que trois frontières de type distinct : une droite \mathcal{L} , une courbe simple \mathcal{C} décrivant un peu mieux la frontière entre les deux classes, et une paramétrisation complexe \mathcal{P} décrivant les échantillons pratiquement candidat-par-candidat.

Le résultat de ces mêmes frontières sur un échantillon-test sera très différent : la performance de la droite sera plutôt correcte et celle de la courbe simple sera bonne, mais celle de la courbe complexe sera mauvaise.

La raison est que le comportement global de deux échantillons est identique, mais le comportement très local diffère, à cause de leur statistique finie et d'éventuelles différences systématiques ; on ne peut donc pas baser un algorithme de classification de types sur une description trop locale des échantillons d'apprentissage. Ces constatations seront importantes pour notre analyse, comme nous le verrons dans la partie IV-5 (p. 80).

2 Observables : variables de coupure

Les variables utilisées en tant que caractéristiques d'une classe peuvent être choisies parmi les paramètres directement accessibles, ou être fabriquées à partir de ces derniers. Dans le cas le plus général, une variable utilisée dans une méthode de classification de types peut être la variable discriminante de sortie d'une précédente méthode de classification de types éventuellement différente. Le nombre de variables à utiliser est à lui seul une étude lourde. Il doit en général être le plus grand possible de manière à avoir la plus grande discriminance possible, mais peut être limité pour des raisons de statistique ou de temps de calcul. Des méthodes existent pour réduire ce nombre de variables sans trop perdre en discriminance (voir le dernier paragraphe de ce chapitre).

Nous avons employé 25 variables, presque toutes directement accessibles, que l'on peut diviser en quatre catégories : 10 variables géométriques, 11 angles de pointage, une variable cinématique, et les 3 nombres de points dans la TPC. Les distributions de ces variables, pour le fond et pour le signal, sont données dans l'annexe C. À cause des caractéristiques intrinsèques à la méthode de l'analyse discriminante linéaire, même multicoupures (*cf.* § IV-5), les distributions doivent, dans la mesure du possible, ne présenter qu'un seul pic, afin que la méthode soit pleinement performante. Les variables données ci-dessous sont donc prises en valeur absolue (DCA's, angles de pointage, $\cos\theta^*$).

2.1 Coupures géométriques conventionnelles

Les coupures géométriques utilisées ici sont au nombre de 10. Il s'agit de celles présentées au paragraphe III-2 (p. 48), à savoir :

- la distance de plus courte approche entre les particules-filles du Λ ;
- la distance de plus courte approche entre les particules-filles du Ξ ou Ω ;
- la longueur de décroissance du Ξ ou Ω ;
- la longueur de décroissance du Λ ;
- la “fausse” longueur de décroissance du Λ , c'est-à-dire la distance entre son vertex de désintégration et le vertex primaire ;
- la distance de plus courte approche du Ξ ou Ω au vertex primaire ;
- la distance de plus courte approche du Λ au vertex primaire ;
- la distance de plus courte approche du bachelor au vertex primaire ;
- la distance de plus courte approche du méson au vertex primaire ;
- la distance de plus courte approche du baryon au vertex primaire.

La plupart de ces variables sont, dans une certaine mesure, corrélées entre elles. Par exemple la “fausse” longueur de décroissance du Λ est fortement corrélée à la longueur de décroissance du Λ et à celle du Ξ ou Ω . Ou encore la distance de plus courte approche du bachelor au vertex primaire est corrélée à la distance de vol du Ξ ou Ω .

2.2 Angles de pointage

Les angles de pointage désignent les angles pouvant être définis entre l'impulsion d'une particule et la direction formée par deux vertex. Soient P , X et V respectivement le vertex primaire, le vertex de désintégration du Ξ ou Ω , et celui du Λ , et soient les trois vecteurs $\vec{u} = \overrightarrow{PX}$, $\vec{v} = \overrightarrow{XV}$ et $\vec{w} = \overrightarrow{PV} = \vec{u} + \vec{v}$. Les onze angles de pointage utilisés sont les suivants :

- $(\vec{u}, \vec{p}_{\Xi}^X) = \text{uXi}$;
- $(\vec{u}, \vec{p}_{\Lambda}^X) = \text{uV0}$;
- $(\vec{u}, \vec{p}_{\text{Bac}}^X) = \text{uBac}$;
- $(\vec{u}, \vec{p}_{\text{Mes}}^V) = \text{uMes}$;
- $(\vec{u}, \vec{p}_{\text{Bar}}^V) = \text{uBar}$;
- $(\vec{v}, \vec{p}_{\Lambda}^X) = \text{vV0}$;
- $(\vec{v}, \vec{p}_{\text{Mes}}^V) = \text{vMes}$;
- $(\vec{v}, \vec{p}_{\text{Bar}}^V) = \text{vBar}$;
- $(\vec{w}, \vec{p}_{\Lambda}^X) = \text{wV0}$;
- $(\vec{w}, \vec{p}_{\text{Mes}}^V) = \text{wMes}$;
- $(\vec{w}, \vec{p}_{\text{Bar}}^V) = \text{wBar}$.

Les impulsions du Xi et du bachelor sont prises au vertex de décroissance du Xi, celles du méson et du baryon sont prises au vertex de décroissance du V0. La figure IV.3 page suivante présente les divers vecteurs sur un exemple de décroissance de Ω .

2.3 Cosinus de l'angle de décroissance

Le cosinus de l'angle de décroissance, ou $\cos\theta^*$, est habituellement utilisé pour discriminer le signal du bruit ou des corrélations. Il est défini comme suit : soit \vec{p} l'impulsion de la particule se désintégrant, et \vec{p}_1^* et \vec{p}_2^* celles des deux particules-filles, dans le référentiel du laboratoire. Soient \vec{p}_1^* et

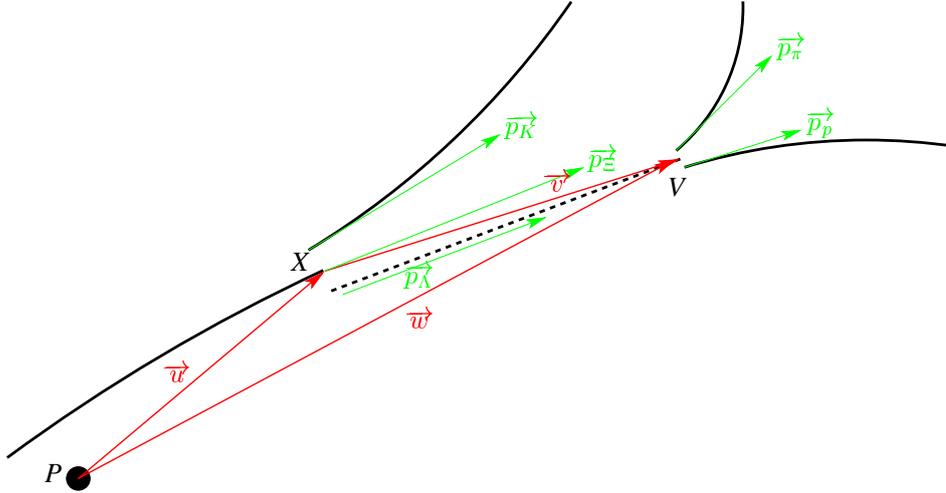


FIG. IV.3 – Vecteurs utilisés dans la définition des angles de pointage

$\vec{p}_2^* = -\vec{p}_1^*$ ces impulsions dans le référentiel du centre de masse. Le cosinus de l'angle de décroissance est défini par :

$$\cos \theta^* = \cos(\vec{p}, \vec{p}_1^*) \quad (\text{IV.1})$$

La distribution de cette variable présente de forts pics à -1 et $+1$ pour le bruit et les corrélations (cf. FIG. C.5 p. 194); elle peut par exemple servir à éliminer les Ξ lorsque l'on recherche des Ω , ou les K_s^0 lorsque l'on recherche des Λ . Nous n'avons utilisé que le $\cos \theta^*$ du $xiVertex$, mais nous aurions très bien pu y ajouter celui du $nuVertex$ ¹.

2.4 Nombre de points dans la TPC

Enfin, les trois dernières variables sont le nombre de points laissés dans la TPC par chacune des trois traces du $xiVertex$. Les caractéristiques du fond sont en effet différentes selon que le nombre de points est faible ou élevé. Ces trois variables seront notées NTH_{Bac} , NTH_{Mes} et NTH_{Bar} pour respectivement le bachelor, le méson et le baryon, NTH signifiant “number of hits in the TPC”.

Cette caractéristique permet d'envisager l'ajout d'autres variables pour les données prises avec les détecteurs Silicium : non seulement le nombre de points laissés dans ces couches, mais également par quelles particules-filles et dans quelles couches. Ceci peut être réalisé en ajoutant 3 variables – une par particule-fille –, construites en fonction de la distribution des points de la trace considérée dans les différentes couches de Silicium.

3 Échantillons

La méthode développée ici étant une méthode à apprentissage supervisé, il est nécessaire de disposer d'un échantillon de chaque classe séparément.

L'échantillon de bruit sera constitué de candidats des données réelles. Ceux-ci sont majoritairement constitués de bruit, mais la proportion de signal peut être gênante et ce dernier doit donc être éliminé : ceci est réalisé par une coupure en masse invariante autour de la masse du Ξ ou du Ω . Une autre fenêtre en masse invariante permet de ne sélectionner que les candidats à proximité de la masse du Ξ ou du Ω : c'est en effet dans cette zone que l'on souhaite réduire le niveau de fond.

L'échantillon de signal est obtenu à partir de la simulation : il est constitué des candidats associés de l'embedding.

Le détail des diverses coupures appliquées pour la formation des échantillons sera donné dans la partie V-1.2 (p. 94).

¹. Il n'est en fait pas (encore) implémenté dans le code.

4 Principes de l'ADL basique

Le sigle ADL signifie Analyse Discriminante Linéaire¹, et désigne un ensemble de méthodes de classification de types dont la propriété commune est de considérer que chaque classe occupe, dans l'espace défini par les n observables, un volume convexe dont les bords sont définis par des hyperplans.

4.1 Évaluation de la discrimination

Nous ne définirons pas ici de critère de discriminance, car nous disposons d'une fonction de coût sur laquelle nous nous appuyerons directement pour régler les coupures.

Dans toute la suite, S désignera une quantité de signal et N une quantité de fond (de bruit), sauf mention du contraire.

Commençons par définir les quelques variables que nous utiliserons par la suite comme indicateurs de performance des coupures :

- la *quantité de signal* S : c'est l'indicateur le plus simple ;
- l'*efficacité* $\varepsilon = \frac{S_{\text{post-coupures}}}{S_{\text{pré-coupures}}}$ est la proportion de signal gardée par les coupures (elle peut être appelée "sensitivité" dans d'autres domaines) ;
- la *pureté* $\frac{S}{S+N}$ est la proportion de candidats gardés qui sont effectivement du signal (elle est parfois appelée "spécificité") ;
- le *rapport signal sur bruit* $\frac{S}{N}$;
- l'*incertitude relative*, apparentée à l'inverse de la signification.

Toutes ces grandeurs sont indépendantes deux à deux (mises à part la pureté et le rapport signal sur bruit), et apportent donc des informations différentes.

L'expression de l'incertitude relative varie selon l'analyse effectuée. Son expression la plus générale est $\frac{\sigma_s}{S}$ dans le cadre du comptage d'une quantité de signal. Ses expressions aux divers stades de l'analyse seront données en temps utile.

La fonction de coût utilisée sera l'incertitude relative, car c'est cet indicateur qui garantit directement l'obtention de la plus petite erreur statistique possible sur le résultat. Toutefois, il est d'usage de visualiser également d'autres indicateurs pour déterminer la performance d'une méthode. Pour ce faire, il est nécessaire d'en associer deux, par exemple :

- le signal en fonction du rapport signal sur bruit ;
- le signal en fonction de la pureté : ce diagramme est strictement équivalent à un diagramme efficacité-pureté, et également strictement équivalent à celui mentionné ci-dessous ;
- l'efficacité en fonction de $\frac{N}{S+N}$ (c'est-à-dire la probabilité de détection en fonction du taux de fausses alarmes) : ce diagramme est appelé "courbe de COR" (Caractéristique Opérationnelle de Récepteur), en Anglais "ROC curve" (Receiver Operating Characteristic), et est largement utilisé lorsqu'il s'agit de comparer des méthodes de classification de types entre elles ;
- l'erreur relative en fonction du signal.

La variation des coupures dans de tels diagrammes définit un lieu des points qu'il est possible d'atteindre par une méthode donnée. Ce lieu peut être une surface (cas des coupures classiques) ou une courbe (cas de l'ADL). Dans un diagramme signal- S/N ou dans un diagramme efficacité-pureté, un déplacement selon la courbe (ou selon la frontière de la surface) induisant une amélioration de l'une des deux variables se traduit par une détérioration de l'autre. L'incertitude relative étant la fonction de coût, il n'en est pas de même dans un diagramme représentant l'erreur relative en fonction du signal : une courbe dans un tel diagramme est une fonction décroissante puis croissante² admettant un minimum global, lequel correspond à la coupure optimale recherchée.

4.2 Intérêts de l'utilisation de l'ADL

Amélioration apportée par rapport aux coupures classiques

Le principe de la méthode ADL est illustré par les trois dessins de la figure IV.4 page 77. Il a été supposé que 2 observables, x et y , étaient accessibles à l'observateur, et les distributions du signal et

1. En Anglais : LDA, pour *Linear Discriminant Analysis*.

2. Par rapport à l'optimum, un resserrement ou un relâchement des coupures fait que la quantité de signal baisse plus vite ou augmente moins vite que la barre d'erreur, dans le premier cas à cause de la faible quantité de fond, et dans le second cas du fait que la quantité de fond augmente plus vite que celle du signal.

du fond ont été représentées respectivement en vert et en rouge. Les zones bleu cyan sont celles qui sont éliminées par les coupures, lesquelles sont représentées par les droites bleues.

Les deux premiers dessins montrent le comportement des coupures classiques – c’est-à-dire des coupures nettes selon l’une ou plusieurs des observables –, et il faut ici imaginer que le nombre de candidats de fond est bien plus élevé que le nombre de candidats de signal. En haut, les coupures ont été choisies larges, de manière à ce que l’efficacité soit élevée, mais la conséquence est une grande pollution du signal par le fond. Au milieu, les coupures ont été choisies plus serrées, afin d’éviter d’avoir trop de fond, mais le prix à payer est une faible efficacité.

L’ADL consiste à ne plus couper selon les observables, mais selon une combinaison linéaire de toutes les observables, définie par une direction (ou axe) ADL. Le résultat, montré sur le dessin du bas, est une meilleure discrimination entre les deux classes (signal et bruit). Cela se traduit par une position plus intéressante dans le diagramme efficacité-pureté que toutes celles accessibles par les coupures classiques.

L’algorithme consiste à calculer la direction de cette droite de manière à ce que la discrimination entre les classes soit optimale selon un critère fixé. Un hyperplan perpendiculaire à la droite est alors associé à cette discrimination maximale et est appelé *hyperplan de meilleure discrimination*. Trois exemples de critère seront donnés dans les paragraphes suivants, ainsi que les algorithmes correspondants.

Facilité du réglage des coupures

Un deuxième intérêt de l’ADL est la facilité avec laquelle les coupures peuvent être réglées de manière à atteindre le point optimal.

L’optimisation des coupures est réalisée par une minimisation de l’erreur relative du résultat final. Il s’agit donc de minimiser une fonction définie de l’espace des coupures dans \mathbb{R} .

Dans le cas des coupures classiques, la dimension de l’espace des coupures est le nombre de variables utilisées, cet espace est donc \mathbb{R}^n . Or, la minimisation d’une fonction de \mathbb{R}^n dans \mathbb{R} est très complexe – et elle est de fait réalisée empiriquement.

Ce qu’apporte l’ADL, de par le fait qu’il s’agisse d’une combinaison linéaire des observables, est une transformation de l’espace \mathbb{R}^n en une courbe assimilable à \mathbb{R} , c’est-à-dire que l’on se ramène à la minimisation d’une fonction de \mathbb{R} dans \mathbb{R} , facile à réaliser. Il suffit en effet de calculer l’erreur relative en fonction du relâchement ou du resserrement de la coupure ADL et de déterminer son minimum, sachant de plus que cette fonction est décroissante puis croissante et n’engendre donc aucune ambiguïté sur la position du minimum.

Coupures pour des conditions particulières

Certaines zones de l’espace des phases ont une proportion de fond différente et peuvent donc nécessiter des coupures plus serrées ou moins serrées que les coupures “habituelles”.

Dans le cas par exemple d’un relâchement des coupures, les coupures classiques nécessitent de trouver de nouveau le minimum d’une fonction de \mathbb{R}^n dans \mathbb{R} , tandis qu’avec l’ADL, il suffit de relâcher la coupure ADL jusqu’à ce que le nouveau minimum soit atteint. Le gain de temps est considérable puisque cette opération doit être faite pour chaque nouveau système ou énergie de collision, chaque centralité et éventuellement à basse et haute impulsion transverse où la statistique est faible.

Mais il est aussi possible de calculer facilement un nouveau jeu de coupures, optimisées pour une région particulière de l’espace des phases, en ne constituant les échantillons d’apprentissage qu’avec les candidats peuplant cette région.

4.3 Critère de Fisher

La direction optimale trouvée dépend évidemment du critère appliqué pour son calcul. Le critère le plus courant est celui de Fisher, qui permet donc de réaliser ce que l’on appelle l’ADL de Fisher.

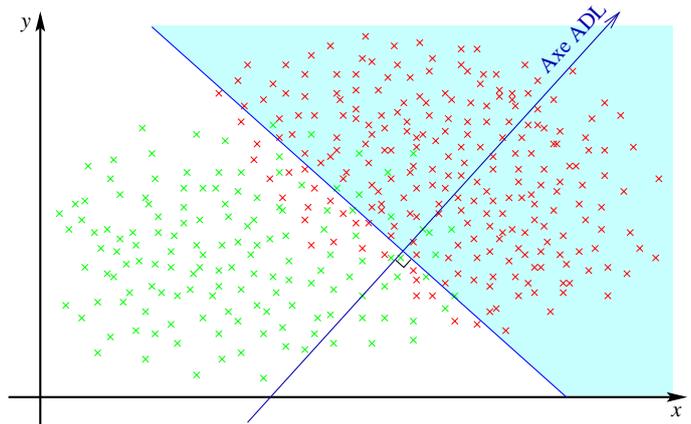
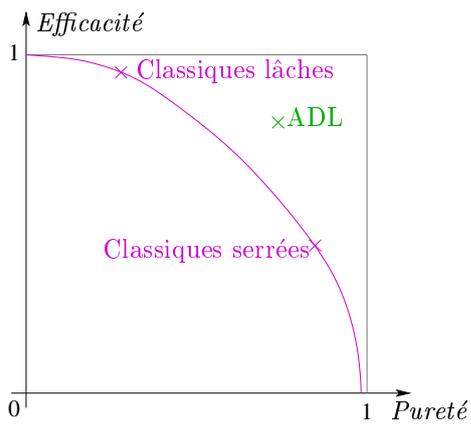
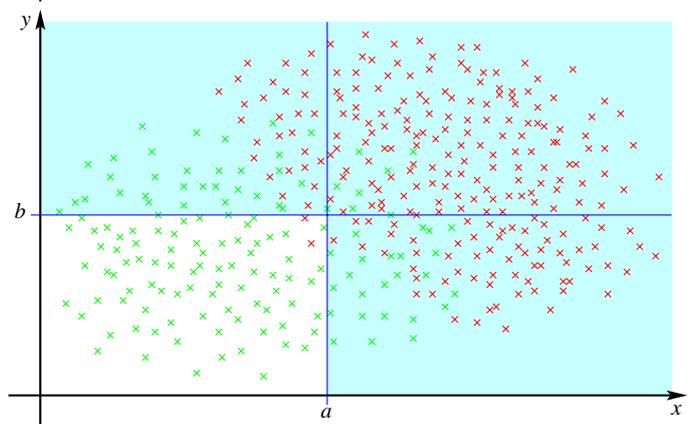
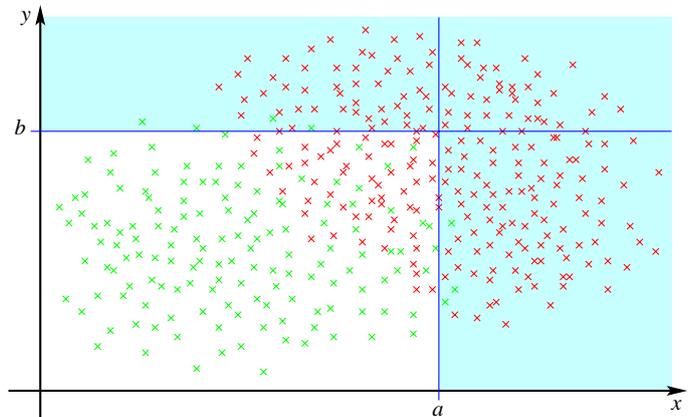
L’intérêt du critère de Fisher est que, outre sa simplicité de mise en œuvre, il donne l’expression exacte de la direction de la droite ADL, sans qu’un algorithme de maximisation soit nécessaire: il y a bien maximisation, mais la solution est analytique.

Appelons Δ une droite et \vec{u} son vecteur directeur, et projetons dessus les points des échantillons d’apprentissage. Soient μ_1 et μ_2 les moyennes des distributions des points projetés pour les classes 1 et 2 respectivement, et σ_1^2 et σ_2^2 les “dispersions” (variances non normalisées par le nombre d’observations): $\sigma_k^2 = \sum_{\vec{x} \in \mathcal{D}_k} (\vec{u} \cdot \vec{x} - \mu_k)^2$. Le critère de Fisher consiste à requérir que les moyennes des distributions

FIG. IV.4 – Principe de base de l'ADL : exemple avec 2 variables.

Lorsque l'on applique des coupures classiques (dessins du haut et du milieu), il faut choisir entre une bonne efficacité et un bon rapport signal sur bruit. Une coupure ADL (dessin du bas) permet de trouver un meilleur compromis.

Sur le graphe efficacité-pureté ci-dessous est représenté le lieu des meilleurs points possibles obtenus en faisant varier les coupures classiques – en mauve –, et la position d'un point obtenu par des coupures ADL, en vert.



soient le plus éloignées possible l'une de l'autre et que leurs largeurs soient les plus faibles possible, afin que le recouvrement des distributions soit minimal. Ceci se traduit par une maximisation de

$$\lambda(\Delta) = \frac{|\mu_1(\Delta) - \mu_2(\Delta)|^2}{\sigma_1^2(\Delta) + \sigma_2^2(\Delta)} \quad (IV.2)$$

et présente une certaine analogie avec le pouvoir de résolution d'un télescope, comme le montre la figure IV.5.

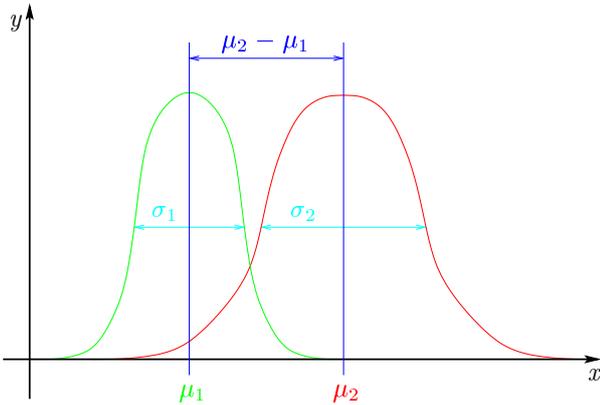


FIG. IV.5 – Analogie entre le critère de Fisher et le pouvoir de résolution d'un télescope

Sur cette figure, la variable x désigne respectivement la coordonnée ADL (c'est-à-dire l'abscisse curviligne sur la droite Δ , obtenue via le produit scalaire) ou la position (spatiale ou angulaire) selon que l'on se place dans le cas de l'ADL ou d'un télescope; y désigne un nombre de coups ou une quantité de lumière reçue. Un bon pouvoir séparateur exige non seulement que les moyennes soient éloignées, mais aussi que les taches d'Airy ne se recouvrent pas, c'est-à-dire que la largeur des distributions soit faible par rapport à la distance entre les moyennes.

La droite ADL est donc :

$$\Delta_{ADL} = \Delta / \lambda(\Delta) = \lambda_{max}$$

Dans la suite, nous appellerons n le nombre d'observables, \vec{u} le vecteur unitaire à n coordonnées caractérisant la droite Δ (elle-même caractérisant, conjointement avec la valeur de la coupure, l'hyperplan séparateur entre les 2 classes), et $N_k, k \in \{1; 2\}$ le nombre d'objets dans l'échantillon d'apprentissage de la classe k . L'ensemble de ces échantillons sera noté \mathcal{D}_k .

Soit \vec{x} une observation (donc un vecteur à n coordonnées) : sa projection sur la droite Δ est simplement le produit scalaire avec \vec{u} et s'écrit : $\vec{x} \cdot \vec{u}$. La moyenne d'une distribution est :

$$\vec{m}_k = \frac{1}{N_k} \sum_{\vec{x} \in \mathcal{D}_k} \vec{x}$$

et la moyenne de la projection sur \vec{u} est donc :

$$\mu_k = \frac{1}{N_k} \sum_{\vec{x} \in \mathcal{D}_k} \vec{x} \cdot \vec{u} = \vec{m}_k \cdot \vec{u}$$

La distance entre les moyennes projetées peut ainsi être calculée :

$$|\mu_1 - \mu_2| = |(\vec{m}_1 - \vec{m}_2) \cdot \vec{u}|$$

En utilisant les matrices transposées – dont la notation utilisée ici est tM pour la matrice transposée de M –, cette dernière formule peut être réécrite en $|{}^t\vec{u}(\vec{m}_1 - \vec{m}_2)|$. L'on obtient ainsi :

$$\begin{aligned} (\mu_1 - \mu_2)^2 &= ({}^t\vec{u}(\vec{m}_1 - \vec{m}_2))^2 \\ &= ({}^t\vec{u}(\vec{m}_1 - \vec{m}_2)) ({}^t(\vec{m}_1 - \vec{m}_2) \vec{u}) \\ &= {}^t\vec{u}(\vec{m}_1 - \vec{m}_2) \cdot {}^t(\vec{m}_1 - \vec{m}_2) \vec{u} \\ &= {}^t\vec{u} S_B \vec{u} \end{aligned}$$

avec $S_B = (\vec{m}_1 - \vec{m}_2) \cdot {}^t(\vec{m}_1 - \vec{m}_2)$ la matrice de variance inter-classes¹.

1. En Anglais : *between-class scatter*, d'où la notation S_B .

Une matrice S_W peut de même être définie pour calculer $\sigma_1^2 + \sigma_2^2$. S_W est en fait la matrice de variance intra-classe¹. Les contributions des différentes classes pouvant être séparées, calculons σ_k :

$$\begin{aligned}\sigma_k^2 &= \sum_{\vec{x} \in \mathcal{D}_k} (\vec{u} \cdot \vec{x} - \mu_k)^2 \\ &= \sum_{\vec{x} \in \mathcal{D}_k} ({}^t\vec{u}(\vec{x} - \vec{m}_k))^2 \\ &= \sum_{\vec{x} \in \mathcal{D}_k} {}^t\vec{u}(\vec{x} - \vec{m}_k) \cdot (\vec{x} - \vec{m}_k) \vec{u} \\ &= {}^t\vec{u} S_k \vec{u}\end{aligned}$$

avec $S_k = \sum_{\vec{x} \in \mathcal{D}_k} (\vec{x} - \vec{m}_k) \cdot {}^t(\vec{x} - \vec{m}_k)$, et l'on a très simplement $S_W = S_1 + S_2$.

Nous pouvons donc maintenant écrire le critère de Fisher matriciellement :

$$\lambda(\Delta) = \lambda(\vec{u}) = \frac{|\mu_1 - \mu_2|^2}{\sigma_1^2 + \sigma_2^2} = \frac{{}^t\vec{u} S_B \vec{u}}{{}^t\vec{u} S_W \vec{u}} \quad (\text{IV.3})$$

Puisque cette expression est invariante par transformation de \vec{u} en $\alpha \vec{u}$, $\alpha \in \mathbb{R}$, sa maximisation est équivalente à la maximisation de ${}^t\vec{u} S_B \vec{u}$ sous la condition ${}^t\vec{u} S_W \vec{u} = 1$. La méthode du multiplicateur de Lagrange (ici, ω) peut alors être utilisée : le maximum est atteint lorsque :

$$\forall j \in \{1, \dots, n\} \quad \frac{\partial}{\partial u_j} ({}^t\vec{u} S_B \vec{u} - \omega ({}^t\vec{u} S_W \vec{u} - 1)) = 0 \quad (\text{IV.4})$$

Le développement des produits matriciels donne :

$$\begin{aligned}\frac{\partial {}^t\vec{u} S \vec{u}}{\partial u_j} &= \frac{\partial}{\partial u_j} \left(\sum_{l=1}^n \sum_{k=1}^n s_{l,k} u_l u_k \right) \\ &= \sum_{l=1}^n \sum_{k=1}^n s_{l,k} (\delta_{i,l} u_k + \delta_{i,k} u_l) \quad (\text{En permutant les sommes et la dérivée}) \\ &= 2 \sum_{k=1}^n s_{i,k} u_k \quad (\text{Car } S_W \text{ et } S_B \text{ sont symétriques})\end{aligned}$$

L'équation (IV.4) peut donc être réécrite

$$\begin{aligned}(\text{IV.4}) &\Leftrightarrow 2S_B u - 2\omega S_W u = 0 \\ &\Leftrightarrow S_W^{-1} S_B u = \omega u\end{aligned}$$

On a donc montré qu'un vecteur \vec{u} maximisant l'expression (IV.3) vérifie :

$$\exists \omega \in \mathbb{R} \quad / \quad S_B \vec{u} = \omega S_W \vec{u}$$

ce qui est équivalent à :

$$\exists \omega \in \mathbb{R} \quad / \quad S_W^{-1} S_B \vec{u} = \omega \vec{u}$$

${}^t(\vec{m}_1 - \vec{m}_2) \cdot \vec{u}$ étant un scalaire, $S_B \vec{u}$ est toujours colinéaire à $\vec{m}_1 - \vec{m}_2$, et l'expression devient :

$$\exists \xi \in \mathbb{R} \quad / \quad S_W^{-1} (\vec{m}_1 - \vec{m}_2) = \xi \vec{u}$$

Il suffit ainsi de normaliser $S_W^{-1} (\vec{m}_1 - \vec{m}_2)$ pour obtenir le vecteur directeur de la droite ADL :

$$\vec{u} = \frac{S_W^{-1} (\vec{m}_1 - \vec{m}_2)}{\|S_W^{-1} (\vec{m}_1 - \vec{m}_2)\|} \quad (\text{IV.5})$$

Le critère de Fisher peut donc être résolu algébriquement, ce qui est par conséquent très rapide en temps de calcul et évite de devoir implémenter un algorithme numérique d'optimisation.

Comme il a été dit aux paragraphes IV-4.1 (p. 75) et IV-4.2 (p. 75), la détermination de la valeur de la coupure sur l'axe se fait en ajustant cette coupure de manière à obtenir l'incertitude relative la plus faible. Il n'y a qu'une seule coupure à faire varier, le processus est donc simple et rapide.

1. En Anglais : *within-class scatter*, d'où la notation S_W .

4.4 Problèmes posés

L'utilisation du critère de Fisher, bien que satisfaisante pour une majorité d'applications, pose un certain nombre de problèmes dans notre cas.

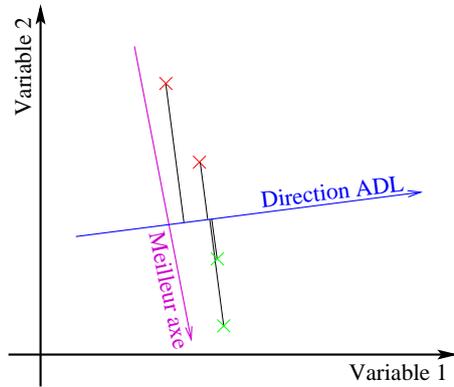


FIG. IV.6 – Cas où le dénominateur tend vers zéro dans le critère de Fisher

Le premier point à mentionner est que la droite ADL déterminée par le critère de Fisher ne définit l'hyperplan de meilleure discrimination que lorsque les distributions des deux classes sont gaussiennes [70] : ce critère est adapté aux distributions "simples" qui sont quasiment entièrement décrites par leur moyenne et leur écart-type. Ceci sous-tend que pour les autres distributions – et particulièrement dans notre cas –, il est possible de trouver un critère qui donne une meilleure discrimination que le critère de Fisher. Du fait que les distributions ne soient pas gaussiennes découle la nécessité de tenir compte des variations locales des distributions. Le critère de Fisher ne prend en compte en effet que les distributions dans leur ensemble, puisque leur moyenne et leur variance ne reflètent que leur comportement global. Une meilleure discrimination passe donc par une description locale des distributions, sans toutefois atteindre l'excès schématisé par la courbe \mathcal{P} de la figure IV.2 p. 72.

Ensuite, nous voulons appliquer l'ADL non pas à une simple séparation entre deux classes, mais à une véritable *extraction* de candidats d'une classe (le signal) parmi ceux d'une autre classe (le fond) pour nous sans intérêt, et dont le nombre est de plusieurs ordres de magnitude supérieur¹. Les deux différences fondamentales avec les applications classiques sont cette différence de statistique, et le fait que le domaine d'extension de ses distributions inclut celui de la classe de moindre statistique – autrement dit, si certains candidats bruit ont une géométrie que ne peut avoir un candidat signal, tous les candidats signal ont une géométrie que peut avoir un candidat bruit.

Enfin, le critère de Fisher consistant à maximiser un quotient, il arrive parfois que le dénominateur puisse atteindre des valeurs proches de zéro (cas de distributions dont l'écart-type selon une direction est faible, par exemple lorsqu'il y a une forte corrélation entre deux variables). La figure IV.6 présente un cas réel, pour lequel l'axe bleu – la meilleure direction au sens de Fisher – est presque perpendiculaire à la direction que l'on souhaiterait trouver, matérialisée par l'axe mauve.

5 Amélioration de l'ADL

5.1 ADL multicoupages

Le second des problèmes listés au paragraphe précédent, à savoir la très forte prédominance du fond sur le signal, peut être résolu par l'ADL multicoupages. Cette méthode permet également, dans une certaine mesure, de mieux gérer le premier problème, c'est-à-dire la localité des distributions, bien qu'une véritable solution ne puisse être apportée qu'en changeant de critère, comme nous le verrons au paragraphe suivant.

Le principe de l'ADL multicoupages consiste en l'application de plusieurs coupures ADL successives. La première coupure est déterminée par un apprentissage sur l'ensemble des candidats des deux échantillons. Une valeur de coupure est alors déterminée selon des critères que nous verrons au paragraphe IV-5.4 (p. 84). Cette première coupure est appliquée aux échantillons d'apprentissage, et l'on détermine avec les candidats restants une seconde direction de coupure ADL. Une valeur pour cette seconde coupure est ensuite calculée, et ainsi de suite. La figure IV.7 illustre le fonctionnement de cette méthode.

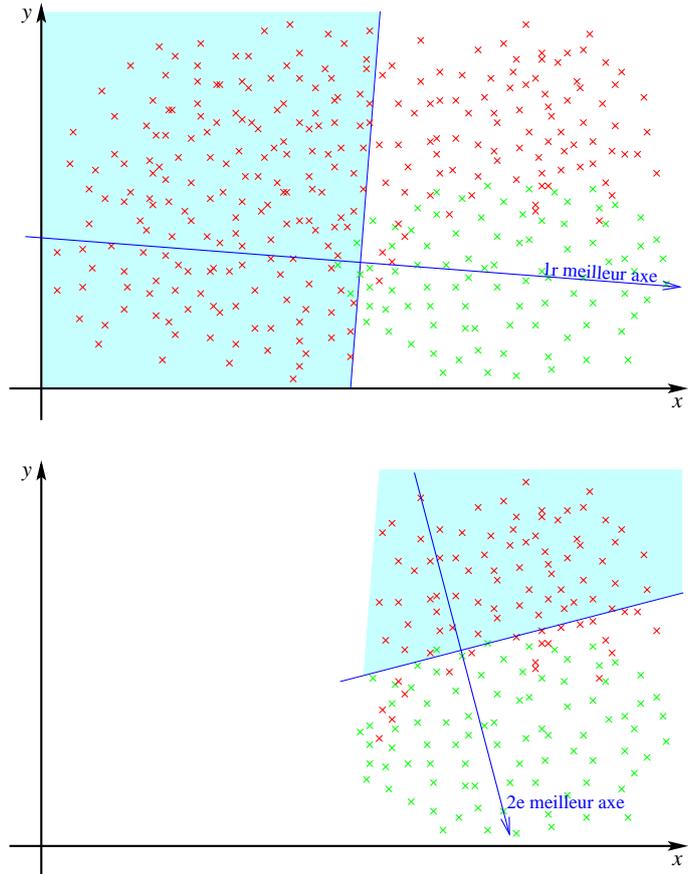
L'ADL multicoupages fournit donc une série de directions ADL, chacune étant un vecteur \vec{u}_i de l'espace des observables (n coordonnées). Elle fournit d'autre part une valeur de coupure c_i associée à la direction \vec{u}_i . La valeur de c_i dépend de \vec{u}_i , et la direction \vec{u}_i est fonction de \vec{u}_{i-1} et c_{i-1} . Chaque couple

1. Après les coupures de reconstruction, il y a environ 25 000 fois plus de bruit que de signal dans un événement central pour les Ξ ; ce facteur atteint environ 400 000 pour les Ω .

FIG. IV.7 – Principe de la méthode ADL multicoupsures :

La première étape est illustrée par le schéma du haut : une première direction ADL (en bleu) est calculée sur l'ensemble des candidats des échantillons d'apprentissage. La valeur de la coupure est déterminée de manière à ce que son efficacité sur le signal soit proche de 100 %. L'ensemble des candidats coupés est représenté en cyan.

La seconde étape est décrite par le schéma du bas : les candidats de la zone cyan précédente ont été supprimés de l'échantillon d'apprentissage, et une deuxième direction ADL est calculée sur les candidats restants. La valeur de la coupure est déterminée de la même manière que la précédente. Une troisième coupure peut alors être appliquée, et ainsi de suite.



(direction, coupure) définit un hyperplan, et l'ensemble de ces hyperplans délimite une forme connexe et même convexe par construction¹, dans laquelle les candidats sont considérés comme du signal.

Le nombre de coupures ADL à réaliser ne peut être déterminé qu'empiriquement. Il n'y a bien sûr pas de limite inférieure au nombre de coupures, mais plus ce nombre est élevé, mieux le signal pourra être extrait du fond. Cette technique permet de dépasser le caractère purement linéaire de la description de la frontière entre le bruit et le signal par l'ADL, sans toutefois perdre la linéarité de l'algorithme.

Il y a par contre deux limites supérieures. La première découle de ce qu'une description trop locale des distributions fournit une discriminance de mauvaise qualité, ainsi qu'expliqué au paragraphe IV-1.2 (p. 72) (voir en particulier la figure IV.2). La seconde provient de ce qu'au fur et à mesure de l'application des coupures ADL, le nombre de candidats dans les échantillons d'apprentissage baisse. À partir d'un certain nombre de coupures, il n'est donc plus suffisant pour déterminer la direction suivante de manière satisfaisante.

Le paragraphe IV-5.4 (p. 84) explique comment la première de ces deux limites supérieures peut être déterminée, *via* le nombre minimum de candidats éliminés par chaque coupure, lequel détermine directement la seconde limite supérieure. C'est cette dernière qui, dans le cas du Ω , limitera le nombre de coupures ADL utilisées. Pour le Ξ , ce nombre est limité par la première condition.

5.2 Critères optimisés

Les autres problèmes créés par l'ADL de Fisher – description globale des distributions et dénominateur petit augmentant “artificiellement” le critère à maximiser – peuvent être résolus en changeant de critère. Ceci ne remet bien entendu pas en cause l'ADL multicoupsures, car cette méthode ne dépend pas du critère utilisé pour déterminer les directions ADL en elles-mêmes. En fait, l'ADL multicoupsures est

1. Il est facile de modifier la méthode de telle sorte que la zone convexe soit la zone éliminée et non la zone sélectionnée, mais il est plus probable que la région de prédominance du signal soit convexe et non concave dans le cas général. La modification à effectuer est un remplacement du critère de coupure “Garder x si $(x > c_1).(x > c_2). \dots$ ” par “Garder x si $(x > c_1) + (x > c_2) + \dots$ ”, avec $.$ et $+$ les symboles logiques et c_i la valeur de la i^e coupure.

même rendue plus performante par le remplacement du critère de Fisher par un critère tenant compte de la localité des distributions.

Deux critères, que nous appellerons *optimisés*, peuvent être définis. Le nom d'optimisé provient de ce que, par construction, ils répondent exactement à ce que nous cherchons : un critère permettant d'extraire une faible quantité de signal d'une très grande quantité de fond, tenant compte du comportement local et non global des distributions.

Voici ces deux critères, exprimés pour le calcul de la direction du $i^{\text{ème}}$ vecteur ADL :

- Critère optimisé I : étant donnée une efficacité de la $i^{\text{ème}}$ coupure ADL sur le signal, maximisation de la quantité de fond éliminée ;
- Critère optimisé II : étant donnée une efficacité de la $i^{\text{ème}}$ coupure ADL sur le fond, minimisation de la quantité de signal éliminée.

Leur formulation est antisymétrique pour le signal et le bruit, mais nous n'avons pas testé si ces deux critères sont équivalents.

En effet, ils requièrent un tri du tableau contenant les candidats de l'échantillon d'apprentissage de la classe sur laquelle l'efficacité de la coupure est connue (imposée, en fait), et ceci à chaque pas de l'optimisation. Pour le critère I, le tableau trié est celui du signal ; pour le critère II c'est celui du bruit. Or, lorsque la méthode de l'ADL multicoupsures est utilisée, le nombre de candidats de bruit est le plus souvent bien plus élevé que celui du signal, car, l'efficacité de chaque coupure étant beaucoup plus faible sur le bruit que sur le signal, il faut commencer la recherche des coupures ADL avec un échantillon de fond très peuplé. La conséquence de ceci est que le critère II rend la recherche des directions bien plus longue, et un essai a montré que le temps de calcul nécessaire est en fait absolument prohibitif.

Dans la suite, nous n'utiliserons donc que le critère optimisé I. À moyen terme, il pourrait être possible de créer un programme utilisant le critère optimisé II, d'une part en relisant les données à chaque coupure de manière à maintenir constant le nombre de candidats de fond utilisés pour la détermination des directions ADL, et d'autre part en réduisant (considérablement) le nombre de candidats de fond utilisés pour les premières coupures, la conséquence de cette restriction étant une éventuelle moins bonne détermination de ces directions, puisque moins de candidats seraient utilisés.

Soulignons pour terminer qu'à cause d'une statistique insuffisante de l'échantillon de fond, la limite du nombre de coupures ADL mentionnée dans la section précédente peut être atteinte (dans notre étude, c'est le cas pour le Ω mais pas pour le Ξ), c'est-à-dire qu'il n'y a plus assez de fond dans l'échantillon d'apprentissage pour déterminer d'autres coupures, alors que le rapport signal sur bruit n'est pas encore satisfaisant. Dans un tel cas, il peut être judicieux de déterminer la dernière coupure non pas avec un critère optimisé, mais avec le critère de Fisher ; d'une part parce qu'à ce stade, les quantités de fond et de signal sont presque du même ordre de grandeur, et d'autre part parce que pour cette dernière coupure – plus serrée que les précédentes –, il est nécessaire d'avoir un critère global et non local. Le problème du dénominateur tendant vers 0 peut cependant effacer l'intérêt d'utiliser le critère de Fisher dans ce cas.

5.3 Algorithme du critère optimisé I

Fonction à maximiser

Contrairement au critère de Fisher, l'utilisation d'un critère optimisé requiert l'implémentation d'un algorithme de maximisation (ou de minimisation, selon le critère utilisé ; nous nous placerons maintenant dans le cas du critère I, mais l'algorithme est aussi valable pour le critère II).

Soit ε_{s_i} l'efficacité donnée de la coupure sur le signal et \mathcal{D}_{S_i} l'ensemble des candidats de l'échantillon de signal après les $i - 1$ premières coupures. Si l'on assigne 1 à *vrai* et 0 à *faux*, le nombre de candidats de signal éliminés par la coupure c_i selon l'axe \vec{u}_i^\dagger est :

$$S_i - S_{i+1} = (1 - \varepsilon_{s_i})S_i = \sum_{\vec{x} \in \mathcal{D}_{S_i}} (\vec{x} \cdot \vec{u}_i^\dagger < c_i)$$

avec S_i le nombre de candidats de signal (dans l'échantillon d'apprentissage) utilisés pour déterminer la $i^{\text{ème}}$ direction. La valeur de c_i est donc déterminée de façon à vérifier l'égalité suivante :

$$1 - \frac{\sum_{\vec{x} \in \mathcal{D}_{S_i}} (\vec{x} \cdot \vec{u}_i^\dagger < c_i)}{S_i} = \varepsilon_{s_i} \quad (\text{IV.6})$$

La fonction f que l'on maximise est bien sûr le nombre de candidats de fond éliminés par la coupure, et l'on peut donc l'écrire

$$f : \mathbb{R}^n \longrightarrow \mathbb{N} \\ \vec{u}_i \longmapsto \sum_{\vec{x} \in \mathcal{D}_{B_i}} (\vec{x} \cdot \vec{u}_i < c_i) \quad (\text{IV.7})$$

avec \mathcal{D}_{B_i} l'ensemble des candidats de l'échantillon de bruit après les $i - 1$ premières coupures.

L'efficacité ε_{s_i} étant fixée (c'est un paramètre que l'on choisit), l'optimisation consiste à maximiser f en fonction de \vec{u}_i , sachant que la valeur c_i dépend de \vec{u}_i (elle doit donc être recalculée à chaque pas).

Algorithme de la maximisation

L'algorithme que nous avons choisi pour maximiser f consiste en la variation d'une coordonnée du vecteur \vec{u} à la fois [70]. Si l'on représente l'ensemble des vecteurs \vec{u} possibles par un espace de dimension n dont une base est constituée des vecteurs normés $\vec{x}_j = (\delta_{1,j}, \delta_{2,j}, \dots, \delta_{n,j})$ selon les directions des n observables¹, trouver le maximum de f sur cet espace avec cette méthode revient à se déplacer pas à pas dans cet espace selon un vecteur colinéaire à l'un des \vec{x}_j .

Un tel algorithme est simple à mettre en œuvre, mais a pour inconvénient de pouvoir converger vers un maximum local au lieu du maximum global recherché². Ce problème est partiellement résolu par la condition initiale: le vecteur de départ naturel pour cet algorithme est la direction trouvée selon le critère de Fisher. Cela permet de s'assurer que le résultat obtenu sera forcément meilleur qu'avec Fisher, et que l'on démarre l'algorithme dans une zone dans laquelle le maximum global a une forte probabilité de se trouver.

Techniquement, l'algorithme est constitué de plusieurs boucles imbriquées. En voici la liste, de la boucle la plus externe à la plus interne:

- boucle sur le pas de variation de \vec{u} (pas de plus en plus petit);
- boucle “infinie” de laquelle le programme sort lorsque le vecteur \vec{u} ne bouge plus (le maximum a été trouvé pour le pas de variation considéré);
- boucle sur j (une coordonnée \vec{x}_j à la fois de \vec{u} est changée);
- boucle “infinie” de laquelle le programme sort lorsque le vecteur ne bouge plus (le maximum a été atteint pour une variation de la $j^{\text{ème}}$ coordonnée).

Notons u_j , $j \in \langle 1, n \rangle$ les n coordonnées de \vec{u} . Cette dernière boucle – recherche du maximum, pour un pas donné et un vecteur \vec{x}_j donné – consiste à modifier \vec{u} en ne changeant³ que sa coordonnée u_j .

Le pas de variation est l'angle entre \vec{u} et le vecteur modifié \vec{v} dans l'espace à n dimensions: les variations sont donc uniformes. La variation de u_j est calculée en fonction de cet angle. Soit δ_j la variation de cette coordonnée u_j , c'est-à-dire:

$$\begin{cases} \vec{u} = (u_1, u_2, \dots, u_j, \dots, u_n) \\ \vec{v} = (u_1, u_2, \dots, u_j + \delta_j, \dots, u_n) \end{cases}$$

Puisque $\|\vec{u}\| = 1$, on a:

$$(\vec{u} \cdot \vec{v})^2 = \|\vec{v}\|^2 \cos^2 \alpha$$

En explicitant l'expression des vecteurs en fonction des u_i et de δ_j et en utilisant $\sum_{i \neq j} u_i^2 = 1 - u_j^2$, il vient:

$$\delta_j^2 (u_j^2 - \cos^2 \alpha) + 2u_j \delta_j \sin^2 \alpha + \sin^2 \alpha = 0$$

L'expression de δ_j en fonction de l'angle α de la variation est alors:

$$\delta_j = \frac{-2u_j \sin^2 \alpha \pm \sqrt{1 - u_j^2} \sin(2\alpha)}{2(u_j^2 - \cos^2 \alpha)} \quad (\text{IV.8})$$

Outre le fait qu'un maximum soit atteint, cette boucle peut être terminée par une autre circonstance: comme le montre la figure IV.8 page suivante, il est possible de ne jamais pouvoir atteindre le

1. δ désigne ici le symbole de Kronecker: $\delta_{i,j} = 1 \Leftrightarrow i = j$; $\delta_{i,j} = 0$ sinon.
 2. Cet inconvénient est commun à la plupart des algorithmes de maximisation. Il peut être évité en utilisant par exemple un algorithme génétique.
 3. À ceci près que le vecteur est ensuite renormalisé.

maximum en ne changeant qu'une coordonnée. Dans un tel cas, la boucle est stoppée lorsque l'angle entre le vecteur à modifier et le vecteur directeur de l'axe de la coordonnée que l'on fait varier est inférieur au pas de variation (angulaire) du vecteur.

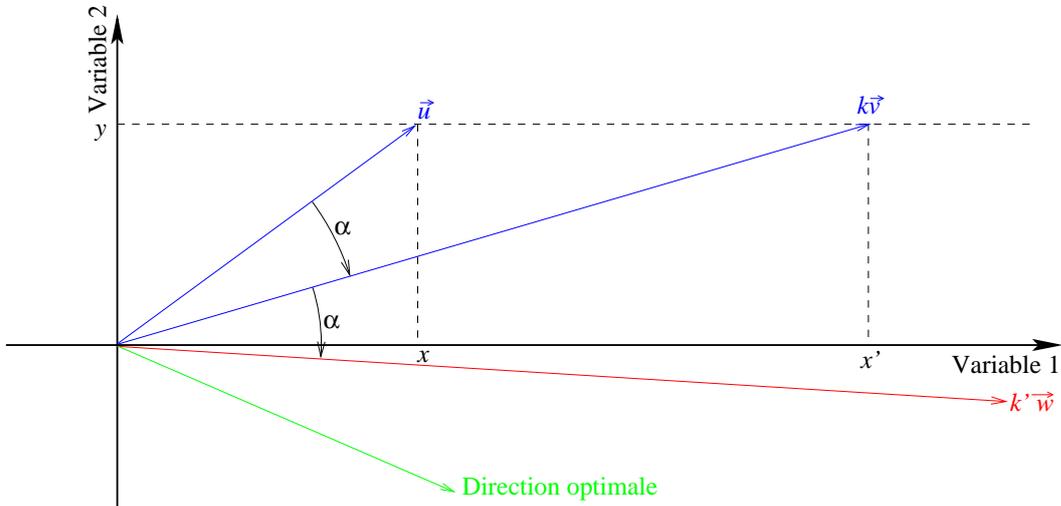


FIG. IV.8 – Cône limite de variation du vecteur \vec{u} : la direction optimale est en vert et le pas de variation du vecteur ADL est l'angle α . À un moment donné de l'optimisation, le vecteur ADL est le vecteur unitaire \vec{u} dessiné en bleu. Au pas suivant, il est le vecteur $k\vec{v}$ (\vec{v} unitaire), dont seule la première coordonnée x a été changée par rapport à \vec{u} . Le pas suivant, soit passer de \vec{v} à un vecteur colinéaire au vecteur rouge \vec{w} , est impossible à réaliser en ne modifiant que la première coordonnée. Il faut donc passer à la coordonnée suivante.

Le pas de variation est pris égal à 8° au départ, puis est divisé par 2 jusqu'à la valeur limite de $0,5^\circ$. Une précision supérieure n'aurait aucun sens sans vérification sur un échantillon-test que la discriminance est augmentée de façon significative.

5.4 Détermination des valeurs de coupure

Comme il a été précisé plus haut, la valeur d'une coupure est déterminée en fonction de l'efficacité de cette coupure sur le signal, par l'équation (IV.6).

Cette efficacité est choisie de manière à ce que le nombre (absolu) $N_{S_{out}}$ de candidats de signal de l'échantillon d'apprentissage éliminés par la coupure soit suffisamment grand pour s'affranchir des fluctuations statistiques, et suffisamment faible pour que l'efficacité de la coupure soit faible – afin que l'on reste dans une description locale des distributions.

Pour connaître les bornes entre lesquelles $N_{S_{out}}$ peut être choisi, nous avons fait une étude à une seule coupure ADL, sur des Ξ . Deux observables ont été choisies, afin de pouvoir définir la direction \vec{u} simplement par un angle. Le nombre de candidats de bruit éliminés peut alors être tracé en fonction de cet angle, et l'on peut tracer ce graphe pour diverses valeurs de l'efficacité de la coupure sur le signal, c'est-à-dire pour diverses valeurs de $N_{S_{out}}$.

Il apparaît, comme attendu, que lorsque $N_{S_{out}}$ est trop faible, des fluctuations apparaissent dans la courbe et il devient difficile de localiser le maximum, qui de plus ne serait représentatif que de cet échantillon d'apprentissage. Lorsque $N_{S_{out}}$ est trop grand, le maximum est très bien défini, mais l'angle correspondant à ce maximum est très peu éloigné de l'angle trouvé par le critère de Fisher, et le gain en quantité de bruit éliminé est faible.

Dans cette étude à 2 dimensions, une valeur raisonnable de $N_{S_{out}}$ est 200 mais les nombres utilisés par la suite se situent entre 500 et 1500, à 25 dimensions, afin que les candidats de la zone de l'échantillon d'apprentissage éliminée par la coupure soient statistiquement représentatifs de la population réelle coupée.

5.5 Statistique nécessaire

Évaluation de la statistique nécessaire

La première méthode venant à l'esprit pour évaluer la statistique nécessaire aux échantillons d'apprentissage, ainsi que pour réaliser des études systématiques portant sur la détermination de cette direction, consiste à vérifier que, sous des conditions différentes, des directions similaires sont trouvées.

Cette méthode, pour des raisons mathématiques, ne peut pas marcher. En effet, quel que soit le critère utilisé, une optimisation est réalisée¹, consistant à déterminer la position du maximum global d'une nappe dans un espace à n dimensions (les coordonnées du vecteur ADL).

En premier lieu, à cause de l'algorithme utilisé, le maximum trouvé est en réalité local. Il peut éventuellement se confondre avec le maximum global, mais rien ne le certifie. Il n'est donc pas impossible que, pour des configurations de départ assez similaires, l'optimisation aboutisse à deux maxima locaux différents, auquel cas les deux directions que l'on voudra comparer seront éloignées l'une de l'autre et auront même des performances différentes.

En second lieu, le maximum local déterminé n'est pas nécessairement un pic étroit et bien défini : il peut s'agir d'un vaste plateau couvrant un grand ensemble de directions ADL. Dans ce cas, deux configurations de départ distinctes peuvent aboutir à des directions éloignées – correspondant chacune à une petite fluctuation du plateau (éventuellement d'origine statistique) dans lequel l'optimisation a abouti – mais ayant pourtant la même performance.

Il ne faut donc pas s'appuyer sur la proximité angulaire de deux directions pour comparer la pertinence, la stabilité ou la consistance de deux configurations ou méthodes, et ce d'autant plus que l'utilisation de la méthode multicoupeures accroît fortement les effets cités ci-dessus, car la $i^{\text{ième}}$ direction dépend de toutes les $i - 1^{\text{ièmes}}$ précédentes.

Une solution – très lourde à mettre en œuvre, nous ne l'avons donc pas réalisée – consiste à définir un critère de discriminance, et à utiliser ce dernier pour comparer les méthodes ou les configurations. Dans notre cas, la discriminance au sens usuel du terme n'a que peu d'utilité, puisque l'on souhaite extraire une classe selon des critères qui ne sont connus qu'après analyse, et non discriminer deux classes. Il faut donc plutôt définir une performance, et celle-ci ne peut être calculée qu'en aval de l'analyse ; c'est là l'origine de la lourdeur de cette solution. Un bon critère de performance est par exemple l'incertitude statistique sur le nombre de Ξ intégré en p_{\perp} et corrigé en efficacité, pris pour la valeur de la dernière coupure ADL donnant la signification maximale.

La détermination de la statistique minimum nécessaire au calcul de la direction ADL peut alors être faite en calculant la performance pour diverses statistiques des échantillons (il faut alors prendre garde à ce que la statistique de l'échantillon de test soit elle-même suffisante). En principe, la performance doit augmenter lorsque la taille des échantillons d'apprentissage augmente, et saturer à partir d'un certain nombre. Ce nombre fournit la taille minimale nécessaire à une bonne détermination des directions ADL.

La taille de l'échantillon-test est moins problématique, d'une part parce que l'on compare ici des performances et non des directions (la performance de tous les vecteurs dont l'image se trouve dans le plateau est identique), et d'autre part parce que l'on utilise des données réelles, plus nombreuses que les données simulées. L'utilisation de données réelles n'est pas problématique pour l'identification du signal et du bruit car celle-ci n'est pas nécessaire pour calculer une performance : un comptage suffit.

Lorsque la statistique de données simulées est suffisante, une autre solution peut être envisagée : diviser ces données en un échantillon d'apprentissage, et un échantillon-test. Cela évite de devoir faire tout le processus d'analyse, mais rend problématique la définition de la performance. Une estimation de la performance pourrait lui être substituée, et elle pourrait être obtenue via l'efficacité des coupures sur l'échantillon de test et la connaissance du rapport entre quantité de signal et quantité de bruit dans les données réelles pour un niveau donné de coupure (n'importe lequel si l'on fait l'hypothèse que l'efficacité obtenue sur l'échantillon-test est fidèle à l'efficacité réelle).

Critère de Fisher

L'utilisation du critère de Fisher permet de tempérer les arguments présentés au paragraphe précédent. En effet, Fisher est un critère global, et est donc très peu sensible aux propriétés locales des distributions. Les directions ADL déterminées en utilisant ce critère sont donc plus stables vis-à-vis d'une modification de la méthode ou de la statistique utilisée.

1. Lorsque le critère de Fisher est utilisé, l'optimisation n'est pas présente dans le programme mais elle est tout-de-même réalisée : par le fait que l'on connaît l'expression algébrique de son résultat.

Ceci dit, il reste périlleux de comparer deux directions entre elles. Par contre, une conséquence intéressante de la globalité du critère de Fisher est que l'on peut se servir de l'évolution de la direction du vecteur ADL en fonction du "numéro" de la coupure, dans le cas où l'on utilise la méthode multicoupsures.

En effet, la statistique coupée par la coupure i aura une influence faible sur la détermination de la direction suivante, et l'on peut donc s'attendre à ce que cette dernière soit proche de la précédente, modulo l'effet de plateau. Ceci peut être visualisé par les graphes montrant l'évolution de chacune des n coordonnées des vecteurs ADL en fonction du numéro de la coupure, présentés dans la figure IV.9 pour deux coordonnées.

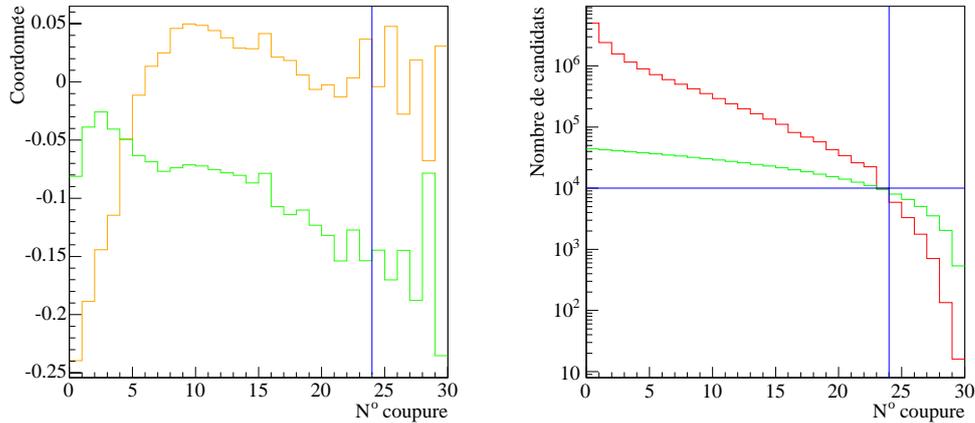


FIG. IV.9 – Oscillations du vecteur ADL à 21 coordonnées lorsque le critère de Fisher est utilisé : à gauche, évolution de la 9^e (en vert) et de la 17^e (en orange) coordonnée de chacun des 30 vecteur ADL calculés (par souci de lisibilité, la 9^e coordonnée a préalablement été multipliée par 20 et décalée de 0,15 vers les valeurs négatives). À droite : évolution du nombre de candidats de signal (vert) et de fond (rouge) utilisés pour déterminer chacune des 30 directions. La ligne bleue matérialise le début des oscillations (graphe de gauche), et correspond à un nombre de candidats de 10 000 (graphe de droite)

Ces graphes montrent que la direction évolue de manière lisse jusqu'à une certaine coupure, à partir de laquelle des oscillations commencent à apparaître, puis s'amplifient. Cette coupure particulière a donc été déterminée avec des échantillons d'apprentissage dont la taille est égale à la statistique minimale nécessaire pour calculer le vecteur ADL de manière satisfaisante. Le nombre de candidats de l'échantillon le moins peuplé (celui du bruit) est d'environ 10 000 à ce stade. L'étude de la figure IV.10 donne le chiffre de 11 000, et d'autres études fournissent toutes un nombre entre 10 000 et 12 000 pour le début des oscillations. Cela constituera donc notre limite inférieure de la statistique de chacun des échantillons d'apprentissage, signal et bruit.

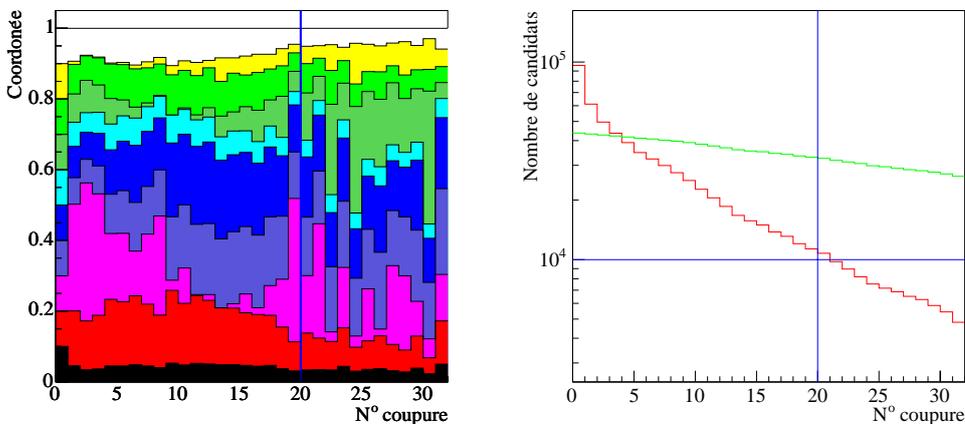


FIG. IV.10 – Étude similaire à celle de la figure IV.9, avec 10 coordonnées. La figure de gauche est cette fois le carré de chaque coordonnée (la somme vaut 1 car le vecteur ADL est normalisé), après normalisation des 10 axes de manière à ce que les coordonnées du premier vecteur ADL valent chacune $1/\sqrt{10}$

Cette limite a été déterminée avec $n = 10$ et $n = 21$ dimensions et semble indépendante du nombre d'observables, conséquence du fait que les distributions sont projetées sur un sous-espace à 1 dimension (la droite ADL) lors du calcul de la direction.

Critères optimisés

Tout ceci n'est malheureusement pas valable lorsqu'un critère optimisé est utilisé: comme le montre la figure IV.11, la direction va présenter naturellement de fortes oscillations avec la méthode multicoupsures. Ces oscillations sont bien entendu normales, mais rendent impossible l'utilisation de la méthode présentée au paragraphe précédent pour déterminer un ordre de grandeur de la statistique nécessaire.

