



Mesure de la polarisation du baryon lourd Λ_b avec le détecteur LHCb. Recherche de la violation directe de la symétrie de renversement du temps T

Ibrahim El Rifai

► To cite this version:

Ibrahim El Rifai. Mesure de la polarisation du baryon lourd Λ_b avec le détecteur LHCb. Recherche de la violation directe de la symétrie de renversement du temps T. Autre [cond-mat.other]. Université Blaise Pascal - Clermont-Ferrand II, 2015. Français. <NNT : 2015CLF22560>. <tel-01226207>

HAL Id: tel-01226207

<https://tel.archives-ouvertes.fr/tel-01226207>

Submitted on 9 Nov 2015

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.

**UNIVERSITÉ BLAISE PASCAL DE
CLERMONT-FERRAND**
(U.F.R. Sciences et Technologies)

ÉCOLE DOCTORALE DES SCIENCES FONDAMENTALES

THÈSE

présentée pour obtenir le grade de

DOCTEUR D'UNIVERSITÉ

Spécialité : PHYSIQUE DES PARTICULES

par

Ibrahim El RIFAI

**Mesure de la Polarisation du Baryon Lourd Λ_b avec le Détecteur LHCb.
Recherche de la Violation Directe de la Symétrie de Renversement du
Temps T.**

Thèse soutenue publiquement le 24 mars 2015, devant la commission d'examen :

M. A.	FALVARD	<i>Président du jury</i>
M. Z.	AJALTOUNI	<i>Directeur de thèse</i>
M. F.	BLANC	<i>Examineur</i>
M. P.	PERRET	<i>Examineur</i>
M. J-M.	RICHARD	<i>Rapporteur</i>
M. P.	ROBBE	<i>Rapporteur</i>

à mon Père

à ma Mère

à ma Riham. . .

Résumé

Le sujet de cette thèse porte sur l'étude de la désintégration faible du baryon beau $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\Psi$ avec le détecteur LHCb. Cette étude offre la possibilité de tester, d'une part, la validité de la symétrie CP dans le secteur baryonique et, d'autre part, celle de la symétrie de renversement du temps T dont les preuves expérimentales de sa violation sont limitées. L'accent est mis sur la mesure des composantes des vecteurs-polarisations du Λ_b et des résonances intermédiaires Λ et J/Ψ , dont certaines du type "T-odd" (impaires par T) représentent un signe clair de violation directe de T.

Le développement d'un modèle phénoménologique des désintégrations $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\Psi$ dans le cadre du formalisme d'hélicité de Jacob-Wick et de Jackson conduit aux calculs de distributions angulaires qui permettent de déduire les valeurs des composantes des vecteurs-polarisations. Une étude approfondie de la reconstruction et de la sélection des données enregistrées par LHCb en 2011 et 2012 est exposée, ainsi qu'une simulation Monte-Carlo complète. La compatibilité entre les valeurs mesurées des vecteurs-polarisation du Λ_b et du $\bar{\Lambda}_b$ implique l'absence de violation de CP. La violation directe de la symétrie T n'a pas non plus été observée dans les désintégrations hadroniques du Λ_b ($\bar{\Lambda}_b$).

Sur un autre plan, les premières mesures des polarisations longitudinales du Λ_b et du $\bar{\Lambda}_b$ ainsi que de la polarisation longitudinale du méson-vecteur J/Ψ ont été réalisées dans le cadre de ce travail.

Mots-Clés : Le détecteur LHCb, Violation de CP, Violation directe de T, Polarisation, Phénoménologie de la désintégration $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\Psi$.

Abstract

This thesis subject focuses on the study of the weak decay of the beauty baryon $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\Psi$ with the LHCb detector. Firstly, it offers the opportunity to test the validity of the CP symmetry in the baryon sector and, secondly, the one of time-reversal symmetry T whose experimental evidence is tiny. Emphasis is put on the measurement of the components of the polarization-vectors of the Λ_b and the ones of the intermediate resonances Λ and J/Ψ , whose some components exhibit a clear sign of direct T violation.

The development of a phenomenological model of the $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\Psi$ decay in the framework of the helicity formalism of Jacob-Wick and Jackson leads to the calculations of the angular distributions which allow to deduce the values of the polarization vector components. A thorough study of the reconstruction and the selection of the data recorded by LHCb in 2011 and 2012 is exposed, as well as a full Monte Carlo simulation. The compatibility between the measured values of the polarization-vector of Λ_b and $\bar{\Lambda}_b$ implies the absence of CP violation. The direct violation of the T symmetry has not been observed in the hadronic decays of Λ_b ($\bar{\Lambda}_b$).

On another side, first measurements of the longitudinal polarization of Λ_b and of $\bar{\Lambda}_b$ as well as the longitudinal polarization of the vector-meson J/Ψ have been performed in the context of this work.

Keywords : LHCb detector, CP violation, direct violation of T symmetry, polarization, phenomenology of the $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\Psi$ decay.

Remerciements

En premier lieu, je tiens à remercier mon directeur de thèse, le professeur Ziad Jean Ajaltouni, pour la confiance qu'il m'a accordée en acceptant d'encadrer ce travail doctoral, pour ses multiples conseils et pour toutes les heures qu'il a consacrées à diriger cette recherche. J'aimerais également lui dire à quel point j'ai apprécié sa grande disponibilité et son respect sans failles des délais serrés de relecture des documents que je lui ai proposés. Enfin, j'ai été extrêmement sensible à ses qualités humaines d'écoute et de compréhension tout au long de ce travail doctoral. Merci M. Ajaltouni, c'était un plaisir de travailler à votre côté!

Je remercie M Jean Marc Richard et M. Patrick Robbe d'avoir accepté d'être mes rapporteurs, et je remercie aussi M. Frédéric BLANC d'avoir examiné cette thèse. Merci Messieurs pour les conseils et le temps consacrés à la critique de ce manuscrit.

Je remercie le Directeur du Laboratoire de Physique Corpusculaire de Clermont-Ferrand (LPCCF), M. Alain Falvard, qui a présidé le jury. Merci donc à vous d'avoir accepté cette charge et un grand merci pour les conseils que vous m'avez donnés lors de la rédaction de ce manuscrit.

Je remercie le responsable de l'équipe LHCb de Clermont-Ferrand, M. Pascal Peret, de m'avoir accueilli au sein de l'équipe LHCb, d'avoir accepté d'être membre du jury, et, de plus, pour les conseils et les remarques au cours de la rédaction.

Je remercie les membres de l'équipe LHCb de Clermont Ferrand MM. : S. Monteil, R. Lefèvre, O. Deschamps, E. Cogneras, et M. Grabalosa, qui se sont impliqués et ont investi beaucoup de leur temps. Je remercie également mon ami dans l'équipe, Mostafa Hoballah, pour son aide, ainsi que les autres thésards de l'équipe LHCb M. Baalouch, J. Maratas et G. Gazzoni.

J'aimerais remercier M. Ziad El Fawal, Professeur à l'Université Libanaise , de m'avoir donné la chance de venir à Clermont-Ferrand, de m'avoir suivi, et pour tous les conseils utiles pendant ces trois ans.

Ce travail n'aurait pu être mené à bien sans l'aide financière du CNRS du LIBAN. Je remercie donc le CNRS Libanais de m'avoir attribué une bourse de recherche et pour sa totale confiance.

J'aimerais tout particulièrement remercier ma grande famille et mes très chers amis pour leurs encouragements durant ces trois années de thèse. Merci surtout à mon cousin Fadi Takle.

Je ne peux terminer ces remerciements sans mentionner mes parents, mes frères et mes soeurs pour avoir été à mes côtés quand j'avais le plus besoin d'aide et de réconfort et pour leurs soutiens sans failles sans lesquelles je ne serais jamais arrivé à ce niveau d'étude. Merci à ma mère, mon père, Ahmad, Elaa, Ouday, Ghays, Rabab et Itab pour tous leurs sourires. Je ne saurais oublier ma chère fiancée Riham pour sa compréhension, sa patience, son soutien quotidien indéfectible et son enthousiasme contagieux à l'égard de mon travail quotidien. Notre couple a grandi en même temps que mon projet scientifique ; Par ces quelques lignes je souhaite lui dire, combien sa présence est essentielle à mon bonheur...

Table des matières

Table des matières	ix
Tables des Figures	xiii
Liste des Tableaux	xix
Introduction et Motivation	1
I Approche Théorique.	5
I.1 Symétries Continues et Symétries Discrètes	5
I.1.1 Symétries Continues	7
I.1.2 Symétries Discrètes	7
I.2 Parité	8
I.3 Conjugaison de Charge	10
I.4 Renversement du Temps	12
I.5 Symétries Combinées	14
I.6 Théorème CPT	14
I.7 Violations des Symétries Discrètes	15
I.7.1 Violation de la Parité P	16
I.7.2 Violation de C	18
I.7.3 Violation de CP	19
I.7.4 Matrice CKM et Violation de T	21

I.8	Polarisation des Particules de Spin S	22
I.9	Recherche directe de la violation du T	24
II	Etude théorique du canal $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\psi \rightarrow p \pi^- \mu^+ \mu^-$	29
II.1	Production du Λ_b au Large Hadron Collider (LHC)	30
II.2	Pourquoi le Baryon Beau Λ_b	30
II.3	Formalisme de la Désintégration du Baryon Λ_b	32
II.4	Repère de Transversité du Λ_b	32
II.5	Amplitude de Désintégration du Processus $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\Psi$	34
II.6	Repères d'Hélicité du Λ et du J/Ψ	35
II.7	Amplitude Totale de Désintégration	36
II.8	Expressions Analytiques des Distributions Angulaires	39
II.8.1	Désintégration du Λ_b	39
II.8.2	Désintégration $\Lambda \rightarrow p\pi^-$	40
II.8.3	Désintégration du $J/\Psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$	41
II.9	Les Interactions dans l'État Final (FSI)	42
II.10	Cas du Repère d'Hélicité du Λ_b	43
II.11	Polarisation et observables impaires par T	44
III	L'expérience LHCb et les performances du détecteur	47
III.1	Le Large Hadron Collider (LHC)	47
III.2	Production des paires de quarks $b\bar{b}$	49
III.3	Généralités sur le détecteur LHCb	51
III.4	Le Trajectographe de LHCb	51
III.4.1	Le détecteur de vertex VELO	52
III.4.2	L'Aimant Dipolaire	54
III.4.3	Les Trajectographes à Silicium	55
III.4.4	Le Trajectographe Externe	55

III.4.5	Reconstruction de Traces	56
III.5	Identification des Particules	57
III.5.1	Les Détecteurs à effet Cherenkov RICH1 et RICH2	58
III.5.2	Les Calorimètres	59
III.5.3	Les Stations à Muons	61
III.6	Le Système de Déclenchement (Trigger)	62
III.6.1	Système de Déclenchement de Premier Niveau : L0	63
III.6.2	Système de Déclenchement de Niveau Supérieur : HLT	64
III.7	Algorithme d'Identification des Particules	66
III.8	La Luminosité au LHCb	67
IV	Sélection et Analyse des Données 2011 et 2012	69
IV.1	Les Simulations Monte-Carlo	70
IV.2	Reconstruction des Événements	71
IV.3	Sélection au niveau du Système de Déclenchement	72
IV.4	Sélections Finales	73
IV.5	Boosted Decision Tree	78
IV.6	Ajustement des Spectres de Masse	83
IV.7	Distributions Angulaires	86
IV.7.1	Distributions Angulaires des Simulations Monte-Carlo	87
IV.7.2	Distributions Réelles	87
IV.7.2.1	Distributions Réelles après soustraction du bruit de fond	87
IV.8	Correction des Spectres des Données par l'Efficacité Globale du Détecteur LHCb	95
V	Estimation des Polarisations des Résonances et Interprétation des Résultats.	99
V.1	Ajustement des Spectres Finaux	99
V.1.1	Distribution en $\cos(\theta_\Lambda)_{\Lambda_b} : \cos\theta$	100

V.1.2	Distribution en $(\phi_\Lambda)_{\Lambda_b} : \phi$	105
V.1.3	Distribution en $\cos(\theta_p)_\Lambda : \cos\theta_1$	110
V.1.4	Distribution en $(\phi_p)_\Lambda : \phi_1$	111
V.1.5	Distribution en $\cos(\theta_{\mu^+})_{J/\Psi} : \cos\theta_2$	117
V.1.6	Distribution en $(\phi_{\mu^+})_{J/\Psi} : \phi_2$	118
V.1.7	Aperçu sur les Effets Systématiques	121
V.2	Méthode des Asymétries	124
V.3	Tests de la Symétrie CP	127
V.4	Tests de la Symétrie T	127
	Conclusion et perspectives	129
A	Notion sur les Interactions dans l'État Final	131
B	Extra Figures	133
C	Méthode des Asymétries.	137
C.1	Erreur sur les Asymétries	138
	Bibliographie	139

Table des figures

1.1	Transformation d'une charge électrique tournant autour d'un axe (Δ) par P	9
1.2	Symétrie de Conjugaison de Charge C	10
1.3	Transformation d'une charge électrique tournant par C	11
1.4	Transformation d'une charge électrique tournant par T	13
1.5	Transformation d'une charge électrique mobile par CPT	15
1.6	Tester la validité d'une transformation.	16
1.7	Puzzle $\tau - \theta$	17
1.8	Tests de la violation de la Parité.	17
1.9	Désintégration β^- du ^{60}Co	18
1.10	Tests de la violation de la Conjugaison de charge C	19
1.11	Désintégration du Λ	19
1.12	Violation indirecte de T	24
1.13	spectromètre de Ramsey.	25
1.14	Diagramme de la désintégration β du neutron.	26
2.1	Production du Λ_b lors de la collision p-p.	31
2.2	Construction du Repère OXYZ.	33
2.3	Désintégration du Λ_b dans le repère de transversité.	34
2.4	construction du repère d'hélicité du Λ	36
2.5	Désintégration du Λ dans le repère d'hélicité.	37

2.6	Désintégration du J/Ψ dans le repère d'hélicité.	38
2.7	Construction du repère d'hélicité du Λ_b	44
3.1	Le LHC.	48
3.2	Schema du LHC.	49
3.3	Diagrames de Feynman pour la production de paires $b\bar{b}$ au LHC.	50
3.4	Corrélations angulaires entre les paires $b\bar{b}$ produites au LHC, (simulation de collisions à 8 TeV).	50
3.5	Vue schématique du détecteur LHCb.	52
3.6	Schéma des plans de détection du VELO lorsque celui-ci est entièrement fermé dans le plan (x,z). Les premières stations dite de pile-up correspondent au compteur d'empilement, puis les 21 stations sont disposées avec un espacement augmentant avec l'éloignement de la zone d'interaction. Les schémas de la partie inférieure montrent le Velo dans le plan (x,y) dans les positions ouverte et fermée.	53
3.7	Vue de l'aimant dipolaire de LHCb.	54
3.8	Schéma du positionnement des différentes couches des stations TT.	55
3.9	Représentation des trois stations de l'OT(à gauche). Vue de la troisième station(Station C) de l'OT portée par son pont, la station est ici ouverte (à droite).	56
3.10	Illustration des différents types de traces.	57
3.11	Vue schématique de coté du RICH1 (gauche) et du RICH2 (droite).	58
3.12	Vue dans le plan (x,y) des calorimètres SPD/PS et ECAL (à gauche) et du calorimètre HCAL (à droite). Un quart du détecteur est montré. Les dimensions des cellules (à gauche) sont données pour le détecteur ECAL.	60
3.13	Trace de particules dans le système calorimétrique suivant leur type.	60
3.14	Dispositif des détecteurs de muons. Vue latérale des chambres à muon (à gauche). Vue frontale d'un quadrant d'une station de muons (à droite).	61
3.15	Fonctionnement du système de déclenchement (Trigger).	62
3.16	Schéma du système de déclenchement du niveau 0 (L0 Trigger).	63
3.17	Schéma du système de déclenchement.	64

3.18	Luminosités intégrées et enregistrées par le détecteur LHCb durant la période 2010-2012.	68
4.1	Spectre de masse du Λ_b en fonction du $\tau_{\Lambda_b}/\sigma_{\tau_{\Lambda_b}}$ pour l'année 2011 (Gauche) et pour l'année 2012 (Droite).	74
4.2	Spectre de masse du Λ_b en fonction du $\tau_{\Lambda}/\sigma_{\tau_{\Lambda}}$ pour l'année 2011 (Gauche) et pour l'année 2012 (Droite).	75
4.3	Distribution du χ^2 du paramètre d'impact du Λ_b pour l'année 2011 (Gauche) et pour l'année 2012 (Droite).	75
4.4	Spectre de masse du Λ pour l'année 2011 (Gauche) et pour l'année 2012 (Droite).	75
4.5	Spectre de masse du J/Ψ pour l'année 2011 (Gauche) et pour l'année 2012 (Droite).	76
4.6	Spectre de masse du Λ_b en fonction des différentes impulsions transverses pour l'année 2011 (Gauche) et 2012(Droite).	76
4.7	Spectre de masse du Λ_b pour l'année 2011 (Gauche) et pour l'année 2012 (Droite).	77
4.8	Vue schématique d'un arbre de décision, "X" pour variable, "c" représente la coupure sur cette variable, "S" pour l'événement signale, et "B" pour l'événement bruit de fonds.	79
4.9	Distributions signal (bleu) et bdf (rouge hachuré) des variables utilisées pour les candidats Λ_b 2011	80
4.10	Distributions signal (bleu) et bdf (rouge hachuré) des variables utilisées pour les candidats $\bar{\Lambda}_b$ 2011	80
4.11	Distributions signal(bleu) et bdf (rouge hachuré) des variables utilisées pour les candidats Λ_b 2012	81
4.12	Distributions signal (bleu) et bdf (rouge hachuré) des variables utilisées pour les candidats $\bar{\Lambda}_b$ 2012	81
4.13	Réponse BDT pour les candidats Λ_b ($\bar{\Lambda}_b$) en haut(bas) en 2011 à gauche et 2012 à droite.	82
4.14	Paramètre "figure-of-merit" en fonction de la coupure BDT pour les candidats Λ_b ($\bar{\Lambda}_b$) en haut(bas) en 2011 (gauche) et 2012 (droite).	83
4.15	Ajustements des spectres de masse Monte-Carlo pour les candidats Λ_b à gauche et $\bar{\Lambda}_b$ à droite en 2011 (haut) et 2012 (bas).	85

4.16	Ajustements des spectres de masse réels pour les candidats Λ_b à gauche et $\bar{\Lambda}_b$ à droite en 2011 (haut) et 2012 (bas).	85
4.17	Distributions angulaires pour les données simulées MC Λ_b en 2011.	88
4.18	Distributions angulaires pour le données simulées MC $\bar{\Lambda}_b$ en 2011.	88
4.19	Distributions angulaires pour le données simulées MC Λ_b en 2012.	89
4.20	Distributions angulaires pour le données simulées MC $\bar{\Lambda}_b$ en 2012.	89
4.21	Distributions angulaires brute pour le données réelles Λ_b en 2011.	90
4.22	Distributions angulaires brute pour le données réelles $\bar{\Lambda}_b$ en 2011	90
4.23	Distributions angulaires brute pour le données réelles Λ_b en 2012.	91
4.24	Distributions angulaires brute pour le données réelles $\bar{\Lambda}_b$ en 2012	91
4.25	Distributions angulaires pour le données réelles après soustraction du bruit de fond (rouge) et MC (bleu) du Λ_b en 2011.	93
4.26	Distributions angulaires pour le données réelles après soustraction du bruit de fond (rouge) et MC (bleu) du $\bar{\Lambda}_b$ en 2011	93
4.27	Distributions angulaires pour le données réelles après soustraction du bruit de fond (rouge) et MC (bleu) du Λ_b en 2012.	94
4.28	Distributions angulaires pour le données réelles après soustraction du bruit de fond (rouge) et MC (bleu) du $\bar{\Lambda}_b$ en 2012	94
4.29	Distributions angulaires pour le données réelles Λ_b en 2011 après correction par l'efficacité globale du détecteur.	96
4.30	Distributions angulaires pour le données réelles $\bar{\Lambda}_b$ en 2011 après correction par l'efficacité globale du détecteur.	96
4.31	Distributions angulaires pour le données réelles Λ_b en 2012 après correction par l'efficacité globale du détecteur.	97
4.32	Distributions angulaires pour le données réelles $\bar{\Lambda}_b$ en 2012 après correction par l'efficacité globale du détecteur.	97
5.1	Ajustement du spectre en $\cos\theta$ dans le repère de Transversité des résonances $\Lambda_b(\bar{\Lambda}_b)$ en haut(bas) en 2011 (gauche) et en 2012 (droite).	103
5.2	Ajustement du spectre en $\cos\theta$ dans le cas du repère d' Hélicité des résonances $\Lambda_b(\bar{\Lambda}_b)$ en haut(bas) en 2011 (gauche) et en 2012 (droite).	104

5.3	Ajustement du spectre de l'angle azimuthal ϕ dans le repère de Transversité pour les résonances $\Lambda_b(\bar{\Lambda}_b)$ en haut(bas) en 2011 (gauche) et en 2012 (droite).	107
5.4	Ajustement du spectre de l'angle azimuthal ϕ dans le repère d' Hélicité pour les résonances $\Lambda_b(\bar{\Lambda}_b)$ en haut(bas) en 2011 (gauche) et en 2012 (droite).	109
5.5	Ajustement du spectre en $\cos\theta_1$ dans le repère d' Hélicité du $\Lambda(\bar{\Lambda})$ en haut(bas) en 2011 (gauche) et en 2012 (droite).	111
5.6	Ajustement du spectre de l'angle azimuthal ϕ_1 dans le cas du repère de Transversité des résonances $\Lambda_b(\bar{\Lambda}_b)$ en haut(bas) en 2011 (gauche) et en 2012 (droite).	114
5.7	Ajustement du spectre de l'angle azimuthal ϕ_1 dans le cas du repère d' Hélicité des résonances $\Lambda_b(\bar{\Lambda}_b)$ en haut(bas) en 2011 (gauche) et en 2012 (droite).	114
5.8	Ajustement du spectre en $\cos\theta_2$ dans le repère d' Hélicité du J/Ψ provenant des résonances $\Lambda_b(\bar{\Lambda}_b)$ en haut(bas) en 2011 (gauche) et en 2012 (droite).	117
5.9	Ajustement du spectre de l'angle azimuthal ϕ_2 dans le cas du repère de Transversité des résonances $\Lambda_b(\bar{\Lambda}_b)$ en haut(bas) en 2011 (gauche) et en 2012 (droite)	120
5.10	Ajustement du spectre de l'angle azimuthal ϕ_2 dans le cas du repère d' Hélicité des résonances $\Lambda_b(\bar{\Lambda}_b)$ en haut(bas) en 2011 (gauche) et en 2012 (droite)	120
2.1	Distributions angulaires pour le données réelles après soustraction du bruit de fond (rouge) et MC (bleu) dans le cas du repère d'hélicité du Λ_b en 2011.	134
2.2	Distributions angulaires pour le données réelles après soustraction du bruit de fond (rouge) et MC (bleu) dans le cas du repère d'hélicité du $\bar{\Lambda}_b$ en 2011	134
2.3	Distributions angulaires pour le données réelles après soustraction du bruit de fond (rouge) et MC (bleu) dans le cas du repère d'hélicité du Λ_b en 2012.	135
2.4	Distributions angulaires pour le données réelles après soustraction du bruit de fond (rouge) et MC (bleu) dans le cas du repère d'hélicité du $\bar{\Lambda}_b$ en 2012	135

Liste des tableaux

I.1	Transformation de certaines observables par P	9
I.2	Transformation de certaines observables par T	12
I.3	Transformation de certaines observables par CPT	15
II.1	Etats d'hélicité autorisés dans la désintégration $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\Psi$	35
II.2	Différentes valeurs de $\alpha_{AS}^{\Lambda_b}$ selon la méthode d'estimation	40
II.3	Distributions angulaires dans les repères propres appropriés.	42
II.4	Transformation des composantes du vecteur-polarisation du Λ_b dans son repère propre de transversité.	45
II.5	Transformation des composantes du vecteur-polarisation du Λ_b dans son repère propre d'hélicité.	45
II.6	Transformation des composantes du vecteur-polarisation du Λ dans son repère propre d'hélicité issu du repère de transversité du Λ_b	45
II.7	Transformation des composantes du vecteur-polarisation du Λ dans son repère propre d'hélicité issu du repère d'hélicité du Λ_b	45
III.1	définitions de quelques variables	65
IV.1	Sélection du stripoining	72
IV.2	Bilan des événements réels et MC	72
IV.3	Nombre d'événements résiduels après les sélections du "Trigger".	73
IV.4	Sélection des candidats J/Ψ	77
IV.5	Sélection des candidats Λ	77
IV.6	Sélection des candidats Λ_b	77

IV.7 Nombre d'événements reconstruits	78
IV.8 Liste de variables utilisées pour former le BDT.	79
IV.9 Paramètres de fit des spectres de masse réels	84
IV.10 Définition des Principaux Angles.	86
V.1 Valeurs de a_1 déduites dans le repère de Transversité	100
V.2 Valeurs de a_1 déduites dans le repère d' Hélicité	101
V.3 Valeurs de $\mathbb{P}_Z^{\Lambda_b}$ et $\mathbb{P}_Z^{\bar{\Lambda}_b}$ calculées dans le repère de Transversité en 2011	103
V.4 Valeurs de $\mathbb{P}_Z^{\Lambda_b}$ et $\mathbb{P}_Z^{\bar{\Lambda}_b}$ calculées dans le repère de Transversité en 2012	103
V.5 Valeurs de $\mathbb{P}_Z^{\Lambda_b}$ et $\mathbb{P}_Z^{\bar{\Lambda}_b}$ calculées dans le repère d' Hélicité en 2011	104
V.6 Valeurs de $\mathbb{P}_Z^{\Lambda_b}$ et $\mathbb{P}_Z^{\bar{\Lambda}_b}$ calculées dans le repère d' Hélicité en 2012	104
V.7 Valeurs de a_3 et b_3 déduites dans le repère de Transversité	105
V.8 Valeurs de $\mathbb{P}_X^{\Lambda_b}$ et $\mathbb{P}_Y^{\Lambda_b}$ calculés dans le repère de Transversité en 2011	107
V.9 Valeurs de $\mathbb{P}_X^{\Lambda_b}$ et $\mathbb{P}_Y^{\Lambda_b}$ calculés dans le repère de Transversité en 2012	107
V.10 Valeurs de a_3 et b_3 déduites dans le repère d' Hélicité	108
V.11 Valeurs de $\mathbb{P}_X^{\Lambda_b}$ et $\mathbb{P}_Y^{\Lambda_b}$ calculés dans le repère d' Hélicité en 2011	109
V.12 Valeurs de $\mathbb{P}_X^{\Lambda_b}$ et $\mathbb{P}_Y^{\Lambda_b}$ calculés dans le repère d' Hélicité en 2012	109
V.13 Valeurs de a_2 , $\mathbb{P}_{Z_1}^{\Lambda_b}$ et $\mathbb{P}_{Z_1}^{\bar{\Lambda}_b}$ calculées dans le repère d' Hélicité du Λ_b ($\bar{\Lambda}_b$).	111
V.14 Valeurs de a_4 et b_4 déduites dans le cas du repère de Transversité	112
V.15 Valeurs de a_4 et b_4 déduites dans le cas du repère d' Hélicité	113
V.16 Valeurs de $\mathbb{P}_{X_1}^{\Lambda_b}$ et $\mathbb{P}_{Y_1}^{\Lambda_b}$ dans le cas du repère de Transversité du Λ_b (2011)	115
V.17 Valeurs de $\mathbb{P}_{X_1}^{\bar{\Lambda}_b}$ et $\mathbb{P}_{Y_1}^{\bar{\Lambda}_b}$ dans le cas du repère de Transversité du $\bar{\Lambda}_b$ (2011)	115
V.18 Valeurs de $\mathbb{P}_{X_1}^{\Lambda_b}$ et $\mathbb{P}_{Y_1}^{\Lambda_b}$ dans le cas du repère de Transversité du Λ_b (2012)	115
V.19 Valeurs de $\mathbb{P}_{X_1}^{\bar{\Lambda}_b}$ et $\mathbb{P}_{Y_1}^{\bar{\Lambda}_b}$ dans le cas du repère de Transversité du $\bar{\Lambda}_b$ (2012)	115
V.20 Valeurs de $\mathbb{P}_{X_1}^{\Lambda_b}$ et $\mathbb{P}_{Y_1}^{\Lambda_b}$ dans le cas du repère d' Hélicité du Λ_b (2011)	116
V.21 Valeurs de $\mathbb{P}_{X_1}^{\bar{\Lambda}_b}$ et $\mathbb{P}_{Y_1}^{\bar{\Lambda}_b}$ dans le cas du repère d' Hélicité du $\bar{\Lambda}_b$ (2011)	116
V.22 Valeurs de $\mathbb{P}_{X_1}^{\Lambda_b}$ et $\mathbb{P}_{Y_1}^{\Lambda_b}$ dans le cas du repère d' Hélicité du Λ_b (2012)	116

V.23 Valeurs de $\mathbb{P}_{X_1}^{\bar{\Lambda}}$ et $\mathbb{P}_{Y_1}^{\bar{\Lambda}}$ dans le cas du repère d' Hélicité du $\bar{\Lambda}_b$ (2012)	116
V.24 Valeurs de $\rho_{00}^{J/\Psi}$ calculées dans le repère d'hélicité du J/Ψ en 2011 et en 2012.	118
V.25 Valeurs de a_6 et b_6 déduites des "fits".	119
V.26 Effets systématiques dus à l'optimisation du BDT dans le repère d'Hélicité du Λ_b en 2012.	121
V.27 Effets systématiques dus à l'optimisation du BDT dans le repère d'Hélicité du Λ en 2011.	122
V.28 Effets systématiques dus à l'optimisation du BDT dans le repère d'Hélicité du Λ en 2012.	122
V.29 Effets systématiques dus à l'optimisation du BDT dans le repère de transversité du Λ_b en 2011.	122
V.30 Effets systématiques dus à l'optimisation du BDT dans le repère de transversité du Λ_b en 2012.	123
V.31 Effets systématiques dus à l'optimisation du BDT dans le repère d'Hélicité du J/Ψ en 2011.	123
V.32 Effets systématiques dus à l'optimisation du BDT dans le repère d'Hélicité du J/Ψ en 2012.	123
V.33 Valeurs de la composante \mathbb{P}_Z dans le cas du repère de Transversité du Λ_b ($\bar{\Lambda}_b$) en 2011 et en 2012	125
V.34 Valeurs de la composante \mathbb{P}_{Z_1} dans de repère d' Hélicité du Λ ($\bar{\Lambda}$) en 2011 et en 2012	125
V.35 Valeurs de la composante \mathbb{P}_Y dans le cas du repère de Transversité du Λ_b ($\bar{\Lambda}_b$) en 2011 et en 2012	125
V.36 Valeurs de la composante \mathbb{P}_{Y_1} dans le cas du repère de Transversité du Λ_b ($\bar{\Lambda}_b$) en 2011 et en 2012	126
V.37 Valeurs de la composante \mathbb{P}_Z dans le cas du repère d' Hélicité du Λ_b ($\bar{\Lambda}_b$) en 2011 et en 2012	126
V.38 Valeurs de la composante \mathbb{P}_Y dans le cas du repère d' Hélicité du Λ_b ($\bar{\Lambda}_b$) en 2011 et en 2012	126
V.39 Valeurs de la composante \mathbb{P}_{Y_1} dans le cas du repère d' Hélicité du Λ_b ($\bar{\Lambda}_b$) en 2011 et en 2012	126

Introduction et Motivation

Le concept de symétrie en physique a permis de fournir un cadre cohérent aux lois régissant le monde microscopique ; les principes de symétrie formant la base du Modèle Standard (SM) qui décrit théoriquement les interactions électromagnétiques, faibles et fortes entre les particules élémentaires. Le modèle proposé par Glashow, Salam et Weinberg dans le milieu des années soixante a été largement testé et confirmé au cours des dernières décades (depuis la découverte des Courants Neutres en 1973) ; sa dernière prédiction, le boson de Higgs, ayant été confirmée par les expériences ATLAS et CMS au CERN en Juin 2012.

Cependant, les symétries ne sont pas toujours respectées par la Nature, comme c'est le cas des symétries discrètes : la conjugaison de charge (C), la parité (P) et le renversement du temps (T), qui jouent un rôle fondamental dans la Physique des Particules, surtout en ce qui concerne leurs propriétés intrinsèques. Au début des années 50, les physiciens supposaient que la Nature respectait ces trois symétries : l'image d'une expérience par ces opérations était considérée comme une expérience possible et réalisable.

Alors qu'en 1956, Lee et Yang faisaient remarquer qu'il n'existait aucune preuve de la conservation de P par les interactions faibles ; l'année suivante, Mrs Wu a montré par une expérience que P est en effet violée, et celle-ci de façon maximale. Rapidement, on a découvert que C l'est également. Le produit CP des deux symétries semble alors conservé ; il fait correspondre une particule gauche à une antiparticule droite. Concrètement, cela signifie que les particules (électron, neutrino) produites par interaction faible sont systématiquement dans un état gauche, alors que les antiparticules (positron, antineutrino) sont dans un état droit. Mais de nouveau, J. H Christensen, J. Cronin, V. Fitch et R. Turlay ont montré en 1964 que le système de kaons neutres provoquait la violation de la symétrie CP . Bien que ces trois symétries soient violées (chacune

seule ou bien combinaison de deux parmi ces trois), on remarque que le produit des trois symétries, CPT , est conservé dans la Nature (théorème CPT en Théorie Quantique des Champs), et aucun test expérimental n'a pu mettre en évidence une moindre indication de la violation de CPT .

Depuis la découverte de la violation de la symétrie CP , cette dernière est toujours étudiée afin d'améliorer notre compréhension du rôle de cette symétrie dans la Nature. Ce phénomène est bien connu dans le contexte des mésons beaux et étranges. L'étude des hypérons est un autre aspect afin de tester la validité de CP . Nous suivrons cette approche en utilisant les baryons beaux comme le Λ_b qui se désintègre en hypéron Λ et méson-vecteur J/Ψ . En examinant de près les états finaux conjugués par CP issus du Λ_b et du $\bar{\Lambda}_b$ respectivement, une étude de la violation de CP pourrait être effectuée et, éventuellement, mise en évidence dans le domaine des baryons beaux.