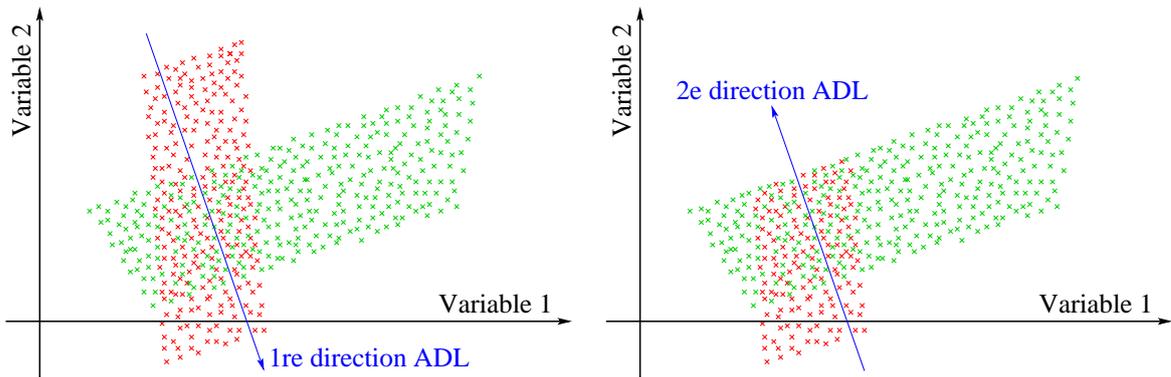


FIG. IV.11 – Oscillations du vecteur ADL lorsqu'un critère optimisé est utilisé: première (à gauche) et deuxième (à droite) coupures de la méthode multicoupsures

Il n'y a donc pas de moyen simple de connaître cette statistique minimale dans le cas de l'utilisation d'un critère optimisé. La solution consiste à utiliser le maximum de statistique disponible, et à réduire le nombre de dimensions utilisées dans l'espace de calcul des directions ADL.

Solutions possibles ou impossibles [70]

Diverses solutions existent pour réduire le nombre de dimensions de cet espace, mais toutes ne sont pas applicables:

- le calcul de la discrimination en fonction du nombre de directions;
- l'ADL sous-optimale;
- l'Analyse en Composantes Principales.

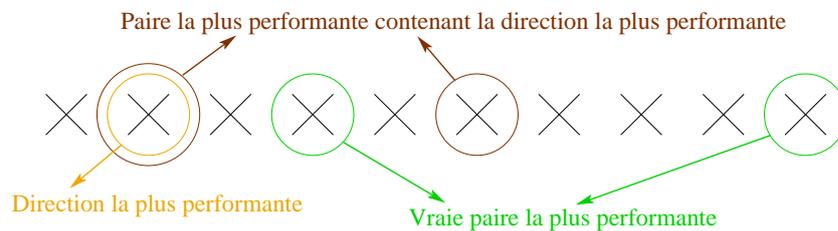


FIG. IV.12 – Défaut de l'ADL sous-optimale: les croix noires schématisent les n variables utilisables dans l'ADL; l'ADL sous-optimale fournit la paire de directions la plus performante (en brun) parmi celles contenant la variable la plus performante (en orange), mais la véritable paire la plus performante (en vert) ne contient justement pas la variable la plus performante

Calcul de la discrimination en fonction du nombre de directions: il s'agit de déterminer la valeur d'un "critère de performance" des coupures obtenues (ceci est classiquement la discrimination, mais, comme nous l'avons vu, il faut dans notre cas définir une performance en aval de l'analyse) en fonction des variables employées dans l'ADL. Pour chaque nombre $j \leq n$ de variables, il existe un j -uplet donnant

la meilleure performance P_j . Le tracé de P_j en fonction de j donne une courbe monotone croissante¹ dont la valeur maximale est P_n , et dont la “dérivée” tend vers 0 lorsque j tend vers n (cf FIG. IV.13). Une valeur m de j peut donc être définie telle que P_m est assez proche de P_n , avec toutefois m sensiblement inférieur à n .

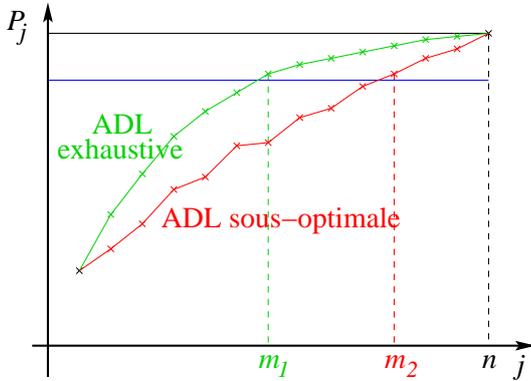


FIG. IV.13 – Performance P_j de l’ADL en fonction du nombre j de directions utilisées. Une performance satisfaisante (en bleu) est atteinte plus rapidement par un examen exhaustif de toutes les combinaisons (m_1 variables utilisées, en vert) que par l’ADL sous-optimale ($m_2 > m_1$ variables utilisées, en rouge)

$\sum_{j=1}^n j = \frac{n(n+1)}{2}$, ce qui représente tout de même 325 combinaisons à 25 dimensions... soit une année entière de calculs sur ferme.

Comme l’illustrent les figures IV.12 et IV.13, le principal défaut de cette méthode est que de manière générale, le j -uplet le plus performant ne contient pas le $j-1$ -uplet le plus performant, d’où le nom d’“ADL sous-optimale”. Cette solution est cependant souvent utilisée.

L’Analyse en Composantes Principales (ACP³) est une analyse matricielle (basée sur une diagonalisation, donc simple et rapide) qui donne pour une distribution une base ordonnée de l’espace $(\vec{v}_1, \vec{v}_2, \dots, \vec{v}_n)$ dont le premier vecteur \vec{v}_1 matérialise la direction selon laquelle la distribution comporte le plus d’information, et ainsi de suite pour les autres vecteurs. La proportion d’information selon l’un des vecteurs \vec{v}_j est donnée par la valeur propre λ_j qui lui correspond. Il est ainsi possible de compresser des données, un stockage des m premières coordonnées de chaque observation correspondant à une compression de $100 \left(1 - \sum_{j=1}^m \lambda_j^2\right) \%$.

Dans notre cas, l’intérêt serait de réduire le nombre de variables utilisées dans l’ADL en utilisant l’ACP pour éliminer les directions non porteuses d’information. Ces dernières peuvent être différentes à chaque pas, il faut donc appliquer l’ACP dans l’espace à n dimensions après chaque détermination (et coupure) ADL, déterminée dans un sous-espace à m_i dimensions.

Le principal problème de cette méthode est que l’ACP n’est *pas* une méthode de classification de types, et elle ne traite donc pas de distributions différentes. Pour cette application, les distributions du bruit et du signal doivent donc être mélangées (à statistique égale, sauf si l’on veut donner plus de poids à l’une des deux classes) avant l’application de l’ACP. Cela ne pose pas de problème en soi, mais il n’est pas garanti que la direction ADL déterminée en n dimensions (espace entier) et la première direction ACP ne soient pas orthogonales (cas de distributions de signal et de bruit parallèles et très étendues, illustré par la figure IV.14), auquel cas les directions éliminées par l’ACP sont justement celles de meilleure

1. Cela est le cas lorsque la statistique des échantillons d’apprentissage est suffisante. Ceci n’est pas notre cas et est précisément la raison pour laquelle il est souhaitable de réduire le nombre de dimensions, il est donc possible que nous obtenions une courbe présentant un maximum au-delà duquel le nombre de dimensions est trop grand pour que la statistique disponible permette de déterminer la direction ADL optimale.

2. Pour notre cas: $n = 25$ donne 33 millions de combinaisons.

3. En Anglais: PCA, pour *Principal Components Analysis*.

discriminance... Il n'existe pas de critère mathématique pour évaluer l'amélioration apportée a priori par l'ACP ; la seule solution reste d'essayer avec et sans l'ACP, puis de comparer. La simplicité et rapidité de mise en œuvre de l'ACP en fait une méthode préférable à l'ADL sous-optimale, mais l'une ne remplace pas l'autre : l'ADL sous-optimale peut rendre des services là où l'ACP ne donne pas d'amélioration.

L'ACP peut également être utilisée pour résoudre le problème du dénominateur du critère de Fisher tendant vers 0 : les corrélations entre variables peuvent en effet être réduites, par la procédure dite de *blanchiment* (ou *whitening* en Anglais), qui consiste à appliquer l'ACP sur les distributions, puis à normaliser ces dernières selon les directions de la base ACP par un facteur $\frac{1}{\lambda_j}$, λ_j étant la valeur propre correspondant au $j^{\text{ième}}$ vecteur de la base. Dans notre cas, les corrélations ne peuvent toutefois pas être totalement éliminées, puisque ce sont deux distributions à la fois (celle du signal et celle du bruit) qui sont renormalisées par l'ACP, et que leurs corrélations ne sont pas nécessairement identiques.

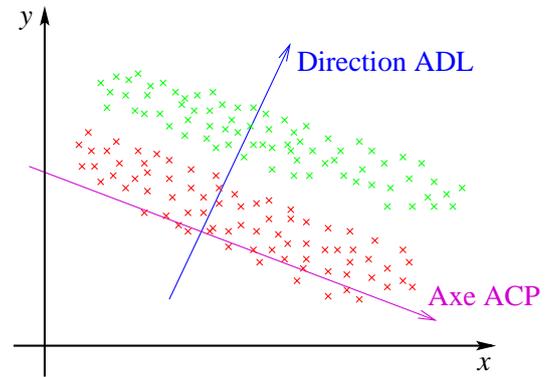
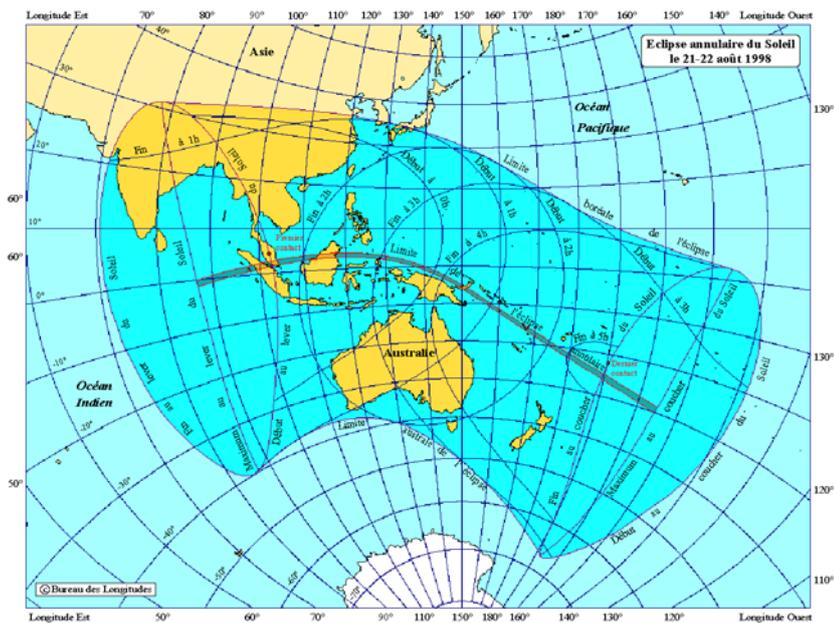


FIG. IV.14 – Direction la moins informative étant cependant la plus discriminante

Chapitre V

Analyse



Artemisia glacialis
Génépi des glaciers

Doronicum grandiflorum
Doronic à grandes fleurs

Analyse

Accéder au nombre de Ξ ou Ω produits dans un événement requiert tout d'abord l'application de sélections pour les faire ressortir du bruit. La recherche de sélections par la méthode ADL est détaillée dans ce chapitre, ainsi que la manière utilisée pour compter la quantité de signal. L'efficacité du processus n'étant pas parfaite, une correction doit ensuite être estimée et appliquée aux nombres bruts sortis de la sélection.

Dans ce chapitre :

Préparation de l'analyse : Sélection des événements. Détermination des directions et valeurs des coupures ADL, filtrage classique et ADL des candidats.

Comptage du signal : Méthodes d'estimation du fond. Obtention de la quantité de signal par rotation de traces et calcul de l'erreur. Estimation de la contribution des corrélations. Réglage optimal de la dernière coupure ADL. Distributions d'Armenteros-Podolanski. Candidats communs aux coupures ADL et classiques. Caractéristiques des directions ADL. Spectres bruts en p_{\perp} .

Corrections : Utilité des corrections d'efficacité à effectuer. Qualité de l'embedding. Temps de vie du Ξ . Correction des spectres en m_{\perp} .

1 Préparation de l'analyse

1.1 Sélection des événements

LES TRIGGERS UTILISÉS dans notre analyse sont détaillés dans le paragraphe II-3.2 (p. 35). Le CTB ne donnant qu'une indication approximative de la centralité de la collision, cette dernière est déterminée par le nombre de traces primaires dans la collision. Le tableau V.1 donne l'équivalence entre la centralité et le nombre de traces primaires d'une collision, tandis que les correspondances avec le nombre de participants, le nombre de collisions binaires et le paramètre d'impact sont données dans le tableau V.2 pour un modèle de Glauber Monte-Carlo [4, 72].

TAB. V.1 – *Correspondance entre centralité (en pourcentage de la section efficace totale) et multiplicité primaire minimale (nombre de traces primaires) pour des collisions Au-Au à 200 GeV*

Centralité	Coupure
5 %	510
10 %	431
20 %	312
30 %	217
40 %	146
50 %	94
60 %	56
70 %	30
80 %	14

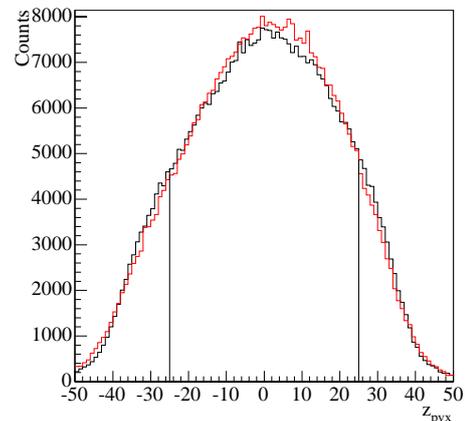
TAB. V.2 – *Correspondance entre tranche de centralité et nombre de participants, nombre de collisions binaires et paramètre d'impact*

Tranche de centralité	N_{part}	N_{bin}	b (fm)
0 – 5 %	$352.4^{+2.5}_{-4.0}$	$1045.2^{+71.2}_{-70.0}$	$2.2^{+0.1}_{-0.1}$
5 – 10 %	$299.3^{+4.5}_{-7.1}$	$823.7^{+65.1}_{-65.2}$	$4.1^{+0.2}_{-0.2}$
10 – 20 %	$234.6^{+7.7}_{-8.5}$	$588.5^{+58.5}_{-55.8}$	$5.8^{+0.3}_{-0.2}$
20 – 30 %	$166.7^{+10.2}_{-8.5}$	$367.0^{+47.4}_{-45.2}$	$7.5^{+0.3}_{-0.3}$
30 – 40 %	$115.5^{+10.0}_{-9.2}$	$219.8^{+35.0}_{-35.4}$	$8.8^{+0.4}_{-0.4}$
40 – 60 %	$62.4^{+7.6}_{-9.3}$	$93.6^{+20.6}_{-20.3}$	$10.5^{+0.5}_{-0.5}$
60 – 80 %	$20.9^{+4.5}_{-6.2}$	$21.2^{+7.1}_{-6.9}$	$12.5^{+0.6}_{-0.6}$

Dans la suite, la classe d'événements dits *centraux* désignera la tranche 0 – 5 % de la section efficace totale pour les Ξ , et 0 – 10 % pour les Ω . Les autres tranches seront désignées par leurs valeurs extrêmes, par exemple 20 – 40 %.

Ces événements ont tous été pris en configuration de champ magnétique *full field* (FFF) ou *reversed full field* (RFF), dans une proportion assez voisine de 50 % - 50 %.

FIG. V.1 – *Distribution de la coordonnée z du vertex primaire et coupure appliquée. La distribution noire correspond à la sélection minbias, la rouge à la sélection central sans coupure de centralité. Cette dernière a été normalisée à la première par le nombre d'événements*



À l'ensemble de ces événements est appliquée une coupure sur la coordonnée z du vertex primaire dont la distribution est présentée figure V.1 page précédente (l'axe Oz est celui parallèle au faisceau), à 25 cm, de manière à éliminer le biais dû à la coupure au vol (online) sur la position du vertex primaire. Cette dernière est en effet réalisée à partir de la différence de temps de déclenchement des ZDC Est et Ouest (puisque à ce stade les traces de la TPC ne sont pas encore reconstruites). Or, celui-ci est dépendant du nombre de coups ADC dans les ZDC, donc de la centralité. La corrélation entre le nombre de coups ADC dans les ZDC Est et Ouest réduit l'erreur sur la différence de temps, mais ne l'élimine pas totalement, d'où la nécessité d'une coupure post-reconstruction sur la position du vertex primaire.

Les divers nombres d'événements utilisés pour les analyses de Ξ et Ω sont regroupés dans le tableau V.3, dans lequel les nombres d'événements d'embedding sont la somme de l'embedding pour les baryons et les anti-baryons.

TAB. V.3 – Nombre d'événements utilisés dans l'analyse

Particule	Champ \vec{B}	Nombre d'événements		
		Réels	Fond reconstruit	Embedding
Ξ , 0 – 5 %	Total	695 142	564 551	17 873
	FFF	281 644 (40,5 %)	248 521 (44,0 %)	
	RFF	413 498 (59,5 %)	316 030 (56,0 %)	
Ω , 0 – 10 %	Total	1 276 543	1 106 361	53 305
	FFF	530 622 (41,6 %)	487 448 (44,1 %)	
	RFF	745 921 (58,4 %)	618 913 (55,9 %)	
Ω , 20 – 40 %	Total	455 616	166 693	24 599
Ω , 40 – 60 %	Total	434 468	160 065	23 695

Le nombre d'événements de fond est toujours inférieur au nombre d'événements réels car toute la statistique n'a pas pu être produite. 81,2 % des événements ont pu être produits pour les Ξ , 86,7 % pour les Ω centraux¹, avec un déséquilibre (pour les deux particules) en faveur des événements full field. Dans le cas des événements minbias, seulement 36,6 % des événements 20 – 40 % et 36,8 % des événements 40 – 60 % ont pu être produits.

1.2 Détermination des coupures ADL

Les coupures ADL ont été déterminées sur un échantillon de 82 323 signal et 2 000 000 bruit pour les Ξ , 66 172 signal et 1 826 671 bruit pour les Ω . Ces échantillons ont été constitués en appliquant aux candidats (*cf.* § IV-3 (p. 74)) les coupures décrites ci-dessous.

Le signal a été sélectionné dans une fenêtre de $\pm 16 \text{ MeV}/c^2$ autour de la masse invariante du PDG. Le bruit est choisi en dehors d'une fenêtre de $\pm 8 \text{ MeV}/c^2$ autour de la masse invariante du PDG, et à l'intérieur d'une fenêtre plus large délimitant deux zones de part et d'autre du pic de signal. Les valeurs des limites sont données dans le tableau V.4. La raison d'être de la seconde fenêtre (la plus externe) est que le fond dont on veut minimiser la quantité est celui situé sous et à proximité immédiate du pic. Cette seconde fenêtre est plus large pour le Ω que pour le Ξ , à cause de la statistique plus faible.

En outre, les coupures d'analyse sur les variables non incluses dans l'ADL sont appliquées, ainsi que sur le nombre de points de chaque trace, afin d'éviter une trop grande proportion de traces scindées. Ces coupures sont données dans le tableau V.5, et les distributions qui en résultent sont données dans la figure V.2. La coupure en impulsion transverse n'élimine que des candidats de bruit puisqu'aucun signal n'est reconstruit dans cette région. Elle est utile à la détermination des coupures ADL et n'a aucune influence sur l'analyse, le premier bin en p_{\perp} démarrant à une valeur plus haute.

1. Ce sont les mêmes événements de fond qui sont utilisés pour les Ξ et les Ω , mais, la sélection en centralité étant différente, les proportions de chacun des champs magnétiques et le pourcentage d'événements de fond créés sont différents.

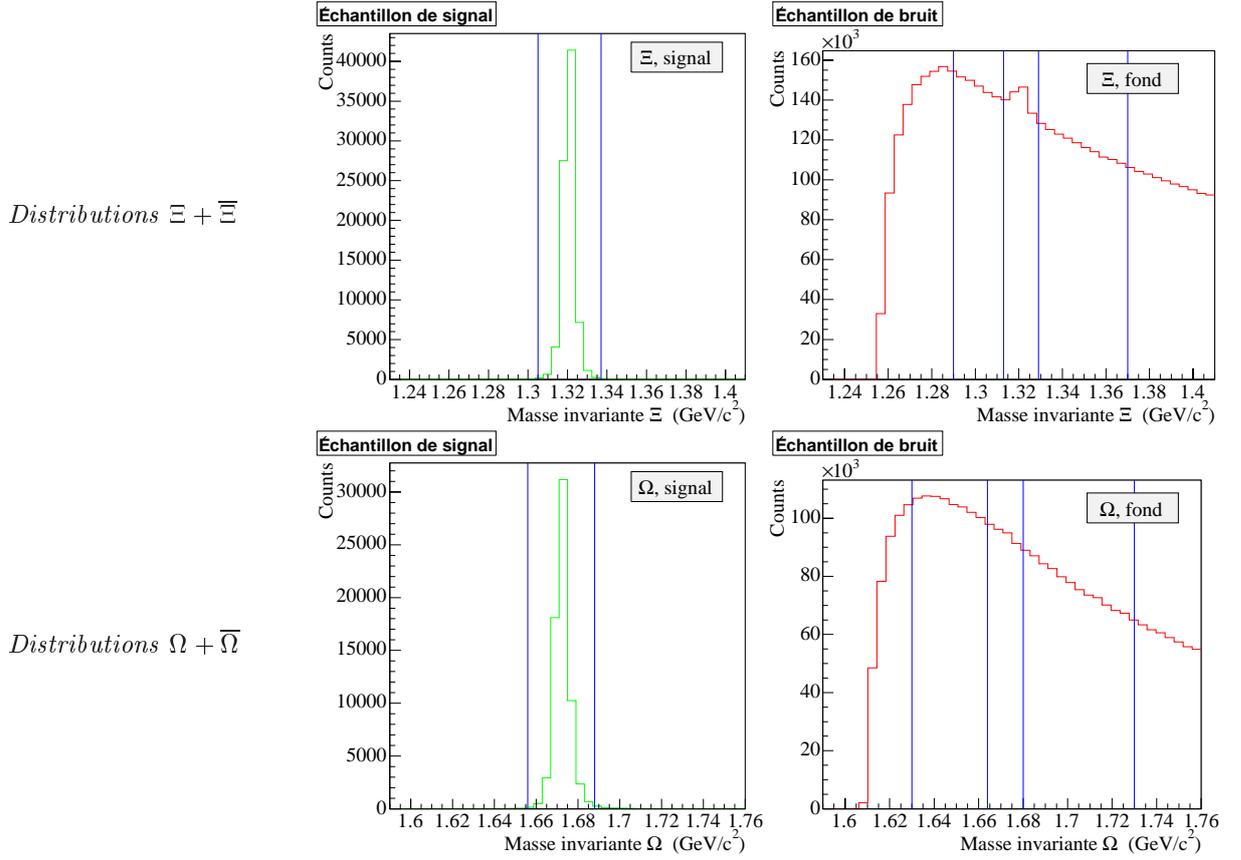


FIG. V.2 – Distributions en masse invariante des échantillons d'apprentissage : signal (à gauche) et fond (à droite) ; les limites des diverses fenêtres sont représentées en bleu

TAB. V.4 – Limites des fenêtres en masse invariante, en GeV/c^2 : fenêtre de sélection du signal (colonnes 1 et 2), fenêtre d'exclusion du signal pour le bruit (colonnes 4 et 5), fenêtre de sélection du bruit (colonnes 3 et 6). Les deux dernières colonnes donnent la largeur en MeV/c^2 de la zone de sélection du bruit à gauche et à droite du pic de signal

Particule	Masse	Fenêtre signal		Fenêtres bruit (GeV/c^2)			Largeur (MeV/c^2)		
		Sélection		m_{min}	Exclusion signal	m_{max}	Gauche	Droite	
Ξ	1,321	1,305	1,337	1,29	1,313	1,329	1,37	23	41
Ω	1,672	1,656	1,688	1,63	1,664	1,680	1,73	34	50

TAB. V.5 – Coupures de type classique ajoutées à l'ADL

Coupe	Ξ	Ω
Impulsion transverse du Xi	$p_{\perp} > 0,5 \text{ GeV}/c$	$p_{\perp} > 0,5 \text{ GeV}/c$
Rapidité	$ y < 0,75$	$ y < 0,75$
Masse du Λ	$ m_{\Lambda} - m_{PDG} < 7 \text{ MeV}/c^2$	$ m_{\Lambda} - m_{PDG} < 4 \text{ MeV}/c^2$
Nombre de points TPC bachelor	> 14	> 16
Nombre de points TPC méson	> 10	> 16
Nombre de points TPC baryon	> 19	> 19
dE/dx bachelor	$< 3 \sigma (\pi)$	$< 2 \sigma (K)$
dE/dx méson	$< 3 \sigma (\pi)$	$< 3 \sigma (\pi)$
dE/dx baryon	$< 2 \sigma (p)$	$< 2 \sigma (p)$

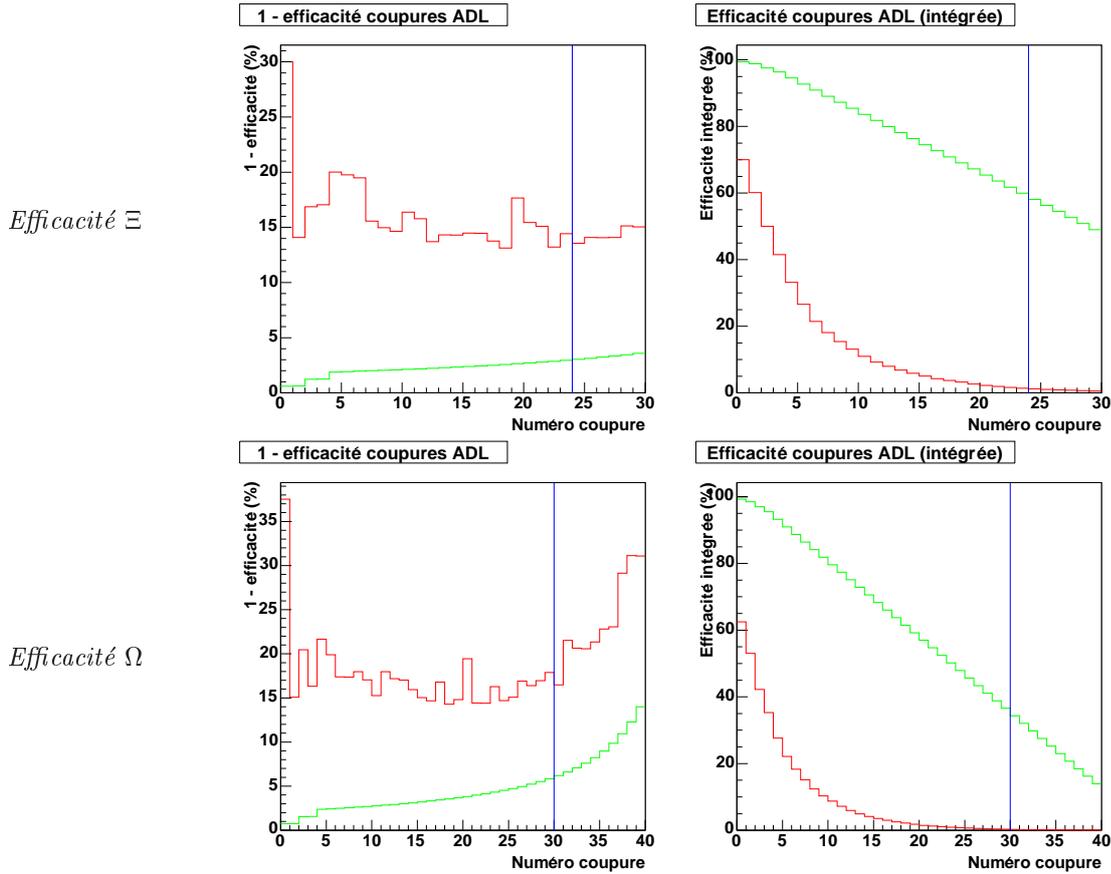


FIG. V.3 – Efficacité des coupures ADL sur leur échantillon d'apprentissage : pour le signal en vert, pour le fond en rouge. L'abscisse j est le numéro de la coupure ADL. À gauche, 1 - efficacité de la $j^{\text{ième}}$ coupure sur les échantillons d'apprentissage filtrés par les $j - 1$ premières coupures. À droite, efficacité intégrée des coupures 1 à j appliquées simultanément. Les lignes bleues matérialisent le nombre de coupures choisi pour l'analyse finale

L'algorithme de l'ADL multicoupures avec critère optimisé est alors appliqué.

Pour les Ξ , le nombre de candidats de signal éliminés par chaque coupure ADL ¹ a été fixé à 500 pour les deux premières directions, et 800 pour les autres. Pour les Ω il a été fixé à 500 pour les deux premières coupures, 1000 pour les deux suivantes, et 1500 pour les autres.

Le nombre de coupures ADL retenu pour l'analyse finale a été déterminé de manière différente pour le Ξ et pour le Ω .

Dans le cas du Ξ , la statistique initiale de l'échantillon de fond et la relativement haute efficacité nécessaire à la sortie du signal par rapport au bruit dans l'analyse des données réelles font que le nombre total de coupures ADL à appliquer est par exemple déterminé par le rapport signal sur bruit que l'on obtient en appliquant ces coupures sur les données réelles (nous verrons au paragraphe V-2.5 (p. 110) que l'incertitude relative est un meilleur critère). Ce nombre est 24. La 24^{ième} coupure a été déterminée avec 50 846 signal et 32 968 bruit.

Pour le Ω , les coupures à appliquer dans l'analyse sont plus serrées, ce qui implique que l'efficacité de ces coupures sur le bruit est bien plus faible. Dans notre cas, elle est si petite que l'échantillon de fond initial n'est pas assez peuplé pour qu'il reste un nombre suffisant de candidats de fond lors de la détermination de la coupure ADL donnant le rapport signal sur bruit voulu. Le nombre de coupures ADL applicables est donc limité par la statistique de départ de l'échantillon de bruit. Nous avons fixé ce nombre à 30 coupures, la 30^{ième} étant déterminée avec 25 701 signal et 6 865 bruit. Ce dernier chiffre peut paraître faible en regard de la limite minimum de 10 000 candidats fixée au paragraphe IV-5.5 (p. 85),

1. Cette procédure est expliquée à la fin du § IV-5.4 (p. 84)

mais cette tentative est motivée par le fait que les oscillations de la direction ADL se font autour d'une tendance de direction globale et non de manière erratique, la 28^{ième} coupure respectant encore le critère de 10 000 candidats (9889 bruit).

La figure V.3 présente l'efficacité de chacune des coupures ADL, déterminée directement sur l'échantillon d'apprentissage. La chute de l'efficacité sur le signal des dernières coupures est due au fait que dans l'algorithme, ce n'est pas directement l'efficacité sur le signal qui est fixée, mais le nombre (absolu) de signal coupé. C'est mathématiquement équivalent, mais des coupures à nombre de signal coupé constant ont une efficacité décroissante, et ce d'autant plus que le nombre total de signal est faible. Ces graphes montrent que l'efficacité des coupures sur le bruit varie peu ; seule la toute première coupure se démarque, avec un taux de réjection du bruit doublé alors même que celui du signal est plus faible. Ceci est dû au fait que la première coupure ADL est déterminée sur une population ayant subi des coupures classiques – donc très différente géométriquement dans l'espace des observables –, tandis que les suivantes sont déterminées sur une population déjà coupée avec des coupures ADL, donc de forme “précontrainte”.

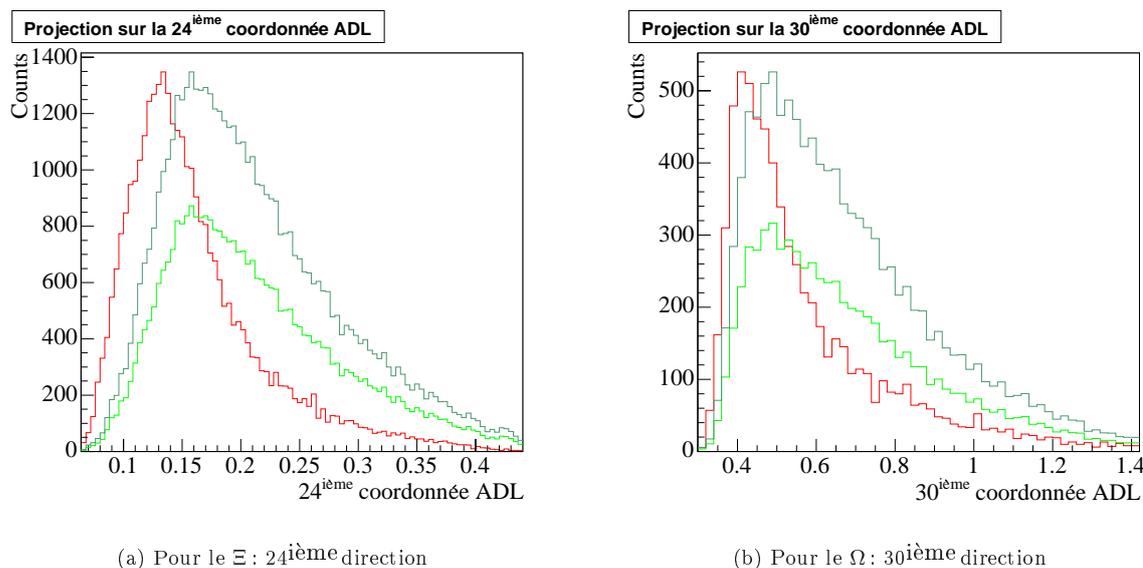


FIG. V.4 – Projection sur la dernière direction ADL des échantillons d'apprentissage servant à déterminer celle-ci : échantillons de fond (en rouge), et de signal normalisé par rapport au fond (au nombre d'entrée, en vert clair ; au maximum, en vert foncé)

La projection sur la dernière direction ADL des échantillons de bruit et de signal ayant servi à la déterminer permet de se rendre compte de la discrimination à laquelle il est possible de prétendre. Ces distributions sont représentées sur la figure V.4, où l'on voit que les distributions de bruit et de signal ne sont pas fortement discriminées. La raison est que toutes les zones de l'espace des observables où le signal peut être trouvé contiennent également des candidats de bruit, c'est-à-dire que le bruit peut avoir une configuration aussi proche que l'on veut d'une bonne configuration de signal ; la statistique de bruit étant énorme, la faible proportion de bruit reproduisant le comportement du signal est suffisante pour constituer une quantité appréciable de fond d'analyse avec laquelle il faudra composer.

1.3 Filtrage des candidats

Coupures classiques

Les coupures classiques utilisées sont résumées dans le tableau V.6 page suivante. Elles ont été élaborées par Javier Castillo [73] et Curtis Lansdell [74] pour les Ξ , et par Boris Hippolyte [2] et Christophe Suire [55] pour les Ω . Il est à noter que ces coupures comportent 3 coupures corrélées pour les Ω , et une coupure dépendant de l'impulsion transverse pour les Ξ .

La présence de deux coupures en $\cos \theta^*$ mérite une explication : la valeur stockée dans les données est calculée en utilisant la masse invariante réelle de la particule considérée (Ξ ou Ω), et non sa masse invariante reconstruite. La valeur du cosinus est donc différente selon que l'on utilise l'impulsion du Λ ou celle du bachelors pour la calculer. Dans l'ADL, une seule des deux valeurs est utilisée, car la corrélation

entre les deux est très élevée : ces deux variables étant cinématiques, l'ADL pourrait bien être capable de biaiser le fond en réalisant une coupure corrélée entre les deux $\cos \theta^*$ équivalente à une sélection en masse invariante.

TAB. V.6 – Coupures classiques appliquées pour les Ξ et les Ω

Coupure	Ξ	Ω
Impulsion transverse	$p_{\perp} > 0,5 \text{ GeV}/c$	$p_{\perp} > 0,5 \text{ GeV}/c$
Rapacité	$ y < 0,75$	$ y < 0,75$
Masse du Λ	$ m_{\Lambda} - m_{PDG} < 7 \text{ MeV}/c^2$	$ m_{\Lambda} - m_{PDG} < 5 \text{ MeV}/c^2$
Points bachelor	> 14	> 30
Points méson	> 10	> 24
Points baryon	> 19	> 30
dE/dx bachelor	$< 3 \sigma (\pi)$	$< 2 \sigma (K)$
dE/dx méson	$< 3 \sigma (\pi)$	$< 3 \sigma (\pi)$
dE/dx baryon	$< 3 \sigma (p)$	$< 2 \sigma (p)$
DcaXiToPrimVtx	$ x < 0,55 \text{ cm}$	$ x < 0,6 \text{ cm}$
DcaV0ToPrimVtx	$ x > 0,1 \text{ cm}$	$ x > 0,1 \text{ cm}$
DcaV0ToPrimVtx	$ x > \sqrt{ XiPvx } + 0,4 \times \left(1 - \frac{1}{1+e^{-4p_{\perp}^{\Xi}+6}}\right)$	$ x > \sqrt{1,1 \times XiPvx } + 0,1$
DcaBacToPrimVtx	$ x > 1,5 \text{ cm}$	$ x > 0,1 \text{ cm}$
DcaBacToPrimVtx		$ x > \sqrt{2 \times XiPvx } + 0,3$
DcaXiDaughters	$x < 0,7 \text{ cm}$	$x < 0,5 \text{ cm}$
DcaV0Daughters	$x < 0,7 \text{ cm}$	$x < 0,5 \text{ cm}$
XiDecayLength	$x > 5,0 \text{ cm}$	$x > 3,2 \text{ cm}$
XiDecayLength	$x < 25 \text{ cm}$	
V0TrueDecayLength		$x > 2,0 \text{ cm}$
V0TrueDecayLength		$x > 47,5 - 12,5 \times XiDL$
CosThetaV0		$ x < 0,7$
CosThetaBac		$ x < 0,9$

Coupures ADL

Les coupures appliquées sont, outre les directions ADL calculées – dont les valeurs numériques sont données dans l'annexe B – et les coupures du tableau V.5 page 95, une série de coupures très larges servant à borner les distributions, dont les valeurs sont données dans le tableau B.1 p. 171. La plupart sont égales (voire plus larges) aux coupures de reconstruction, ou sont simplement l'intervalle des valeurs possibles pour la variable considérée $[-1; 1]$ pour le $\cos \theta^*$ par exemple). La distribution en masse invariante des candidats éliminés par les coupures servant à borner les distributions est représentée dans la figure V.5.

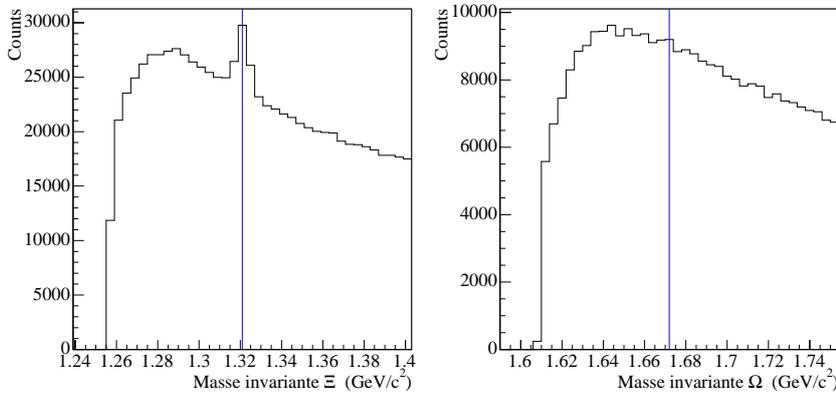


FIG. V.5 – Candidats éliminés par les coupures servant à borner les distributions. La ligne bleue donne la valeur de la masse de la particule considérée

(a) Pour les $\Xi + \bar{\Xi}$

(b) Pour les $\Omega + \bar{\Omega}$

La figure V.6 présente les distributions en masse invariante obtenues pour les $\Xi + \bar{\Xi}$ et les $\Omega + \bar{\Omega}$, pour les coupures classiques et ADL. Dans les deux cas, une amélioration est constatée, plus importante pour les Ω .

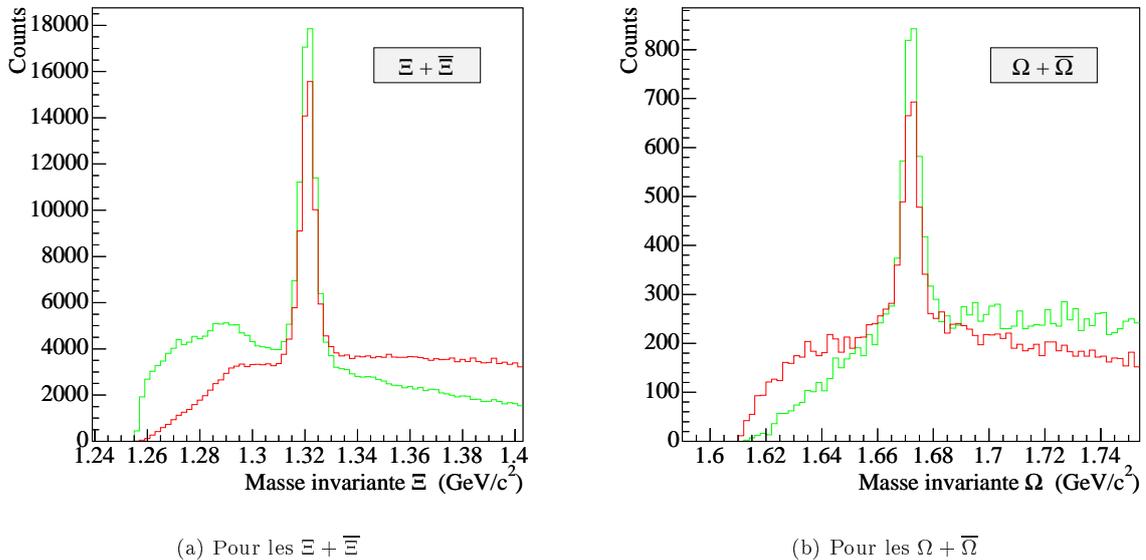


FIG. V.6 – Distributions en masse invariante, intégrées en p_{\perp} , avec les coupures d'analyse classiques (en rouge) et ADL (en vert)

2 Comptage du signal

Le signal ne pouvant jamais être totalement discriminé du bruit, l'un des moyens d'estimer la quantité de signal est de tracer la distribution en masse invariante des candidats ayant passé toutes les coupures finales, de sélectionner ceux dont la masse invariante reconstruite est proche de la masse attendue pour la particule ($1,321 \text{ GeV}/c^2$ pour le Ξ , $1,672 \text{ GeV}/c^2$ pour le Ω , avec une fenêtre de $10 \text{ MeV}/c^2$ par exemple autour de cette masse) et de soustraire la quantité de bruit dans cette fenêtre.

Dans la fenêtre de comptage, les candidats de signal et de bruit ne peuvent bien sûr pas être séparés, mais la quantité de bruit à soustraire au nombre total de candidats peut être estimée de diverses manières.

2.1 Méthodes d'estimation du fond

Les méthodes d'estimation du fond les plus courantes sont :

- L'ajustement d'une fonction sur le fond (*fitting*) : une fonction décrivant le fond de manière satisfaisante dans les zones situées à proximité immédiate du pic de signal est recherchée, puis un ajustement est réalisé, et la quantité de fond estimée est l'intégrale sur la fenêtre de comptage de cette fonction ajustée.
- Le comptage de bins (*bin-counting*) ou fond moyenné : deux fenêtres de comptage du fond sont définies, à droite et à gauche du pic en masse invariante, dans des zones choisies comme pour l'ajustement de fonction mais souvent plus étroites, le fond étant rarement représentable par une fonction affine. Le nombre de candidats bruit est compté dans les deux fenêtres en additionnant simplement le contenu de chaque bin, et une normalisation par la largeur des fenêtres donne une estimation de la quantité de fond sous le pic de signal.
- La simulation : des événements sont simulés, ou simplement les particules dont on sait qu'elles composent le "fond" (résonances pour un spectre inclusif par exemple). Dans le second cas, la forme des différentes composantes du spectre est alors connue, et elles sont additionnées en ajustant leurs normalisations respectives de manière à ce que le spectre total réel soit décrit. Ce qui est alors obtenu est une quantité de signal pour diverses particules simultanément.

- Le changement de signe (*like-sign*) : cette méthode est décrite dans le paragraphe III-6.1 (p. 59).
- La rotation de traces (*rotating*) : cette méthode est décrite dans le paragraphe III-6.2 (p. 60).
- Le mélange d'événements (*event-mixing*) : cette technique consiste à reconstruire par exemple les Λ d'un événement en utilisant les traces négatives d'un événement et les traces positives de tous les autres événements de même classe. Une classe d'événements est constituée d'événements de centralité voisine et dont la position en z du vertex primaire appartient à un intervalle de quelques centimètres de large.

L'ajustement suppose que le bruit sous le pic suive la même fonction que le bruit des "ailes", et que la fonction choisie décrive correctement la forme du bruit des ailes. Toutefois, la souplesse d'utilisation est grande, l'intégralité des différentes composantes du fond est prise en compte – par opposition aux quatre dernières méthodes –, et l'erreur statistique sur la quantité de bruit estimée est généralement faible car cette méthode tient compte de la corrélation entre les bins voisins (le fond est physique et ne peut varier trop brutalement : il suit une fonction, la hauteur d'un bin n'est donc pas complètement indépendante de celle des bins voisins). Les fonctions les plus communes dans notre cas sont des polynômes du 2^e ou du 3^e degré.

Le comptage de bins suppose que le fond puisse être décrit localement par une fonction affine. Cette contrainte est forte et rarement vérifiée pour le Ξ et le Ω , mais cette méthode peut avantageusement remplacer la précédente dans les cas où la statistique de fond est très faible (haut- p_{\perp} , événements périphériques) et ne permet pas un ajustement de fonction.

Contrairement à ces deux méthodes, les quatre autres cherchent à véritablement reconstituer le fond présent sous le pic de signal. Elles ne sont donc pas sensibles à la forme du fond ni à la faible statistique, mais, sauf pour la simulation, leur inconvénient commun est de ne pas tenir compte des corrélations. Ceci sera expliqué en détail dans la partie V-2.3 (p. 102), où l'on présentera également une solution partielle au problème dans notre cas. Le problème majeur de la méthode du changement de signe pour les Λ est la différence entre le nombre de traces positives et négatives. Quant au fond créé par rotation de traces, il est sensible aux asymétries des détecteurs. Enfin, la simulation pure n'est pas réalisable pour les collisions d'ions lourds, la multiplicité étant bien trop importante et la composition étant trop mal connue. Elle est utilisée pour démêler les contributions de plusieurs particules (résonances d'un spectre inclusif) ou calculer la contribution d'une corrélation détruite par les autres méthodes.

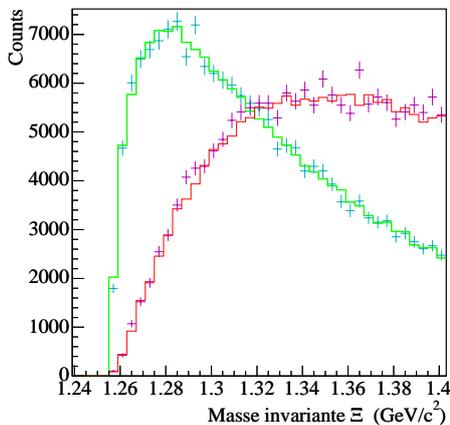


FIG. V.7 – Comparaison des fonds obtenus par symétrie (cyan et magenta, avec les barres d'erreur) et par rotation de traces (vert et rouge). La distribution verte est obtenue avec les coupures d'analyse ADL, la rouge avec les coupures d'analyse classiques. Le fond obtenu par symétrie est normalisé à celui obtenu par rotation de traces par le nombre d'événements

Quant au mélange d'événements, son immense avantage est de fournir une erreur statistique pratiquement nulle par rapport aux autres méthodes, grâce au grand nombre d'événements pouvant être mixés entre eux. Outre le fait de ne pas pouvoir reproduire certaines corrélations (mais le flot elliptique est corrigible [75, 76]), son inconvénient a la même origine que son avantage : les caractéristiques des événements, y compris ceux d'une même classe, ne sont pas strictement identiques. De plus, la constitution de ces classes d'événements résulte en des programmes plus complexes, très gourmands en mémoire et en temps de calcul.

2.2 Estimation de la quantité de signal

La méthode que nous avons choisi d'utiliser est la rotation de traces. Nous avons choisi une rotation simple de 180° (cet angle est le seul qui permette de s'affranchir des effets du flot elliptique), et nous

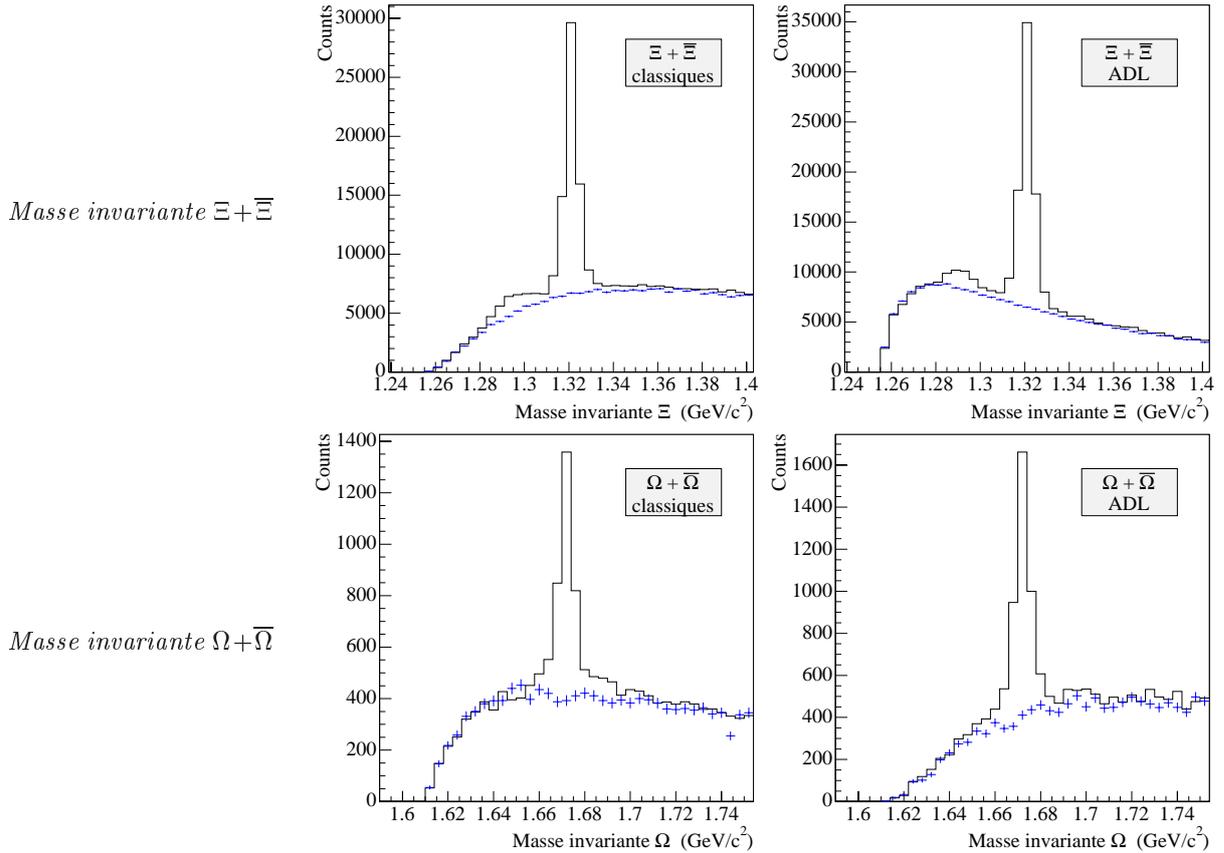


FIG. V.8 – *Reproduction du fond réel par le fond créé : avec les coupures classiques (à gauche) et avec les coupures ADL (à droite) ; le fond créé par rotation de traces et normalisé au nombre d'événements est représenté en bleu. Les distributions sont intégrées en p_{\perp}*

avons produit une fraction de la statistique avec la méthode de la symétrie par rapport au plan transverse afin de s'assurer que ces méthodes donnent un résultat similaire, ce que montre la figure V.7, obtenue avec 564 551 événements de rotation et 111 687 événements de symétrie. Le temps d'exécution d'une reproduction et l'espace-disque nécessaire est bien trop grand pour pouvoir utiliser les trois méthodes de "rotation" à la fois (rotation, symétrie par rapport au plan transverse, symétrie centrale).

Nous n'avons pas tenu compte de l'asymétrie de la TPC. Celle-ci peut être par exemple un secteur mort : dans ce cas, non seulement aucun Xi-bruit ne sera reconstruit dans le secteur mort, mais en plus la rotation des traces fera qu'aucune trace-bachelor n'existera dans le secteur diamétralement opposé : un Λ reconstruit dans celui-ci ne sera donc jamais associé à une trace et aucun Xi-bruit ne sera non plus reconstruit. L'effet d'un secteur mort est donc doublé, et le fond reconstruit par rotation de traces est plus bas que le fond réel.

On ne peut cependant pas corriger cet effet par un simple facteur de normalisation du fond créé, car l'effet dépend entre autres de la courbure des traces – donc du p_{\perp} –, de l'angle d'ouverture de la décroissance, etc... Une asymétrie plus subtile est constituée par un pad-row mort : dans ce cas, les traces sont reconstruites de la même manière mais leur nombre de points diffère. Les coupures sur ce nombre de points agissent donc différemment sur le fond selon le secteur. Ce type d'asymétrie a existé dans la TPC de STAR lors de la prise de données, mais l'effet attendu est minime.

En l'absence d'asymétrie du détecteur, on peut observer l'effet amusant d'un fond recréé plus *haut* que le fond réel. Ceci est possible par le fait que le signal lui-même participe au fond recréé : la corrélation est détruite, mais ses particules-filles participent aux combinaisons reconstruites après rotation. Cet effet est quantifiable en effectuant la rotation de traces sur de l'embedding de Ξ ou de Ω .

Les distributions en masse invariante de la figure V.8 montrent qu'une simple normalisation au nombre d'événements suffit pour obtenir un très bon accord entre le fond créé et le fond réel, confirmant

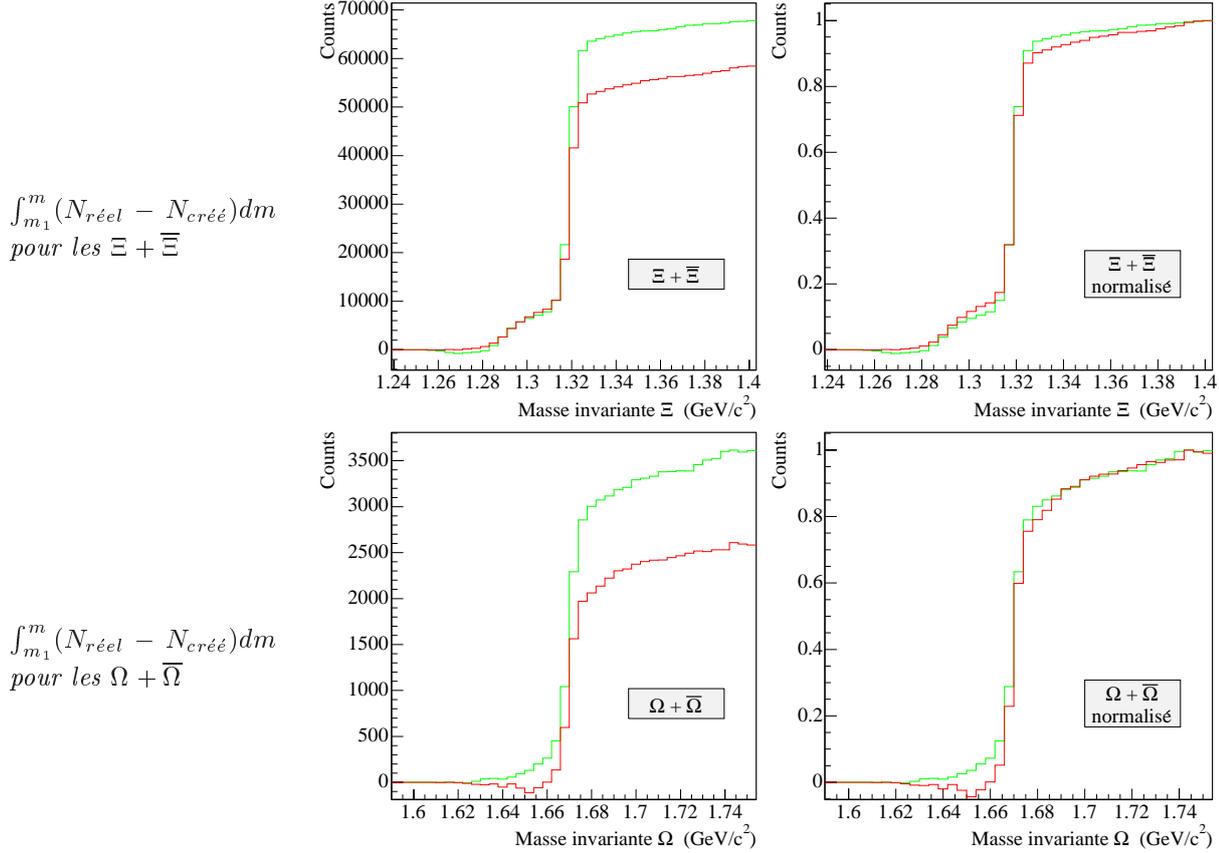


FIG. V.9 – Décalage entre le fond réel et le fond créé : intégrale de la différence entre le fond réel et celui obtenu par rotation de traces. En vert : coupures ADL, en rouge : coupures classiques. Les graphes de droite sont la normalisation à 1 de ceux de gauche

donc a posteriori que les effets d'asymétrie de la TPC ne sont pas prédominants et que le fond est très majoritairement combinatoire. Les nombres d'événements réels et de fond recréé sont donnés dans le tableau V.3 page 94.

L'accord n'est toutefois pas parfait, comme le montrent les graphes de la figure V.9 : si l'accord était parfait, l'intégrale de la distribution résultant de la soustraction du fond créé au fond réel serait plate modulo les fluctuations statistiques, sauf dans la zone du signal. Ce que l'on observe au contraire est une légère augmentation, sur l'ensemble du domaine de masse invariante situé au-delà du pic¹, indépendante du signe du champ magnétique et indépendante de la charge de la particule parente (Ξ et Ω vs $\bar{\Xi}$ et $\bar{\Omega}$). Les barres d'erreur sont grandes pour les Ω , mais pas suffisamment pour masquer l'effet ; pour les Ξ , l'effet paraît moins important mais reste net, et légèrement plus prononcé pour les coupures classiques que pour les coupures ADL.

Le fond est donc sous-estimé. La TPC n'ayant pas eu d'asymétrie majeure pendant la prise de ces données, nous avons supposé que cette sous-estimation provient essentiellement des corrélations non reproduites par la rotation de traces.

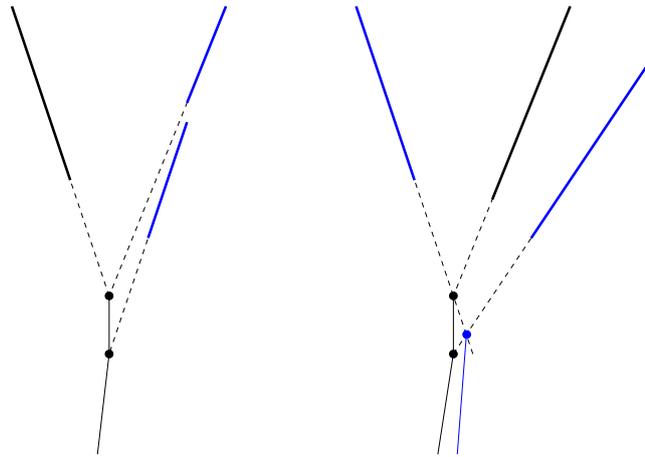
2.3 Estimation des corrélations

Corrélations non reproduites

Les effets auxquels nous nous sommes intéressés sont les corrélations entre les 3 traces-filles d'un $xiVertex$. La corrélation la plus importante est celle du signal (Ξ ou Ω), et l'on veut bien sûr qu'elle ne soit pas reproduite par le fond créé. Les autres corrélations doivent dans la mesure du possible être

¹. Pour les Ξ , une augmentation est également visible à gauche du pic, mais cette dernière est connue, comme on le verra au § V-2.3.

FIG. V.10 – Illustration de deux corrélations intervenant lors de la reconstruction de ξ Vertex. Les traces reconstruites sont en trait gras plein, et leur extrapolation est en tirets. Les traces corrélées sont en bleu. Le ξ Vertex reconstruit et stocké est dessiné en noir (vertex de décroissance et traits fins continus)



(a) Trace scindée: les deux traces reconstruites ayant des paramètres proches, la distance de vol du $V0$ reconstruit est nécessairement faible

(b) Permutation du méson et du bachelor: le $v0$ Vertex de la particule réelle (Λ ou K_s^0) à l'origine de la corrélation est dessiné en bleu

gardées, car elles appartiennent au fond. Or, à cause de la rotation d'une des 3 traces, une partie de ces autres corrélations est détruite. Il faut donc recenser ces corrélations non reproduites, et estimer leur contribution au fond réel, en particulier sous le pic de masse invariante.

Par commodité, nous nommerons les 3 traces d'un ξ Vertex par leur identité: "Mes" pour le méson, "Bar" pour le baryon, et "Bac" pour le bachelor. Ces notations sont à comprendre comme étant celles du ξ Vertex reconstruit et non celles de la particule réelle à l'origine de la corrélation: "méson" désigne donc une particule qui n'est pas nécessairement un méson dans la réalité, mais qui le serait si le ξ Vertex reconstruit était un vrai Ξ . La trace subissant la rotation est le bachelor, et cette dernière est de même signe que le méson.

Les corrélations entre traces existent lorsque:

- les 3 traces proviennent de la désintégration d'une particule autre que celle recherchée;
- 2 des 3 traces proviennent de la désintégration d'une particule réelle;
- 2 des 3 traces proviennent en fait d'une unique particule.

Ce dernier type de corrélation prend sa source dans le phénomène de *splitting*, ou traces scindées: une même particule crée un nombre significatif de points dans la TPC, lesquels sont en fait reconstruits non pas en une unique trace, mais en deux traces distinctes. Ces deux traces sont fortement corrélées puisqu'elles proviennent de la même particule: elles ont un dE/dx moyen et une impulsion très semblables. Il est facile de se débarrasser des traces scindées: la TPC ayant 45 pad-rows par secteur, une coupure requérant un minimum de 23 points par trace garantit l'absence totale de l'une des deux composantes d'une trace scindée, et donc l'absence totale de corrélations de ce type. Cependant, une telle coupure a une efficacité trop faible sur le signal. Il est donc préférable de la relâcher et de comprendre l'influence des corrélations ainsi gardées sur les résultats.

Les deux autres types de corrélation proviennent soit d'une permutation de deux traces (*swapping*), soit d'une erreur d'identification (PID, pour Particle Identification). Les schémas de la figure V.10 expliquent la reconstruction d'un ξ Vertex avec une trace scindée, et avec permutation de deux traces.

Le tableau V.7 page suivante liste les diverses corrélations possibles:

- corrélation entre le méson et le bachelor (même signe): méson et bachelor sont deux fragments d'une même trace scindée;
- corrélation entre le méson et le baryon: ces particules sont filles d'une particule réelle n'étant pas un Λ . Elle est reproduite par la rotation de traces, puisque c'est le bachelor qui est tourné;
- corrélation entre le baryon et le bachelor: le méson et le bachelor (de même signe) sont permutés dans la reconstruction, c'est-à-dire que l'un joue le rôle de l'autre et vice-versa, baryon et bachelor sont en fait filles d'une particule réelle (K_s^0 ou Λ);

- corrélation entre le bachelor et le $v0Vertex$ constitué d'une particule réelle décroissant en méson-baryon: il s'agit d'une pollution des Ω par les Ξ et, dans une moindre mesure, d'une pollution des Ξ par les Ω ;
- corrélation entre le méson et le $v0Vertex$ constitué d'une particule réelle décroissant en bachelor-baryon: ces corrélations viennent de Ξ et Ω dont le méson et le bachelor ont été permutés dans la reconstruction.

TAB. V.7 – *Corrélations possibles entre traces pour le Ξ et pour le Ω*

Traces corrélées	Erreur d'origine	Xi	Oméga
Bac-Mes	Trace scindée	Trace scindée	
Bac-Mes	Trace scindée + PID		Trace scindée
Mes-Bar	PID	K_s^0	K_s^0
Bac-Bar	Permutation	Λ permuté	
Bac-Bar	Permutation + PID	K_s^0 permuté	Λ et K_s^0 permutés
Bac-(Mes-Bar)	PID	Ω	Ξ
Mes-(Bac-Bar)	Permutation	Ξ permuté	
Mes-(Bac-Bar)	Permutation + PID	Ω permuté	Ξ et Ω permutés

Seule la corrélation méson-baryon est reproduite par la rotation de traces; il faut donc estimer la contribution des autres corrélations au fond réel.

La reconstruction des corrélations “Bac-Mes” donne un résultat qualitatif sur leur répartition en masse invariante: elles sont calculées en reconstruisant avec le XiFinder des $xiVertex$ dont le bachelor et le méson sont constitués de la même trace (même numéro d'identification). Du fait que strictement la même trace soit utilisée, et non deux parties distinctes d'une trace scindée ayant donc des paramètres (impulsion, position) très légèrement différents, la répartition en masse invariante de ces candidats est probablement un peu moins large que la distribution réelle. Cette dernière pourrait, à terme, être étudiée par la simulation, dans laquelle il est possible de retrouver deux morceaux scindés provenant d'une même trace simulée.

Nous avons reconstruit les corrélations “Mes-Bar”, bien que celles-ci soient reproduites par la rotation de traces: ceci est fait simplement en calculant la masse invariante du K_s^0 .

Nous n'avons pas examiné les corrélations “Mes-(Bac-Bar)” car la masse invariante du Ξ ou Ω après permutation des traces doit être calculée avec les impulsions prises au vertex de décroissance, dont la position change lorsque deux traces sont permutées. Un calcul de la nouvelle position du vertex nécessite l'intégration de l'algorithme du XiFinder dans un code de filtrage.

Les corrélations “Bac-Bar” sont obtenues en intégrant dans un code de filtrage l'algorithme du V0Finder, plus simple que celui du XiFinder. La position du $v0Vertex$ après permutation est recherchée, et l'on recalcule la masse invariante du Λ et du K_s^0 . Une petite approximation est faite lors de cette opération: au niveau du filtrage, toutes les informations sur les traces ne sont plus disponibles; en particulier, l'impulsion des traces-filles est stockée, mais pas leur position. Nous avons donc supposé qu'elles provenaient directement de l'endroit du vertex. L'erreur est néanmoins faible et ne devrait pas affecter sensiblement les résultats.

Enfin, les corrélations Bac-(Mes-Bar) sont obtenues simplement en calculant la masse invariante dans l'hypothèse Ω pour le Ξ et dans l'hypothèse Ξ pour le Ω .

À part pour l'étude des corrélations dues aux traces scindées, la recherche des corrélations est faite bien entendu pour les candidats eux-mêmes – donc après une reconstruction normale – afin de savoir quelle fraction de ceux-ci provient de corrélations. Les graphes présentés dans les paragraphes suivants sont donc la distribution de variables (masses invariantes permutées, masses invariantes calculées avec une autre hypothèse de PID) de l'échantillon de Ξ ou de Ω ayant passé les coupures d'analyse et sur lequel la quantité de signal est estimée.

Les diverses distributions en masse invariante sont donc représentées pour les candidats réels, pour les candidats de fond recréé, et pour la soustraction des deux, c'est-à-dire pour la partie du fond non reproduite par la rotation de traces. Il ne faut pas oublier que cette partie contient non seulement la corrélation examinée, mais également toutes les autres, et en particulier le signal lui-même qui est plusieurs ordres de magnitude plus important. Il faut donc également tracer la répartition du signal

dans la masse invariante considérée – ce que l’on peut obtenir par la simulation –, afin de s’assurer que l’éventuel pic obtenu dans la masse invariante considérée n’est pas causé par le signal lui-même.

Contributions pour le Ξ

Cette étude a été faite avec 523 440 événements réels et 483 179 événements de fond recréé, dont les distributions sont normalisées au fond réel par le nombre d’événements. Les figures présentées sont intégrées en p_{\perp} pour des raisons de statistique, la seule information apportée par un binning en p_{\perp} étant le fait attendu et ainsi vérifié qu’une corrélation n’apparaît qu’à haut- p_{\perp} lorsqu’elle met en jeu une erreur de PID.

Ainsi que prévu, le calcul de la masse invariante du K_s^0 sans permutation montre que cette corrélation, si elle existe, est reproduite par la rotation de traces, car aucun pic n’est visible.

La figure V.11 page suivante montre les distributions en masse invariante des corrélations dues à la permutation de traces (Λ en haut, K_s^0 en bas), intégrées en p_{\perp} . La largeur du signal de K_s^0 permutés est approximativement conforme à celle des K_s^0 obtenus par la méthode standard (reconstruction topologique de $\nu 0Vertex$ et application de coupures), ce qui confirme a posteriori que l’influence de l’approximation faite sur la position de l’origine des traces lors du re-calcul de la position du vertex secondaire (*cf.* paragraphe précédent) est faible.

Les distributions de gauche ont été obtenues avec les coupures classiques, celles de droite avec les coupures ADL. Les distributions rouges sont celles des candidats associés de l’embedding, et illustrent donc la distribution du signal uniquement, de manière à vérifier que les pics obtenus dans les distributions cyan (candidats réels après soustraction du fond obtenu par rotation de traces) sont bien dus à une corrélation autre que le signal lui-même. Selon les bins de p_{\perp} , une différence entre les distributions des associés et des candidats réels est parfois observée, en dehors du pic de masse invariante de la corrélation elle-même : cette différence est probablement due aux autres corrélations, reproduites ni par la rotation de traces, ni par les candidats associés de l’embedding.

Les quatre distributions montrent un pic en masse invariante, révélant ainsi une pollution par les Λ et K_s^0 permutés. Une estimation visuelle du nombre de candidats dans ces pics donne, pour respectivement les coupures classiques et les coupures ADL, environ 3000 et 5000 Λ , et environ 3000 et 2500 K_s^0 . Soit au total 6000 candidats pour les coupures classiques et 7500 pour les coupures ADL. Le nombre brut de signal est d’environ 45 000 et 55 000 respectivement, le nombre de candidats-corrélations est donc proche de 15 % du nombre estimé de signal dans les deux cas. Même si ces 15 % ne sont pas uniquement sous le pic de masse invariante – la majorité d’entre eux se trouvent dans la bosse en masse invariante située à gauche du pic¹ –, cette contribution n’est pas négligeable.

Le graphe de gauche de la figure V.12 page suivante montre qualitativement la zone en masse invariante où se trouvent les corrélations dues aux traces scindées. Ce graphe ne fournit aucune indication quantitative en dehors du fait que l’efficacité des coupures ADL pures (coupures “classiques” lâches exclues) sur ces candidats est de 5 %, mais, bien que – ainsi qu’expliqué plus haut – la largeur réelle de cette corrélation soit probablement plus grande, elle ne devrait pas s’étendre jusque sous le pic de masse invariante, et n’est donc pas préoccupante. Cette corrélation pourrait être éliminée sans lourdes pertes pour le signal si besoin était, comme le montre la distribution de la vraie distance de décroissance du Λ pour ces candidats (VOTrueDL) dans le graphe de droite : l’intégralité de ces candidats simulés est éliminée par une coupure à 1,5 cm , 95 % d’entre eux sont éliminés par une coupure à 1,0 cm . Cette coupure est également utile pour éliminer la diffusion multiple, qui crée parfois 3 traces, pouvant alors être considérées comme un $\nu 0Vertex$. Les distributions de cette variable pour le signal, montrées en annexe dans les figures C.1 (Ξ) et C.2 (Ω), confirment la haute efficacité d’une telle coupure sur le signal. Notons aussi que le nombre de candidats de cette corrélation passant les coupures est plus de 4 fois plus important avec les coupures classiques (261) qu’avec les coupures ADL (59).

En conclusion, la contribution des traces scindées n’influe pas sur le comptage du signal, la contribution des K_s^0 est nulle, mais les contributions de Λ et K_s^0 permutés sont significatives (la plus importante étant celle du Λ car elle ne requiert pas d’erreur sur le PID ; celle du K_s^0 est a fortiori dépendante du p_{\perp} et augmente avec celui-ci) et l’étude de leur distribution en masse invariante de Ξ devrait permettre de calculer leur influence sur le comptage du signal et de corriger cette dernière. La contribution des Ξ permutés n’a pas été étudiée indépendamment mais est comptée dans les Λ permutés. L’importance des

1. Une étude rapide a montré que la répartition du fond en masse invariante de Λ permuté suit celle de masse invariante de Ξ , et que ce sont les candidats dont la masse invariante de Ξ est dans la zone de la bosse qui ont une masse invariante de Λ permuté se situant autour de la masse réelle du Λ .

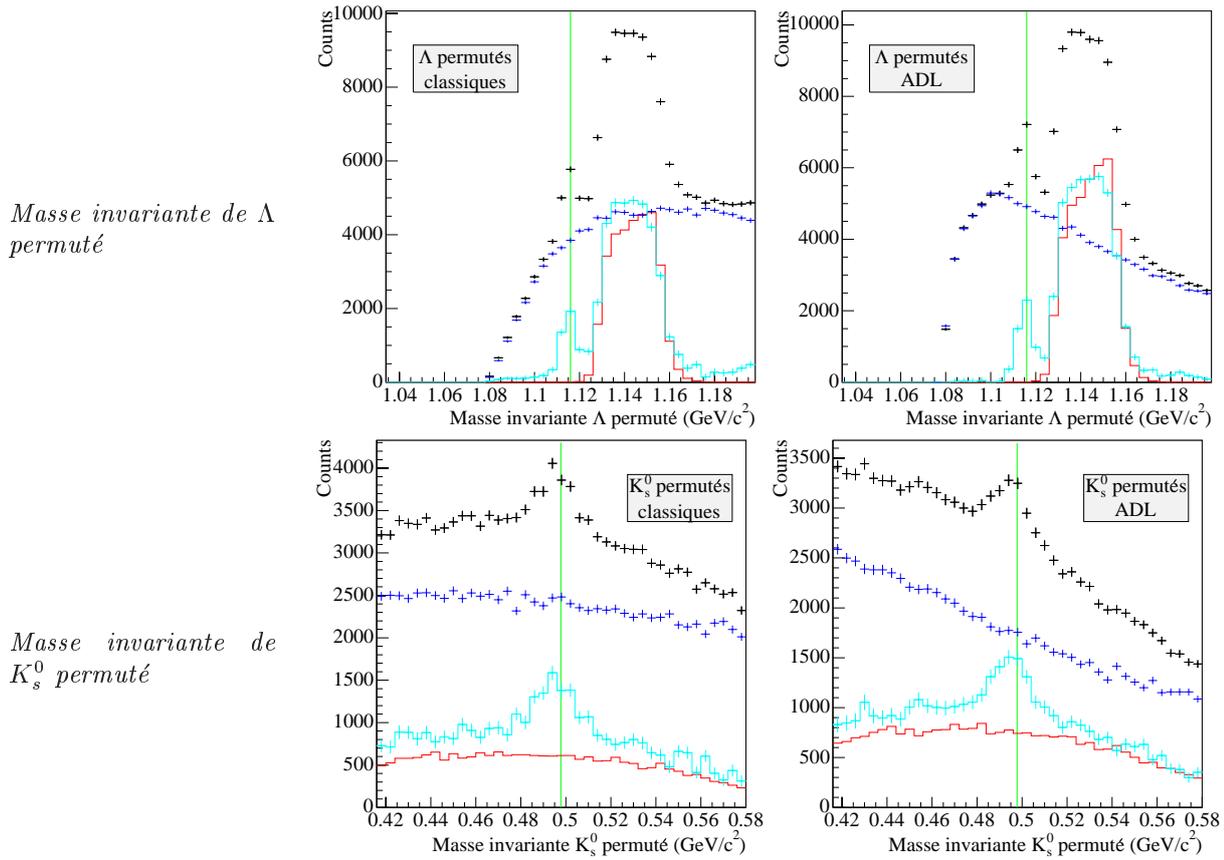


FIG. V.11 – Distributions en masse invariante de Λ permuté (en haut) et de K_s^0 permuté (en bas), intégrées en p_{\perp} , pour les coupures classiques (à gauche) et les coupures ADL (à droite). La distribution noire provient des données réelles, la bleue du fond recréé par rotation de traces et normalisé au nombre d'événements. La distribution cyan est la soustraction et représente ce qui n'est pas reproduit par le fond créé. La distribution rouge est celle des candidats associés de l'embedding et représente la distribution du signal lui-même (il fait partie des corrélations non reproduites par le fond) ; cette dernière distribution n'est pas normalisée et ne donne donc que la forme de la contribution du signal

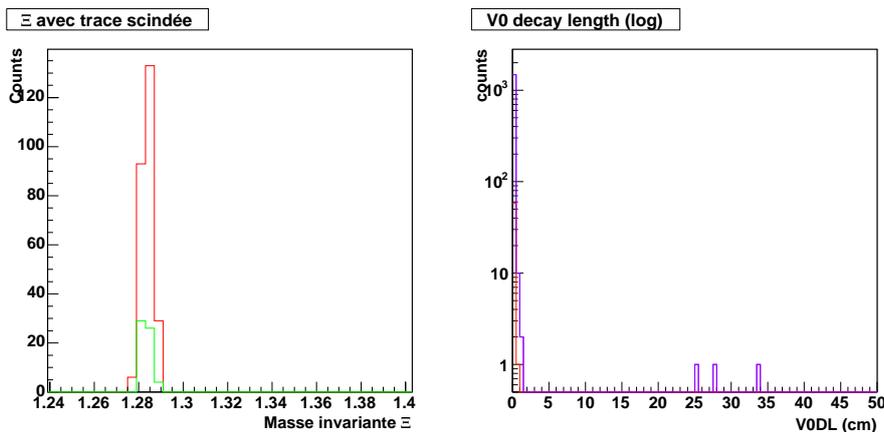


FIG. V.12 – Distributions des Ξ construits avec une trace scindée

(a) Masse invariante de Ξ : avec les coupures classiques (en rouge) et ADL (en vert)

(b) Vraie longueur de décroissance du $V0$: avant la première coupure ADL (mauve), et après toutes les coupures ADL (rouge)

autres contributions (Ω et Ω permutés) est inconnue mais supposée faible à cause du faible taux de production de Ω .

L'étude des distributions en masse invariante de Ξ des diverses corrélations est possible mais n'a pas encore été réalisée. Pour les Ξ permutés, il suffit d'associer les candidats de l'embedding de Ξ en inversant les critères Monte-Carlo requis pour le bachelor et pour le méson. Pour les Λ et K_s^0 permutés, la tâche est moins évidente: il faut chercher les $xiVertex$ dans de l'embedding de Λ et K_s^0 respectivement, en ne requérant l'association que de deux des trois particules-filles, et en prenant garde que le nombre de particules simulées ajoutées à l'événement réel n'influe pas sur le nombre de $xiVertex$ trouvés. C'est cette dernière condition qui devrait être la plus contraignante, mais elle pourrait être contournée en exigeant que la trace de la troisième particule-fille ne soit associée à aucune trace simulée. Une fois ces candidats trouvés, il faut appliquer les coupures voulues, calculer la masse invariante des candidats restants et compter en fonction du p_{\perp} ceux qui tombent dans la fenêtre de comptage du signal, une normalisation pouvant être le rapport entre le taux de production réel des particules concernées (Λ et K_s^0), connu, et le nombre de ces particules simulées dans l'embedding.

Contributions pour le Ω

Cette étude a été réalisée en utilisant 1 279 094 événements réels et 998 281 événements de fond recréé, dont les distributions sont normalisées au fond réel par le nombre d'événements. Les figures présentées sont intégrées en p_{\perp} , sauf mention du contraire.

Une première observation est que la corrélation contribuant majoritairement à la non-description du fond réel par le fond créé est le Ξ (non permuté), ainsi que l'illustre la figure V.13. Cette corrélation n'est pas présente avec les coupures classiques car les coupures strictes en $\cos\theta^*$ éliminent les vrais Ξ . Par contre, une telle coupure brute n'est pas appliquée dans l'ADL, il faut donc éliminer cette contribution. Ceci est en fait facile, car une coupure stricte en masse invariante autour de la masse du Ξ permet de l'éliminer, sans perdre trop de signal de Ω . La largeur de la coupure que nous avons choisie est $\pm 10 \text{ MeV}/c^2$ (environ $2,5\sigma = 98,8\%$) autour de la masse du Ξ . Cette coupure élimine donc environ 99 % des moins de 500 Ξ passant les coupures ADL. Il reste ainsi une demi-douzaine de Ξ , à comparer aux quelques 3000 Ω obtenus (moins de 0,2 %), les Ξ n'étant par ailleurs pas cantonnés sous le pic de masse du Ω . Cette contribution restante ne dépasse pas 0,5 % à haut- p_{\perp} , et peut donc être négligée.

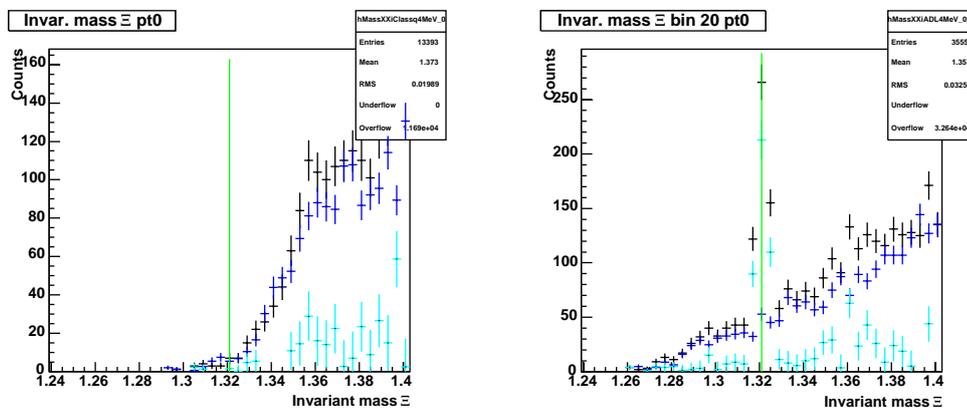


FIG. V.13 – Distribution des candidats Ω en masse invariante de Ξ : après coupures classiques (à gauche) et ADL (à droite)

Une fois cette corrélation éliminée, la même étude que pour le Ξ peut être faite.

Ainsi qu'attendu, et de même que pour le Ξ , le calcul de la masse invariante du K_s^0 sans permutation montre que cette corrélation, si elle existe, est reproduite par la rotation de traces, car aucun pic n'est visible. Contrairement au cas du Ξ , il n'y a pas pour le Ω de contribution de Λ permutés. À bas- p_{\perp} , cela s'explique par le fait que la bonne identification des particules permet de ne pas prendre un K pour un π . L'identification n'est plus possible à haut- p_{\perp} , mais on peut alors penser que la distance de vol en moyenne plus grande du Λ réduit les chances de permutation des deux traces au point d'éliminer toute contribution de Λ permutés.

Par contre, il semble y avoir une contribution de K_s^0 permutés, pour les coupures ADL uniquement, comme le montre la figure V.14 page suivante. Dans cette figure, la même normalisation a bien sûr

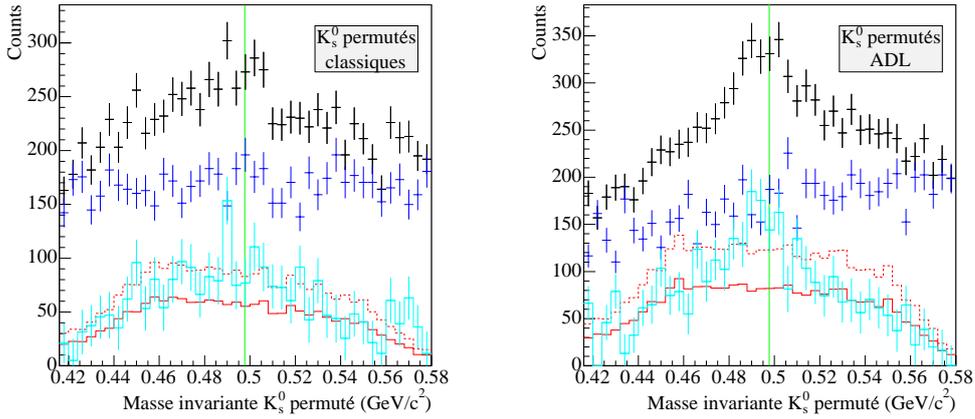


FIG. V.14 – Distributions en masse invariante de K_s^0 permuté, intégrées en p_{\perp} , pour les coupures classiques (à gauche) et les coupures ADL (à droite). La distribution noire provient des données réelles, la bleue du fond recréé par rotation de traces et normalisé au nombre d'événements. La distribution cyan est la soustraction et représente ce qui n'est pas reproduit par le fond créé. La distribution rouge est celle des candidats associés de l'embedding et représente la distribution du signal lui-même (il fait partie des corrélations non reproduites par le fond) ; cette dernière distribution ne donne que la forme de la contribution du signal, le facteur de normalisation étant arbitraire : il vaut $1/6$ pour la courbe en trait plein, $1/4$ pour la courbe en tirets

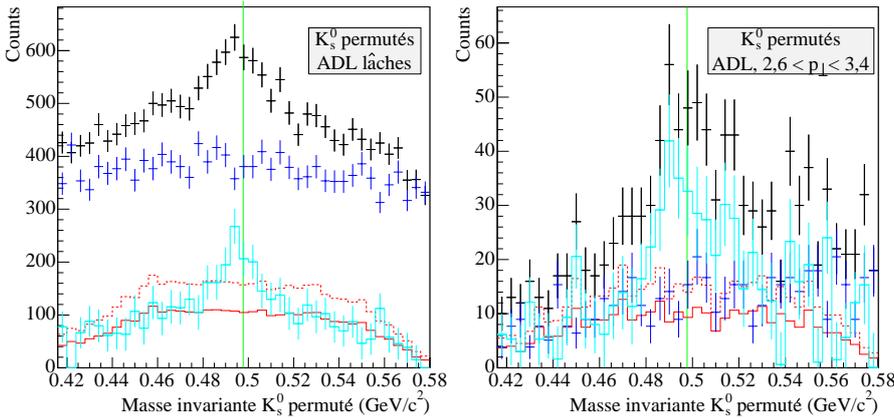


FIG. V.15 – Distributions en masse invariante de K_s^0 permuté : pour des coupures ADL plus lâches et p_{\perp} intégré (à gauche), et pour des coupures ADL normales dans le bin $2,6 < p_{\perp} < 3,4$ GeV/c

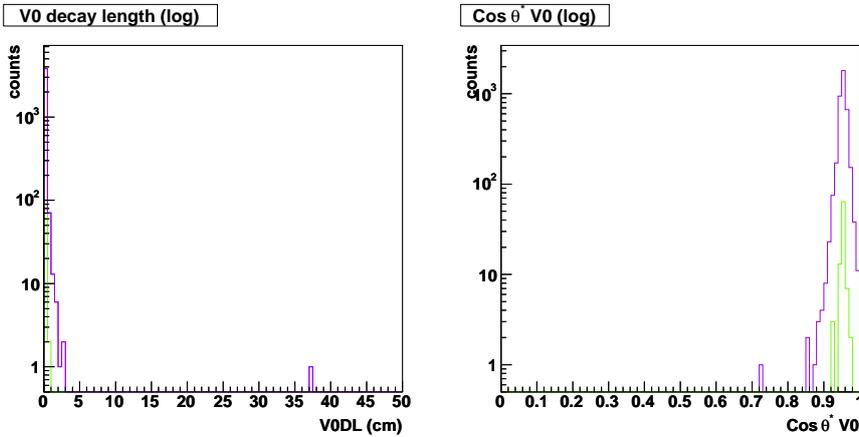


FIG. V.16 – Distributions des Ω reconstruits avec une trace scindée : avant la première coupure ADL (en mauve) et après les 20 premières coupures (en vert)

(a) Vraie longueur de décroissance du $V0$

(b) Cosinus de l'angle θ^* du $V0$

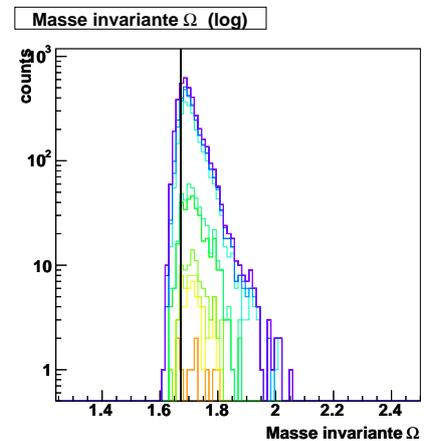
été appliquée aux candidats de l'embedding pour les coupures classiques et ADL. La distribution rouge en trait plein est une normalisation par un facteur arbitraire $1/6$, celle en tirets par un facteur arbitraire $1/4$.

Il est difficile de dire laquelle des deux normalisations des candidats associés de l'embedding décrit le mieux la courbe $-1/4$ sans K_s^0 , ou $1/6$ avec K_s^0 – et donc de distinguer la contribution du signal de Ω de celle des K_s^0 permutés, mais comme le montre le graphe de gauche de la figure V.15, des coupures ADL plus larges donnent un clair signal de K_s^0 permutés, la distribution des Ω étant inchangée en forme. C'est donc le manque de statistique qui empêcherait de distinguer nettement le pic de K_s^0 permutés. Une étude en bins de p_\perp conforte l'hypothèse d'une contribution de K_s^0 permutés en montrant que le signal de K_s^0 permutés apparaît à haut- p_\perp uniquement : fugacement à $1,8 \text{ GeV}/c$, et plus franchement à partir de $2,2 \text{ GeV}/c$, comme on peut le voir par exemple sur le graphe de droite de la figure V.15.

L'absence de Λ permutés n'est pas incompatible avec la présence de K_s^0 permutés, car le $c\tau$ de ce dernier ($2,68 \text{ cm}$) est sensiblement plus faible que celui du Λ ($7,89 \text{ cm}$), et permet donc que même les candidats à haut- p_\perp passent les coupures sur la distance de vol du $V0$. Quant au fait que pour le Ξ les quantités de ces deux particules permutées soient du même ordre de grandeur, il s'explique par l'identification des particules : dans le cas du Ξ , aucune erreur de PID n'est nécessaire pour obtenir une contribution de Λ permutés, on en trouve donc même à bas- p_\perp .

L'étude de la contribution des traces scindées a été réalisée comme pour le Ξ , en faisant une production spéciale dans laquelle il est exigé que le bachelor et le méson soient la même trace. L'intégralité de la statistique a été produite, et pourtant aucun candidat ne passe ni les coupures classiques, ni les coupures ADL. L'ordre de grandeur du nombre de candidats avant coupures est de 4 par événement, soit environ 200 fois moins que les candidats normaux. Ne connaissant pas la proportion de ces candidats dont le bachelor et le méson proviennent de la même trace scindée, il est difficile de donner une estimation chiffrée quant à la contribution de cette corrélation. Il semble néanmoins raisonnable de penser que cette contribution est très minime, d'autant plus que ces candidats, contrairement au cas du Ξ , se répartissent dans tout l'intervalle de masse invariante et non pas dans une zone précise, comme le montre la figure V.17. Comme pour le Ξ , ces candidats peuvent être aisément coupés si nécessaire¹, d'après la figure V.16, en V0TrueDL mais aussi – contrairement au Ξ – en $\cos\theta^*$.

FIG. V.17 – Distributions en masse invariante des Ω reconstruits avec une trace scindée, après k coupures ADL, $k \in \{0; 2; 4; \dots; 26; 28\}$, avec $k = 0$ en mauve et $k = 28$ en orange. La masse du Ω est indiquée par le trait vertical



En conclusion, la seule corrélation influant sur le comptage du signal, et dans le cas de l'ADL uniquement, est celle de K_s^0 permutés. Une estimation grossière du nombre de K_s^0 dans tout le domaine en p_\perp donne environ 500, c'est-à-dire plus de 15 % du signal de Ω . Cette contribution est donc importante, et sa distribution en masse invariante de Ω peut être obtenue de la même manière que pour les corrélations intervenant dans l'estimation du signal de Ξ . Par contre, aucune des corrélations étudiées ici ne permet d'expliquer l'apparente non-description du fond réel par le fond recréé lorsque les coupures classiques sont utilisées (voir la figure V.8 p. 101 en bas à droite); il pourrait donc être nécessaire d'étudier les effets de l'asymétrie du détecteur, mais il est plus probable que cela provienne de la différence entre les versions Fortran (données réelles) et C++ (fond reconstruit) du code de reconstruction des vertex secondaires (cf. aussi FIG. VI.11 p. 154).

1. En fait, une coupure brute en V0TrueDecayLength peut être utile pour éliminer les faux $xiVertex$ résultant d'une interaction secondaire ayant produit 3 traces.

2.4 Calcul de l'erreur statistique

Notons S la quantité de signal, N celle de bruit, $T = S + N$ la somme du contenu des bins, et N' la quantité estimée de bruit à partir du bruit reconstruit. Les nombres d'événements réels et reconstruits étant différents (notons-les respectivement n_{real} et n_{rot}), la quantité de bruit estimée est :

$$\tilde{N} = kN' \quad \text{avec} \quad k = \frac{n_{real}}{n_{rot}}$$

et la quantité de signal estimée est :

$$\tilde{S} = T - \tilde{N}$$

Les sources d'erreur contribuant à l'erreur statistique sont :

- la quantité de candidats dans les bins (signal + bruit) : $\varepsilon_1 = \sqrt{T}$;
- l'estimation de la quantité de fond : $\varepsilon_2 = \sqrt{k^2 N'}$;
- la correction de l'efficacité, qui sera détaillée au paragraphe V-3.3 (p. 137).

L'erreur statistique totale sur l'estimation de la quantité non corrigée de signal est la somme quadratique de ses deux contributions, indépendantes entre elles :

$$\varepsilon = \sqrt{\varepsilon_1^2 + \varepsilon_2^2} = \sqrt{T + k^2 N'} \quad (\text{V.1})$$

La quantité estimée de signal étant égale à $T - \tilde{N}$, ce qui sera appelé *incertitude relative* dans le paragraphe suivant sera :

$$\frac{\sigma_S}{\tilde{S}} = \frac{\sqrt{T + k^2 N'}}{T - \tilde{N}} \quad (\text{V.2})$$

Dans la suite et sauf indication contraire, S et T désigneront respectivement \tilde{S} et \tilde{T} pour éviter les lourdeurs de notation.

2.5 Détermination de la dernière coupure ADL

La dernière valeur de coupure ADL est déterminée de manière différente des autres : la variable que nous utilisons pour la choisir n'est ni l'efficacité, ni le rapport signal sur bruit, mais l'incertitude relative. Cette dernière est en effet directement liée à la barre d'erreur statistique sur le résultat final. Il faut donc, pour avoir la barre d'erreur la plus petite possible, parcourir l'ensemble des valeurs avec la dernière coupure ADL et trouver celle qui donne la plus petite incertitude relative.

Il est remarquable que l'ADL permette si facilement la recherche d'un tel extremum : en effet, il n'est besoin de faire varier qu'un seul paramètre, qui est la valeur de la dernière coupure (toutes les précédentes sont optimales). Avec les coupures classiques, cet extremum doit être recherché en faisant varier autant de paramètres qu'il y a de variables de coupure, c'est-à-dire une dizaine.

La recherche est d'autant plus facile avec l'ADL que la variation de l'erreur relative en fonction de la coupure est une fonction monotone par morceaux : lorsque la coupure est resserrée par rapport à l'optimum, la quantité de signal baisse plus vite que la barre d'erreur, car la quantité de fond est faible. Lorsque la coupure est relâchée par rapport à l'optimum, la quantité de fond augmente plus vite que celle du signal et ce dernier augmente moins vite que la barre d'erreur. Il s'ensuit que l'on obtient une forme en vallée dont il est facile de déterminer le minimum.

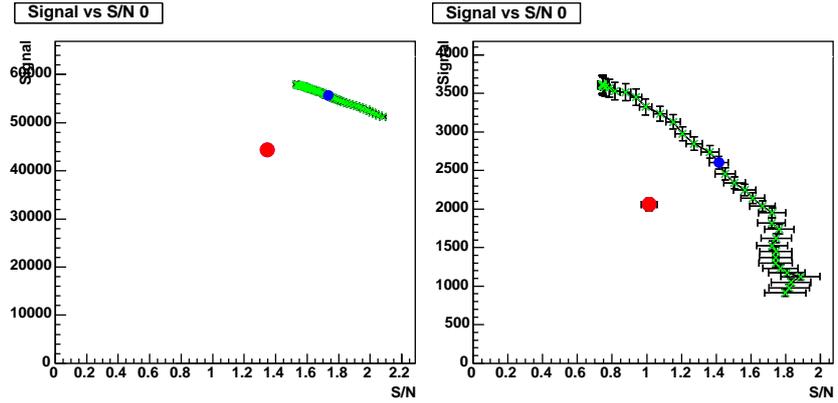
La figure V.18 illustre ce phénomène pour diverses variables : rapport signal sur bruit, pureté, signifiante¹ et incertitude relative, toutes en fonction de la quantité de signal (ou efficacité). Le lieu des points parcourus dans un de ces diagrammes par une ouverture ou un resserrement de la dernière coupure ADL est représenté par la courbe verte, à comparer au point rouge indiquant la "performance" obtenue avec les coupures classiques.

Le signal est proportionnel à l'efficacité, ces deux variables sont donc strictement équivalentes, mais, la simulation n'ayant pas encore été utilisée à ce stade, l'efficacité ne peut être connue ; c'est donc la quantité de signal qui est choisie comme variable. La variation de cette quantité de signal donne le sens de variation de la coupure ADL (l'efficacité diminue lorsque la coupure est resserrée).

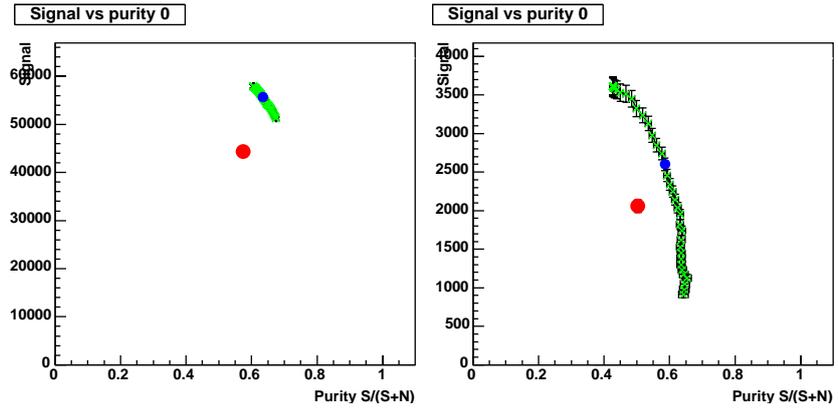
La figure V.19 page 112 illustre la méthode permettant de choisir le nombre de coupures ADL nécessaires : dans la figure de droite, les points magenta situent la position de la coupure selon

1. Définie ici comme $\frac{S}{\sqrt{S+N}}$.

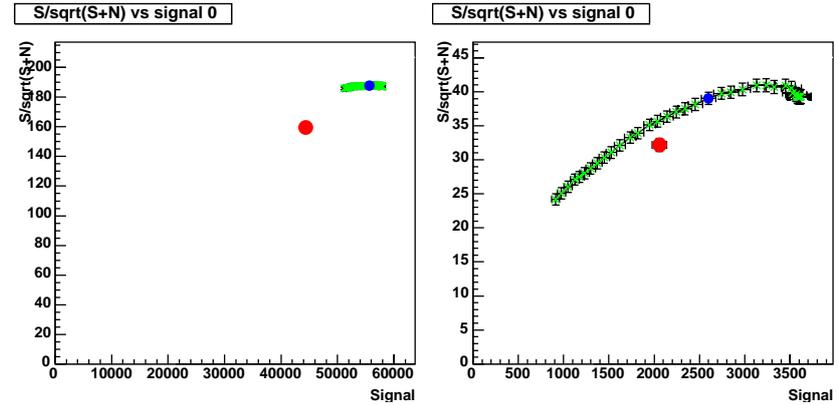
Signal S en fonction du rapport signal sur bruit S/N



Signal S en fonction de la pureté $\frac{S}{S+N}$ dont le maximum absolu est 1: diagramme efficacité-pureté



Significance $\frac{S}{\sqrt{S+N}}$ en fonction de la quantité de signal S



Erreur relative $\frac{\sqrt{S+N+k^2N}}{S}$ en fonction de la quantité de signal S

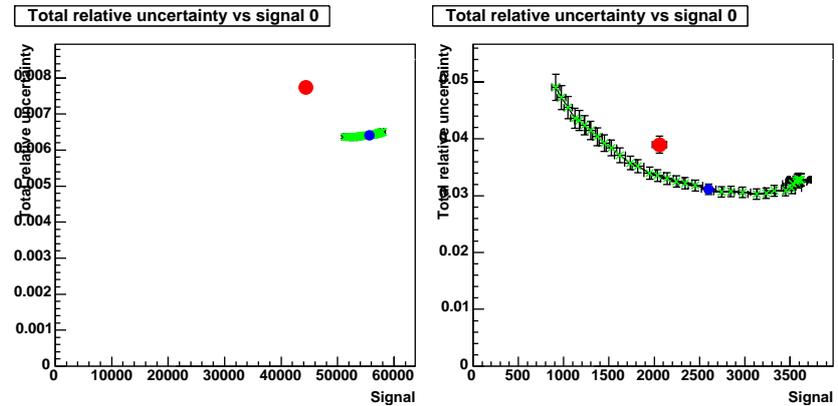
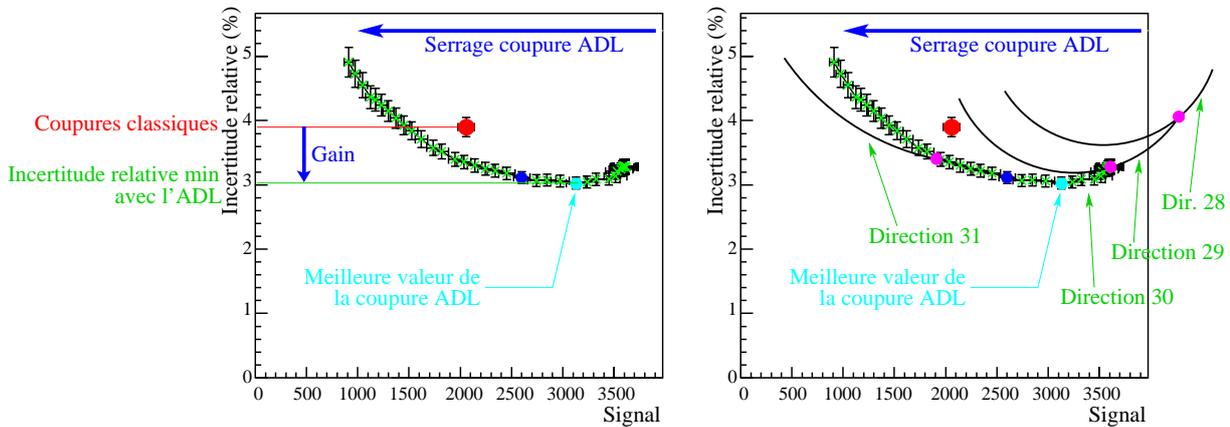


FIG. V.18 – Divers diagrammes permettant d'évaluer la performance des coupures (pour les Ξ dans la colonne de gauche, pour les Ω dans la colonne de droite). Le point rouge est pour les coupures classiques ; les points verts matérialisent une courbe décrite par la variation de la dernière coupure ADL. Le point bleu est la valeur de la coupure ADL donnant le même niveau de fond que les coupures classiques

la pénultième et l’antépénultième direction, laquelle est déterminée par le programme; c’est-à-dire qu’au point magenta situé à l’intersection des courbes “direction 28” et “direction 29” par exemple, l’algorithme a déterminé une nouvelle direction ADL (la 29^e) plus performante que la précédente. L’enveloppe de ces courbes “en vallée” est le lieu des points parcourus en serrant (et en ajoutant progressivement des directions) le jeu de coupures ADL; ce lieu admet un minimum, qui est le minimum de la courbe obtenue avec 30 directions. Le nombre optimal de directions à utiliser dans le cas du Ω est donc de 30. Dans la pratique, il suffit de déterminer la valeur de fond égal à celui obtenu avec les coupures classiques, de déterminer la valeur du minimum pour les nombres de coupures voisins, et de comparer ces valeurs entre elles pour obtenir directement la valeur du nombre optimal de coupures¹.

Dans le cas des Ξ , les variations sont assez faibles pour des raisons expliquées plus haut : l’efficacité totale des coupures sur les Ξ étant relativement haute, chacune des 24 coupures ADL a une efficacité proche de 1 sur le signal, dernière coupure incluse. Par conséquent, un relâchement maximal de la dernière coupure n’apporte pas une grande modification de l’efficacité totale, ni des autres variables examinées ici.

Le cas du Ω est différent : non seulement l’efficacité de chacune des coupures est plus basse que pour le Ξ , mais en plus la dernière coupure a une efficacité plus faible que les autres, à cause du manque de statistique nécessaire à la détermination des coupures suivantes. La plage de variation dont on dispose est donc bien plus large. À terme, le code devrait permettre de passer à l’avant-dernière coupure lorsque l’élargissement de la dernière est insuffisant pour localiser la position du minimum de la “vallée”.



(a) La valeur choisie de la coupure selon la dernière direction ADL est celle donnant l’incertitude relative la plus basse. Le gain apporté par l’ADL par rapport aux coupures classiques peut être lu directement sur le graphe

(b) Chaque direction ADL donne lieu à une vallée; le choix du nombre de coupures se fait en considérant le minimum de chaque vallée: le plus bas d’entre eux est obtenu avec le nombre adéquat de directions ADL

FIG. V.19 – Méthode de réglage de la dernière coupure ADL : la quantité de signal est en bijection avec le degré de serrage des coupures ADL

Ce minimum recherché est parfaitement visible pour les Ω (figure en bas à droite, incertitude relative en fonction du signal) : le point bleu indiquant une valeur de la dernière coupure ADL qui résulte en un fond de même niveau que le fond classique (soit $N_{ADL} = N_{classique}$), la conclusion est que pour obtenir la meilleure incertitude relative, la coupure ADL doit être légèrement relâchée.

Ce n’est toutefois pas encore à ce stade que peut être déterminée la valeur finale de la coupure ADL, car la barre d’erreur due à la correction par l’efficacité n’est pas prise en compte dans cette erreur relative. Ce que ces graphes indiquent est la zone dans laquelle la coupure ADL doit varier (pour le Ξ , ils indiquent également combien de directions ADL doivent être utilisées: une direction supplémentaire serait inutile car l’incertitude relative remonterait).

Il est en outre à noter que ces diagrammes ont été produits pour tous les candidats (intégrés en p_{\perp}). Or, l’amélioration due à l’ADL dépend fortement du p_{\perp} (cf. § V-2.7 (p. 120)). L’incertitude relative

1. Pour les Ξ ; car pour les Ω , nous avons vu qu’un nombre supérieur de coupures serait appréciables, mais que la statistique d’apprentissage manque pour les déterminer.

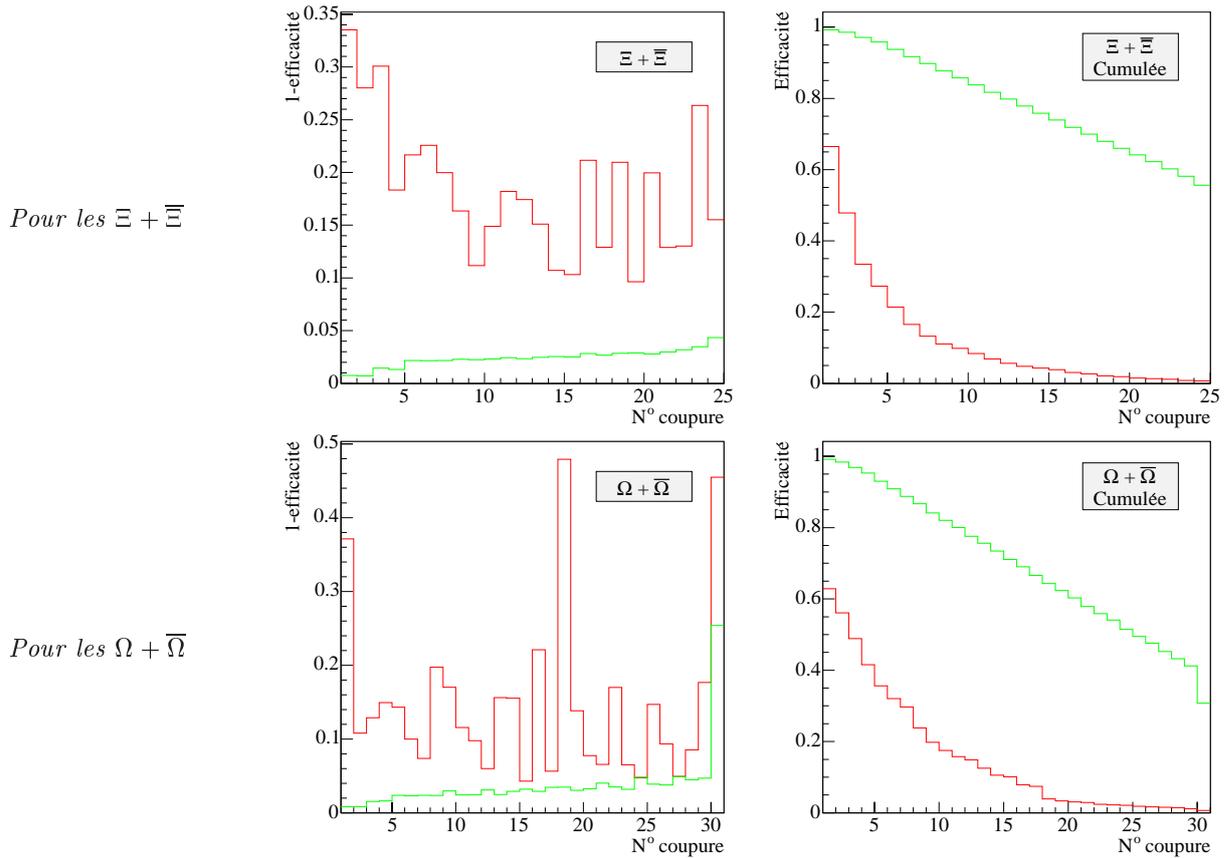


FIG. V.20 – Efficacité des coupures ADL sur l’embedding pour le signal (en vert), sur les données réelles pour le fond (en rouge). L’abscisse j est le numéro de la coupure ADL. À gauche, 1 - efficacité de la $j^{\text{ème}}$ coupure sur les échantillons d’apprentissage filtrés par les $j - 1$ premières coupures. À droite, efficacité intégrée des coupures 1 à j appliquées simultanément

sur une variable, telle que le taux corrigé de production de particules par exemple, atteindra son minimum pour une valeur de coupure ADL pour laquelle le minimum de l’incertitude relative du signal (brut, non corrigé) sera minimale dans seulement une certaine zone de p_{\perp} . La valeur de la coupure ADL doit donc être choisie en fonction de la variable examinée.

2.6 Caractéristiques des candidats filtrés

Efficacité des coupures

La figure V.20 présente l’efficacité réelle de chaque coupure ADL sur le fond et le signal (sans coupures en masse invariante), à partir des données réelles et de l’embedding respectivement. Les différences par rapport à la figure V.3 p. 96 sont que les données ne sont pas restreintes en masse invariante, qu’il s’agit de la statistique entière de données réelles, et d’un échantillon d’embedding différent dans le cas des Ω .

Les efficacités sur le signal sont très similaires à celles de la figure V.3, en dehors de la dernière coupure des Ω , à cause du fait qu’elle est beaucoup plus serrée (les directions suivantes ne pouvant pas être utilisées de par la trop faible statistique restant dans les échantillons d’apprentissage). Les efficacités sur le bruit sont un peu plus faibles dans le cas du Ξ , et à peu près équivalentes dans le cas du Ω .

Diagrammes d'Armenteros-Podolanski

Les variables d'Armenteros-Podolanski sont notées $p_{\perp Arm}$ et α_{Arm} , et sont définies de cette manière:

- $p_{\perp Arm}$ est la projection de l'impulsion de l'une des deux particules-filles (peu importe laquelle, la valeur étant identique) sur la direction perpendiculaire à l'impulsion de la particule parente;
- α_{Arm} est définie à partir des projections des impulsions des particules-filles sur la direction de la particule parente: $\alpha_{Arm} = \frac{p_{1\parallel} - p_{2\parallel}}{p_{1\parallel} + p_{2\parallel}}$

Pour une particule parente donnée de vitesse donnée, une reconstruction parfaite place l'ensemble du signal sur une ellipse dans le plan $(p_{\perp Arm}; \alpha_{Arm})$. En effet, en notant avec une étoile les grandeurs prises dans le référentiel du centre de masse, on a :

$$\vec{p}_i = \gamma \vec{p}_i^* + \vec{\beta} \gamma E_i^*$$

D'où, avec $\vec{p} = \|\vec{p}_1^*\| = \|\vec{p}_2^*\|$ l'impulsion des particules-filles dans le référentiel du centre de masse et θ^* l'angle défini par $\theta^* = (\vec{p}, \vec{p}_1^*)$:

$$\begin{cases} p_{1\parallel} = \gamma p \cos \theta^* + \beta \gamma E_1^* \\ p_{1\perp} = p \sin \theta^* \end{cases} \quad \begin{cases} p_{2\parallel} = -\gamma p \cos \theta^* + \beta \gamma E_2^* \\ p_{2\perp} = p \sin \theta^* \end{cases}$$

et l'on obtient donc, en additionnant les relations :

$$\begin{cases} p_{\perp Arm} = p \sin \theta^* \\ p_{1\parallel} - p_{2\parallel} = 2\gamma p \cos \theta^* + \beta \gamma (E_1^* - E_2^*) \\ p_{1\parallel} + p_{2\parallel} = \beta \gamma (E_1^* + E_2^*) = \beta \gamma m = p_{tot} \end{cases}$$

m et p_{tot} étant respectivement la masse et l'impulsion de la particule parente.

En écrivant α_{Arm} comme le rapport de ces deux grandeurs, la formule finalement obtenue est :

$$\alpha_{Arm} = \frac{p_{1\parallel} - p_{2\parallel}}{p_{1\parallel} + p_{2\parallel}} = \frac{2p}{\beta m} \cos \theta^* + \frac{E_1^* - E_2^*}{m}$$

et, en posant $a = \frac{2p}{\beta m}$ et $b = \frac{E_1^* - E_2^*}{m}$ et en utilisant $\cos^2 \theta^* + \sin^2 \theta^* = 1$, il vient :

$$\left(\frac{\alpha_{Arm} - b}{a} \right)^2 + \left(\frac{p_{\perp Arm}}{p} \right)^2 = 1 \quad (\text{V.3})$$

ce qui est l'équation d'une ellipse.

Les paramètres de cette équation, outre les variables d'Armenteros-Podolanski, sont la masse m de la particule parente, l'impulsion p des particules-filles dans le référentiel du centre de masse, et l'impulsion de la particule-mère, par le biais de β . Les variables E_i^* sont obtenues par :

$$\begin{cases} E_1^* = \sqrt{p^2 + m_1^2} \\ E_2^* = \sqrt{p^2 + m_2^2} \end{cases}$$

Le tableau V.8 donne les valeurs de ces diverses grandeurs.

TAB. V.8 – Valeurs des paramètres nécessaires au calcul des ellipses dans le diagramme d'Armenteros-Podolanski [10]

Particule	m (GeV/c ²)	p (MeV/c)	m_1 (GeV/c ²)	m_2 (GeV/c ²)	E_1 (GeV)	E_2 (GeV)
Ξ	1,321	139	1,116 (Λ^0)	0,140 (π^\pm)	1,125	0,197
Ω	1,672	211	1,116 (Λ^0)	0,494 (K^\pm)	1,136	0,537

Les diagrammes d'Armenteros-Podolanski sont représentés dans la figure V.21, pour les Ξ et les Ω , avec les coupures classiques et ADL. Les courbes noires sont les ellipses correspondant à une impulsion totale de 2 GeV/c pour la particule parente, mais leur position change peu en fonction de cette impulsion (elles s'élargissent en α_{Arm} lorsque l'impulsion décroît).

Dans le cas des Ω , la coupure en $\cos \theta^*$ est très bien visible avec les coupures classiques. Avec les coupures ADL, les zones blanches entourant les ellipses du Ξ et du Ξ sont dues à la coupure brute à ± 10 MeV/c² sur la masse invariante du Ξ .

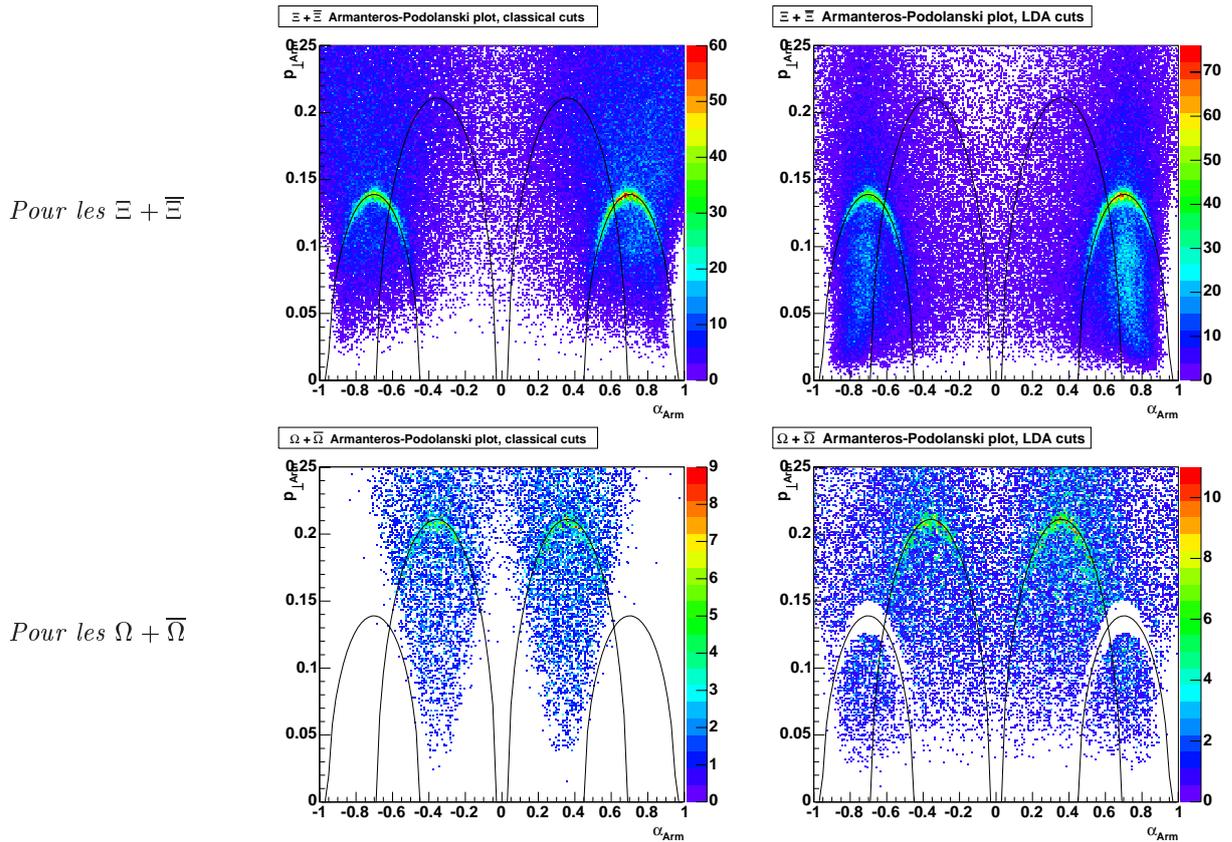


FIG. V.21 – Diagrammes d’Armenteros-Podolanski pour le Ξ (en haut) et pour le Ω (en bas), avec les coupures classiques (à gauche) et ADL (à droite). Les ellipses des Ξ et des Ω pour une impulsion totale de 2 GeV/c sont tracées sur tous les graphes ; celles du Ξ sont les plus externes. Les baryons sont dans le quadrant $\alpha_{Arm} > 0$, les anti-baryons dans le quadrant $\alpha_{Arm} < 0$

Candidats communs aux jeux de coupures

Les figures V.22 page suivante et V.23 page suivante montrent, pour le Ξ et le Ω respectivement, la proportion de bruit et de signal commune aux coupures classiques et ADL, ou au contraire spécifique à l’un ou l’autre jeu de coupures. Pour le signal, près d’un quart des Ξ et pratiquement la moitié des Ω sélectionnés par les coupures ADL ne l’ont pas été par les coupures classiques, ce qui signifie qu’une partie significative des populations sélectionnées ne sont pas communes aux deux jeux de coupures. Si les résultats obtenus ensuite sont similaires pour les deux méthodes, ils sont d’autant plus solides que la portion de l’espace des phases sélectionnée communément par ces deux méthodes est petite.

Quant au fond, il est dans tous les cas constitué à plus des deux tiers pour le Ξ , à plus des trois quarts pour le Ω , de candidats non sélectionnés par l’autre jeu de coupures, ce qui garantit aussi une solidité à des résultats similaires de par l’évaluation de ces deux fonds différents.

Enfin, le fait que la quantité de candidats communs aux deux jeux de coupures soit plus grande pour le signal que pour le bruit informe sur les distributions de ceux-ci : malgré le degré de serrage des coupures, ces distributions sont encore sensiblement différenciables.

Caractéristiques des coupures ADL

Il est possible de vérifier qu’aucun jeu de coupures classiques n’approche les coupures ADL trouvées. Il suffit pour cela d’examiner les distributions des diverses variables après coupures ADL et de constater qu’elles ne sont pas coupées abruptement. C’est effectivement le cas, pour le Ξ aussi bien que pour le Ω ; la figure V.24 page 117 donne l’exemple de la distribution de la distance de plus courte approche entre les filles du Ξ , pour les données réelles (majoritairement du bruit) et pour l’embedding (signal).

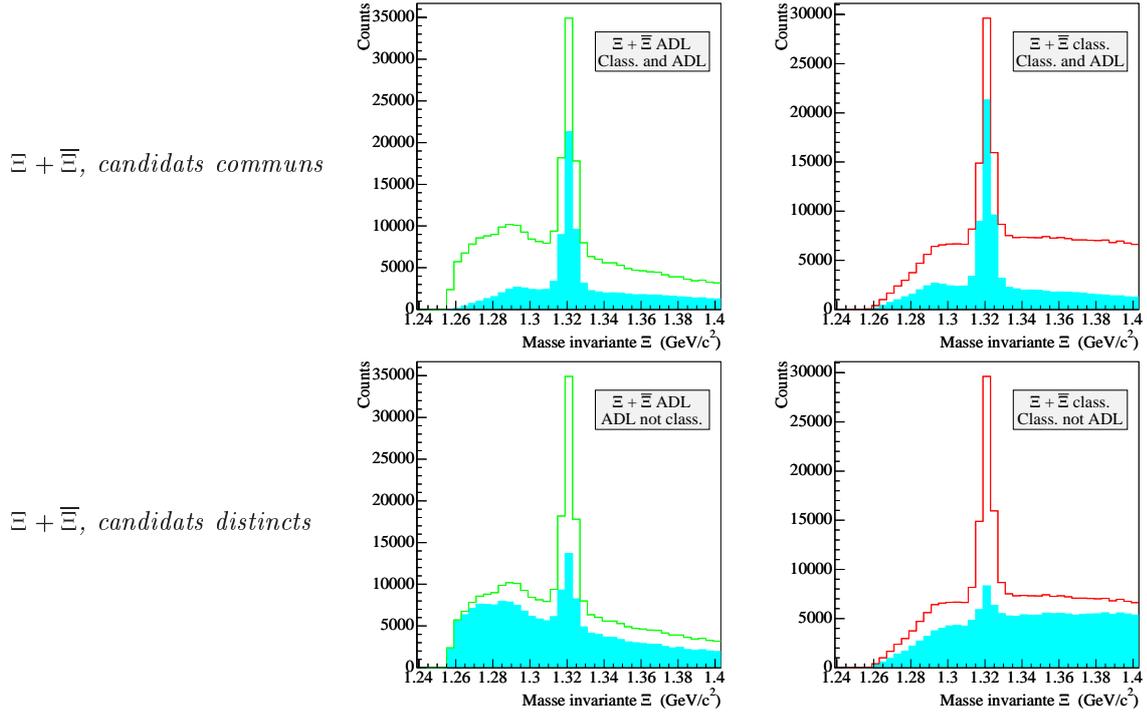


FIG. V.22 – Distributions en masse invariante des candidats $\Xi + \bar{\Xi}$ après coupures ADL (en vert) et classiques (en rouge). En haut, cyan : distribution des candidats sélectionnés à la fois par les coupures classiques et les coupures ADL. En bas à gauche, cyan : candidats sélectionnés uniquement par les coupures ADL. En bas à droite, cyan : candidats sélectionnés uniquement par les coupures classiques

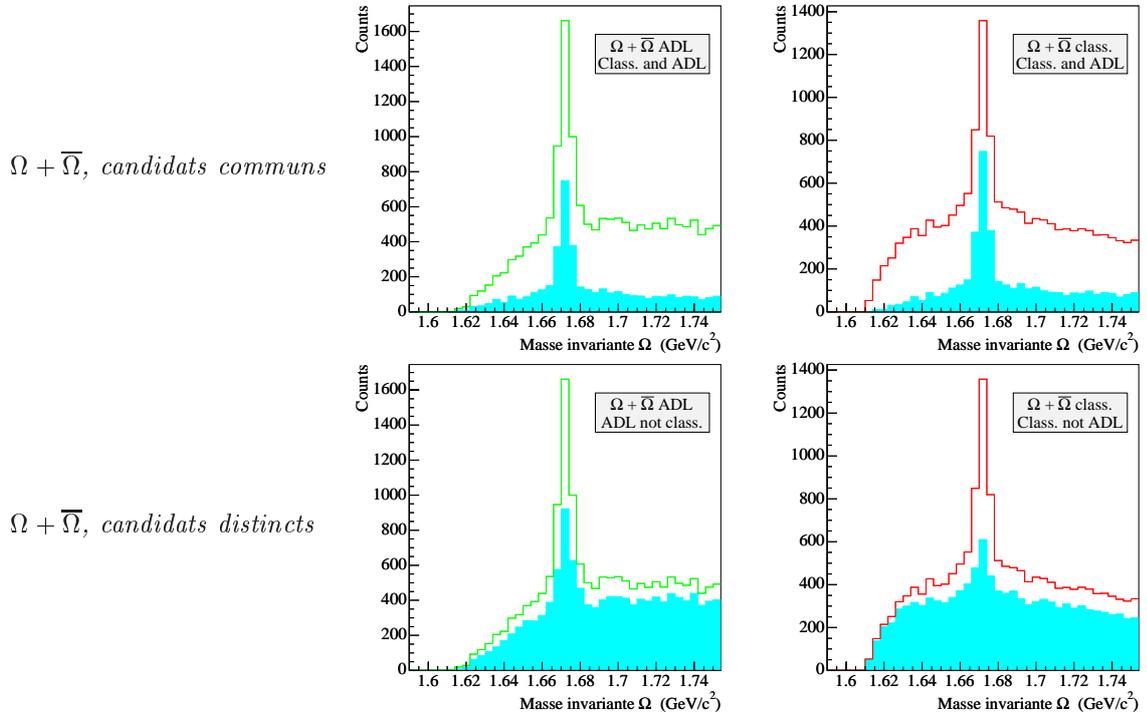


FIG. V.23 – Distributions en masse invariante des candidats $\Omega + \bar{\Omega}$ après coupures ADL (en vert) et classiques (en rouge). En haut, cyan : distribution des candidats sélectionnés à la fois par les coupures classiques et les coupures ADL. En bas à gauche, cyan : candidats sélectionnés uniquement par les coupures ADL. En bas à droite, cyan : candidats sélectionnés uniquement par les coupures classiques

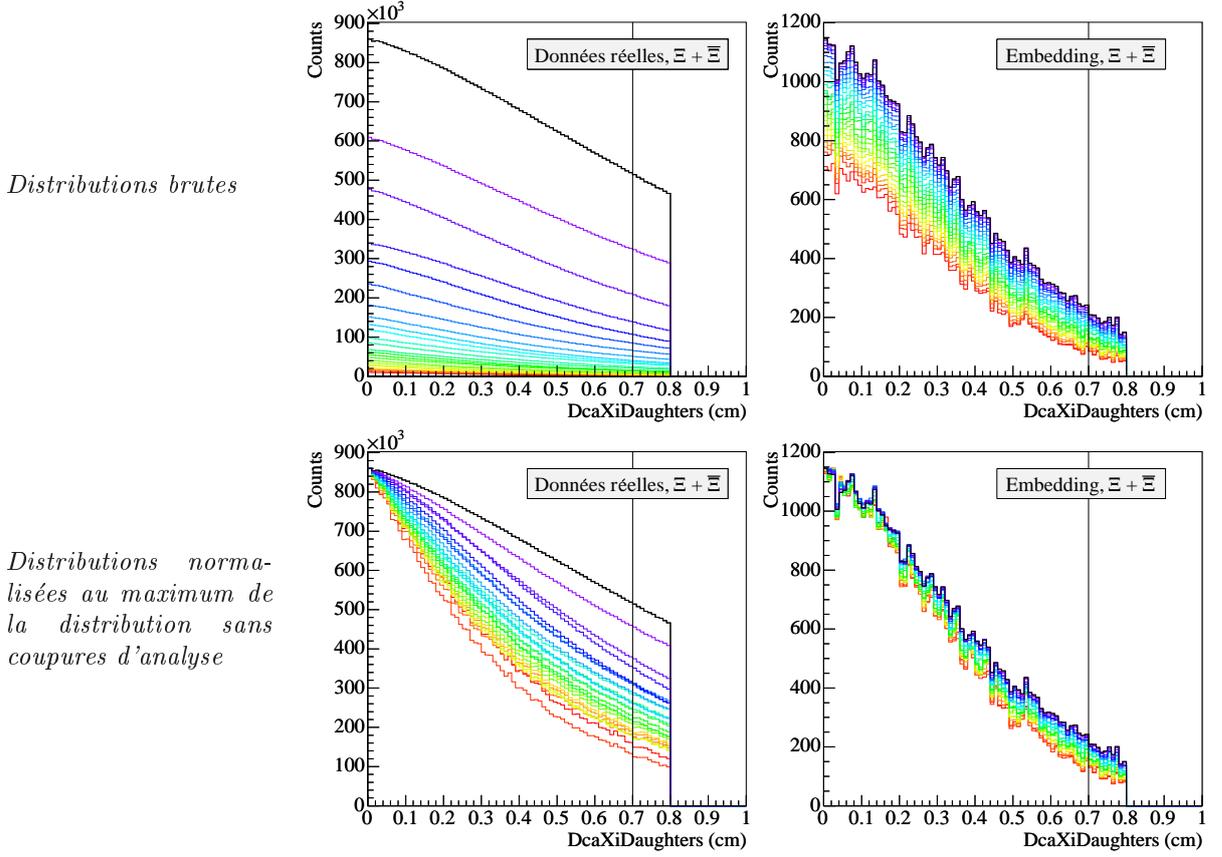


FIG. V.24 – Distributions de la DCA entre les filles du Ξ , dans les données réelles (à gauche) et dans l'embedding (à droite). En noir : sans coupures d'analyse. De violet à rouge : avec 1, 2, ..., 24 coupures ADL. Le trait vertical indique la valeur de la coupure classique

Un moyen plus subtil d'observer le comportement des coupures ADL est de leur définir un critère de "raideur", c'est-à-dire une quantité Q valant 0 lorsque la coupure est uniforme, et 1 lorsqu'elle est aussi abrupte qu'une coupure classique.