Sur un autre plan, nous sommes intéressés par les processus de violation de la symétrie de renversement du temps T . Évidemment, le fameux théorème CPT entraîne une violation de T avec la même intensité que celle de CP ; mais il est possible de mettre en évidence ce processus indépendamment de la violation de CP . Les résultats de l'expérience CPLEAR (1999) confirment cette hypothèse. C'est pour cette raison que l'analyse de la désintégration $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\Psi$ est effectuée pour rechercher à la fois la violation de CP et de T . Ce deuxième objectif présente une difficulté supplémentaire : la non-existence d'une observable propre à T en raison de la nature *antiunitaire* de l'opérateur T . Donc la méthode est basée sur la recherche d'observables impaires (T-odd observables) qui changent de signe par la transformation T . L'existence d'une valeur moyenne non nulle d'une observable donnée pourrait être un signe de violation de T (Ch. I), à condition que les interactions dans les états finaux soient négligeables.


Notre étude se propose donc de tester les symétries CP et T dans le secteur baryonique, avec la désintégration du baryon beau Λ_b en $\Lambda(p\pi^-)$ et $J/\Psi(\mu^+\mu^-)$. Une étude générale de cette désintégration basée sur le formalisme d'hélicité de Jacob-Wick et Jackson a été réalisée. L'accent est mis sur l'importance de la polarisation initiale du Λ_b ainsi que les polarisations des résonances intermédiaires Λ et J/Ψ qui se reflètent dans les distributions angulaires des particules finales. Ces dernières sont examinées dans des

repères bien appropriés (repère de Transversité et repère d'Hélicité) liés aux différentes résonances (Ch. II).

Cette analyse est effectuée avec les données enregistrées par le détecteur LHCb situé auprès du collisionneur LHC au CERN. Après une présentation succincte du détecteur LHCb et de ses performances (CH. III), nous analysons les désintégrations des baryons lourds Λ_b produits lors des collisions $p - p$ à $7 TeV$ récoltées en 2011 et à $8 TeV$ pour celles de 2012. Tout d'abord, on applique différentes coupures de sélection sur les événements, ensuite on corrige les spectres obtenus par l'efficacité globales du détecteur, laquelle est estimée à l'aide de simulations Monte-Carlo (CH. IV). Enfin on déduit les différentes composantes des vecteurs-polarisations dans les repères mentionnés ci-dessus et une interprétation des résultats est proposée (CH. V).

Chapitre I

Approche Théorique

ans ce chapitre on expose les notions de Symétries en Physique, c'est-à-dire les Transformations qui laissent invariantes les propriétés physiques d'un système donné.

Tout d'abord on mentionne les deux genres de symétries : Continues et Discrètes, ensuite on aborde les trois Symétries Discrètes (C , P et T) et leur Violation dans les interactions faibles. À la fin de ce chapitre on mentionne la notion de Polarisation et son rôle dans la recherche de la Violation directe de T à partir de l'étude d'Observables Impaires par renversement du temps T .

I.1 Symétries Continues et Symétries Discrètes

Les symétries (concept très puissant en physique) peuvent être discrètes ou continues. Une symétrie est dite discrète si l'ensemble des actions qu'elle réalise est fini, c'est-à-dire lorsque les paramètres qui déterminent cette symétrie varient de façon discontinue ; alors que les symétries continues constituent une somme de transformations infinitésimales, caractérisées par des paramètres continus.

Mais en Physique, le terme de symétrie a un sens beaucoup plus large. On parle de symétrie pour tout type de transformation qui laisse le système invariant. Considérons

un système quantique décrit par une fonction d'onde $\Psi(x)$. On peut effectuer une transformation quelconque U sur cette fonction d'onde, elle devient alors une autre fonction d'onde $\Phi(x)$.

L'équation de Schrödinger décrivant le système physique est donnée par :

$$i\hbar\dot{\Psi} = H\Psi \quad (\text{I.1})$$

Elle décrit comment la fonction d'onde évolue au cours du temps. Soit la fonction d'onde au temps 0 : $\Psi(x, 0)$ et, grâce à cette équation, on calcule sa valeur au temps t , on trouve alors $\Psi(x, t)$.

Appliquons maintenant notre transformation : $\Psi(x, 0) \xrightarrow{U} \Phi(x, 0)$.

dont l'évolution avec le temps est également décrite par :

$$i\hbar\dot{\Phi} = H\Phi \quad (\text{I.2})$$

On peut alors déduire ce que devient cette fonction d'onde au cours du temps : $\Phi(x, t)$.

La question qui se pose est la suivante : est-ce que la transformation U relie les deux résultats, C'est-à-dire, est-ce que $\Psi(x, t) \xrightarrow{U} \Phi(x, t)$?

Si oui, alors le fait de transformer la fonction d'onde ne change rien : elle continue à évoluer de la même manière, avec la même équation de Schrödinger. On dira aussi qu'on a une transformation "physique" ou qu'elle donne une fonction d'onde "physique".

Si c'est le cas, alors cela signifie que le phénomène physique, décrit par l'hamiltonien H , est "invariant" sous cette transformation.

Transformer une solution ne fait que donner une autre solution du même phénomène physique. On dira aussi que U constitue une "symétrie" pour ce phénomène physique [1, 2].

Les processus physiques considérés peuvent être variés. Par exemple : l'interaction électromagnétique entre des particules chargées, désintégration d'une Résonance, etc

N. B : Ceci n'est bien entendu pas limité à la physique quantique et toute autre théorie physique avec ses propres équations peut être étudiée par des transformations de symétrie.

I.1.1 Symétries Continues

De façon intuitive, une symétrie est dite continue lorsque les paramètres qui la déterminent varient de façon continue. Une grandeur physique est conservée lorsque l'opérateur qui lui est associé commute avec l'hamiltonien H du système étudié. L'exemple le plus simple est l'opération de translation dans le temps, dont le paramètre est la date. De même pour la translation d'espace, si l'on déplaçait tout l'univers d'un mètre dans une certaine direction, aucune loi de la physique n'en serait perturbée ; les mêmes phénomènes microscopiques et macroscopiques se produiraient, ce qui traduit l'invariance des lois physiques par les translations dans l'espace. Ces deux transformations sont les exemples fondamentaux des symétries continues. Elles ne sont pas les seules symétries cinématiques. En 1904, Hendrik Antoon Lorentz prouve que les équations de Maxwell qui décrivent l'électromagnétisme sont invariantes par des transformations cinématiques qui ont la particularité de laisser constante la vitesse de la lumière dans le vide [3]. L'année suivante, Henri Poincaré démontre que les transformations de Lorentz, les translations d'espace et de temps et les rotations forment un groupe de symétrie, appelé depuis « groupe de Poincaré » [4]. La théorie de la relativité restreinte d'Einstein créée à la même période, établit le cadre d'une physique invariante par ces transformations [5]. L'invariance des lois physiques par rapport au groupe de Poincaré est un concept fondamental de la physique moderne.

De plus en Physique, chaque Symétrie est associée à une loi de conservation (Théorème de Noether [6, 7]) :

- L'invariance par translation du temps est liée à la conservation de l'énergie, E .
- L'invariance par translation dans l'espace est liée à la conservation de la quantité de mouvement, \vec{p} .
- L'invariance par rotation dans l'espace est équivalente à la conservation du Moment Cinétique total du système (\vec{J}).
- L'invariance de jauge en Électromagnétisme est liée à la conservation de la charge électrique.

I.1.2 Symétries Discrètes

Dans le monde physique, de nombreuses symétries discrètes sont effectivement réalisées dans la Nature ; le caractère discret s'oppose ici à continu, dans le sens où il fait appel

à un groupe dénombrable de transformations. Ainsi, lorsqu'on observe soigneusement un diamant (Cristal de carbone pur) ou un cristal de sel de cuisine (chlorure de sodium), on peut mettre en évidence des axes ou des plans de symétrie et en déduire des informations sur la façon dont les atomes de carbone, de sodium ou de chlore s'arrangent selon une structure périodique plus ordonnée que celle du graphite ou du sel fondu. Mathématiquement, on définit les « groupes d'espace » comme l'ensemble des combinaisons d'une translation et d'une rotation qui laissent invariant un certain réseau cristallin périodique [8].

Nous allons maintenant examiner trois symétries discrètes importantes, les symétries discrètes de l'Espace-Temps (la Parité P , et la symétrie de Renversement du Temps T), et la Conjugaison de Charge C .

I.2 Parité

La symétrie "miroir" ou symétrie par parité est l'opération de l'inversion spatiale des coordonnées qui consiste à changer le signe de toutes les coordonnées (point de vue actif) ou le sens des axes de coordonnées (point de vue passif). En fait, pour être exact, la symétrie P utilisée en physique n'est pas tout à fait la symétrie miroir, En réalité on renverse *toutes* les coordonnées, alors que la symétrie miroir est une symétrie par rapport à un plan et inverse le sens d'une seule coordonnée (celle perpendiculaire au plan du miroir) [1].

La parité est équivalente à une symétrie plane suivie d'une rotation de π par rapport à l'axe perpendiculaire au plan. Cette transformation est décrite par un opérateur unitaire et hermitien, P , de valeurs propres ± 1 .

Pour l'usage que nous en ferons, cette analogie avec le miroir est souvent utilisée.

Maintenant si on applique la parité P à une fonction d'onde $\Psi(\vec{r}, t)$ décrivant un système quantique :

$$P\Psi(\vec{r}, t) = \eta_P\Psi(-\vec{r}, t) \tag{I.3}$$

Une 2^e application de l'opérateur parité à $\Psi(-\vec{r}, t)$, ramène le système à l'état initial à un facteur de phase près.

$$P\Psi(-\vec{r}, t) = P^2\Psi(\vec{r}, t) = \eta_P^2\Psi(\vec{r}, t) = \Psi(\vec{r}, t) \quad (\text{I.4})$$

donc on tire de cette équation que les valeurs propres sont respectivement +1 (fonction paire) et -1 (fonction impaire).

Le Tableau I.1 montre la transformation de quelques grandeurs Physique par l'opération Parité.

observable	$P(\text{observable})$
t	t
\vec{r}	$-\vec{r}$
\vec{p}	$-\vec{p}$
$\vec{\sigma}, \vec{J}, \vec{L}$	$\vec{\sigma}, \vec{J}, \vec{L}$
\vec{E}	$-\vec{E}$
\vec{B}	\vec{B}

TAB. I.1: Transformation de certaines observables par P .

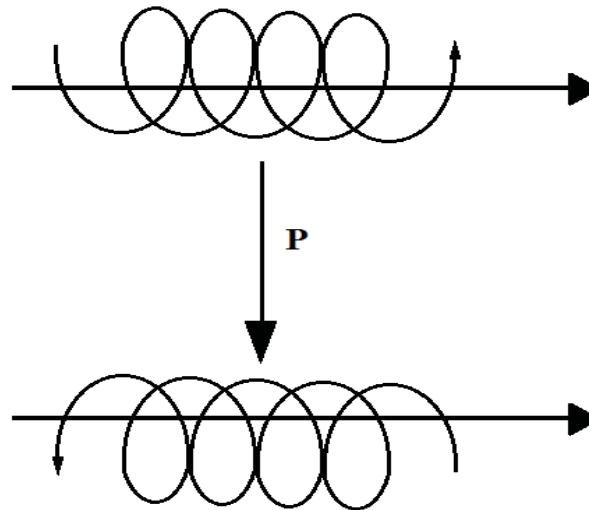


FIG. 1.1: Transformation d'une charge électrique tournant autour d'un axe (Δ) par P

Considérons une particule qui évolue dans l'espace et observons cette particule dans un miroir. Est-ce que le processus observé dans le miroir est un processus qui pourrait

être réalisé dans la Nature ? C'est-à-dire, est-ce que cette transformation est une vraie symétrie ? On a longtemps cru que cette symétrie était toujours respectée. Elle est en effet respectée par la Physique Classique : la Mécanique, la théorie de l'Électromagnétisme et la théorie de la Gravitation. Par exemple, une charge électrique tourne en spirale autour d'un champ magnétique. Si on inverse la position et le sens de l'impulsion, alors la particule parcourt une spirale tournant dans le sens inverse.

Le sens de rotation est donné à la fois par le sens du champ magnétique, l'impulsion initiale de la particule et sa charge électrique, et les deux processus sont physiquement valables (Figure 1.1).

Mais nous verrons que cette symétrie est violée par l'interaction faible.

I.3 Conjugaison de Charge

La symétrie C (Figure 1.2) consiste à inverser le signe de toutes les charges et à laisser toutes les coordonnées inchangées. Elle transforme une particule en son antiparticule. Cette notion d'antiparticule a été introduite par Dirac (1928) en postulant l'existence de l'antiélectron qui a été observé quelques années plus tard (1932) par Anderson.

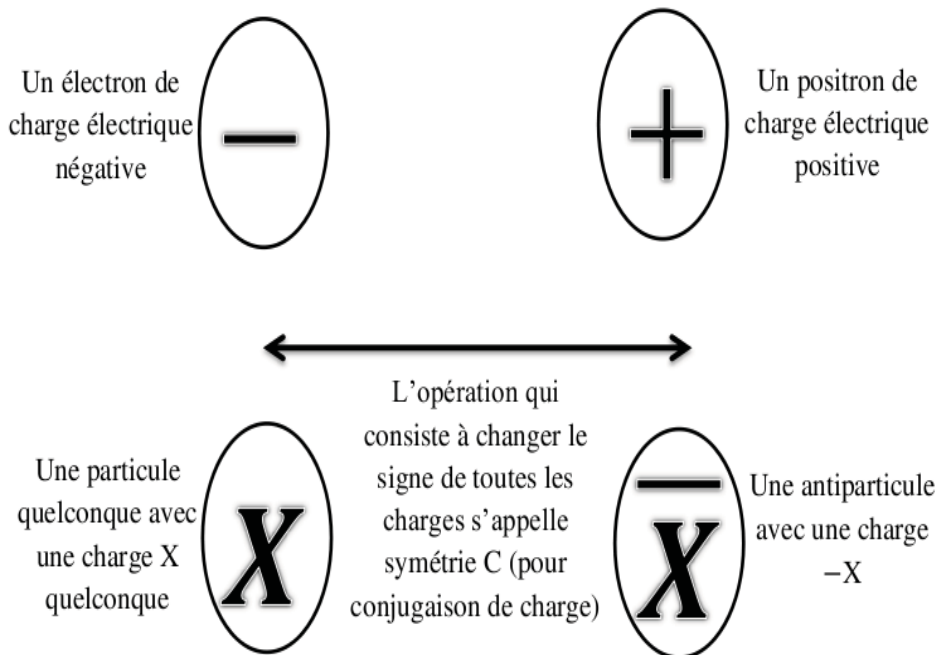


FIG. 1.2: Symétrie de Conjugaison de Charge C .

Cette notion a été ensuite généralisée à toutes les particules en associant à chaque particule une antiparticule de même masse et de même spin mais de charge opposée.

Du point de vue de la Mécanique Classique, la symétrie C se traduit par l'invariance des équations de Maxwell par un changement de signe de la charge, de la densité de courant, du champ électrique \vec{E} et du champ magnétique \vec{B} .

Par exemple pour une particule chargée tournant en spirale dans un champ magnétique seul le signe de la charge est changé, pas la trajectoire. La particule tourne toujours dans le même sens (Figure 1.3) comme c'est démontré dans les relations suivantes :

$$\begin{cases} \vec{B} \longrightarrow -\vec{B} \\ q \longrightarrow -q \end{cases} \implies \vec{F}_m = q\vec{v} \wedge \vec{B} \longrightarrow (-q\vec{v}) \wedge (-\vec{B}) = \vec{F}_m$$

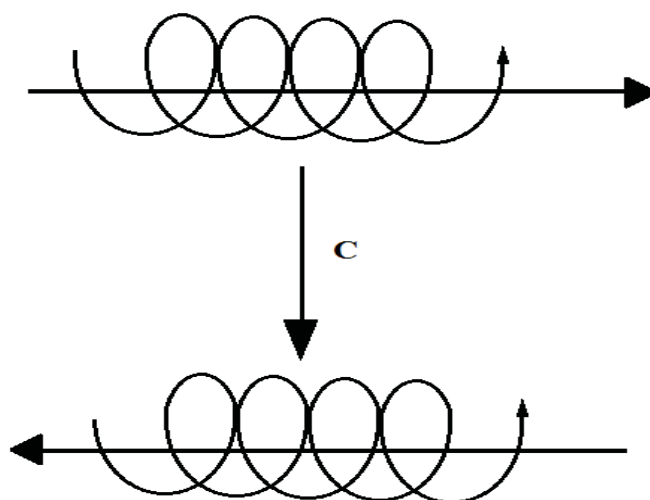


FIG. 1.3: Transformation d'une charge électrique tournant par C .

De point de vue Quantique, C inverse le signe de toutes les charges quantiques (charge électrique, nombre baryonique, nombre leptonique, étrangeté...).

La Conjugaison de charge transforme une particule dont l'état est $|\Psi\rangle$ en son antiparticule d'état $|\bar{\Psi}\rangle$:

$$C|\Psi\rangle = |\bar{\Psi}\rangle \tag{I.5}$$

En appliquant deux fois C on retrouve la particule donc $C^2 = \hat{I}$ et comme C a des valeurs propres réelles donc les valeurs propres $\lambda_C = \pm 1 \implies C = C^+ = C^{-1}$. Comme pour

l'opérateur parité, l'opérateur conjugaison de charge est à la fois hermitien et unitaire. Pour un état de charge nul on a : $C|\Psi\rangle = \eta_C|\Psi\rangle = \pm|\Psi\rangle$ où $\eta_C = \pm 1$ (puisque $C^2 = \hat{1}$) représente la parité de charge.

Les seuls états propres de C (parmi les particules) sont : le photon de valeur propre -1, le pion neutre π^0 de valeur propre +1, et les paires particule-antiparticule de valeur propre $(-1)^{L+S}$, L étant le Moment Cinétique orbital et S étant la valeur du spin total de la paire.

I.4 Renversement du Temps

Le renversement du temps, T [9–11], qui consiste à inverser le sens de déroulement du temps, est une symétrie fondamentale en physique microscopique et macroscopique à la fois. La Symétrie de Renversement du temps ne change pas les positions (laisse la trajectoire inchangée) mais change le signe des vitesses et, par conséquent, celui des impulsions et des moments cinétiques. Le renversement du temps échange également

observable	$P(\text{observable})$
t	$-t$
\vec{r}	\vec{r}
\vec{p}	$-\vec{p}$
$\vec{\sigma}, \vec{J}, \vec{L}$	$-\vec{\sigma}, -\vec{J}, -\vec{L}$
\vec{E}	\vec{E}
\vec{B}	$-\vec{B}$

TAB. I.2: Transformation de certaines observables par T .

les états initial et final. En Mécanique Quantique, c'est un opérateur Anti-Unitaire. En effet, soit l'équation de Schrödinger décrivant un système physique :

$$i\hbar \frac{\partial |\Psi(t)\rangle}{\partial t} = H|\Psi(t)\rangle \quad (\text{I.6})$$

L'application de T sur l'équation de Schrödinger donne : $t \rightarrow -t$

$$-i\hbar \frac{\partial |\Psi(\vec{r}, -t)\rangle}{\partial t} = H|\Psi(\vec{r}, -t)\rangle \quad (\text{I.7})$$

Pour revenir à la forme souhaitée de l'équation, nous prendrons le conjugué complexe des deux membres :

$$i\hbar \frac{\partial |\Psi^*(\vec{r}, -t)\rangle}{\partial t} = H^* |\Psi^*(\vec{r}, -t)\rangle \quad (\text{I.8})$$

le fait que H soit hermitique et réel, $H^* = H$ donne

$$i\hbar \frac{\partial |\Psi^*(\vec{r}, -t)\rangle}{\partial t} = H |\Psi^*(\vec{r}, -t)\rangle \quad (\text{I.9})$$

Donc $|\Psi^*(\vec{r}, -t)\rangle$ vérifie l'équation de Schrödinger ce qui implique que : $\Psi^T = \Psi^*(\vec{r}, -t) = T\Psi$.

Si on considère une combinaison linéaire de la forme, $\Psi = c_1\Psi_1 + c_2\Psi_2$, l'application de l'opérateur de renversement du temps T sur Ψ donne :

$$T\Psi = \Psi^*(\vec{r}, -t) = c_1^*\Psi_1^*(\vec{r}, -t) + c_2^*\Psi_2^*(\vec{r}, -t) \neq c_1T\Psi_1 + c_2T\Psi_2 \quad (\text{I.10})$$

ce qui signifie que T est antiunitaire, et il n'existe pas de valeur propre réelle associée à l'opérateur T . On ne peut pas mesurer T directement comme c'est le cas des opérateurs P et C . De même que dans les deux cas précédents, l'application du renversement du temps sur une particule chargée tournant en spirale dans un champ magnétique donne aussi un processus physiquement valable (Figure 1.4).

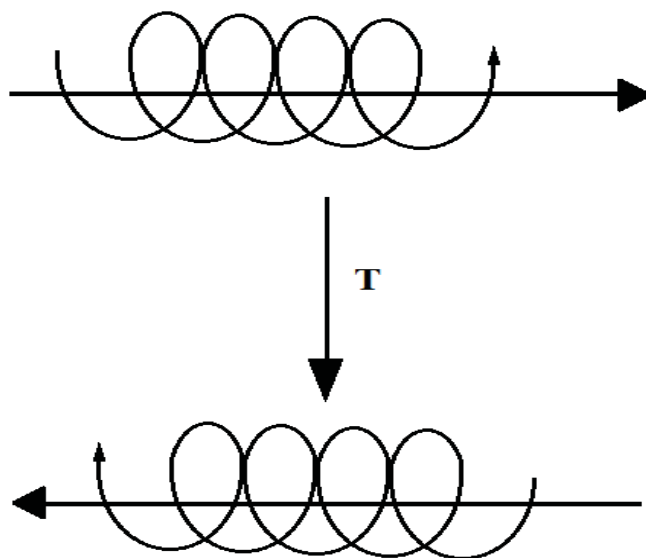


FIG. 1.4: Transformation d'une charge électrique tournant par T

I.5 Symétries Combinées

Les trois symétries C , P et T peuvent être combinées deux à deux ou toutes les trois pour donner d'autres symétries.

Par exemple, si on applique la transformation P suivie de la transformation C , on a la transformation CP .

Un autre exemple est la combinaison CPT de toutes les symétries discrètes. C'est une combinaison très importante dont résulte le *théorème CPT en théorie quantique des champs (QFT)*.

I.6 Théorème CPT

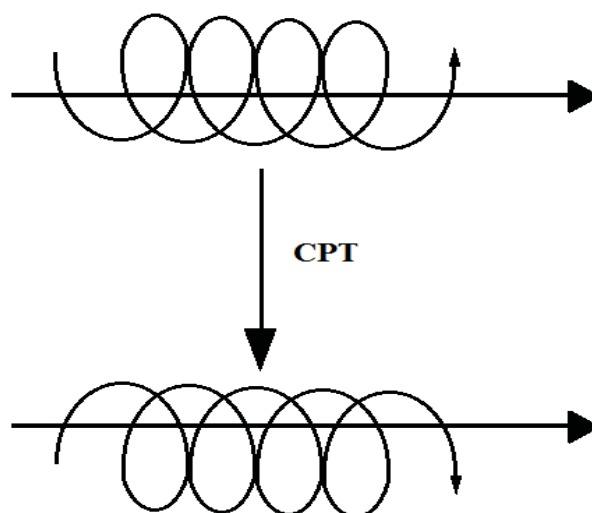
La symétrie CPT [12–15], selon la théorie quantique de champs, stipule que toutes les lois de la physique sont inchangées lorsqu'on applique ces trois symétries à la fois. Toutes les interactions connues actuellement sont modélisées par des théories répondant au critère que l'hamiltonien du système reste inchangé par la transformation CPT , soit $\hat{O}H\hat{O} = H$ avec $\hat{O} = CPT$, il en découle qu'elles sont toutes invariantes par CPT et de ce fait CPT est une symétrie fondamentale.

L'une des conséquences de cette symétrie est que la masse et la durée de vie d'une particule sont identiques à celles de son antiparticule. De plus, plusieurs expériences ont été faites pour tester la validité de CPT , mais aucun résultat indiquant la violation de CPT n'a été mis en évidence.

Revenant à la particule chargée qui tourne en hélice dans un champ magnétique :

Le champ magnétique n'est pas inversé car nous avons vu qu'il change de sens à la fois sous C et sous T . Comme on applique les deux opérateurs, il reste dans sa direction d'origine.

De même, la particule voit sa direction inversée deux fois : sous P et sous T . Le résultat est une particule tournant dans l'autre sens et c'est normal étant donné le changement de signe de la charge (Figure 1.5). Le tableau I.3 montre la transformation de quelques observables par CPT


 FIG. 1.5: Transformation d'une charge électrique mobile par CPT

observable	$CPT(\text{observable})$
t	$-t$
\vec{r}	$-\vec{r}$
\vec{p}	\vec{p}
$\vec{\sigma}, \vec{J}, \vec{L}$	$-\vec{\sigma}, -\vec{J}, -\vec{L}$
\vec{E}	\vec{E}
\vec{B}	\vec{B}
\vec{q}	$-\vec{q}$

 TAB. I.3: Transformation de certaines observables par CPT .

I.7 Violations des Symétries Discrètes

On a cru longtemps que l'invariance des lois de la Physique par les Symétries C , P et T était partout valable. Même s'il existait d'excellentes preuves de la conservation de ces symétries dans les interactions fortes et électromagnétiques, il n'y en avait aucune dans le cadre des interactions faibles. On verra par la suite que ces symétries sont violées dans ce type d'interaction. La figure 1.6 nous montre une méthode à suivre afin de connaître si une transformation est une symétrie exacte ou non pour un système physique donné.

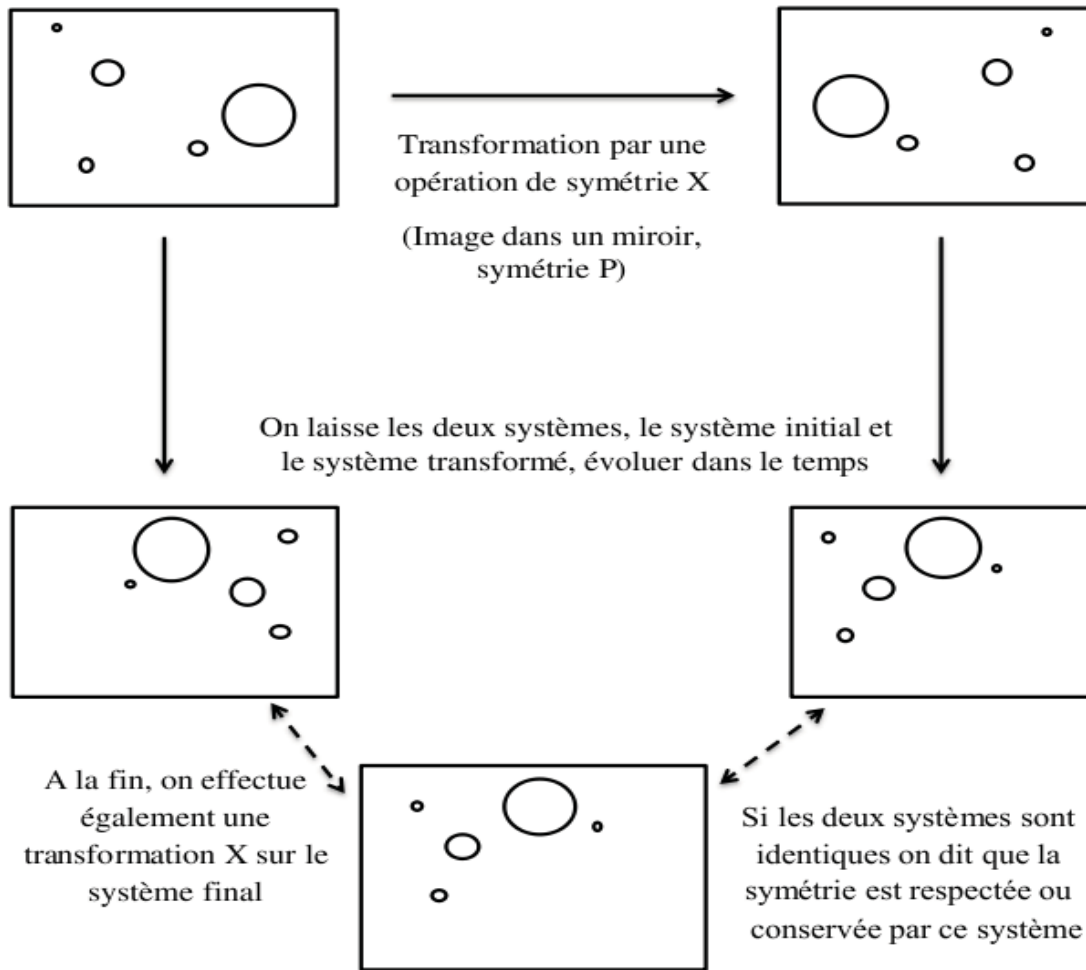


FIG. 1.6: Tester la validité d'une transformation.

I.7.1 Violation de la Parité P

La première suggestion de violation de P dans les interactions faibles fut faite par Lee et Yang (1956) [16]. Deux particules de même masse, de même temps de vie et de spin zéro ; l'une le θ^+ se désintérait en deux mésons π , l'autre le τ^+ en trois π (Les deux Particules portent aujourd'hui le nom de méson K). Or un système de deux π de moment cinétique nul a une parité $+1$ et un système de trois π a une parité de -1 . Un dilemme se pose : soit la parité est conservée et on doit considérer deux particules différentes, soit les interactions faibles violent la parité, et les particules τ^+ et θ^+ sont une seule et même particule. Lee et Yang ont formulé l'hypothèse qu'il s'agissait de la même particule avec Violation de la parité (figure 1.7).

En 1956, Lee et Yang proposent plusieurs tests expérimentaux pour tester la conservation

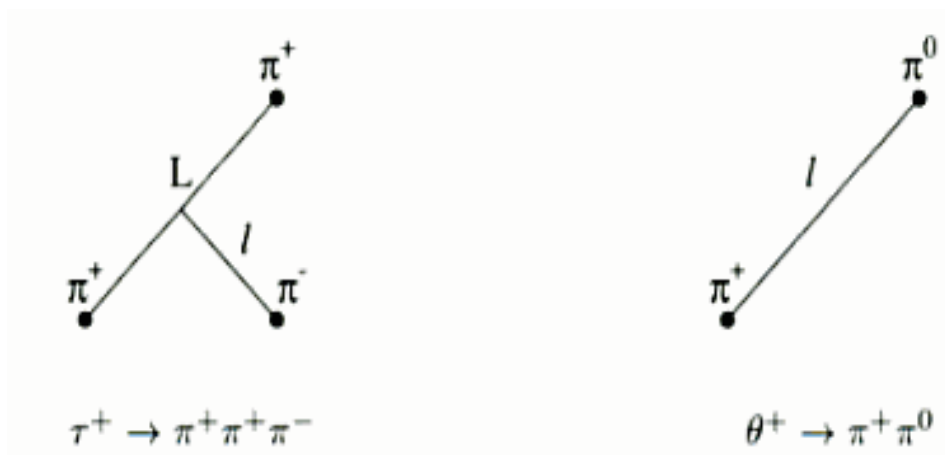


FIG. 1.7: Puzzle $\tau - \theta$

de la parité (Figure 1.8) :

- La désintégration β d'un noyau polarisé dans un champ magnétique.
- La désintégration $\pi^\pm \rightarrow \mu^\pm \nu$ suivie de $\mu^\pm \rightarrow e^\pm \nu \bar{\nu}$.
- La désintégration $\Lambda \rightarrow p \pi^-$

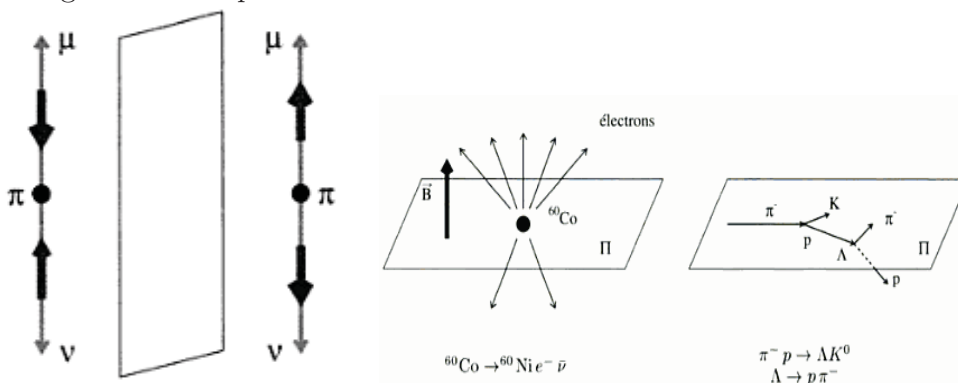


FIG. 1.8: Tests de la violation de la Parité.

Le test de la symétrie P à partir de la désintégration β^- du cobalt 60 (Figure 1.9) a été réalisé par Mrs Wu en 1957 [17]. Dans cette expérience un échantillon de ${}^{60}\text{Co}$ est placé dans un champ magnétique intense et à très basse température, ce qui polarise l'échantillon de cobalt. Si on tient compte que la parité ne modifie pas le spin et le champ magnétique, mais qu'elle renverse la direction de propagation de l'électron émis lors de la désintégration, alors la conservation de la parité nécessite l'identité des distributions des électrons émis dans les deux directions opposées. Mais l'expérience montre qu'il y a une différence énorme entre les distributions et que la majorité des électrons sont émis dans une direction opposée à celle du champ magnétique donc de la polarisation (spin)

du ^{60}Co , ce qui indique la violation de la parité. D'un point de vue fondamental, les conséquences de la violation de la parité ont été mises en relief par Lee et Yang :

L'antineutrino $\bar{\nu}_e$ a une hélicité droite (R), l'électron e^- a une hélicité gauche (L); et ceci est généralisable à tous les neutrinos ν_l dont l'hélicité est uniquement gauche [18].

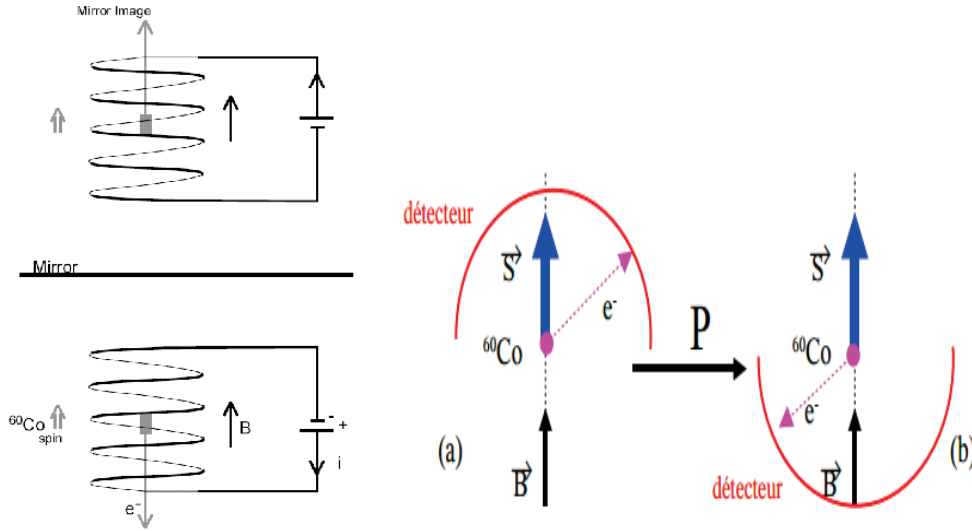


FIG. 1.9: Désintégration β^- du ^{60}Co .