Soit f la distribution d'une variable de coupure x sur le domaine borné $[0; X]$ avant l'application de la coupure considérée (par exemple $x < x_{cut}$), et g la distribution après cette coupure, dont l'efficacité est ε . Le critère Q recherché satisfait entre autres :

- coupure uniforme $\implies \frac{g}{f} = cste \implies Q = 0$;
- coupure abrupte $\implies \frac{g}{f} = 1$ pour $x < x_{cut}$, $\frac{g}{f} = 0$ pour $x \geq x_{cut} \implies Q = 1$.

Soit $\mathcal{F} = \frac{\int_0^x f(u) du}{\int_0^X f(u) du}$ la primitive normalisée de f , \mathcal{F}^{-1} sa fonction réciproque :

$$\mathcal{F}^{-1} : [0; 1] \longrightarrow [0; X]$$

$$\frac{\int_0^x f(u) du}{\int_0^X f(u) du} \longmapsto x$$

et h la fonction définie par $h = \left(\frac{g}{f}\right) \circ \mathcal{F}^{-1}$:

$$h : [0; 1] \longrightarrow [0; 1]$$

$$x \longmapsto \frac{g}{f}(\mathcal{F}^{-1}(x))$$

Par construction, h trace le rapport g/f en fonction de l'intégrale jusqu'à x sous f normalisée. Les schémas de la figure V.27 donnent la forme de h pour diverses coupures. Il apparaît que la "raideur" de celles-ci peut être déterminée à partir de $|h - \varepsilon|$: il suffit ensuite de normaliser par l'intégrale $(2\varepsilon(1 - \varepsilon))$ pour obtenir la formulation du critère voulu :

$$Q = \frac{1}{2\varepsilon(1 - \varepsilon)} \int_0^1 |h - \varepsilon| \tag{V.4}$$

Lorsque la raideur Q_j d'une coupure ADL est très proche soit de 0, soit de 1 pour chaque variable j (et ce à la fois pour le signal et pour le bruit), il est possible d'avoir un jeu de coupures classiques équivalent à la coupure ADL considérée. Lorsque seule une partie des raideurs valent 0 ou 1, il est peu probable que le jeu de coupures classiques correspondant donne des distributions identiques à celles obtenues avec l'ADL pour les variables sur lesquelles la raideur de la coupure est intermédiaire. Les figures V.25 et V.26 montrent que ce n'est de toute façon le cas pour aucune des coupures ADL utilisées dans cette analyse. La situation est similaire pour les Ω .

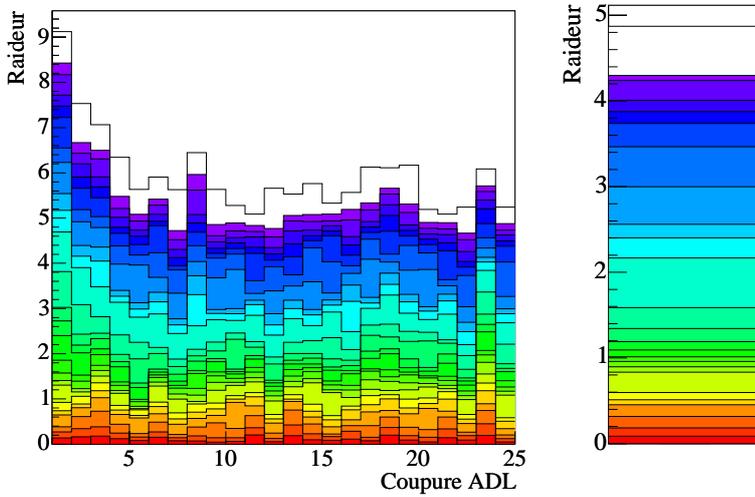


FIG. V.25 – Facteurs de raideur des coupures ADL sur le signal de $\Xi + \bar{\Xi}$: les facteurs Q_j de chaque direction j ont été additionnés. L'ordre des 25 directions – du blanc et violet (en haut) au orange et rouge (en bas) correspond à celui défini au tableau B.1 (p. 171)

(a) Pour chacune des 24 coupures ADL

(b) Pour l'ensemble des coupures ADL

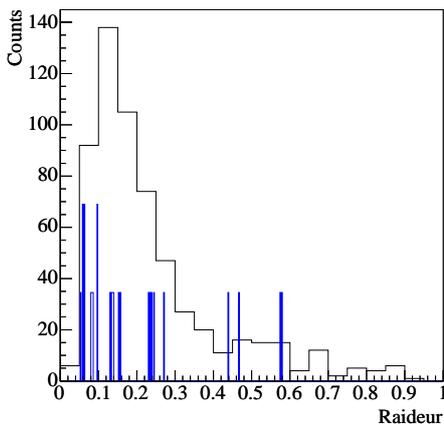


FIG. V.26 – Distribution de la raideur des coupures ADL du Ξ sur les 25 variables, en noir. La distribution bleue est celle (normalisée pour la lisibilité) des raideurs de l'ensemble des coupures ADL sur les 25 variables

Il est important de réaliser que le fait que la raideur d'une coupure ADL sur une variable soit nulle n'implique pas que cette variable soit inutile dans le calcul de la direction ADL, ainsi que le prouve

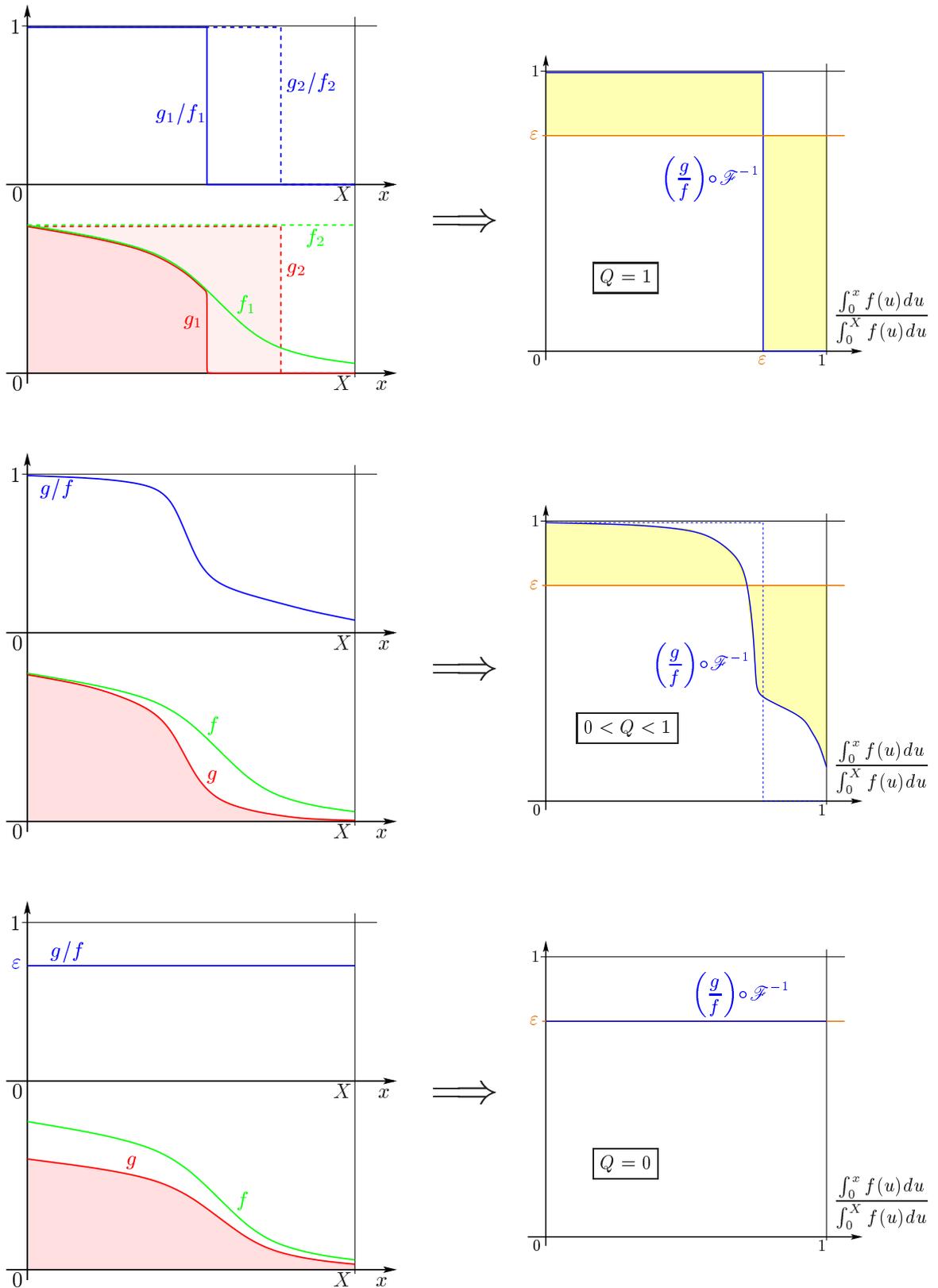


FIG. V.27 – Calcul du facteur de raideur d’une coupure : pour une coupure abrupte (classique) en haut, intermédiaire (ADL) au milieu, et uniforme en bas. La distribution de la variable de coupure est en vert avant coupure (f), en rouge après coupure (g). Le rapport g/f est tracé en bleu dans les schémas de gauche. À droite est représentée la fonction h en bleu, ainsi que la quantité Q (raideur de la coupure appliquée) calculée à partir d’une normalisation de l’aire en jaune

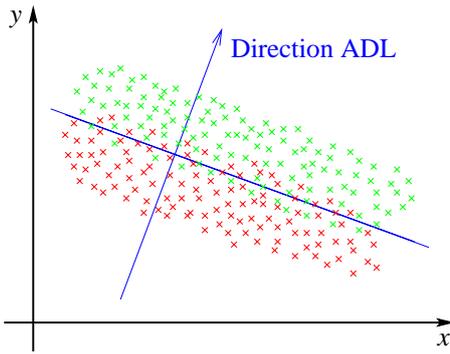


FIG. V.28 – Exemple de distributions en deux dimensions donnant une raideur nulle de la coupure ADL selon ses deux composantes. L’hyperplan de coupure est schématisé par la ligne bleue perpendiculaire à la direction ADL

l’exemple de la figure V.28 page 120: en dehors des extrémités des distributions (encore qu’il soit possible de trouver des distributions qui satisfassent également ce critère), le bruit et le signal sont coupés uniformément en x et en y ; la raideur de cette coupure est donc nulle pour les deux variables, alors que la direction ADL n’en est autre qu’une combinaison linéaire. Ces graphes ne sont donc d’aucun secours pour le problème mentionné au paragraphe IV-5.5 de la réduction du nombre de variables utilisées dans l’ADL.

2.7 Spectres bruts en p_{\perp}

Les distributions de la quantité de signal en fonction de l’impulsion transverse – les spectres en p_{\perp} – résultent du comptage du signal par la méthode décrite précédemment, non pas sur une distribution en masse invariante intégrée en p_{\perp} , mais sur les distributions correspondant chacune à un intervalle de p_{\perp} distinct.

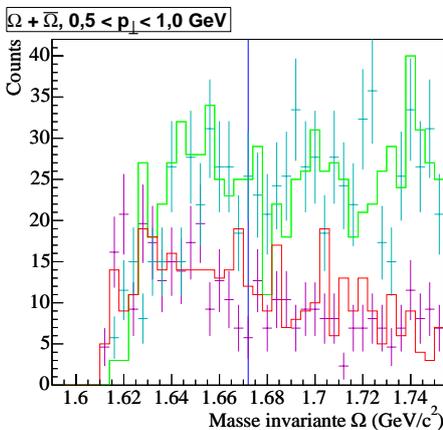


FIG. V.29 – Distributions de $\Omega + \overline{\Omega}$ en masse invariante pour le bin $0,5 < p_{\perp} < 1,0 \text{ GeV}/c$

ce soit avec les coupures classiques ou avec les coupures ADL.

La largeur de la fenêtre de comptage du signal est de $\pm 10 \text{ MeV}/c^2$ pour le Ξ (de $1,311$ à $1,331 \text{ GeV}/c^2$) et pour le Ω (de $1,662$ à $1,682 \text{ GeV}/c^2$). Une fenêtre identique sera utilisée pour compter le nombre d’associés dans l’embedding, lors du calcul des efficacités.

Les intervalles de p_{\perp} sur lequel l’étude a été conduite est $[0,65; 6,0] \text{ GeV}/c$ pour le Ξ et $[1,0; 4,2] \text{ GeV}/c$ pour le Ω , divisés respectivement en 14 et 6 bins de largeur irrégulière – plus larges dans les zones à faible statistique, que ce soit à cause de l’efficacité (bas- p_{\perp}) ou du taux de production (haut- p_{\perp}). Les largeurs des bins et les distributions en masse invariante qui leur correspondent sont données dans les figures V.30, V.31 et V.32 (pp. 121 à 123) pour le Ξ , et dans la figure V.33 p. 124 pour le Ω . Les distributions sont en rouge pour les coupures classiques (fond recréé en magenta) et en vert pour les coupures ADL (fond recréé en cyan), et sont baryons + anti-baryons additionnés. Les distributions intégrées en p_{\perp} ont été présentées dans la figure V.8 page 101.

Les deux derniers bins de Ξ présentent très clairement un signal, mais son amplitude reste trop faible pour une utilisation dans l’analyse. Quant au Ω , les distributions en masse invariante dans l’intervalle $0,5 < p_{\perp} < 1,0 \text{ GeV}/c$ (cf. FIG. V.29) ne montrent absolument aucun signal, que

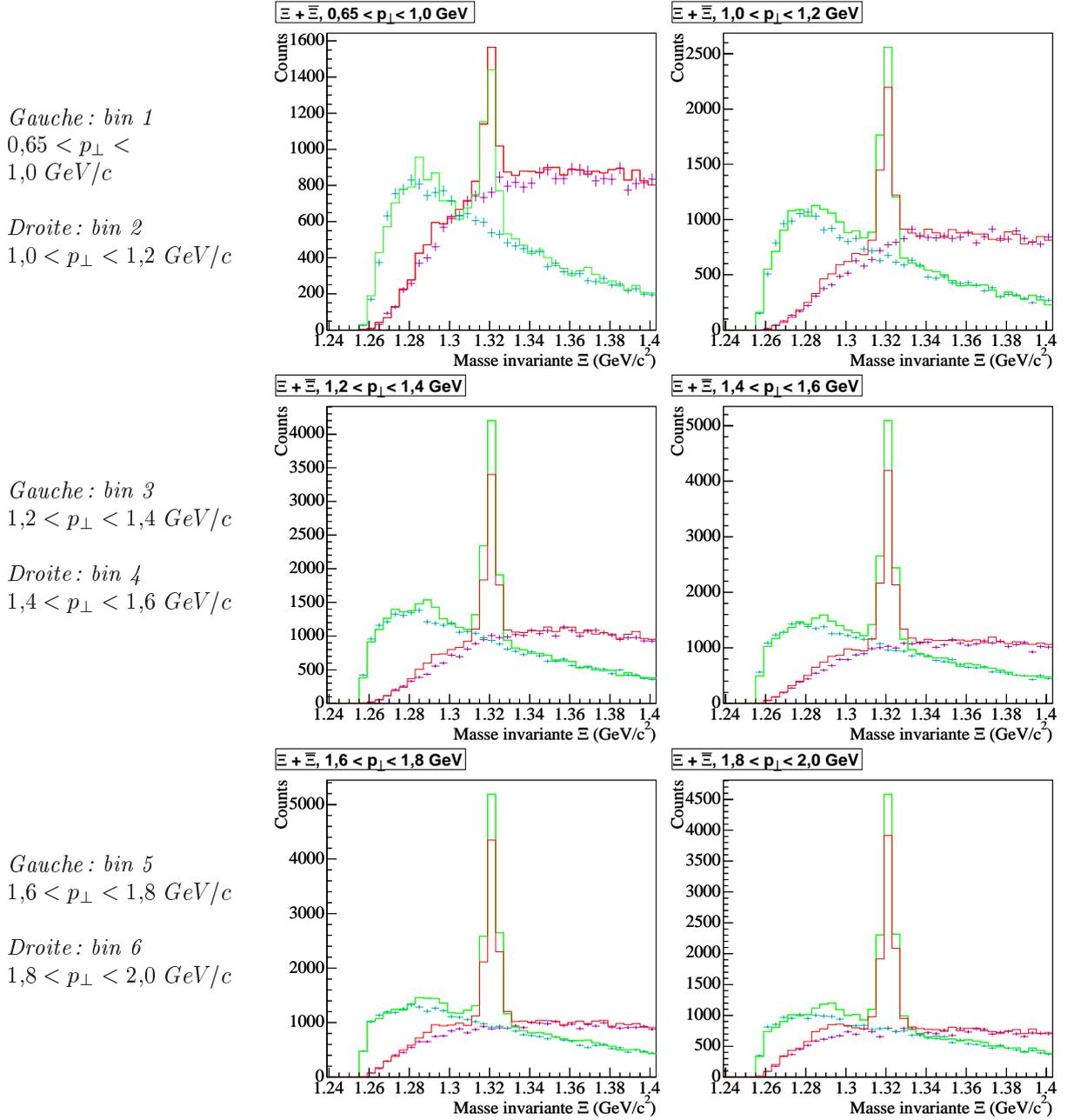


FIG. V.30 – Distributions de $\Xi + \bar{\Xi}$ en masse invariante pour les 6 premiers bins en p_{\perp} (de 0,65 à 2,0 GeV/c)

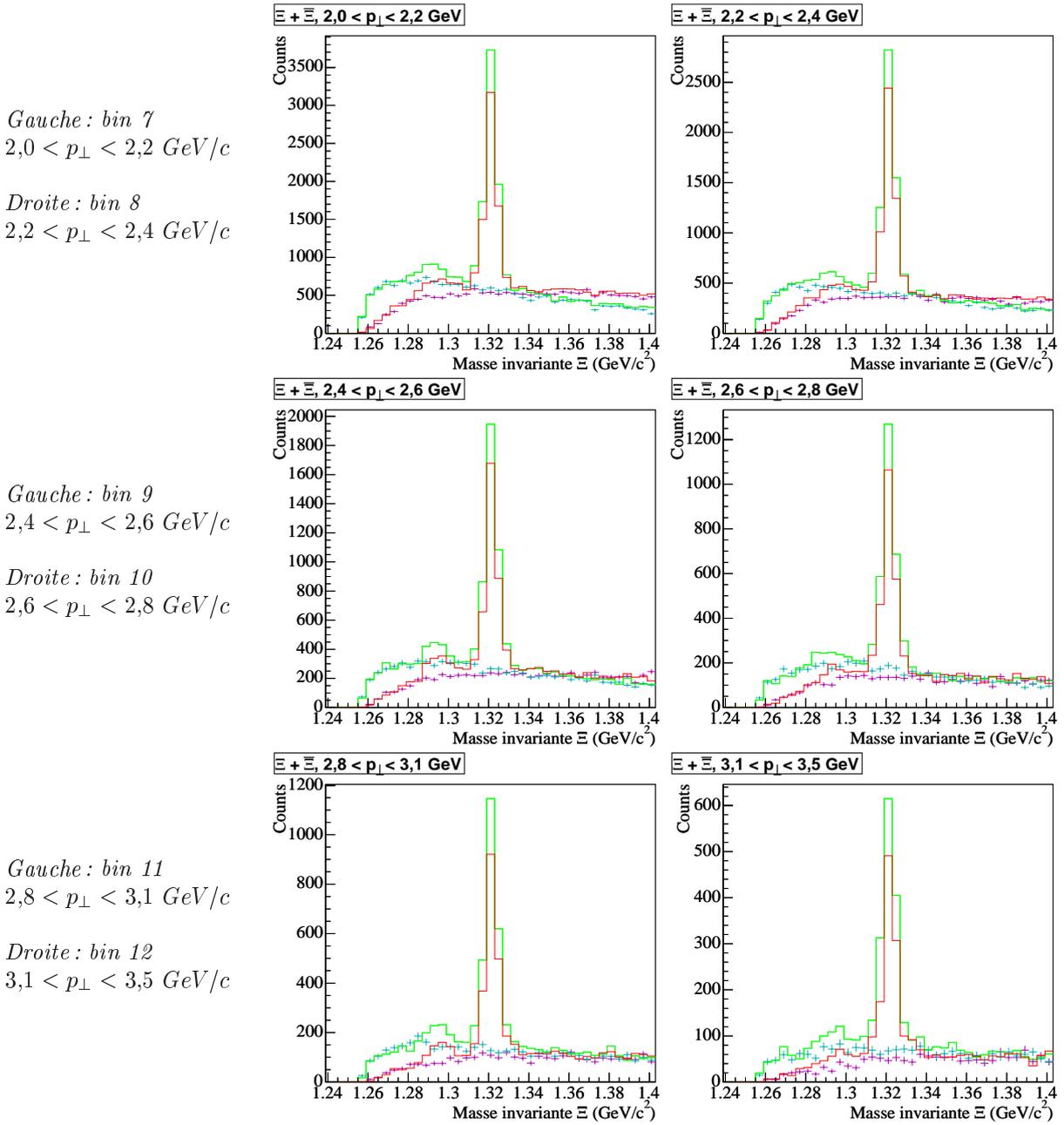
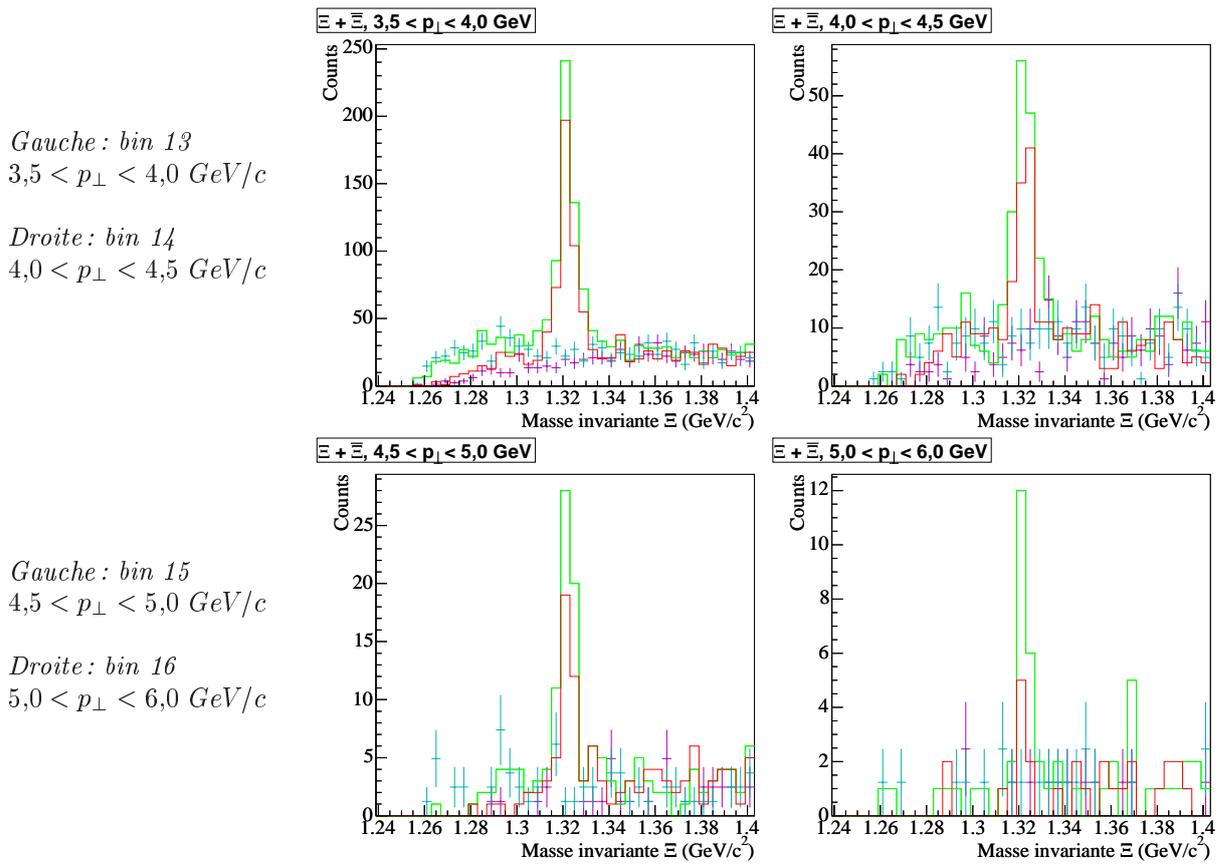


FIG. V.31 – Distributions de $\Xi+\Xi$ en masse invariante pour les 6 bins suivants en p_{\perp} (de 2,0 à 3,5 GeV/c)



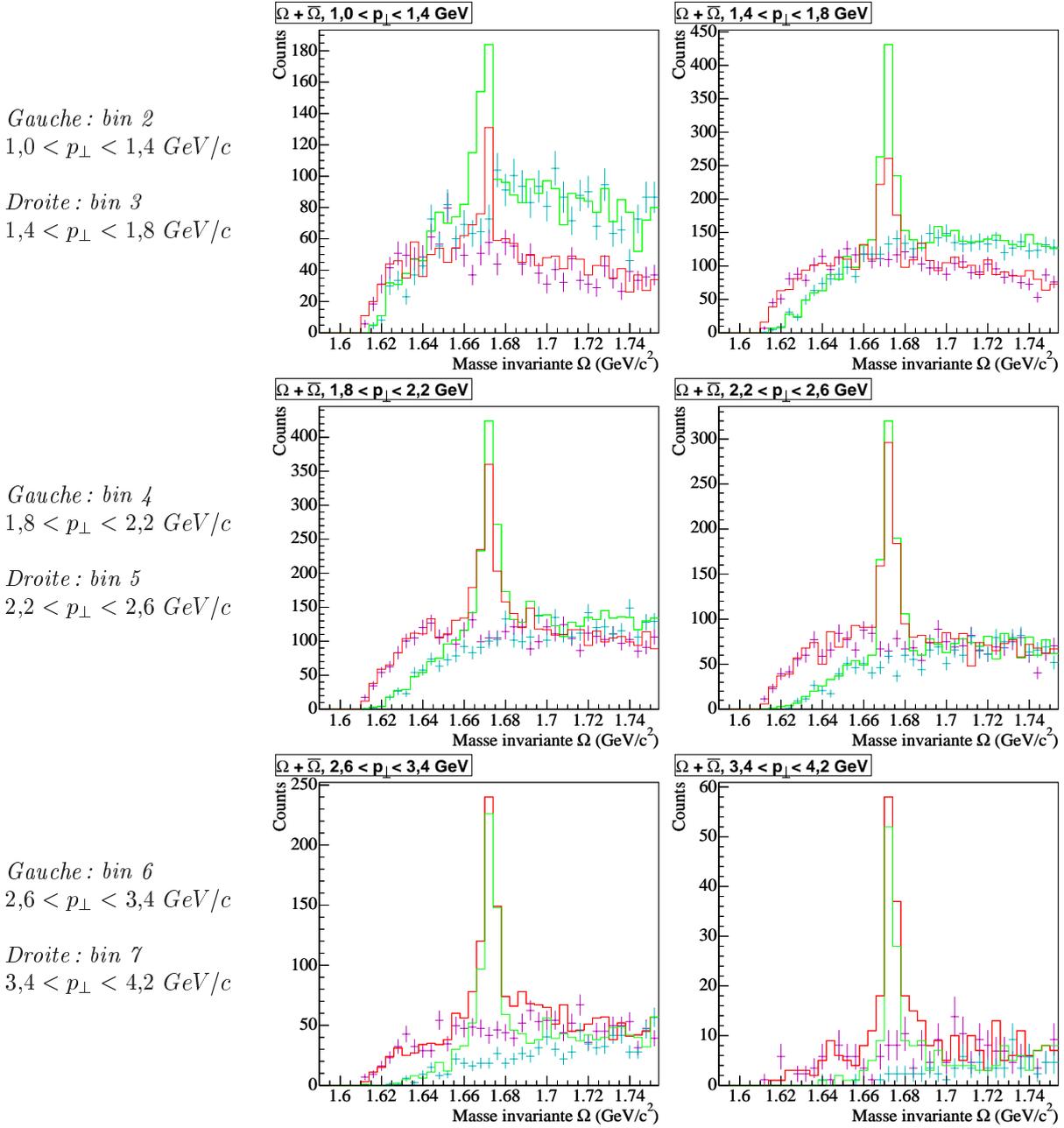


FIG. V.33 – Distributions de $\Omega + \bar{\Omega}$ en masse invariante en fonction du p_{\perp}

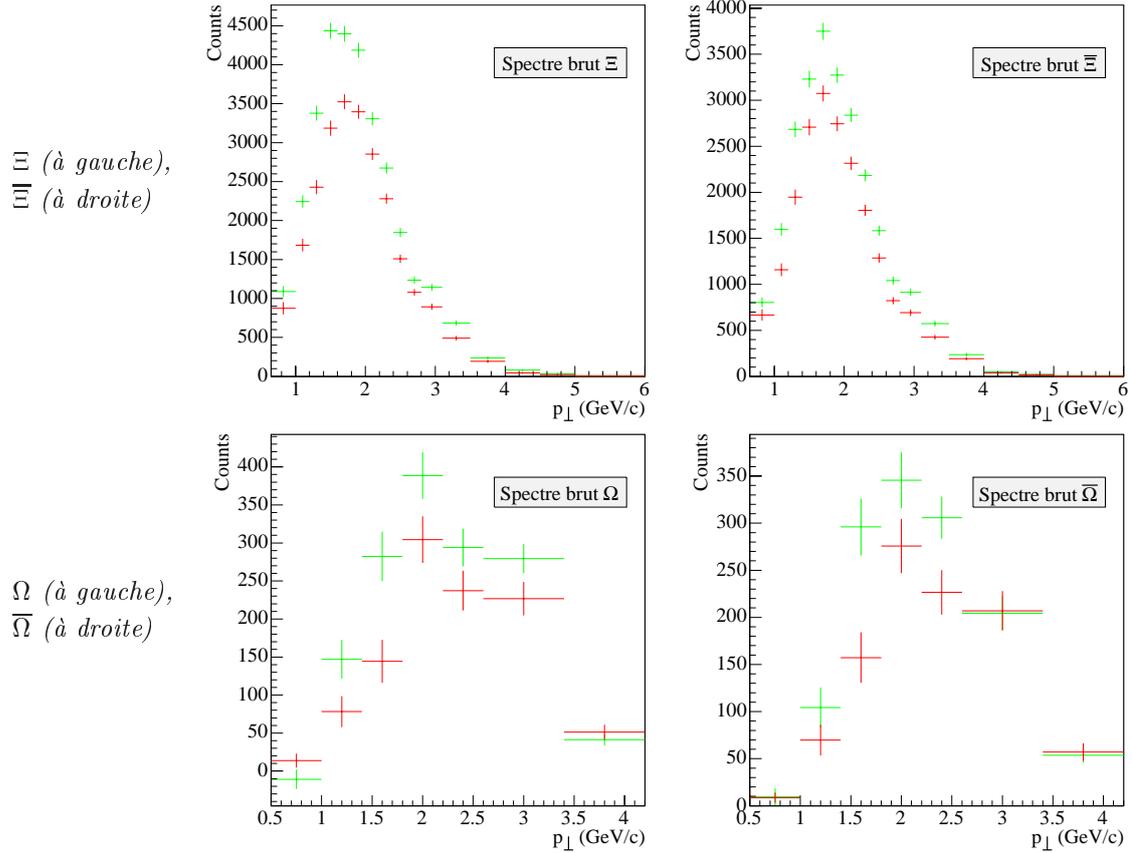


FIG. V.34 – Spectres non corrigés : Ξ en haut à gauche, $\bar{\Xi}$ en haut à droite, Ω en bas à gauche et $\bar{\Omega}$ en bas à droite ; les spectres classiques sont en rouge, les spectres ADL sont en vert

La figure V.34 page 125 présente les spectres bruts (non corrigés) de Ξ , $\bar{\Xi}$, Ω et $\bar{\Omega}$ pour les coupures classiques et ADL. Leur forme résulte de la très faible efficacité à bas- p_{\perp} et du faible taux de production à haut- p_{\perp} . Dans tout le domaine d'impulsion transverse, l'amélioration apportée par l'ADL est clairement visible, pour les deux particules.

Bien que ce ne soit pas la variable sur laquelle est basée l'obtention des résultats, il est intéressant d'examiner le comportement en p_{\perp} du facteur d'amélioration \mathcal{F} de l'ADL. Celui-ci est défini comme suit :

$$\mathcal{F} = \frac{S_A - S_C}{S_C} \quad (\text{V.5})$$

où S_C et S_A sont les quantités non corrigées de signal obtenues respectivement avec les coupures classiques et ADL.

La variation de \mathcal{F} en impulsion transverse est présentée dans la figure V.35 page suivante. On observe, pour les Ξ comme pour les Ω , un pic à p_{\perp} moyen. Ceci est la conséquence de l'utilisation de candidats non sélectionnés en p_{\perp} dans les échantillons d'apprentissage de l'ADL : les directions ADL calculées ont en effet favorisé les candidats de la zone en p_{\perp} où ils étaient les plus nombreux, c'est-à-dire les p_{\perp} moyens. Le pic de la distribution en p_{\perp} des candidats signal de l'échantillon d'apprentissage se situe à plus bas p_{\perp} que le pic des spectres non corrigés, à cause de la forte croissance de l'efficacité en fonction du p_{\perp} dans cette zone ; les candidats bruit sont quant à eux naturellement plus nombreux à bas- p_{\perp} qu'à haut- p_{\perp} , comme le prouvent les distributions en masse invariante des candidats avant et après coupures.

Ce résultat est intéressant et prometteur, car il sous-entend qu'il est possible de créer des jeux de coupures ADL spécifiques à certaines régions de p_{\perp} dans lesquelles la statistique est faible ($p_{\perp} < 1 \text{ GeV}/c$, $p_{\perp} > 3 \text{ GeV}/c$), en n'utilisant dans les échantillons d'apprentissage que des candidats appartenant à ces zones. Une tentative nous a montré que la quantité d'embedding disponible n'était pas suffisante (d'un

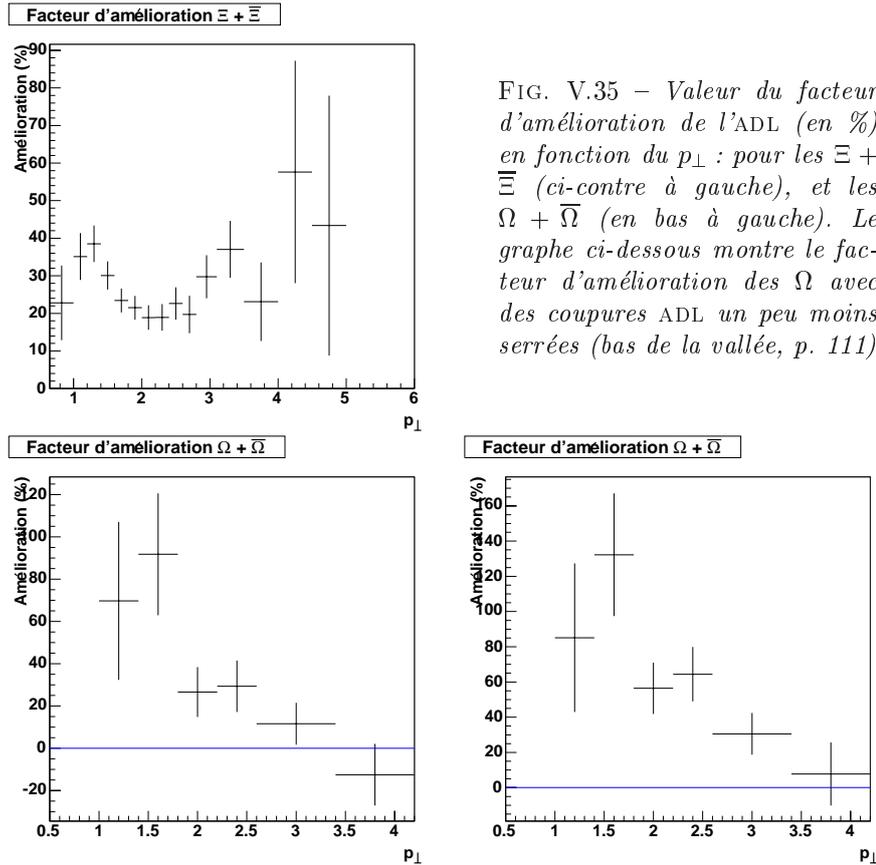


FIG. V.35 – Valeur du facteur d'amélioration de l'ADL (en %) en fonction du p_{\perp} : pour les $\Xi + \bar{\Xi}$ (ci-contre à gauche), et les $\Omega + \bar{\Omega}$ (en bas à gauche). Le graphe ci-dessous montre le facteur d'amélioration des Ω avec des coupures ADL un peu moins serrées (bas de la vallée, p. 111)

facteur 4 à bas- p_{\perp} , d'un facteur 2 à haut- p_{\perp}), et que la quantité de fond disponible à haut- p_{\perp} était également problématique sans changement lourd de la partie lecture des données du code de calcul des directions ADL.

Dans le cas des Ξ , le facteur d'amélioration semble augmenter de nouveau à haut- p_{\perp} : ceci n'est pas expliqué et pourrait résulter de la forme de la distribution des Ξ dans l'espace des phases.

3 Corrections

À cause de l'acceptance du détecteur et des coupures appliquées, la quantité de signal comptée n'est pas égal au nombre de particules produites, qui est la quantité recherchée. L'ensemble du processus de reconstruction-comptage du signal a donc une certaine efficacité qu'il faut connaître pour pouvoir accéder au véritable nombre de particules produites dans la collision.

Ainsi qu'expliqué au paragraphe II-5 (p. 42), c'est de l'embedding qui est utilisé pour cela. L'objet de ce paragraphe est d'en vérifier la qualité, puis de déterminer les corrections et d'appliquer ces dernières aux spectres bruts.

3.1 Qualité de l'embedding

Comparaison des distributions

Un premier test de la qualité de la simulation peut être réalisé en comparant les distributions des particules simulées et celles des particules réelles. Bien que l'on ne sache pas, dans les données, quelles particules sont réelles et lesquelles sont du fond, il est possible d'obtenir les distributions du signal. Pour des raisons évidentes de statistique, ce test n'a été réalisé que pour les Ξ .

La méthode est la suivante : selon l'hypothèse que les distributions du fond situé sous le pic et du fond situé dans les ailes ne sont pas très différentes, la distribution de signal réel peut être obtenue

en soustrayant aux distributions de l'ensemble des candidats situés dans le pic de masse invariante les distributions – normalisées – des candidats situés dans les ailes.

Les fenêtres de masse invariante choisies sont les suivantes (en GeV/c^2) : $[1,29; 1,31]$ pour l'aile gauche, $[1,312; 1,332]$ (soit $m_{\Xi} \pm 10 MeV/c^2$) pour le pic de signal, et $[1,335; 1,355]$ pour l'aile droite. Les trois fenêtres ont une largeur de $20 MeV/c^2$. Le fond obtenu avec les coupures classique est assimilé à un fond plat, la normalisation des distributions est donc un simple rapport des largeurs des fenêtres (le calcul est également valable pour un fond linéaire, du fait que les fenêtres ont la même largeur et sont pratiquement équidistantes). Dans le cas des coupures ADL, un polynôme du second degré a été ajusté sur le fond, et la normalisation a été faite à partir des intégrales de ce polynôme dans les fenêtres considérées.

Le tableau V.9 donne les jeux de coupures utilisés pour ce test. La direction ADL a été déterminée avec le critère de Fisher et n'est pas optimale¹ ; la coupure est la même pour les deux jeux.

TAB. V.9 – Jeux de coupures utilisés pour tester les distributions de la simulation

Coupure	Jeu 1 classique	Jeu 1 ADL	Jeu 2 classique	Jeu 2 ADL
p_{\perp}	$p_{\perp} > 0,5 GeV/c$	$p_{\perp} > 0,5 GeV/c$	$p_{\perp} > 0,5 GeV/c$	$p_{\perp} > 0,5 GeV/c$
Rapidité	$ y < 0,75$	$ y < 0,75$	$ y < 0,75$	$ y < 0,75$
Masse du Λ	$ \delta m < 7 MeV/c^2$	$ \delta m < 7 MeV/c^2$	$ \delta m < 7 MeV/c^2$	$ \delta m < 4 MeV/c^2$
Points bachelor	> 14	> 14	> 14	> 16
Points méson	> 10	> 10	> 10	> 16
Points baryon	> 19	> 19	> 19	> 19
dE/dx bachelor	$< 3\sigma$	$< 3\sigma$	$< 3\sigma$	$< 3\sigma$
dE/dx méson	$< 3\sigma$	$< 3\sigma$	$< 3\sigma$	$< 3\sigma$
dE/dx baryon	$< 3\sigma$	$< 3\sigma$	$< 3\sigma$	$< 3\sigma$
DcaXiPrimVtx	$ x < 0,55 cm$		$ x < 0,6 cm$	
DcaV0PrimVtx	$ x > \sqrt{XiPvx} + 0,15$		$ x > \sqrt{XiPvx} + 0,10$	
DcaBacPrimVtx	$ x > 1,5 cm$		$ x > 1,3 cm$	
DcaXiDaughters	$x < 0,7 cm$		$x < 0,7 cm$	
DcaV0Daughters	$x < 0,7 cm$		$x < 0,7 cm$	
XiDecayLength	$x > 5,0 cm$		$x > 5,0 cm$	
CosThetaV0				$ x < 0,7$
CosThetaBac				$ x < 0,9$

La figure V.36 montre les distributions en masse invariante obtenues avec ces différents jeux de coupures. Les figures V.37, V.38, V.39 et V.40 (pp. 128 et 129) présentent, pour quelques variables, les distributions de l'embedding (en noir) et du signal réel (en cyan) pour les Ξ . Les distributions de l'embedding ont été normalisées à celles du signal réel par le nombre d'entrées. La variable présentant la différence la plus significative est la "fausse longueur de décroissance du V0", mais l'accord entre les distributions reste satisfaisant.

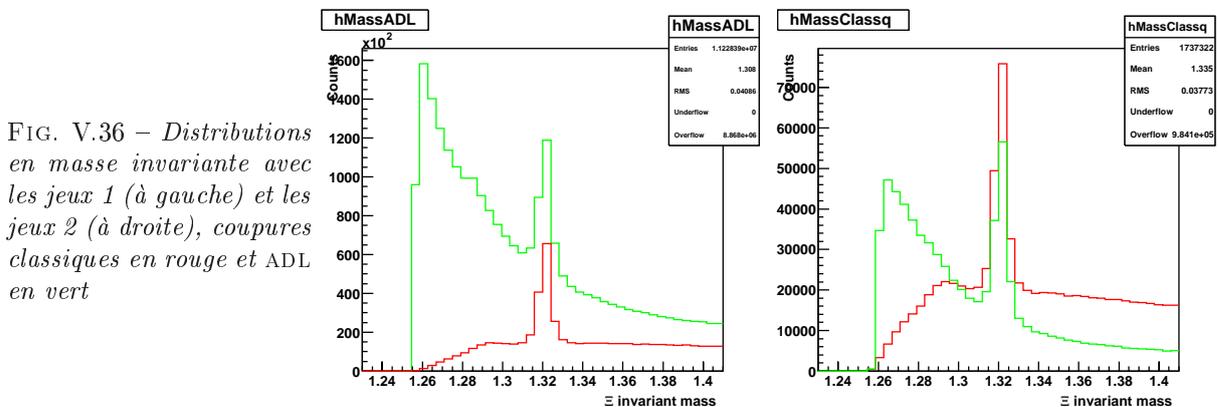


FIG. V.36 – Distributions en masse invariante avec les jeux 1 (à gauche) et les jeux 2 (à droite), coupures classiques en rouge et ADL en vert

1. Car elle a été déterminée avec d'autres coupures larges.

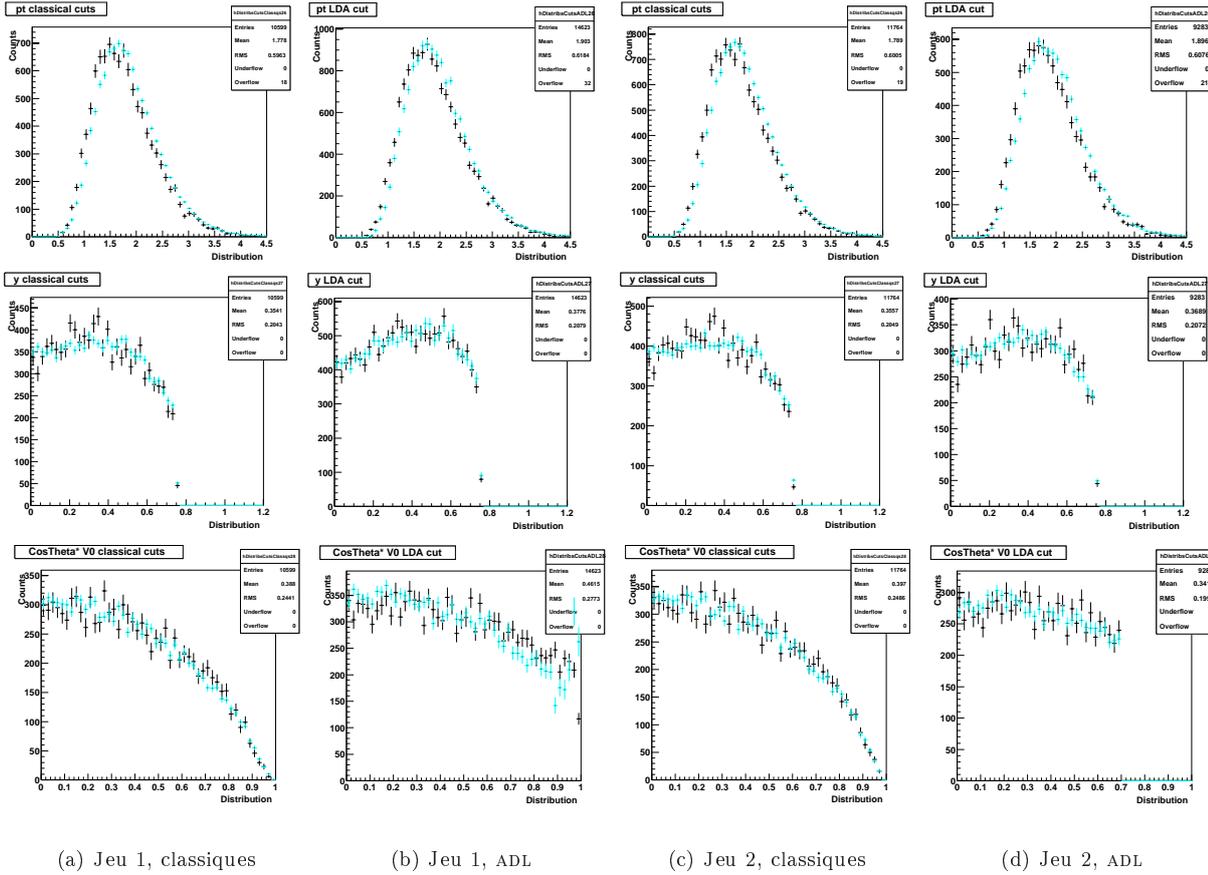


FIG. V.37 – Distributions en p_{\perp} (en haut), $|y|$ (au milieu) et $|\cos\theta^*|$ (en bas) : embedding en noir, données réelles en cyan

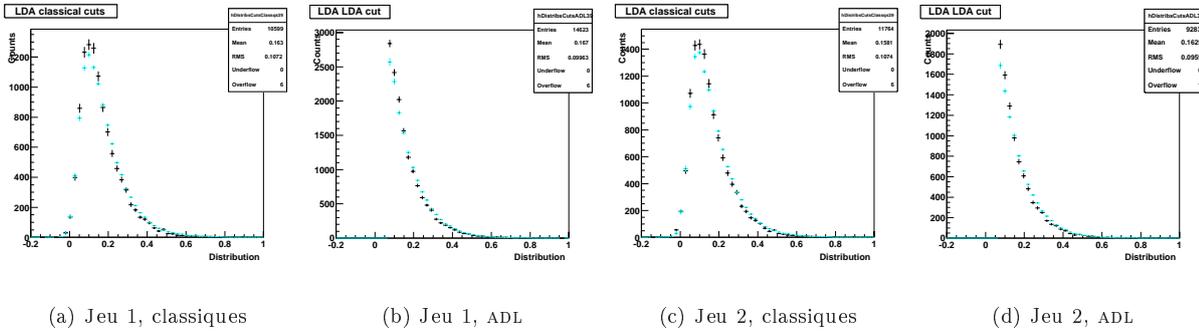


FIG. V.38 – Distributions de la variable ADL : embedding en noir, données réelles en cyan

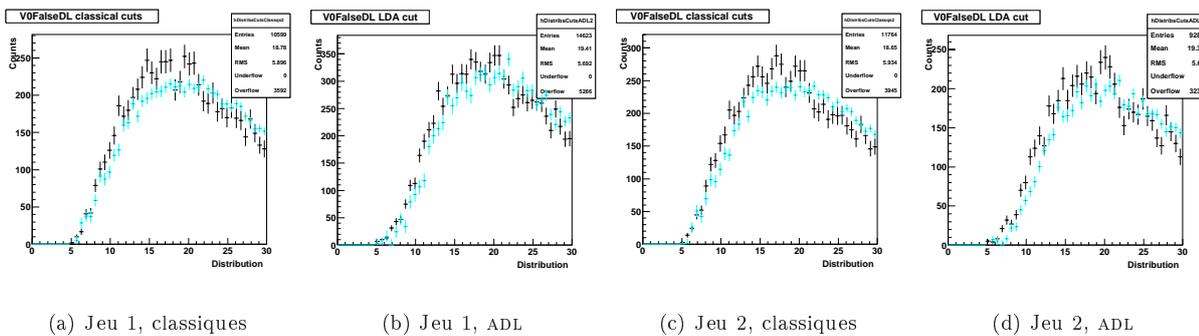


FIG. V.39 – Distributions de la variable V0FalseDecayLength : embedding en noir, données réelles en cyan

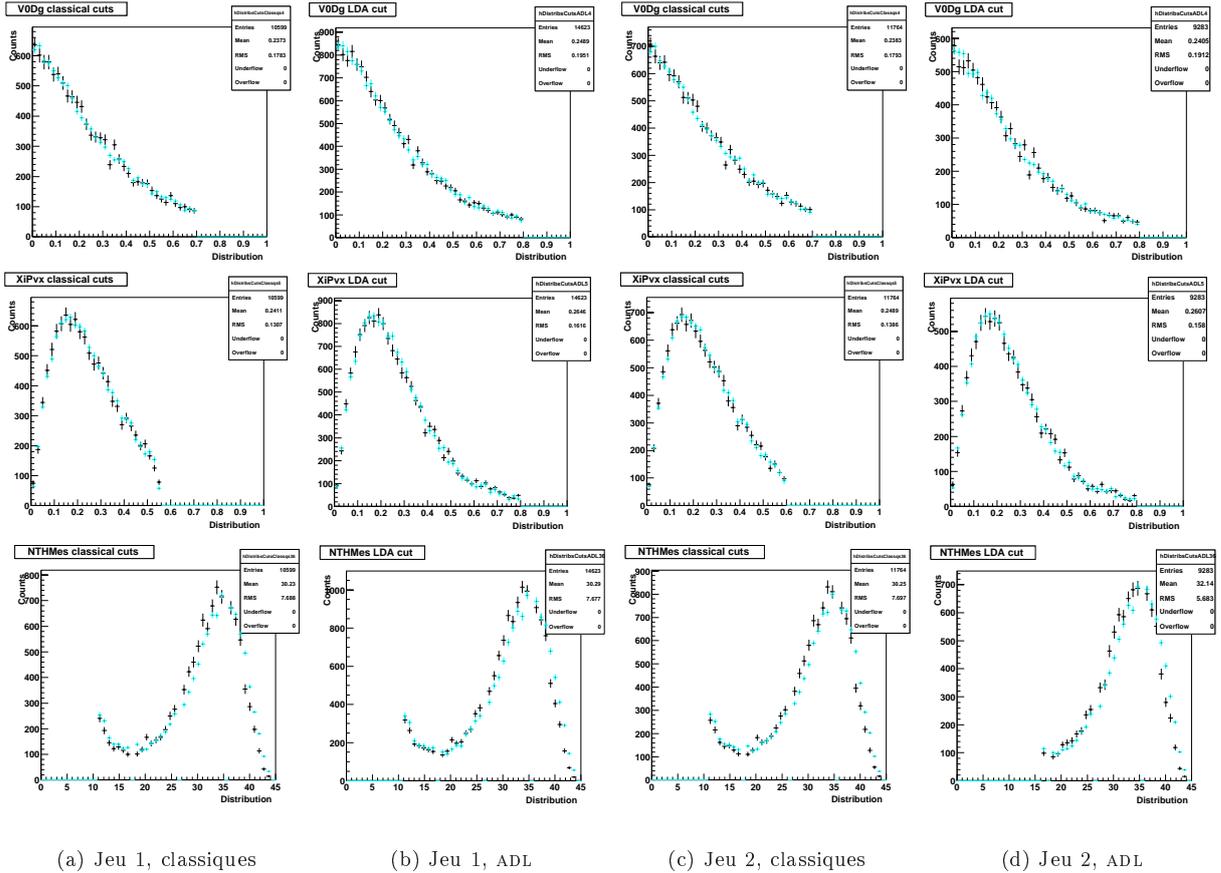


FIG. V.40 – Distributions de $dcaV0Daughters$ (en haut), $dcaXiPrimaryVtx$ (au milieu) et $mesonNTH$ (en bas) : embedding en noir, données réelles en cyan

Utilisation de l'ADL pour l'embedding

Un test plus précis de la qualité de la simulation – quoique plus difficile à mettre en œuvre, en fait, probablement moins fiable pour des raisons expliquées plus loin – utilise les propriétés discriminatoires des méthodes de classification de types. Ce test peut être réalisé par exemple avec des réseaux de neurones, mais nous avons utilisé l'ADL, puisque cette dernière méthode était déjà “prête à l'emploi”.

Le principe consiste à essayer de discriminer les particules simulées et les particules réelles. Les tests réalisés au paragraphe précédent peuvent être insuffisants dans le sens où une faible différence – invisible – entre chacune des distributions du signal des données réelles et celles de la simulation peut se révéler sérieuse lorsque l'on regarde dans l'espace entier des observables.

Une manière de le faire est de projeter les distributions de la simulation et du signal des données réelles sur la droite ADL discriminant le mieux les deux, et de vérifier que ces distributions sont identiques. La direction ADL trouvée étant celle séparant le mieux les distributions de signal réel et de simulation, des projections identiques sur cette direction signent une absence de différence entre ces deux distributions dans l'espace à n dimensions. Le critère adéquat est ici celui de Fisher.

Le problème, et raison principale pour laquelle cette méthode ne donne pas de résultat plus fiable que la précédente, est que dans le cas des réseaux de neurones ou de l'ADL, les distributions des ailes ne peuvent pas être soustraites aux distributions du pic pour obtenir les distributions de signal “lavées” du bruit, du moins pas sans mettre en place une méthode très lourde et complexe. Une solution partielle consiste à créer les échantillons en employant des coupures très serrées, de manière à ce que le rapport signal sur bruit des données réelles soit très élevé. Ceci a deux inconvénients: 1^o) la vérification de la qualité de l'embedding porte sur une partie très restreinte de l'espace des phases; 2^o) il reste toujours un bruit résiduel – car on ne peut dans notre cas appliquer de coupures trop serrées, à cause de la statistique limitée en simulation – qui fera que les distributions de la simulation et des données réelles différeront légèrement.

Ce test a été réalisé sur des $\Xi + \bar{\Xi}$ dans les 10 % d'événements les plus centraux de Au-Au

200 GeV. Les variables utilisées pour déterminer la direction ADL sont les 10 coupures géométriques, les 11 angles de pointage, et le $\cos\theta^*$. Les candidats Ξ sont gardés pour l'échantillon d'apprentissage lorsque leur masse reconstruite présente un écart de moins de $8 \text{ MeV}/c^2$ (environ 2σ) avec la véritable masse du Ξ .

La figure V.41 représente les distributions en masse invariante des candidats de l'échantillon d'apprentissage¹, ainsi que leurs projections selon la droite ADL de meilleure discriminance. Trois essais ont été faits, avec trois jeux de coupures plus ou moins serrées. Le jeu 1 est constitué de coupures légèrement plus serrées que les coupures classiques d'analyse. Les jeux 2 et 3 (le plus serré étant le 3) sont donnés dans le tableau V.10. Le nombre de candidats utilisés (dans la fenêtre en masse invariante) est de 5000 pour les trois échantillons de signal réel, 5000 pour les échantillons de signal simulé avec les jeux de coupures 1 et 2, et 4360 dans l'échantillon de signal simulé pour le jeu 3 (maximum de la statistique).

TAB. V.10 – *Détail des jeux de coupures serrées utilisés pour tester la qualité de la simulation*

Coupure	Jeu 2	Jeu 3
Impulsion transverse	$p_{\perp} > 0,5 \text{ GeV}/c$	$p_{\perp} > 0,5 \text{ GeV}/c$
Rapacité	$ y < 0,75$	$ y < 0,75$
Masse du Λ	$ m_{\Lambda} - m_{PDG} < 4 \text{ MeV}/c^2$	$ m_{\Lambda} - m_{PDG} < 4 \text{ MeV}/c^2$
Points bachelor	> 19	> 19
Points méson	> 19	> 19
Points baryon	> 19	> 19
dE/dx bachelor	$< 3\sigma$	$< 3\sigma$
dE/dx méson	$< 3\sigma$	$< 3\sigma$
dE/dx baryon	$< 2\sigma$	$< 2\sigma$
DcaXiToPrimVtx	$ x < 0,4 \text{ cm}$	$ x < 0,35 \text{ cm}$
DcaV0ToPrimVtx	$ x > XiPvx + 0,3$	$ x > XiPvx + 0,4$
DcaBacToPrimVtx	$ x > 1,7 \text{ cm}$	$ x > 2,0 \text{ cm}$
DcaXiDaughters	$x < 0,6 \text{ cm}$	$x < 0,6 \text{ cm}$
DcaV0Daughters	$x < 0,6 \text{ cm}$	$x < 0,6 \text{ cm}$
XiDecayLength	$x > 5,0 \text{ cm}$	$x > 6,0 \text{ cm}$
V0FalseDecayLength	$x > 10 \text{ cm}$	$x > 12 \text{ cm}$
CosThetaV0	$ x < 0,7$	$ x < 0,7$
CosThetaBac	$ x < 0,7$	$ x < 0,7$

Les distributions projetées sur la direction optimale sont très proches les unes des autres. Une première conclusion est que la simulation peut parfaitement être utilisée pour calculer les directions ADL. Cependant, les distributions restent légèrement distinctes, même avec des coupures très serrées. Avec le jeu 3, il reste 5 à 10 % de fond dans l'échantillon de signal, et près de 15 % avec le jeu 2. On ne peut donc exclure un effet lié à la présence du fond². Les distributions sont toutefois suffisamment proches pour que l'on puisse tirer la même conclusion qu'avec la méthode précédente: la qualité de la simulation semble très bonne.

Utilisation de l'embedding dans l'ADL

On peut se poser la question de la légitimité de l'utilisation des mêmes événements d'embedding pour la détermination des directions ADL et pour le calcul de l'efficacité: l'ADL étant une direction optimisée, l'efficacité de cette coupure calculée avec le même échantillon d'embedding ne risque-t-elle pas de surestimer l'efficacité réelle?

Ce raisonnement s'applique pour le calcul de la performance d'une méthode de classification de types (ADL par exemple): la performance calculée sur l'échantillon d'apprentissage est forcément

1. Le rapport signal sur bruit n'a pas été estimé numériquement.

2. Il est possible d'élargir les coupures et de soustraire la distribution projetée sur la droite ADL du fond situé dans les "ailes" à celle des candidats du pic pour obtenir la distribution du signal "pur" projetée sur la droite ADL, mais cela serait une solution trompeuse, car la droite ADL déterminée ne serait plus la droite de meilleure discriminance entre le signal réel et le signal simulé, à cause de la présence du fond. Les différences en n dimensions entre ces deux distributions pourraient donc disparaître lors de la projection sur la droite ADL.

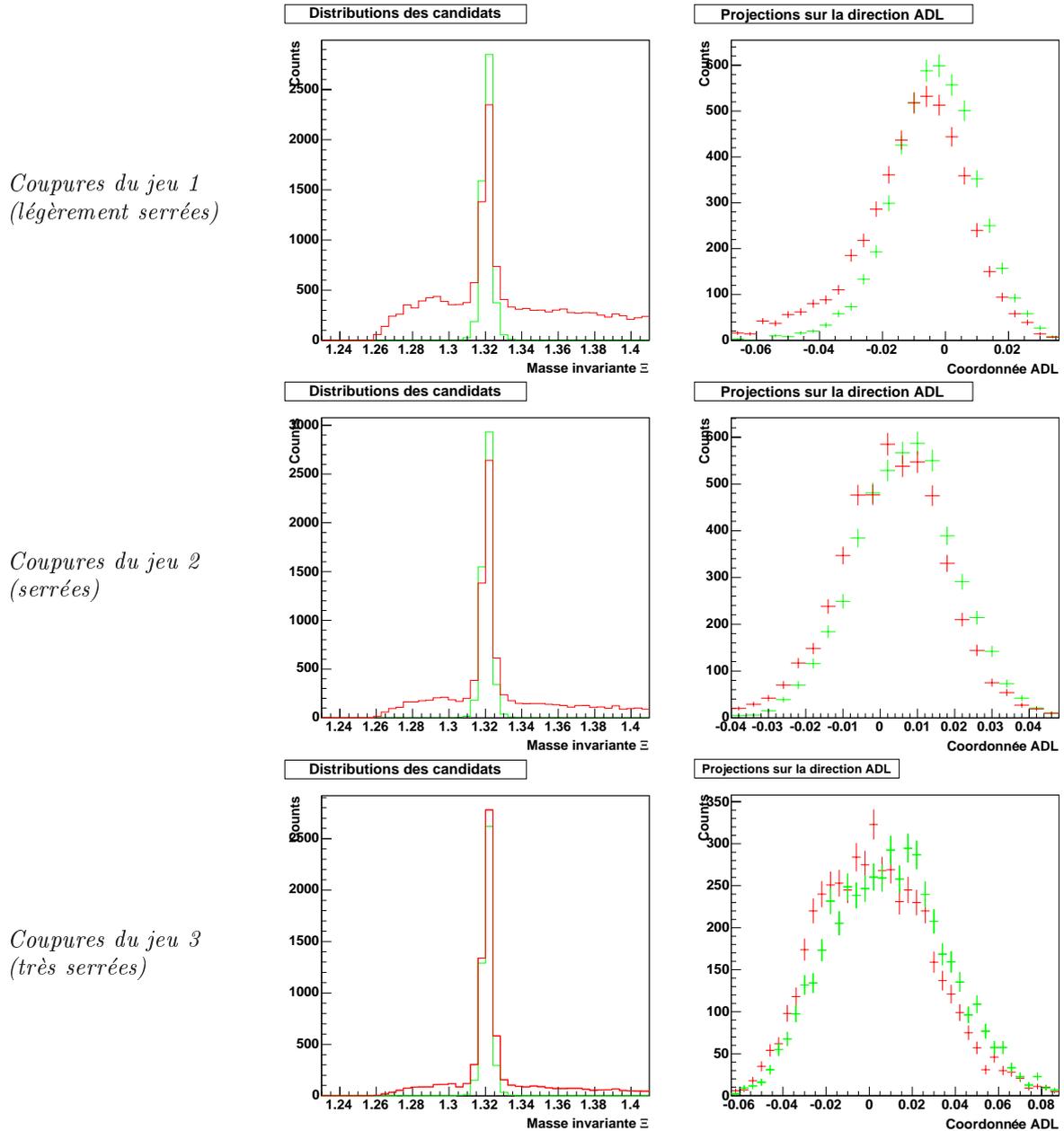


FIG. V.41 – Vérification de la qualité de la simulation avec l'ADL : à gauche, distributions des candidats de signal simulé (en vert) et de signal réel (en rouge) sans la coupure en masse ; à droite : distribution de ces candidats selon la direction ADL trouvée, selon le même code de couleur

supérieure (puisque cet échantillon a servi à l'optimisation) à celle calculée sur les données réelles ou sur un autre échantillon simulé.