I.7.2 Violation de C

La violation de C est liée à celle de P dans les désintégrations faibles et elle a été découverte de la même façon que P dans la désintégration du pion chargé [19]. L'inexistence de l'antineutrino gauche (hélicité négative) dans la Nature est une indication de la violation de C . En effet C transforme un neutrino gauche qui existe dans la Nature en un antineutrino gauche qui est inexistant (Figure 1.10).

Un autre exemple de violation de C est la désintégration du Λ en $p\pi^-$. Si on suppose que l'hamiltonien commute avec la Conjugaison de charge C , et on applique la conjugaison de charge à l'état initial représenté sur la figure 1.11, nous obtenons un antilambda $\bar{\Lambda}$ dans l'état $m = 1/2$. Pour obtenir l'état final on effectue une conjugaison de charge sur l'état final de la même figure. On obtient un système $\bar{p}\pi^+$ et l'antiproton est émis plus fréquemment vers le haut que vers le bas.

Mais sur le plan expérimental, pour l'antilambda dans l'état $m = 1/2$, on constate, au contraire, que les antiprotons sont émis plus fréquemment vers le bas que vers le haut.

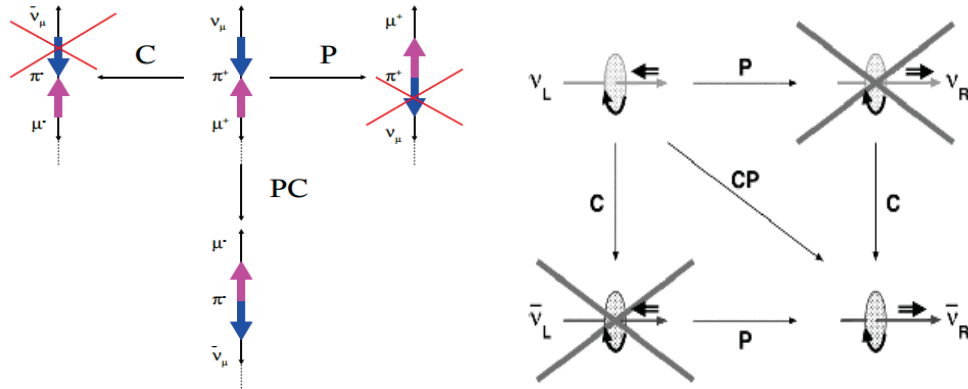


FIG. 1.10: Tests de la violation de la Conjugaison de charge C.

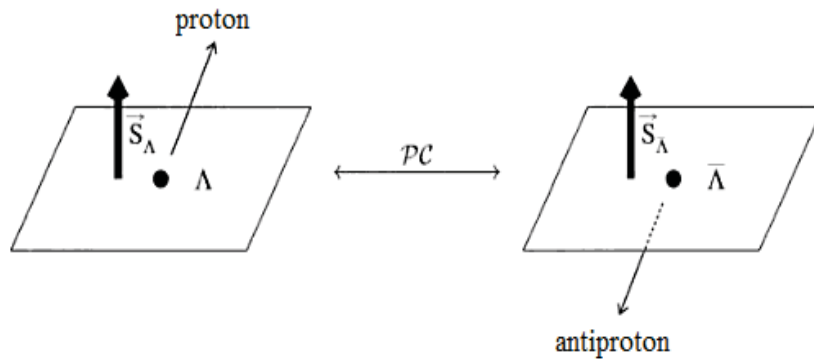


FIG. 1.11: Désintégration du Λ .

Donc l'hypothèse $[\hat{H}, \hat{C}] = 0$ n'est pas vérifiée. et la conjugaison de charge est violée dans cette désintégration faible (où la Parité est déjà violée et il est remarquable de noter que l'opération CP est conservée).

I.7.3 Violation de CP

La violation de CP [20, 21] a été mise en évidence en 1964 dans le système de mésons $K^0\bar{K}^0$. (Notons que les kaons produits par interaction forte ont une parité négative).

$$\hat{P}|K^0\rangle = -|K^0\rangle; \quad \hat{P}|\bar{K}^0\rangle = -|\bar{K}^0\rangle,$$

et comme le \bar{K}^0 est l'antiparticule du K^0 :

$$\hat{C}|K^0\rangle = |\bar{K}^0\rangle; \quad \hat{C}|\bar{K}^0\rangle = |K^0\rangle. \text{ et combinant les deux symétries, on obtient alors :}$$

$\hat{C}\hat{P}|K^0\rangle = -|\bar{K}^0\rangle$; $\hat{C}\hat{P}|\bar{K}^0\rangle = -|K^0\rangle$. On déduit les états propres de $\hat{C}\hat{P}$:

$$|K_1^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle - |\bar{K}^0\rangle) \text{ avec } \eta_{CP} = 1 \quad (\text{I.11})$$

$$|K_2^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{2}}(|K^0\rangle + |\bar{K}^0\rangle) \text{ avec } \eta_{CP} = -1 \quad (\text{I.12})$$

N. B : on peut choisir la "convention" $\hat{C}\hat{P}|K^0\rangle = |\bar{K}^0\rangle$; et $\hat{C}\hat{P}|\bar{K}^0\rangle = |K^0\rangle$, les états $|K_1^0\rangle$ et $|K_2^0\rangle$ seraient inversés. Les états $|K_1^0\rangle$ et $|K_2^0\rangle$ ne pourraient se désintégrer que dans des voies telles que $\eta_{CP} = 1$ pour le $|K_1^0\rangle$ et $\eta_{CP} = -1$ pour le $|K_2^0\rangle$, c'est-à-dire en deux et trois pions respectivement. De plus ces deux états ont des temps de vie assez différents : plus long pour le $|K_2^0\rangle$: $\tau_{K_2^0} \simeq 600\tau_{K_1^0}$.

Expérimentalement si on produit des K^0 et si on observe le faisceau des K^0 au bout d'un intervalle de temps Δt très supérieur à $\tau_{K_1^0}$, il ne reste que des particules $|K_2^0\rangle$, ce qui signifie que la désintégration en deux pions est inexistante (si CP est conservée).

En 1964 Christensen, Cronin, Fitch et Turlay [22] ont montré que la désintégration du $|K_2^0\rangle$ en deux pions se produit avec une probabilité très faible ($2.3 \cdot 10^{-3}$) mais non nulle, mettant en évidence une violation de très faible amplitude de la symétrie CP dans les interactions faibles.

De ce fait les états propres d'interaction faible ne correspondent plus exactement aux états $|K_1^0\rangle$ et $|K_2^0\rangle$, mais plutôt à des mélanges de ces deux états comportant une composante très petite de l'état de valeur propre opposée :

$$|K_S^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+|\epsilon|^2}}(|K_1^0\rangle - \epsilon|\bar{K}_2^0\rangle) \quad (\text{I.13})$$

$$|K_L^0\rangle = \frac{1}{\sqrt{1+|\epsilon|^2}}(|K_2^0\rangle + \epsilon|\bar{K}_1^0\rangle) \quad (\text{I.14})$$

Conséquences

La violation de CP pourrait expliquer la prédominance de la matière sur l'antimatière dans l'Univers. En effet Andreï Sakharov a montré en 1967 que trois conditions sont nécessaires pour que l'univers, initialement constitué dans les mêmes proportions de particules et d'antiparticules (conséquence du modèle standard) puisse évoluer en un univers principalement constitué de matière [23]. La violation de la symétrie CP est l'une des trois conditions nécessaires pour assurer cette évolution.

De plus cette violation de CP est l'un des aspects les plus intrigants de la physique moderne. Elle traduit le fait qu'il y a une différence fondamentale entre la matière et l'antimatière.

Dans le cadre du Modèle Standard, la violation de CP est due à une phase intrinsèque prenant naissance dans le mélange des trois familles de quarks (mécanisme CKM [24]).

I.7.4 Matrice CKM et Violation de T

Le Modèle Standard (Standard Model, SM) rend compte de la violation de la symétrie CP via la matrice de Cabibbo-Kobayashi-Maskawa ou matrice CKM . Cette dernière décrit le mélange de saveur des quarks de type Down (d, s, b) dans les interaction faibles. Elle est définie par :

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}. \quad (\text{I.15})$$

C'est une matrice (3×3) Unitaire et Complexe. Elle possède 4 paramètres réels fondamentaux : 3 angles d'Euler et 1 phase δ qui est responsable de la violation de CP dans le secteur électrofaible du SM.

Le Modèle Standard ne prédit pas les valeurs des éléments de la matrice. Expérimentalement, on observe une hiérarchie : plus les éléments sont proches de la diagonale, plus leur valeur est proche de l'unité. La paramétrisation de Wolfenstein [25] permet de mettre en évidence cette hiérarchie :

$$V_{CKM} = \begin{pmatrix} 1 - \frac{1}{2}\lambda^2 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \frac{1}{2}\lambda^2 & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 & 1 \end{pmatrix} + O(\lambda^4) \quad (\text{I.16})$$

avec $\lambda \sim 0.22 = \sin \theta_C$. θ_C est l'angle de Cabibbo, A , ρ et η sont les 3 autres paramètres de la matrice. Il est intéressant de constater que les amplitudes des termes diagonaux sont proches de l'unité et celles des termes hors diagonale sont petites. La Violation de CP est plus faible dans les désintégrations des mésons charmés ; comme cela a été

confirmé par les résultats de LHCb [26–29].

Violation directe de \mathbf{T} : L'interaction par courants chargés entre les quarks est décrite par une expression du type :

$$\mathcal{L}_{Int}^{cc} \sim J_\mu W^+ + (h.c.) \quad (\text{I.17})$$

où

$$J_\mu = (\bar{u}, \bar{c}, \bar{t}) \gamma_\mu (1 - \gamma_5) V_{CKM} \begin{pmatrix} d \\ s \\ b \end{pmatrix} \quad (\text{I.18})$$

et W^\pm étant le champ associé au boson chargé W^\pm . La matrice V_{CKM} étant complexe, elle sera transformée en sa complexe conjuguée par l'opérateur T qui est différente de V_{CKM} .

En conséquence, $T \mathcal{L}_{Int}^{cc} T^\dagger \neq \mathcal{L}_{Int}^{cc}(\vec{r}, t)$; ce qui indique clairement une violation directe de la symétrie T au niveau des quarks.

I.8 Polarisation des Particules de Spin S

Le spin S est un concept quantique lié aux rotations sur soi-même (rotation propre). La mesure du spin, qui est la seule observable quantique qui ne présente pas d'équivalent classique, donne des valeurs discrètes.

La projection du spin sur un axe donné possède $(2S + 1)$ valeurs possibles comprises entre $-S$ et $+S$ et de pas unité. Mais on ne peut mesurer que la valeur moyenne du spin suivant un axe donné. Quand l'état initial n'est pas bien déterminé, on introduit la matrice densité de polarisation.

Pour un système physique décrit par une matrice densité ρ [30, 31] où chaque état $|\Psi_i\rangle$ est caractérisé par une probabilité P_i , la valeur moyenne d'un opérateur hermitien A est donnée par : $\langle A \rangle = Tr(\rho A)$ avec $\rho = \sum_i P_i |\Psi_i\rangle \langle \Psi_i|$

La matrice densité ρ possède les propriétés suivantes :

- ρ est hermitique, $\rho = \rho^\dagger$, ce qui la rend diagonalisable avec des valeurs propres réelles.
- $Tr(\rho) = 1$.

$$- |\rho_{ij}|^2 \leq \sum_l \rho_{il} \rho_{lj}.$$

La polarisation d'une particule de spin S est la valeur moyenne de l'opérateur de spin donnée par :

$$\vec{\mathbb{P}} = \frac{\langle \vec{S} \rangle}{S} \quad (\text{I.19})$$

Dans un repère (X, Y, Z) , le vecteur-polarisation est défini par : $\vec{\mathbb{P}} = \mathbb{P}_X \vec{X} + \mathbb{P}_Y \vec{Y} + \mathbb{P}_Z \vec{Z}$ et son module, $|\vec{\mathbb{P}}| = \sqrt{|\mathbb{P}_X|^2 + |\mathbb{P}_Y|^2 + |\mathbb{P}_Z|^2}$, est compris entre 0 et 1 ; c'est-à-dire respectivement entre un état non polarisé et un état complètement polarisé. Les valeurs intermédiaires représentent des polarisations partielles.

Cas d'une particule de spin 1/2

Pour une particule de spin 1/2, on définit le degré de polarisation dans une direction donnée comme la différence entre le taux des particules polarisées +1/2 et celui des particules polarisées -1/2.

En tenant compte que la polarisation maximale est suivant la direction de $\vec{\mathbb{P}}$, le degré de polarisation suivant un axe quelconque (Δ) est la projection de $\vec{\mathbb{P}}$ suivant cet axe et défini comme suit :

$$P(\Delta) = \frac{N(+1/2) - N(-1/2)}{N(+1/2) + N(-1/2)} \quad (\text{I.20})$$

La polarisation est reliée à la matrice densité de polarisation ρ par la relation $\vec{\mathbb{P}} = \text{Tr}(\rho \vec{\sigma})$ où $\vec{\sigma}$ sont les matrices de Pauli définies par : $\vec{\sigma} = \frac{2}{\hbar} \vec{S}$. Comme toute matrice (2×2) peut être développée dans la base $\{ I, \sigma_x, \sigma_y, \sigma_z \}$, la matrice densité de polarisation ρ peut se mettre sous la forme suivante $\rho = a_0 \mathbf{I} + \vec{a} \cdot \vec{\sigma}$ où

$$\rho = \begin{pmatrix} \rho_{++} & \rho_{+-} \\ \rho_{-+} & \rho_{--} \end{pmatrix}, \quad a_0 = \frac{1}{2} \text{ et } \vec{a} = \frac{1}{2} \vec{\mathbb{P}}.$$

On en déduit les composantes du vecteur-Polarisation :

$$\begin{cases} \mathbb{P}_z &= \rho_{++} - \rho_{--} = 2\rho_{++} - 1 \\ \mathbb{P}_x &= 2\Re(\rho_{+-}) \\ \mathbb{P}_y &= -2\Im(\rho_{+-}) \end{cases} \quad (\text{I.21})$$

le fait que $\det(\rho) \geq 0$ implique que $|\vec{P}| \leq 1$ ou en d'autres terme $|\rho_{+-}| \leq 1/2$.

I.9 Observables impaires par T et Recherche Directe de la Violation de T

La conservation de CPT et la violation de CP impliquent la violation indirecte de T. Pour compenser la violation de CP, la figure 1.12 représente la violation indirecte de T.

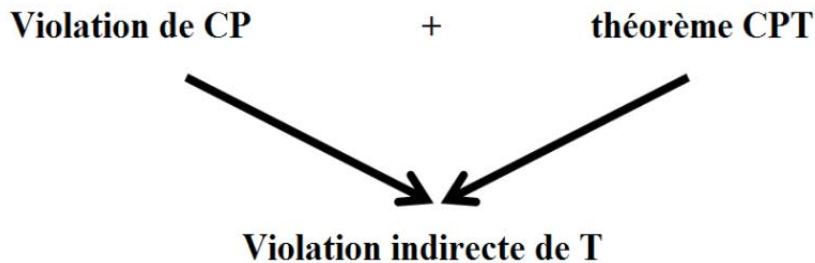


FIG. 1.12: Violation indirecte de T.

Indépendamment de la violation de CP, on pourrait rechercher la violation directe de T dans des processus particuliers. Pour cela, il faut définir de nouvelles variables.

"T-odd effect" (Effet Impair par Renversement du temps T)

La violation de T peut être mise en évidence dans les "T-odd effect" (effet impair par T), c'est-à-dire la recherche d'observables impaires par T qui changent de signe par T. Comme l'effet du renversement de temps n'est pas seulement un changement de signe, mais aussi l'échange des états initial et final; le fait qu'une observable impaire par T soit non nulle n'est pas un signe absolu de la violation de T. Les interactions dans l'état final peuvent influencer sur la valeur calculée (Théorème de Wolfenstein).

Dans les cas où ces interactions ne sont pas négligeables, il est nécessaire de calculer leur contribution pour en déduire une éventuelle violation de T.

Plusieurs processus peuvent indiquer une violation directe de T. Ci-dessous les plus importants :

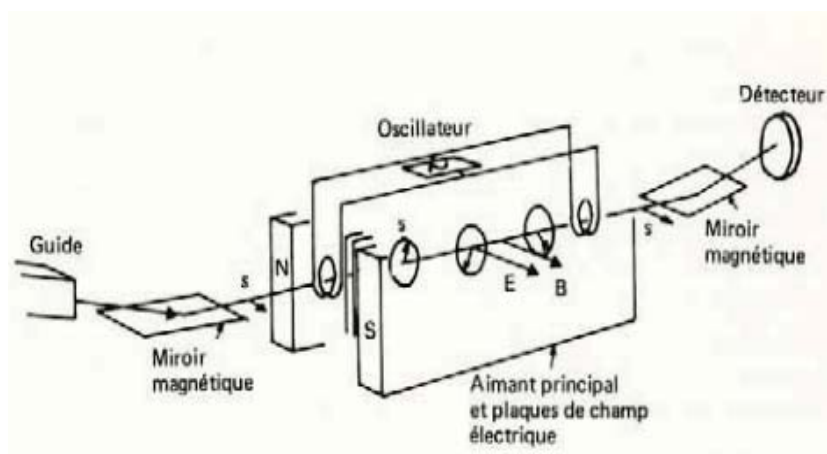


FIG. 1.13: spectromètre de Ramsey.

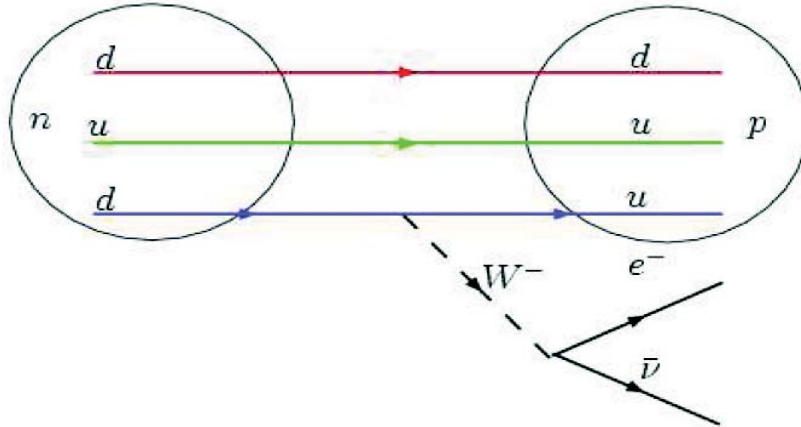
1) Moment Dipolaire Électrique

Du point de vue classique si on considère un système de deux particules de charges opposées $\pm q$ séparées d'une distance D , leur moment dipolaire électrique résultant est $\vec{d} = q\vec{D}$. Donc sur le plan classique, le moment dipolaire électrique ne change pas de signe par T.

Du point de vue quantique, si on considère une particule de spin \vec{S} , son moment dipolaire électrique s'exprime par la relation $\vec{d} = \alpha_e \vec{S}$ (Th. Wigner-Eckart). Comme le spin \vec{S} change de signe par T, \vec{d} doit également changer de signe. Donc une valeur non nulle de α_e impliquerait la violation de T.

Un groupe de physiciens a entrepris des mesures très précises pour trouver la limite la plus basse possible du moment dipolaire électrique du neutron nEDM (neutron electric dipole moment) [32–34]. Le nEDM est détecté par son interaction avec un champ électrique intense (une expérience similaire avec des particules chargées serait impossible car celles-ci seraient déviées hors de l'appareil par le champ électrique).

Le spectromètre de Ramsey (Figure 1.13) utilisé dans cette expérience est essentiellement destiné à mesurer avec précision la fréquence de précession du spin du neutron dans un champ magnétique faible. Il est analogue à celui utilisé pour la mesure du moment magnétique du neutron. Une expérience réalisée à l'Institut Laue-Langevin à Grenoble, a placé une limite supérieure (avec un niveau de confiance de 90%) de $2.9 \times 10^{-26} e \cdot cm$ [35]. Actuellement, il existe au moins cinq expériences visant [36, 37] à améliorer la limite actuelle (ou de mesurer pour la première fois) sur la EDM de neutrons avec une

FIG. 1.14: Diagramme de la désintégration β du neutron.

sensibilité inférieure à $10^{-28} e \cdot cm$.

2) Désintégration β du Neutron

La désintégration β du neutron se produit par la transformation d'un quark d en quark u, ce qui provoque l'émission d'un boson virtuel W^- lequel se désintègre en un électron et un anti-neutrino (Fig. 1.14).

La violation de la symétrie T dans cette désintégration peut être mise en évidence par une combinaison de ces observables [38] :

- La polarisation du neutron.
- L'impulsion des électrons.
- Les polarisations transversale et normale de l'électron par rapport au plan formé par la polarisation du neutron et l'impulsion de l'électron.

La composante normale du vecteur-polarisation des électrons est impaire par T. Donc si les électrons sont polarisés selon la direction à la fois perpendiculaire à leur impulsion et à celle du neutron, alors la symétrie de renversement du temps serait violée.

Jusqu'à présent, aucune valeur non nulle n'a été encore trouvée.

3) Recherche de la Violation directe de T dans la Désintégration de l'Hypéron Λ

Considérons la désintégration $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ qui se produit via l'interaction faible. Elle contient à la fois la violation de la parité (ondes s) et la conservation de la parité (ondes p) à cause de la parité négative du π^\pm . Le système final est dans l'état d'isospin $I = 1/2$. Dans le repère propre du Λ , l'état du Λ est caractérisé par sa fonction d'onde de spin :

$$u_\Lambda = \begin{pmatrix} a \\ b \end{pmatrix} \quad (\text{I.22})$$

où a et b sont respectivement les amplitudes de spin up et de spin down. Après désintégration, le spineur du Λ , u_Λ , est lié linéairement à celui du proton, u_p :

$$u_\Lambda = \mathcal{M}u_p \quad (\text{I.23})$$

où \mathcal{M} est une matrice 2×2 qui est de la forme :

$$\mathcal{M} = A_s + A_p \vec{\sigma} \cdot \hat{k} \quad (\text{I.24})$$

où $\vec{\sigma}$ sont les matrices de Pauli, A_s et A_p sont les amplitudes des ondes s et p respectivement, et \hat{k} est un vecteur unitaire suivant l'impulsion du proton dans le repère propre du Λ .

Dans le cas où le Λ est complètement polarisé, la matrice densité de spin D_p du proton est donnée par :

$$D_p = \frac{1}{2}(1 + \alpha \cos \theta)(1 + \hat{S}_p \cdot \vec{\sigma}) \quad (\text{I.25})$$

avec

$$\hat{S}_p = (1 + \alpha \cos \theta)^{-1}[(\alpha + \cos \theta)\hat{k} + \beta(\hat{k} \times \hat{S}_\Lambda) + \gamma(\hat{k} \times \hat{S}_\Lambda) \times \hat{k}] \quad (\text{I.26})$$

$$\alpha = \frac{2\Re(A_s^* A_p)}{(|A_s|^2 + |A_p|^2)}$$

$$\beta = -\frac{2\Im(A_s^* A_p)}{(|A_s|^2 + |A_p|^2)}$$

$$\gamma = \frac{(|A_s|^2 - |A_p|^2)}{(|A_s|^2 + |A_p|^2)}$$

\hat{S}_Λ représente la polarisation initiale du Λ ; et $\theta = (\hat{S}_\Lambda, \hat{k})$. Notons que $\alpha^2 + \beta^2 + \gamma^2 = 1$ et $|\hat{S}_p|^2 = 1$.

En appliquant l'opération T , le vecteur-polarisation \hat{S}_p change de signe ainsi que le premier et le troisième termes du membre de droite de l'égalité I.26 ; le terme en β restant inchangé. Si on admet que T est conservé, le paramètre β doit être nul. Donc si une mesure donnait $\beta \neq 0$, ce serait un signe de violation directe de T.

Dans le cas où Λ n'est pas complètement polarisé sa matrice densité de spin est donnée par : $D_\Lambda = \frac{1}{2}(1 + \vec{S}_\Lambda \cdot \vec{\sigma})$. On peut déduire la distribution angulaire du proton dans le repère propre du Λ [39] :

$$\frac{d\sigma}{d \cos \theta} = Tr(D_p) = 1 + \alpha S_\Lambda|_z \cos \theta \quad (I.27)$$

Conclusion : On pourrait rechercher une violation directe de T dans les désintégrations des hyperons, mais aussi dans celles des Baryons Lourds du type Λ_c^+ et Λ_b où les quarks c et b remplacent respectivement le quark s contenu dans le Λ .

Chapitre II

Etude théorique du canal

$$\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\psi \rightarrow p \pi^- \mu^+ \mu^-$$

Du Chapitre I, nous avons exposé les raisons pour lesquelles les hypérons de spin $j = 1/2$ sont étudiés afin de mettre en évidence des observables impaires par renversement du temps (T).

Dans ce chapitre, nous examinons les désintégrations du baryon lourd Λ_b produit dans les collisions proton-proton au Large Hadron Collider (LHC [40]). L'étude du canal $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\psi \rightarrow p \pi^- \mu^+ \mu^-$ nous conduit à mesurer la polarisation du Λ_b ainsi que celles des résonances Λ et J/Ψ . Ce canal est crucial pour tester la symétrie de renversement du temps. Pour cela on calcule les distributions angulaires des particules finales dans des repères bien appropriés et on cherche à mettre en évidence des observables impaires par T .

II.1 Production du Λ_b au Large Hadron Collider (LHC)

La particule Λ_b (dont le contenu en quarks est udb) de spin $1/2$ ¹ est le baryon beau dominant produit lors des collisions p-p au LHC. Les Λ_b essentiellement produits par interaction forte peuvent aussi provenir de résonances lourdes telles Σ_b, Ξ_b , etc ..., ou des bosons intermédiaires W^\pm et Z^0 .

Les particules Λ_b ainsi produites peuvent être polarisées transversalement par rapport à leur plan de production (plan formé par l'impulsion du Λ_b et celle d'un des protons incidents). La figure 2.1 représente la production du Λ_b dans le repère propre de LHCb Oxyz, tel que l'axe Oz soit parallèle à l'impulsion du proton incident.

II.2 Pourquoi le Baryon Beau Λ_b

Le potentiel de Physique du Λ_b est à la fois un champ riche et nouveau :

- Tout comme les Hypérons ordinaires, Λ , Σ , ... produits lors des collisions hadron-hadron, le baryon Λ_b peut être polarisé et cette polarisation se transmet aux résonances intermédiaires qui peuvent mettre en évidence des effets liés à la violation de la symétrie de renversement du temps.
- Les désintégrations semi-leptoniques ($\Lambda_b \rightarrow \Lambda l^+ l^-$, $l = \text{lepton}$) et les désintégrations hadroniques par interactions faibles pourraient elles aussi aider à la recherche de la violation du renversement du temps; le cas de l'hypéron Λ (uds) a été suggéré par

¹Considérons la désintégration $\Lambda_b \rightarrow J/\Psi \Lambda$.

D'une part, le spin s_1 du Λ vaut $1/2$, celui s_2 du J/Ψ vaut 1 , et d'autre part le moment orbital L entre les particules Λ et J/Ψ est un nombre entier.

Le moment cinétique total du Λ_b est défini par $\vec{J} = \vec{L} + \vec{S}$; où \vec{L} est le moment orbital total et $\vec{S} = \vec{s}_1 + \vec{s}_2$ est le spin total.

De ce qui précède on peut déduire :

$$\left\{ \begin{array}{l} S = \frac{1}{2} \oplus 1 = \frac{1}{2}, \frac{3}{2} \\ L \equiv \text{entier} \end{array} \right.$$

donc $J = j(\Lambda_b) = \frac{1}{2} \text{entier} = \frac{1}{2}, \frac{3}{2}, \frac{5}{2}$. Si le moment cinétique intrinsèque d'une résonance augmente, sa masse augmente elle aussi. Donc l'état fondamental du baryon beau ($\Lambda_b \equiv udb$), qui est le baryon beau le moins massif, correspondrait à $j = \frac{1}{2}$, comme c'est le cas du $\Lambda^0(1115.68)$ dont le contenu en quarks est (uds).

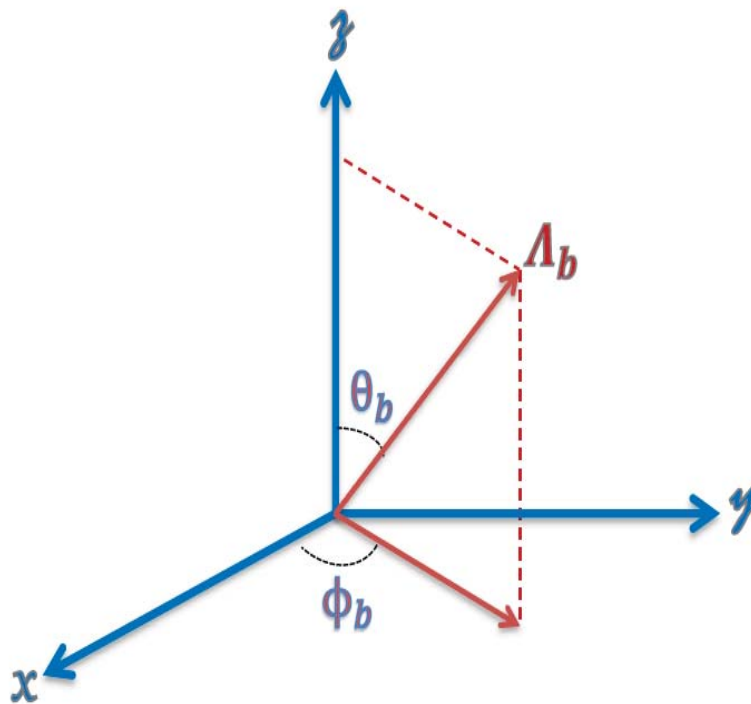
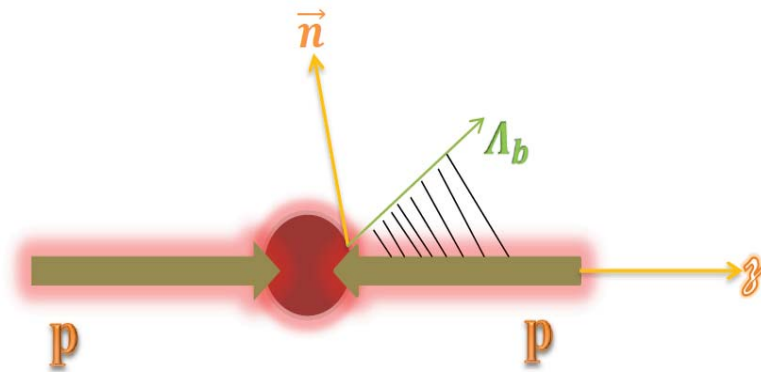


FIG. 2.1: Production du Λ_b lors de la collision p-p.

R. Gatto (1958), tout juste après la découverte de la violation de la parité [41]. En remplaçant le quark s par un quark b, on obtient le baryon Λ_b .

- En comparant les canaux de désintégration, $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\Psi$ et $\bar{\Lambda}_b \rightarrow \bar{\Lambda} J/\Psi$, un test direct de la symétrie CP peut être étudié [42–44]. La violation de CP par la voie de mélange est dominante dans le système $(B^0 - \bar{B}^0)$, mais interdite dans le système $(\Lambda_b - \bar{\Lambda}_b)$ en raison de la conservation du nombre baryonique.

II.3 Formalisme de la Désintégration du Baryon Λ_b

Les particules Λ_b se désintègrent par interaction faible en résonances Λ (uds, $j=1/2$) et J/Ψ ($c\bar{c}$, $j=1$) avec un rapport d'embranchement BR de l'ordre de $(4.7 \pm 2.2) \times 10^{-4}$. Les résonances Λ et J/Ψ ne sont pas directement détectées, mais leurs états finals, $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ ($BR = 63.9\%$) et $J/\Psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ ($BR = 6.76\%$) le sont. Ces résonances intermédiaires (Λ et J/Ψ) seront polarisées et leur polarisation interviendra dans les distributions angulaires des particules finales [45]. Un formalisme général concernant les désintégrations $\Lambda_b \rightarrow \Lambda V$ (V est un méson vecteur tel J/Ψ , ρ^0 , ω^0) basé sur le formalisme d'hélicité de Jacob-Wick [46] et Jackson [47] a été développé. Ce formalisme tient compte de la polarisation initiale du Λ_b et permet de déduire les polarisations des résonances intermédiaires Λ et J/Ψ . Par analogie avec la production d'hypérons Λ , Σ , Ξ , etc... à basse énergie, nous faisons l'hypothèse que la polarisation transversale du Λ_b serait dominante et nous construisons le repère de transversité qui est tout à fait approprié pour cette étude [48, 49]. En ce qui concerne les résonances Λ et J/Ψ , des repères d'hélicité seront utilisés afin d'étudier les désintégrations $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ et $J/\Psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ respectivement [50, 51].

II.4 Repère de Transversité du Λ_b

Ce repère est construit à partir du repère standard de LHCb Oxyz. Le vecteur normal au plan de production du Λ_b est défini par :

$$\vec{n} = \frac{\vec{p}_p \times \vec{p}_{\Lambda_b}}{|\vec{p}_p \times \vec{p}_{\Lambda_b}|} \quad (\text{II.1})$$

\vec{p}_p et \vec{p}_{Λ_b} sont respectivement l'impulsion du proton incident et du Λ_b dans le repère Oxyz. Afin de construire le repère de transversité du Λ_b , on construit tout d'abord un repère $OXYZ$ *intermédiaire* de la manière suivante :

- L'axe \overrightarrow{OX} est défini comme parallèle à l'impulsion \vec{p}_p du proton. (il sera confondu avec l'axe \overrightarrow{Oz}) et son vecteur unitaire est $\vec{e}_1 = \frac{\vec{p}_p}{|\vec{p}_p|} = \hat{p}_p$.
- L'axe de quantification \overrightarrow{OZ} est parallèle au vecteur \vec{n} et son vecteur unitaire défini par $\vec{e}_3 = \vec{n}$.

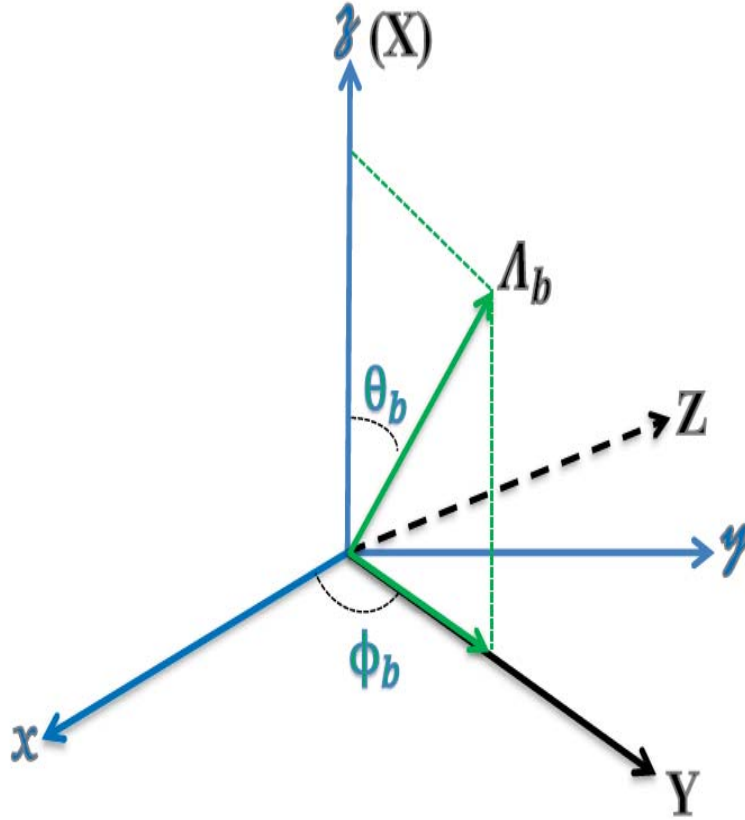
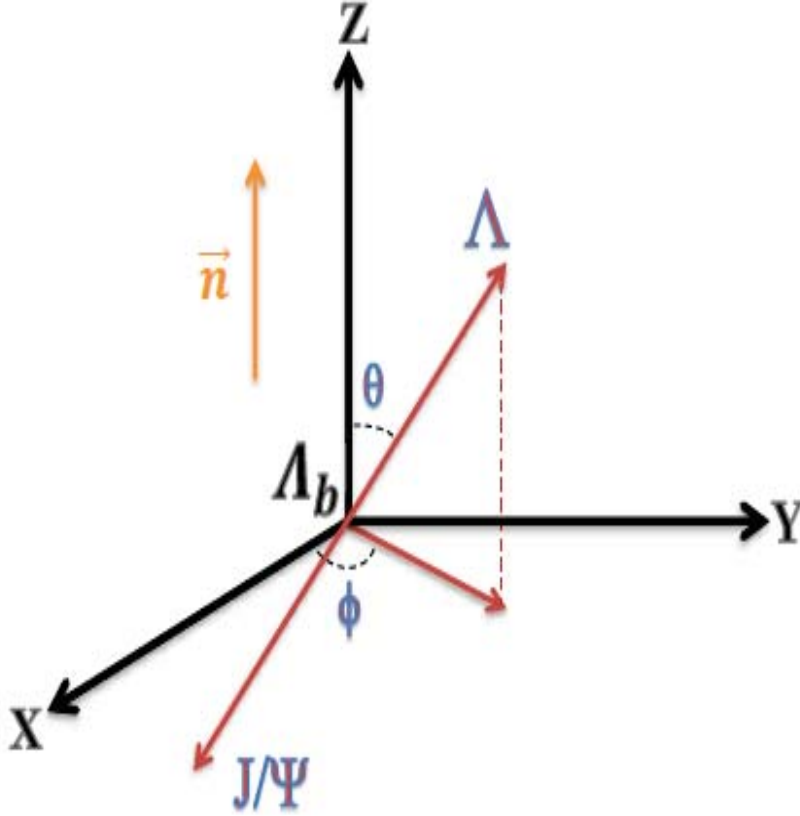


FIG. 2.2: Construction du Repère OXYZ.

- on achève le trièdre direct par l'axe $\overrightarrow{OY} = \overrightarrow{OZ} \times \overrightarrow{OX} \Leftrightarrow \vec{e}_2 = \vec{e}_3 \times \vec{e}_1$.

Dans ce repère (OXYZ), les composantes du vecteur impulsion du Λ_b seront $\vec{p}'_{\Lambda_b} = (p \cos \theta_b, p \sin \theta_b, 0)$ (figure 2.2) où $p = |\vec{p}_{\Lambda_b}|$ et θ_b est l'angle polaire que fait l'impulsion du Λ_b avec l'axe \overrightarrow{Oz} (dans le repère standard).

Pour construire le repère de transversité du Λ_b , $\Lambda_b XYZ$, (figure 2.3) à partir du repère OXYZ, il suffit d'effectuer une simple transformation de Lorentz suivant l'impulsion du Λ_b dans ce repère ($\vec{\beta} = \frac{\vec{p}'_{\Lambda_b}}{E_{\Lambda_b}}$). Il faut noter que l'orientation du repère $\Lambda_b XYZ$ est identique à celle du repère OXYZ, et l'axe de quantification sera $\overrightarrow{\Lambda_b Z} \parallel \overrightarrow{OZ} \parallel \vec{n}$. Enfin on définit l'angle polaire θ et azimuthal ϕ que fait l'impulsion du Λ avec l'axe $\overrightarrow{\Lambda_b Z}$ et le plan $\Lambda_b XY$ respectivement.


 FIG. 2.3: Désintégration du Λ_b dans le repère de transversité.

II.5 Amplitude de Désintégration du Processus $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\Psi$

Dans le cadre du formalisme de Jacob-Wick-Jackson, l'amplitude de désintégration du $\Lambda_b(m_i) \rightarrow \Lambda(\lambda_1)J/\Psi(\lambda_2)$ (m_i est la projection de spin du Λ_b sur l'axe $\overrightarrow{\Lambda_b Z}$, λ_1 et λ_2 sont les hélicités du Λ et J/Ψ respectivement) est calculée en utilisant le théorème de Wigner-Eckart :

$$\mathcal{A}_0(m_i, \lambda_1, \lambda_2) = \mathcal{M}_{\Lambda_b}(\lambda_1, \lambda_2) D_{m_i, m_f}^{*1/2}(\theta, \phi, 0) \quad (\text{II.2})$$

où $\mathcal{M}_{\Lambda_b}(\lambda_1, \lambda_2)$ est l'élément de la matrice hadronique décrivant la dynamique de désintégration et est invariant par rotation. Les éléments des matrices de rotation $D_{m_i, m_f}^j(\theta, \phi, 0)$ dépendent des composantes du moment cinétique total m_i (initiale) et m_f (finale). Cette dernière n'est autre que la différence $\lambda_1 - \lambda_2$. Les valeurs prises par m_i et λ_1 sont $\pm 1/2$, tandis que celles de λ_2 sont $-1, 0, +1$.

Le tableau II.1 représente les quatre valeurs possibles de m_f parmi les différentes combinaisons de λ_1 et de λ_2 . Donc, une description complète de la dynamique de désintégration $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\Psi$ nécessite la connaissance de quatre amplitudes $\mathcal{M}_{\Lambda_b}(\lambda_1, \lambda_2)$.

λ_1	λ_2	$m_f = \lambda_1 - \lambda_2$
+1/2	+0	+1/2
+1/2	+1	-1/2
-1/2	-1	+1/2
-1/2	0	-1/2

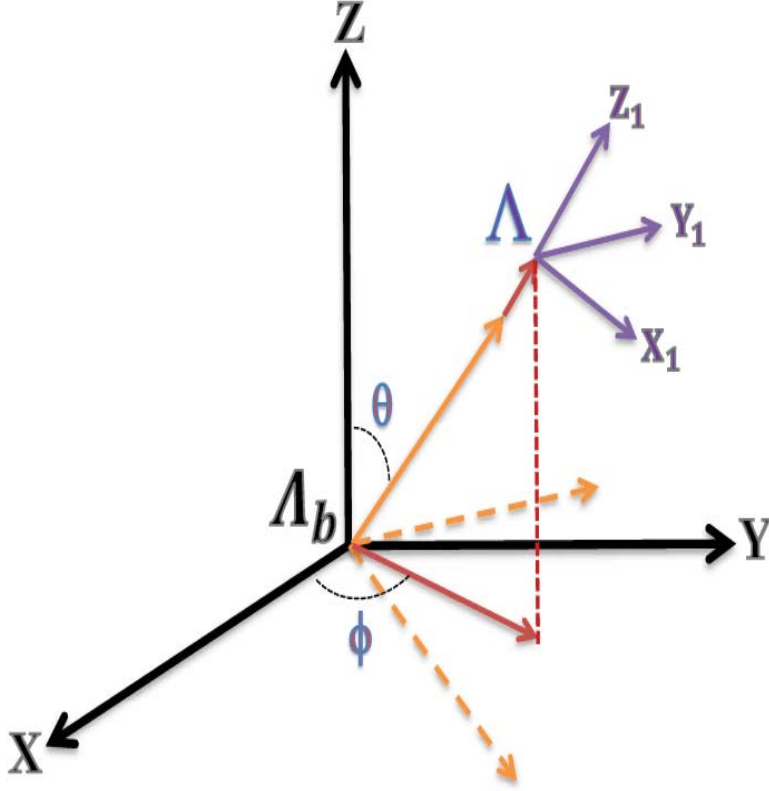
TAB. II.1: Etats d'hélicité autorisés dans la désintégration $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\Psi$.

II.6 Repères d'Hélicité du Λ et du J/Ψ

Les repères propres d'Hélicité ($\Lambda X_1 Y_1 Z_1$) et ($J/\Psi X_2 Y_2 Z_2$) associés respectivement aux particules Λ et J/Ψ sont construits dans le repère propre du Λ_b . Pour passer du repère de transversité du Λ_b au repère d'hélicité du Λ (figure 2.4), on effectue deux rotations successives $R_Y(\theta)$ et $R_Z(\phi)$, dont l'effet est d'amener l'axe $\overrightarrow{\Lambda_b Z}$ parallèlement à l'impulsion du Λ ; le nouvel axe, noté $\overrightarrow{\Lambda_b Z'}$, sera parallèle à l'impulsion du Λ . Puis on effectue un boost de Lorentz suivant l'impulsion du Λ ($\beta_\Lambda = |\vec{p}_\Lambda|/E_\Lambda$) pour se mettre dans le repère propre du Λ ($\Lambda X_1 Y_1 Z_1$). Dans ce repère on définit les angles polaire θ_1 et l'angle azimuthal ϕ_1 de l'impulsion du proton avec l'axe $\overrightarrow{\Lambda Z_1}$ et le plan $\Lambda X_1 Y_1$ respectivement (figure 2.5).

La même méthode est appliquée au J/Ψ (deux rotations successives $R_Y(\pi - \theta)$ et $R_Z(\pi + \phi)$ suivies d'un boost de Lorentz avec $\beta_{J/\Psi} = |\vec{p}_{J/\Psi}|/E_{J/\Psi}$) pour construire son repère propre ($J/\Psi X_2 Y_2 Z_2$). Également, dans ce repère on définit l'angle polaire θ_2 et azimuthal ϕ_2 que fait l'impulsion du μ^+ avec l'axe $\overrightarrow{J/\Psi Z_2}$ et le plan $J/\Psi X_2 Y_2$ respectivement (figure 2.6).

L'avantage de ces transformations cinématiques est que les axes de quantifications ($\overrightarrow{\Lambda Z_1}$ et $\overrightarrow{J/\Psi Z_2}$) coïncident avec l'axe d'hélicité de chacune des résonances. Donc les hélicités λ_1 du Λ et λ_2 du J/Ψ restent invariantes.


 FIG. 2.4: construction du repère d'hélicité du Λ .

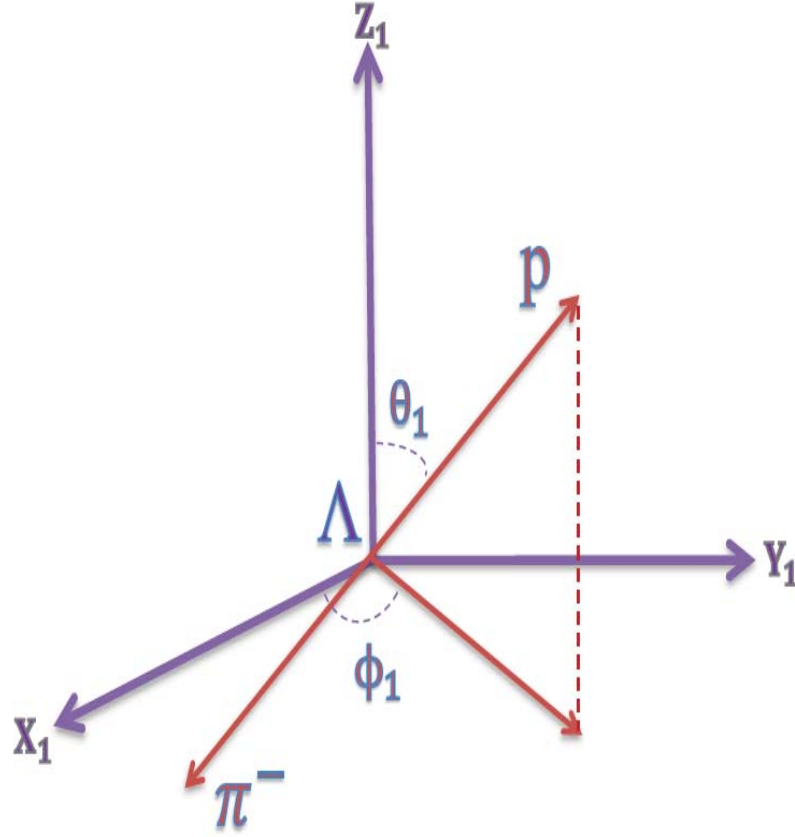
II.7 Amplitude Totale de Désintégration

Par analogie à l'amplitude de désintégration du Λ_b , on peut définir les amplitudes de désintégration respectives du Λ et du J/Ψ :

$$\mathcal{A}_\Lambda(\lambda_1; \lambda_3, \lambda_4) = \mathcal{M}_\Lambda(\lambda_3, \lambda_4) D_{\lambda_1, \lambda_3 - \lambda_4}^{*1/2}(\theta_1, \phi_1, 0) \quad (\text{II.3})$$

$$\mathcal{A}_{J/\Psi}(\lambda_2; \lambda_5, \lambda_6) = \mathcal{M}_{J/\Psi}(\lambda_5, \lambda_6) D_{\lambda_2, \lambda_5 - \lambda_6}^{*1}(\theta_2, \phi_2, 0) \quad (\text{II.4})$$

$\lambda_3, \lambda_4, \lambda_5$ et λ_6 sont les hélicités des particules p, π^-, μ^+ et μ^- respectivement ($\lambda_4 = 0$). L'amplitude globale de la désintégration $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\Psi$ incluant les désintégrations $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ et $J/\Psi \rightarrow \mu^+\mu^-$ sera donc le produit des trois amplitudes de désintégration mentionnées précédemment. Une sommation sur tous les états intermédiaires d'hélicité

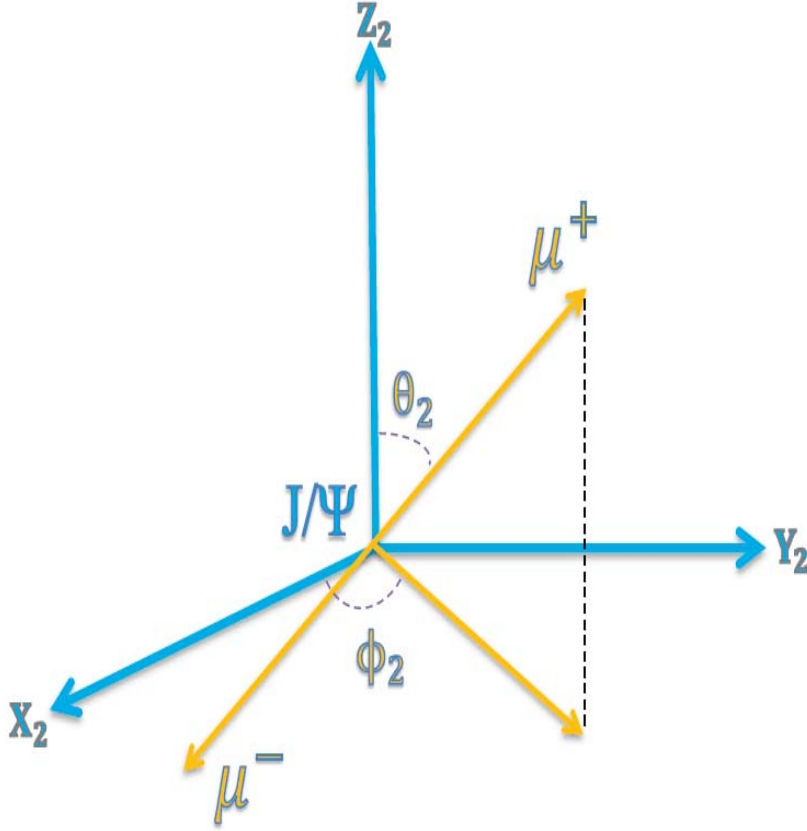

 FIG. 2.5: Désintégration du Λ dans le repère d'hélicité.

est nécessaire :

$$\mathcal{A}_{gl}(m_i; \lambda_1, \lambda_2, \lambda_3, \lambda_4, \lambda_5, \lambda_6) = \sum_{\lambda_1, \lambda_2} \mathcal{A}_0(m_i; \lambda_1, \lambda_2) \mathcal{A}_\Lambda(\lambda_1; \lambda_3, \lambda_4) \mathcal{A}_{J/\Psi}(\lambda_2; \lambda_5, \lambda_6) \quad (\text{II.5})$$

Cette relation est valable pour des valeurs fixées de m_i (état initial) et de λ_3, λ_5 et λ_6 (état final). Afin d'évaluer la section efficace différentielle, on introduit, d'une part, la matrice densité de polarisation (Polarization Density Matrix; PDM) du Λ_b notée $\rho_{m_i, m'_i}^{\Lambda_b}$ et, d'autre part, on effectue une sommation sur les états finals, les hélicités λ_3, λ_5 et λ_6 n'étant pas directement mesurées.

$$d\sigma \propto \sum_{m_i, m'_i} \sum_{\lambda_3, \lambda_4} \sum_{\lambda_5, \lambda_6} \rho_{m_i, m'_i}^{\Lambda_b} \mathcal{A}_{gl}(m_i; \lambda_3, \lambda_4, \lambda_5, \lambda_6) \mathcal{A}_{gl}^*(m'_i; \lambda_3, \lambda_4, \lambda_5, \lambda_6) \quad (\text{II.6})$$


 FIG. 2.6: Désintégration du J/Ψ dans le repère d'hélicité.

En explicitant les termes de l'amplitude globale, on obtient la relation suivante :

$$\begin{aligned}
 d\sigma \propto & \sum_{m_i, m'_i} \sum_{\lambda_3, \lambda_4} \sum_{\lambda_5, \lambda_6} \sum_{\lambda_1, \lambda_2} \sum_{\lambda'_1, \lambda'_2} \rho_{m_i, m'_i}^{\Lambda_b} \times [\mathcal{M}_{\Lambda_b}(\lambda_1, \lambda_2) \mathcal{M}_{\Lambda_b}^*(\lambda'_1, \lambda'_2) D_{m_i, m'_i}^{*1/2}(\theta, \phi, 0) D_{m'_i, m'_i}^{1/2}(\theta, \phi, 0)] \\
 & \times [|\mathcal{M}_{\Lambda}(\lambda_3, \lambda_4)|^2 D_{\lambda_1, \lambda_3 - \lambda_4}^{*1/2}(\theta_1, \phi_1, 0) D_{\lambda'_1, \lambda_3 - \lambda_4}^{1/2}(\theta_1, \phi_1, 0)] \quad (\text{II.7}) \\
 & \times [|\mathcal{M}_{J/\Psi}(\lambda_5, \lambda_6)|^2 D_{\lambda_2, \lambda_5 - \lambda_6}^{*1}(\theta_2, \phi_2, 0) D_{\lambda'_2, \lambda_5 - \lambda_6}^1(\theta_2, \phi_2, 0)]
 \end{aligned}$$

De la relation précédente on peut déduire les distributions angulaires propres à chaque désintégration en intégrant sur les angles adéquats [48, 50] :

$$\frac{d\sigma(\Lambda)}{d \cos \theta d\phi} = C^{te} \int_{\theta_1 \theta_2 \phi_1 \phi_2} d\sigma \times d \cos \theta_1 d \cos \theta_2 d\phi_1 d\phi_2 \quad (\text{II.8})$$

$$\frac{d\sigma(p)}{d \cos \theta_1 d\phi_1} = C^{te} \int_{\theta\theta_2\phi\phi_2} d\sigma \times d \cos \theta d \cos \theta_2 d\phi d\phi_2 \quad (\text{II.9})$$

$$\frac{d\sigma(\mu^+)}{d \cos \theta_2 d\phi_2} = C^{te} \int_{\theta\theta_1\phi\phi_1} d\sigma \times d \cos \theta d \cos \theta_1 d\phi d\phi_1 \quad (\text{II.10})$$

II.8 Expressions Analytiques des Distributions Angulaires

Pour effectuer les calculs des trois distributions angulaires mentionnées ci-dessus, il faut exprimer les matrices de Wigner à partir de la définition suivante :

$$D_{mm'}^j(\theta, \phi, 0) = d_{mm'}^j(\theta, \phi, 0) \exp(-i\phi) \quad (\text{II.11})$$

où les éléments $d_{mm'}^j$ sont des nombres réels et tabulés [52].

II.8.1 Désintégration du Λ_b

L'intégrale et la sommation sur tous les états possibles des hélicités donnent la distribution angulaire du Λ dans le repère de transversité du Λ_b .

$$\frac{d\sigma(\Lambda)}{d \cos \theta d\phi} \propto 1 + \alpha_{AS}^{\Lambda_b} \mathbb{P}_Z^{\Lambda_b} \cos \theta + 2\alpha_{AS}^{\Lambda_b} \Re [\rho_{+-}^{\Lambda_b} \exp(i\phi)] \sin \theta \quad (\text{II.12})$$

Cette expression dépend notamment de la polarisation suivant l'axe de quantification du Λ_b ($\mathbb{P}_Z^{\Lambda_b} = \rho_{++}^{\Lambda_b} - \rho_{--}^{\Lambda_b}$) et du paramètre d'asymétrie, $\alpha_{AS}^{\Lambda_b}$, qui est calculé à partir des éléments de matrice hadronique par :

$$\alpha_{AS}^{\Lambda_b} = \frac{|\mathcal{M}_{\Lambda_b}(1/2, 0)|^2 + |\mathcal{M}_{\Lambda_b}(-1/2, -1)|^2 - |\mathcal{M}_{\Lambda_b}(-1/2, 0)|^2 - |\mathcal{M}_{\Lambda_b}(1/2, 1)|^2}{|\mathcal{M}_{\Lambda_b}(1/2, 0)|^2 + |\mathcal{M}_{\Lambda_b}(-1/2, -1)|^2 + |\mathcal{M}_{\Lambda_b}(-1/2, 0)|^2 + |\mathcal{M}_{\Lambda_b}(1/2, 1)|^2} \quad (\text{II.13})$$

ce paramètre représente physiquement la différence de probabilités entre le cas où l'hélicité finale vaut $+1/2$ et le cas où l'hélicité finale vaut $-1/2$. La valeur de $\alpha_{AS}^{\Lambda_b}$ est estimée par différentes méthodes, le tableau II.2 en montre quelques unes.

méthode	valeur	reference
Factorisation(HQET)	0.49	[53]
Perturbative QCD	-0.17 à -0.14	[54]
Experimental	0.05 ± 0.18	[55]
Valeurs extrêmes	± 1	-

 TAB. II.2: Différentes valeurs de $\alpha_{AS}^{\Lambda_b}$ selon la méthode d'estimation .

L'intégrale sur l'angle azimuthal de la relation II.12 donne la distribution en $\cos\theta$ alors que celle sur l'angle polaire θ donne la distribution azimuthale en ϕ :

- Distribution angulaire en $\cos\theta$ du Λ dans le repère de transversité du Λ_b :

$$\frac{d\sigma(\Lambda)}{d\cos\theta} \propto 1 + \alpha_{AS}^{\Lambda_b} \mathbb{P}_Z^{\Lambda_b} \cos\theta \quad (\text{II.14})$$

- Distribution angulaire en ϕ du Λ dans le repère de transversité du Λ_b :

$$\frac{d\sigma(\Lambda)}{d\phi} \propto 1 + \frac{\pi}{4} \alpha_{AS}^{\Lambda_b} [\mathbb{P}_X^{\Lambda_b} \cos\phi + \mathbb{P}_Y^{\Lambda_b} \sin\phi] \quad (\text{II.15})$$

N. B : on rappelle que les composantes du vecteur-polarisation sont liées aux éléments de la matrice densité de polarisation par les relations suivantes :

$$\mathbb{P}_Z^{\Lambda_b} = \rho_{++}^{\Lambda_b} - \rho_{--}^{\Lambda_b}, \quad \mathbb{P}_X^{\Lambda_b} = 2\Re(\rho_{+-}^{\Lambda_b}) \quad \text{et} \quad \mathbb{P}_Y^{\Lambda_b} = -2\Im(\rho_{+-}^{\Lambda_b}).$$

II.8.2 Désintégration $\Lambda \rightarrow p\pi^-$

Le calcul de l'intégrale II.9 donne la forme suivante de la distribution angulaire du proton dans le repère d'hélicité du Λ :

$$\frac{d\sigma(p)}{d\cos\theta_1 d\phi_1} \propto 1 + \alpha_{AS}^{\Lambda} \mathbb{P}_{Z_1}^{\Lambda} \cos\theta_1 + 2\mathbb{P}_{Z_1}^{\Lambda_b} \alpha_{AS}^{\Lambda} \Re[\rho_{+-}^{\Lambda} \exp(i\phi_1)] \sin\theta_1 \quad (\text{II.16})$$

où le paramètre d'asymétrie du Λ , α_{AS}^{Λ} , représente la différence entre les probabilités d'hélicité positive et négative du Λ :

$$\alpha_{AS}^{\Lambda} = \frac{|\mathcal{M}_{\Lambda}(1/2, 0)|^2 - |\mathcal{M}_{\Lambda}(-1/2, 0)|^2}{|\mathcal{M}_{\Lambda}(1/2, 0)|^2 + |\mathcal{M}_{\Lambda}(-1/2, 0)|^2} \quad (\text{II.17})$$

Les mesures expérimentales indiquent une légère différence entre l'asymétrie du Λ et celle du $\bar{\Lambda}$, mais l'erreur sur $\alpha_{AS}^{\bar{\Lambda}}$ est beaucoup plus importante (en théorie, $\alpha_{AS}^{\Lambda} = -\alpha_{AS}^{\bar{\Lambda}}$).

$$\alpha_{AS}^{\Lambda} = 0.642 \pm 0.013 \quad (\text{II.18})$$

$$\alpha_{AS}^{\bar{\Lambda}} = -0.71 \pm 0.08 \quad (\text{II.19})$$

L'intégrale sur l'angle azimuthal ϕ_1 issue de la relation II.16 donne la distribution en $\cos \theta_1$, alors que l'intégrale sur l'angle polaire θ_1 donne la distribution azimuthale en ϕ_1 :

- Distribution angulaire en $\cos \theta_1$ du proton dans le repère d'hélicité du Λ :

$$\frac{d\sigma(p)}{d\cos\theta_1} \propto 1 + \alpha_{AS}^{\Lambda} \mathbb{P}_{Z_1}^{\Lambda} \cos\theta_1 \quad (\text{II.20})$$

- Distribution angulaire en ϕ_1 du proton dans le repère d'hélicité du Λ :

$$\frac{d\sigma(p)}{d\phi_1} \propto 1 + \frac{\pi}{4} \mathbb{P}_Z^{\Lambda_b} \alpha_{AS}^{\Lambda} [\mathbb{P}_{X_1}^{\Lambda} \cos\phi_1 + \mathbb{P}_{Y_1}^{\Lambda} \sin\phi_1] \quad (\text{II.21})$$

Il faut noter que cette distribution depend aussi de la polarisation initiale du Λ_b , $\mathbb{P}_Z^{\Lambda_b}$.

II.8.3 Désintégration du $J/\Psi \rightarrow \mu^+ \mu^-$

Le calcul de la relation II.10 donne la forme suivante de la distribution angulaire du μ^+ dans le repère d'hélicité du J/Ψ :

$$\frac{d\sigma(\mu^+)}{d\cos\theta_2 d\phi_2} \propto A \cos^2 \theta_2 + B \sin^2 \theta_2 + C + \frac{\pi}{4} \mathbb{P}_Z^{\Lambda_b} \Re [D \exp(i\phi_2)] \sin(2\theta_2) \quad (\text{II.22})$$

où A,B,C et D sont des expressions analytiques des éléments de la matrice densité $\rho_{ij}^{J/\Psi}$. On en déduit la distribution angulaire en $\cos \theta_2$; celle en ϕ_2 étant uniforme.

- Distribution angulaire en $\cos \theta_2$ du μ^+ dans le repère d'hélicité du J/Ψ :

$$\frac{d\sigma(\mu^+)}{d\cos\theta_2} \propto (1 - 3\rho_{00}^{J/\Psi}) \cos^2 \theta_2 + 1 + \rho_{00}^{J/\Psi} \propto 1 + \gamma \cos^2 \theta_2 \quad (\text{II.23})$$

où $\rho_{00}^{J/\Psi}$ représente la probabilité de la polarisation longitudinale du J/Ψ .

Finalement, le tableau II.3 résume toutes les distributions dans les repères appropriés.

	Distribution angulaire	Paramètres inconnus à déterminer
$\frac{d\sigma(\Lambda)}{d\cos\theta}$	$1 + \alpha_{AS}^{\Lambda_b} \mathbb{P}_Z^{\Lambda_b} \cos\theta$	$\mathbb{P}_Z^{\Lambda_b}$
$\frac{d\sigma(\Lambda)}{d\phi}$	$1 + \frac{\pi}{4} \alpha_{AS}^{\Lambda_b} [\mathbb{P}_X^{\Lambda_b} \cos\phi + \mathbb{P}_Y^{\Lambda_b} \sin\phi]$	$\mathbb{P}_X^{\Lambda_b}, \mathbb{P}_Y^{\Lambda_b}$
$\frac{d\sigma(p)}{d\cos\theta_1}$	$1 + \alpha_{AS}^{\Lambda} \mathbb{P}_{Z_1}^{\Lambda} \cos\theta_1$	$\mathbb{P}_{Z_1}^{\Lambda}$
$\frac{d\sigma(p)}{d\phi_1}$	$1 + \frac{\pi}{4} \mathbb{P}_Z^{\Lambda_b} \alpha_{AS}^{\Lambda} [\mathbb{P}_{X_1}^{\Lambda} \cos\phi_1 + \mathbb{P}_{Y_1}^{\Lambda} \sin\phi_1]$	$\mathbb{P}_{X_1}^{\Lambda}, \mathbb{P}_{Y_1}^{\Lambda}$
$\frac{d\sigma(\mu^+)}{d\cos\theta_2}$	$(1 - 3\rho_{00}^{J/\Psi}) \cos^2\theta_2 + 1 + \rho_{00}^{J/\Psi}$	$\rho_{00}^{J/\Psi}$
$\frac{d\sigma(\mu^+)}{d\phi_2}$	<i>cte</i>	-

TAB. II.3: Distributions angulaires dans les repères propres appropriés.

De ce qui précède on peut tirer les remarques suivantes :

- les distributions des particules finales dépendent de la polarisation initiale du Λ_b et de celles du Λ et du J/Ψ .
- les distributions dépendent aussi des paramètres d'asymétries $\alpha_{AS}^{\Lambda_b}$ et α_{AS}^{Λ} qui sont calculables à partir des éléments de matrice hadronique. Il faut noter que α_{AS}^{Λ} est mesurée avec grande précision [55].
- La distribution angulaire de l'angle azimuthal ϕ_2 du μ^+ dans le repère propre du J/Ψ est uniforme.
- pour $\rho_{00}^{J/\Psi} = 1/3$, ($\rho_{++}^{J/\Psi} = \rho_{--}^{J/\Psi} = 1/3$) le méson J/Ψ ne sera pas polarisé

II.9 Les Interactions dans l'État Final (FSI)

Les interactions dans l'état final, FSI (Final State Interactions), jouent un rôle important dans la physique hadronique. Les interactions fortes entre les hadrons modifient leur fonction d'onde finale (apparition d'une phase supplémentaire) ; ce qui provoque la modification de certaines observables physiques (voir annexe A). Dans le cas de mesure d'observables impaires par T, une ambiguïté subsiste quant à leur origine : Dynamique spécifique qui violerait T ou les FSI ?

Dans le cas de la désintégration du Λ_b en $\Lambda J/\Psi$, suivie des désintégrations en cascade $\Lambda \rightarrow p\pi^-$ et $J/\Psi \rightarrow \mu^+\mu^-$, les FSI se produisent au vertex de désintégration du $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\Psi$ où, au niveau partonique, les gluons peuvent être échangés et absorbés par

les différents quarks entrant dans le mécanisme de désintégration. Ensuite les produits de désintégration du Λ (p, π^-) et ceux du J/Ψ (μ^+, μ^-) peuvent interagir seulement par interaction électromagnétique ; ces interactions ne sont pas significatives en raison de la distance séparant les deux résonance-mères. On peut affirmer que dans ce cas particulier les FSI sont négligeables entre les produits finals de désintégration (Bjorken, 1979).