L'efficacité est cependant indépendante de la performance (c'est-à-dire, ici, la discrimination). La figure V.42 permet de se convaincre que l'on peut utiliser le même embedding : les spectres de $\Xi + \bar{\Xi}$ obtenus avec 2 jeux de coupures ADL ont été divisés l'un par l'autre. Le premier jeu de coupures a été déterminé avec toute la statistique de l'embedding disponible à ce moment, et les mêmes événements ont donc été utilisés pour calculer l'efficacité et corriger le spectre. Le deuxième jeu de coupures consiste en une direction déterminée avec seulement la moitié de la statistique de l'embedding, l'autre moitié étant utilisée pour calculer l'efficacité et corriger le spectre. Le rapport des deux spectres corrigés est, comme le montre la figure, égal à 1 dans les barres d'erreur (la taille de celles-ci provient de la statistique limitée d'embedding et du fait que 334 376 événements ont été utilisés, soit un peu moins de 30 % de la statistique totale ; de plus, en l'absence d'estimation de la corrélation entre les deux variables, cette dernière a été prise égale à 0 pour le calcul des barres d'erreur ; celles-ci sont donc surestimées).

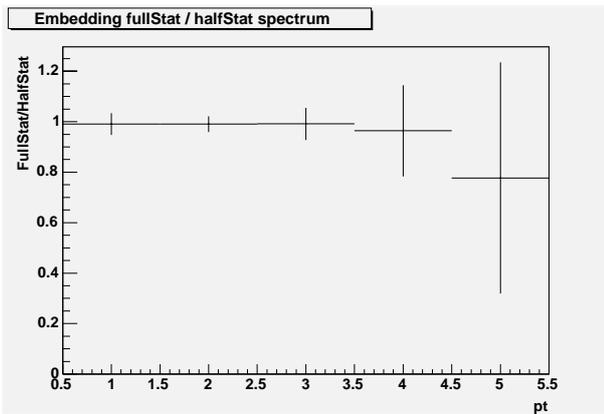


FIG. V.42 – Comparaison du spectre corrigé avec les événements enrichis en simulation ayant servi à la détermination de la direction ADL et du spectre corrigé avec d'autres événements

L'ADL a été déterminée sur 10 observables (les 10 coupures géométriques) et 5 coupures ADL consécutives ont été utilisées. La direction recherchée avec la statistique entière d'embedding a été déterminée avec 15 575 signal et 100 000 fond, celle recherchée avec la "demi-statistique" avec 5 717 signal et 100 000 fond. Pour le comptage du nombre de Ξ , un polynôme du second degré a été ajusté sur le fond, et le signal a été compté dans une fenêtre de $\pm 10 \text{ MeV}/c^2$ autour de la masse du Ξ .

Pour les résultats d'analyse présentés dans le chapitre suivant, le même embedding a été utilisé pour déterminer les directions ADL et corriger les données dans le cas du Ξ . Pour le Ω contre, en raison de la plus grande statistique d'embedding disponible, ce sont des événements différents de ceux utilisés pour l'ADL qui ont servi à effectuer les corrections d'efficacité.

Temps de vie du Ξ

Une vérification supplémentaire de la qualité des données et de l'embedding peut être faite par la mesure du temps de vie ($c\tau$) du Ξ . Celle-ci est en effet connue et vaut $1,639 \pm 0,015 \cdot 10^{-10} \text{ s}$, soit $c\tau = 4,92 \pm 0,05 \text{ cm}$ [10].

La durée de vie $c\tau$ d'une particule de masse m et d'impulsion p s'étant désintégrée après une distance de vol d est :

$$c\tau = d \times \frac{m}{p} \quad (\text{V.6})$$

La distribution du temps de vie est exponentielle :

$$N(c\tau) = N_0 e^{-c\tau/c\tau_0}$$

avec τ_0 la durée de vie moyenne. La mesure est donc réalisée en ajustant cette loi exponentielle, de paramètres variables N_0 et τ_0 , sur la distribution corrigée en $c\tau$. La correction doit être faite en bins à la fois de $c\tau$ et d'impulsion *totale*.

L'embedding de Ξ ayant été généré avec une coupure brute à $0,3 \text{ GeV}/c$ en p_{\perp} et avec une distribution en impulsion transverse différente de la distribution réelle, ces candidats doivent être éliminés

afin de ne pas fausser les corrections. Lors de cette analyse, le premier bin en impulsion totale commence à $0,65 \text{ GeV}/c$. On peut alors calculer la coupure en rapidité telle que les candidats restant aient nécessairement une impulsion transverse supérieure à $0,3 \text{ GeV}/c$:

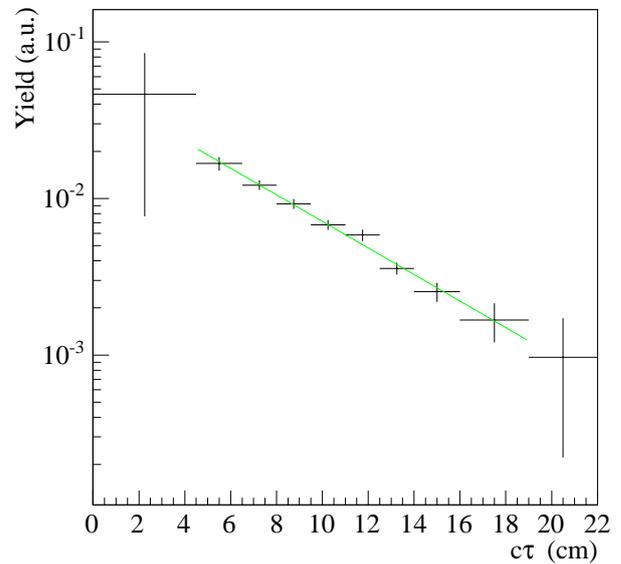
$$\begin{aligned} p^2 &= p_{\perp}^2 + p_z^2 \\ &= p_{\perp}^2 + m_{\perp}^2 \sinh^2 y \\ &= p_{\perp}^2 + (m_0^2 + p_{\perp}^2) \sinh^2 y \end{aligned}$$

D'où :

$$\sinh^2 y = \frac{p^2 - p_{\perp}^2}{m_0^2 + p_{\perp}^2}$$

Une simple étude de fonction montre que cette dernière est une fonction croissante de p , et décroissante de p_{\perp} sur $[0; p]$. On peut ainsi obtenir, pour $p = 0,65 \text{ GeV}/c$, la valeur limite de la rapidité : $p_{\perp} > 0,3 \Rightarrow y < 0,41$. La coupure en rapidité sera donc prise à $y < 0,4$. Pour pallier au manque de statistique, les Ξ et Ξ ont été additionnés, et les 10 % de données les plus centrales ont été utilisés.

FIG. V.43 – Distribution en $c\tau$ corrigée des $\Xi + \Xi$ et ajustement exponentiel sur cette distribution (en vert)



La seconde précaution à prendre concerne la coupure sur la longueur de décroissance du Ξ (la variable d dans l'équation (V.6)) : seules les classes d'impulsion totale et de $c\tau$ tels que $p \times c\tau > m_{\Xi} \times d_{cut}$ peuvent être utilisées pour le calcul de τ_0 . La limite inférieure en $c\tau$ est donc :

$$c\tau > \frac{m_{\Xi} d_{cut}}{p_{min}} = \frac{1,321 \times d_{cut}}{0,65}$$

Dans le cas des coupures ADL, $d_{cut} = 2 \text{ cm}$ et donc $c\tau_{min} = 4,1 \text{ cm}$. L'exponentielle peut donc être ajustée dès le deuxième bin du spectre, lequel bin démarre à $4,5 \text{ cm}$. Pour les coupures classiques par contre, d_{cut} vaut 5 cm , donc $c\tau_{min} = 10,2 \text{ cm}$, ce qui ne laisse pas suffisamment de bins pour faire l'ajustement. Ce dernier sera donc réalisé sur un spectre ADL, de $4,5$ à 19 cm , sur 8 bins, ainsi que le montre la figure V.43.

Le tableau V.11 résume les résultats obtenus dans cette étude. Les erreurs sont statistique + statistique de l'embedding.

TAB. V.11 – Mesure du $c\tau$ des $\Xi + \Xi$

Champ	Nb. evts	$c\tau_0 \text{ (cm)}$	χ^2
Total	1 229 021	$5,12 \pm 0,29$	3,1/6
FFF	507 795	$5,11 \pm 0,39$	4,3/6
RFF	721 226	$5,13 \pm 0,35$	2,3/6

L'écart entre les valeurs mesurées et la valeur connue $4,91 \pm 0,045 \text{ cm}$ est de $0,7 \sigma$. Il n'y a donc pas de désaccord, et ce quel que soit le signe du champ magnétique.

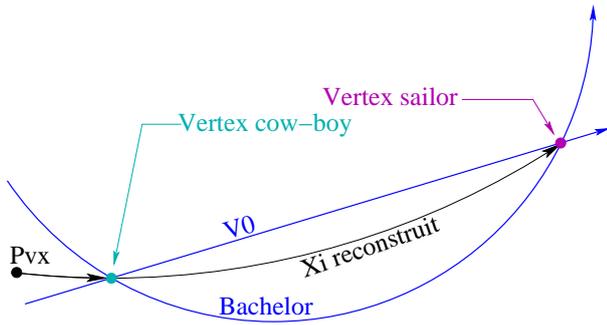


FIG. V.44 – Topologies sailor (en magenta) et cow-boy (en cyan) d'un ξ Vertex, fonction du point d'intersection choisi entre la droite du $V0$ et l'hélice du bachelor, projetées dans le plan transverse

Le temps de vie du Ξ pourrait aussi être utilisé pour tester la reconstruction des ξ Vertex. Il existe en effet une ambiguïté entre deux topologies projetées dans le plan transverse, qui sont appelées *cow-boy* et *sailor* (voir la figure V.44). Il peut arriver que le calcul de la distance de plus courte approche en 3 dimensions ne permette pas de choisir le bon point d'intersection entre le vertex sailor et le vertex cow-boy, par exemple à cause de la longueur de l'extrapolation, qui est par ailleurs différente pour les deux points d'intersection. Le choix du point d'intersection n'a d'influence que sur la longueur de décroissance du ξ Vertex reconstruit, les variables cinématiques telles que l'impulsion ou la masse invariante sont identiques. C'est donc la mesure du $c\tau$, pour les candidats sailor d'une part et les candidats cow-boy d'autre part, qui permet de contrôler le bon déroulement du choix entre les deux topologies (une vérification de l'égalité du rapport candidats cow-boy sur candidats sailor dans les données réelles et dans l'embedding est aussi utile). Toutefois, l'information cow-boy/sailor n'étant pas stockée dans les muDsts, cela impose une reconstruction complète des vertex secondaires.

3.2 Acceptance et efficacité

Les diverses sources d'inefficacité ne seront pas détaillées ici : elles peuvent être retrouvées dans [2] pour les Ω et [73] pour les Ξ . Elles sont au nombre de 6 :

- l'acceptance géométrique du détecteur ;
- la reconstruction des traces ;
- la reconstruction des $v0$ Vertex ;
- la reconstruction des ξ Vertex ;
- les coupures de reconstruction ;
- les coupures d'analyse.

Une septième doit être ajoutée dans le cas de la simulation : l'efficacité de l'association, qui est toujours négligée car supposée proche de 100 %. L'estimation de ces efficacités est réalisée par le biais de la simulation – dans notre cas, l'embedding.

L'efficacité d'une coupure, d'un jeu de coupures ou plus généralement d'un processus \mathcal{P} (tel que la reconstruction par exemple) est toujours définie comme étant la quantité de signal¹ après \mathcal{P} divisée par la quantité de signal avant \mathcal{P} .

Notant S le nombre recherché de particules présentes initialement dans l'événement à l'issue de la collision (spectre corrigé), S_m le nombre de particules mesurées (spectre brut) S^g le nombre de particules simulées (spectre Monte-Carlo) et S_m^g le nombre de ces dernières qui ont été reconstruites et ont passé les coupures (c'est-à-dire le nombre d'associés après coupures), l'efficacité totale est, par définition :

$$\varepsilon = \frac{S_m}{S}$$

1. On parlera parfois aussi de l'efficacité d'une coupure sur le fond.

et l'on fait l'hypothèse que l'embedding décrit suffisamment bien le signal pour pouvoir écrire également :

$$\varepsilon = \frac{S_m^g}{S^g}$$

Le nombre recherché peut donc s'écrire :

$$S = \frac{S_m}{\varepsilon} = \frac{S^g S_m}{S_m^g} \quad (\text{V.7})$$

L'erreur sur l'efficacité est alors :

$$\sigma_\varepsilon = \sqrt{\frac{\varepsilon(1-\varepsilon)}{S^g}} \quad (\text{V.8})$$

On peut en déduire l'erreur sur la quantité S :

$$\begin{aligned} \sigma_S^2 &= \left(\frac{\partial S}{\partial S_m}\right)^2 \sigma_{S_m}^2 + \left(\frac{\partial S}{\partial \varepsilon}\right)^2 \sigma_\varepsilon^2 \\ &= \frac{1}{\varepsilon^2} \sigma_{S_m}^2 + \left(\frac{S_m}{\varepsilon^2}\right)^2 \sigma_\varepsilon^2 \\ &= \left(\frac{S_m}{\varepsilon}\right)^2 \left(\frac{T + k^2 N'}{S_m^2} + \frac{1}{\varepsilon^2} \frac{\varepsilon(1-\varepsilon)}{S^g}\right) \end{aligned} \quad (\text{V.9})$$

D'où l'incertitude relative sur les spectres corrigés :

$$\frac{\sigma_S}{S} = \sqrt{\frac{T + k^2 N'}{S_m^2} + \frac{1}{\varepsilon^2} \frac{\varepsilon(1-\varepsilon)}{S^g}} = \sqrt{\sigma_{stat}^2 + \sigma_{stat\ embedding}^2} \quad (\text{V.10})$$

Les graphes de la figure V.45 page suivante montrent la distribution en p_\perp des particules simulées¹ (Monte-Carlo), le spectre brut obtenu après toutes les coupures d'analyse, et la valeur de l'efficacité en fonction de l'impulsion transverse. Cette efficacité est obtenue en divisant, bin par bin, le spectre des candidats associés après coupures par le spectre des particules simulées.

Ce n'est toutefois pas l'efficacité totale car d'autres corrections sont effectuées en aval de l'analyse. L'efficacité présentée dans cette figure inclut l'acceptance, l'efficacité de l'ensemble de la reconstruction, et l'efficacité de toutes les coupures d'analyse sauf celles sur l'identification par dE/dx . La perte linéique d'énergie est en effet mal simulée et doit être corrigée "à la main". Une coupure à 2σ a ainsi une efficacité de 95,45 % et une coupure à 3σ une efficacité de 99,73 %.

TABLE V.12 – Efficacité due au rapport d'embranchement et au dE/dx

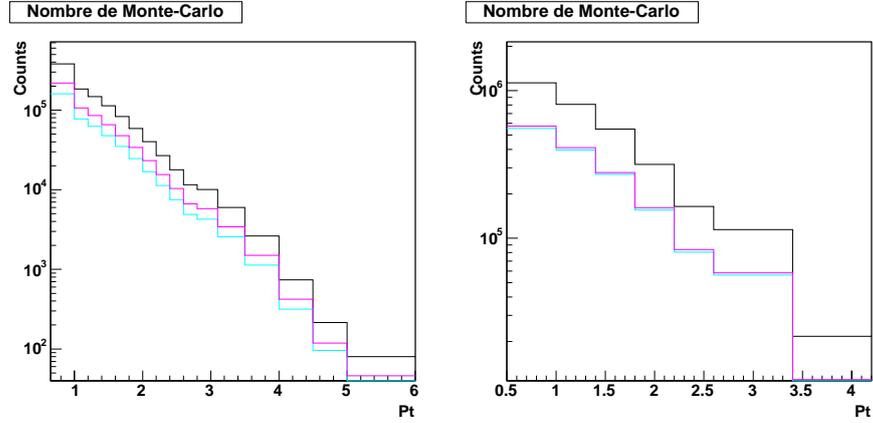
	Ξ		Ω	
	Class.	ADL	Class.	ADL
Décroissance du Ξ / du Ω	99,887 ± 0,035 %		67,8 ± 0,7 %	
Décroissance du Λ	63,9 ± 0,5 %		63,9 ± 0,5 %	
Efficacité due au rapport d'embranchement	63,8 %		43,3 %	
dE/dx bachelor	99,73 %	99,73 %	95,45 %	95,45 %
dE/dx méson	99,73 %	99,73 %	99,73 %	99,73 %
dE/dx baryon	99,73 %	95,45 %	95,45 %	95,45 %
Efficacité due au dE/dx	99,19 %	94,94 %	90,86 %	90,86 %
Total	63,3 %	60,6 %	39,3 %	39,3 %

Enfin, le mode de décroissance des particules simulées ayant été imposé afin de réduire le temps de calcul, le rapport d'embranchement n'est pas non plus inclus dans cette efficacité.

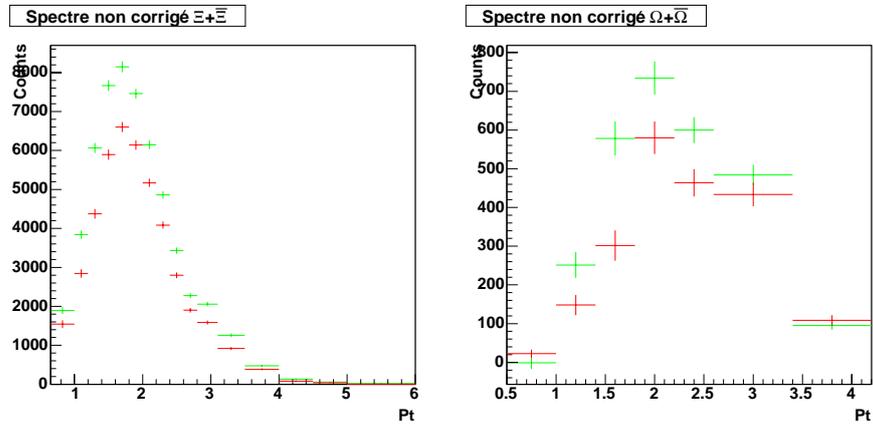
Le tableau V.12 donne les valeurs de ces rapports d'embranchement et de l'efficacité des coupures en dE/dx pour les Ξ et les Ω .

1. Après une coupure en rapidité identique à celle appliquée dans les données réelles.

Distribution des candidats Monte-Carlo : baryons (Ξ, Ω) en cyan, anti-baryons ($\bar{\Xi}, \bar{\Omega}$) en magenta, somme des deux en noir



Spectres bruts baryons + anti-baryons : coupures classiques en rouge, ADL en vert



Efficacité baryons + anti-baryons : coupures classiques en rouge, ADL en vert

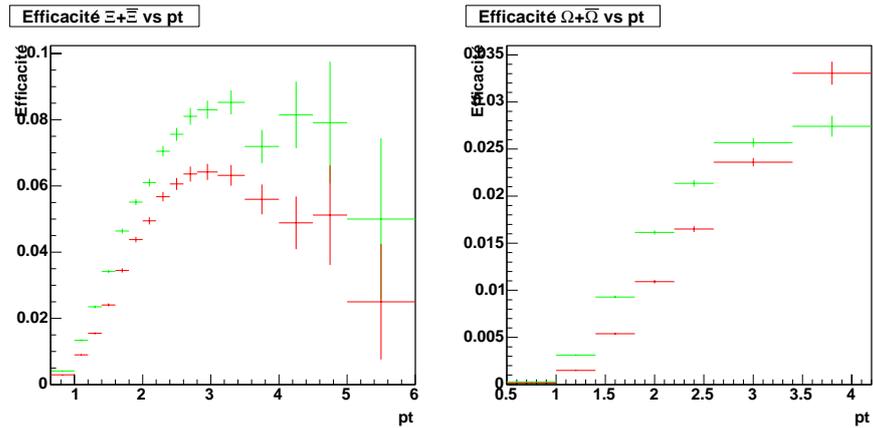


FIG. V.45 – Distributions en p_{\perp} des candidats Monte-Carlo, de la quantité brute de signal obtenue après coupures, et de l'efficacité telle que définie dans le texte, pour les Ξ (colonne de gauche) et les Ω (colonne de droite)

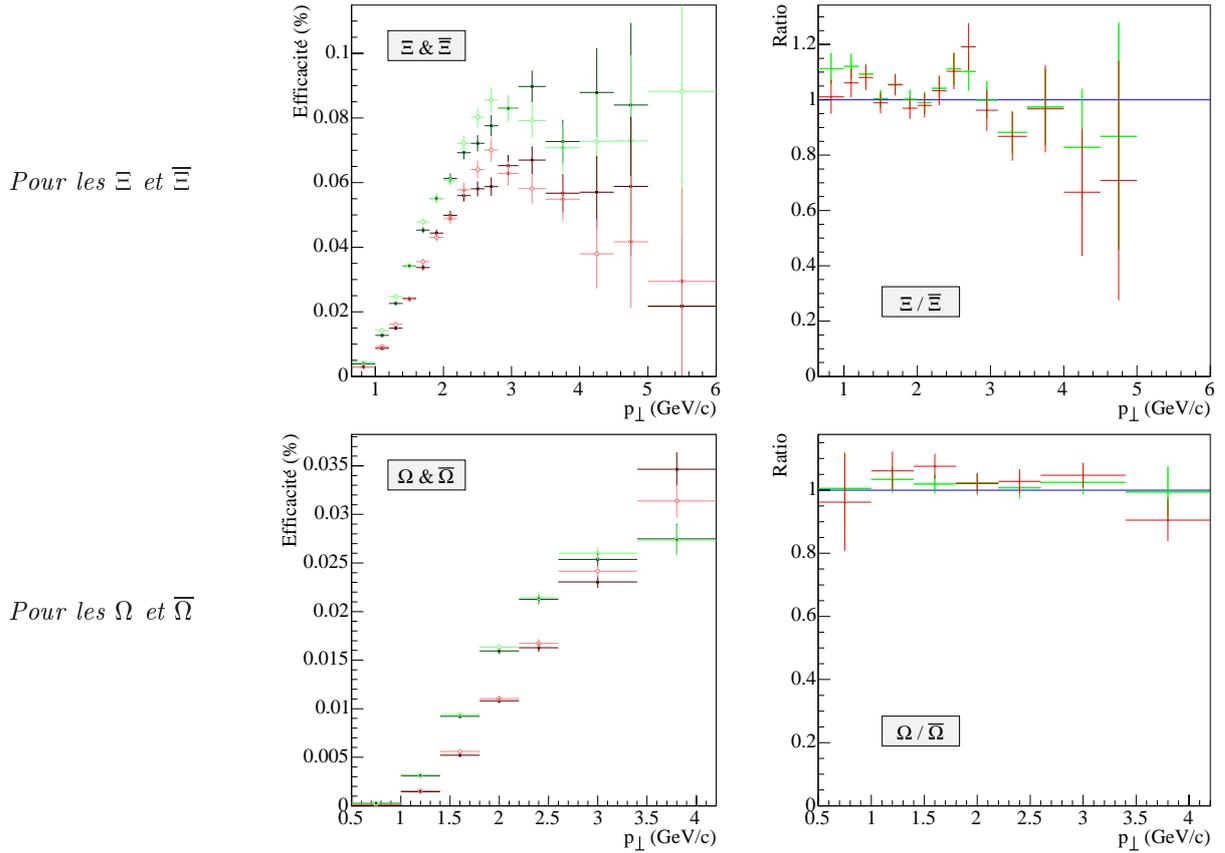


FIG. V.46 – À gauche : efficacité en fonction du p_{\perp} ; les baryons sont en symboles ouverts et couleur claire, les anti-baryons en symboles fermés et couleur foncée. À droite : efficacité des Ξ (resp. Ω) divisée par celle des $\bar{\Xi}$ (resp. $\bar{\Omega}$). Les résultats des coupures classiques sont en rouge, ceux des coupures ADL en vert

3.3 Correction des spectres

Les spectres corrigés sont obtenus en divisant les spectres bruts par l'efficacité dans chaque bin d'impulsion transverse. Dans toute la suite, les résultats ont été obtenus en corrigeant séparément les Ξ par de l'embedding de Ξ , les $\bar{\Xi}$ par de l'embedding de $\bar{\Xi}$, et de même pour les Ω et $\bar{\Omega}$. Ces efficacités sont présentées séparément dans la figure V.46 (haut), de même que le rapport entre l'efficacité du baryon et celle de l'anti-baryon (bas). Ce dernier graphe montre, malgré la taille des barres d'erreur, que l'efficacité est plus élevée pour les baryons que pour les anti-baryons. Seule une faible partie de cette différence est due à l'absorption des anti-protons de bas p_{\perp} dans les matériaux composant le détecteur, qui est inférieure à 1 % pour les Ξ [77]. Une conséquence en sera observée au paragraphe VI-1.2 (p. 150) lors de la comparaison entre les ratios bruts et les ratios corrigés.

Les barres d'erreur des données corrigées présentées dans toute la suite sont la somme quadratique de l'erreur statistique et de l'erreur provenant de la statistique de l'embedding.

La variable que l'on veut calculer est un taux de production par événement et par unité de rapidité, noté dN/dy .

Après correction par l'efficacité telle que définie au paragraphe précédent, par l'efficacité des coupures en dE/dx et par les rapports d'embranchement, les normalisations suivantes sont appliquées :

- la largeur de la fenêtre en rapidité, afin d'obtenir un dN/dy : elle était ici $[-0,75; 0,75]$, la normalisation à appliquer est donc $\frac{1}{2 \times 0,75}$;
- la normalisation par $1/2\pi$ venant de l'intégration en azimut ;
- la normalisation par le nombre d'événements, de manière à obtenir un dN/dy par événement.

Les spectres en p_{\perp} obtenus après ces diverses normalisations sont présentés dans la figure V.47 page suivante.

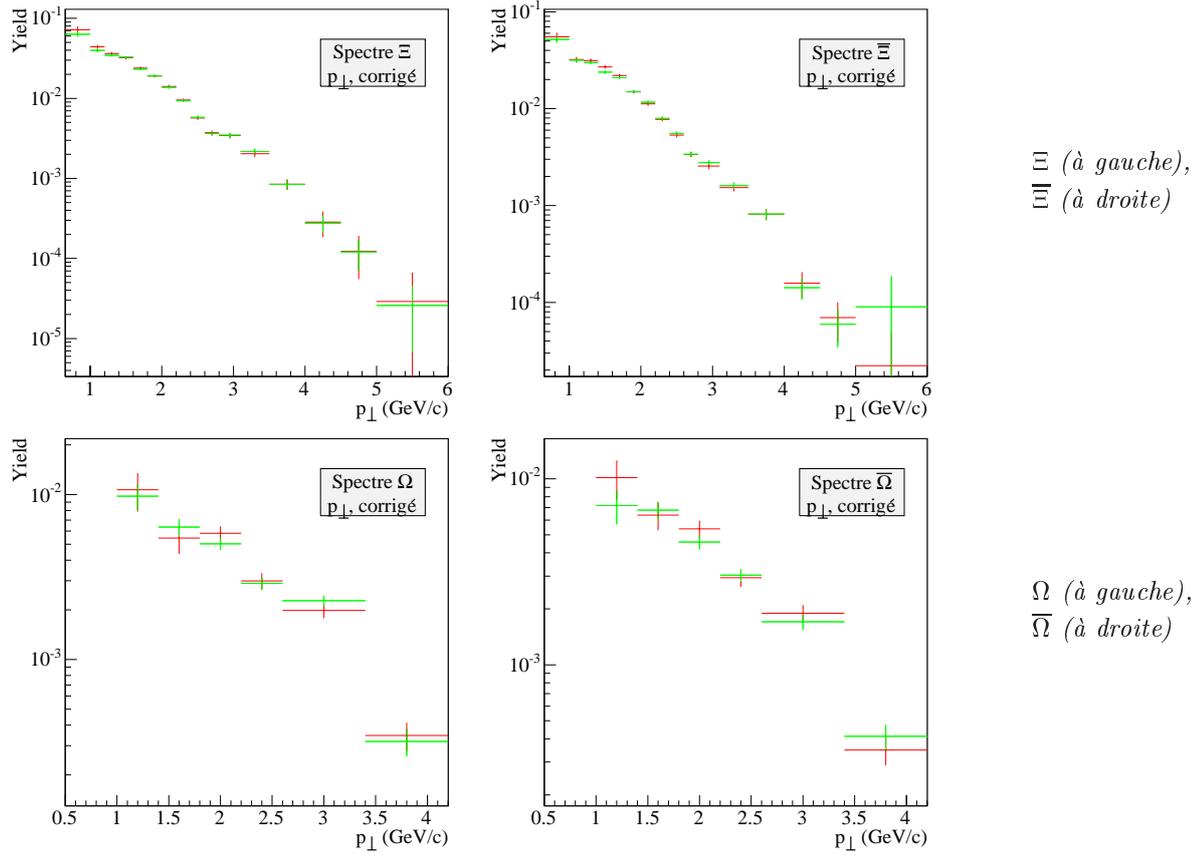


FIG. V.47 – Spectres en p_{\perp} corrigés: de gauche à droite et de haut en bas : Ξ , $\bar{\Xi}$, Ω , $\bar{\Omega}$. Les spectres classiques sont en rouge, les spectres ADL en vert

Ces premiers spectres corrigés permettent de s’assurer que les résultats obtenus avec les coupures classiques et ADL sont identiques. La figure V.48 représente l’écart bin-par-bin entre les deux spectres en nombre de plus petit écart standard, c’est-à-dire que la grandeur représentée est :

$$n(p_{\perp}) = \frac{|Y_A(p_{\perp}) - Y_C(p_{\perp})|}{\min(\sigma_A(p_{\perp}), \sigma_C(p_{\perp}))}$$

Y étant le taux de production et les indices A et C renvoyant respectivement aux coupures ADL et classiques. Pour les Ω et $\bar{\Omega}$ – dont le premier bin a été mis artificiellement à 0 –, l’écart n’est jamais supérieur à $1,5 \sigma$, les spectres sont donc statistiquement identiques. Les cas du Ξ et du $\bar{\Xi}$ sont similaires, en dehors d’un bin pour le $\bar{\Xi}$.

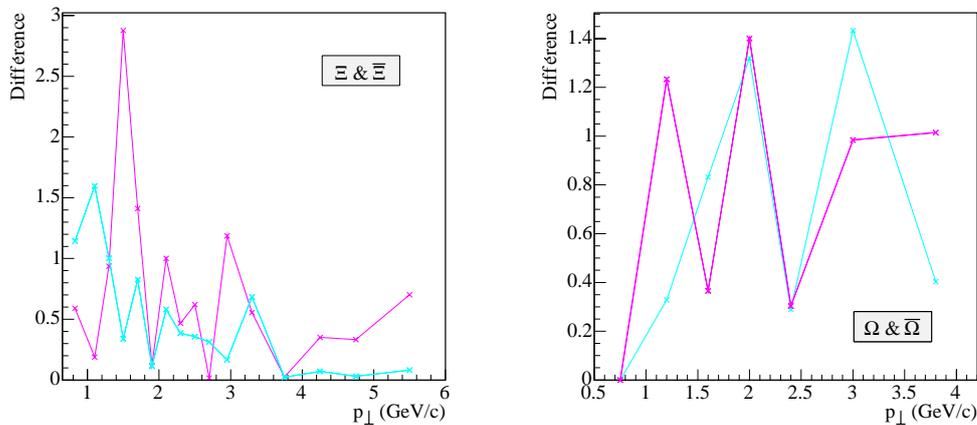


FIG. V.48 – Différence entre les spectres ADL et classique en nombre de plus petit écart standard, pour les Ξ (gauche, cyan), $\bar{\Xi}$ (gauche, magenta), Ω (droite, cyan) et $\bar{\Omega}$ (droite, magenta)

Ces spectres en p_{\perp} sont ensuite convertis en spectres en m_{\perp} par la relation suivante :

$$m_{\perp} = \sqrt{p_{\perp}^2 + m_0^2} \quad (\text{V.11})$$

où m_0 désigne la masse au repos de la particule considérée. Les spectres sont tracés en fonction de $m_{\perp} - m_0$, de manière à pouvoir comparer les diverses particules ensemble.

Deux normalisations supplémentaires interviennent ensuite :

- la normalisation par la largeur du bin considéré;
- la normalisation par $1/m_{\perp}$, ce dernier étant calculé non comme le milieu mais comme le barycentre du bin considéré.

Notant w la largeur du bin, a l'abscisse (en $m_{\perp} - m_0$) de son bord gauche et T la pente inverse de la distribution supposée exponentielle, le barycentre b de ce bin est :

$$b = m_0 + a + T + \frac{w}{1 - e^{w/T}} \quad (\text{V.12})$$

La valeur présentée est donc :

$$Y = \frac{1}{2\pi m_{\perp} N_{evts}} \frac{d^2 N}{dm_{\perp} dy} \quad (\text{V.13})$$

La figure V.49 présente le spectre corrigé en $m_{\perp} - m_0$ pour les Ξ ; les autres spectres corrigés sont donnés dans la figure VI.3 page 145.

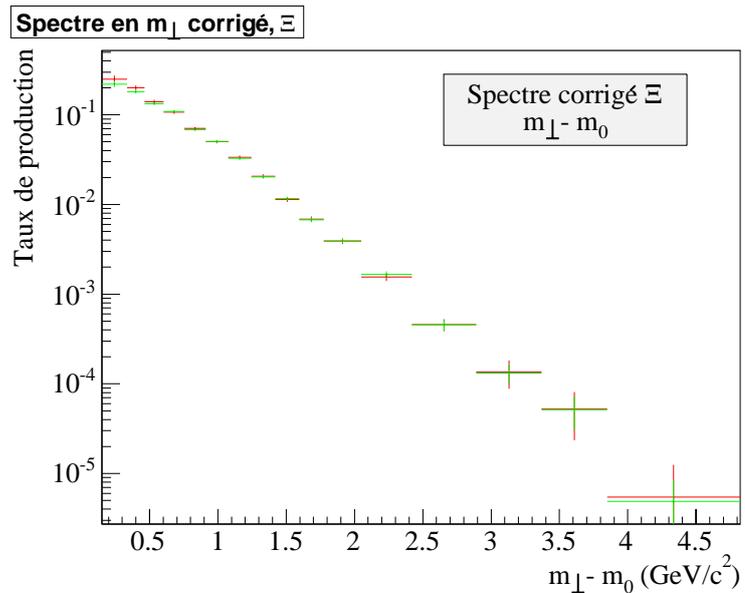
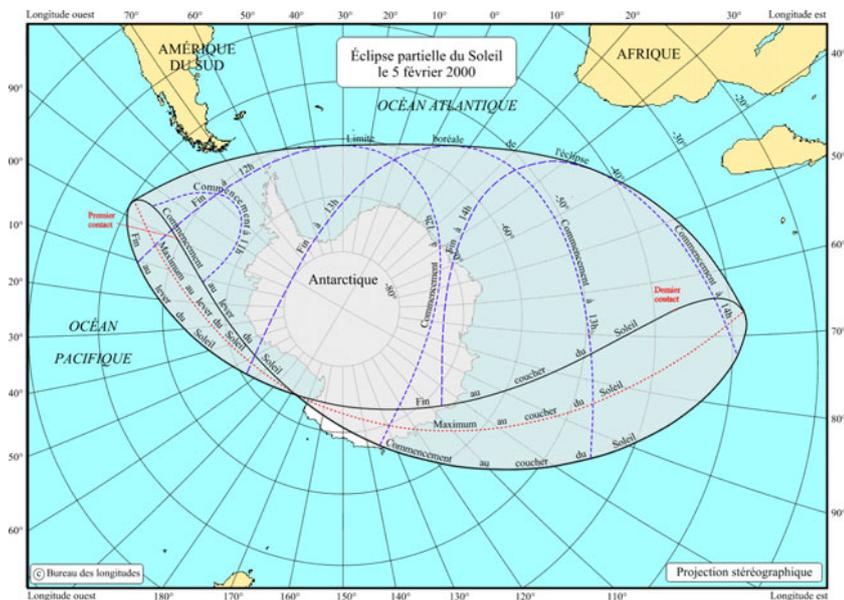


FIG. V.49 – Spectre en m_{\perp} corrigé pour les Ξ

Chapitre VI

Résultats



 *Sempervivum arachnoideum*
Joubarbe à toile d'araignée

 *Epilobium angustifolium*
Épilobe à feuilles étroites

Résultats

À partir de la distribution du nombre de particules en fonction de leur impulsion, des caractéristiques de l'état de la boule de feu peuvent être obtenues dans un certain cadre. L'erreur statistique et quelques erreurs systématiques sur ces résultats sont données dans ce chapitre, et les valeurs obtenues sont analysées à la lumière des résultats disponibles à d'autres énergies de collision ou pour d'autres particules.

Dans ce chapitre :

Résultats pour les collisions centrales : Taux de production, pente inverse, température de freeze-out cinétique, flot radial, p_{\perp} moyen et ratio pour les Ξ , $\bar{\Xi}$, Ω et $\bar{\Omega}$ dans les collisions centrales. Comparaison des modélisations de la forme des spectres.

Composition des barres d'erreur : Évaluation de quelques sources d'erreur systématiques : champ magnétiques, jeu de coupures, estimation du fond. Évaluation de la contribution relative des diverses sources d'erreur statistique.

Résultats pour les collisions périphériques : Coupures appliquées pour les événements mi-centraux et périphériques. Taux de production, pente inverse, température de freeze-out cinétique, flot radial, p_{\perp} moyen et ratio pour les Ω et $\bar{\Omega}$.

Discussion des résultats : Discussion des résultats obtenus : ratios, taux de production, p_{\perp} moyen, paramètres blast-wave, facteur de modification nucléaire R_{CP} et apport de l'ADL.

LES RÉSULTATS PRÉSENTÉS dans la première section concernent les Ξ et les Ω dans les événements centraux, de même pour l'étude des barres d'erreur, dans la section 2. La partie 3 est quant à elle dédiée aux Ω dans les événements mi-centraux et périphériques. Sauf mention du contraire, les barres d'erreur sont statistique + statistique de l'embedding. Les notations FFF et RFF désigneront les configurations full field et reversed full field du champ magnétique.

1 Résultats pour les collisions centrales

1.1 Taux de production, températures

Deux fonctions d'ajustement différentes [78] sont utilisées sur les données : une loi exponentielle, et une loi de Maxwell-Boltzmann. Les intervalles sur lesquels les ajustements sont réalisés sont donnés dans le tableau VI.1. La fonction exponentielle est de cette forme :

$$\frac{1}{2\pi m_{\perp}} \frac{d^2 N}{dm_{\perp} dy} = \frac{dN/dy}{2\pi T(m_0 + T)} e^{-\frac{(m_{\perp} - m_0)}{T}} \quad (\text{VI.1})$$

et la fonction de Maxwell-Boltzmann est :

$$\frac{1}{2\pi m_{\perp}} \frac{d^2 N}{dm_{\perp} dy} = \frac{m_{\perp} dN/dy}{2\pi T((m_0 + T)^2 + T^2)} e^{-\frac{(m_{\perp} - m_0)}{T}} \quad (\text{VI.2})$$

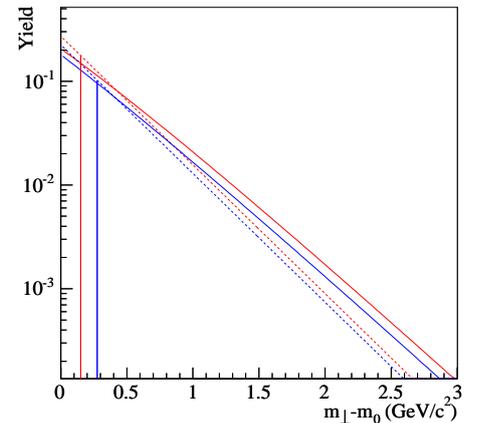
et les deux paramètres de l'ajustement sont la pente inverse T de la distribution, et le taux de production de la particule considérée dN/dy .

La figure VI.1 montre l'allure d'une distribution exponentielle et d'une distribution de Maxwell-Boltzmann ayant un taux de production arbitraire égal à 1 et une pente inverse de 350 MeV. Les distributions n'étant mesurées que dans un intervalle borné en p_{\perp} , les taux de production obtenus après ajustement reposent sur une extrapolation à bas- p_{\perp} (la proportion de l'extrapolation à haut- p_{\perp} dans le taux de production est totalement négligeable). La proportion du taux de production située dans la zone extrapolée dépend de la pente inverse de l'ajustement ; le tableau VI.1 donne la valeur de ces deux grandeurs : il ressort que le quart du taux de production du Ξ et plus de 40 % de celui du Ω proviennent de la zone extrapolée. Il convient donc de s'assurer que la fonction choisie pour obtenir les taux de production reproduit correctement les spectres dans la zone à bas- p_{\perp} .

TAB. VI.1 – Intervalles d'ajustement en p_{\perp} (en GeV/c) et m_{\perp} (en GeV/c²), et proportion \varkappa des taux de productions obtenus due à l'extrapolation à bas- p_{\perp}

	Ξ		Ω	
$p_{\perp min}$	0,65		1,0	
$p_{\perp max}$	4,5		4,2	
$m_{\perp min} - m_0$	0,151		0,276	
$m_{\perp max} - m_0$	3,37		2,85	
Nb. de bins	14		6	
	Exp	MB	Exp	MB
T (MeV)	380	330	400	350
\varkappa (%)	27	25	43	42

FIG. VI.1 – Allure en $m_{\perp} - m_0$ des fonctions exponentielle (en tirets) et Maxwell-Boltzmann (en trait plein), pour le Ξ (en rouge) et pour le Ω (en bleu). Dans les quatre cas, le taux de production est fixé à 1, et la pente inverse à 350 MeV. Les lignes verticales marquent le début de la zone de mesure expérimentale



La figure VI.3 présente les spectres corrigés en $m_{\perp} - m_0$ pour les Ξ , $\bar{\Xi}$, Ω et $\bar{\Omega}$, ainsi que les ajustements ayant permis d'extraire les valeurs présentées dans ce paragraphe : loi exponentielle et loi de Maxwell-Boltzmann.

La figure VI.2 présente les variations des taux de production et températures obtenues en fonction du serrage de la coupure ADL pour les Ω et $\bar{\Omega}$. Pour les Ξ et $\bar{\Xi}$, l'amplitude de la variation de la coupure est trop faible, et les taux de production et températures obtenues ne varient pas de manière significative. Ces graphes, conjointement avec ceux de la figure VI.9 p. 152 qui présentent l'amplitude de variation de la coupure ADL *via* le nombre de candidats trouvés, démontrent la robustesse des résultats obtenus avec l'ADL, qui, dans le cas du Ω , restent constants modulo les barres d'erreur alors que l'efficacité varie de plus d'un facteur 3.

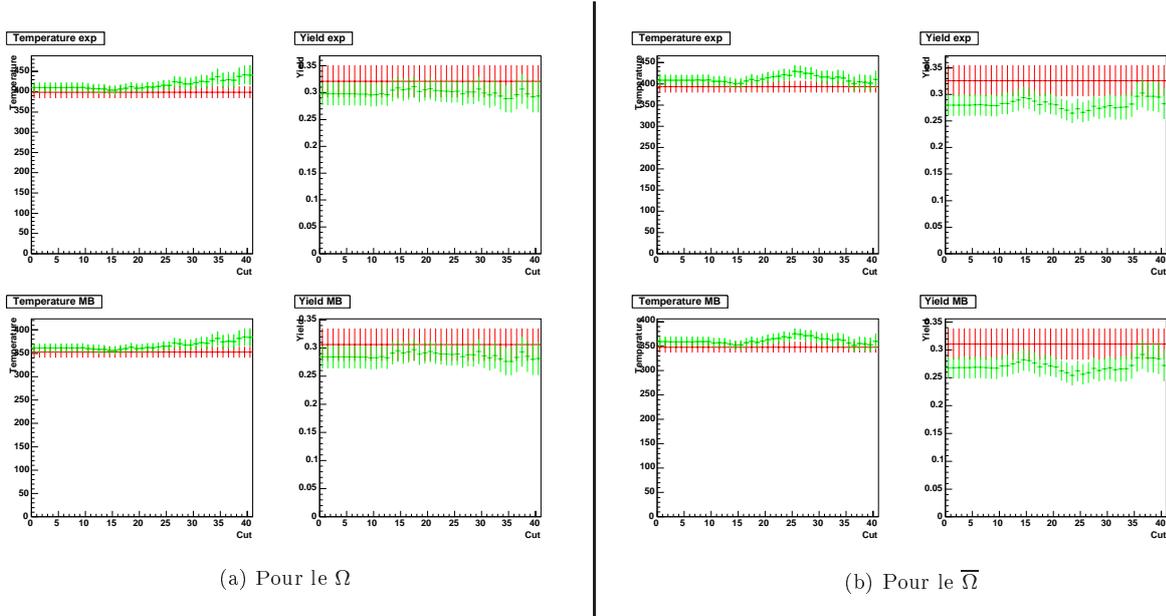


FIG. VI.2 – Évolution des températures et taux de production lorsque la dernière coupure ADL est resserrée (elle est d'autant plus serrée que l'abscisse est grande). Pour chaque particule : pente inverse à gauche, taux de production à droite ; ajustement exponentiel en haut et Maxwell-Boltzmann en bas. Les données sont FFF+RFF. Les courbes vertes sont obtenues avec les coupures ADL, les rouges sont obtenues avec les coupures classiques et ne varient pas en fonction de l'abscisse

La variation des barres d'erreur issues des ajustements en fonction du serrage de la coupure ADL est présentée dans la figure VI.5 page 146 pour les Ω et $\bar{\Omega}$: on peut y lire que les coupures ADL donnant le même niveau de fond que les coupures classiques (point bleu) sont très proches du minimum de la vallée. Ce sont celles qui ont donc été utilisées pour l'obtention des résultats présentés dans les tableaux suivants. Le plateau de la courbe verte pour les coupures ADL plus larges (à gauche donc) est dû au fait que la coupure selon la dernière direction ADL a été élargie au maximum et ne permet plus d'augmenter l'efficacité. À ce stade, il faut, pour continuer à observer l'évolution de la courbe, retirer la dernière coupure ADL et faire varier l'avant-dernière, ce que notre code actuel ne permet pas encore de faire. Une des difficultés à résoudre est la définition d'un "critère d'élargissement maximal" d'une coupure ADL : en effet, la coupure sur une direction ADL peut être abaissée jusque $-\infty$, ce n'est donc pas elle qui peut servir de critère d'élargissement maximal. Ce dernier ne peut pas non plus être défini à partir des distributions – par exemple lorsque moins de 1 % du bruit est coupé – car celles-ci ne sont pas encore connues à ce stade de l'analyse (filtrage des données). Il semble donc qu'une solution passe impérativement par une double lecture des données.

La comparaison du lieu des points ADL (courbe verte) avec l'ordonnée du point rouge (coupures classiques) montre que le gain en incertitude relative est plus faible pour les pentes inverses (l'erreur relative est réduite de 24 % pour le Ω , 18 % pour le $\bar{\Omega}$) que pour les taux de production (31 % pour le Ω , 26 % pour le $\bar{\Omega}$). La raison est que le taux de production est très dépendant de l'extrapolation à bas- p_{\perp} de la fonction ajustée. Le gain de statistique dû à l'ADL étant plus important à bas- p_{\perp} que pour le reste du spectre, le taux de production est bien mieux contraint.

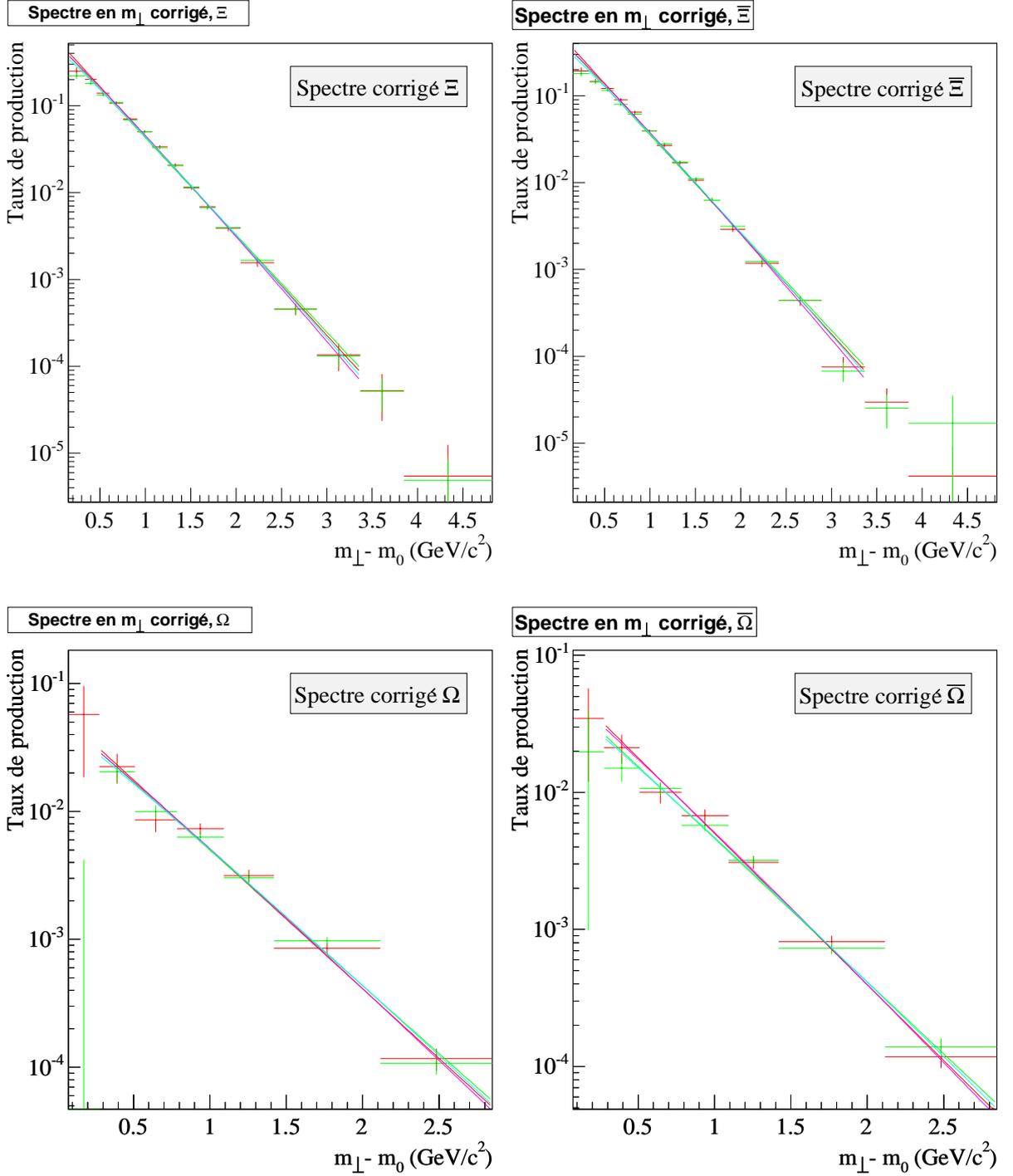


FIG. VI.3 – Spectres en m_{\perp} corrigés : de gauche à droite et de haut en bas : Ξ , $\bar{\Xi}$, Ω , $\bar{\Omega}$. Les spectres classiques sont en rouge, les spectres ADL en vert. Les fonctions ajustées sur les spectres classiques sont en rouge (exponentielle) et magenta (Maxwell-Boltzmann), celles ajustées sur les spectres ADL sont en vert (exponentielle) et cyan (Maxwell-Boltzmann). La variable représentée en ordonnées et dénommée “taux de production” est plus exactement $\frac{1}{2\pi m_{\perp} N_{evts}} \frac{d^2 N}{dm_{\perp} dy}$, comme défini dans l’équation (V.13)

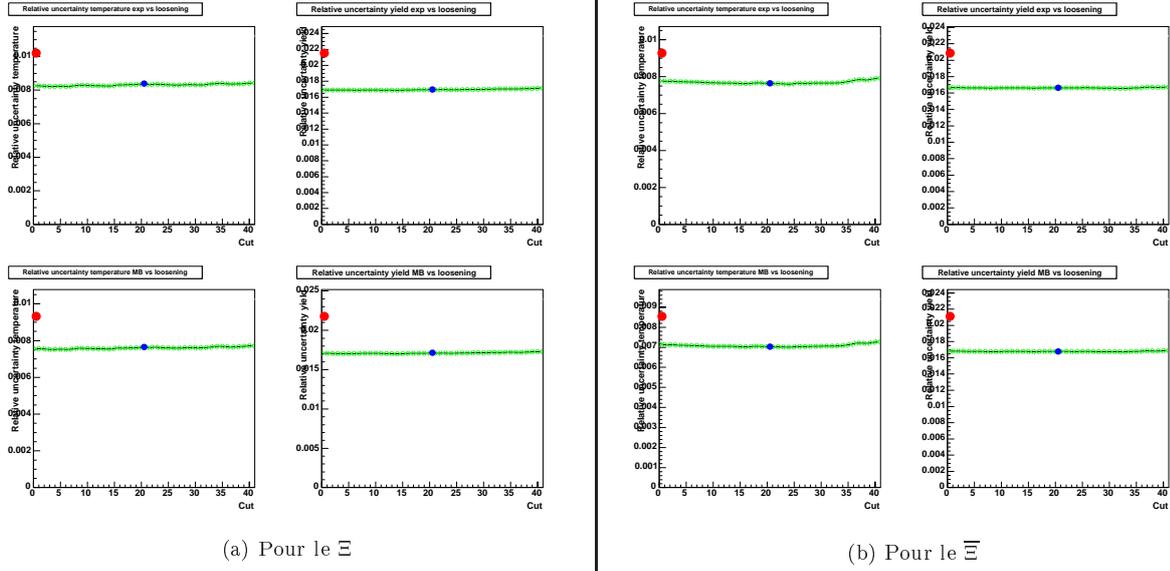


FIG. VI.4 – Évolution de l’incertitude relative sur les températures et taux de production du Ξ et $\bar{\Xi}$ en fonction de la coupure ADL (elle est d’autant plus serrée que l’abscisse est grande). Pour chaque particule : pente inverse à gauche, taux de production à droite ; ajustement exponentiel en haut et Maxwell-Boltzmann en bas. Les données sont FFF+RFF. Le point rouge est la position obtenue avec les coupures classiques ; le point bleu est la coupure ADL donnant un niveau de fond en masse invariante égal à celui obtenu avec les coupures classiques

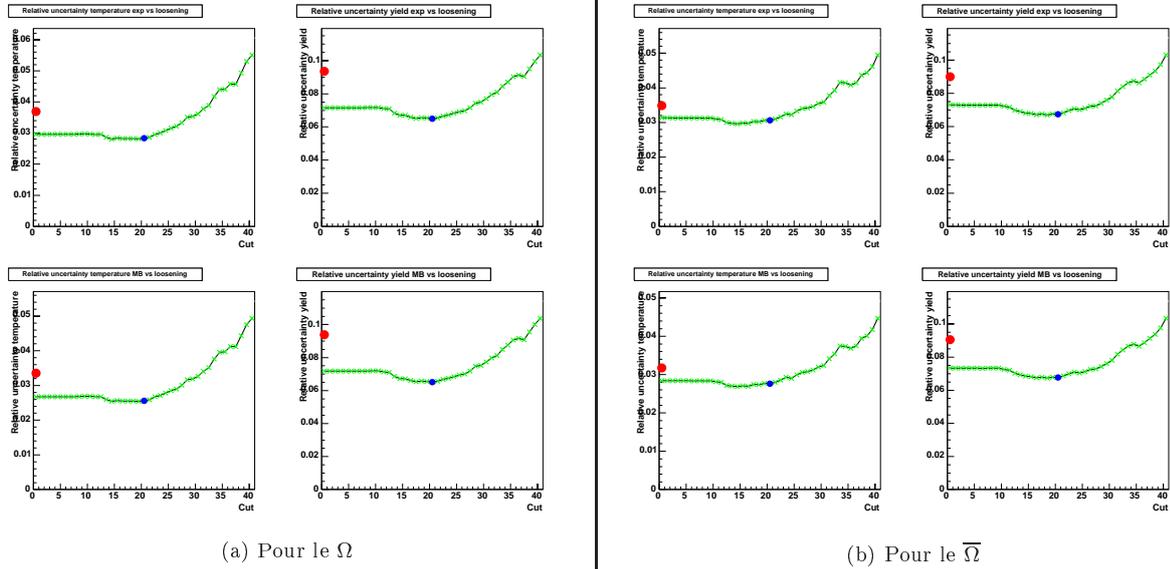
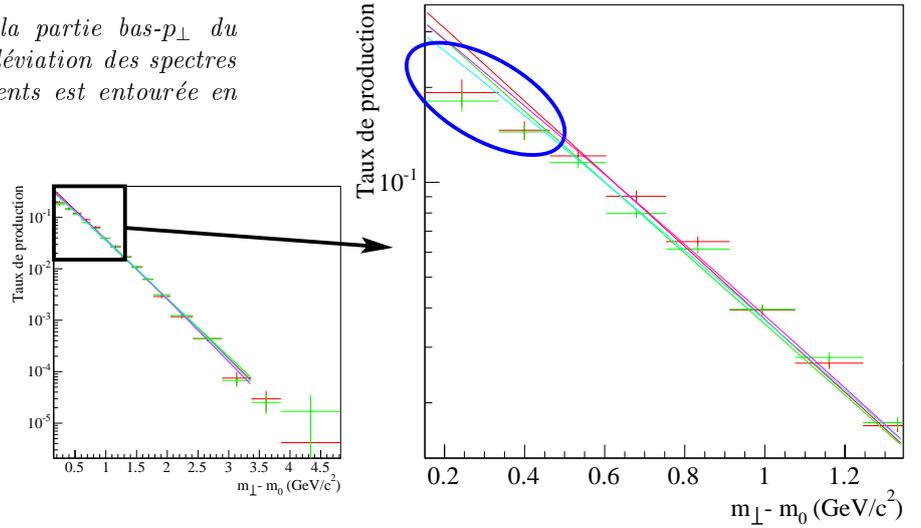


FIG. VI.5 – Évolution de l’incertitude relative sur les températures et taux de production du Ω et $\bar{\Omega}$ en fonction de la coupure ADL (elle est d’autant plus serrée que l’abscisse est grande). Pour chaque particule : pente inverse à gauche, taux de production à droite ; ajustement exponentiel en haut et Maxwell-Boltzmann en bas. Les données sont FFF+RFF. Le point rouge est la position obtenue avec les coupures classiques ; le point bleu est la coupure ADL donnant un niveau de fond en masse invariante égal à celui obtenu avec les coupures classiques

Dans le cas du Ξ , comme le montre la figure VI.4, une fois encore l'amplitude de la variation est faible et l'incertitude relative est pratiquement constante dans l'intervalle de coupure étudié. De même que pour le Ω , le gain apporté par l'ADL est un peu plus important pour le taux de production que pour la pente inverse, et est dans les deux cas intéressant : l'erreur relative est réduite respectivement de 19 % et 22 % (18 % et 21 % pour le Ξ).

Les tableaux VI.2 et VI.3 page suivante présentent les résultats des ajustements respectivement exponentiel et Maxwell-Boltzmann, pour les trois possibilités de champ magnétique (forward, reversed et la somme des deux – c'est-à-dire non pas la somme des résultats FFF et RFF, mais avec un ajustement réalisé sur un spectre issu de l'ensemble des données) pour les coupures ADL et les coupures classiques, et pour les Ξ et les Ξ .

FIG. VI.6 – Zoom sur la partie bas- p_{\perp} du spectre corrigé de Ξ : la déviation des spectres par rapport aux ajustements est entourée en bleu



Les conclusions que l'on peut en tirer sont :

- Champ magnétique: les températures sont “stables”, sauf les Ξ classiques FFF. Les taux de production de Ξ ne sont pas stables (ni avec les coupures classiques, ni avec les coupures ADL), pas plus que les taux de production Ξ ADL. Les seuls taux de production ne changeant pas avec le champ magnétique sont les Ξ classiques. Le taux de production de Ξ augmente et celui de Ξ baisse lorsque l'on passe de FFF à RFF, pour les deux jeux de coupures et les deux fonctions d'ajustement. Les ratios sont par conséquent très affectés.
- ADL: les températures trouvées avec les coupures ADL sont toujours supérieures à celles déterminées avec les coupures classiques, de pratiquement 10 MeV (environ 2 σ). Les taux de production ADL sont, eux, toujours plus bas que les taux de production classiques, de 0,1 à 0,2 (2 à 4 σ), et sont plus proches d'une étude indépendante menée avec des coupures classiques [79, 80, 81] que les taux de production classiques présentés ici.
- χ^2 : les valeurs des χ^2/ndf des ajustements sont très élevées, et sont toujours beaucoup plus grandes pour l'ADL que pour les coupures classiques. Or, les spectres sont pratiquement identiques, comme le montre la figure V.48 p. 139. Il apparaît donc que les fonctions utilisées pour les ajustements ne décrivent pas correctement la forme des spectres, et que, l'ADL donnant une meilleure précision sur la position des points, ce fait est amplifié sur les spectres ADL et se manifeste dans la valeur du χ^2 . La figure VI.6 présente un agrandissement de la zone à bas- p_{\perp} , sur lequel la déviation des ajustements par rapport aux spectres est bien visible.

Les tableaux VI.4 page suivante et VI.5 page 149 donnent les résultats équivalents pour les Ω et les $\bar{\Omega}$, et permettent de tirer quelques conclusions :

- Champ magnétique: toutes les valeurs sont à 1 σ ou moins les unes des autres. Les barres d'erreur sont probablement trop grandes pour observer les mêmes effets que sur les Ξ .
- ADL: les températures obtenues avec les spectres ADL sont toujours plus hautes que celles obtenues avec les coupures classiques, mais jamais par plus de 1,5 σ . De même, les taux de production ADL sont toujours plus bas que les taux de production classiques mais jamais de plus de 1,5 σ non plus.

Ce sont donc les mêmes effets que pour les Ξ qui sont observés, mais les barres d'erreur plus grandes les rendent moins significatifs. De même que pour les Ξ , une étude indépendante [82, 83] produit des résultats plus proches de ceux obtenus avec les coupures ADL.

- χ^2 : ainsi que pour les Ξ , les valeurs résultant des ajustements sur les spectres ADL sont parfois plus élevées que celles résultant des ajustements sur les spectres classiques. Le remplacement des barres d'erreur des spectres ADL par celles des spectres classiques font converger les valeurs de χ^2 . Ainsi, pour les $\bar{\Omega}$ FFF+RFF, où le χ^2 ADL est deux fois plus grand que le χ^2 classique, l'ajustement exponentiel donne 5,8/4 (classique: 5,4/4) et l'ajustement d'une Maxwell-Boltzmann donne 5,0/4 (classique: 4,2/4). Le gain de statistique apportée par l'ADL explique donc cette différence. Les barres d'erreur restent cependant trop élevées pour conclure que, comme pour les Ξ , les fonctions d'ajustement ne sont pas satisfaisantes.