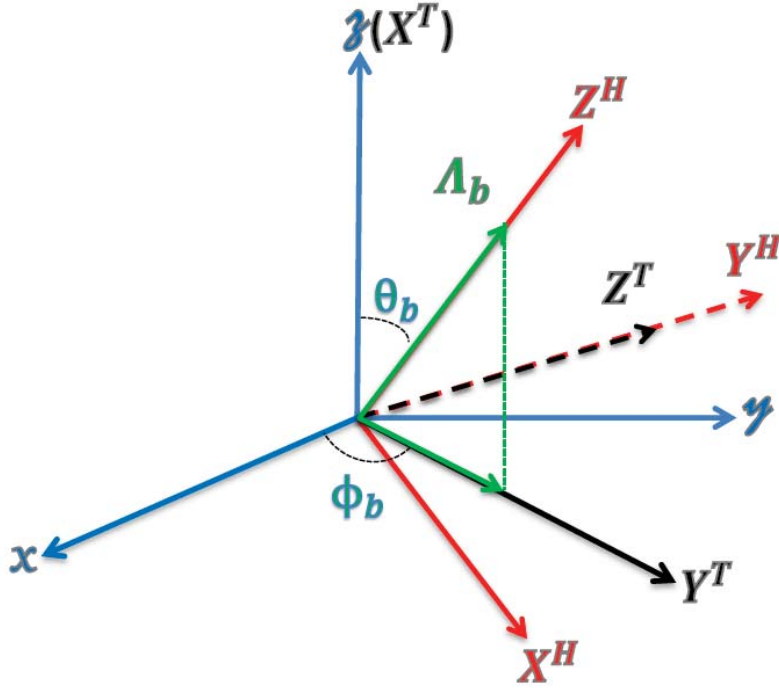
II.10 Cas du Repère d'Hélicité du Λ_b

Par analogie avec le repère de transversité, on peut étudier la désintégration du Λ_b dans son repère d'hélicité, $(\Lambda_b X' Y' Z')$. Tout d'abord, on construit le repère $(OX' Y' Z')$ défini dans le repère de LHCb par :

- L'axe de quantification $\overrightarrow{OZ'}$, parallèle à l'impulsion du Λ_b et son vecteur unitaire $\vec{e}'_3 = \frac{\vec{p}_{\Lambda_b}}{|\vec{p}_{\Lambda_b}|} = \hat{p}_{\Lambda_b}$.
- L'axe $\overrightarrow{OY'}$, parallèle au vecteur \vec{n} (précédemment défini) et son vecteur unitaire $\vec{e}'_2 = \vec{n}$. Il est identique à l'axe \overrightarrow{OZ} du repère de transversité.
- on achève le trièdre direct par l'axe $\overrightarrow{OX'} = \overrightarrow{OY'} \times \overrightarrow{OZ'} \Leftrightarrow \vec{e}'_1 = \vec{e}'_2 \times \vec{e}'_3$.

On constate qu'une rotation d'angle ϕ autour de l'axe z, suivie d'une autre rotation d'angle θ autour de l'axe y, sont suffisantes pour passer du repère standard au repère $(OX' Y' Z')$. Pour se mettre dans le repère d'hélicité du $\Lambda_b, (\Lambda_b X' Y' Z')$, il suffit de faire une simple transformation de Lorentz suivant l'impulsion du Λ_b dans ce repère ($\vec{\beta} = \frac{\vec{p}_{\Lambda_b}}{E_{\Lambda_b}}$). L'identité entre les axes $\overrightarrow{\Lambda_b Y'}$ et $\overrightarrow{\Lambda_b Z}$ assure qu'une rotation d'angle θ autour de $\overrightarrow{\Lambda_b Z}$ fait passer du repère de transversité au repère d'hélicité (figure 2.7).

En ce qui concerne les résonances intermédiaires Λ et J/Ψ , les repères propres d'hélicité ne sont pas modifiés ; l'axe Z de quantification d'une résonance R ($R = \Lambda$ ou J/Ψ) étant toujours parallèle à l'impulsion de la résonance dans le repère propre du Λ_b . Le calcul analytique des distributions angulaires reste inchangé.


 FIG. 2.7: Construction du repère d'hélicité du Λ_b .

II.11 Vecteurs-Polarisations et Observables Impaires par Renversement du Temps

Le choix du repère joue un rôle essentiel dans l'expression des composantes du vecteur-polarisation ainsi que leur transformation par T.

Les tableaux II.4 et II.5 représentent respectivement les transformations des vecteurs de base du repère de transversité et d'hélicité du Λ_b , ainsi que celles des composantes du vecteur-polarisation du Λ_b par T. Le tableau II.6 représente le cas du Λ dans le repère propre d'hélicité construit à partir du repère de transversité du Λ_b ; et le tableau II.7 représente les mêmes transformations effectuées dans le repère d'hélicité du Λ_b . On remarque que la composante transverse du vecteur polarisation du Λ_b , $\mathbb{P}_Z^{\Lambda_b}$, dans le repère de transversité du Λ_b et celle $\mathbb{P}_{Y'}^{\Lambda_b}$ dans le repère d'hélicité sont impaires par T; de même que pour les composante normale $\mathbb{P}_{X_1}^{\Lambda}$ et composante transverse $\mathbb{P}_{Y_1'}^{\Lambda}$ du vecteur-polarisation du Λ .

repère de transversité du Λ_b	T
$\vec{\mathbb{P}}^{\Lambda_b}$	–
$\vec{e}_X = \frac{\vec{P}_p}{ \vec{P}_p }$	–
$\vec{e}_z = \frac{\vec{P}_p \times \vec{P}_{\Lambda_b}}{ \vec{P}_p \times \vec{P}_{\Lambda_b} }$	+
$\vec{e}_Y = \vec{e}_z \times \vec{e}_X$	–
$\mathbb{P}_X^{\Lambda_b}$	+
$\mathbb{P}_Y^{\Lambda_b}$	+
$\mathbb{P}_Z^{\Lambda_b}$	–

TAB. II.4: Transformation des composantes du vecteur-polarisation du Λ_b dans son repère propre de transversité.

repère d'hélicité du Λ_b	T
$\vec{\mathbb{P}}^{\Lambda_b}$	–
$\vec{e}_{Z'} = \frac{\vec{P}_{\Lambda_b}}{ \vec{P}_{\Lambda_b} }$	–
$\vec{e}_{Y'} = \frac{\vec{P}_p \times \vec{P}_{\Lambda_b}}{ \vec{P}_p \times \vec{P}_{\Lambda_b} }$	+
$\vec{e}_{X'} = \vec{e}_{Y'} \times \vec{e}_{Z'}$	–
$\mathbb{P}_{X'}^{\Lambda_b}$	+
$\mathbb{P}_{Y'}^{\Lambda_b}$	–
$\mathbb{P}_{Z'}^{\Lambda_b}$	+

TAB. II.5: Transformation des composantes du vecteur-polarisation du Λ_b dans son repère propre d'hélicité.

Λ dans le repère de transversité du Λ_b	T
$\vec{\mathbb{P}}^\Lambda$	–
$\vec{e}_{Z_1} = \frac{\vec{P}_\Lambda}{ \vec{P}_\Lambda }$	–
$\vec{e}_{Y_1} = \frac{\vec{e}_z \times \vec{e}_{Z_1}}{ \vec{e}_z \times \vec{e}_{Z_1} }$	–
$\vec{e}_{X_1} = \vec{e}_{Y_1} \times \vec{e}_{Z_1}$	+
$\mathbb{P}_{X_1}^\Lambda$	–
$\mathbb{P}_{Y_1}^\Lambda$	+
$\mathbb{P}_{Z_1}^\Lambda$	+

TAB. II.6: Transformation des composantes du vecteur-polarisation du Λ dans son repère propre d'hélicité issu du repère de transversité du Λ_b .

Λ dans le repère d'hélicité du Λ_b	T
$\vec{\mathbb{P}}^\Lambda$	–
$\vec{e}_{Z'_1} = \frac{\vec{P}_\Lambda}{ \vec{P}_\Lambda }$	–
$\vec{e}_{Y'_1} = \frac{\vec{e}_{Z'} \times \vec{e}_{Z'_1}}{ \vec{e}_{Z'} \times \vec{e}_{Z'_1} }$	+
$\vec{e}_{X'_1} = \vec{e}_{Y'_1} \times \vec{e}_{Z'_1}$	–
$\mathbb{P}_{X'_1}^\Lambda$	+
$\mathbb{P}_{Y'_1}^\Lambda$	–
$\mathbb{P}_{Z'_1}^\Lambda$	+

TAB. II.7: Transformation des composantes du vecteur-polarisation du Λ dans son repère propre d'hélicité issu du repère d'hélicité du Λ_b .


Conclusion

L'étude des observables impaires par T (T-odd), notamment certaines composantes du vecteur-polarisation (Normale ou Transverse), demande un examen bien particulier :

1. La production d'hypérons (Λ , Σ , Ξ , Ω) dans les collisions proton-proton ou proton-noyau aux basses énergies est dominée exclusivement par l'Interaction Forte qui conserve la Parité; en conséquence la polarisation des hypérons est transverse, c'est à dire perpendiculaire au plan de production. Quoique cette polarisation soit impaire par T, il n'y a aucun signe de violation de la symétrie T. On peut en déduire que la QCD, théorie de jauge des Interactions Fortes, s'accommode d'observables impaires par T.
2. Dans la désintégration d'hypérons par interactions faibles où la parité est violée, comme dans le canal $\Lambda \rightarrow p\pi^-$, la polarisation longitudinale du proton est non-nulle; ce qui nous pousse à rechercher la violation de T dans de telles désintégrations (R.Gatto, 1958). Une valeur non-nulle de la composante normale \mathbb{P}_n serait un signe de violation de T, à condition que les interactions fortes dans l'état final (FSI) soient soustraites des mesures ou complètement négligeables.
3. Dans le cas particulier qui nous intéresse $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\Psi$ où les FSI entre les hadrons Λ et J/Ψ sont supposées faibles (Bjorken,1979); une valeur non-nulle de \mathbb{P}_N^Λ dans le repère de transversité (ou bien \mathbb{P}_T^Λ dans le repère d'hélicité) serait une indication potentielle pour la violation de T. C'est ce que nous verrons dans le dernier chapitre consacré à l'interprétation des résultats.

Chapitre III

L'expérience LHCb et les performances du détecteur

ans ce chapitre, nous développons le cadre expérimental dans lequel le travail de cette thèse s'est déroulé. Ce chapitre présente brièvement le LHC [40] (Large Hadron Collider) auprès duquel l'expérience LHCb [56] est installée.

Puis nous présentons de manière générale l'expérience LHCb avant d'aborder les différents sous-détecteurs. Nous détaillons le trajectographe, l'identification des particules et le système de déclenchement du détecteur LHCb.

III.1 Le Large Hadron Collider (LHC)

Le LHC est un collisionneur proton-proton circulaire dont l'anneau possède une circonférence de 27 km. L'anneau est situé dans un tunnel à 100 m de profondeur sous la frontière franco-suisse près du CERN (Conseil Européen de Recherche Nucléaire) (figure 3.1). Le LHC réalise des collisions proton-proton, mais aussi des collisions entre des ions de plomb en 4 points, où sont installées les 4 grandes expériences : LHCb, ATLAS [57], CMS [58] et ALICE [59]. Les détecteurs ATLAS (AToroidal Lhc ApparatuS) et CMS (Compact Muon Solenoid) sont des expériences généralistes. Leurs programmes

de physique sont axés sur la recherche du boson de Higgs, des mesures relatives au quark top ainsi que la recherche de Nouvelle Physique (Supersymétrie, Compositivité). Le détecteur ALICE (Large Ion Collider Experiment) est dédié à l'étude de la physique des ions lourds et du plasma quark-gluon. L'expérience LHCb étudie la production ainsi que la désintégration des hadrons lourds beaux et charmés (figure 3.2).

C'est à partir des données issues de ces détecteurs que les physiciens peuvent tester le Modèle Standard et rechercher un ou plusieurs processus sortant du cadre de ce modèle. Le LHC est actuellement le plus grand collisionneur de hadrons au monde et la plus importante expérience menée au CERN. LHC permet la collision de protons à très haute énergie à la fréquence de 40 MHz . Cette énergie vaut 7 TeV dans le centre de masse pour l'année 2011 et 8 TeV pour 2012. Après un arrêt technique de 2 ans, le LHC va redémarrer en 2015 et fonctionner avec une énergie dans le centre de masse de 13 TeV , puis de 14 TeV .

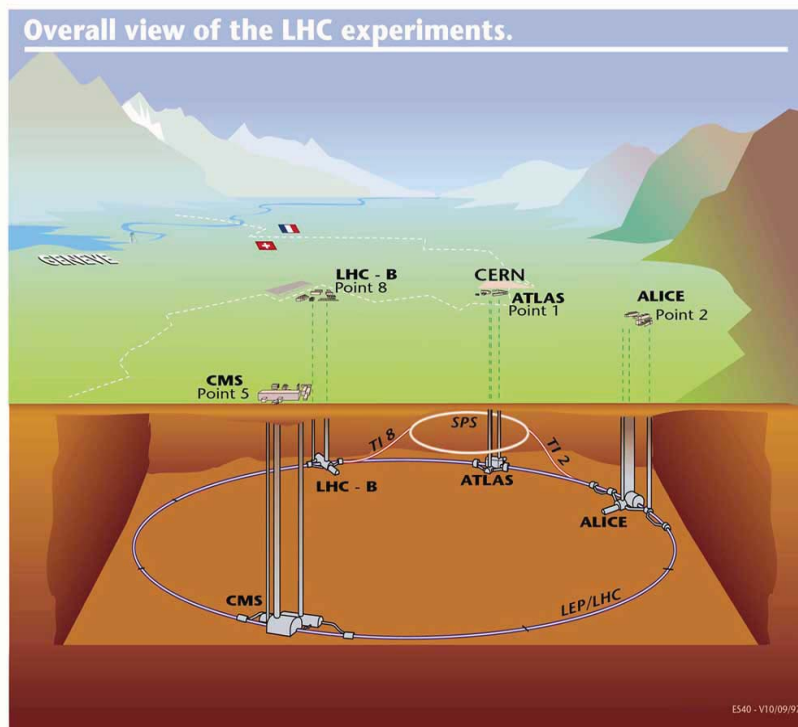


FIG. 3.1: Le LHC.

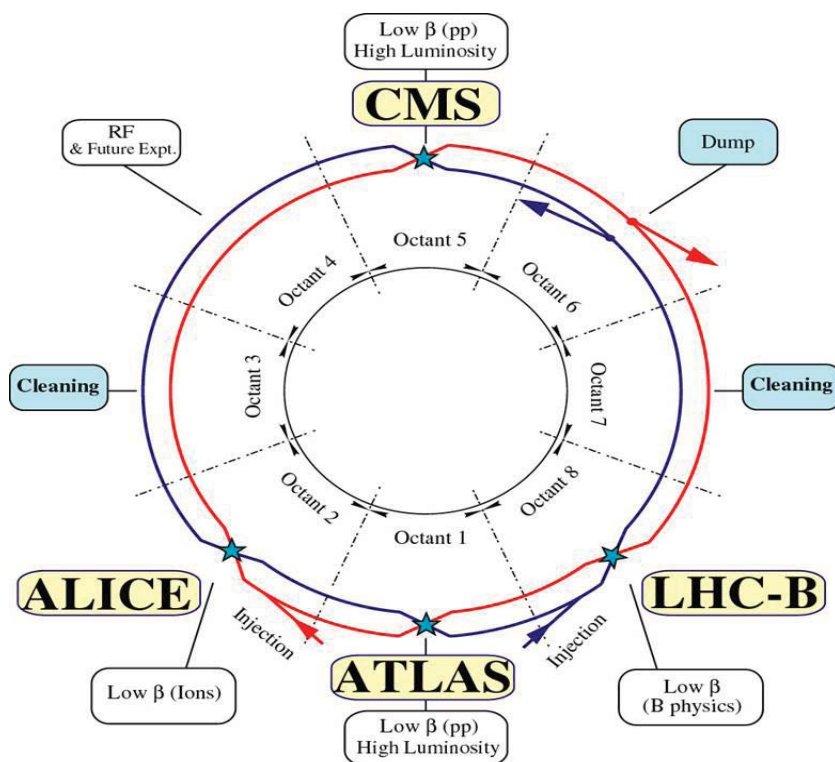
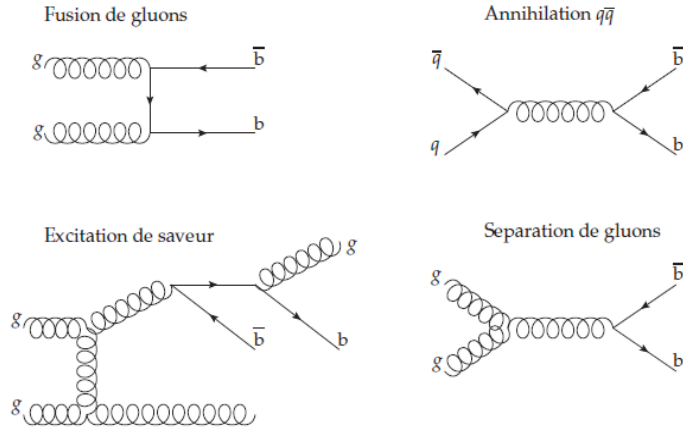
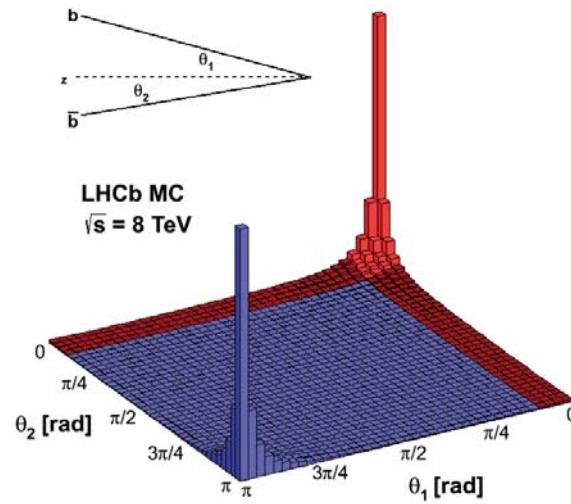


FIG. 3.2: Schema du LHC.

III.2 Production des paires de quarks $b\bar{b}$

Lors des collisions des faisceaux, les principales interactions ont lieu entre les partons constituant les protons. La production des paires $b\bar{b}$ est principalement due à trois types de processus : séparation de gluons, création de paires et excitation de saveur. Les simulations montrent que la majorité des paires $b\bar{b}$ (57%) est produite par excitation de saveur, c'est-à-dire que 2 gluons de la mer de quarks de chaque proton interagissent et forment une paire $b\bar{b}$. Environ 27% des paires sont créées par la séparation de gluons, correspondant à la fusion de 2 gluons en un seul et celui-ci produisant une paire $b\bar{b}$. Dans 16% des cas, les quarks $b\bar{b}$ sont issus de la création de paires, soit par un processus de fusion de gluons soit par une annihilation quark-antiquark [60]. La figure 3.3 représente les diagramme de Feynman associés à ces types de production. La cinématique montre que les quarks b et \bar{b} d'une même paire ont un faible angle polaire par rapport aux faisceaux et partagent la même direction d'émission [61], comme illustrée par la figure 3.4. Presque 10% de paires $b\bar{b}$ produites se hadronisent en baryons beaux, Λ_b .

Pour reconstruire de manière optimale les désintégrations des baryons Λ_b , il faut tout


 FIG. 3.3: Diagrammes de Feynman pour la production de paires $b\bar{b}$ au LHC.

 FIG. 3.4: Corrélations angulaires entre les paires $b\bar{b}$ produites au LHC, (simulation de collisions à 8 TeV).

d'abord une excellente reconstruction des traces ainsi que des vertex. De plus il faut bien identifier les particules finales. L'étape finale est de sélectionner et d'enregistrer les événements reconstruits.

III.3 Généralités sur le détecteur LHCb

L'expérience LHCb (Large Hadron Collider beauty) a pour objectif d'étudier principalement la violation de la symétrie CP ainsi que les désintégrations rares dans le secteur de la beauté et du charme afin de mettre en évidence de la Nouvelle Physique de manière indirecte. Cette étude est cruciale pour la compréhension de la baryogénèse, car la violation de CP est l'une des trois conditions invoquées par Andreï Sakharov en 1967 pour expliquer l'asymétrie apparente matière-antimatière dans l'Univers [23].

Le détecteur LHCb est un spectromètre à simple bras couvrant la région angulaire allant de 10mrad à 250mrad verticalement et 300mrad horizontalement. Le choix d'un angle réduit provient du fait qu'aux hautes énergies les hadrons porteurs de saveur b sont principalement émis proche de l'axe du faisceau, c'est à dire dans la région caractérisée par de petits angles. Dans le système de coordonnées LHCb, l'axe z est suivant la direction du faisceau de protons, l'axe x est horizontal et orthogonal à la direction du faisceau, l'axe y est vertical.

La figure 3.5 présente une vue schématique en coupe du détecteur LHCb ; on peut voir de gauche à droite les composants suivants qui seront décrits dans ce chapitre : le VELO (VERTex LOcator), le RICH1 (Ring Imaging Cherenkov 1), le TT (Tracker Turicensis), l'aimant, les trajectographes T1, T2, et T3 divisés en Inner et Outer Tracker (IT et OT), le RICH2 (Ring Imaging Cherenkov 2), la station à muons M1, le Scintillating Pad Detector suivi du PreShower (SPD et PS), le CALorimètre Electromagnétique (ECAL), le CALorimètre Hadronique (HCAL) et finalement les stations à muons M2 à M5.

III.4 Le Trajectographe de LHCb

Le trajectographe assure la reconstruction des traces des particules chargées et des vertex par les différents sous-détecteurs qu'il contient. Celui-ci est constitué d'un détecteur de vertex situé au plus proche des collisions, des stations TT situées avant l'aimant et des stations T1, T2, T3 après l'aimant. Ces dernières sont composées d'un détecteur interne (IT) et d'un détecteur externe (OT) utilisant des technologies de détection différentes.

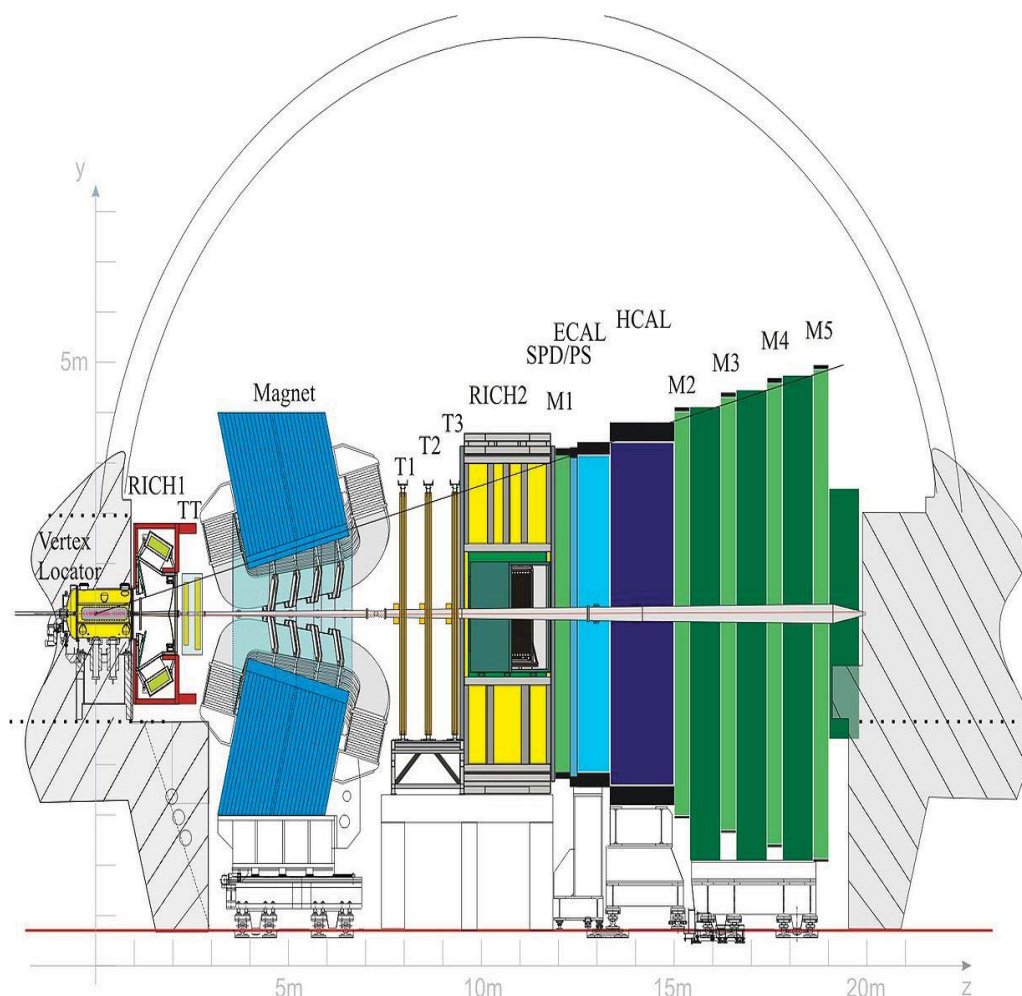


FIG. 3.5: Vue schématique du détecteur LHCb.

III.4.1 Le détecteur de vertex VELO

Le détecteur de vertex VELO (VERTex LOcator [62]) permet de déterminer la position du vertex primaire (primary vertex, PV) et du vertex de désintégration des hadrons beaux. De plus, il est utilisé pour identifier les traces qui ne proviennent pas du vertex primaire. VELO est un détecteur à silicium donnant une mesure précise du paramètre d'impact (distance la plus proche de la trace au vertex) de la trajectoire d'une particule chargée proche du point d'interaction. Ainsi le VELO est placé à une distance de 8mm autour du point de collision. Lorsque les faisceaux ne sont pas stables et afin d'éviter une exposition trop importante aux radiations, le détecteur est décalé jusqu'à une distance de 30mm. Le détecteur de vertex est divisé en deux hémisphères, comportant chacune 21 stations de silicium, disposées sur environ 1 mètre après le point de collision. Chaque

station comporte des modules dits r et ϕ donnant respectivement les coordonnées r et ϕ des traces en base cylindrique. Cette base présente l'avantage de reconstruire rapidement le paramètre d'impact des particules nécessaire au système de déclenchement de haut niveau, celui-ci correspondant à la variable r . Pour optimiser la résolution spatiale des vertex primaires, les pistes de détection mesurant r et ϕ sont peu espacées par rapport au point de collision, où la densité de particules est la plus importante. Plus les pistes s'éloignent de ce point, plus l'espacement s'agrandit comme modélisé par la figure 3.6 .

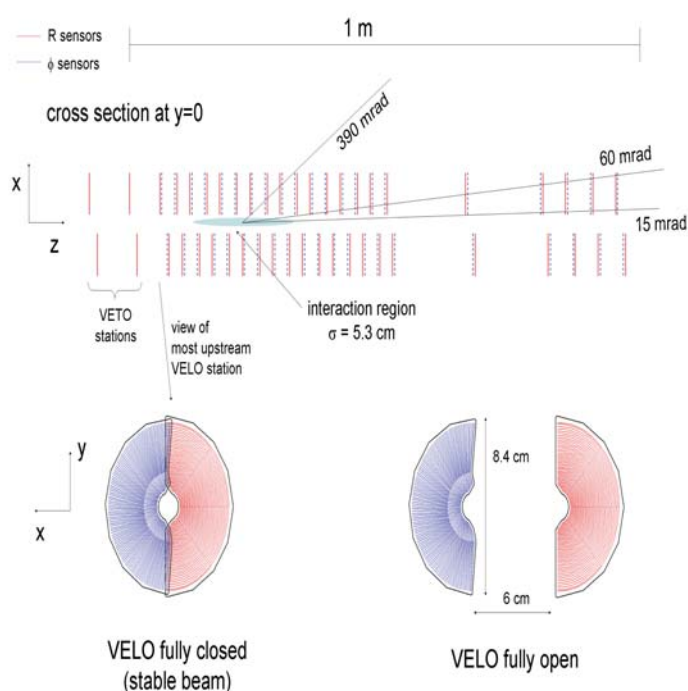


FIG. 3.6: Schéma des plans de détection du VELO lorsque celui-ci est entièrement fermé dans le plan (x,z) . Les premières stations dite de pile-up correspondent au compteur d'empilement, puis les 21 stations sont disposées avec un espacement augmentant avec l'éloignement de la zone d'interaction. Les schémas de la partie inférieure montrent le Velo dans le plan (x,y) dans les positions ouverte et fermée.

Le détecteur de vertex dispose de deux autres modules r , disposés en amont du point d'interaction. Ceux-ci déterminent le nombre de collisions par croisement de faisceaux. Les informations de ce compteur d'empilement sont utilisées, par la suite, par le système de déclenchement.

L'acceptance de ce détecteur couvre la gamme de pseudorapidité $1.6 < \eta < 4.9$ pour laquelle chaque trace rencontre au moins 3 modules. La pseudorapidité est définie comme

$\eta = \ln(\tan(\theta/2))$, θ étant l'angle polaire. Un système de refroidissement maintient les capteurs à une température comprise entre -10 et 0°C . Le détecteur est séparé de la région d'interaction par une couche mince d'aluminium. Le VELO possède 2 positions : ouverte et fermée. L'efficacité de détection est de 99% pour un rapport signal sur bruit supérieur à 5.

III.4.2 L'Aimant Dipolaire

Pour permettre la mesure de l'impulsion des particules chargées à LHCb, un gigantesque aimant dipolaire (dipole magnet [63]) a été réalisé (figure 3.7). Il est placé à une distance d'environ 5 m du point d'interaction et se situe entre les trajectographes TT et IT/OT. Il mesure 11m de large, 8 m de haut et 5 m d'épaisseur pour une masse totale de 1600 tonnes. L'aimant produit un champ magnétique ~ 1 Tesla, qui sert à courber les trajectoires des particules chargées dans le plan horizontal. Il permet ainsi d'identifier la charge des particules. Il présente une forme d'entonnoir caractéristique conçue pour capturer un maximum dans un cône de particules qui émergent du point d'interaction des faisceaux. C'est un aimant classique (et non supraconducteur) qui produit de la chaleur et qui nécessite donc un système de refroidissement afin de le maintenir à une température de 20°C .

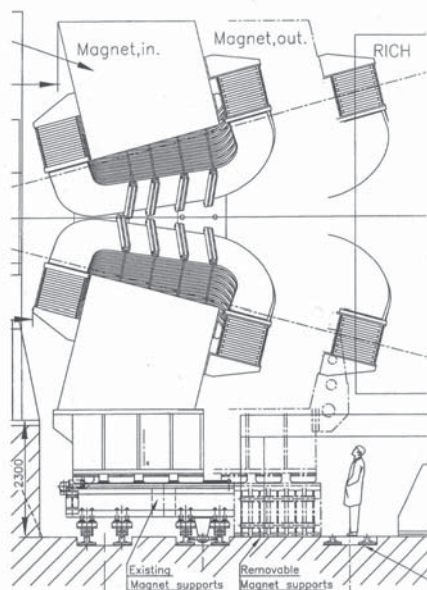


FIG. 3.7: Vue de l'aimant dipolaire de LHCb.

III.4.3 Les Trajectographes à Silicium

LHCb comporte 2 détecteurs à silicium outre le VELO : le Trajectographe Turicensis (TT) et les parties internes de T1, T2 et T3 qui forment le Trajectographe Interne (IT [64]). Les stations TT et IT sont constituées de 4 couches de micro-pistes de silicium. La première couche est disposée de manière verticale. La seconde ainsi que la troisième couches forment respectivement un angle de $\pm 5^\circ$ par rapport à la verticale, tandis que la quatrième couche est verticale. Cela est schématisé par la figure 3.8. Cette disposition permet une reconstruction en 3 dimensions. Le pas entre chaque piste est de $200 \mu m$. La résolution spatiale sur un impact est alors de $50 \mu m$. Pour réduire la quantité de matière traversée par les particules, le support de la station TT ainsi que son électronique de lecture ont été placés en dehors de l'acceptance de LHCb. Pour les stations IT, le support et l'électronique sont en partie dans l'acceptance.

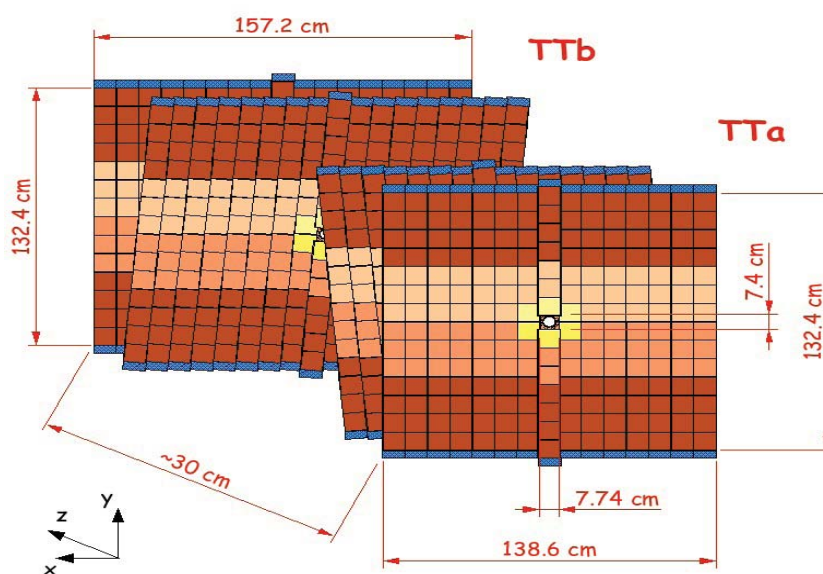


FIG. 3.8: Schéma du positionnement des différentes couches des stations TT.

III.4.4 Le Trajectographe Externe

Le trajectographe externe OT (Outer Tracker [65]) est un détecteur formé de tubes à dérive (figure 3.9). Il détecte le passage des particules chargées et contribue à la mesure de la quantité de mouvement de ces particules. Il couvre la surface du détecteur

en complément au trajectographe interne et est présent dans les stations T1, T2 et T3. Chaque station est constituée de 4 couches disposées dans la configuration $(x-u-v-x)$ où les couches x sont constituées de tubes verticaux et les couches u et v sont constituées de tubes orientés à $\pm 5^\circ$. Les tubes à dérive, dont le diamètre interne est de 4.9mm , contiennent un mélange de gaz Argon (70%) et CO2 (30%). Ce mélange de gaz permet une dérive rapide soit d'environ 50 ns. La résolution est inférieure à $200\ \mu\text{m}$ pour une efficacité supérieure à 99%. Une excellente résolution est nécessaire pour déterminer la masse invariante des hadrons beaux. Pour une valeur de l'impulsion de $10\text{GeV}/c$ la résolution relative est d'environ 0.4%

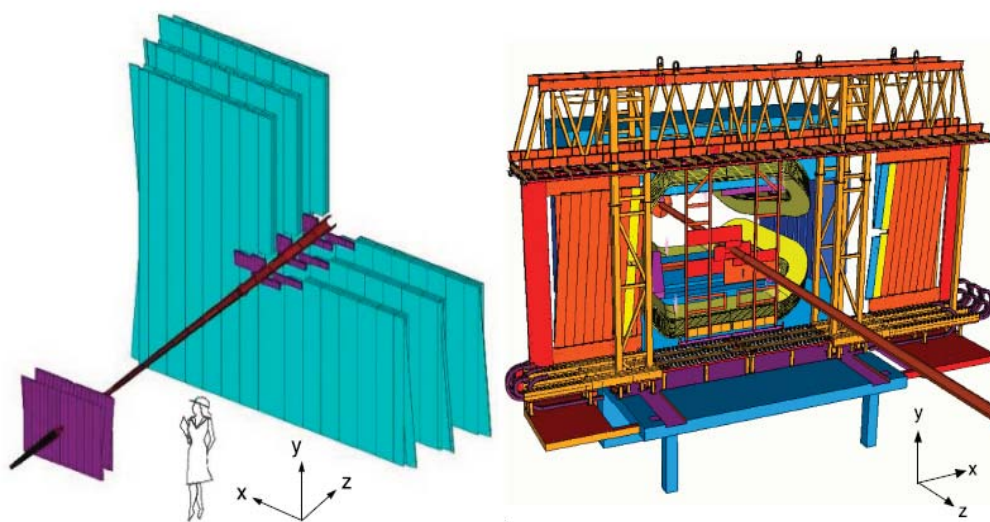


FIG. 3.9: Représentation des trois stations de l'OT (à gauche). Vue de la troisième station (Station C) de l'OT portée par son pont, la station est ici ouverte (à droite).