TAB. VI.2 – Taux de production et paramètre de pente inverse pour le Ξ et le $\bar{\Xi}$ donnés par un ajustement exponentiel

Champ	Coupures	Ξ			$\bar{\Xi}$		
		dN/dy	T (MeV)	χ^2/ndf	dN/dy	T (MeV)	χ^2/ndf
Total	Classiques	$2,51 \pm 0,05$	379 ± 4	43,3/12	$2,10 \pm 0,04$	376 ± 3	75,7/12
	ADL	$2,35 \pm 0,04$	388 ± 3	90,8/12	$1,96 \pm 0,03$	386 ± 3	129,1/12
FFF	Classiques	$2,53 \pm 0,07$	379 ± 5	29,4/12	$2,26 \pm 0,06$	368 ± 4	66,6/12
	ADL	$2,29 \pm 0,05$	389 ± 4	55,5/12	$2,05 \pm 0,05$	382 ± 4	84,1/12
RFF	Classiques	$2,53 \pm 0,06$	377 ± 4	36,9/12	$2,05 \pm 0,05$	378 ± 4	38,9/12
	ADL	$2,43 \pm 0,05$	385 ± 4	71,7/12	$1,94 \pm 0,04$	386 ± 4	82,7/12

TAB. VI.3 – Taux de production et paramètre de pente inverse pour le Ξ et le $\bar{\Xi}$ donnés par l'ajustement d'une Maxwell-Boltzmann

Champ	Coupures	Ξ			$\bar{\Xi}$		
		dN/dy	T (MeV)	χ^2/ndf	dN/dy	T (MeV)	χ^2/ndf
Total	Classiques	$2,39 \pm 0,05$	329 ± 3	25,4/12	$2,00 \pm 0,04$	328 ± 3	47,1/12
	ADL	$2,25 \pm 0,04$	336 ± 3	56,5/12	$1,88 \pm 0,03$	335 ± 2	78,9/12
FFF	Classiques	$2,40 \pm 0,07$	329 ± 4	19,1/12	$2,14 \pm 0,06$	322 ± 3	44,1/12
	ADL	$2,19 \pm 0,05$	337 ± 3	36,5/12	$1,95 \pm 0,04$	333 ± 3	53,3/12
RFF	Classiques	$2,41 \pm 0,06$	328 ± 4	23,4/12	$1,95 \pm 0,05$	329 ± 3	24,6/12
	ADL	$2,32 \pm 0,05$	333 ± 3	45,5/12	$1,85 \pm 0,04$	336 ± 3	51,2/12

TAB. VI.4 – Taux de production et paramètre de pente inverse pour le Ω et le $\bar{\Omega}$ donnés par un ajustement exponentiel

Champ	Coupures	Ω			$\bar{\Omega}$		
		dN/dy	T (MeV)	χ^2/ndf	dN/dy	T (MeV)	χ^2/ndf
Total	Classiques	$0,321 \pm 0,030$	399 ± 15	10,6/4	$0,326 \pm 0,029$	393 ± 14	5,4/4
	ADL	$0,307 \pm 0,020$	409 ± 12	12,5/4	$0,280 \pm 0,019$	415 ± 13	11,4/4
FFF	Classiques	$0,325 \pm 0,043$	409 ± 22	5,4/4	$0,314 \pm 0,044$	402 ± 21	3,1/4
	ADL	$0,287 \pm 0,028$	429 ± 19	7,8/4	$0,286 \pm 0,030$	413 ± 20	10,1/4
RFF	Classiques	$0,317 \pm 0,041$	391 ± 19	6,1/4	$0,337 \pm 0,039$	386 ± 17	3,0/4
	ADL	$0,323 \pm 0,028$	396 ± 14	8,9/4	$0,281 \pm 0,024$	412 ± 16	7,7/4

TAB. VI.5 – Taux de production et paramètre de pente inverse pour le Ω et le $\bar{\Omega}$ donnés par l'ajustement d'une Maxwell-Boltzmann

Champ	Coupures	Ω			$\bar{\Omega}$		
		dN/dy	T (MeV)	χ^2/ndf	dN/dy	T (MeV)	χ^2/ndf
Total	Classiques	$0,306 \pm 0,029$	352 ± 12	$9,2/4$	$0,311 \pm 0,028$	348 ± 11	$4,2/4$
	ADL	$0,294 \pm 0,019$	360 ± 9	$9,9/4$	$0,269 \pm 0,018$	363 ± 10	$9,6/4$
FFF	Classiques	$0,310 \pm 0,041$	361 ± 18	$4,8/4$	$0,299 \pm 0,042$	355 ± 17	$2,7/4$
	ADL	$0,274 \pm 0,027$	376 ± 15	$6,8/4$	$0,275 \pm 0,029$	361 ± 16	$9,4/4$
RFF	Classiques	$0,302 \pm 0,039$	346 ± 15	$5,2/4$	$0,321 \pm 0,037$	342 ± 14	$2,2/4$
	ADL	$0,309 \pm 0,027$	350 ± 11	$7,3/4$	$0,269 \pm 0,023$	362 ± 13	$6,5/4$

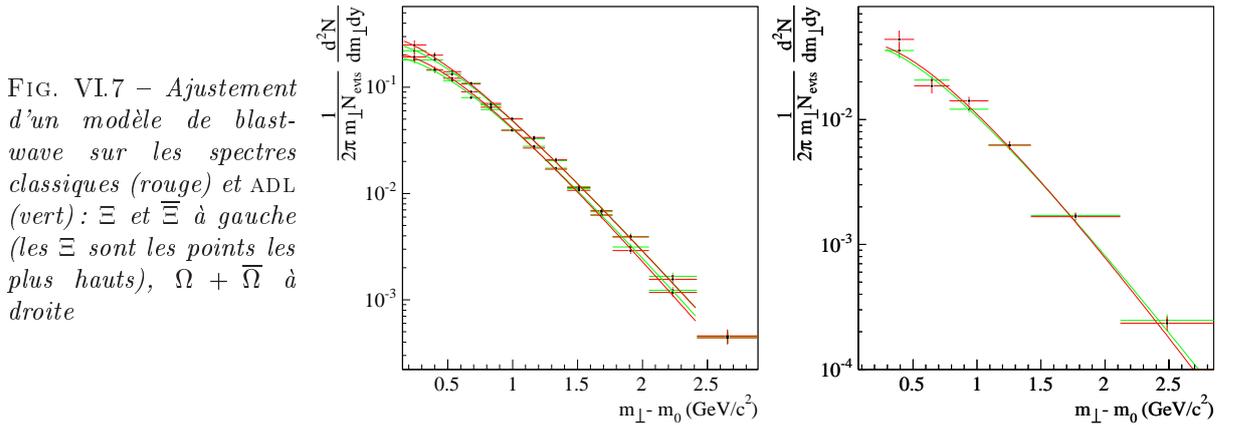
En dehors des considérations de statistique, les observations sont donc identiques pour les Ξ et les Ω . Les effets de champ magnétique seront développés dans la section suivante à propos des ratios. La conclusion la plus importante, tirée des χ^2 , est que les fonctions utilisées ne décrivent pas correctement la forme des spectres. La conséquence est que, du fait de la grande proportion des taux de production issue de l'extrapolation des spectres à bas- p_\perp , l'estimation des taux de production est mauvaise.

Un modèle de blast-wave inspiré de l'hydrodynamique [84] peut être utilisé pour décrire le spectre, comme le montre la figure VI.7 pour les Ξ et les Ω FFF+RFF. Dans un tel modèle, un flot transverse dépendant de la distance au centre de la source est ajouté aux spectres thermiques. Le profil de la vitesse transverse est :

$$\beta_r(r) = \beta_s \left(\frac{r}{R} \right)^\alpha$$

avec β_s la vitesse de la surface, R le rayon de la source, et α un paramètre de forme que nous avons choisi égal à 0,82, d'après les ajustements réalisés sur les particules légères [85]. En posant $\rho = \tanh^{-1} \beta_r$, le profil d'un spectre est de la forme :

$$\frac{1}{m_\perp} \frac{dN}{dm_\perp} \propto \int_0^R r dr m_\perp K_1 \left(\frac{m_\perp \cosh \rho}{T} \right) I_0 \left(\frac{p_\perp \sinh \rho}{T} \right) \quad (\text{VI.3})$$



Ce modèle décrit bien mieux la partie à bas- p_\perp du spectre. Les paramètres laissés libres sont au nombre de 3 : la température de freeze-out cinétique T_{fo} , la vitesse transverse moyenne $\langle \beta_\perp \rangle$, et le taux de production dN/dy . Les tableaux VI.6 et VI.7 page suivante résument les résultats obtenus pour les Ξ et $\bar{\Xi}$ pour diverses configurations de champ magnétique, et pour les coupures classiques et ADL. Les résultats pour les $\Xi + \bar{\Xi}$ et $\Omega + \bar{\Omega}$ (dont les spectres ont été additionnés) sont dans le tableau VI.8 page suivante. Les ajustements ont été réalisés dans l'intervalle de masse transverse correspondant à $0,65 < p_\perp < 3,5 \text{ GeV}/c$ pour les Ξ , soit $[0,15; 2,42]$, et à $1,0 < p_\perp < 4,2 \text{ GeV}/c$ pour les Ω , soit $[0,276; 2,85]$. Le symbole $\langle p_\perp \rangle$ désigne l'impulsion transverse moyenne.

Les valeurs de χ^2/ndf beaucoup plus raisonnables indiquent que le spectre est cette fois correctement décrit, mais n'oublions pas qu'ici 3 paramètres sont libres, contre 2 pour l'exponentielle et la Maxwell-Boltzmann; cet aspect sera discuté dans la partie VI-4. Le p_\perp moyen obtenu est plus bas

qu'avec les ajustements d'une Maxwell-Boltzmann et d'une exponentielle, la proportion d'extrapolation du spectre à bas- p_{\perp} est également plus faible (environ 18 %, au lieu d'environ 25 %, pour les Ξ).

TAB. VI.6 – Taux de production et paramètre de pente inverse pour le Ξ donnés par un modèle de blast-wave

		Ξ			
Champ	Coupages	T_{fo} (MeV)	$\langle\beta_{\perp}\rangle$	$\langle p_{\perp}\rangle$ (GeV/c)	χ^2/ndf
Total	Classiques	133 ± 11	0,50 ± 0,01	1,23 ± 0,06	9,0/9
	ADL	126 ± 8	0,51 ± 0,01	1,26 ± 0,05	15,1/9
FFF	Classiques	141 ± 17	0,49 ± 0,02	1,22 ± 0,09	11,9/9
	ADL	132 ± 12	0,50 ± 0,01	1,26 ± 0,07	16,3/9
RFF	Classiques	127 ± 12	0,50 ± 0,02	1,24 ± 0,07	7,9/9
	ADL	122 ± 9	0,51 ± 0,01	1,26 ± 0,05	11,3/9

TAB. VI.7 – Taux de production et paramètre de pente inverse pour le Ξ donnés par un modèle de blast-wave

		Ξ			
Champ	Coupages	T_{fo} (MeV)	$\langle\beta_{\perp}\rangle$	$\langle p_{\perp}\rangle$ (GeV/c)	χ^2/ndf
Total	Classiques	117 ± 8	0,52 ± 0,01	1,26 ± 0,05	6,4/9
	ADL	119 ± 7	0,52 ± 0,01	1,28 ± 0,04	9,9/9
FFF	Classiques	109 ± 8	0,52 ± 0,01	1,27 ± 0,05	3,4/9
	ADL	114 ± 9	0,53 ± 0,01	1,29 ± 0,05	6,0/9
RFF	Classiques	124 ± 11	0,51 ± 0,01	1,25 ± 0,07	6,0/9
	ADL	122 ± 9	0,52 ± 0,01	1,28 ± 0,05	11,4/9

TAB. VI.8 – Taux de production et paramètre de pente inverse pour les $\Xi + \Xi$ et les $\Omega + \bar{\Omega}$, donnés par un modèle de blast-wave, pour les deux configurations de champ magnétique additionnées

Particule	Coupages	T_{fo} (MeV)	$\langle\beta_{\perp}\rangle$	$\langle p_{\perp}\rangle$ (GeV/c)	χ^2/ndf
$\Xi + \Xi$	Classiques	125 ± 7	0,51 ± 0,01	1,24 ± 0,04	3,6/9
	ADL	124 ± 6	0,51 ± 0,01	1,27 ± 0,03	6,3/9
$\Omega + \bar{\Omega}$	Classiques	124 ± 24	0,50 ± 0,03	1,45 ± 0,15	6,8/3
	ADL	132 ± 20	0,50 ± 0,02	1,46 ± 0,12	1,9/3

1.2 Ratios

Les ratios désignent ici les rapports anti-baryon sur baryon Ξ/Ξ et $\bar{\Omega}/\Omega$. Ils peuvent être déterminés de deux manières différentes, non indépendantes : en divisant les taux de production bruts, et en divisant les taux de production corrigés de l'efficacité.

Dans le premier cas, la contribution de la barre d'erreur due à l'efficacité est évitée, mais au prix d'une hypothèse lourde : l'efficacité doit être identique pour le baryon et l'anti-baryon. Or, ceci n'est pas tout-à-fait le cas : une différence de quelques pourcent existe, dont une partie est causée par l'absorption des anti-protons dans la matière des détecteurs.

Le tableau VI.9 présente les valeurs numériques des ratios obtenues dans les deux cas, pour diverses configurations de champ magnétique. Les ratios des taux de production corrigés sont identiques quelle que soit la fonction d'ajustement utilisée, et, pour les Ξ , quel que soit le jeu de coupures utilisé. Il semble y avoir une différence entre les coupures classiques et ADL pour les Ω RFF, mais celle-ci est de moins de 2σ . Elle est toutefois apparente (et dans le même sens : ratio plus élevé avec les coupures classiques) également pour les ratios non corrigés de Ξ RFF et de Ω RFF.

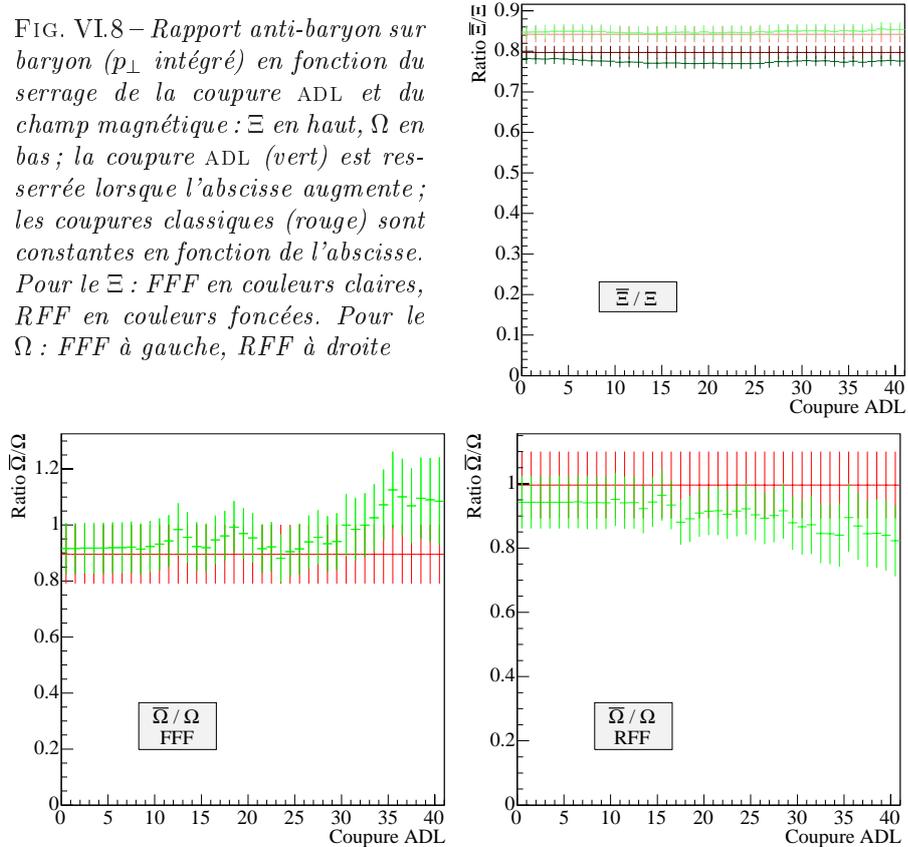
La comparaison des résultats bruts et corrigés montre que les ratios non corrigés sont systématiquement plus bas que les ratios corrigés. Dans le cas du Ξ , seul le ratio classique RFF ne présente pas cette particularité, les autres sont plus hauts de 5 % lorsqu'ils sont calculés avec correction.

TAB. VI.9 – Ratios anti-baryon sur baryon pour diverses configurations de champ magnétique et pour les coupures classiques et ADL

Particule	\vec{B}	Ratio classique			Ratio ADL		
		Brut	Corrigé exp	Corrigé MB	Brut	Corrigé exp	Corrigé MB
$\bar{\Xi}/\Xi$ 0 – 5 %	Total	0,81 ± 0,01	0,84 ± 0,02	0,84 ± 0,02	0,80 ± 0,01	0,83 ± 0,02	0,84 ± 0,02
	FFF	0,84 ± 0,02	0,89 ± 0,03	0,89 ± 0,04	0,85 ± 0,02	0,90 ± 0,03	0,89 ± 0,03
	RFF	0,80 ± 0,02	0,81 ± 0,03	0,81 ± 0,03	0,77 ± 0,01	0,80 ± 0,02	0,80 ± 0,02
$\bar{\Omega}/\Omega$ 0 – 10 %	Total	0,95 ± 0,07	1,02 ± 0,13	1,02 ± 0,13	0,93 ± 0,06	0,91 ± 0,09	0,91 ± 0,09
	FFF	0,90 ± 0,10	0,97 ± 0,19	0,96 ± 0,19	0,95 ± 0,09	1,00 ± 0,14	1,00 ± 0,14
	RFF	1,00 ± 0,10	1,06 ± 0,18	1,06 ± 0,18	0,91 ± 0,07	0,87 ± 0,11	0,87 ± 0,11

Enfin, la dernière comparaison concerne le champ magnétique: les barres d'erreur du Ω sont trop grandes pour observer cet effet, mais il est très net dans le cas du Ξ : les valeurs de ratio FFF sont systématiquement plus hautes que les valeurs RFF. Ceci est illustré par la figure VI.8, sur laquelle l'évolution du ratio est présentée en fonction du serrage de la coupure ADL et en fonction du champ magnétique. Pour les Ω , un effet est visible avec les coupures classiques, mais n'excède pas 2σ , de même qu'avec des coupures ADL très serrées, pour lesquelles la déviation est maximale. Pour les Ξ , l'effet est très net et apparaît de manière plus prononcée avec les coupures ADL qu'avec les coupures classiques.

FIG. VI.8 – Rapport anti-baryon sur baryon (p_{\perp} intégré) en fonction du serrage de la coupure ADL et du champ magnétique: Ξ en haut, Ω en bas; la coupure ADL (vert) est resserrée lorsque l'abscisse augmente; les coupures classiques (rouge) sont constantes en fonction de l'abscisse. Pour le Ξ : FFF en couleurs claires, RFF en couleurs foncées. Pour le Ω : FFF à gauche, RFF à droite



Le ratio de Ξ en fonction du p_{\perp} est présenté dans la figure VI.10 page suivante. Il a été obtenu avec l'ensemble des données, donc avec les deux configurations de champ magnétique; les barres d'erreur restent toutefois grandes et ne permettent pas d'obtenir une conclusion.

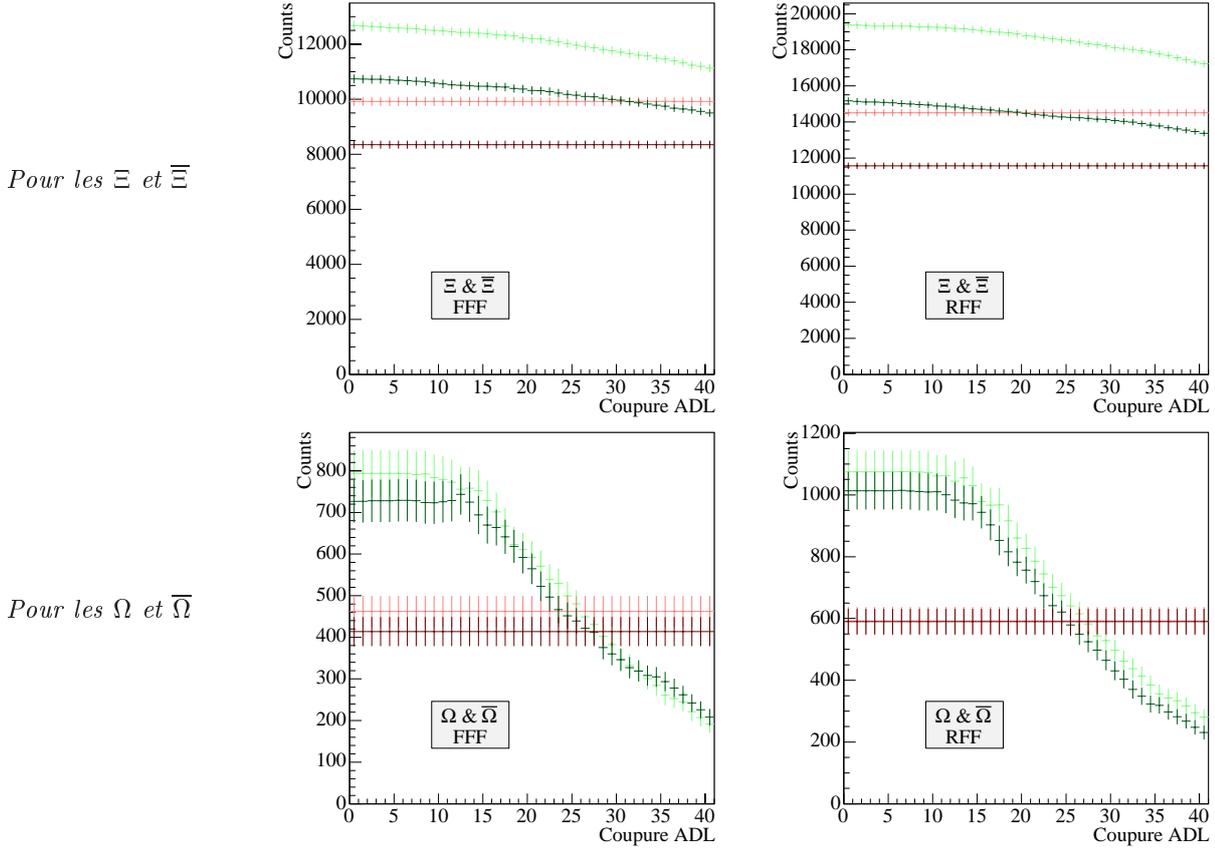


FIG. VI.9 – Nombre de particules trouvées (p_{\perp} intégré) en fonction du serrage de la coupure ADL et du champ magnétique: FFF à gauche, RFF à droite, sans normalisation par le nombre d'événements. La coupure ADL est resserrée lorsque l'abscisse augmente. Les coupures ADL sont en vert, les coupures classiques sont en rouge et sont constantes en fonction de l'abscisse. Les baryons sont en couleur claire, les anti-baryons en couleur foncée

La figure VI.8 page précédente montre que les ratios obtenus avec les coupures ADL sont constants modulo les barres d'erreur lorsque l'on serre ou relâche la coupure ADL, de même que les taux de production et les températures. La figure VI.9 ainsi que les graphes de la figure V.18 p. 111 permettent de déterminer l'amplitude de la variation correspondante de l'efficacité: elle est faible pour les Ξ (une dizaine de pourcents), mais très importante pour les Ω (plus d'un facteur 3). Elle illustre également la différence dans le nombre brut de Ξ , $\bar{\Xi}$, Ω et $\bar{\Omega}$ reconstruits en fonction du signe du champ magnétique.

Les ratios de $\bar{\Xi}/\Xi$ et de $\bar{\Omega}/\Omega$ sont proches de 1 et indiquent que la majorité des baryons multiétranges sont, aux énergies du RHIC, produits par production de paires et sont peu affectés par le transport de baryons.

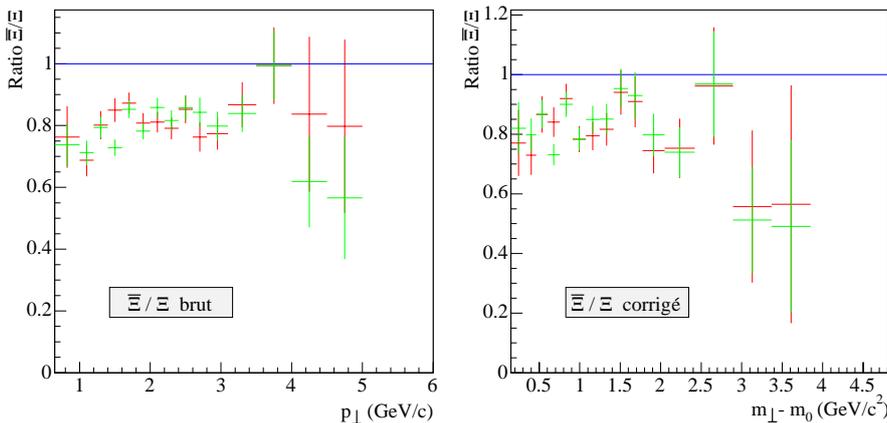


FIG. VI.10 – Ratio non corrigé (à gauche) $\bar{\Xi}/\Xi$ en fonction du p_{\perp} , et corrigé (à droite) en fonction de $m_{\perp} - m_0$

2 Composition des barres d'erreur

2.1 Champ magnétique

L'erreur systématique due au signe du champ magnétique est, comme le montrent les résultats obtenus, grande par rapport à l'erreur statistique. Elle est cependant comprise, et a sa source dans le mode de fonctionnement de la TPC.

Lors de l'ionisation des particules du gaz, les ions créés, beaucoup plus lents que les électrons, mettent environ une demi-seconde avant d'avoir tous atteint la membrane centrale. La fréquence des collisions étant bien plus rapide, ces ions s'accumulent et créent une charge positive résiduelle dans l'ensemble de la TPC.

Cette charge positive spatiale crée un champ électrique avec les cages de champ (bords cylindriques intérieur et extérieur de la TPC) qui sont à un potentiel différent, et la direction de ce champ est radiale. La force subie par un électron créé par ionisation dans la TPC est :

$$\vec{F} = q\vec{E}_r + q\vec{E}_z + q\vec{v} \wedge \vec{B}$$

avec $\vec{B} = B\vec{u}_z$ le champ magnétique subi par l'électron, \vec{E}_z le champ colinéaire à \vec{u}_z créé par la différence de potentiel entre la membrane centrale et les extrémités de la TPC, et \vec{E}_r le champ radial créé par les ions. Par rapport au mouvement hélicoïdal simple du cas $E_r = 0$, la position de l'électron en (r, θ) sera modifiée. Les cages de champ intérieure et extérieure étant au même potentiel, le champ créé par les ions n'a pas la même direction selon la valeur de r : pour une densité de charge uniforme dans la TPC¹, le changement de sens de \vec{E}_r se fait vers $r \simeq 120 \text{ cm}$.

Cette composante supplémentaire du champ résulte en une force sur l'électron colinéaire à \vec{u}_θ , sa direction et son sens étant en fait déterminés par le produit vectoriel $\vec{E}_r \wedge \vec{B}$. Ainsi, le sens de la distorsion dépend :

- du signe du champ magnétique ;
- de la charge de la trace considérée ;
- de la position en r de la portion de trace considérée.

Du fait du changement de signe de E_r en fonction de r , la courbure des traces est modifiée ; le signe de qB détermine si elle est augmentée ou diminuée. Pour une configuration donnée de champ magnétique, le p_\perp calculé des traces est donc plus bas ou plus haut que le p_\perp réel, selon le signe de cette trace.

La densité d'ions dépendant du taux de collisions, des corrections sont effectuées en fonction du taux de coïncidences des ZDC. Cependant, ces corrections ont été mal déterminées lors de la production des données Au-Au 200 GeV ; les effets mentionnés ci-dessus sont donc visibles, et apparaissent dans les résultats présentés dans les tableaux et graphes des pages précédentes.

Pour les runs suivants, ces différences entre données FFF et RFF devraient donc, sinon disparaître, du moins être fortement atténuées, donnant ainsi une erreur systématique beaucoup plus faible.

Les résultats présentés dans le tableau VI.10 pour les Ξ et dans le tableau VI.11 page suivante pour les Ω sont obtenus en calculant la moyenne des deux champs, l'erreur systématique due au champ magnétique étant prise égale à la déviation.

TAB. VI.10 – Taux de production et paramètre de pente inverse pour le Ξ et le Ξ avec la barre d'erreur systématique issue du champ magnétique

Fonction	Coupsures	Ξ		Ξ	
		dN/dy	$T \text{ (MeV)}$	dN/dy	$T \text{ (MeV)}$
Exp	Classiques	$2,53 \pm 0,05 \pm 0,00$	$378 \pm 3 \pm 1$	$2,15 \pm 0,04 \pm 0,11$	$373 \pm 3 \pm 5$
	ADL	$2,36 \pm 0,04 \pm 0,07$	$387 \pm 3 \pm 2$	$1,99 \pm 0,03 \pm 0,06$	$384 \pm 3 \pm 2$
MB	Classiques	$2,40 \pm 0,05 \pm 0,01$	$328 \pm 3 \pm 1$	$2,04 \pm 0,04 \pm 0,10$	$325 \pm 2 \pm 4$
	ADL	$2,25 \pm 0,04 \pm 0,07$	$335 \pm 2 \pm 2$	$1,90 \pm 0,03 \pm 0,05$	$334 \pm 2 \pm 2$

1. En réalité, elle est plus élevée à faible r , à cause de la densité de multiplicité plus haute.

TAB. VI.11 – Taux de production et paramètre de pente inverse pour le Ω et le $\bar{\Omega}$ avec la barre d'erreur systématique issue du champ magnétique

Fonc.	Coup.	Ω		$\bar{\Omega}$	
		dN/dy	T (MeV)	dN/dy	T (MeV)
Exp	Class.	$0,321 \pm 0,030 \pm 0,004$	$400 \pm 15 \pm 9$	$0,325 \pm 0,029 \pm 0,012$	$394 \pm 14 \pm 8$
	ADL	$0,305 \pm 0,020 \pm 0,018$	$412 \pm 12 \pm 17$	$0,283 \pm 0,019 \pm 0,003$	$412 \pm 13 \pm 1$
MB	Class.	$0,306 \pm 0,028 \pm 0,004$	$353 \pm 12 \pm 8$	$0,310 \pm 0,028 \pm 0,011$	$348 \pm 11 \pm 7$
	ADL	$0,291 \pm 0,019 \pm 0,018$	$363 \pm 9 \pm 13$	$0,272 \pm 0,019 \pm 0,003$	$361 \pm 10 \pm 1$

2.2 Jeux de coupures et estimation du fond

L'autre source importante d'erreur systématique est la différence entre les résultats obtenus avec les coupures classiques et les coupures ADL. Il semble que cette différence provienne de l'estimation du fond. Rappelons en effet que les données réelles ont été produites avec le code Fortran, tandis que le fond recréé a été produit avec le code C++. D'après les tests effectués au paragraphe III-7.1 (p. 60), le fond C++ est légèrement différent du fond Fortran, ce qui suffit pour introduire une erreur dans le comptage du signal, différente pour les coupures classiques et les coupures ADL puisque le fond après coupures est différent.

Les intégrales de la figure V.9 p. 102 semblent montrer que l'erreur produite par la description du fond est plus faible dans le cas des coupures ADL. De plus, les taux de production et pentes inverses obtenus par des analyses indépendantes sont, ainsi que mentionné plus haut, plus proches des valeurs obtenues ici avec l'ADL. L'estimation du fond serait donc plus mauvaise avec les coupures classiques.

Ceci ne sera plus le cas pour les autres données, car leur production a été faite (et sera faite pour les futures données) avec le code C++. Une analyse sur les données à 62 GeV commencée par Jeff Speltz [68, 86] montre qu'effectivement les problèmes liés à l'estimation du fond disparaissent lorsque le même code est utilisé pour produire les données réelles et le fond recréé. La figure VI.11 montre que le fond en dehors du pic de masse invariante est, contrairement à 200 GeV, parfaitement estimé, en dehors du pic de corrélations. La même qualité d'accord entre le fond réel et le fond recréé est obtenue pour les Ω , toujours à 62 GeV.

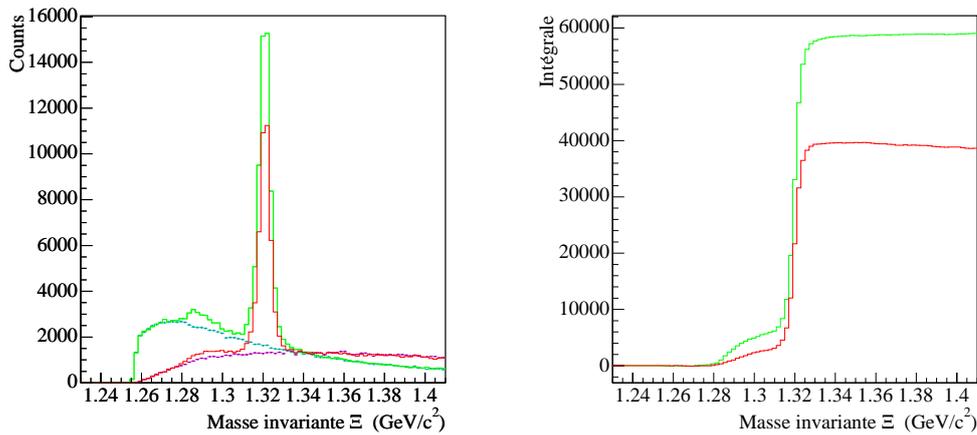


FIG. VI.11 – Distributions en masse invariante de $\Xi + \bar{\Xi}$ à 62 GeV à gauche, avec les coupures classiques (en rouge) et ADL (en vert) et le fond reconstruit par rotation de traces (en magenta et cyan respectivement). À droite : intégrale de la différence entre le fond réel et le fond recréé

Cette seconde source d'erreur systématique est donc aussi vouée à être fortement réduite pour les données suivantes.

Pour les données actuelles, l'erreur est incluse dans la systématique. Le tableau VI.12 donne les résultats correspondants: ils ont été obtenus en calculant la moyenne pondérée des valeurs et erreurs classiques et ADL des tableaux VI.10 et VI.11. Les erreurs dues au champ magnétique et aux coupures étant indépendantes, elles ont été additionnées en quadrature.

TAB. VI.12 – Taux de production et paramètre de pente inverse pour le Ξ , Ξ , Ω et $\bar{\Omega}$ avec la barre d'erreur systématique issue du champ magnétique et des coupures. La colonne " σ_{cuts} " donne la valeur de l'erreur systématique provenant du jeu de coupures utilisé

Particule	Fonction	dN/dy		T (MeV)	
		σ_{cuts}	Résultat	σ_{cuts}	Résultat
Ξ	Exp	0,10	$2,43 \pm 0,04 \pm 0,11$	5	$382 \pm 3 \pm 5$
	MB	0,09	$2,31 \pm 0,04 \pm 0,10$	5	$333 \pm 2 \pm 5$
Ξ	Exp	0,10	$2,05 \pm 0,03 \pm 0,13$	6	$378 \pm 3 \pm 7$
	MB	0,09	$1,95 \pm 0,03 \pm 0,11$	5	$329 \pm 2 \pm 5$
Ω	Exp	0,011	$0,310 \pm 0,023 \pm 0,018$	7	$407 \pm 13 \pm 16$
	MB	0,010	$0,296 \pm 0,022 \pm 0,017$	6	$359 \pm 10 \pm 13$
$\bar{\Omega}$	Exp	0,029	$0,296 \pm 0,022 \pm 0,030$	10	$404 \pm 13 \pm 11$
	MB	0,026	$0,284 \pm 0,022 \pm 0,027$	7	$355 \pm 10 \pm 8$

2.3 Erreur statistique

Les erreurs dues aux coupures et au champ magnétique seront moindres pour les données prises ultérieurement, et l'erreur systématique due à l'embedding est négligée d'après les études du paragraphe V-3.1 (p. 126). Il est donc attendu que pour les systèmes de collision en voie d'analyse, hormis peut-être le run IV Au-Au 200 GeV, la contribution de l'erreur statistique soit significative et mérite d'être étudiée (précisons qu'il existe de nombreuses autres sources d'erreur systématique qui n'ont pas été abordées dans ce document).

La figure VI.12 page suivante montre donc la composition de l'erreur statistique + statistique de l'embedding en fonction du p_{\perp} . Comme il a été dit au paragraphe V-2.4, cette erreur a trois composantes additionnées quadratiquement : la statistique des données réelles, l'évaluation de la quantité de fond – ici dépendant directement de la statistique des événements de fond recréé –, et l'évaluation de l'efficacité – dépendant directement de la statistique de l'embedding. L'expression¹ de l'erreur totale est donc :

$$\frac{\sigma_S}{S} = \sqrt{\frac{T}{S_m^2} + \frac{k^2 N'}{S_m^2} + \frac{1}{\varepsilon^2} \frac{\varepsilon(1-\varepsilon)}{S_g}} = \sqrt{\sigma_{stat}^2 + \sigma_{stat\ embedding}^2}$$

La contribution de l'évaluation du fond étant en cyan et celle de l'embedding en bleu, les graphes normalisés à 1 montrent clairement l'insuffisance de la statistique de l'embedding pour les Ξ : la détermination de l'efficacité contribue en effet à la moitié de la barre d'erreur ! Ceci n'est pas le cas du Ω , pour lequel la statistique de particules réelles est très faible et contribue donc majoritairement à l'erreur.

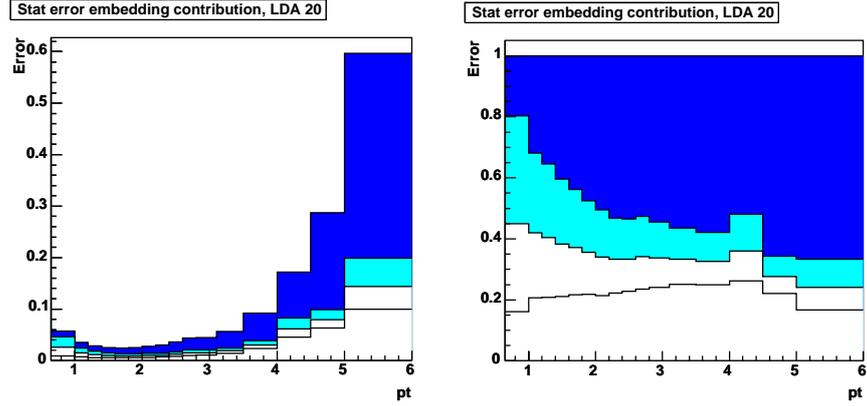
La contribution de l'estimation du fond, en cyan, pourrait être réduite en essayant de décrire le fond obtenu par rotation de traces par une fonction dans les différents bins de p_{\perp} (par exemple un polynôme). Un ajustement de ces fonctions peut alors être réalisé dans chaque bin, et l'intégrale de la fonction dans la fenêtre en masse invariante donne la quantité de fond. Mais la contribution majeure pour le Ξ est la statistique de l'embedding, qui devra impérativement être augmentée pour les runs suivants. Le temps de calcul nécessaire à la création du fond par rotation de traces pourra être sensiblement diminué en ajoutant les coupures d'analyse – à présent connues – dans la reconstruction.

3 Résultats pour les collisions périphériques

Les coupures ADL utilisées pour les événements mi-périphériques et périphériques sont un simple relâchement des coupures ADL utilisées pour les données centrales, en enlevant des directions : 27 directions ont été utilisées pour le bin 20 – 40 %, et 24 directions pour le bin 40 – 60 %. Les coupures classiques sont résumées dans le tableau VI.13 page suivante [83].

1. Cette formule est un simple rappel de l'équation (V.10) p. 135, et reprend donc les mêmes notations.

Pour les $\Xi + \bar{\Xi}$



Pour les $\Omega + \bar{\Omega}$

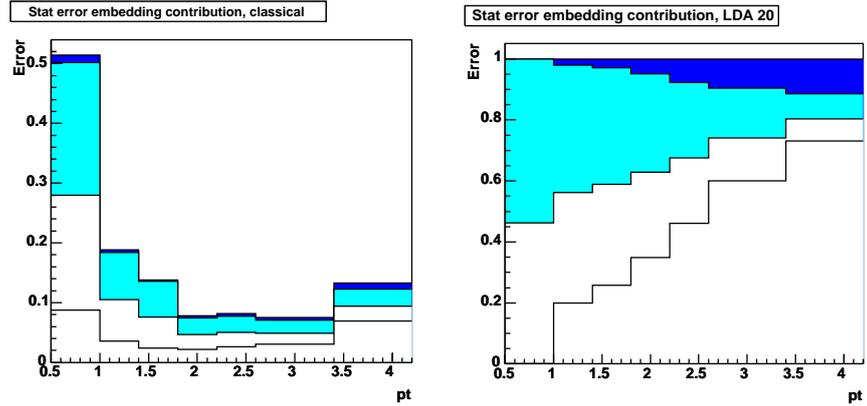


FIG. VI.12 – Composition des barres d’erreur des spectres corrigés FFF+RFF en fonction du p_{\perp} : absolues (à gauche) et normalisées à 1 (à droite). En blanc : erreur incompressible provenant de la statistique des données (le trait noir décompose T en \tilde{N} et \tilde{S}) ; en cyan : erreur provenant de l’estimation du fond ; en bleu : erreur provenant de la correction des spectres et directement liée à la statistique de l’embedding

TAB. VI.13 – Coupures classiques utilisées pour les événements mi-centraux

Coupure	Valeur 20 – 40 %	Valeur 40 – 60 %
Impulsion transverse	$p_{\perp} > 0,5 \text{ GeV}/c$	$p_{\perp} > 0,5 \text{ GeV}/c$
Rapidité	$ y < 0,75$	$ y < 0,75$
Masse du Ξ	$ m_{\Xi} - m_{PDG} > 10 \text{ MeV}/c^2$	$ m_{\Xi} - m_{PDG} > 10 \text{ MeV}/c^2$
Masse du Λ	$ m_{\Lambda} - m_{PDG} < 5 \text{ MeV}/c^2$	$ m_{\Lambda} - m_{PDG} < 5 \text{ MeV}/c^2$
Points bachelor	> 27	> 24
Points méson	> 24	> 24
Points baryon	> 27	> 24
dE/dx bachelor	$< 2 \sigma$	$< 2 \sigma$
dE/dx méson	$< 3 \sigma$	$< 3 \sigma$
dE/dx baryon	$< 3 \sigma$	$< 3 \sigma$
DcaXiToPrimVtx	$ x < 0,4 \text{ cm}$	$ x < 0,4 \text{ cm}$
DcaV0ToPrimVtx	$ x > 0,3 \text{ cm}$	$ x > 0,3 \text{ cm}$
DcaV0ToPrimVtx	$ x > 0,4 \times \sqrt{ XiPvx } + 0,2$	$ x > 0,5 \times \sqrt{ XiPvx } + 0,15$
DcaBacToPrimVtx	$ x > 0,4 \text{ cm}$	$ x > 0,3 \text{ cm}$
DcaBacToPrimVtx	$ x > 0,9 \times \sqrt{ XiPvx } + 0,25$	$ x > 0,9 \times \sqrt{ XiPvx } + 0,25$
DcaXiDaughters	$x < 0,5 \text{ cm}$	$x < 0,5 \text{ cm}$
DcaV0Daughters	$x < 0,5 \text{ cm}$	$x < 0,5 \text{ cm}$
XiDecayLength	$x > 3,0 \text{ cm}$	$x > 3,0 \text{ cm}$
V0DecayLength	$x > 1,0 \text{ cm}$	$x > 1,0 \text{ cm}$

À titre informatif, les efficacités équivalentes à celles de la figure V.46 p. 137 (graphe du bas à gauche) sont présentées dans la figure VI.13.

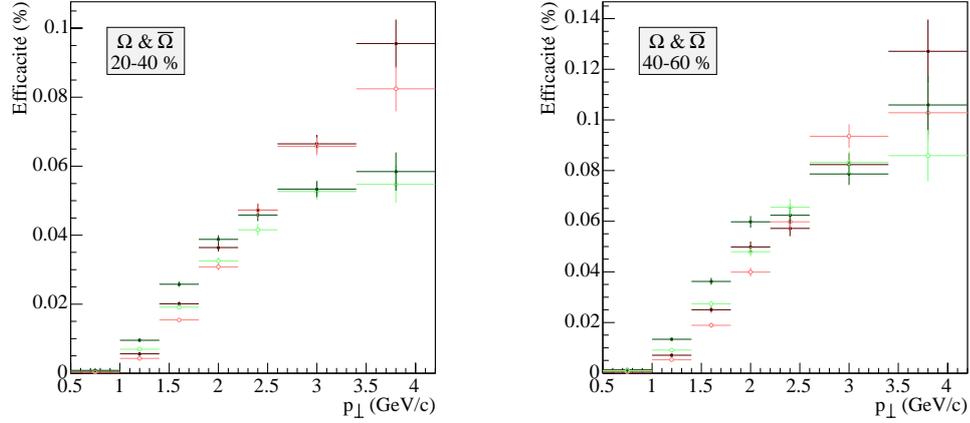


FIG. VI.13 – Efficacité en fonction du p_{\perp} pour les coupures classiques (en rouge) et ADL (en vert), pour les Ω (couleur claire) et $\bar{\Omega}$ (couleur foncée). Le bin de centralité 20-40 % est présenté dans le graphe de gauche, le bin 40-60 % dans le graphe de droite

Les résultats obtenus par les ajustements séparés sur les spectres corrigés des Ω et des $\bar{\Omega}$ sont résumés dans les tableaux VI.14 et VI.15 pour respectivement les bins de centralité 20 – 40 % et 40 – 60 %. Les résultats obtenus par des ajustements sur les spectres corrigés $\Omega + \bar{\Omega}$ sont regroupés dans le tableau VI.16 page suivante pour les deux bins de centralité. Les barres d’erreur sont statistique + statistique de l’embedding. Les abréviations “Exp” et “MB” désignent respectivement les fonctions exponentielle et Maxwell-Boltzmann, comme dans les sections précédentes.

Les spectres correspondant aux tableaux VI.14, VI.15 et VI.16 sont présentés respectivement dans les figures VI.14 (haut), VI.14 (bas) et VI.15.

La taille des barres d’erreur est grande, non seulement parce que le Ω est plus rare que le Ξ , mais aussi parce que la statistique disponible pour les données minbias est bien plus faible que pour les données centrales. Les valeurs sont donc consistantes entre elles, et la qualité des ajustements est satisfaisante au vu du χ^2/ndf .

Les ratios corrigés et non corrigés $\bar{\Omega}/\Omega$ sont présentés dans le tableau VI.17 page suivante.

Des ajustements de modèle blast-wave ont été réalisés sur les spectres $\Omega + \bar{\Omega}$ dans les deux bins de centralité, et les valeurs sont présentées dans le tableau VI.18 page suivante.

TAB. VI.14 – Taux de production et paramètre de pente inverse pour le Ω et le $\bar{\Omega}$ pour la classe de centralité 20-40 %

Fonction	Coupures	Ω			$\bar{\Omega}$		
		dN/dy	T (MeV)	χ^2/ndf	dN/dy	T (MeV)	χ^2/ndf
Exp	Classiques	$0,094 \pm 0,019$	390 ± 31	1,8/4	$0,057 \pm 0,011$	440 ± 37	3,8/4
	ADL	$0,109 \pm 0,013$	397 ± 23	4,5/4	$0,055 \pm 0,008$	457 ± 31	6,9/4
MB	Classiques	$0,089 \pm 0,019$	345 ± 25	1,9/4	$0,054 \pm 0,011$	384 ± 29	3,2/4
	ADL	$0,105 \pm 0,013$	349 ± 19	4,1/4	$0,053 \pm 0,007$	396 ± 24	6,1/4

TAB. VI.15 – Taux de production et paramètre de pente inverse pour le Ω et le $\bar{\Omega}$ pour la classe de centralité 40-60 %

Fonction	Coupures	Ω			$\bar{\Omega}$		
		dN/dy	T (MeV)	χ^2/ndf	dN/dy	T (MeV)	χ^2/ndf
Exp	Classiques	$0,035 \pm 0,007$	394 ± 32	3,2/4	$0,025 \pm 0,005$	427 ± 37	3,4/4
	ADL	$0,043 \pm 0,007$	373 ± 28	1,5/4	$0,021 \pm 0,004$	457 ± 40	4,0/4
MB	Classiques	$0,033 \pm 0,007$	349 ± 26	3,1/4	$0,024 \pm 0,005$	375 ± 29	3,3/4
	ADL	$0,041 \pm 0,007$	330 ± 22	1,6/4	$0,020 \pm 0,004$	397 ± 31	3,7/4

TAB. VI.16 – Taux de production et paramètre de pente inverse pour les $\Omega + \bar{\Omega}$ pour les classes de centralité 20-40 % et 40-60 %

Centralité	Fonction	Classiques			ADL		
		dN/dy	T (MeV)	χ^2/ndf	dN/dy	T (MeV)	χ^2/ndf
20 – 40 %	Exp	$0,147 \pm 0,021$	412 ± 24	3,5/4	$0,157 \pm 0,014$	424 ± 19	9,1/4
	MB	$0,141 \pm 0,020$	362 ± 19	3,0/4	$0,151 \pm 0,014$	371 ± 15	8,0/4
40 – 60 %	Exp	$0,059 \pm 0,008$	412 ± 25	1,4/4	$0,060 \pm 0,007$	413 ± 24	3,9/4
	MB	$0,056 \pm 0,008$	363 ± 20	1,2/4	$0,057 \pm 0,007$	362 ± 19	3,6/4

TAB. VI.17 – Rapports $\bar{\Omega}/\Omega$ dans les bins à 20-40 % et 40-60 % de centralité : avec les coupures ADL et les coupures classiques, bruts et corrigés

Centralité	Ratio classique			Ratio ADL		
	Brut	Corrigé exp	Corrigé MB	Brut	Corrigé exp	Corrigé MB
20 – 40 %	$0,83 \pm 0,14$	$0,61 \pm 0,17$	$0,61 \pm 0,18$	$0,71 \pm 0,09$	$0,50 \pm 0,09$	$0,50 \pm 0,09$
40 – 60 %	$0,93 \pm 0,16$	$0,71 \pm 0,20$	$0,73 \pm 0,22$	$0,71 \pm 0,11$	$0,49 \pm 0,12$	$0,49 \pm 0,13$

TAB. VI.18 – Taux de production et paramètre de pente inverse pour le $\Omega + \bar{\Omega}$ donnés par un modèle de blast-wave

Centralité	Coupures	$\Omega + \bar{\Omega}$			
		T_{fo} (MeV)	$\langle\beta_{\perp}\rangle$	$\langle p_{\perp}\rangle$	χ^2/ndf
20 – 40 %	Classiques	143 ± 74	$0,49 \pm 0,09$	$1,44 \pm 0,43$	2,4/3
	ADL	124 ± 45	$0,51 \pm 0,05$	$1,49 \pm 0,26$	4,9/3
40 – 60 %	Classiques	191 ± 102	$0,43 \pm 0,14$	$1,35 \pm 0,52$	1,1/3
	ADL	169 ± 100	$0,45 \pm 0,12$	$1,38 \pm 0,52$	3,3/3

4 Discussion des résultats

Les données de STAR à 130 et 200 GeV sont issues de: [87, 88] (p , 130 GeV), [89] (K et K/π , 130 GeV), [90] (Λ , 130 GeV), [77] (K^+/K^- , $\bar{\Lambda}/\Lambda$, $\bar{\Xi}/\Xi$ et $\bar{\Omega}/\Omega$, 130 GeV), [91] (Ξ et Ω , 130 GeV) et [85] (π , K et p , 200 GeV). Les données du SPS sont issues de [92, 93, 94].

Ratios

Les ratios anti-baryon sur baryon (\bar{B}/B) obtenus au SPS et au RHIC à 130 GeV avaient montré que les rapports \bar{B}/B augmentent avec $\sqrt{s_{NN}}$, et qu'à une énergie donnée ils augmentent en tendant vers 1 lorsque l'étrangeté croît. Les résultats à 130 GeV, avec notamment le rapport $\bar{\Omega}/\Omega$ égal à 1 dans les barres d'erreur, illustraient la petitesse du potentiel chimique baryonique μ_B , mais le rapport $\bar{\Xi}/\Xi$ égal à $0,83 < 1$ soulignait que le milieu créé n'était pas encore "baryon-free".

Les résultats obtenus à 200 GeV et présentés dans la figure VI.16 page 160 (cadre de gauche) confirment la tendance de convergence vers 1 des rapports \bar{B}/B , mais le ratio de Ξ n'est toujours pas égal à 1.

Dans le cadre d'un modèle de coalescence de quarks [95, 96, 97, 98], en notant le taux de production d'une particule par le nom de cette particule et en posant :

$$D = \frac{K^+}{K^-}$$

il vient la formule suivante :

$$\frac{\bar{\Omega}}{\Omega} = D \frac{\bar{\Xi}}{\Xi} = D^2 \frac{\bar{\Lambda}}{\Lambda}$$

Le cadre de droite de la figure VI.16 présente les doubles ratios donnant le paramètre D en fonction de l'énergie $\sqrt{S_{NN}}$: dans les barres d'erreur, ils sont égaux entre eux et égaux au rapport $\frac{K^+}{K^-}$.

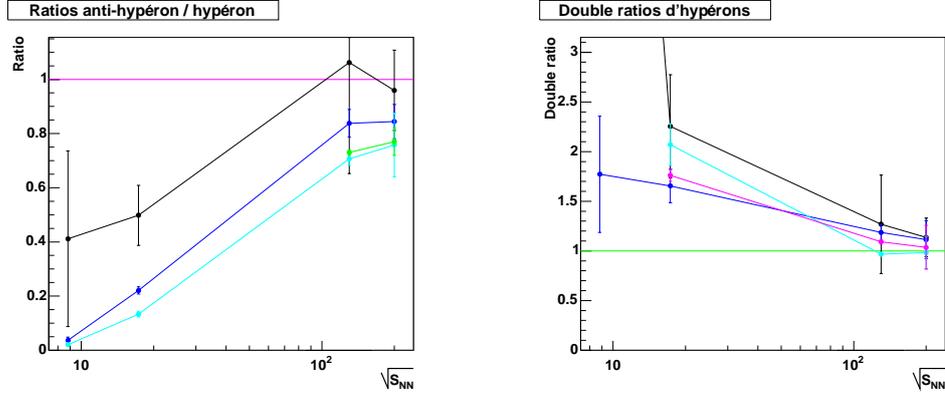


FIG. VI.16 – À gauche : dépendance en $\sqrt{S_{NN}}$ des ratios anti-baryon/baryon : $\bar{\Omega}/\Omega$ en noir, $\bar{\Xi}/\Xi$ en bleu, $\bar{\Lambda}/\Lambda$ en cyan et \bar{p}/p en vert. À droite : dépendance en $\sqrt{S_{NN}}$ des doubles ratios : $\frac{\bar{\Omega}/\Omega}{\bar{\Xi}/\Xi}$ en noir, $\frac{\bar{\Xi}/\Xi}{\bar{\Lambda}/\Lambda}$ en bleu, $\frac{\bar{\Lambda}/\Lambda}{\bar{p}/p}$ en cyan ; le ratio K^+/K^- est en magenta

Taux de production

Si les ratios \bar{B}/B peuvent servir à l'ajustement des modèles thermiques statistiques (voir par exemple [99]), les rapports entre taux de production de particules différentes apportent une meilleure contrainte [100]. Ceux-ci ne peuvent être obtenus qu'à partir de données corrigées et pâtissent donc d'une barre d'erreur plus importante. L'amélioration conséquente apportée par l'ADL sur les taux de production de Ξ et de Ω est donc ici bienvenue pour éventuellement apporter une meilleure contrainte à ces modèles, d'autant plus que l'ADL a permis de montrer que les fonctions exponentielle et Maxwell-Boltzmann surestiment toutes deux le taux de production des baryons multi-étranges.

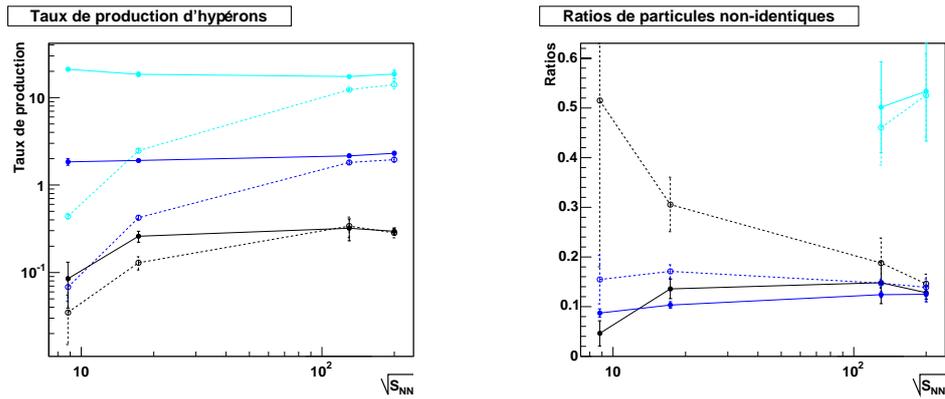


FIG. VI.17 – À gauche : dépendance en $\sqrt{S_{NN}}$ des taux de production d'hyperons : Ω en noir, Ξ en bleu et Λ en cyan, baryon en traits pleins et symboles fermés, anti-baryons en tirets et symboles ouverts. À droite : dépendance en $\sqrt{S_{NN}}$ des rapports $\Omega/\bar{\Omega}$ (noir, traits pleins), $\bar{\Omega}/\Xi$ (noir, tirets), Ξ/Λ (bleu, traits pleins), $\bar{\Xi}/\bar{\Lambda}$ (bleu, tirets), Λ/p (cyan, traits pleins) et $\bar{\Lambda}/\bar{p}$ (cyan, tirets)

La figure VI.18, qui représente le taux de production de $\Omega + \bar{\Omega}$ en fonction de la centralité pour diverses collisions, montre que les Ω sont produits proportionnellement au nombre de collisions binaires et non au nombre de participants. La figure VI.19, qui présente le même résultat pour les particules moins étranges, montre clairement que N_{part} n'est pas une bonne normalisation pour les Λ et les Ξ . Par contre, il n'est pas non plus évident que le taux de production de Λ et de Ξ soit constant avec la centralité lorsque la normalisation utilisée est N_{bin} [101].

Une idée proposée récemment serait que le taux de production de u et d serait proportionnel à N_{part} , et celui de s proportionnel à N_{bin} . Le taux de production de baryons étranges en fonction de la centralité serait donc proportionnel à $\frac{3-S}{3}N_{part} + \frac{S}{3}N_{bin}$, S étant le contenu en étrangeté. Cette normalisation résulte en une bien meilleure description de la dépendance en centralité pour toutes les particules [101].

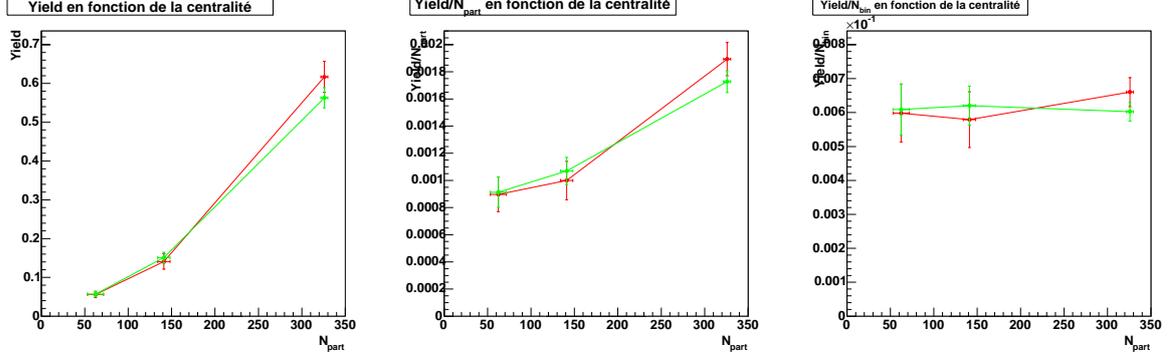
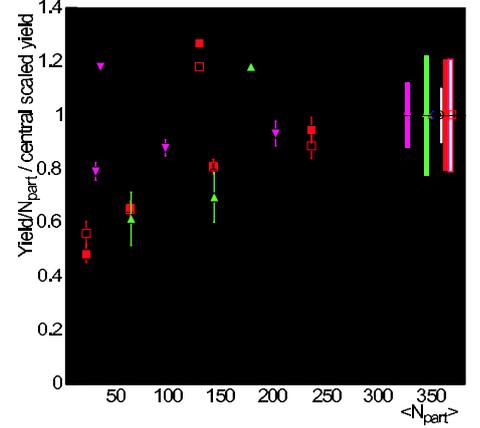


FIG. VI.18 – Variation du taux de production de $\Omega + \bar{\Omega}$ à $\sqrt{S_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ en fonction de la centralité, représentée par N_{part} : sans normalisation (à gauche), normalisé par N_{part} (au milieu), et normalisé par N_{bin} (à droite). Les barres d'erreur n'incluent pas les erreurs sur N_{bin} et N_{part} . Les courbes rouges sont obtenues avec les coupures classiques, les vertes avec les coupures ADL

FIG. VI.19 – Variation du taux de production de divers mésons et baryons à $\sqrt{S_{NN}} = 200 \text{ GeV}$ en fonction de la centralité, représentée par N_{part} : normalisé par N_{part} . Les graphes sont normalisés à 1 pour le bin le plus central [101]



Enfin, les figures VI.20 et VI.21 page suivante montrent le facteur d'augmentation de l'étrangeté avec les points de Ω que nous avons obtenus (en bleu, à droite), et les prédictions de la suppression canonique à 130 GeV (peu différente de 200 GeV) pour les Ξ^- et les $\Omega + \bar{\Omega}$. Les deux principaux problèmes de la suppression canonique sont le fait que la dépendance en centralité n'est pas correctement reproduite, et les données du SPS à $8,8 \text{ GeV}$ ont un accroissement moindre que celui prévu.

Ainsi, entre l'augmentation de l'étrangeté décrite au paragraphe I-4.2 et la suppression canonique, aucune interprétation des observations ne prévaut.

Impulsion transverse moyenne

La figure VI.22 page 163 montre la dépendance en masse du $\langle p_{\perp} \rangle$ pour les collisions Au-Au à 200 GeV , ainsi que la dépendance en masse de la pente inverse T , calculée à partir d'un ajustement blast-wave sur le spectre des particules : $T = T_{fo} + \frac{1}{2}m\langle\beta\rangle^2$. Dans les deux cas, les valeurs pour les Ξ et les Ω sont plus basses que la tendance $\pi K p$, mais la déviation reste faible en terme de barre d'erreur.

La même observation peut être faite de manière plus significative en comparant non pas des ajustements blast-wave, mais des pentes inverses venant d'ajustements exponentiels, mais cette observation est délicate car la pente inverse exponentielle n'est pas constante en fonction du p_{\perp} , du fait que la fonction exponentielle ne décrit pas correctement le spectre. Il est donc plus prudent de comparer les valeurs blast-wave. Nous avons vu que cet ajustement comprend un paramètre supplémentaire : un modèle de blast-wave décrit normalement les distributions de plusieurs particules à la fois. Ici, un ajustement simultané sur les Ξ et les Ω conduit à un résultat totalement gouverné par les Ξ , à cause de la différence de taille des barres d'erreur.

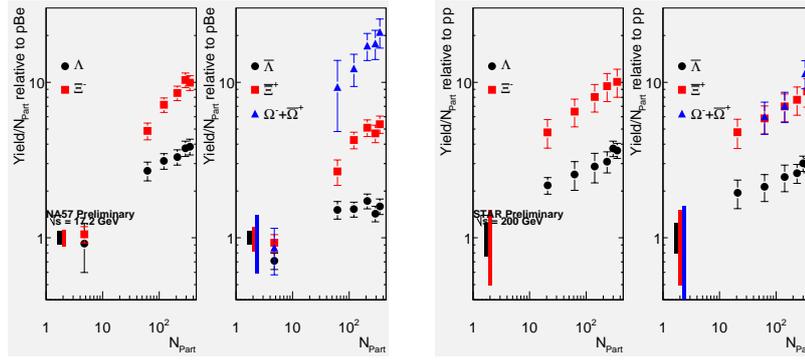
(a) Au SPS, $\sqrt{S_{NN}} = 17,3 \text{ GeV}$ (b) Au RHIC, $\sqrt{S_{NN}} = 200 \text{ GeV}$

FIG. VI.20 – Augmentation de la production d'étrangeté : taux de production normalisé par N_{part} rapporté au taux de production normalisé dans les collisions p-p ou p-Be, en fonction de la centralité (représentée par N_{part}), à diverses énergies de collision. Les erreurs sont statistique + systématique. Les points $\Omega^- + \bar{\Omega}^+$ de cette analyse sont en bleu dans le graphe de droite, avec une erreur systématique arbitraire de 20 %

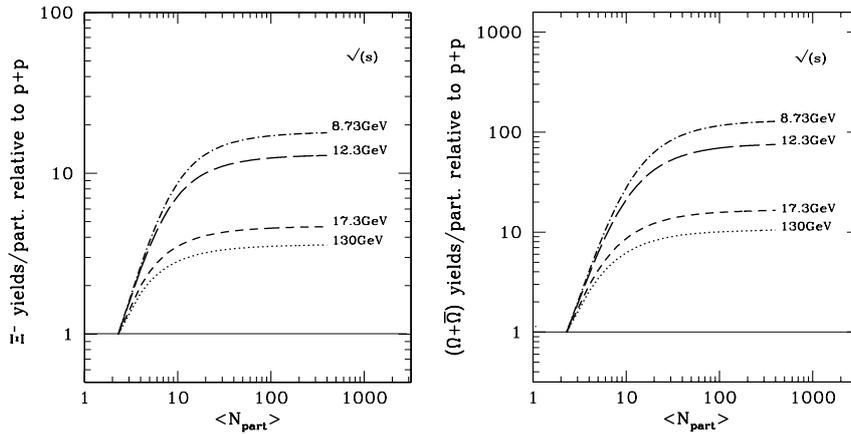
(a) Pour les Ξ^- (b) Pour les $\Omega^- + \bar{\Omega}^+$

FIG. VI.21 – Facteurs d'augmentation de l'étrangeté en fonction de la centralité à diverses énergies de collision [40]

Si cette déviation se confirmait, elle pourrait être interprétée comme le fait que les particules multi-étranges subissent moins de flot radial. Cet effet pourrait s'expliquer par une section efficace hadronique d'interaction plus faible par rapport aux autres particules, qui induirait ainsi un découplage précoce entre les particules multi-étranges et le milieu hadronique. A posteriori, le flot mesuré serait donc acquis dans une phase pré-hadronique par les constituants de ces baryons.

Température de freeze-out et flot transverse

Les résultats des deux paramètres blast-wave T_{fo} et $\langle \beta_{\perp} \rangle$ sont présentés graphiquement dans la figure VI.23 ; les barres d'erreur du Ξ et du Ω sont statistique + statistique de l'embedding, tandis que celles du point $\pi K p$ incluent l'erreur systématique.

La différence entre les paramètres obtenus pour les $\pi K p$ et pour les Ξ est nette. Dans le cas des Ω obtenus avec les coupures classiques, la différence est discutable au vu des barres d'erreurs ; par contre, le point obtenu avec les coupures ADL a des barres d'erreur suffisamment plus petites pour conclure que les Ω ont, comme les Ξ , des valeurs de paramètres différentes de celles des particules non-multiétranges.

Cette observation tend à confirmer l'hypothèse selon laquelle les baryons multi-étranges pourraient servir de sonde pour remonter plus tôt dans le déroulement de la collision qu'il n'est possible de le faire avec les particules ordinaires. Corrélée avec l'observation d'un flot elliptique non nul pour les Ξ et Ω [42], la faible section efficace hadronique de ces hyperons donnerait une forte indication en faveur de la formation d'une phase non hadronique.

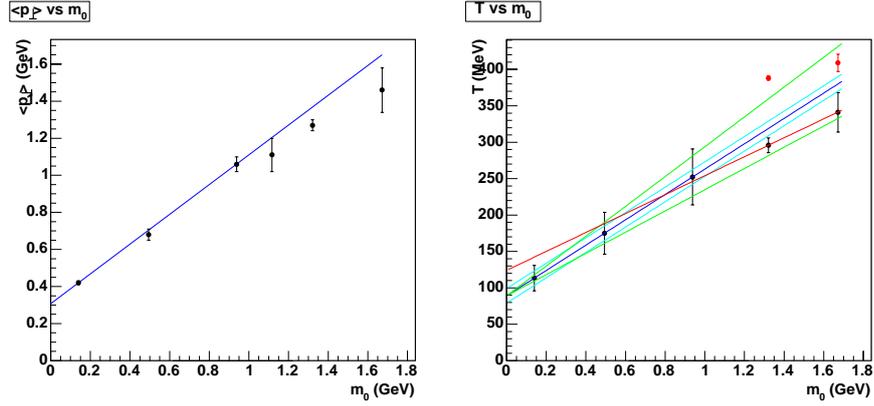


FIG. VI.22 – À gauche : $\langle p_{\perp} \rangle$ en fonction de la masse des particules (π , K , p , Λ , Ξ , Ω) ; la ligne bleue poursuit la tendance $\pi K p$ linéairement. À droite : pente inverse des spectres obtenue à partir d'un ajustement blast-wave, en fonction de la masse des particules (π , K , p , Ξ , Ω). Les courbes sont des modèles de blast-wave avec divers paramètres : le résultat de l'ajustement sur $\pi K p$ pour la ligne bleue, avec une variation de la température de freeze-out de $1\sigma_{stat+syst}$ pour les courbes cyan, et la même variation de la moyenne du flot transverse pour les courbes vertes. La courbe rouge est l'ajustement blast-wave sur les Ξ

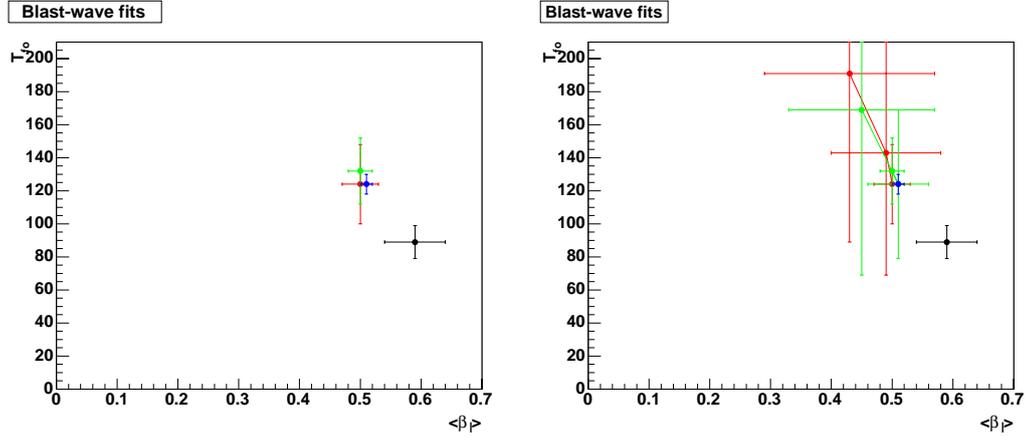


FIG. VI.23 – Résultats des ajustements blast-wave : pour les $\pi+K+p$ seuls [85] en noir, pour les $\Xi+\bar{\Xi}$ avec les coupures ADL en bleu, pour les $\Omega+\bar{\Omega}$ en rouge et en vert avec respectivement les coupures classiques et les coupures ADL. À gauche ne sont représentés que les points des données centrales, tandis qu'à droite sont ajoutés les résultats des bins de centralité 20 – 40 % et 40 – 60 % pour les $\Omega+\bar{\Omega}$

Facteur de modification nucléaire R_{CP}

Un moyen de détecter de nouveaux phénomènes consiste à comparer les collisions périphériques et les collisions centrales en divisant les spectres corrigés, préalablement normalisés par le nombre de collisions binaires. Ceci est, par définition, le facteur de modification nucléaire R_{CP} :

$$R_{CP}(p_{\perp}) = \frac{\frac{1}{N_{bin}^c} \frac{d^2 N^c}{dp_{\perp} dy}}{\frac{1}{N_{bin}^p} \frac{d^2 N^p}{dp_{\perp} dy}} \quad (\text{VI.4})$$

avec les exposants p et c indiquant les valeurs prises pour les collisions périphériques et centrales respectivement.

La figure VI.24 page suivante donne l'évolution en p_{\perp} du R_{CP} pour les deux bins de centralité "périphérique" : $\frac{0-10\%}{20-40\%}$ à gauche, et $\frac{0-10\%}{40-60\%}$ à droite. Les barres d'erreur sont statistique + statistique de l'embedding, et l'erreur sur la normalisation par N_{bin} est reflétée par l'intervalle grisé autour de la valeur 1. Les barres d'erreur sont grandes et ne permettent pas de tirer une conclusion, en dehors du fait que la production de Ω semble être proportionnelle au nombre de collisions binaires.

Les modèles de coalescence prédisent une variation du R_{CP} en fonction du p_{\perp} commune à tous les baryons d'une part, et à tous les mésons d'autre part, dans la région de p_{\perp} intermédiaire. Ce

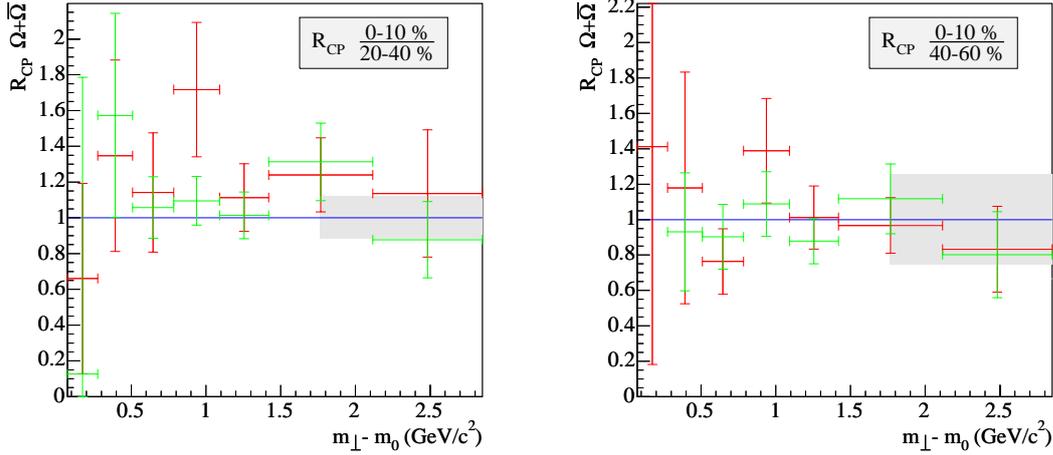


FIG. VI.24 – R_{CP} pour les $\Omega + \bar{\Omega}$: 0-10%/20-40% à gauche, 0-10%/40-60% à droite. Les zones grisées donnent l'incertitude sur les N_{bin} , qui n'est par conséquent pas prise en compte dans les barres d'erreur

comportement a été observé, mais il pourrait s'agir d'un effet de masse. Le Ξ , mais surtout le Ω et le φ , doivent permettre de trancher. Les résultats du Ξ et du φ penchent en faveur d'une dépendance méson/baryon, observée également et avec la même incertitude dans la dépendance du v_2 en p_{\perp} , également dans la région de p_{\perp} intermédiaire [42].

Analyse discriminante linéaire

L'analyse discriminante linéaire fournit une amélioration sensible pour les Ξ et importante pour les Ω , essentiellement dans la zone de bas- p_{\perp} et p_{\perp} moyen (cf. FIG. V.35). Les coupures ADL que nous avons utilisées ici ne permettent pas d'améliorer les observations réalisées dans les régions de p_{\perp} intermédiaire (R_{CP} , v_2), mais la méthode fonctionne et pourrait donc être utilisée spécialement à haut- p_{\perp} – avec donc d'autres coupures – pour ces observables.

Quant à la zone de bas- p_{\perp} , l'ADL a permis une bonne amélioration des barres d'erreur sur les taux de production de Ξ et Ω , et permet notamment de tirer des conclusions plus fortes sur le flot radial et la température de freeze-out cinétique différents pour les particules multi-étranges et les particules "ordinaires".

Il serait intéressant d'essayer l'ADL dans les données p-p afin de réduire l'incertitude sur les points de référence fournis par ces collisions, et de l'utiliser sur le v_2 à bas- p_{\perp} . Enfin, l'ADL permettra une optimisation bien meilleure et bien plus rapide des coupures utilisant les détecteurs Silicium SVT et SSD.

Conclusion

Mignonne, allons voir si la rose
Qui ce matin avoit desclose
Sa robe de pourpre au Soleil,
A point perdu ceste vesprée
Les plis de sa robe pourprée,
Et son teint au vostre pareil.

Las! voyez comme en peu d'espace,
Mignonne, elle a dessus la place
Las! las ses beautez laissé cheoir!
Ô vrayment marastre Nature,
Puis qu'une telle fleur ne dure
Que du matin jusques au soir!

Donc, si vous me croyez, mignonne,
Tandis que vostre âge fleuronne
En sa plus verte nouveauté,
Cueillez, cueillez vostre jeunesse:
Comme à ceste fleur la vieillesse
Fera ternir vostre beauté.

- *Ronsard*

LA MESURE DES OBSERVABLES PERTINENTES pour les particules étranges est, du fait du taux de production de ces dernières, d'autant plus difficile à réaliser que leur contenu en quarks s est grand. Ce sont pourtant les particules les plus étranges qui sont les plus intéressantes, et il est donc essentiel d'en obtenir la plus grande statistique possible. Nous avons mené notre étude de la production des particules multi-étranges sur les données de l'expérience STAR, située sur le collisionneur RHIC. Le développement d'une méthode d'analyse très performante est d'autant plus important que les prises de données à venir seront souvent des balayages en énergie de collision ou en espèce atomique.

À partir d'une méthode multi-variables de sélection du signal parmi du bruit, l'analyse discriminante linéaire (ADL) de Fisher, nous avons donc développé une ADL multicoupsures à critère optimisé, plus performante, plus simple et plus souple que la méthode classique de sélection, et utilisé les Ξ des données Au-Au centrales à 200 GeV comme banc de test. Nous avons ensuite analysé les Ω dans trois intervalles de centralité: 0 – 10 %, 20 – 40 % et 40 – 60 %.

Le choix de l'ADL par rapport à une méthode de classification de types telle que les réseaux de neurones par exemple se justifie par la simplicité de la méthode. Les réseaux de neurones doivent atteindre, en théorie, des performances meilleures, mais leur non linéarité, le problème du sur-apprentissage (inexistant avec l'ADL, le degré de localité de la description des échantillons est, par ailleurs, géré simplement), la correction d'efficacité et le choix du nombre de couches cachées et de neurones en rendent l'utilisation complexe et la mise au point longue et fastidieuse. Un mauvais choix de la configuration du réseau de neurones et un entraînement trop peu soigné de celui-ci peuvent très vite résulter en des performances bien en-deçà des performances que l'on pourrait en attendre. Les deux avantages d'un réseau de neurones sur l'ADL sont la non-linéarité (qui est également un inconvénient) et sa capacité à sélectionner comme étant du signal une zone de l'espace des phases qui non seulement n'est pas convexe, mais en plus n'est pas même connexe. Le premier avantage disparaît avec l'ADL telle que nous l'avons développée, grâce à l'application de plusieurs coupures. Reste le second, duquel on ne doit pas attendre de grande amélioration, d'une part pour les raisons évoquées ci-dessus, et d'autre part parce qu'il est peu probable que la zone dans laquelle le signal se localise ne soit pas connexe ou fasse preuve d'une concavité importante.

Le bruit ne pouvant toutefois pas être totalement éliminé – dans notre cas il est même souhaitable qu'il ne le soit pas, afin de ne pas éliminer trop de signal –, il est nécessaire d'en estimer la quantité dans les distributions en masse invariante, afin de le soustraire et d'accéder à la quantité de signal. La méthode de l'ajustement d'une fonction sur le fond ne fournit pas un résultat satisfaisant, nous avons donc développé la méthode de création de fond combinatoire par rotation de traces et examiné la contribution des corrélations non reproduites par cette méthode.

Les résultats obtenus sur les Ξ montrent un bon accord entre la méthode classique et l'ADL, cette

dernière permettant de montrer sans ambiguïté, le χ^2/ndf des ajustements étant toujours supérieur à 4, que les paramétrisations des spectres en masse transverse corrigés couramment utilisées (l'exponentielle et la Maxwell-Boltzmann) ne décrivent pas correctement les spectres mesurés, en particulier à basse impulsion transverse, ce qui implique un biais sur la mesure des taux de production (trop hauts) et des moyennes des impulsions transverses (trop basses). Le gain en statistique apporté par l'ADL n'est pas suffisamment important pour accéder à de nouvelles observables, mais les barres d'erreur statistique sont sensiblement réduites – le gain est de 20 à 30 % sur l'incertitude relative pour le Ω –, la recherche des coupures optimales est aisée, de même que le relâchement de celles-ci pour des événements moins centraux.

Les résultats des Ξ et des Ω sont reproduits par plusieurs grandes catégories de modèles – hydrodynamique, thermique statistique et coalescence. Les conclusions que l'on en tire indépendamment favorisent, une fois réunies, l'hypothèse de la création d'un milieu dense, en équilibre thermique, et partonique. Une meilleure précision reste néanmoins nécessaire pour la plupart des grandeurs :

- Taux de production : l'augmentation de l'étrangeté correspond-elle à un phénomène lié à la présence d'une phase de QGP, découle-t-elle de la suppression canonique, ou a-t-on un mélange des deux causes ? La température de freeze-out chimique à RHIC reste-t-elle consistante avec la température de transition de phase prédite par LQCD ?
- Impulsion transverse moyenne : le flot radial des particules multi-étranges est-il vraiment plus faible que celui des particules légères ?
- Variables blast-wave : le freeze-out cinétique des particules multi-étranges se passe plus tôt que pour les particules légères, comment cela évolue-t-il avec la centralité et peut-on mieux contraindre les ajustements avec le Ω , voire différencier le Ω du Ξ ?
- Facteur de modification nucléaire et flot elliptique : la collectivité est-elle partonique ? Si oui, est-elle identique pour tous les quarks, et comment se déroule l'hadronisation ?

Certaines de ces observables demandent une amélioration dans un domaine particulier. Les taux de production par exemple sont sensibles aux basses impulsions transverses (la part de l'extrapolation atteint plus de 40 % pour les Ω), et le calcul des facteurs d'augmentation de l'étrangeté nécessitent une mesure précise des taux de production dans les collisions p - p , qui servent de référence. Dans les deux cas, l'ADL pourrait offrir son secours, par un jeu de coupures spécifiques aux basses impulsions transverses d'une part, et aux collisions p - p d'autre part. La prochaine prise de données p - p , en 2005, ne sera d'ailleurs pas de trop pour obtenir un spectre de Ω en impulsion transverse. Quant aux basses impulsions transverses, les données Au-Au 200 GeV prises lors du run IV avec un champ magnétique réduit de moitié par rapport à sa valeur nominale devraient permettre d'estimer plus précisément la forme et l'extrapolation du spectre dans cette zone.

Une amélioration de la méthode d'analyse elle-même est envisageable à court terme. Nous avons montré que l'une des sources d'erreur à limiter est l'estimation de la quantité de fond ; l'erreur statistique due à l'estimation du bruit pourra être réduite en décrivant le fond recréé par une fonction (par exemple un polynôme) ajustée sur ce fond dans chaque bin d'impulsion transverse, et en tirant ensuite l'erreur statistique de l'erreur sur la normalisation de l'ajustement. La corrélation entre les bins de masse invariante voisins est ainsi prise en compte.

Enfin, l'ADL pourra être utilisée avec les détecteurs internes à Silicium (SVT et SSD) pour optimiser les coupures facilement. Une méthode classique imposerait de créer un jeu de coupures par configuration des points dans les couches Silicium (soit en théorie 4096 jeux de coupures pour 3 particules-filles et 4 couches de Silicium). L'ADL permet de n'utiliser qu'un seul jeu de coupures – optimisé, de surcroît – pour toutes les configurations : l'idée est en effet d'intégrer les configurations en tant que variables de l'ADL. Une variable pourrait être un nombre de coups dans le Silicium pour chaque trace, avec une pondération pour tenir compte des couches dans lesquels ces coups ont été détectés (plutôt internes ou plutôt externes). Il suffit donc d'ajouter à l'ADL deux variables pour les Λ et les K_s^0 , trois pour les Ξ et les Ω , pour intégrer les détecteurs Silicium dans les coupures de manière optimale.

Pour conclure définitivement cet ouvrage, la faible statistique rend nécessaire l'éclairage apporté par les Ξ pour interpréter les résultats du Ω , mais l'analyse discriminante linéaire fonctionne efficacement et améliore les résultats. Il est donc à espérer qu'elle continue de contribuer aux avancées de la Physique dans ce domaine.

Annexe A

Le SPS

1 Accélérateur

Le SPS (Super Proton Synchrotron) est en opération depuis 1976, et est situé sur le complexe du CERN, sur la frontière Franco-Suisse, près de Genève.

Le SPS est un synchrotron fonctionnant en mode cible fixe, et délivrant du faisceau à des expériences regroupées en deux endroits : celles dont le nom commence par *NA* sont dans la North Area, celles dont le nom commence par *WA* sont dans la West Area.

Le SPS délivre des faisceaux d'ions allant des protons aux ions lourds tels que le Plomb, à des énergies de faisceau allant jusqu'à 400 *GeV* pour des protons et 160 *GeV* pour des ions Plomb. Les ions sont totalement ionisés (le Plomb est donc Pb^{82+}) lors du passage dans la ligne de transfert entre le PS (Proton Synchrotron, où les ions Plomb sont ionisés 53 fois) servant d'injecteur, et le SPS.

2 Expériences dédiées aux ions lourds

La liste ci-dessous est une brève présentation non exhaustive des expériences du SPS dédiées aux ions lourds ultra-relativistes. Le classement n'est qu'approximativement chronologique pour chaque zone d'expérience.

- **NA20** : mesure des taux de production de π^\pm , K^\pm , p^\pm dans des collisions p-Be à 400 *GeV*.
- **NA34.2** : étude des hautes densités d'énergie dans de grands volumes nucléaires par des collisions noyau-noyau.
- **NA34.3** : mesure des paires dimuons de basse masse dans des collisions Soufre-noyau.
- **NA35** : mesure du stopping et des distributions de h^- , π , K , p et particules étranges dans des collisions d'ions légers sur divers noyaux à 60 et 200 *GeV* par nucléon.
- **NA36** : mesure de la production de particules étranges dans des collisions S sur noyaux lourds (Ag, Cu, Pb, S) à des énergies de faisceau jusqu'à 200 *GeV* par nucléon.
- **NA38** : étude de la production de dimuons dans des collisions noyau-noyau et proton-noyau à haute énergie.
- **NA44** : interférométrie à 2 et 3 particules et spectres de π , K , p , d .
- **NA45** (CERES) : investigation de la production de paires e^\pm (continuum jusqu'à 2 *GeV* et mésons ρ , ω et φ), de photons directs, de Λ et K_s^0 , et de l'asymétrie azimutale de la distribution de particules chargées dans des collisions proton-noyau et noyau-noyau.
- **NA49** : mesure de la production de particules étranges dans des collisions proton-proton, proton-noyau et noyau-noyau.
- **NA50** : étude des dimuons (charmonia, Drell-Yan), ρ et ω dans des collisions Pb-Pb et p-A à des énergies dans le centre de masse de respectivement 18 et 30 *GeV* (successeur de **NA38**).
- **NA52** : recherche de strangelets dans des collisions Pb-Pb à 158 *AGeV*.

- **NA57**: étude de la production de particules étranges dans des collisions noyau-noyau (successeur de **WA97**).
- **NA60**: étude de la production de charme et de dimuons par des faisceaux de protons et d'ions lourds (successeur de **NA50**).
- **WA80**: mesure du taux de production de photons.
- **WA85**: mesure des taux de production de baryons et anti-baryons étranges dans des collisions proton-noyau et noyau-noyau à 200 *AGeV* (200 GeV par nucléon).
- **WA94**: étude des spectres de baryons et anti-baryons dans des collisions S-S à 200 *GeV* par nucléon.
- **WA97**: mesure de la production de baryons et anti-baryons étranges dans des collisions Pb-Pb à 160 *GeV*.
- **WA98**: étude des photons, hadrons neutres et particules chargées dans des collisions Pb-Pb.

Annexe B

Coupures ADL

Cette annexe regroupe l'ensemble des coupures ADL appliquées lors de l'analyse. Les 24 coupures des Ξ sont données dans les tableaux B.3 à B.6, et les 30 coupures des Ω se trouvent dans les tableaux B.7 (p. 179) à B.11.

Les directions sont regroupées à raison de 6 par tableau, dans l'ordre séquentiel de leur détermination (mais l'ordre est sans importance pour l'*application* de ces coupures); elles sont de fait numérotées. Pour chaque direction, l'on donne les coordonnées de son vecteur directeur normalisé selon les 40 variables utilisées, dont l'ordre et le nom sont donnés dans le tableau B.1, conjointement avec la valeur maximale au-delà de laquelle le candidat est coupé afin que les distributions soient bornées.

TAB. B.1 – *Ordre des variables utilisées et valeurs maximales utilisées pour borner les distributions ; les croix dans la deuxième colonne indiquent les observables utilisées dans l'ADL*

Numéro	ADL	Variable	Lim. sup.	Numéro	ADL	Variable	Lim. sup.
1	X	XiDL	25 cm	21	X	vBar	$\pi/2$
2	X	V0DL	50 cm	22	X	wV0	$\pi/2$
3	X	V0FalseDL	60 cm	23	X	wMes	$\pi/2$
4	X	XiDg	1,0 cm	24	X	wBar	$\pi/2$
5	X	V0Dg	1,0 cm	25		Masse Xi	2,50 GeV/c ²
6	X	XiPvx	1,0 cm	26		Masse Λ	1,13 GeV/c ²
7	X	V0Pvx	3,0 cm	27		p_{\perp}	6,0 GeV/c
8	X	BacPvx	10 cm	28		y	1,0
9	X	MesPvx	25 cm	29	X	CosThetaV0	1,0
10	X	BarPvx	10 cm	30		CosThetaBac	1,0
11		Xi $c\tau$	20 cm	31		CosThetaMes	
12		Λ $c\tau$	40 cm	32		CosThetaBar	
13		0		33		NOSBac ^a	
14	X	uXi	$\pi/2$	34		NOSMes	
15	X	uV0	π	35		NOSBar	
16	X	uBac	π	36	X	NTHBac	
17	X	uMes	π	37	X	NTHMes	
18	X	uBar	π	38	X	NTHBar	
19	X	vV0	$\pi/2$	39		0	
20	X	vMes	$\pi/2$	40		Valeur ADL	

^a nos désigne le nombre de σ du dE/dx .

La dernière ligne de chaque tableau donne la valeur de la coupure ADL pour la direction considérée. Pour la dernière coupure, la valeur choisie est celle donnant un niveau de fond égal à celui obtenu avec les coupures classiques. Ces valeurs sont reprises dans le tableau B.2, qui donne le nombre de directions utilisées, la valeur de la dernière coupure, et le pas de variation de cette dernière pour la production des figures V.18, VI.2, VI.4, VI.5, VI.8 et VI.9. Les jeux de coupures utilisés pour les Ω min-

bias sont les mêmes que pour les Ω centraux, à ceci près que les dernières directions ne sont pas utilisées et que la valeur de la dernière coupure est celle donnée dans le tableau B.2, et non celle utilisée pour les collisions centrales.

TAB. B.2 – Valeur et pas de variation de la dernière coupure ADL pour les Ξ et Ω dans les diverses classes de centralité utilisées dans l'analyse

	Ξ	Ω		
	0 – 5 %	0 – 10 %	20 – 40 %	40 – 60 %
Nombre de coupures ADL	24	30	27	24
Valeur de la dernière coupure	0,11	0,5	0,45	0,45
Pas de variation	0,001	0,015	0,01	0,007

Les figures qui suivent les tables sont les distributions en masse invariante des candidats rejetés par chacune des coupures ADL (en rouge), et des candidats ayant passé les coupures ADL précédentes (en bleu). Sur le graphe numéro n est représenté simultanément la distribution des candidats éliminés par la $n^{\text{ième}}$ coupure, et celle des candidats après $n - 1$ coupures. La soustraction de l'une à l'autre donne donc la courbe bleue du graphe $n + 1$.

1 Coupures appliquées sur les Ξ

TAB. B.3 – Coordonnées des vecteurs ADL des 6 premières coupures pour le Ξ

	Direction 1	Direction 2	Direction 3	Direction 4	Direction 5	Direction 6
Var. 1	0,051480	0,115658	0,005176	0,068954	0,002698	-0,004926
Var. 2	-0,000584	-0,001939	-0,001578	0,013115	-0,001292	-0,007869
Var. 3	0,000343	0,001200	0,000993	-0,013865	0,000709	0,007389
Var. 4	-0,049023	-0,040338	-0,019400	-0,037268	-0,058954	0,007311
Var. 5	-0,007664	-0,022822	-0,017446	-0,015106	-0,033088	0,022915
Var. 6	-0,578878	-0,381409	-0,139904	-0,186945	-0,158492	-0,147244
Var. 7	-0,010164	-0,088146	0,088072	0,040079	0,078586	0,133652
Var. 8	0,142255	0,026779	0,017483	0,017371	0,120440	0,007620
Var. 9	0,000032	0,000421	0,000473	0,001150	0,000827	0,000742
Var. 10	0,167961	0,045591	0,022810	-0,002729	0,004023	0,002879
Var. 11	0	0	0	0	0	0
Var. 12	0	0	0	0	0	0
Var. 13	0	0	0	0	0	0
Var. 14	0,233638	0,487777	0,261026	0,229199	0,037104	0,018583
Var. 15	-0,070351	-0,098195	-0,047932	-0,058973	-0,029971	-0,012059
Var. 16	-0,022003	-0,036570	-0,028889	-0,026109	-0,015062	-0,012686
Var. 17	0,109815	0,169594	-0,003204	0,061172	-0,026965	-0,001310
Var. 18	-0,081588	0,078848	-0,138612	-0,000911	-0,109658	-0,129073
Var. 19	-0,231171	-0,119390	0,098739	-0,053802	-0,043970	0,032913
Var. 20	-0,011356	0,054873	-0,012814	-0,053103	-0,003647	-0,002002
Var. 21	0,136889	0,129240	-0,093675	-0,039646	0,020192	-0,042844
Var. 22	-0,670122	-0,564409	-0,775614	-0,779519	-0,881300	-0,820373
Var. 23	0,004368	-0,140531	0,019388	0,004114	0,009865	0,014770
Var. 24	0,104632	0,413013	0,508775	0,528032	0,392555	0,515929
Var. 25	0	0	0	0	0	0

(Suite page suivante...)

(TAB. B.3, suite de la page précédente)

Var. 26	0	0	0	0	0	0
Var. 27	0	0	0	0	0	0
Var. 28	0	0	0	0	0	0
Var. 29	-0,012737	-0,041066	-0,033858	-0,046774	0,033227	0,004270
Var. 30	0	0	0	0	0	0
Var. 31	0	0	0	0	0	0
Var. 32	0	0	0	0	0	0
Var. 33	0	0	0	0	0	0
Var. 34	0	0	0	0	0	0
Var. 35	0	0	0	0	0	0
Var. 36	0,000510	0,001667	0,001312	0,001885	0,001436	0,001185
Var. 37	0,000318	0,001023	0,000794	0,001097	0,000818	0,000661
Var. 38	0,000235	0,000942	0,000748	0,001058	0,000797	0,000631
Var. 39	0	0	0	0	0	0
Var. 40	0	0	0	0	0	0
Coupure	0,154739	0,348158	0,092312	0,228537	0,160434	0,089006

TAB. B.4 – Coordonnées des vecteurs ADL des coupures 7 à 12 pour le Ξ

	Direction 7	Direction 8	Direction 9	Direction 10	Direction 11	Direction 12
Var. 1	0,116884	0,003028	0,096286	-0,000628	0,014487	0,132257
Var. 2	-0,024240	-0,002204	-0,012040	-0,003613	0,011947	0,001784
Var. 3	0,023175	0,001034	0,011177	0,002840	-0,012632	-0,002857
Var. 4	-0,113243	-0,042651	-0,293017	-0,108946	-0,012580	-0,045942
Var. 5	-0,081131	-0,029123	-0,062541	-0,048734	0,043654	-0,096586
Var. 6	-0,166984	-0,166433	-0,559706	-0,191395	-0,165018	0,011749
Var. 7	-0,012249	0,139312	0,186904	0,091501	0,073456	-0,019296
Var. 8	-0,003187	0,014923	0,253732	0,195272	0,006662	-0,025618
Var. 9	0,001817	0,002127	0,001627	0,001525	0,001449	0,002221
Var. 10	0,005626	0,149909	0,004891	0,004519	0,003687	0,005147
Var. 11	0	0	0	0	0	0
Var. 12	0	0	0	0	0	0
Var. 13	0	0	0	0	0	0
Var. 14	-0,092349	-0,284490	-0,261470	-0,331550	-0,308102	-0,588729
Var. 15	-0,044933	-0,011900	0,004552	0,024384	0,015145	0,041407
Var. 16	-0,026349	-0,021598	-0,014691	-0,010983	-0,014856	-0,022413
Var. 17	0,007331	-0,037609	-0,037367	-0,040860	0,047891	0,075129
Var. 18	0,084788	-0,353449	-0,196351	-0,303274	0,157799	0,152790
Var. 19	-0,448977	0,039553	0,310900	-0,039586	-0,034517	-0,365055
Var. 20	0,012341	0,010264	0,026240	0,022691	-0,070146	0,091643
Var. 21	0,371972	-0,062139	-0,239907	-0,131228	0,040101	-0,052179
Var. 22	-0,466315	-0,738853	-0,084923	-0,569666	-0,765829	-0,450155
Var. 23	0,005068	0,011298	0,119594	-0,013508	0,010187	0,026156
Var. 24	0,568915	0,404436	0,447243	0,595002	0,496570	0,451252
Var. 25	0	0	0	0	0	0
Var. 26	0	0	0	0	0	0
Var. 27	0	0	0	0	0	0
Var. 28	0	0	0	0	0	0
Var. 29	-0,194927	-0,066929	-0,051694	0,015854	-0,035493	-0,201731

(Suite page suivante...)

(TAB. B.4, suite de la page précédente)

Var. 30	0	0	0	0	0	0
Var. 31	0	0	0	0	0	0
Var. 32	0	0	0	0	0	0
Var. 33	0	0	0	0	0	0
Var. 34	0	0	0	0	0	0
Var. 35	0	0	0	0	0	0
Var. 36	0,002773	0,003275	0,020141	0,002252	0,002187	0,003324
Var. 37	0,001548	0,001801	0,001319	0,001233	0,001148	0,001736
Var. 38	0,001473	0,001686	0,001282	0,001210	0,001099	0,001754
Var. 39	0	0	0	0	0	0
Var. 40	0	0	0	0	0	0
Coupure	0,441743	0,240535	1,180646	0,246084	0,115260	0,545030

TAB. B.5 – Coordonnées des vecteurs ADL des coupures 13 à 18 pour le Ξ

	Direction 13	Direction 14	Direction 15	Direction 16	Direction 17	Direction 18
Var. 1	0,002621	0,045545	0,002199	0,000993	0,079240	0,001194
Var. 2	0,000511	-0,000414	0,000522	-0,000569	-0,000606	0,000297
Var. 3	-0,001241	0,000032	-0,001323	-0,000140	-0,000009	-0,000919
Var. 4	-0,032337	-0,227724	-0,002182	-0,033757	-0,179697	-0,029329
Var. 5	-0,019099	-0,061400	0,042508	-0,028482	-0,091829	-0,044201
Var. 6	-0,026078	-0,183478	-0,272778	0,026272	-0,134746	-0,006206
Var. 7	0,061047	0,693620	0,202009	0,007468	-0,026642	0,037077
Var. 8	0,005024	0,102960	0,004599	0,004741	0,241408	0,005383
Var. 9	0,001528	0,000809	0,001777	0,001658	0,001421	0,001489
Var. 10	0,002836	0,001428	0,002839	0,072434	0,002315	0,001604
Var. 11	0	0	0	0	0	0
Var. 12	0	0	0	0	0	0
Var. 13	0	0	0	0	0	0
Var. 14	-0,505558	-0,337545	-0,740668	-0,777324	-0,731331	-0,782962
Var. 15	0,107124	0,073593	0,143376	0,161932	0,115765	0,224330
Var. 16	-0,004946	-0,001080	-0,007571	-0,010306	-0,007521	-0,026672
Var. 17	-0,026301	0,167117	-0,086157	-0,037531	-0,054686	-0,015156
Var. 18	-0,140017	0,126674	0,085009	-0,291027	-0,058848	-0,190858
Var. 19	0,039343	-0,112725	0,029605	-0,058918	-0,491145	-0,008541
Var. 20	0,009545	-0,205010	0,020037	0,022304	0,022924	0,017799
Var. 21	-0,088098	-0,314422	-0,006463	0,111458	0,041658	-0,026315
Var. 22	-0,679134	-0,258426	-0,368842	-0,383249	-0,062517	-0,449674
Var. 23	0,034603	0,020959	0,050040	0,033528	0,017522	0,050972
Var. 24	0,483273	0,176337	0,396247	0,330284	0,216725	0,296319
Var. 25	0	0	0	0	0	0
Var. 26	0	0	0	0	0	0
Var. 27	0	0	0	0	0	0
Var. 28	0	0	0	0	0	0
Var. 29	-0,037043	-0,036758	-0,046810	-0,043278	-0,162517	-0,036276
Var. 30	0	0	0	0	0	0
Var. 31	0	0	0	0	0	0
Var. 32	0	0	0	0	0	0
Var. 33	0	0	0	0	0	0

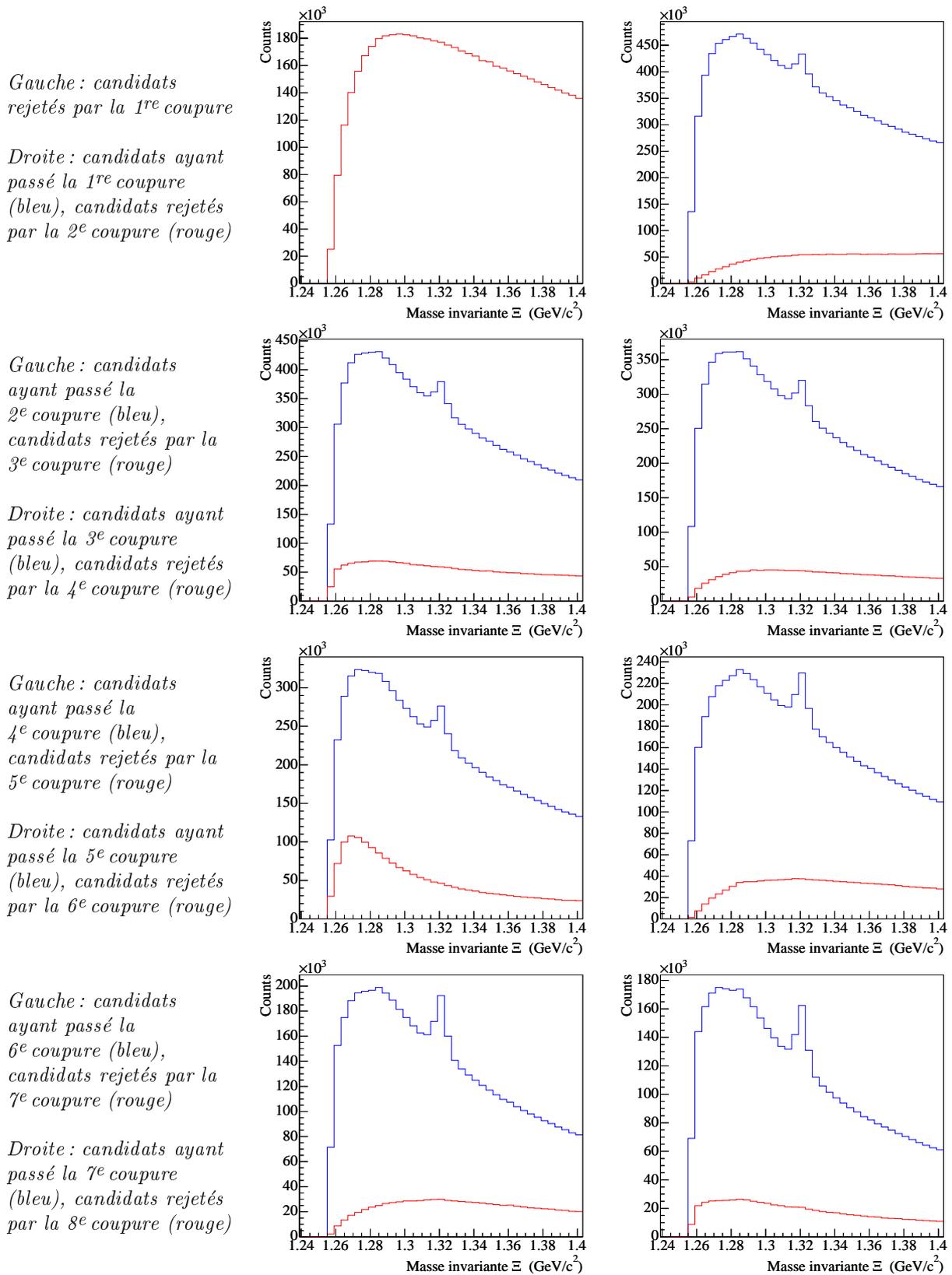
(Suite page suivante...)

(TAB. B.5, suite de la page précédente)

Var. 34	0	0	0	0	0	0
Var. 35	0	0	0	0	0	0
Var. 36	0,002332	0,018012	0,002473	0,002206	0,001967	0,002255
Var. 37	0,001199	0,000643	0,001427	0,001332	0,001145	0,001233
Var. 38	0,001201	0,000650	0,001446	0,001392	0,001243	0,001327
Var. 39	0	0	0	0	0	0
Var. 40	0	0	0	0	0	0
Coupure	0,124296	1,001171	0,127975	0,166448	0,536548	0,108266

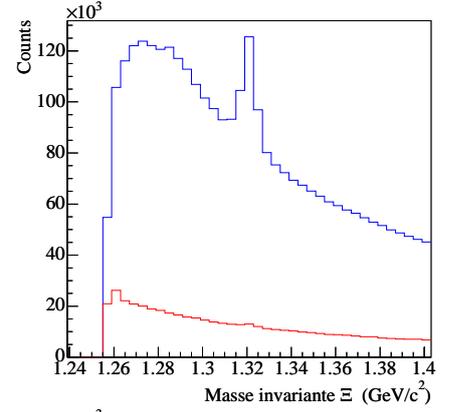
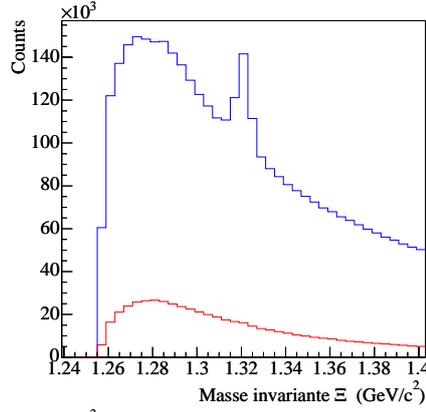
TAB. B.6 – Coordonnées des vecteurs ADL des 6 dernières coupures pour le Ξ

	Direction 19	Direction 20	Direction 21	Direction 22	Direction 23	Direction 24
Var. 1	0,136867	-0,023646	-0,009391	-0,003500	-0,004668	0,002409
Var. 2	0,009997	-0,024293	-0,010270	-0,004077	-0,005315	0,001815
Var. 3	-0,010361	0,023821	0,009742	0,003704	0,004826	-0,002196
Var. 4	-0,191987	-0,067139	-0,004749	-0,048230	-0,023168	-0,009746
Var. 5	-0,104172	-0,020771	-0,006201	-0,018080	-0,034124	-0,020831
Var. 6	-0,123640	-0,153176	-0,068366	0,097597	0,080646	-0,046030
Var. 7	0,183599	0,058652	0,020757	0,119244	-0,004546	0,143206
Var. 8	0,020871	0,101572	0,002414	0,001678	0,002078	0,001647
Var. 9	0,000918	0,001033	0,001154	0,000820	0,001049	0,000870
Var. 10	0,029230	0,000893	0,001203	0,000774	0,000934	0,000800
Var. 11	0	0	0	0	0	0
Var. 12	0	0	0	0	0	0
Var. 13	0	0	0	0	0	0
Var. 14	-0,572143	-0,797458	-0,810932	-0,647711	-0,866275	-0,885984
Var. 15	0,153144	0,280110	0,252591	0,181390	0,166750	0,203637
Var. 16	-0,017507	-0,012132	-0,019521	-0,014000	-0,014691	-0,009861
Var. 17	0,034565	-0,064955	-0,048242	-0,065675	-0,066472	-0,042464
Var. 18	0,159541	0,111641	0,102974	-0,183986	-0,219812	-0,033885
Var. 19	-0,382043	-0,111151	-0,069674	0,033874	0,039801	-0,005621
Var. 20	0,013515	-0,024881	0,013661	0,008689	0,016937	0,003966
Var. 21	0,151758	0,030196	0,042663	-0,024857	-0,048774	-0,020045
Var. 22	-0,318214	-0,453288	-0,410789	-0,649421	-0,244638	-0,355160
Var. 23	-0,041780	0,056458	0,028517	0,052896	0,062798	0,046601
Var. 24	0,481958	-0,013786	0,287423	0,236537	0,302091	0,134947
Var. 25	0	0	0	0	0	0
Var. 26	0	0	0	0	0	0
Var. 27	0	0	0	0	0	0
Var. 28	0	0	0	0	0	0
Var. 29	-0,022366	0,046409	-0,027815	-0,020632	-0,034641	-0,019182
Var. 30	0	0	0	0	0	0
Var. 31	0	0	0	0	0	0
Var. 32	0	0	0	0	0	0
Var. 33	0	0	0	0	0	0
Var. 34	0	0	0	0	0	0
Var. 35	0	0	0	0	0	0
Var. 36	0,018631	0,001541	0,001749	0,001277	0,001744	0,001453
Var. 37	0,000745	0,000928	0,001007	0,000734	0,000962	0,000790
Var. 38	0,000796	0,000969	0,001025	0,000770	0,001007	0,000790
Var. 39	0	0	0	0	0	0
Var. 40	0	0	0	0	0	0
Coupure	1,275887	0,204017	0,084299	0,095760	0,067816	0,11

FIG. B.1 — Candidats $\Xi + \bar{\Xi}$ acceptés (en bleu) et rejetés (en rouge) par les 8 premières coupures ADL

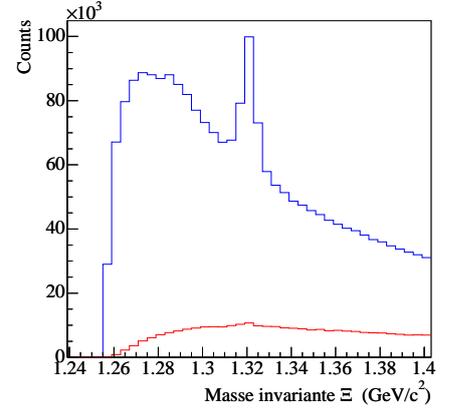
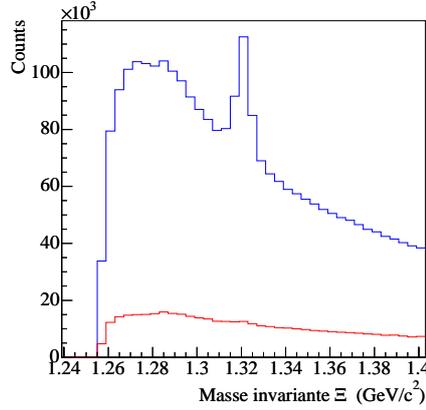
Gauche : candidats ayant passé la 8^e coupure (bleu), candidats rejetés par la 9^e coupure (rouge)

Droite : candidats ayant passé la 9^e coupure (bleu), candidats rejetés par la 10^e coupure (rouge)



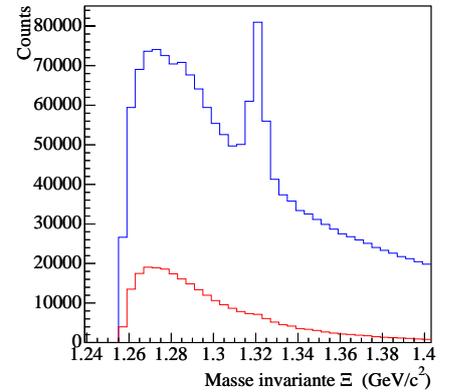
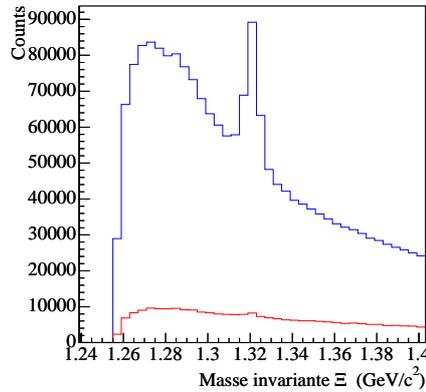
Gauche : candidats ayant passé la 10^e coupure (bleu), candidats rejetés par la 11^e coupure (rouge)

Droite : candidats ayant passé la 11^e coupure (bleu), candidats rejetés par la 12^e coupure (rouge)



Gauche : candidats ayant passé la 12^e coupure (bleu), candidats rejetés par la 13^e coupure (rouge)

Droite : candidats ayant passé la 13^e coupure (bleu), candidats rejetés par la 14^e coupure (rouge)



Gauche : candidats ayant passé la 14^e coupure (bleu), candidats rejetés par la 15^e coupure (rouge)

Droite : candidats ayant passé la 15^e coupure (bleu), candidats rejetés par la 16^e coupure (rouge)

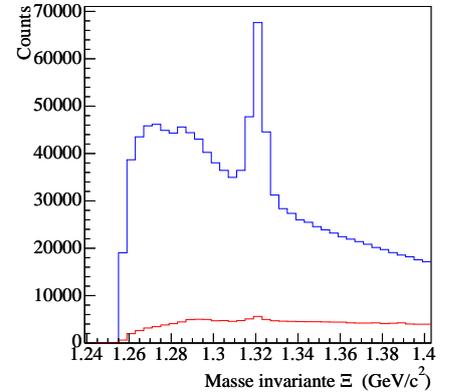
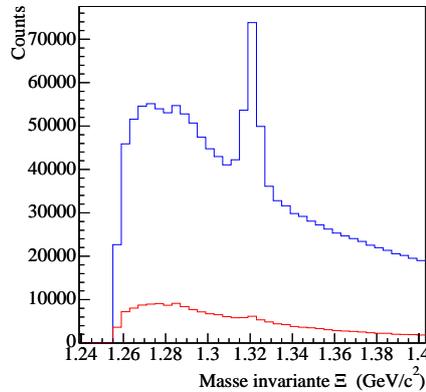
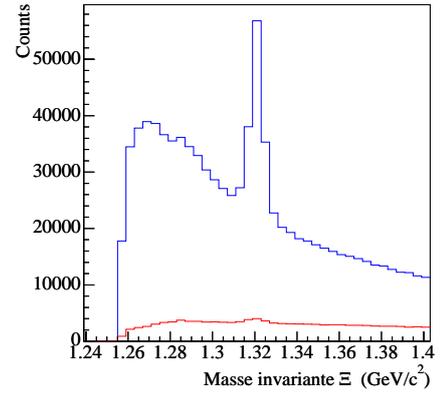
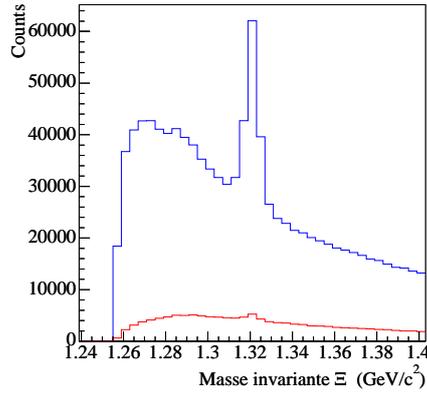


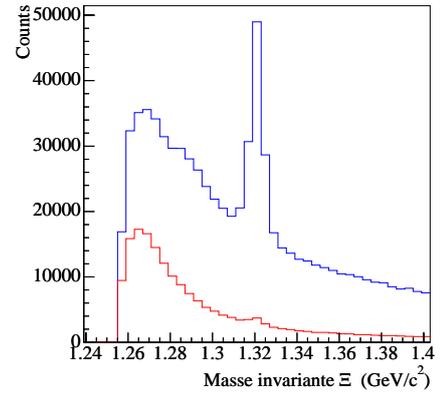
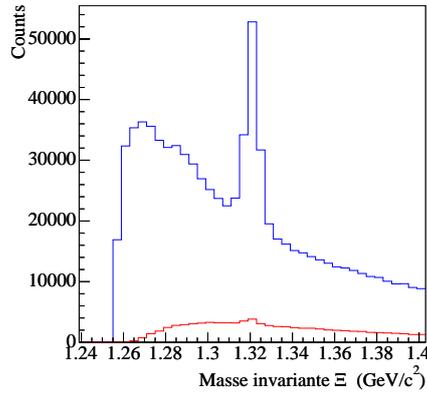
FIG. B.2 – Candidats $\Xi + \bar{\Xi}$ acceptés (en bleu) et rejetés (en rouge) par les coupures ADL 9 à 16

Gauche : candidats ayant passé la 16^e coupure (bleu), candidats rejetés par la 17^e coupure (rouge)



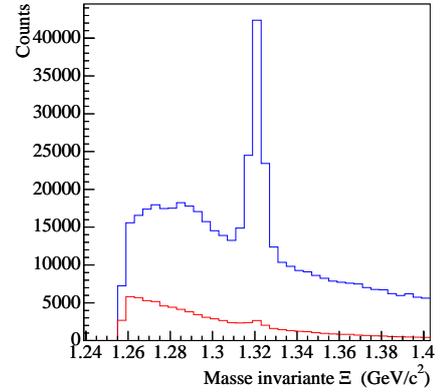
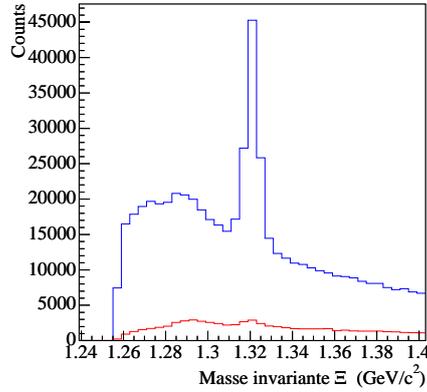
Droite : candidats ayant passé la 17^e coupure (bleu), candidats rejetés par la 18^e coupure (rouge)

Gauche : candidats ayant passé la 18^e coupure (bleu), candidats rejetés par la 19^e coupure (rouge)



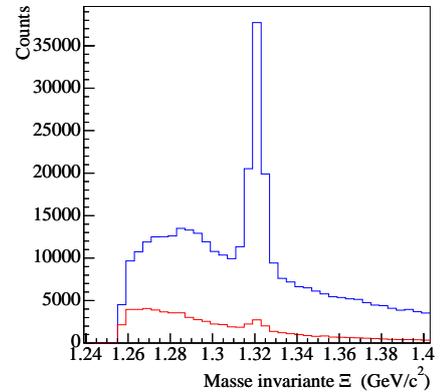
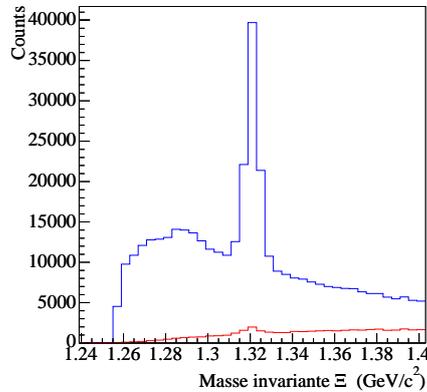
Droite : candidats ayant passé la 19^e coupure (bleu), candidats rejetés par la 20^e coupure (rouge)

Gauche : candidats ayant passé la 20^e coupure (bleu), candidats rejetés par la 21^e coupure (rouge)



Droite : candidats ayant passé la 21^e coupure (bleu), candidats rejetés par la 22^e coupure (rouge)

Gauche : candidats ayant passé la 22^e coupure (bleu), candidats rejetés par la 23^e coupure (rouge)



Droite : candidats ayant passé la 23^e coupure (bleu), candidats rejetés par la dernière coupure (rouge)

FIG. B.3 — Candidats $\Xi + \Xi^{\bar{}}$ acceptés (en bleu) et rejetés (en rouge) par les 8 dernières coupures ADL

2 Coupures appliquées sur les Ω TAB. B.7 – Coordonnées des vecteurs ADL des 6 premières coupures pour le Ω

	Direction 1	Direction 2	Direction 3	Direction 4	Direction 5	Direction 6
Var. 1	-0,000391	-0,002050	0,043437	0,000807	0,050771	0,003445
Var. 2	-0,000974	-0,003885	0,013768	-0,000063	0,000670	0,002729
Var. 3	0,000773	0,003197	-0,014077	-0,000328	-0,001280	-0,003713
Var. 4	-0,180830	-0,031776	-0,114076	-0,042942	-0,209786	-0,110286
Var. 5	-0,010658	-0,047197	-0,016390	0,017660	-0,062317	-0,001656
Var. 6	-0,552782	-0,534025	-0,611787	-0,326130	-0,360777	-0,592934
Var. 7	0,026136	0,181689	0,202068	0,148017	0,111681	0,194989
Var. 8	0,426142	0,177461	0,280616	0,063294	0,337828	0,213281
Var. 9	0,000202	0,000582	0,000490	0,000550	0,000813	0,001430
Var. 10	0,073692	0,081300	0,002721	0,002748	0,003450	0,004407
Var. 11	0	0	0	0	0	0
Var. 12	0	0	0	0	0	0
Var. 13	0	0	0	0	0	0
Var. 14	0,299737	0,448402	0,159870	0,008220	-0,048741	-0,149596
Var. 15	-0,118667	0,009326	0,014524	0,022187	0,029291	0,061135
Var. 16	-0,051122	-0,024380	0,010459	0,052713	0,092545	0,140341
Var. 17	0,011091	-0,029667	-0,019832	-0,061924	0,055193	-0,048030
Var. 18	-0,254598	-0,091939	0,034286	-0,032802	0,077542	0,170933
Var. 19	-0,148651	-0,199889	-0,428745	0,309304	-0,326221	-0,037306
Var. 20	-0,044703	-0,034563	-0,030611	0,048458	0,013179	-0,023492
Var. 21	0,108291	0,238082	0,218707	0,300181	-0,033122	-0,103682
Var. 22	-0,005710	-0,564109	-0,465040	-0,783474	-0,658725	-0,623915
Var. 23	-0,001825	0,033419	0,003875	0,000623	-0,020121	0,063941
Var. 24	0,516293	0,081070	0,113566	0,232662	0,360368	0,254851
Var. 25	0	0	0	0	0	0
Var. 26	0	0	0	0	0	0
Var. 27	0	0	0	0	0	0
Var. 28	0	0	0	0	0	0
Var. 29	-0,002824	0,074896	0,036878	0,034915	-0,003148	0,065916
Var. 30	0	0	0	0	0	0
Var. 31	0	0	0	0	0	0
Var. 32	0	0	0	0	0	0
Var. 33	0	0	0	0	0	0
Var. 34	0	0	0	0	0	0
Var. 35	0	0	0	0	0	0
Var. 36	0,000905	0,002456	0,001296	0,001558	0,002303	0,003826
Var. 37	0,000290	0,000850	0,000433	0,000533	0,000757	0,001252
Var. 38	0,000246	0,000749	0,000385	0,000475	0,000664	0,001079
Var. 39	0	0	0	0	0	0
Var. 40	0	0	0	0	0	0
Coupure	-0,013455	0,213988	0,185411	0,100636	0,361426	0,286788

TAB. B.8 – Coordonnées des vecteurs ADL des coupures 7 à 12 pour le Ω

	Direction 7	Direction 8	Direction 9	Direction 10	Direction 11	Direction 12
Var. 1	0,026557	0,022777	0,003046	0,025071	0,003350	0,018169
Var. 2	0,009627	0,022617	0,002042	0,003300	0,003640	0,018450
<i>(Suite page suivante...)</i>						

(TAB. B.8, suite de la page précédente)

Var. 3	-0,010296	-0,023788	-0,002590	-0,004068	-0,004608	-0,019374
Var. 4	-0,095535	-0,093689	-0,321531	-0,073390	-0,109467	-0,178461
Var. 5	-0,059234	-0,042537	-0,129649	-0,008110	-0,041509	-0,038293
Var. 6	-0,124444	-0,589898	-0,437582	-0,096658	-0,108395	-0,359138
Var. 7	0,225943	0,162309	0,150041	0,194594	0,124196	0,410806
Var. 8	0,112377	0,074621	0,565967	0,036217	0,039492	0,226824
Var. 9	0,001059	0,001775	0,000927	0,001184	0,001514	0,001494
Var. 10	0,002833	0,074048	0,002832	0,004906	0,005398	0,004128
Var. 11	0	0	0	0	0	0
Var. 12	0	0	0	0	0	0
Var. 13	0	0	0	0	0	0
Var. 14	-0,174189	-0,344768	-0,239052	-0,376429	-0,532740	-0,560512
Var. 15	0,040369	0,056410	0,036635	0,018665	-0,008780	-0,013707
Var. 16	0,114608	0,187571	0,102353	0,129359	0,182615	0,184222
Var. 17	-0,050717	-0,032177	-0,051141	-0,070454	-0,086414	-0,115278
Var. 18	-0,011665	-0,296888	-0,410051	-0,083915	-0,063295	-0,128208
Var. 19	-0,107883	0,011240	0,124483	-0,009749	-0,023469	-0,009776
Var. 20	0,021262	0,036069	0,018387	0,026047	0,030329	-0,021294
Var. 21	0,024608	0,218775	-0,052920	0,118551	-0,005033	-0,170375
Var. 22	-0,878508	-0,226023	-0,176370	-0,769373	-0,709987	-0,376692
Var. 23	0,011289	0,016076	0,017014	0,027921	0,032982	0,080787
Var. 24	0,273403	0,502705	0,216785	0,408652	0,349194	0,238527
Var. 25	0	0	0	0	0	0
Var. 26	0	0	0	0	0	0
Var. 27	0	0	0	0	0	0
Var. 28	0	0	0	0	0	0
Var. 29	0,010637	0,051534	-0,093358	0,002491	-0,012173	0,059055
Var. 30	0	0	0	0	0	0
Var. 31	0	0	0	0	0	0
Var. 32	0	0	0	0	0	0
Var. 33	0	0	0	0	0	0
Var. 34	0	0	0	0	0	0
Var. 35	0	0	0	0	0	0
Var. 36	0,002668	0,004905	0,002494	0,003513	0,004403	0,004179
Var. 37	0,000864	0,001552	0,000762	0,001062	0,001348	0,001191
Var. 38	0,000790	0,001445	0,000753	0,001050	0,001375	0,001256
Var. 39	0	0	0	0	0	0
Var. 40	0	0	0	0	0	0
Coupure	0,285825	0,277066	0,176013	0,320837	0,225895	0,419216

TAB. B.9 – Coordonnées des vecteurs ADL des coupures 13 à 18 pour le Ω

	Direction 13	Direction 14	Direction 15	Direction 16	Direction 17	Direction 18
Var. 1	0,013271	-0,037733	0,034321	-0,004148	0,004247	0,045437
Var. 2	0,014801	-0,108065	0,035850	-0,001218	0,006806	0,001642
Var. 3	-0,015784	0,107170	-0,036729	0,000090	-0,007715	-0,001984
Var. 4	0,017206	-0,151449	-0,120694	-0,097721	-0,276332	-0,052425
Var. 5	-0,009663	-0,104535	-0,053668	-0,047025	0,028479	-0,015781
Var. 6	-0,436227	0,054732	-0,172156	-0,323458	-0,540246	-0,070706
Var. 7	0,116042	-0,162453	0,314221	0,110762	0,093339	0,069533
Var. 8	0,034865	0,160181	0,154136	0,034826	0,287084	-0,019873

(Suite page suivante...)

(TAB. B.9, suite de la page précédente)

Var. 9	0,001668	0,001570	0,001479	0,001648	0,001385	0,000473
Var. 10	0,004654	0,003880	0,003068	0,076148	0,002551	0,001451
Var. 11	0	0	0	0	0	0
Var. 12	0	0	0	0	0	0
Var. 13	0	0	0	0	0	0
Var. 14	-0,480799	-0,631043	-0,647123	-0,685709	-0,613932	-0,236277
Var. 15	-0,114926	-0,071408	0,065045	-0,013390	-0,056985	-0,021802
Var. 16	0,143260	0,151900	0,131488	0,124356	0,110942	0,038200
Var. 17	-0,070819	0,063147	-0,069553	-0,002992	-0,070942	0,023043
Var. 18	0,166663	0,313989	0,002797	-0,058838	-0,017775	0,011162
Var. 19	-0,288914	-0,297545	-0,125904	-0,013171	-0,085877	-0,055613
Var. 20	0,039767	0,035856	-0,043966	0,030690	0,162751	0,012189
Var. 21	0,229445	0,120451	-0,001116	0,009031	-0,108579	0,861259
Var. 22	-0,421689	-0,367517	-0,596726	-0,546038	-0,128955	-0,401941
Var. 23	0,010762	0,012133	0,041211	0,026006	-0,111617	0,005791
Var. 24	0,424834	0,337932	0,059371	0,273643	0,257059	0,139134
Var. 25	0	0	0	0	0	0
Var. 26	0	0	0	0	0	0
Var. 27	0	0	0	0	0	0
Var. 28	0	0	0	0	0	0
Var. 29	0,011415	-0,061261	0,048506	0,007408	-0,032284	0,017994
Var. 30	0	0	0	0	0	0
Var. 31	0	0	0	0	0	0
Var. 32	0	0	0	0	0	0
Var. 33	0	0	0	0	0	0
Var. 34	0	0	0	0	0	0
Var. 35	0	0	0	0	0	0
Var. 36	0,004736	0,004729	0,004297	0,005466	0,004498	0,001628
Var. 37	0,001420	0,001405	0,001228	0,001588	0,001203	0,000423
Var. 38	0,001533	0,001633	0,001423	0,001856	0,001511	0,000540
Var. 39	0	0	0	0	0	0
Var. 40	0	0	0	0	0	0
Coupure	0,219402	0,536848	0,399428	0,312657	0,289299	0,283204

TAB. B.10 – Coordonnées des vecteurs ADL des coupures 19 à 24 pour le Ω

	Direction 19	Direction 20	Direction 21	Direction 22	Direction 23	Direction 24
Var. 1	0,019602	-0,029768	0,022070	-0,527366	-0,034787	-0,005559
Var. 2	0,021528	-0,028320	0,023002	-0,526481	-0,030955	-0,002609
Var. 3	-0,022646	0,027457	-0,023640	0,526442	0,030205	0,002017
Var. 4	-0,080381	-0,009531	-0,112733	-0,022817	-0,087300	-0,211853
Var. 5	-0,056528	-0,012405	-0,071584	-0,014272	-0,045808	-0,070072
Var. 6	-0,079211	-0,465824	-0,084377	-0,000148	0,019845	-0,281692
Var. 7	0,125131	0,106155	0,324850	0,027320	0,117166	0,328313
Var. 8	0,006784	0,004272	0,118324	0,001216	0,008880	0,245068
Var. 9	0,002009	0,001579	0,001305	-0,000098	0,001838	0,001467
Var. 10	0,003064	0,002184	0,000729	0,000765	-0,001927	-0,001628
Var. 11	0	0	0	0	0	0
Var. 12	0	0	0	0	0	0
Var. 13	0	0	0	0	0	0
Var. 14	-0,529433	-0,558509	-0,640035	-0,181362	-0,753557	-0,625383

(Suite page suivante...)