III.4.5 Reconstruction de Traces

Les impacts dans les trajectographes VELO, TT et les stations T1, T2 et T3 permettent la reconstruction des traces représentant les trajectoires des particules. Il y a plusieurs classes de particules (comme illustré sur la figure 3.10).

- Les Traces Longues (Long Tracks) : elles traversent tous les trajectographes. Ce sont les traces qui possèdent la meilleure résolution en impulsion.

- Les Traces Amont (Upstream Tracks) : elles traversent le VELO et le TT. Les quantités de mouvement de ces traces sont souvent plus faibles et le champ magnétique les dévie hors du détecteur avant d'atteindre les stations T1, T2, T3.
- Les Traces Aval (Downstream Tracks) : elles traversent le TT et les stations T1, T2, T3. Elles proviennent essentiellement de particules étranges telles Λ et K_S^0 qui se sont désintégrées au-delà du VELO.
- Les Traces VELO (VELO Tracks) : elles sont détectées seulement dans le VELO. Elles ont un grand angle ou sont dirigées vers l'arrière et servent à la reconstruction des vertex primaires.
- Les Traces T (T Tracks) : elles sont détectées seulement dans les stations T1, T2, T3. Elles proviennent surtout de vertex secondaires.

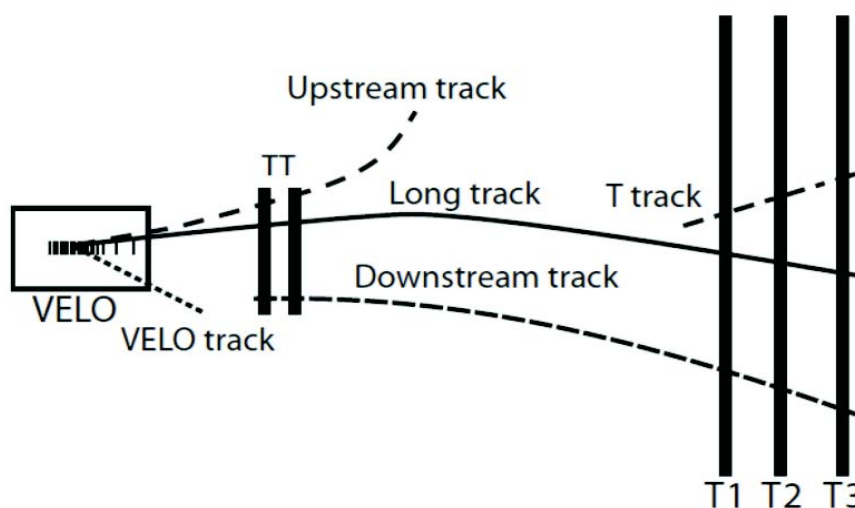


FIG. 3.10: Illustration des différents types de traces.

Dans le canal de désintégration $\Lambda_b \rightarrow \Lambda(\rightarrow p\pi^-)J/\Psi(\rightarrow \mu^+\mu^-)$, les traces des muons sont de type "long" alors que les traces des protons et pions peuvent être aussi bien "long" que "downstream" .

III.5 Identification des Particules

Afin de distinguer les produits de désintégrations des hadrons beaux, plusieurs sous-détecteurs ont pour but d'identifier les particules. Par la suite, nous présentons les

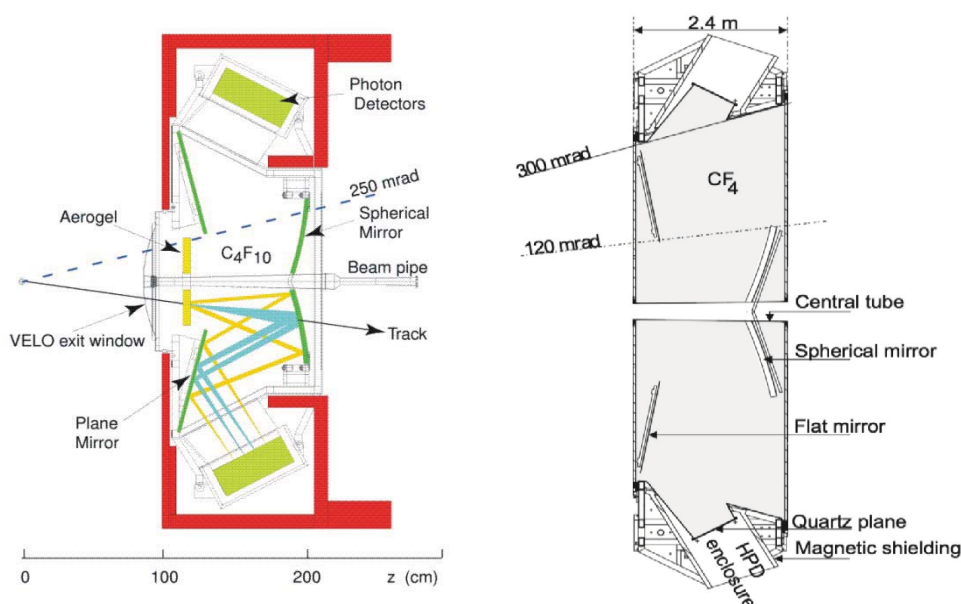


FIG. 3.11: Vue schématique de coté du RICH1 (gauche) et du RICH2 (droite).

détecteurs à effet Cherenkov, les calorimètres puis les détecteurs à muons.

III.5.1 Les Détecteurs à effet Cherenkov RICH1 et RICH2

Les détecteurs RICH1 et RICH2 [66] (figures 3.11) sont des détecteurs à effet Cherenkov dont le but est d'identifier et de discerner les particules chargées. Lorsqu'une particule chargée traverse un milieu avec une vitesse supérieure à celle de la lumière dans ce milieu, la particule émet un cône de lumière dont l'angle d'émission dépend du paramètre γ de la masse de la particule. Les détecteurs à effet Cherenkov apportent donc des informations permettant de distinguer les particules chargées telles que les électrons, les muons et particulièrement les pions, les protons et les kaons. Le RICH1 est placé avant l'aimant ; il couvre une gamme de faibles quantités de mouvement allant de 1 à 60 GeV/c utilisant un aérogel et un milieu radiateur C_4F_{10} . Il couvre une acceptation angulaire de $\pm 25 \text{ mrad}$ à $\pm 300 \text{ mrad}$ horizontalement et $\pm 250 \text{ mrad}$ verticalement. Le RICH2 est placé après l'aimant ; il couvre une gamme de quantités de mouvement supérieure de 15 GeV/c à plus de 100 GeV/c utilisant un radiateur CF_4 . L'acceptance couverte va de $\pm 15 \text{ mrad}$ à $\pm 120 \text{ mrad}$ horizontalement et $\pm 100 \text{ mrad}$ verticalement.

Le fonctionnement des "Ring Imaging Cherenkov" est le suivant : la particule superluminescente traverse le milieu radiateur en émettant de la lumière sous un certain angle. La lumière est réfléchiée et focalisée par des miroirs sphériques, puis réfléchiée par des miroirs plans vers des détecteurs de photons. Les détecteurs de photons HPD (Hybrid Photon Detectors) fournissent une image du cône de lumière sous la forme d'un anneau ; le rayon de cet anneau dépend directement de la masse de la particule, ce qui permet de l'identifier.

III.5.2 Les Calorimètres

Le système calorimétrique [67] est formé par l'ensemble des détecteurs suivants : SPD/PS (Scintillating Pad Detector et le PreShower), l'ECAL (Electromagnetic CALorimeter) et le HCAL (Hadronic CALorimeter) servant d'une part pour le système de déclenchement de premier niveau en fournissant l'énergie transverse des hadrons, des électrons et des photons pour chaque interaction. Ils servent d'autre part à l'identification des électrons, des hadrons et des photons, mesurent leur énergie et leur position. La figure 3.13 représente les traces que laissent les différentes particules lors de leur passage à travers le calorimètre. Le SPD sert à sélectionner les particules chargées et à les différencier des photons et des pions neutres. Le profil longitudinal des gerbes électromagnétiques et hadroniques est différent. Le PS permettant cette distinction est ainsi placé après une fine couche de plomb déclenchant la gerbe. Les calorimètres ECAL et HCAL sont placés dans cet ordre après le système SPD/PS. L'ECAL est conçu pour contenir l'ensemble de la gerbe électromagnétique et mesure pour cela 25 longueurs de radiation. Le HCAL n'est, quant à lui, pas conçu pour mesurer la totalité de l'énergie déposée par les hadrons mais sert essentiellement au déclenchement. Il mesure ainsi seulement 5.6 longueurs d'atténuation (ou d'absorption).

Comme le montre la figure 3.12, les cellules des SPD/PS et ECAL possèdent 3 sections différentes tandis que celles du HCAL n'ont que 2 sections différentes. L'occupation des cellules est définie comme un nombre d'interactions par unité de surface. Les sections proches du faisceau sont plus petites de manière à garder la plus constante possible l'occupation des cellules. Les calorimètres fonctionnent de la manière suivante : la lumière de scintillation est récupérée et transmise à des photomultiplicateurs(PMT) par l'intermédiaire de fibres à décalage de longueur d'onde (WLS). Le ECAL contient les gerbes électromagnétiques. Il est constitué d'une succession de feuilles de plomb de 2mm et de

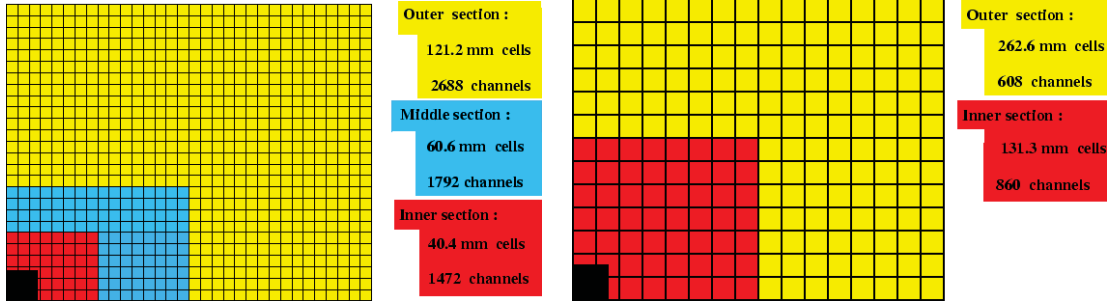


FIG. 3.12: Vue dans le plan (x,y) des calorimètres SPD/PS et ECAL (à gauche) et du calorimètre HCAL (à droite). Un quart du détecteur est montré. Les dimensions des cellules (à gauche) sont données pour le détecteur ECAL.

scintillateurs d'épaisseur 5mm. On distingue 3 régions de granularité pour les SPD, PS et ECAL : 4×4 cm, 6×6 cm, et 12×12 cm. La résolution du ECAL est voisine de :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{10\%}{\sqrt{E}} \oplus 1\%$$

Le calorimètre HCAL est composé d'un assemblage de plans de fer d'épaisseur 8 mm et de tuiles scintillantes de 16mm. Il dispose de 2 granularités : 13×13 cm et 26×26 cm. Les gerbes hadroniques sont arrêtées dans le HCAL. Certaines débutent dans le calorimètre électromagnétique. La résolution du HCAL est voisine de :

$$\frac{\sigma(E)}{E} = \frac{70\%}{\sqrt{E}} \oplus 10\%$$

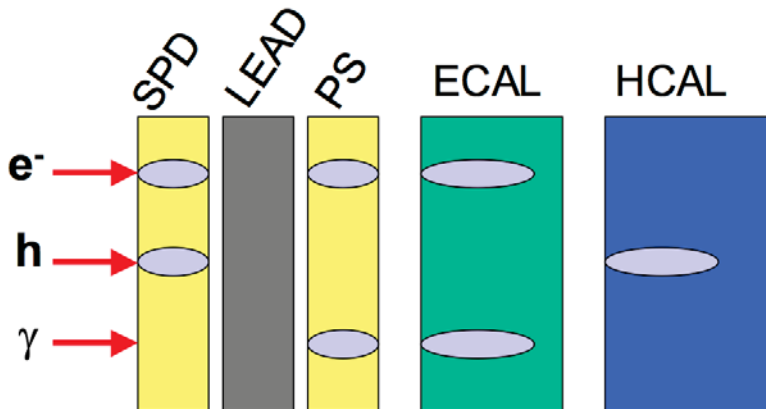


FIG. 3.13: Trace de particules dans le système calorimétrique suivant leur type.

III.5.3 Les Stations à Muons

Le détecteur à muons [68] est formé de cinq stations (figure 3.14), une étant placée avant les calorimètres et les quatre autres sont placées derrière le HCAL. Les chambres contribuent au système de déclenchement de premier niveau. Le système complet comprend 1380 cellules et couvre une surface totale de 435m^2 . L'acceptance couverte est de 16 à 258 mrad verticalement et de 20 à 306 mrad horizontalement. Entre chacune des stations M2 à M5, un plan de fer de 80 cm d'épaisseur absorbe les hadrons résiduels. Un muon doit avoir une quantité de mouvement de 6 GeV/c au minimum pour pouvoir traverser les cinq stations. L'épaisseur totale d'absorption correspond à 20 longueurs d'interaction. L'efficacité de déclenchement est supérieure à 95% avec une résolution temporelle inférieure à 25 ns. La position de la station M1 en face des calorimètres implique un flux important de particules. Par conséquent, elle est constituée de 24 détecteurs GEM (Gas Electron Multiplier) à triple couche, cette station est utilisée pour améliorer la mesure de P_T dans le système de déclenchement, trigger. Les autres stations M2-M5 utilisent des chambres proportionnelles multifils (MWPC). La granularité varie de 1 cm au centre à 10×20 cm à l'extérieur.

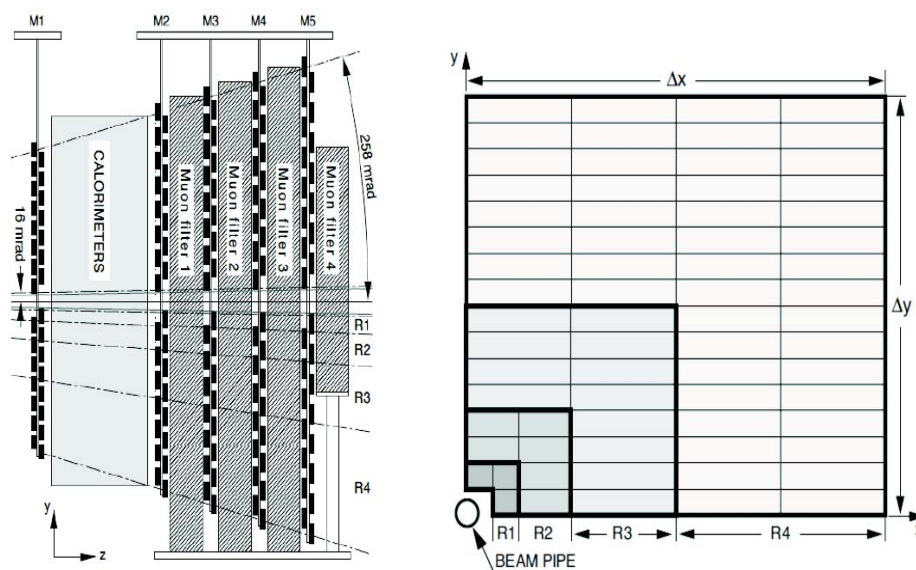


FIG. 3.14: Dispositif des détecteurs de muons. Vue latérale des chambres à muon (à gauche). Vue frontale d'un quadrant d'une station de muons (à droite).

III.6 Le Système de Déclenchement (Trigger)

Le système de déclenchement [69] sélectionne les événements contenant des candidats intéressants (figure 3.15). Il permet ainsi de réduire la fréquence des événements de 40 MHz à 2 kHz. Il est composé de deux niveaux. Le premier, L0, utilise un système électronique dédié basé sur les réponses de quelques sous-détecteurs. Ce premier niveau réduit la fréquence des événements de 40 MHz à 1 MHz. Puis le second niveau HLT, via un logiciel tournant sur une large "ferme" de calcul, effectue une lecture complète du détecteur et réduit la fréquence à quelques kHz.

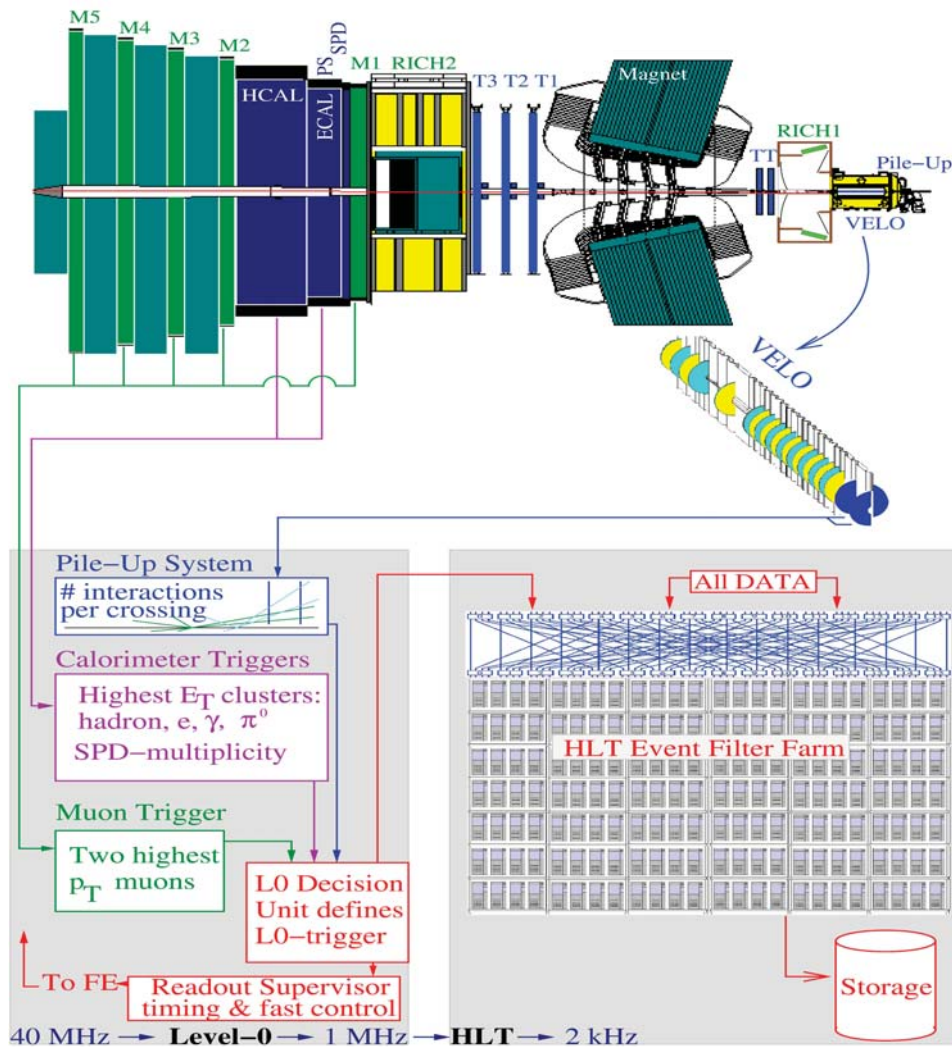


FIG. 3.15: Fonctionnement du système de déclenchement (Trigger).

III.6.1 Système de Déclenchement de Premier Niveau : L0

Le système de déclenchement de premier niveau réduit en temps réel la fréquence des événements de 40MHz à 1 MHz. Il utilise les réponses de certains sous-détecteurs équipés d'une électronique de lecture à 40 MHz, à savoir le compteur d'empilement, les chambres à muons ainsi que les calorimètres. Ceci est résumé sur le schéma 3.16. Ces sous-détecteurs permettent de sélectionner des muons, des électrons, des photons, et des hadrons de haute énergie transverse, donc susceptibles de provenir d'une désintégration d'un hadron B. Par exemple, les muons sélectionnés par la ligne Muon doivent avoir une impulsion transverse supérieure à $1.5 \text{ GeV}/c$, tandis que ceux passant la ligne Dimuon ont une impulsion transverse minimale de $500 \text{ MeV}/c$. Des critères sur la nature ou la topologie de l'événement sont aussi requis. Par exemple, les événements comportant un nombre de traces trop important sont supprimés en utilisant les informations du SPD et du compteur d'empilement. Les candidats sélectionnés par le niveau L0 sont alors transférés et testés par le niveau HLT.

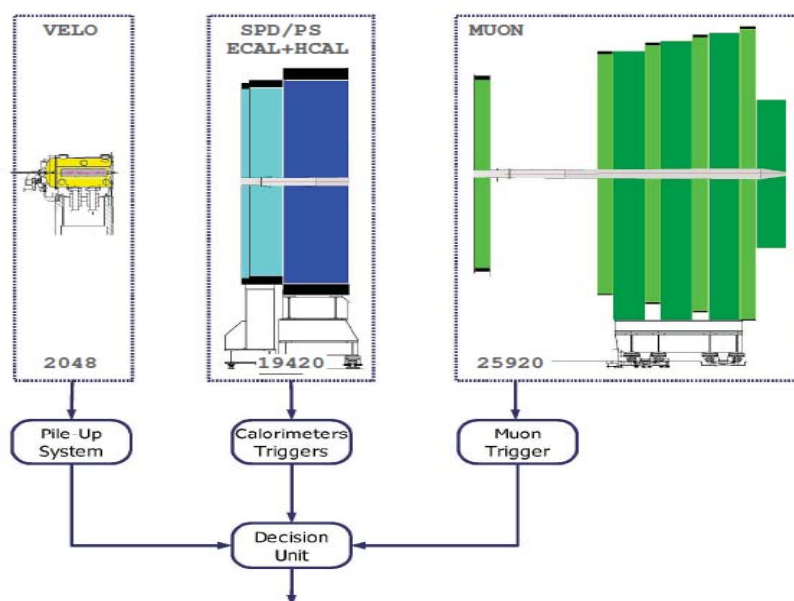


FIG. 3.16: Schéma du système de déclenchement du niveau 0 (L0 Trigger).

III.6.2 Système de Déclenchement de Niveau Supérieur : HLT

Après le déclenchement de premier niveau, le déclenchement de niveau supérieur (HLT) réduit le taux d'événements de 1 MHz à quelques kHz. Les événements à la sortie du HLT sont définitivement enregistrés (figure 3.17). Le HLT est divisé en 2 étapes, HLT1 et HLT2. Le niveau HLT1 a pour but la reconstruction des particules dans le VELO et dans les trajectographes T1,T2 et T3 correspondant aux objets qui ont déclenché le premier niveau. Pour les candidats γ et π^0 , HLT1 doit confirmer l'absence de particules chargées qui pourraient être associées à ces objets. Il s'agit donc de la validation du premier niveau (L0). HLT1 doit réduire le taux d'événements à 30 kHz. A partir de ce taux, le niveau HLT2 combine des algorithmes de déclenchement exclusifs où des hadrons B sont reconstruits partiellement, ainsi que d'autres algorithmes où les états finals des hadrons B sont complètement reconstruits.

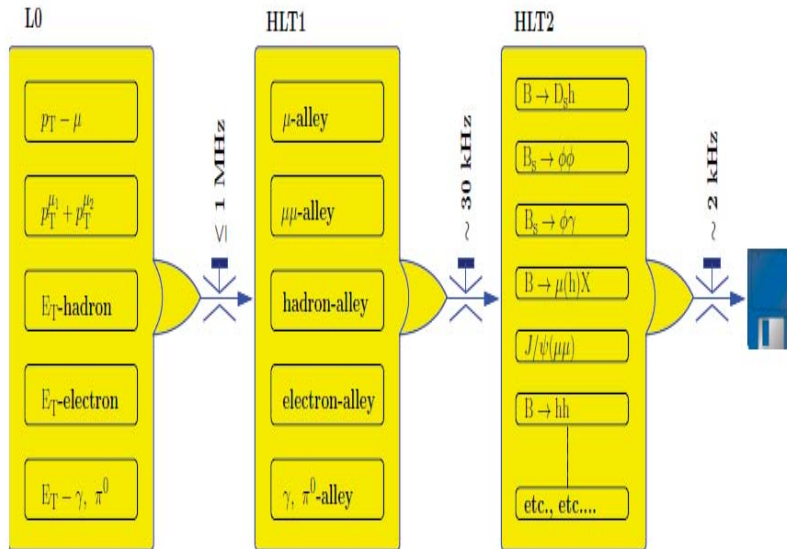


FIG. 3.17: Schéma du système de déclenchement.

Description de quelques lignes de déclenchement

Pour illustrer la sélection imposée par le Trigger, nous donnons ci-joint une description de quelques lignes de déclenchement utilisées dans notre analyse ; tout d'abord on résume la signification des variables utilisées dans le tableau III.1.

Variables	Définitions
P	Impulsion
P_t	Impulsion transverse
N(SPD impacts)	Nombre d'impacts dans le SPD
N(VELO impacts)	Nombre d'impacts dans le VELO
N(T-station impacts)	Nombre d'impacts dans la station T
IP	paramètre d'impact : distance minimale entre la trace et le vertex primaire
$\chi^2/DOF(\text{vertex})$	compatibilité entre la trace et le vertex de désintégration par nombre de degrés de liberté
DLS	"decay length significance" : L/σ_L

TAB. III.1: définitions de quelques variables

- LOMuon

Um muon doit avoir les caractéristiques suivantes :

- $P_{tmin}(\mu) = 1.5 \text{ GeV}/c$
- $N_{max}(\text{SPD impacts}) = 600$

- Hlt1TrackAllL0Decision

Une trace doit avoir les caractéristiques suivantes :

- $N_{min}(\text{VELO impacts}) = 10$
- $N_{max}(\text{VELO impacts manqués}) = 2$
- $P_{min} = 3 \text{ GeV}/c$
- $P_{tmin} = 1.25 \text{ GeV}/c$
- $N_{min}(\text{T-station impacts}) = 17$ (IT et OT)
- $\chi^2_{min}(IP) = 16$
- $\chi^2/DOF_{max}(\text{trace}) = 3$

- Hlt1DiMuonHighMassDecision

Deux muons doivent avoir les caractéristiques suivantes :

- $\chi^2_{max}(\text{vertex}) = 25$
- $p_{min} = 6 \text{ GeV}/c$
- $P_{tmin} = 0.5 \text{ GeV}/c$
- $\chi^2/DOF_{max}(\text{trace}) = 4$
- Masse Invariante ($\mu\mu$) : $M_{min} = 2900 \text{ MeV}/c^2$
- type de trace : Long

- Hlt1TrackMuonDecisions

Um muon doit avoir les caractéristiques suivantes :

- $P_{tmin} = 0.8 \text{ GeV}/c$
- $p_{min} = 8 \text{ GeV}/c$
- $IP_{min} = 100 \mu m$
- $\chi^2_{min}(IP) = 9$
- $\chi^2/DOF_{max}(trace) = 3$
- $N_{min}(\text{VELO impacts}) = 0$
- $N_{max}(\text{VELO impacts manqués}) = 999$
- $N_{min}(\text{T-station impacts}) = 0$
- $N_{min}(\text{Track impacts}) = 0$
- LOChannels : muon ou dimuon
- Hlt2DimuonDetachedJpsiDecisions
 - Deux muons doivent avoir les caractéristiques suivantes :
 - $\chi^2/DOF_{max}(\text{trace}) = 5$
 - $P_{tmin}(J/\Psi) = 1 \text{ GeV}/c$
 - $P_{tmin}(\mu) = 0.5 \text{ GeV}/c$
 - $\chi^2_{max}(\text{vertex}) = 25$
 - Largeur de l'intervalle de masse = 120 MeV
 - DetachedJpsiDLS_{min} = 3

III.7 Algorithme d'Identification des Particules

Nous abordons dans ce paragraphe le problème de l'identification des particules, élément essentiel pour notre analyse. L'identification des particules dans LHCb est fournie par les deux détecteurs RICH, le système de calorimètres et le détecteur à muons. Pour les particules chargées (e, μ, π, K, p) : les électrons sont d'abord identifiés à l'aide du système calorimétrique électromagnétique, les muons avec le spectromètres à muons et les hadrons avec le HCAL et le système RICH. Cependant, les détecteurs RICH peuvent également contribuer à améliorer l'identification des leptons ; ainsi les informations provenant de différents sous-détecteurs sont combinées entre elles. Les photons et π^0 sont identifiés en utilisant le calorimètre électromagnétique et en construisant une fonction de maximum de vraisemblance (Likelihood). A titre d'exemple, les estimateurs pour électrons(e) ; muon(μ) et hadrons (h) sont définis de la manière suivante :

$$\begin{aligned}
 L(e) &= L^{RICH}(e).L^{CALO}(e).L^{MUON}(non\ \mu) \\
 L(\mu) &= L^{RICH}(\mu).L^{CALO}(non\ e).L^{MUON}(\mu) \\
 L(h) &= L^{RICH}(h).L^{CALO}(non\ e).L^{MUON}(non\ \mu)
 \end{aligned}$$

La première étape d'une sélection est normalement d'attribuer une identité aux particules (PID) dont les traces ont été reconstruites. Pour chaque trace, une probabilité d'appartenir à une catégorie de particules de type(e, μ ,proton, pion ou kaon) est donnée sur la base des informations disponibles de chaque sous-détecteur. Une fonction "delta Log-likelihood (ΔLL)" est construite ensuite pour comparer différentes hypothèses et permet ainsi d'attribuer la meilleure hypothèse :

$$\delta \ln L_{AB} = \ln L_A - \ln L_B$$

où L_A ou L_B sont les fonctions de vraisemblance décrivant les probabilités respectives pour que la trace soit respectivement du type A ou du type B. Dans cette analyse, l'état final peut être des pions, ou des protons. Toutes les traces chargées sont considérées par défaut comme des candidats pions. Les candidats protons doivent avoir des ΔLL appropriées, supérieures à certaines valeurs. L'identification des muons se fait en extrapolant des traces ayant une impulsion plus grande que 3 GeV/c. Cette coupure vient du fait que les particules d'impulsion faible ne parviennent pas aux chambres à muons. Des hits sont cherchés dans des régions d'intérêt, comme pour les RICHs, et ensuite une fonction de vraisemblance est construite de la même manière.

III.8 La Luminosité au LHCb

En Physique des Particule, la luminosité \mathcal{L} produite par l'accélérateur détermine le taux d'événements qu'il est susceptible d'enregistrer. Le nombre d'événements sélectionnés par unité de temps d'un processus donné est noté par :

$$\frac{dn}{dt} = \sigma \mathcal{L} \epsilon$$

avec σ est la section efficace du processus étudié et ϵ est l'efficacité totale qui représente l'acceptance du détecteur ainsi que les efficacités de reconstruction et de sélection.

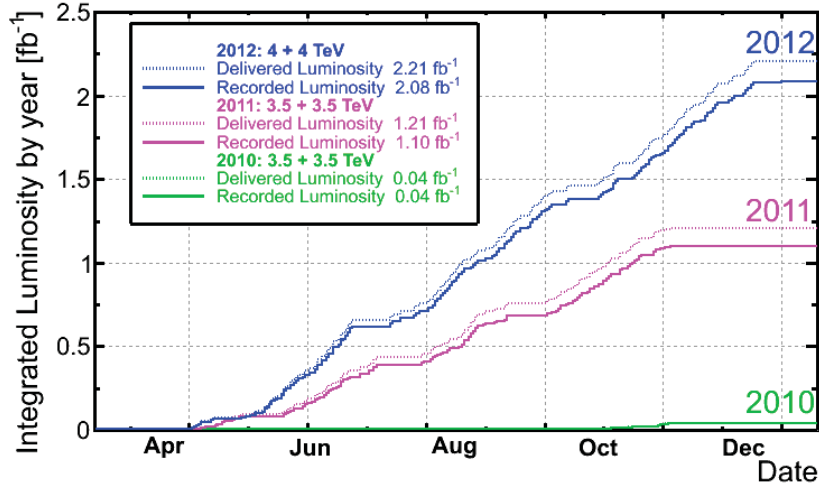


FIG. 3.18: Luminosités intégrées et enregistrées par le détecteur LHCb durant la période 2010-2012.


La luminosité instantanée est donnée au point d'interaction de deux paquets de protons par :

$$\mathcal{L} = \frac{f N_1 N_2}{4\pi \sigma_x \sigma_y}$$

où f est la fréquence de révolution (11245 Hz au LHC), N_1 et N_2 sont le nombre de protons dans les deux paquets, σ_x et σ_y sont les dimensions transversales des paquets au point d'interaction le long des axes x et y respectivement. Le paramètre intéressant à calculer par la suite est naturellement la luminosité intégrée qui représente le nombre d'événements par unité de surface sur une durée donnée. L'unité de la luminosité intégrée est ainsi l'inverse d'une surface, le plus souvent exprime en barn⁻¹. La figure 3.18 représente la luminosité intégrée accumulée au cours de la période 2010-2012 par LHCb.

Chapitre IV

Sélection et Analyse des Données 2011 et 2012

ans ce chapitre, on va présenter l'étude expérimentale du canal $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\Psi$. Tout d'abord on présente les simulations Monte-Carlo qui sert à reproduire le fonctionnement du détecteur, Ensuite on passe à la reconstruction des événements avec les données LHCb enregistrées en 2011 et 2012. Après la reconstruction des événements on décrit la stratégie de sélection. Afin de diminuer le niveau du bruit de fond, on utilise les codes TMVA "Toolkit for Multivariate Analysis" en appliquant la méthode "BDT" Boosted Decision Tree (Section IV.5). Après élimination de la grande majorité du bruit de fond, la technique sPlots sera utilisée pour soustraire les bruits de fond combinatoires. Finalement les spectres MC seront utilisés afin de corriger les spectres de données réelles par l'efficacité globale du détecteur; cette efficacité incluant à la fois l'acceptance géométrique du détecteur et les efficacités respectives de reconstructions des traces, d'identification des particules et du système de déclenchement (tirgger).

IV.1 Les Simulations Monte-Carlo

Des simulations Monte Carlo du signal ont été utilisées dans l'analyse dans le but de reproduire le fonctionnement du détecteur et, par conséquent, afin de mieux soustraire le bruit de fond et corriger les données par l'efficacité du détecteur. Ces événements MC, qui sont produits avec les mêmes conditions expérimentales que celles des données réelles, ont été générées dans l'espace de phase (4π) sans introduire de modèle dynamique de désintégration. La production de ces événements est passée par quatre étapes avant leur reconstruction :

- **GAUSS [70]** : C'est un ensemble de codes qui simulent la réponse du détecteur LHCb et permet d'évaluer ses performances. Il offre la possibilité de faire une étude complète de tous les canaux physiques. GAUSS combine deux phases indépendantes :
 1. Une phase Génératrice consiste à générer des collisions p-p via le logiciel PYTHIA [61] ainsi que la désintégration des particules produites (via le logiciel EVTGEN [71] en s'appuyant sur des modèles physiques de désintégration des mésons B).
 2. Une seconde phase consiste à suivre les particules dans le détecteur et à simuler les processus physiques produits dans le dispositif expérimental (GEANT4 [72]).
- **BOOLE [73]** : c'est un programme de digitalisation et il représente la dernière étape de la simulation du détecteur LHCb. Cette étape de digitalisation comprend la simulation de la réponse du détecteur et celle des cartes de lecture électroniques ainsi que les informations au niveau du déclenchement L0. Les événements à la sortie ainsi que les données réelles provenant du détecteur ont le même format.
- **BRUNEL [74]** : le programme de reconstruction LHCb, Brunel, consiste à traiter la sortie du programme de digitalisation (BOOLE). Il associe les "hits" des différents sous-détecteurs pour former les traces. De plus, il reconstruit les impulsions des particules et leur énergie ainsi que les vertex primaires et secondaires. Ainsi il identifie les particules à l'aide des sous-détecteurs RICH, ECAL, HCAL et le détecteur de muons en construisant les estimateurs liés aux différents sous-détecteurs.
- **DaVinci [75]** : c'est le logiciel d'analyse des données de LHCb. Il permet la sélection "off-line" des états finaux issus des hadrons beaux. Des critères spécifiques appliqués à chaque type de particule sont utilisés pour sélectionner les candidats. La sélection du canal $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\Psi$ a été réalisée avec ce logiciel.

IV.2 Reconstruction des Événements

Les données collectées en 2011 ($\sim 1fb^{-1}$) et celles en 2012 ($\sim 2fb^{-1}$) ont été utilisées pour cette analyse avec les données simulées correspondante. Pour 2011 on utilise les données réelles présélectionnées (**Stripping17**) et leur simulations correspondantes (**MC11a**). Pour les données 2012, les versions ont été modifiées(**Stripping 20** et **MC 2012**).

Les données analysables sont écrites sous forme de "Ntuples" construits à partir d'instructions spécifiques ; les versions du code d'analyse DaVinci utilisées étant successivement 2011 :v29r3 et 2012 :v34r0 (**stripping BetaSLambdaab2JpsiLambdaUnbiasedLine** à partir du fichier `DST1 DIMUON stream` contenant les informations brutes).

Pour reconstruire le canal recherché $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\Psi$, on applique les trois étapes suivantes :

1. **Reconstruction du J/Ψ** : deux muons de charges opposées sont retirés d'un "container" particulier (**StdMassConstrainedJpsi2MuMu**). La particule J/Ψ une fois produite ne vole pas ; son vertex de désintégration étant confondu avec celui du Λ_b .
2. **Reconstruction de l'hyperon Λ** : il s'agit de rechercher un vertex à partir d'un proton et d'un pion de charges opposées. Comme il y a deux types de traces pour le Λ (Long-Long et Down-Down), les particules Λ sont également sélectionnées à partir de deux "containers" spécifiques (**StdLooseLambdaLL** et **StdLooseLambda-DD**).
3. **Reconstruction du baryon Λ_b** : la résonance Λ_b est reconstruite à partir des particules précédentes Λ et J/Ψ issues d'un même vertex.

N.B : Les sélections sont effectuées aussi bien pour le canal $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\Psi$ que le canal conjugué $\bar{\Lambda}_b \rightarrow \bar{\Lambda} J/\Psi$.

Le tableau IV.1 présente la sélection de "stripping" ; la troisième colonne indique les conditions cinématiques correspondantes. Il faut noter que l'identification des particules (Particle IDentification, PID) est basée sur un delta Log-likelihood (ΔLL) et représente l'hypothèse d'identification des particules, les autres variables ont été définies au chapitre III).

¹Data Summary Tape

Le tableau IV.2 présente les nombres des événements réels et MC reconstruits ainsi que ceux de MC générés pour les années 2011 et 2012 respectivement.

Particule	entrée	Condition
J/Ψ	StdMassConstrainedJpsi2MuMu	$PID(\mu) > 0.$ $p_T(\mu) > 500 \text{ MeV}/c$ $ M(\mu\mu) - M(J/\Psi) < 95 \text{ MeV}/c^2$
ΛDD	StdNoPIDsDownProtons StdNoPiDsDownPions	$p(p) > 2000 \text{ MeV}/c$ $IP\chi^2(p) > 4$ $p(\pi) > 2000 \text{ MeV}/c$ $IP\chi^2(\pi) > 4$
ΛLL	StdLooseProtons StdLoosePions	$p(p) > 2000 \text{ MeV}/c$ $IP\chi^2(p) > 9$ $p(\pi) > 2000 \text{ MeV}/c$ $IP\chi^2(\pi) > 9$
Λ	StdLooseLambdaDD (ΛDD) et StdLooseLambdaLL (ΛLL)	$p_T(p) > 500 \text{ MeV}/c$ $p_T(\pi) > 100 \text{ MeV}/c$ $ M(p\pi) - M(\Lambda) < 15 \text{ MeV}/c^2$ $\chi^2/d.o.f.(vtx) < 20$
Λ_b	Λ et J/Ψ	$\chi^2/d.o.f.(vtx) < 10$ $5120 < M(\Lambda J/\Psi) < 6120 \text{ MeV}/c^2$

TAB. IV.1: Sélection du striping

	données réelles	MC reconstruits	MC générés
2011	4537404	492180	3987250
2012	10062260	898568	6778325

TAB. IV.2: Bilan des événements réels et MC

IV.3 Sélection au Niveau du Système de Déclenchement

La sélection à partir du système de déclenchement (Trigger) est tout à fait nécessaire pour mieux isoler le signal recherché et éliminer les bruits de fond restants. L'identification du méson J/Ψ requiert des conditions de sélection particulières établies dans un code spécifique, *le Trigger line*.

En fait trois niveaux du système de déclenchement interviennent :

- **L0** : on impose à ce niveau qu'il soit déclenché par un ou deux muons, les deux lignes qui assurent ce déclenchement sont "`MuonDecisions` ou `DiMuonDecisions`".

- **HLT1** : on impose au premier niveau du Trigger qu’il soit déclenché avec ”Di-muon” de masse élevée, la trace de muon ou bien la trace de tous les niveaux L0 (`DiMuonHighMassDecisions` ou `TrackMuonDecisions` ou `TrackAllL0Decisions`).
- **HLT2** : pour le second niveau, on impose que le vertex du J/Ψ soit détaché du vertex primaire (`DiMuonDetachedJPsiDecisions`).

Après le choix des lignes de ”Trigger”, il reste respectivement **667359** et **1430305** événements pour les données réelles 2011 et 2012; en ce qui concerne les événements MC, il reste **321183** en 2011 et **570502** en 2012. Les taux de rejection (des données réelles) sont de l’ordre de **85.3%** en 2011 et de **85.8%** en 2012; quant à l’efficacité de sélection des événements MC, elle est de l’ordre **65.3%** en 2011 et de **63.5%** en 2012. Ces résultats sont tout à fait compréhensibles, étant donné que les événements MC sont constitués de signal alors que les données réelles renferment essentiellement du bruit de fond.

	Données réelles (taux de rejection)	Monte-Carlo (efficacité)
2011	667359 (85.3%)	326183(65.3%)
2012	1430305(85.8%)	570502(63.5%)

TAB. IV.3: Nombre d’événements résiduels après les sélections du ”Trigger”.

IV.4 Sélections Finales

Dans le but de diminuer encore le niveau du bruit de fond (ainsi que le temps de calcul), on applique des critères de sélection complémentaires, ces critères étant les mêmes pour les données réelles et les données simulées MC aussi bien pour 2011 que pour 2012.

Ils sont classés en différentes catégories :

- **Duré de vie des Particules** : on impose que le rapport $\tau/\sigma_\tau > 5$, (τ est la durée de vie et σ_τ est l’erreur correspondante) pour les candidats Λ et Λ_b . La figure 4.1 montre le spectre de masse du Λ_b en fonction du rapport $\tau_{\Lambda_b}/\sigma_{\tau_{\Lambda_b}}$ et la figure 4.2 représente celui-ci par rapport au $\tau_\Lambda/\sigma_{\tau_\Lambda}$.
- **Probabilité du χ^2 des traces reconstruites** : on effectue une coupure supplémentaire sur la valeur de la probabilité du χ^2 de la trace du proton à 10^{-6} , cette coupure sera

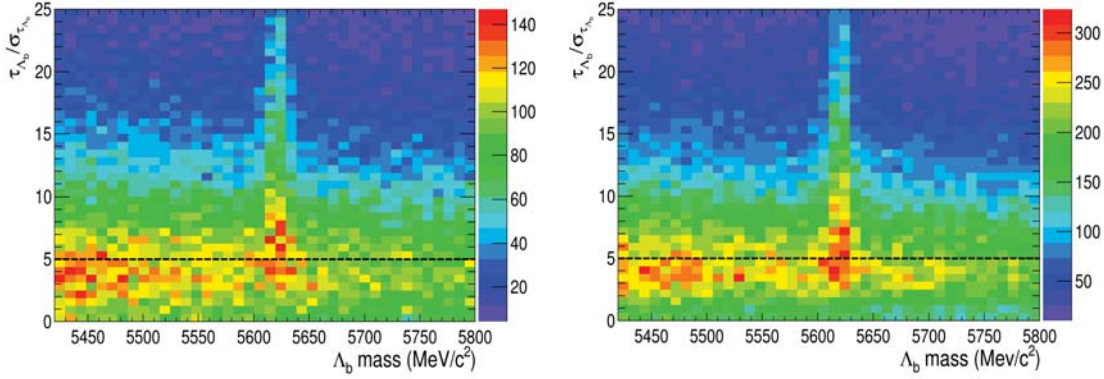


FIG. 4.1: Spectre de masse du Λ_b en fonction du $\tau_{\Lambda_b}/\sigma_{\tau_{\Lambda_b}}$ pour l'année 2011 (Gauche) et pour l'année 2012 (Droite).

généralisée pour les autres type de traces (π^\pm , μ^+ , μ^-).

- **Erreur d'identification du muon (misidentification)** : on s'assure d'une part que le muon est bien identifié et, d'autre part, que le proton et le pion n'ont pas été identifiés comme un muon.
- **χ^2 du paramètre d'impact du Λ_b** : la coupure correspondant à ce spectre est illustré sur la figure 4.3.
- **Masses reconstruites des résonances Λ et J/Ψ** : les spectres de masse du Λ et du J/Ψ sont présentés sur les figures 4.4 et 4.5 respectivement. On impose que la masse du Λ soit comprise dans un intervalle de ± 15 MeV autour de la valeur nominale donnée par le PDG (Particle Data Groupe). En ce qui concerne le méson J/Ψ , sa masse doit être comprise dans un intervalle de ± 65 MeV.
- **Impulsion transverse** : La dernière coupure est appliquée sur l'impulsion transverse de chacune des traces. La figure 4.6 montre le spectre de masse du Λ_b en fonction des différentes impulsions transverses ($P_{T\Lambda_b}$, $P_{T\Lambda}$ et $P_{TJ/\Psi}$).

Il faut noter que la fenêtre de masse du Λ_b a été choisie avec un intervalle de ± 120 MeV autour de la valeur nominale donnée par le PDG (Figure 4.7). De plus une autre coupure supplémentaire liée à l'histoire de la particule (Λ_b TRUEID) a été faite sur les simulations MC.

Les coupures de sélection détaillées précédemment sont reportées dans les tableaux suivants : IV.4 (J/Ψ), IV.5 (Λ) et IV.6 (Λ_b).

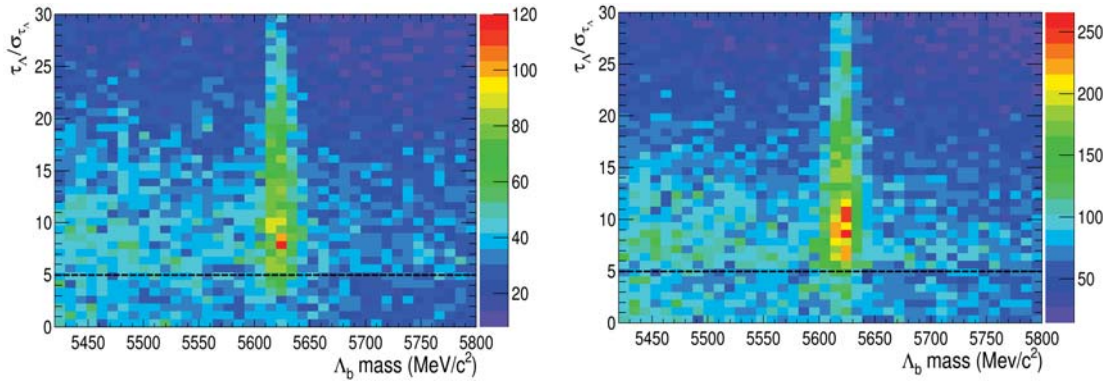


FIG. 4.2: Spectre de masse du Λ_b en fonction du $\tau_\Lambda/\sigma_{\tau_\Lambda}$ pour l'année 2011 (Gauche) et pour l'année 2012 (Droite).

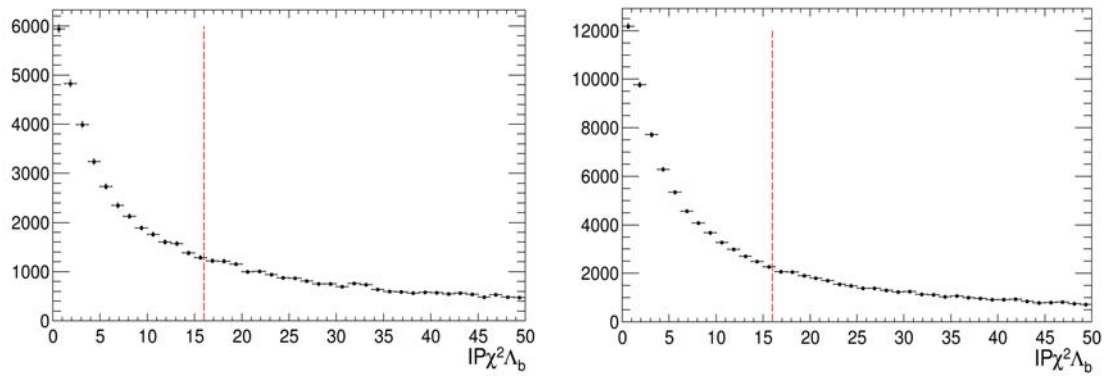


FIG. 4.3: Distribution du χ^2 du paramètre d'impact du Λ_b pour l'année 2011 (Gauche) et pour l'année 2012 (Droite).

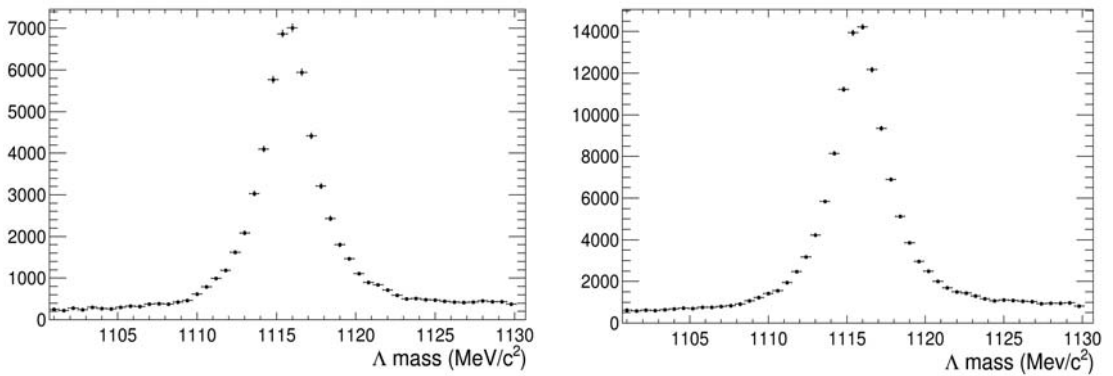


FIG. 4.4: Spectre de masse du Λ pour l'année 2011 (Gauche) et pour l'année 2012 (Droite).

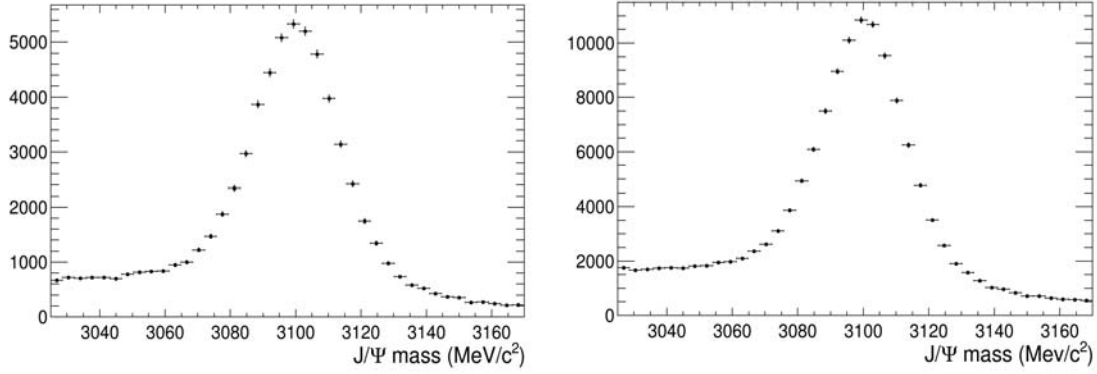


FIG. 4.5: Spectre de masse du J/Ψ pour l'année 2011 (Gauche) et pour l'année 2012 (Droite).

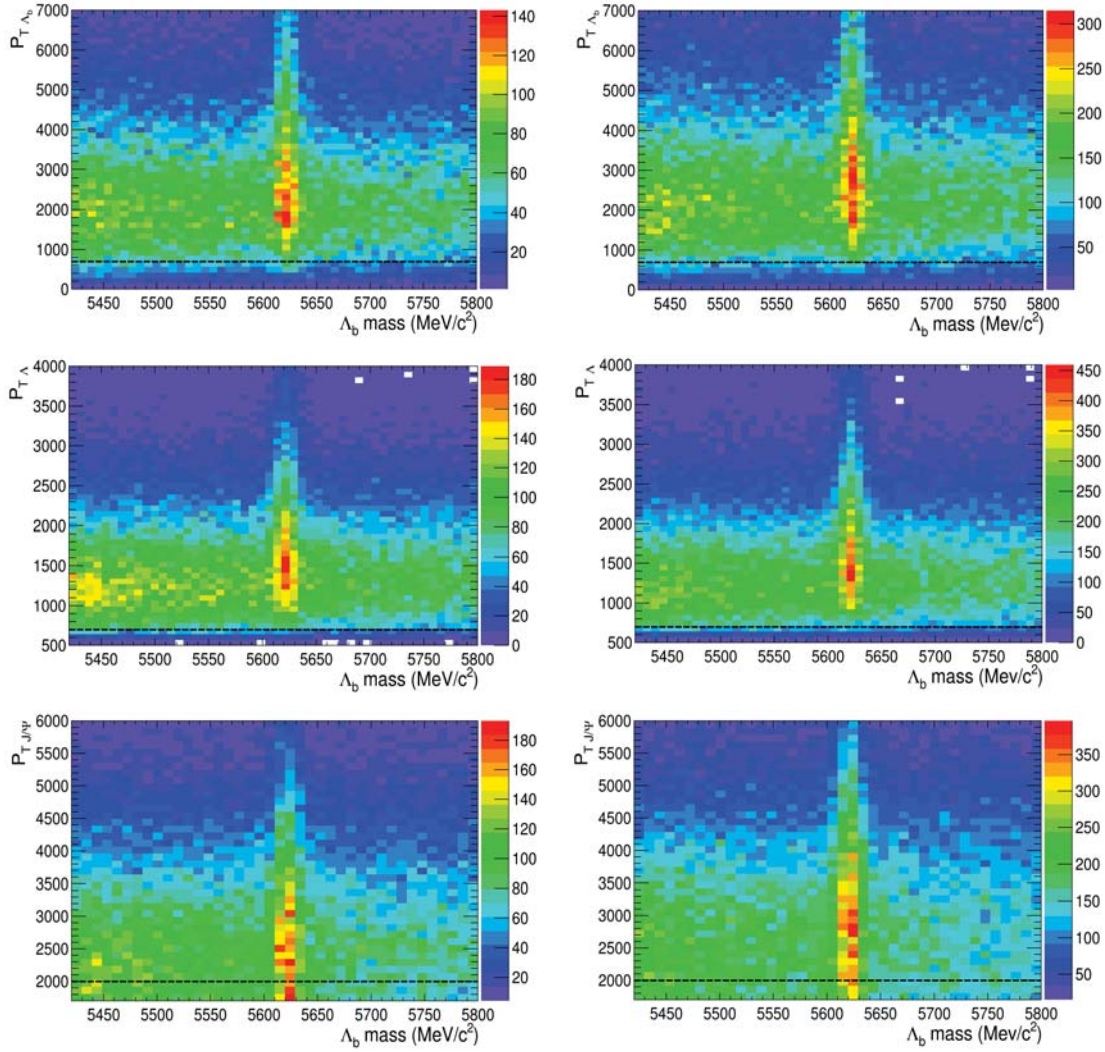


FIG. 4.6: Spectre de masse du Λ_b en fonction des différentes impulsions transverses pour l'année 2011 (Gauche) et 2012(Droite).

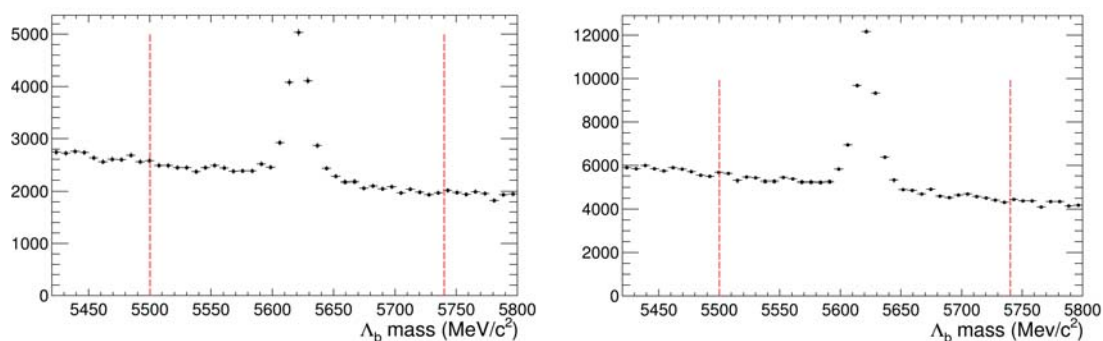


FIG. 4.7: Spectre de masse du Λ_b pour l'année 2011 (Gauche) et pour l'année 2012 (Droite).

coupure	valeur
Type de trace	Long
Probabilité χ^2 de trace μ^\pm	$> 10^{-6}$
$P_t(\mu^+) + P_t(\mu^-)$	$> 2000 \text{ MeV}/c$
Identité (μ^\pm)	1
$ M_{\mu^+\mu^-} - M_{J/\Psi(PDG)} $	$< 65 \text{ MeV}/c^2$

TAB. IV.4: Sélection des candidats J/Ψ .

coupure	valeur
Type de trace	Long et Downstream
Probabilité χ^2 de trace (p, π)	$> 10^{-6}$
Identité (μ^\pm) de (p, π)	0
$P_t(\Lambda)$	$> 700 \text{ MeV}/c$
$ M_{p\pi} - M_{\Lambda(PDG)} $	$< 15 \text{ MeV}/c^2$
$\tau_\Lambda/\sigma_{\tau_\Lambda}$	> 5

TAB. IV.5: Sélection des candidats Λ .

coupure	valeur
$\text{IP}\chi^2(\Lambda_b)$	< 16
$P_t(\Lambda_b)$	$> 700 \text{ MeV}/c$
$ M_{\Lambda J/\Psi} - M_{\Lambda_b(PDG)} $	$< 120 \text{ MeV}/c^2$
$\tau_{\Lambda_b}/\sigma_{\tau_{\Lambda_b}}$	> 5

TAB. IV.6: Sélection des candidats Λ_b .

Le tableau suivant, IV.7, montre l'efficacité de sélection comme étant le rapport du nombre d'événements passant toutes les coupures de sélection au nombre restant après avoir imposé le "Trigger". On constate que le taux de réjection des événements réels est supérieur à 95%.

	données réelles	MC
2011	28066(4.2%)	240282(73.6%)
2012	62146(4.3%)	342106(60%)

TAB. IV.7: Nombre d'événements reconstruits

IV.5 Boosted Decision Tree

Le logiciel TMVA (Toolkit for Multivariate Analysis [76]) fournit un environnement d'apprentissage construit sur les techniques de classification multivariée pour le traitement et l'évaluation parallèle de classifications multivariées. TMVA est conçu spécialement pour les besoins de la Physique des Hautes Énergies (HEP), mais il n'est pas limité à ces derniers. TMVA offre plusieurs méthodes d'analyse : *Rectangular cut optimisation*, *Projective likelihood estimator*, *H-Matrix discriminant*, *Fisher discriminants*,... et *Boosted Decision Trees* ; cette dernière a été choisie pour réduire le bruit de fond combinatoire. TMVA se compose de programmes orientés objet (C^{++}) pour chacune de ces méthodes multivariées. Il fournit les tests et les algorithmes d'évaluation des performances et des scripts de visualisation. La méthode "Boosted Decision Tree" (BDT) est une structure formée d'arbres binaires, schématisée par le dessin de la figure 4.8. Après répétitions Gauche/ Droite (oui/non), les décisions sont prises sur une seule variable à un temps jusqu'à ce qu'un critère d'arrêt soit satisfait. L'espace des phases est divisé de cette manière en de nombreuses régions qui sont finalement classées en tant que signal ou bruit de fond, en fonction du pourcentage final de l'un ou de l'autre catégorie.

Les variables citées dans le tableau IV.8 sont utilisées en entrée du programme de classification utilisant la méthode BDT. On note que la variable DIRA (DIRaction Angle) est l'angle formé par la droite reliant les vertex primaire (PV) et secondaire (SV) et par l'impulsion du hadron beau (Λ_b). Elle est donnée par l'égalité $\cos(\theta_{DIRA}) = \vec{u} \cdot \vec{v}$ où \vec{u} et \vec{v} sont les vecteurs unitaires associés à la distance de vol mesurée et l'impulsion du Λ_b respectivement.

Pour définir la décision deux fichiers sont nécessaire à l'apprentissage : un premier pour le signal MC (après avoir imposé tous les critères de sélection) et un second fichier "Bruit de Fond" obtenu à l'aide de la bande latérale du spectre de masse du Λ_b reconstruit, $M_{\Lambda_b} > 5800 \text{ MeV}/c^2$). Étant donné qu'on reconstruit aussi bien le baryon Λ_b que l'anti baryon $\bar{\Lambda}_b$ à partir de données prises à deux différentes périodes (années 2011 et 2012), L'apprentissage est effectué séparément pour les données prises en 2011 et 2012 car les

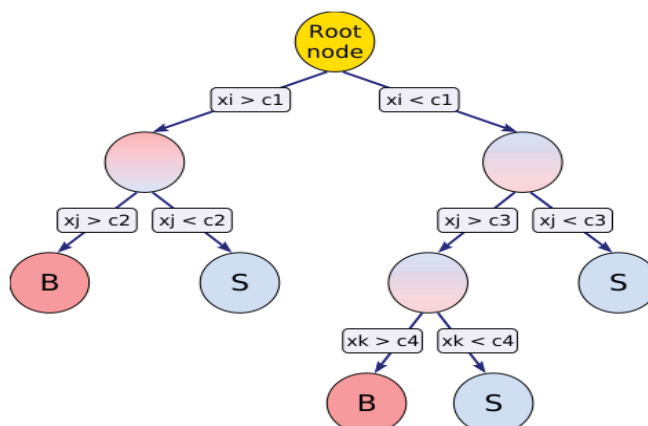


FIG. 4.8: Vue schématique d'un arbre de décision, "X" pour variable, "c" représente la coupure sur cette variable, "S" pour l'événement signale, et "B" pour l'événement bruit de fonds.

Particule	Variable
Λ_b	DIRA
	$IP\chi^2$
	χ^2 de vertex/ <i>n.d.f</i>
	temps propre τ
Λ	$ M(p\pi) - M(\Lambda) $
	Pt_Λ
J/Ψ	$ M(\mu\mu) - M(J/\Psi) $

TAB. IV.8: Liste de variables utilisées pour former le BDT.

conditions expérimentales sont légèrement différentes (énergie de collisions, conditions de déclenchement, etc.). D'autre part, un apprentissage séparé est également réalisé pour les hypérons (Λ) et les anti-hypérons ($\bar{\Lambda}$), étant donné que le taux d'interaction des $\bar{\Lambda}$ et leur absorption par la matière constituant le détecteur sont plus élevés que celui des Λ). Les figures 4.9, 4.10, 4.11 et 4.12 représentent les distributions des variables utilisées à la fois signal (MC) et bruit de fonds, ces variables sont classées par l'ordre suivant :

- En haut à gauche, χ^2 du paramètre d'impact (IP χ^2) du Λ_b .
- En haut au milieu, angle DIRA du Λ_b .
- En haut à droite, durée de vie du Λ_b , τ_{Λ_b} .
- En bas à gauche, χ^2 de vertex/*n.d.f* du Λ_b .
- En bas au milieu, Intervalle de masse du système $\mu^+\mu^-$, ($|M(\mu\mu) - M(J/\Psi)|$).
- En bas à droite, Impulsion transverse du Λ , $P_{T\Lambda}$.