(TAB. B.10, suite de la page précédente)

Var. 15	-0,182798	-0,119937	-0,082732	0,171533	-0,298852	-0,246706
Var. 16	0,269812	0,228894	0,172602	0,015604	0,178364	0,146939
Var. 17	-0,133925	0,058310	-0,173762	0,021169	-0,053249	-0,041900
Var. 18	-0,377787	0,185953	-0,148617	0,071544	-0,081460	-0,070325
Var. 19	0,038260	-0,103138	-0,136940	0,004436	-0,057225	-0,212432
Var. 20	0,029955	0,038326	0,147500	0,021554	0,035941	-0,090414
Var. 21	-0,130407	0,095381	-0,172153	0,056504	0,006700	0,114253
Var. 22	-0,451172	-0,468751	-0,514313	-0,285069	-0,438085	-0,383299
Var. 23	0,056959	-0,098323	0,003597	-0,042536	-0,002958	0,025836
Var. 24	0,438448	0,316316	0,143730	0,105891	0,277423	0,093200
Var. 25	0	0	0	0	0	0
Var. 26	0	0	0	0	0	0
Var. 27	0	0	0	0	0	0
Var. 28	0	0	0	0	0	0
Var. 29	-0,037141	0,040775	0,005926	0,000553	-0,031836	0,007641
Var. 30	0	0	0	0	0	0
Var. 31	0	0	0	0	0	0
Var. 32	0	0	0	0	0	0
Var. 33	0	0	0	0	0	0
Var. 34	0	0	0	0	0	0
Var. 35	0	0	0	0	0	0
Var. 36	0,005348	0,004431	0,003193	0,000455	0,005035	0,003838
Var. 37	0,001545	0,001181	0,000847	0,000112	0,001423	0,001067
Var. 38	0,001860	0,001365	0,001062	0,000168	0,001907	0,001339
Var. 39	0	0	0	0	0	0
Var. 40	0	0	0	0	0	0
Coupure	0,221972	0,190643	0,321618	0,030611	0,244875	0,421942

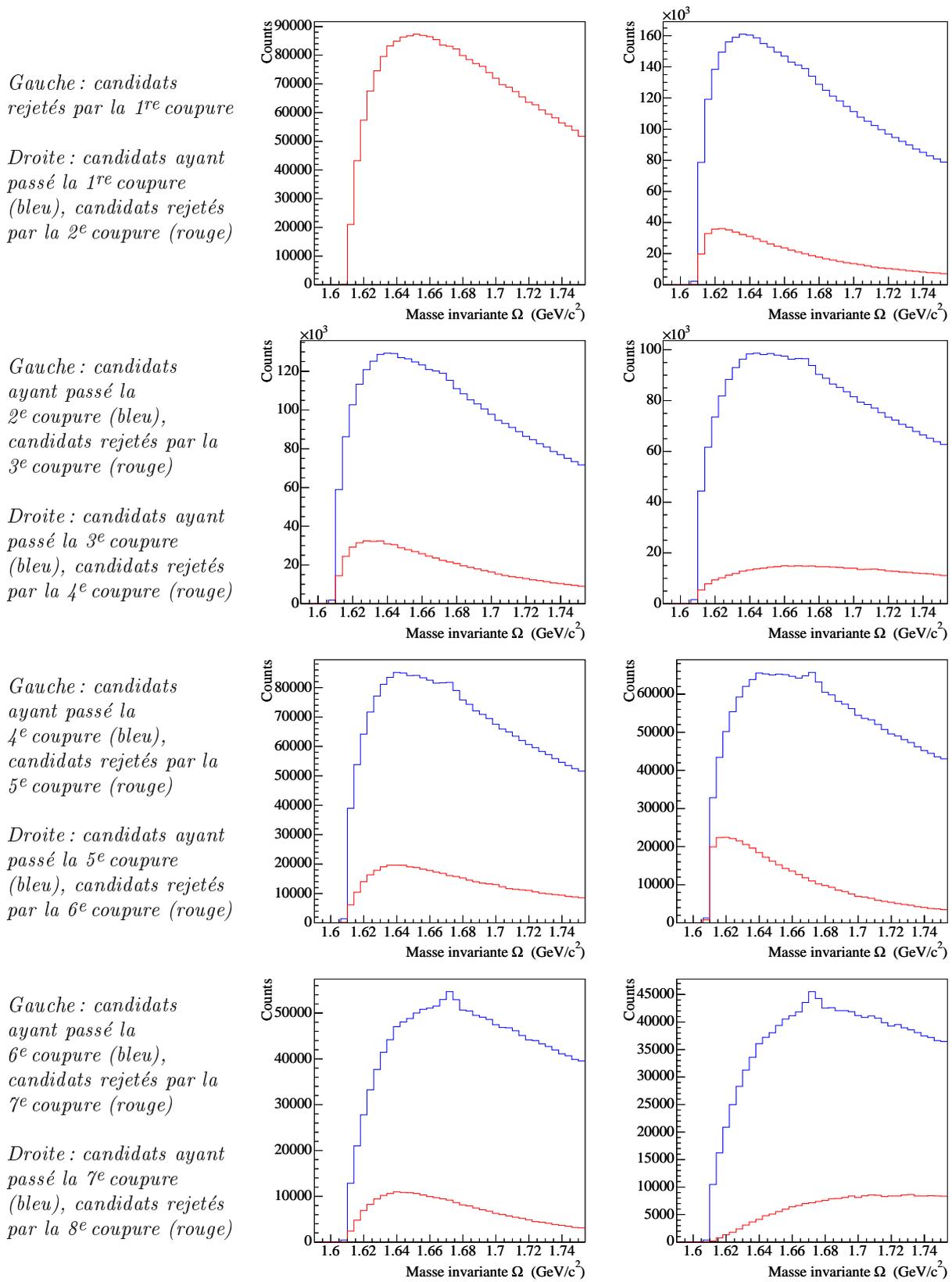
TAB. B.11 — Coordonnées des vecteurs ADL des 6 dernières coupures pour le Ω

	Direction 25	Direction 26	Direction 27	Direction 28	Direction 29	Direction 30
Var. 1	0,008103	0,005730	-0,020176	-0,021547	-0,017069	-0,010103
Var. 2	0,012909	0,011824	-0,016744	-0,014677	-0,010052	-0,005854
Var. 3	-0,013676	-0,012683	0,016177	0,013865	0,009198	0,005119
Var. 4	-0,071189	-0,095079	-0,136895	-0,108378	-0,121939	0,031226
Var. 5	-0,043701	-0,043259	-0,111898	-0,033211	-0,044389	-0,158631
Var. 6	-0,160781	-0,411393	-0,255295	-0,086294	-0,257806	-0,194748
Var. 7	0,142456	0,120952	0,313847	0,089862	0,121634	0,331059
Var. 8	0,013526	0,014719	0,124174	0,049368	0,015192	0,130314
Var. 9	0,001996	0,001828	0,001079	0,001424	0,001177	0,001300
Var. 10	0,112798	-0,002584	-0,000906	0,000818	0,001375	0,001096
Var. 11	0	0	0	0	0	0
Var. 12	0	0	0	0	0	0
Var. 13	0	0	0	0	0	0
Var. 14	-0,502695	-0,654416	-0,641204	-0,477022	-0,611383	-0,614901
Var. 15	-0,270251	-0,521248	-0,320176	-0,590492	-0,218942	-0,182843
Var. 16	0,077801	0,123867	0,110004	0,113828	0,066347	0,082379
Var. 17	-0,038012	0,129688	-0,063540	-0,020033	-0,056106	-0,183215
Var. 18	-0,360605	0,085105	-0,016506	-0,170311	0,094289	-0,205403
Var. 19	0,070427	-0,084536	0,308429	-0,038315	-0,171228	-0,234224

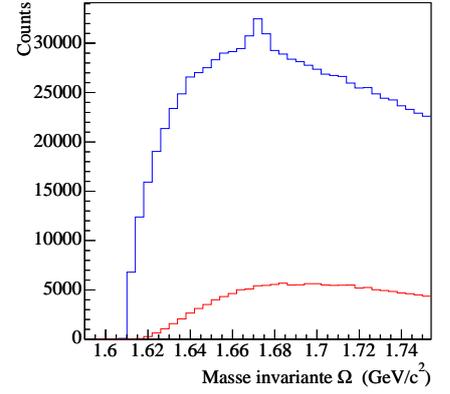
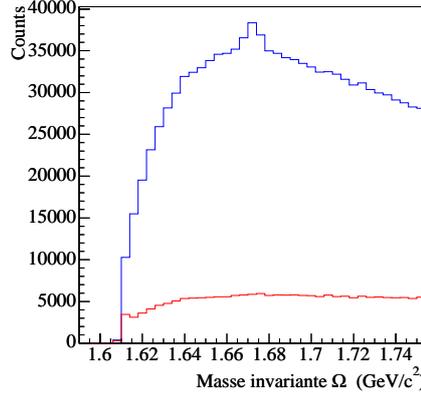
(Suite page suivante...)

(TAB. B.11, suite de la page précédente)

Var. 20	0,015418	0,085690	0,148820	0,008137	0,005371	0,138907
Var. 21	-0,118157	-0,004733	-0,343417	-0,010851	0,123932	-0,277438
Var. 22	-0,488492	-0,153306	0,018736	-0,367951	-0,571919	-0,262908
Var. 23	0,055214	-0,045986	-0,015473	-0,014764	0,013381	0,032051
Var. 24	0,456768	0,153444	0,144385	0,456484	0,301675	0,303511
Var. 25	0	0	0	0	0	0
Var. 26	0	0	0	0	0	0
Var. 27	0	0	0	0	0	0
Var. 28	0	0	0	0	0	0
Var. 29	-0,027954	-0,039738	0,044270	-0,063623	-0,002452	-0,041117
Var. 30	0	0	0	0	0	0
Var. 31	0	0	0	0	0	0
Var. 32	0	0	0	0	0	0
Var. 33	0	0	0	0	0	0
Var. 34	0	0	0	0	0	0
Var. 35	0	0	0	0	0	0
Var. 36	0,004633	0,005629	0,003844	0,005600	0,005417	0,004324
Var. 37	0,001345	0,001391	0,001042	0,001707	0,001409	0,001050
Var. 38	0,001589	0,001892	0,001359	0,002344	0,001805	0,001651
Var. 39	0	0	0	0	0	0
Var. 40	0	0	0	0	0	0
Coupure	0,300006	0,188413	0,388303	0,241029	0,215826	0,5

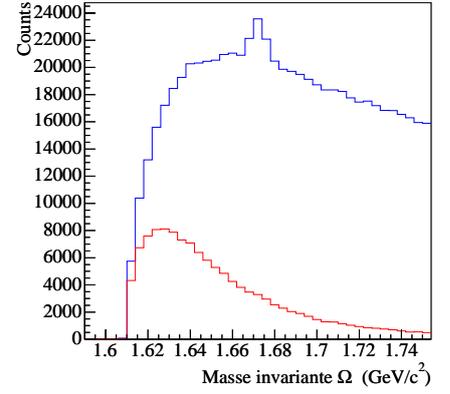
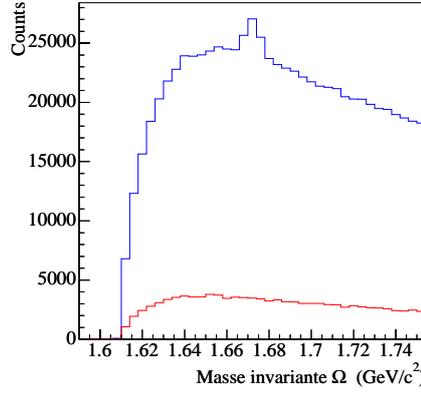

 FIG. B.4 — Candidats $\Omega + \bar{\Omega}$ acceptés (en bleu) et rejetés (en rouge) par les 8 premières coupures ADL

Gauche : candidats ayant passé la 8^e coupure (bleu), candidats rejetés par la 9^e coupure (rouge)



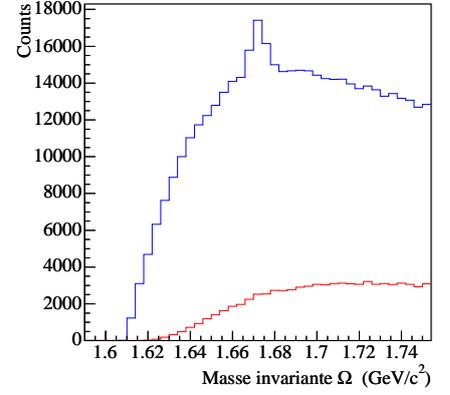
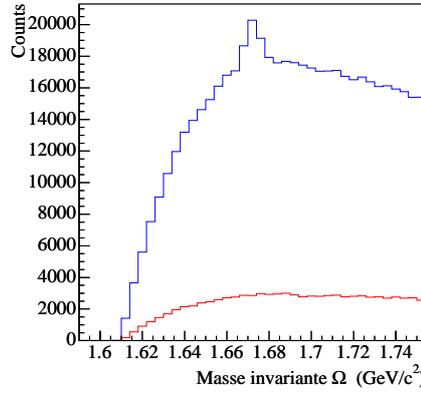
Droite : candidats ayant passé la 9^e coupure (bleu), candidats rejetés par la 10^e coupure (rouge)

Gauche : candidats ayant passé la 10^e coupure (bleu), candidats rejetés par la 11^e coupure (rouge)



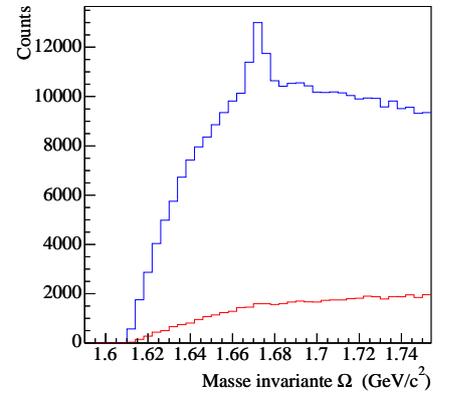
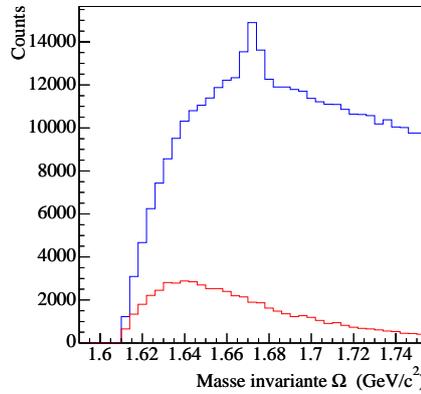
Droite : candidats ayant passé la 11^e coupure (bleu), candidats rejetés par la 12^e coupure (rouge)

Gauche : candidats ayant passé la 12^e coupure (bleu), candidats rejetés par la 13^e coupure (rouge)



Droite : candidats ayant passé la 13^e coupure (bleu), candidats rejetés par la 14^e coupure (rouge)

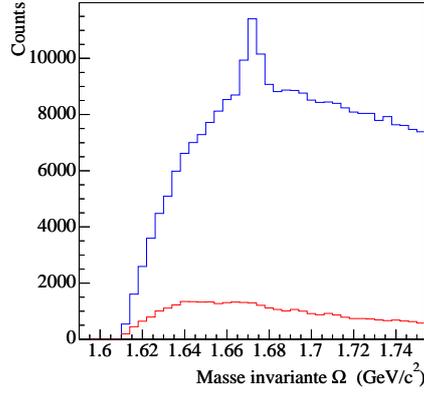
Gauche : candidats ayant passé la 14^e coupure (bleu), candidats rejetés par la 15^e coupure (rouge)



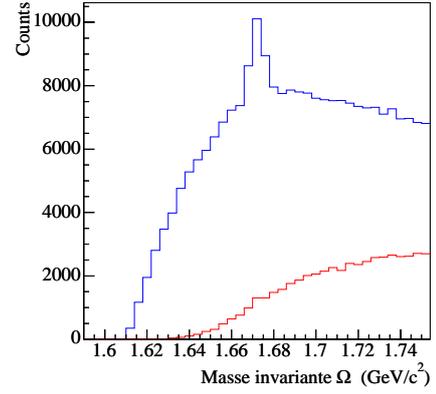
Droite : candidats ayant passé la 15^e coupure (bleu), candidats rejetés par la 16^e coupure (rouge)

FIG. B.5 – Candidats $\Omega + \bar{\Omega}$ acceptés (en bleu) et rejetés (en rouge) par les coupures ADL 9 à 16

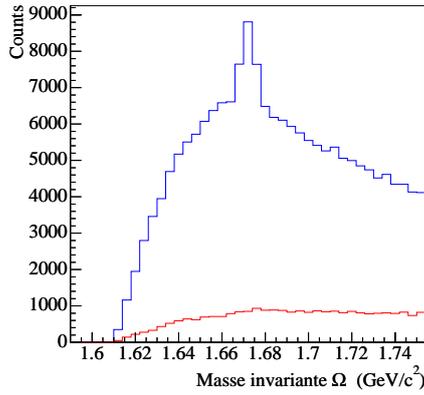
Gauche : candidats ayant passé la 16^e coupure (bleu), candidats rejetés par la 17^e coupure (rouge)



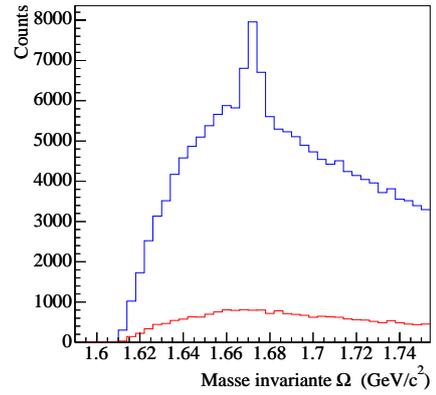
Droite : candidats ayant passé la 17^e coupure (bleu), candidats rejetés par la 18^e coupure (rouge)



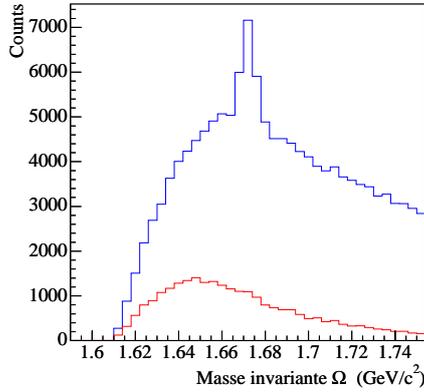
Gauche : candidats ayant passé la 18^e coupure (bleu), candidats rejetés par la 19^e coupure (rouge)



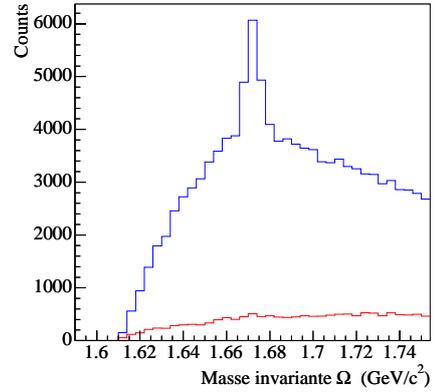
Droite : candidats ayant passé la 19^e coupure (bleu), candidats rejetés par la 20^e coupure (rouge)



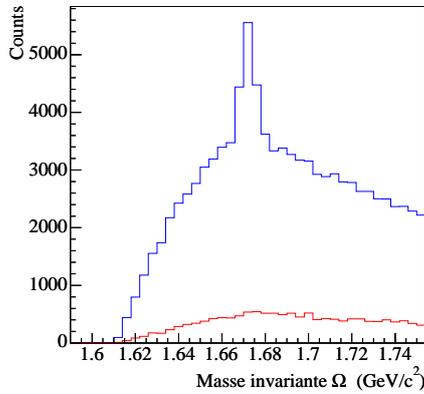
Gauche : candidats ayant passé la 20^e coupure (bleu), candidats rejetés par la 21^e coupure (rouge)



Droite : candidats ayant passé la 21^e coupure (bleu), candidats rejetés par la 22^e coupure (rouge)



Gauche : candidats ayant passé la 22^e coupure (bleu), candidats rejetés par la 23^e coupure (rouge)



Droite : candidats ayant passé la 23^e coupure (bleu), candidats rejetés par la 24^e coupure (rouge)

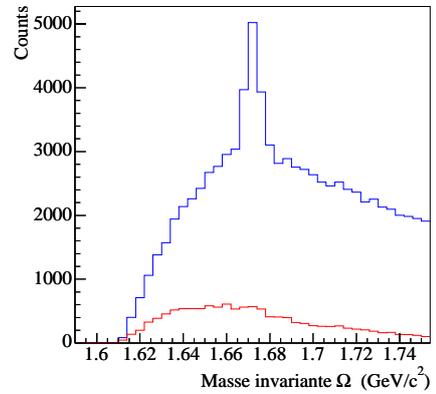
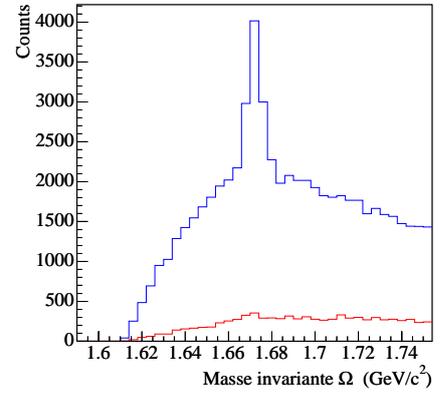
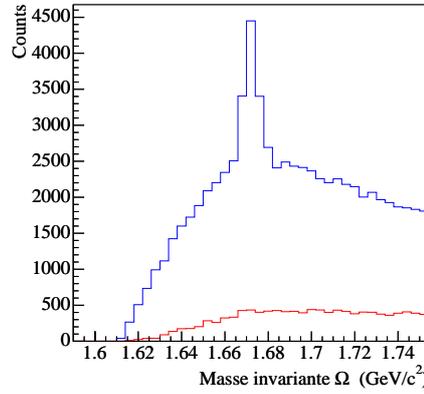


FIG. B.6 — *Candidats $\Omega + \bar{\Omega}$ acceptés (en bleu) et rejetés (en rouge) par les coupures ADL 17 à 24*

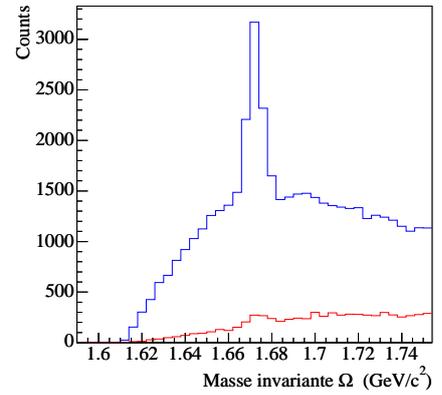
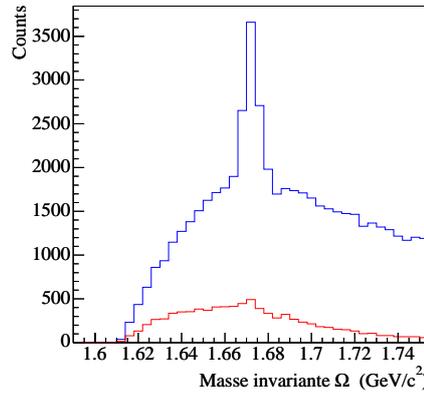
Gauche : candidats ayant passé la 24^e coupure (bleu), candidats rejetés par la 25^e coupure (rouge)

Droite : candidats ayant passé la 25^e coupure (bleu), candidats rejetés par la 26^e coupure (rouge)



Gauche : candidats ayant passé la 26^e coupure (bleu), candidats rejetés par la 27^e coupure (rouge)

Droite : candidats ayant passé la 27^e coupure (bleu), candidats rejetés par la 28^e coupure (rouge)



Gauche : candidats ayant passé la 28^e coupure (bleu), candidats rejetés par la 29^e coupure (rouge)

Droite : candidats ayant passé la 29^e coupure (bleu), candidats rejetés par la dernière coupure (rouge)

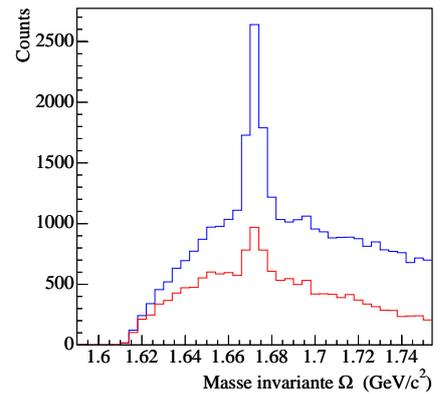
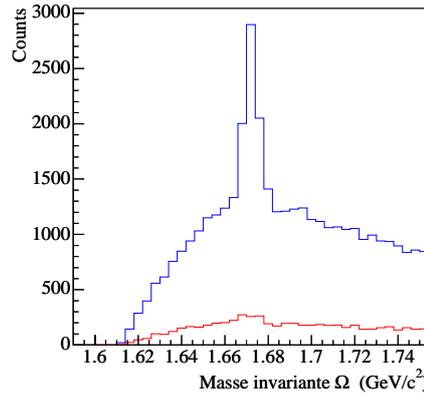


FIG. B.7 – Candidats $\Omega + \bar{\Omega}$ acceptés (en bleu) et rejetés (en rouge) par les 8 dernières coupures ADL

Annexe C

Distributions de signal et de bruit

Les figures présentées ici sont les distributions des 25 variables utilisées dans l'ADL, pour les Ξ et les Ω . Les courbes vertes sont les distributions du signal et sont issues de l'embedding, les courbes rouges sont celles du fond et viennent des données réelles. Ces dernières n'ont pas subi de coupure en masse invariante, il y a donc un peu de signal dedans; ceci se ressent essentiellement pour les distributions de Ξ après coupures.

Plusieurs distributions sont tracées dans chaque graphe. Les distributions normalisées au maximum du graphe sont celles après application des coupures de reconstruction, des coupures servant à borner les distributions (TAB. B.1 p. 171), et des coupures classiques complétant les coupures ADL (TAB. V.5 p. 95). Aux coupures en masse invariante près, ce sont donc également les distributions des candidats des échantillons-test servant à entraîner l'ADL. Les distributions normalisées à la moitié du minimum du graphe sont celles après application de l'ensemble des coupures d'analyse ADL, c'est-à-dire les précédentes plus les coupures ADL. L'échelle en ordonnées est celle de la distribution du bruit sans coupures ADL.

Sur chaque figure, une ligne bleue a été ajoutée dans sa partie supérieure pour visualiser la valeur de la coupure classique appliquée sur la variable considérée (lorsqu'une telle coupure est effectivement appliquée dans les jeux de coupures classiques). Il ne faut pas oublier cependant que des coupures corrélées sont également utilisées (3 pour le Ω , et une en fonction du p_{\perp} pour le Ξ).

1 Coupures géométriques

Les 10 variables géométriques sont, dans l'ordre: la longueur de décroissance du Ξ , celle du Λ , la distance entre le vertex de décroissance du Λ et le vertex primaire, la distance de plus courte approche entre les filles du Ξ , celle entre les filles du Λ , la distance de plus courte approche au vertex primaire du Ξ , du Λ , du bachelor, du méson et du baryon.

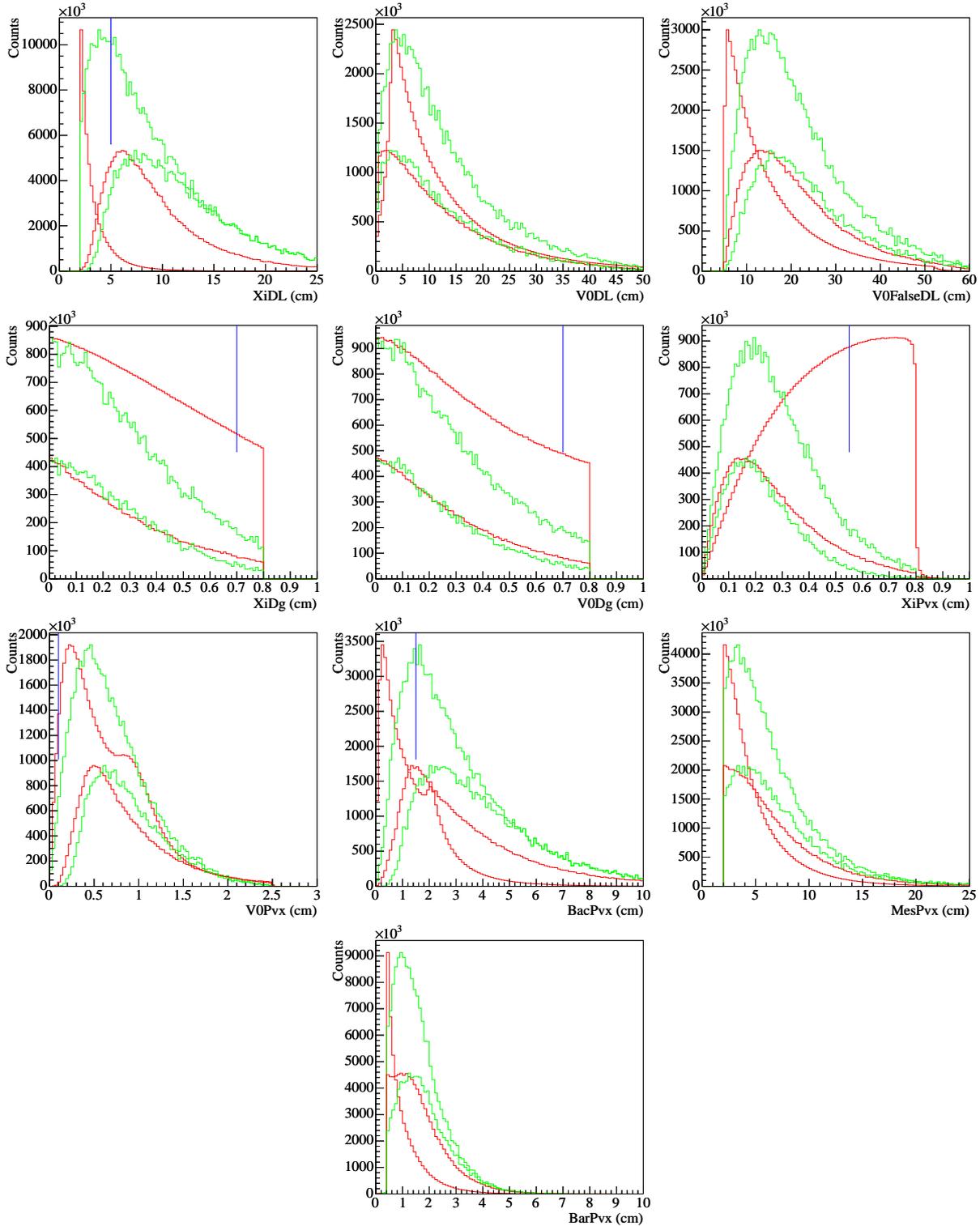
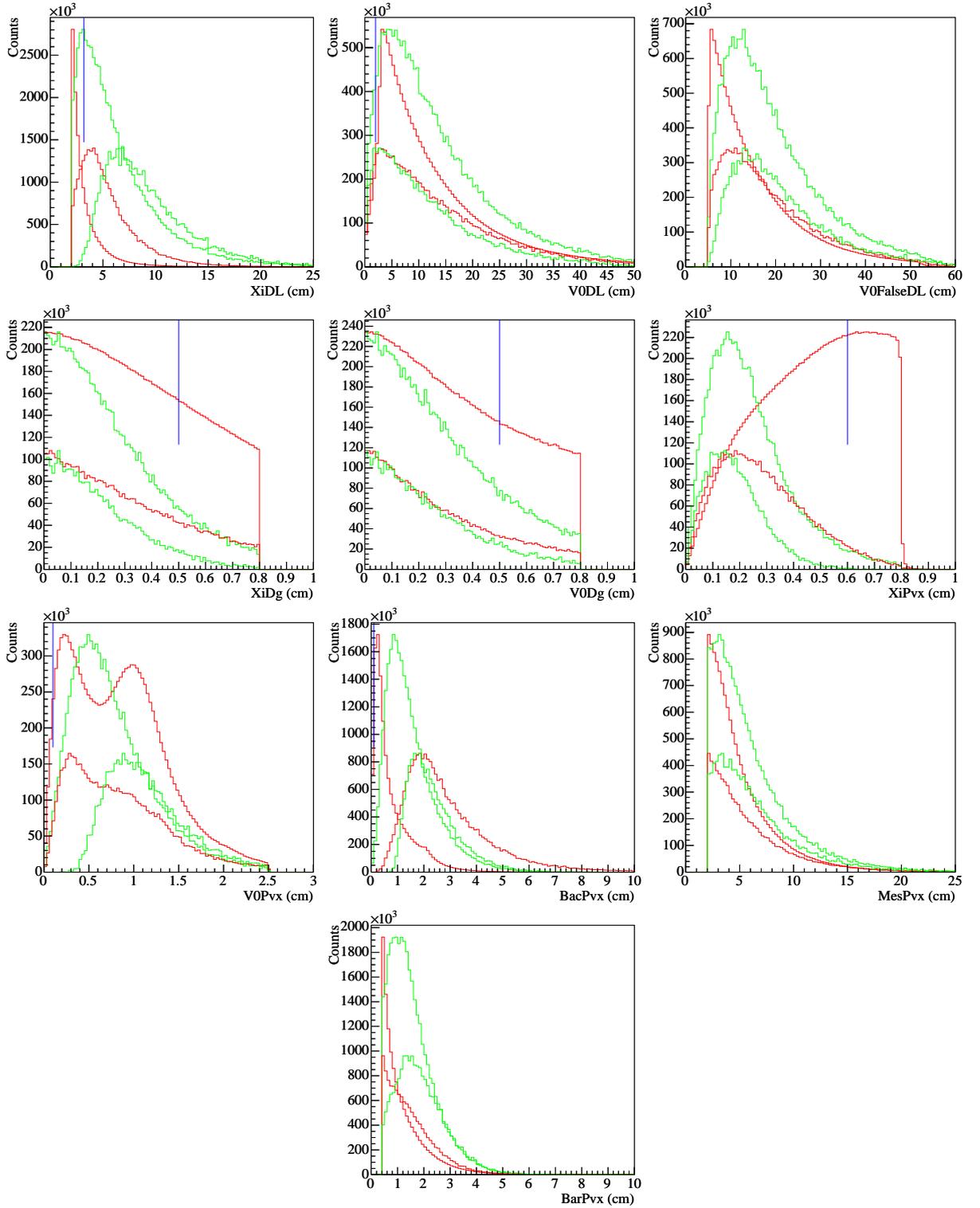


FIG. C.1 – Distributions des variables de coupures géométriques pour les $\Xi + \bar{\Xi}$

FIG. C.2 – Distributions des variables de coupures géométriques pour les $\Omega + \bar{\Omega}$

2 Angles de pointage

Les 11 angles de pointage sont dans le même ordre que dans le tableau B.1 et sont exprimés en radians.

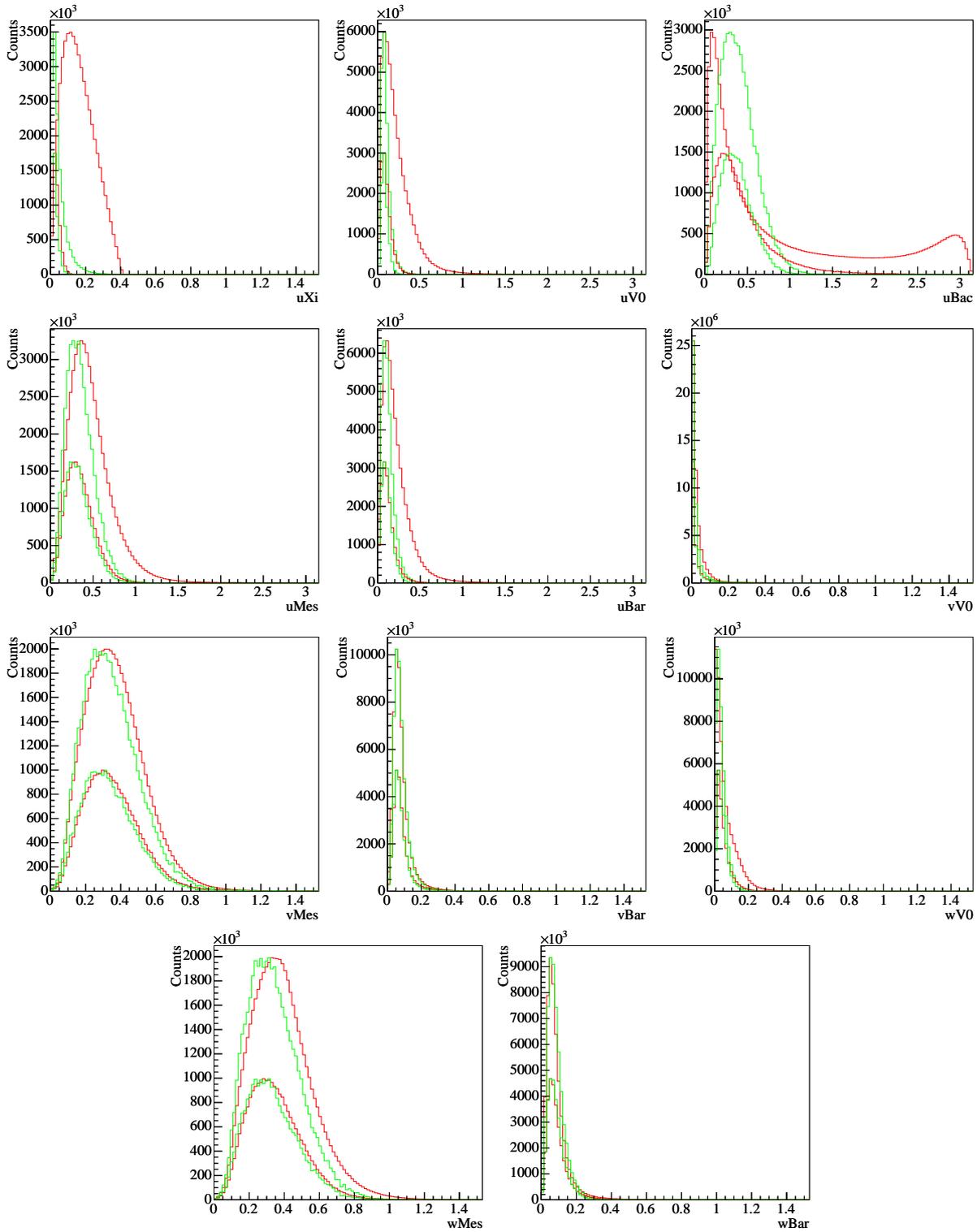
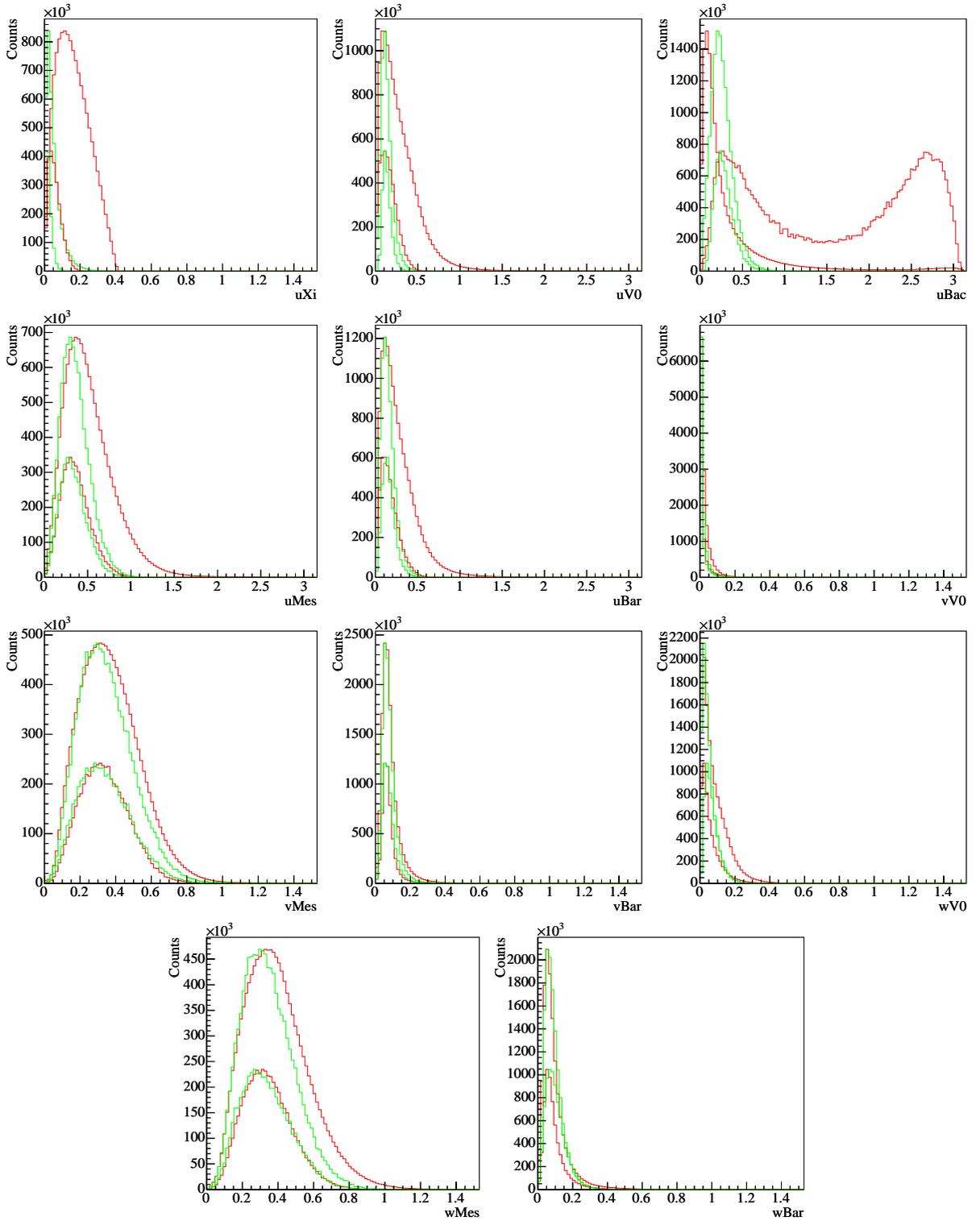


FIG. C.3 – Distributions des angles de pointage pour les $\Xi + \Xi$

FIG. C.4 – Distributions des angles de pointage pour les $\Omega + \bar{\Omega}$

3 Coupures cinématiques

La seule variable cinématique utilisée dans l'ADL est le $\cos\theta^*$ du Λ .

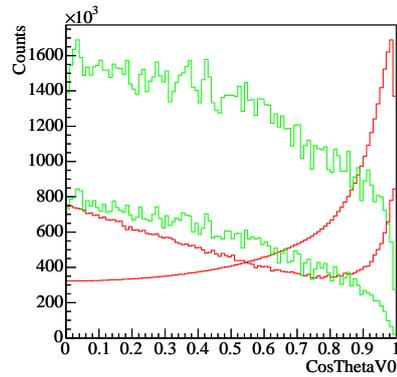


FIG. C.5 – Distribution des coupures cinématiques pour les $\Xi + \bar{\Xi}$

4 Nombre de points dans la TPC

Les distributions de ces figures sont, de gauche à droite, le nombre de points laissés dans la TPC par la trace du bachelor, du méson et du baryon.

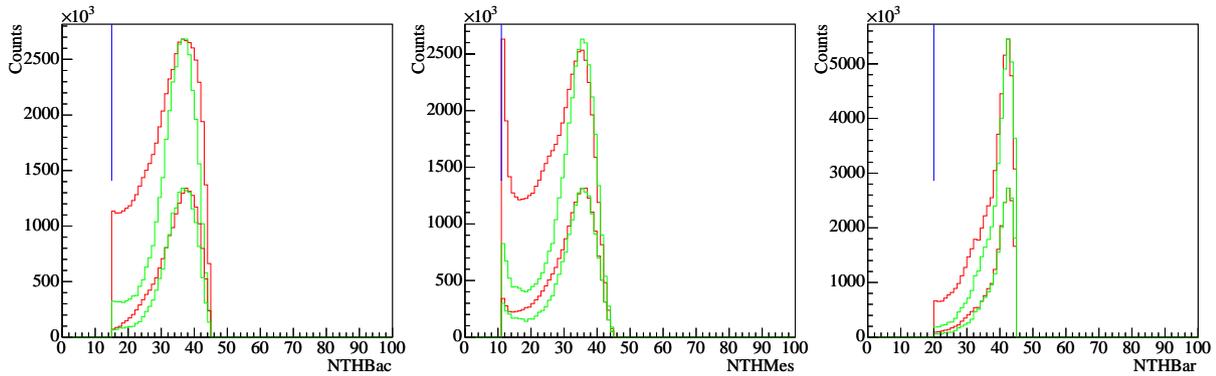
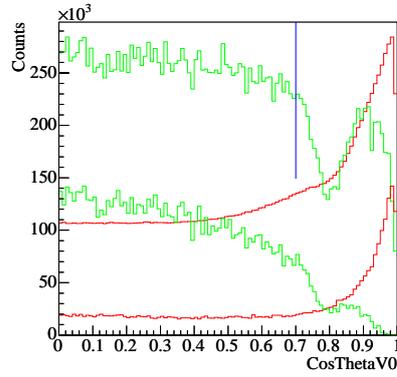
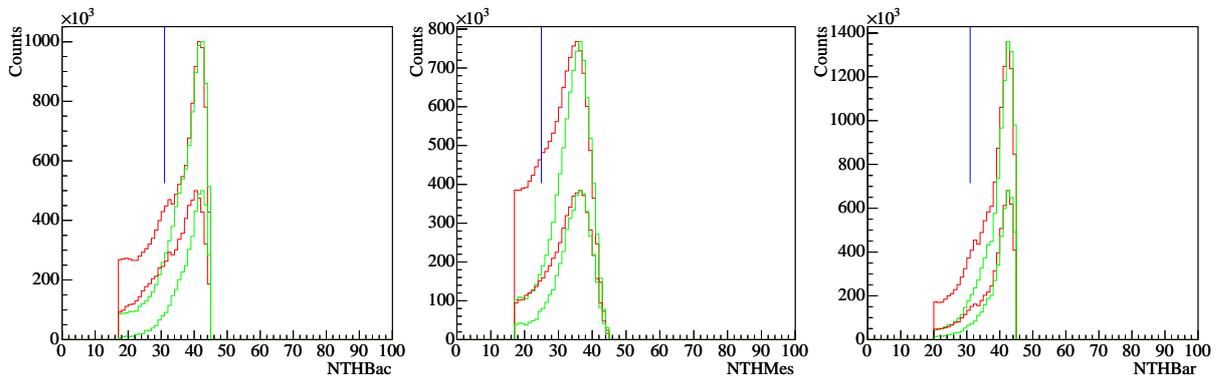


FIG. C.6 – Distributions des nombres de points dans la TPC pour les $\Xi + \bar{\Xi}$

FIG. C.7 – Distribution des coupures cinématiques pour les $\Omega + \bar{\Omega}$ FIG. C.8 – Distributions des nombres de points dans la TPC pour les $\Omega + \bar{\Omega}$

Bibliographie

- [1] *Institut de Mécanique Céleste et de Calcul des Éphémérides.* (2004)
<http://www.bdl.fr/imcce.php?lang=fr>
- [2] B. Hippolyte
Étude 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.
Ph.D. thesis, Université Louis Pasteur, Strasbourg (2002)
- [3] J. Bjorken
Highly relativistic nucleus-nucleus collisions: the central rapidity region.
Phys.Rev. **D27**(1983):140–151
- [4] Collaboration STAR, J. Adams, *et al.*
Production of charged pions and hadrons in Au+Au collisions at $\sqrt{S_{NN}} = 130$ GeV.
Nucl-ex/0311017 (2003)
- [5] R. Snellings
Heavy ion collisions.
Nucl-ex/0310019 (2004)
- [6] P. Braun-Munzinger, D. Magestro, K. Redlich, J. Stachel
Hadron production in Au-Au collisions at RHIC.
Phys.Lett. **B518**(2001):41–46
Hep-ph/0105229
- [7] D. Magestro
Evidence for chemical equilibration at RHIC.
J.Phys.G. **28**(2002):1745–1752
Hep-ph/0112178
- [8] P. Braun-Munzinger, K. Redlich, J. Stachel
Particle production in heavy ion collisions.
Nucl-th/0304013 (2003)
- [9] J. Cleymans, K. Redlich
Unified description of freeze-out parameters in relativistic heavy ion collisions.
Phys.Rev.Lett. **81**(1998):5284–5286
Nucl-th/9808030
- [10] *Particle Physics booklet.* (2004)
- [11] K. Wilson
Confinement of quarks.
Phys.Rev. **D10**(1974):2445–2459
- [12] F. Karsch
Lattice results on QCD thermodynamics.
Nucl.Phys. **A698**(2002):199–208
Hep-ph/0103314, QM2001
- [13] S. Gottlieb
Lattice results with three quark flavours.
J.Phys.G. **30**(2004):S421–S430
Hep-lat/0306013, SQM2003

- [14] C. Allton, *et al.*
The QCD thermal phase transition in the presence of a small chemical potential.
Phys.Rev. **D66**(2002):074507
Hep-lat/0204010
- [15] Z. Fodor, S. Katz
Critical point of QCD at finite T and μ , lattice results for physical quark masses.
JHEP **0404**(2004):050
Hep-lat/0402006
- [16] K. Kanaya
Recent lattice results relevant for heavy ion collisions.
Nucl.Phys. **A715**(2003):233–242
Hep-ph/0209116, QM2002
- [17] Collaboration NA50, M. Abreu, *et al.*
Evidence for deconfinement of quarks and gluons from the J/Ψ suppression pattern measured in Pb-Pb collisions at the CERN-SPS.
Phys.Lett. **B477**(2000):28–36
- [18] Collaboration NA50, M. Abreu, *et al.*
The dependence of the anomalous J/Ψ suppression on the number of participant nucleons.
Phys.Lett. **B521**(2001):195–203
- [19] S. Digal, P. Petreczky, H. Satz
Sequential quarkonium suppression.
Phys.Lett. **B503**(2001):58–64
Hep-ph/0110406
- [20] Collaboration STAR, C. Adler, *et al.*
Disappearance of back-to-back high- p_{\perp} hadron correlations in central Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.
Phys.Rev.Lett. **90**(2003):082302
Nucl-ex/0210033
- [21] M. Gyulassy, I. Vitev, X.-N. Wang, B.-W. Zhang
Jet quenching and radiative energy loss in dense nuclear matter.
(Hwa, R.C. and Wang X.-N., 2003)
World Scientific edn.
Nucl-th/0302077
- [22] X.-N. Wang
Why the observed jet quenching at RHIC is due to parton energy loss.
Phys.Lett. **B579**(2004):299–308
Nucl-th/0307036
- [23] R. Baier, Y. Dokshitzer, A. Mueller, S. Peigne, D. Schiff
Radiative energy loss and p_{\perp} broadening of high-energy partons in nuclei.
Nucl.Phys. **B484**(1997):265–282
Hep-ph/9608322
- [24] Collaboration STAR, J. Adams, *et al.*
Azimuthal anisotropy and correlations at large transverse momenta in p+p and Au+Au collisions at $\sqrt{s_{NN}} = 200$ GeV.
Nucl-ex/0407007 (2004)
- [25] Collaboration STAR, J. Adams, *et al.*
Evidence from d+Au measurements for final-state suppression of high p_{\perp} hadrons in Au+Au collisions at RHIC.
Phys.Rev.Lett. **91**(2003):072304
Nucl-ex/0306024
- [26] X.-N. Wang
High p_{\perp} hadron spectra, azimuthal anisotropy and back to back correlations in high-energy heavy ion collisions.

- Phys.Lett. **B595**(2004):165–170
Nucl-th/0305010
- [27] I. Vitev, M. Gyulassy
High p_{\perp} tomography of $d+Au$ and $Au+Au$ at SPS, RHIC, and LHC.
Phys.Rev.Lett. **89**(2002):252301
Hep-ph/0209161
- [28] Collaboration PHOBOS, B. Back, *et al.*
Energy dependence of particle multiplicities in central $Au+Au$ collisions.
Phys.Rev.Lett. **88**(2002):022302
Nucl-ex/0108009
- [29] P. Kolb, J. Sollfrank, U. Heinz
Anisotropic transverse flow and the quark hadron phase transition.
Phys.Rev. **C62**(2000):054909
Hep-ph/0006129
- [30] Collaboration STAR, C. Adler, *et al.*
Identified particle elliptic flow in $Au+Au$ collisions at $\sqrt{S_{NN}} = 130$ GeV.
Phys.Rev.Lett. **87**(2001):182301
Nucl-ex/0107003
- [31] Collaboration STAR, J. Adams, *et al.*
Particle-type dependence of azimuthal anisotropy and nuclear modification of particle production in $Au+Au$ collisions at $\sqrt{S_{NN}} = 200$ GeV.
Phys.Rev.Lett. **92**(2004):052302
Nucl-ex/0306007
- [32] P. Kolb, U. Heinz
Hydrodynamic description of ultrarelativistic heavy ion collisions.
(Hwa, R.C. and Wang X.-N., 2003)
World Scientific edn.
Nucl-th/0305084
- [33] P. Huovinen, P. Kolb, U. Heinz, P. Ruuskanen, S. Voloshin
Radial and elliptic flow at RHIC: further predictions.
Phys.Lett. **B503**(2001):58–64
Hep-ph/0101136
- [34] P. Sorensen
Kaon and lambda production at intermediate p_{\perp} : insights into the hadronization of the bulk partonic matter created in $Au+Au$ collisions at RHIC.
Ph.D. thesis, University of California, Los Angeles (2003)
- [35] J. Rafelski, B. Müller
Strangeness production in the quark-gluon plasma.
Phys.Rev.Lett. **48**(1982):1066–1069
- [36] J. Rafelski, B. Müller
Strangeness production in the quark-gluon plasma.
Phys.Rev.Lett. **56**(1986):2334
- [37] P. Koch, B. Müller, J. Rafelski
Strangeness in relativistic heavy-ion collisions.
Phys.Rept. **142**(1986):167–262
- [38] A. Tounsi, A. Mischke, K. Redlich
Canonical aspects of strangeness enhancement.
Nucl.Phys. **A715**(2003):565–568
Hep-ph/0209284
- [39] A. Tounsi, K. Redlich
Canonical constraints on particle production.
J.Phys.G **28**(2002):2095–2102

- [40] A. Tounsi, K. Redlich
Strangeness enhancement and energy dependence in heavy ion collisions.
Eur.Phys.J. **C24**(2002):589–594
Hep-ph/0111261
- [41] H. van Hecke, H. Sorge, N. Xu
Evidence of early multistrange hadron freezeout in high-energy nuclear collisions.
Phys.Rev.Lett. **81**(1998):5764–5767
Nucl-th/9804035
- [42] K. Schweda, for the STAR collaboration
Highlights from STAR.
J.Phys.G **30**(2004):S693–S700
Nucl-ex/0403032
- [43] H. Hahn, *et al.*
The RHIC design overview.
Nucl.Instrum.Meth. **A499**(2003):245–263
- [44] L. Ahrens, *et al.*
Commissioning results and applications.
Nucl.Instrum.Meth. **A499**(2003):415–427
- [45] M. Adamczyk, *et al.*
The Brahm's experiment at RHIC.
Nucl.Instrum.Meth. **A499**(2003):437–468
- [46] K. Adcox, *et al.*
Phenix detector overview.
Nucl.Instrum.Meth. **A499**(2003):469–479
- [47] B. Back, *et al.*
The Phobos detector at RHIC.
Nucl.Instrum.Meth. **A499**(2003):603–623
- [48] F. Bergsma, *et al.*
The STAR detector magnet subsystem.
Nucl.Instrum.Meth. **A499**(2003):633–639
- [49] K. Ackermann, *et al.*
The forward time projection chamber in STAR.
Nucl.Instrum.Meth. **A499**(2003):713–719
Nucl-ex/0211014
- [50] F. Bieser, *et al.*
The STAR trigger.
Nucl.Instrum.Meth. **A499**(2003):766–777
- [51] M. Anderson, *et al.*
The STAR time projection chamber: a unique tool for studying high multiplicity events at RHIC.
Nucl.Instrum.Meth. **A499**(2003):659–678
Nucl-ex/0301015
- [52] J. Abele, *et al.*
The laser system for the STAR time projection chamber.
Nucl.Instrum.Meth. **A499**(2003):692–702
- [53] L. Kotchenda, *et al.*
STAR TPC gas system.
Nucl.Instrum.Meth. **A499**(2003):703–712
- [54] R. Bellwied, *et al.*
The STAR Silicon Vertex Tracker: a large area Silicon Drift Detector.
Nucl.Instrum.Meth. **A499**(2003):640–651
- [55] C. Suire
Conception et réalisation de modules de détection pour le trajectographe interne de l'expérience STAR.
Ph.D. thesis, Université Louis Pasteur, Strasbourg (2001)

- [56] W. Pinganaud
Contributions au développement du détecteur au silicium à micropistes de l'expérience STAR au RHIC.
 Ph.D. thesis, Université de Nantes (2000)
- [57] L. Arnold, *et al.*
The STAR Silicon Strip Detector (SSD).
 Nucl.Instrum.Meth. **A 499**(2003):652–658
 Physics/0211083
- [58] *Run overview of the relativistic heavy ion collider.* (2004)
<http://www.agsrhicome.bnl.gov/RHIC/Runs/>
- [59] Collaboration STAR, K. Ackermann, *et al.*
STAR detector overview.
 Nucl.Instrum.Meth. **A 499**(2003):624–632
- [60] *STAR trigger for run 2001.* (2001)
 STAR internal document
http://www.star.bnl.gov/STAR/html/all_1/trigger2001/index.html
- [61] C. Adler, *et al.*
The STAR Level-3 trigger system.
 Nucl.Instrum.Meth. **A 499**(2003):778–791
- [62] *StEvent, user guide and reference manual.* (2004)
 STAR internal document
http://www.star.bnl.gov/STAR/comp/root/special_docs.html
- [63] *StEvent class reference.*
 STAR internal document
<http://www.star.bnl.gov/webdatanfs/dox/html/classStEvent.html>
- [64] P. Jacobs, D. Irmscher
GSTAR: a geant-based detector simulation chain for STAR.
 Star note SN0235 (1996)
- [65] W. Gong
The STAR-TPC slow simulator.
 Star note SN0197 (1995)
- [66] J. Faivre
Secondary vertex finders documentation.
 STAR internal document
http://www.star.bnl.gov/STAR/comp/root/special_docs.html (2004)
- [67] *StRoot/StSecondaryVertexMaker/ CVS repository.* (2004)
 STAR internal document
<http://www.star.bnl.gov/cgi-bin/cvsweb.cgi/StRoot/StSecondaryVertexMaker/>
- [68] J. Speltz : private communication
- [69] R. Duda, P. Hart, D. Stork
Pattern classification.
 (Wiley Interscience)
- [70] S. Faisan : private communication
- [71] P. Lutz
Un exemple d'analyse multidimensionnelle : l'analyse discriminante.
 Cours de l'école de Gif (1988)
- [72] *Glauber calculations at $\sqrt{S_{NN}} = 200$ GeV.*
 STAR internal document
<http://www.star.bnl.gov/protected/highpt/jklay/AuAu62/glauber/comparison.txt>
- [73] J. Castillo
Production de particules doublement étranges dans les collisions d'ions lourds ultra-relativistes à $\sqrt{S_{NN}} = 130$ GeV.
 Ph.D. thesis, Université Denis Diderot, Paris VII (2002)

- [74] C. Lansdell
Charged Ξ production in 130 GeV Au+Au collisions at the relativistic heavy ion collider.
Ph.D. thesis, University of Texas, Austin (2002)
- [75] L. Gaudichet
Production de $\Lambda(1520)$ dans les collisions $p+p$ et $Au+Au$ à $\sqrt{S_{NN}} = 200$ GeV dans l'expérience STAR au RHIC.
Ph.D. thesis, Université de Nantes (2003)
- [76] L. Gaudichet
Event asymmetry effect on event mixing distributions.
Star note SN0446 (2003)
- [77] Collaboration STAR, J. Adams, *et al.*
Strange anti-particle to particle ratios at mid-rapidity in $\sqrt{S_{NN}} = 130$ GeV Au+Au collisions.
Phys.Lett. **B567**(2003):167–174
Nucl-ex/0211024
- [78] R. Hagedorn
Multiplicities, p_{\perp} distributions and the expected hadron rightarrow quark-gluon phase transition.
Riv.Nuovo Cim. **6N10**(1984):1–50
- [79] M. Estienne: Star collaboration meeting, June 2003
<http://www.star.bnl.gov/protected/strange/estienne/PhoneMeeting/AnalysisMeetingJune20030K.ppt>
- [80] J. Castillo: private communication
- [81] M. Estienne: private communication
- [82] C. Suire: Star collaboration meeting, June 2003
http://www.star.bnl.gov/protected/strange/suire/Talk/AnaMee_0603/OmegasAt200GeV.ppt
- [83] C. Suire: private communication
- [84] E. Schnedermann, J. Sollfrank, U. Heinz
Thermal phenomenology of hadrons from 200 A GeV S+S collisions.
Phys.Rev. **C48**(1993):2462–2475
Nucl-th/9307020
- [85] Collaboration STAR, J. Adams, *et al.*
Identified particle distributions in pp and Au+Au collisions at $\sqrt{S_{NN}} = 200$ GeV.
Phys.Rev.Lett. **92**(2003):112301
Nucl-ex/0310004
- [86] J. Speltz, for the STAR collaboration
Investigating multi-strange baryon production and its excitation function in high energy heavy ion collisions.
To be published in J.Phys.G (2004)
- [87] Collaboration STAR, C. Adler, *et al.*
Mid-rapidity anti-proton to proton ratio from Au+Au collisions at $\sqrt{S_{NN}} = 130$ GeV.
Phys.Rev.Lett. **86**(2001):4778–4782
Nucl-ex/0104022
- [88] Collaboration STAR, C. Adler, *et al.*
Erratum: Mid-rapidity anti-proton to proton ratio from Au+Au collisions at $\sqrt{S_{NN}} = 130$ GeV.
Phys.Rev.Lett. **90**(2001):119903(E)
- [89] Collaboration STAR, C. Adler, *et al.*
Kaon production and kaon to pion ratio in Au+Au collisions at $\sqrt{S_{NN}} = 130$ GeV.
Phys.Lett. **B595**(2002):143–150
Nucl-ex/0206008
- [90] Collaboration STAR, C. Adler, *et al.*
Mid-rapidity Λ and $\bar{\Lambda}$ production in Au+Au collisions at $\sqrt{S_{NN}} = 130$ GeV.
Phys.Rev.Lett. **89**(2002):092301
Nucl-ex/0203016

- [91] Collaboration STAR, J. Adams, *et al.*
Multi-strange baryon production in Au+Au collisions at $\sqrt{S_{NN}} = 130$ GeV.
Phys.Rev.Lett. **92**(2004):182301
Nucl-ex/0307024
- [92] Collaboration NA57, F. Antinori, *et al.*
Energy dependance of hyperon production in nucleus-nucleus collisions at SPS.
Phys.Lett. **B595**(2004):68–74
Nucl-ex/0403022
- [93] G. Bruno, for the NA57 collaboration
New results from NA57 experiment.
J.Phys.G **30**(2004):S717–S724
Nucl-ex/0403036
- [94] Collaboration NA57, F. Antinori, *et al.*
Study of the transverse mass spectra of strange particles in Pb-Pb collisions at 158 A GeV/c..
J.Phys.G **30**(2004):823–840
Nucl-ex/0403016
- [95] A. Bialas
Quark model and strange baryon production in heavy ion collisions.
Phys.Lett. **B442**(1998):449–452
Hep-ph/9808434
- [96] J. Zimányi, T. S. Biró, T. Csörgő, P. Lévai
Quark liberation and coalescence at CERN SPS.
Phys.Lett. **B472**(2000):243–246
- [97] J. Zimányi, P. Lévai, T. Csörgő, T. Biró
Hyperon ratios at RHIC and the coalescence predictions at mid-rapidity.
Hep-ph/0103156 (2000)
- [98] J. Zimányi, P. Lévai, T. Biró
Faces of quark matter.
Heavy Ion Phys. **17**(2003):205–217
Hep-ph/0205192
- [99] J. Cleymans, B. Kampfer, M. Kaneta, S. Wheaton, N. Xu
Centrality dependence of thermal parameters deduced from hadron multiplicities in Au+Au collisions at $\sqrt{S_{NN}} = 130$ GeV.
Hep-ph/0409071 (2004)
- [100] D. Magestro
Evidence for chemical equilibration at RHIC.
J.Phys.G **28**(2002):1745–1752
Hep-ph/0112178
- [101] H. Caines, for the STAR collaboration
Volume effects on strangeness production.
To be published in J.Phys.G (2004)
- [102] M. Lamont
Neutral strange particle production in ultra-relativistic heavy ion collisions at $\sqrt{S_{NN}} = 130$ GeV.
Ph.D. thesis, University of Birmingham (2002)
- [103] P. Jacobs, X.-N. Wang
Matter in extremis: ultrarelativistic nuclear collisions at RHIC.
Hep-ph/0405125 (2004)