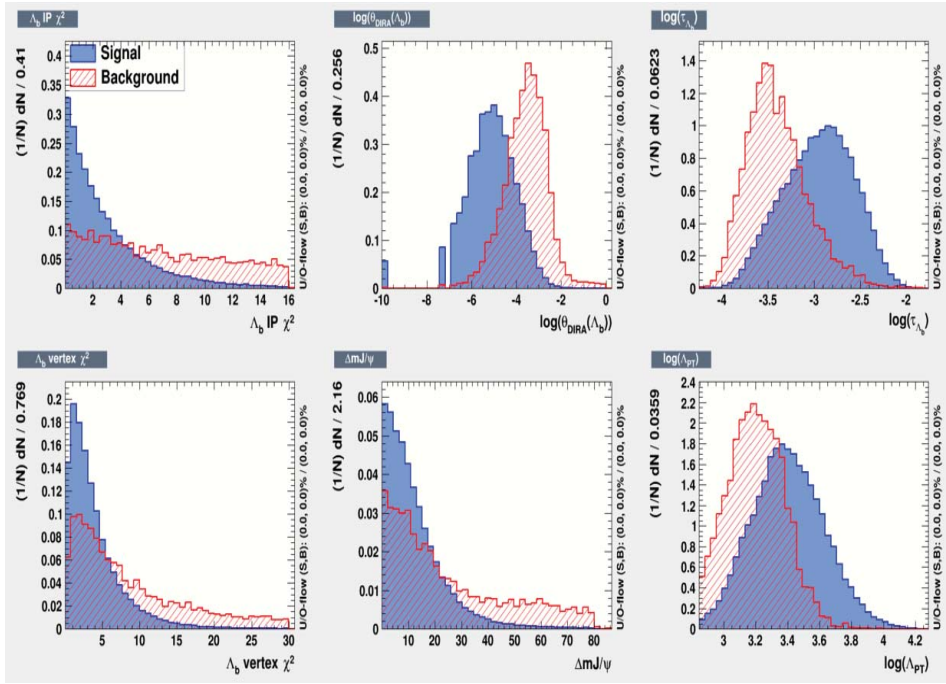


FIG. 4.9: Distributions signal (bleu) et bdf (rouge hachuré) des variables utilisées pour les candidats Λ_b 2011

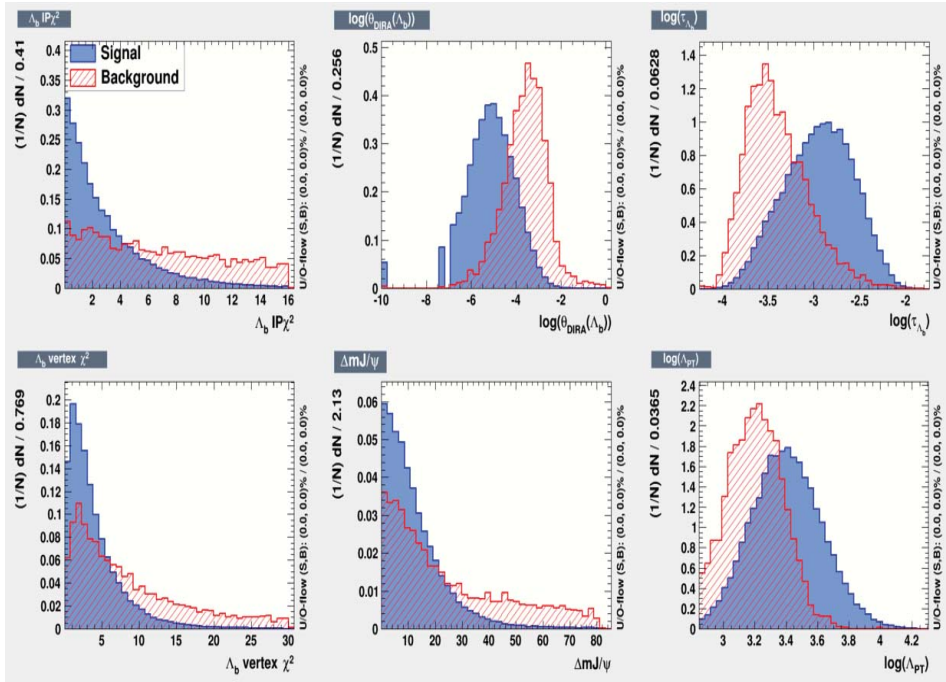


FIG. 4.10: Distributions signal (bleu) et bdf (rouge hachuré) des variables utilisées pour les candidats $\bar{\Lambda}_b$ 2011

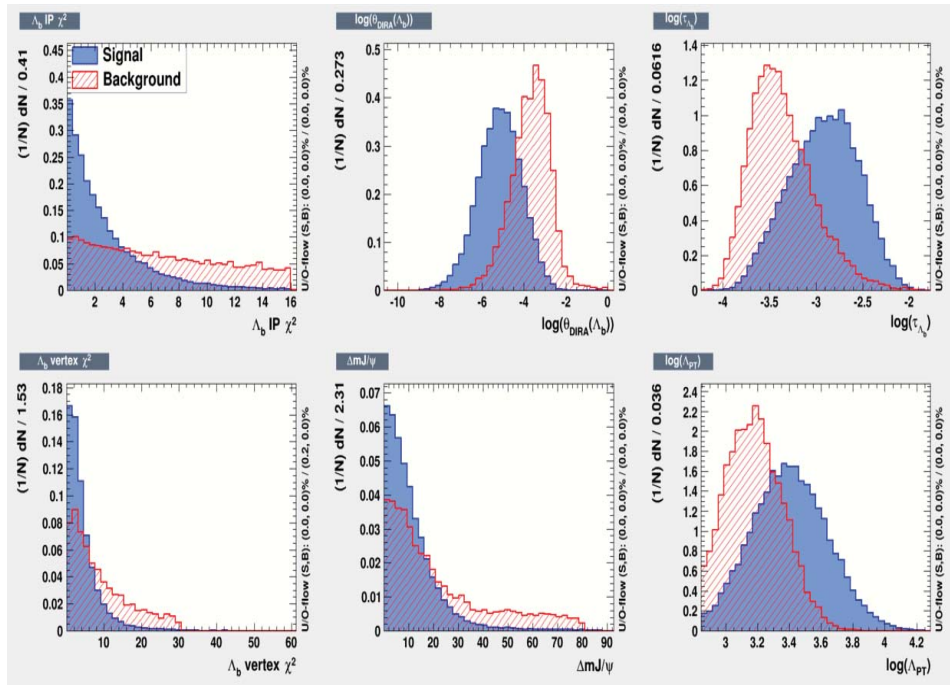


FIG. 4.11: Distributions signal (bleu) et bdf (rouge hachuré) des variables utilisées pour les candidats Λ_b 2012

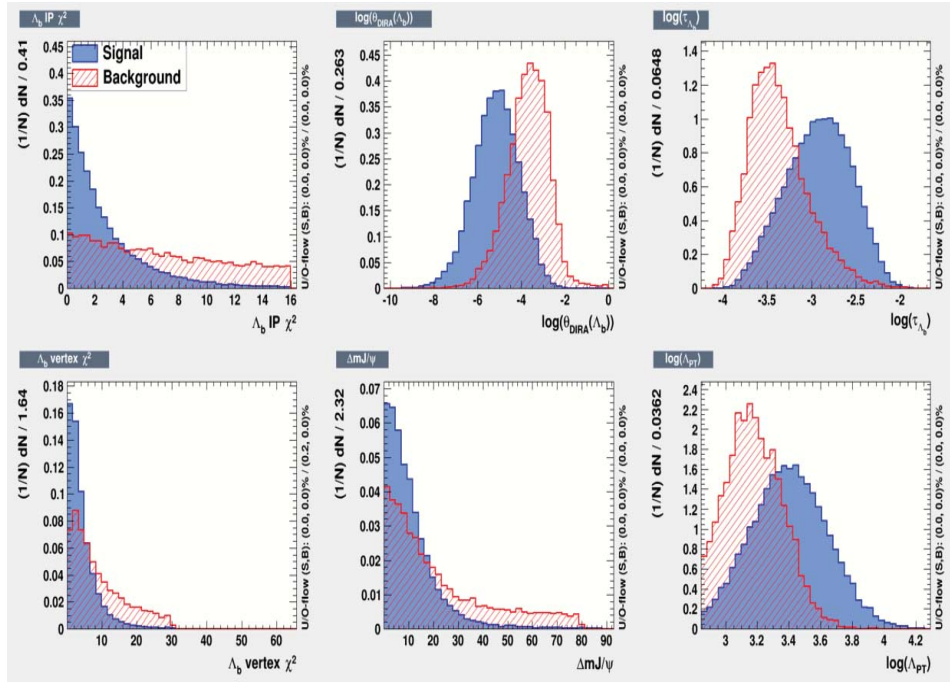


FIG. 4.12: Distributions signal (bleu) et bdf (rouge hachuré) des variables utilisées pour les candidats $\bar{\Lambda}_b$ 2012

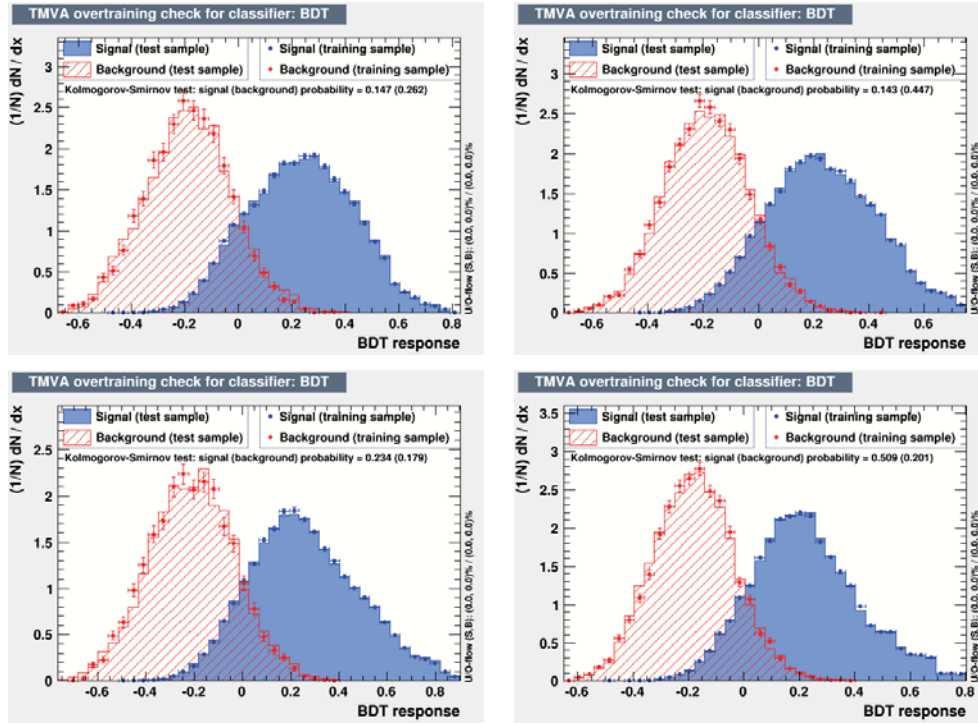


FIG. 4.13: Réponse BDT pour les candidats Λ_b ($\bar{\Lambda}_b$) en haut(bas) en 2011 à gauche et 2012 à droite.

Les distributions de la sortie de la BDT sont présentées sur la figure 4.13. Sur cette figure on voit la réponse BDT du signal MC (bleu) et du bruit de fonds (rouge) pour l'échantillon d'entraînement (pointillé) et l'échantillon d'essai (plein forme pour signal et hachuré pour bdf), il est intéressant de noter que le test du Kolmogorov-Smirnov représente la compatibilité entre l'échantillon d'essai et celui d'entraînement (une valeur moins que 0.5% veut dire qu'il y a un "overtraining"). Toutes les valeurs de ce test sont plus que 14% donc il n'y a pas "d'overtraining".

Par la suite, le paramètre "figure-of-merit" défini comme $N_{sig}/\sqrt{N_{sig} + N_{bkd}}$ est optimisé pour définir la coupure sur la réponse de la BDT à utiliser séparément pour les lots Λ_b et $\bar{\Lambda}_b$, aussi bien en 2011 qu'en 2012 (Figure 4.14).

Dans le cas du Λ_b , on constate que la valeur optimale de la coupure est ajustée à -0.01 en 2011 et à -0.05 en 2012; alors que pour le cas du $\bar{\Lambda}_b$ cette valeur est de -0.02 en 2011 et de -0.035 en 2012.

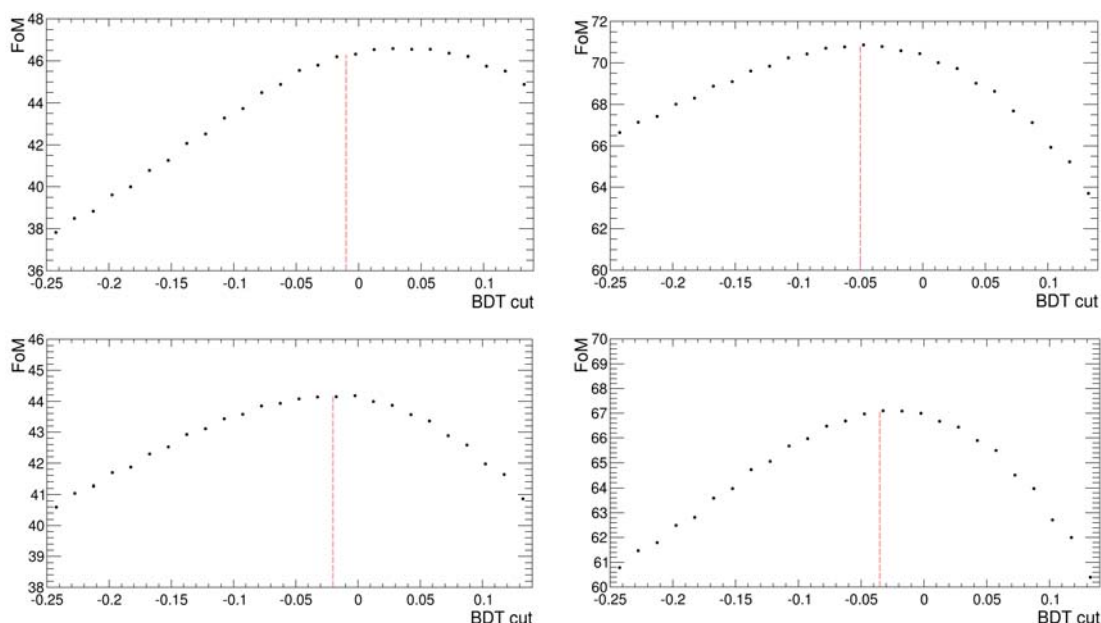


FIG. 4.14: Paramètre "figure-of-merit" en fonction de la coupure BDT pour les candidats $\Lambda_b(\bar{\Lambda}_b)$ en haut(bas) en 2011 (gauche) et 2012 (droite).

Ceci correspond aux efficacités suivantes attendues pour le signal : **86.1%** (Λ_b , 2011), **82.4%** (Λ_b , 2012), **83.4%** ($\bar{\Lambda}_b$,2011) et **83.5%** ($\bar{\Lambda}_b$,2012). Les taux correspondants de réjection du bruit de fond sont **83.2%** (Λ_b , 2011), **86.6%** (Λ_b , 2012), **81.1%** ($\bar{\Lambda}_b$,2011) et **87.2%** ($\bar{\Lambda}_b$,2012).

IV.6 Ajustement des Spectres de Masse

Les spectres de masse simulés sont ajustés par deux fonctions de type "Crystal Ball" [77], fonction formée par une gaussienne et par une loi de puissance représentant la queue de la distribution :

$$CB(x; \alpha, n, \bar{x}; \sigma) = N. \begin{cases} \exp\left(-\frac{(x - \bar{x})^2}{2\sigma^2}\right), & \text{pour } \frac{x - \bar{x}}{\sigma} > -\alpha \\ A \left(B - \frac{x - \bar{x}}{\sigma}\right)^{-n}, & \text{pour } \frac{x - \bar{x}}{\sigma} \leq -\alpha \end{cases} \quad (\text{IV.1})$$

\bar{x} étant le masse moyenne et n la pente de la queue.

$$\begin{aligned}
 A &= \left(\frac{n}{|\alpha|} \right)^n \cdot \exp\left(-\frac{|\alpha|^2}{2}\right) \\
 B &= \frac{n}{|\alpha|} - |\alpha| \\
 N &= \frac{1}{\sigma(C+D)} \\
 C &= \frac{n}{|\alpha|} \cdot \frac{1}{n-1} \cdot \exp\left(-\frac{|\alpha|^2}{2}\right) \\
 D &= \sqrt{\frac{\pi}{2}} \left(1 + \operatorname{erf}\left(\frac{|\alpha|}{\sqrt{2}}\right) \right)
 \end{aligned}$$

La figure 4.15 représente les ajustements des spectres de masse MC pour les événements signal Λ_b et $\bar{\Lambda}_b$ en 2011 et 2012 respectivement. La technique sPlots [78], se basant sur les ajustements des spectres de masse réels (résultant après avoir effectué les coupures optimales BDT) par des fonctions du même type et utilisant les mêmes paramètres que ceux des spectres MC, a été utilisée pour soustraire le reste du bruit de fond. Tout d'abord, on prend les paramètres issus des ajustements des spectres MC et on les fixe dans le spectre réel pour ajuster le signal. De plus, le bruit de fond est ajusté par une fonction linéaire. Après l'ajustement, le code sPlots attribue à chaque événement deux poids : un poids signal, W_S , et un poids bruit de fond, W_b , dont la somme égale à l'unité. Les résultats des ajustements des spectres de masse réels par cette technique sont présentés sur la figure 4.16.

Le tableau IV.9 présente les paramètres de fit des spectres de masse du Λ_b et d l' $\bar{\Lambda}_b$ en 2011. Il faut noter que n_S représente le nombre d'événements signal et n_b représente celui de bruit de fonds.

Paramètres \ Lots	Λ_b (2011)	$\bar{\Lambda}_b$ (2011)	Λ_b (2012)	$\bar{\Lambda}_b$ (2012)
n_S	3313 ± 62	3112 ± 61	6786 ± 90	6278 ± 85
n_b	1799 ± 49	1848 ± 50	2569 ± 62	2469 ± 59
M_{fit}	5620.91 ± 0.18	5621.17 ± 0.2	5621.27 ± 0.13	5621.48 ± 0.13
σ_{CB1}	11.02 ± 0.34	7.59 ± 0.31	12.52 ± 0.46	9.71 ± 0.27
σ_{CB2}	11.5 ± 1.2	5.05 ± 0.32	7.36 ± 0.17	6.43 ± 0.35

TAB. IV.9: Paramètres de fit des spectres de masse réels

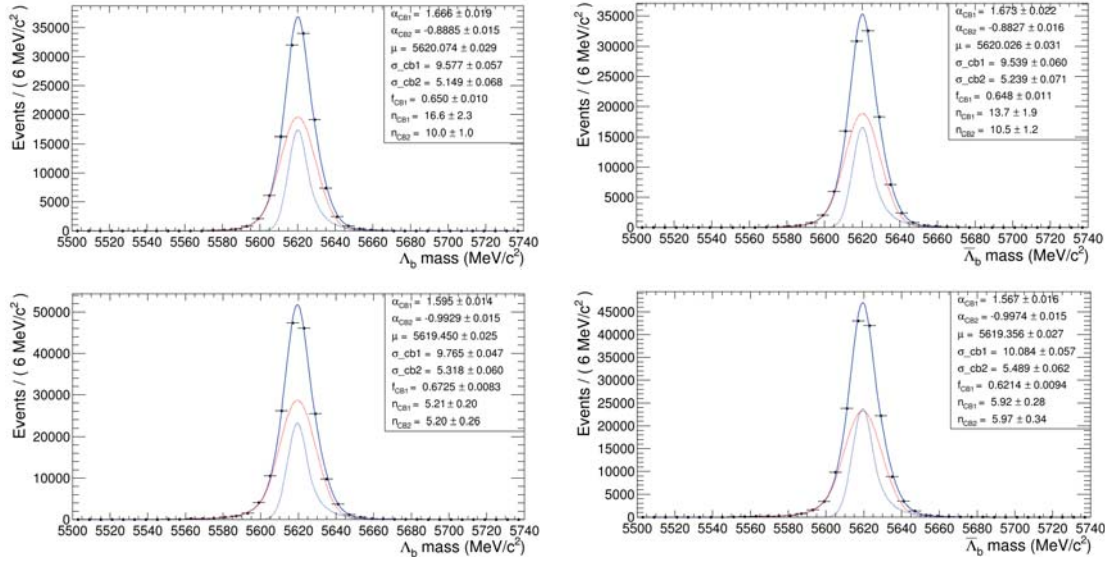


FIG. 4.15: Ajustements des spectres de masse Monte-Carlo pour les candidats Λ_b à gauche et $\bar{\Lambda}_b$ à droite en 2011 (haut) et 2012 (bas).

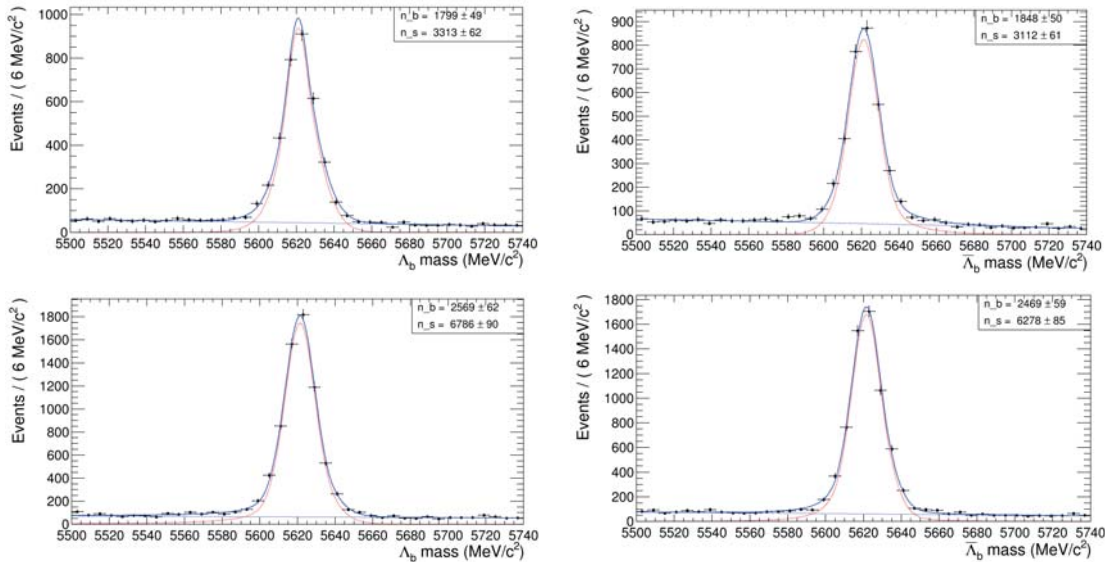


FIG. 4.16: Ajustements des spectres de masse réels pour les candidats Λ_b à gauche et $\bar{\Lambda}_b$ à droite en 2011 (haut) et 2012 (bas).

IV.7 Distributions Angulaires

Dans cette section on présente les distributions angulaires MC et réels de résonances intermédiaires (Λ et J/Ψ) ainsi que celles des produits de désintégration (p, π, μ^+, μ^-) Ces distributions sont déduites dans les repères appropriés (chapitre II), après avoir appliqué toutes les coupures de sélection.

On note que le spectre final de chaque variable angulaire va être ajusté indépendamment des autres spectres, et en utilisant de fit de type "unbinned likelihood".

Le tableau IV.10 rappelle les définitions des différents angles.

Distribution	Définitions
θ	Angle polaire entre l'impulsion du Λ et l'axe $\overline{\Lambda_b Z}$ dans le repère de Transversité du Λ_b
Φ	Angle azimuthal entre l'impulsion du Λ et le plan ($\Lambda_b XY$) dans le repère de Transversité du Λ_b
θ_1	Angle polaire entre l'impulsion du proton et l'axe $\overline{\Lambda Z_1}$ dans le repère d'Helicité du Λ
Φ_1	Angle azimuthal entre l'impulsion du proton et le plan ($\Lambda X_1 Y_1$) dans le repère d'Helicité du Λ
θ_2	Angle polaire entre l'impulsion du μ^+ et l'axe $\overline{J/\Psi Z_2}$ dans le repère d'Helicité du J/Ψ
Φ_2	Angle azimuthal entre l'impulsion du μ^+ et le plan ($J/\Psi X_2 Y_2$) dans le repère d'Helicité du J/Ψ

TAB. IV.10: Définition des Principaux Angles.

IV.7.1 Distributions Angulaires des Simulations Monte-Carlo

Les événements MC sont générés dans l'espace de phase sans introduire de modèle dynamique; les distributions correspondantes sont donc plates. Après passage par le détecteur (acceptance angulaire, reconstruction des traces et sélection du trigger), ces distributions sont modifiées comme l'indiquent respectivement les figures 4.17 et 4.18 pour les événements Λ_b et $\bar{\Lambda}_b$ pris durant l'année 2011, ainsi que les figures 4.19 et 4.20 pour ceux de 2012.

Ces spectres indiquent clairement les effets de l'acceptance géométrique du détecteur; plus particulièrement les distributions angulaires, $\cos\theta$ et ϕ du Λ ($\bar{\Lambda}$) dans le repère propre du Λ_b ($\bar{\Lambda}_b$).

IV.7.2 Distributions Réelles

Les figures 4.21 et 4.22 représentent respectivement les distributions angulaires des événements réels Λ_b et $\bar{\Lambda}_b$ pris au cours de l'année 2011, alors que les figures 4.23 et 4.24 représentent celles de 2012. Les formes de ces distributions (incompatibles avec les formes théoriques) montrent l'importance de la soustraction du reste de bruit de fonds et des corrections par l'efficacité globale du détecteur.

IV.7.2.1 Distributions Réelles après soustraction du bruit de fond

Le poids W_s calculé précédemment par sPlots est exploité pour soustraire le bruit de fond résiduel et mieux mettre en évidence le signal. Après cette étape, les distributions angulaires des données réelles sont déduites dans les repères appropriés. Les figures 2.1 et 2.2 représentent respectivement ces distributions après soustraction du bruit de fonds (en rouge) et MC (en bleu) pour les événements Λ_b et $\bar{\Lambda}_b$ pris au cours de l'année 2011, alors que les figures 2.3 et 2.4 représentent celles de 2012 (les distributions dans le cas du repère d'hélicité du Λ_b sont mises en extra-figures dans l'annexe B). On note que ces distributions sont normalisées à l'unité et que les erreurs statistiques correspondantes sont calculées en effectuant la somme des carrés des poids : $\sqrt{\sum_i w_{Si}^2}$.

En dernière étape, ces distributions doivent être corrigées par l'acceptance du détecteur ainsi que son efficacité (paramètre estimé à partir des simulations MC).

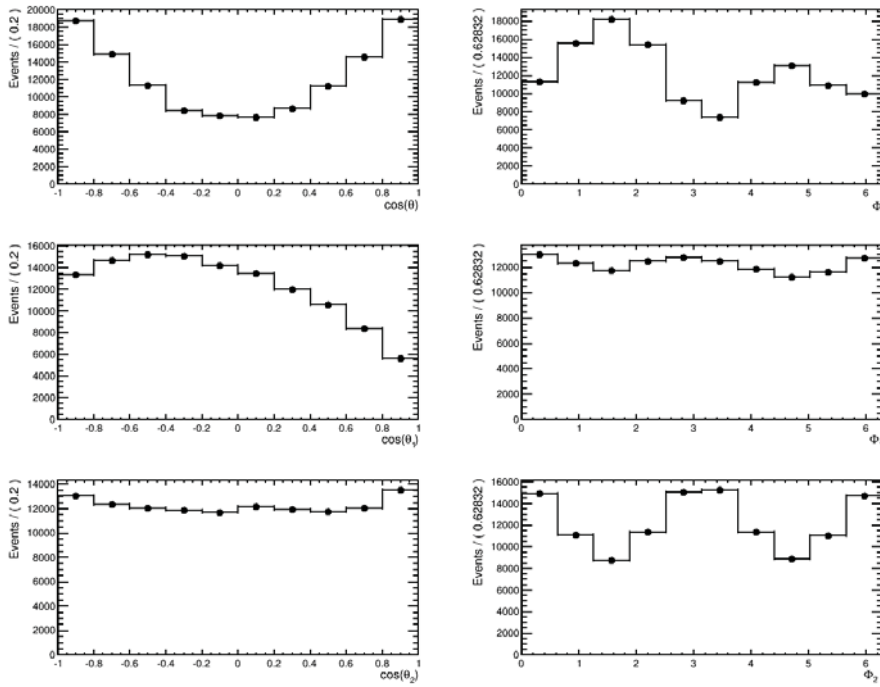


FIG. 4.17: Distributions angulaires pour les données simulées MC Λ_b en 2011.

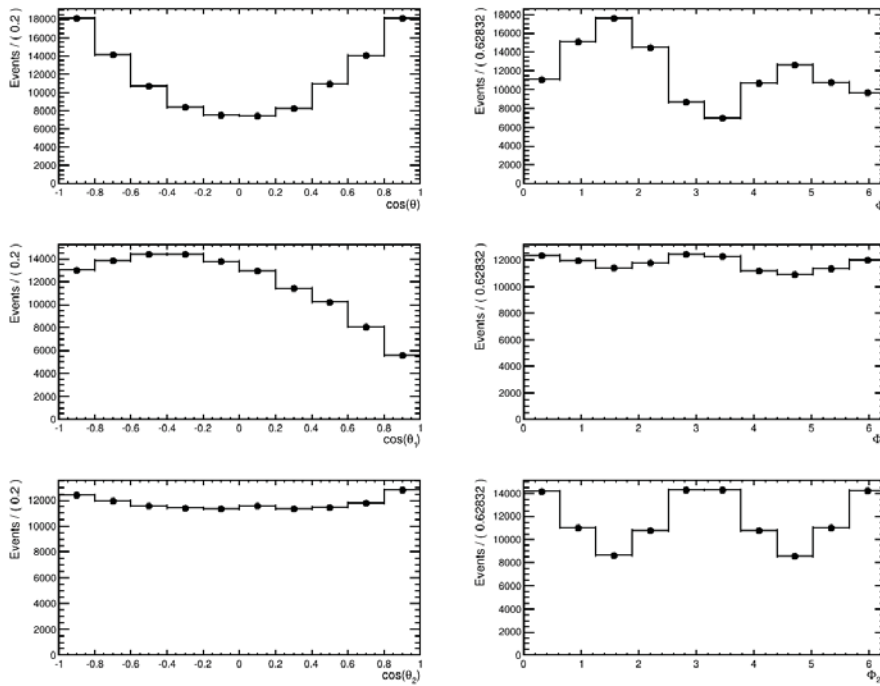


FIG. 4.18: Distributions angulaires pour le données simulées MC $\bar{\Lambda}_b$ en 2011.

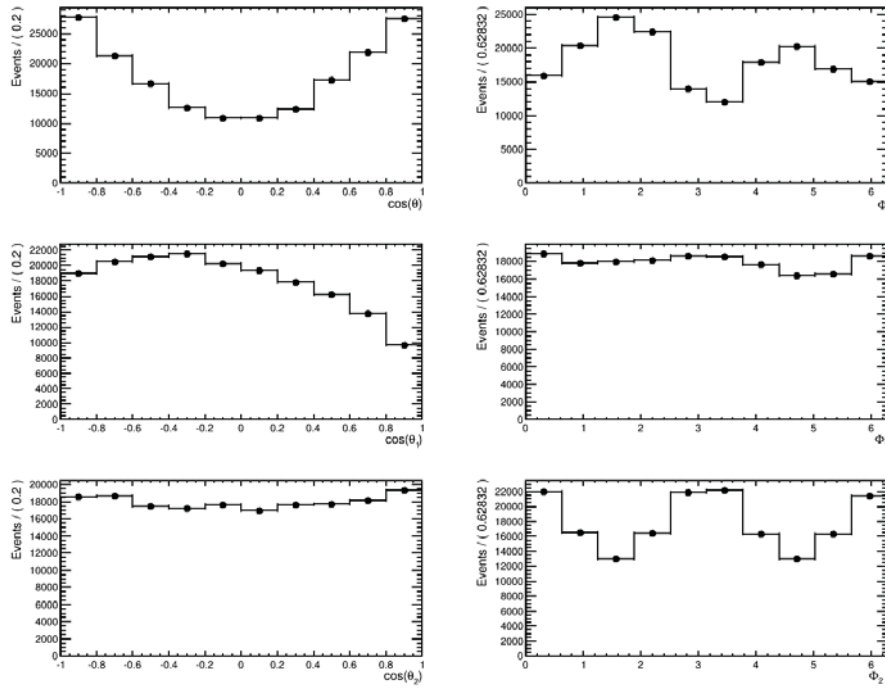


FIG. 4.19: Distributions angulaires pour le données simulées MC Λ_b en 2012.

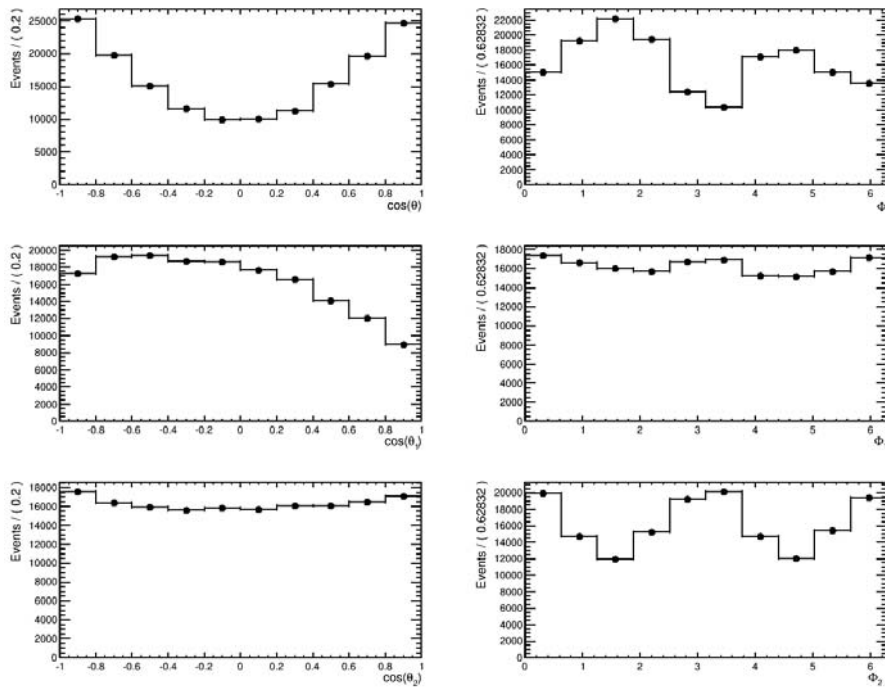


FIG. 4.20: Distributions angulaires pour le données simulées MC $\bar{\Lambda}_b$ en 2012.

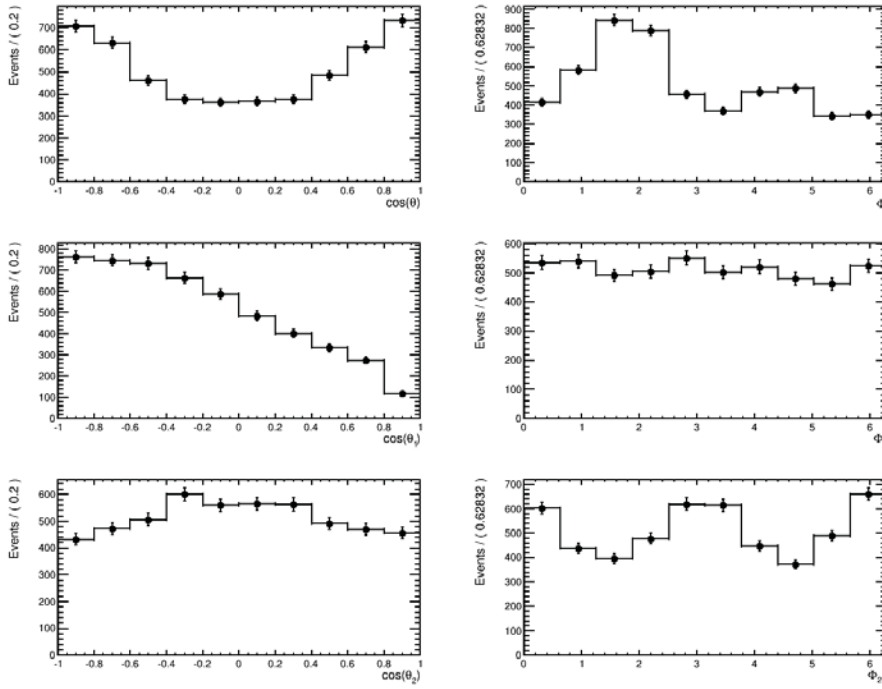


FIG. 4.21: Distributions angulaires brute pour le données réelles Λ_b en 2011.

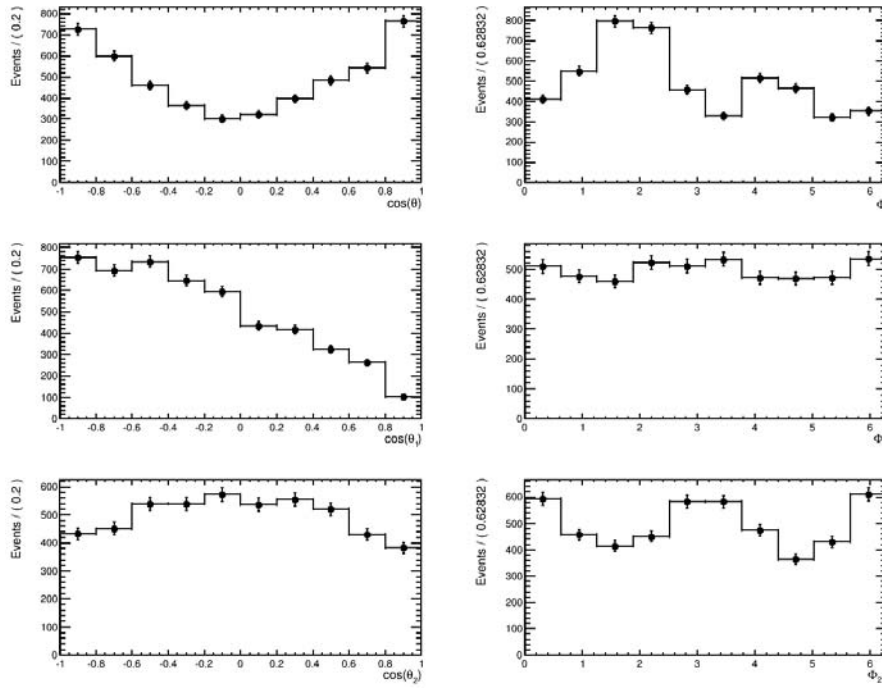


FIG. 4.22: Distributions angulaires brute pour le données réelles $\bar{\Lambda}_b$ en 2011

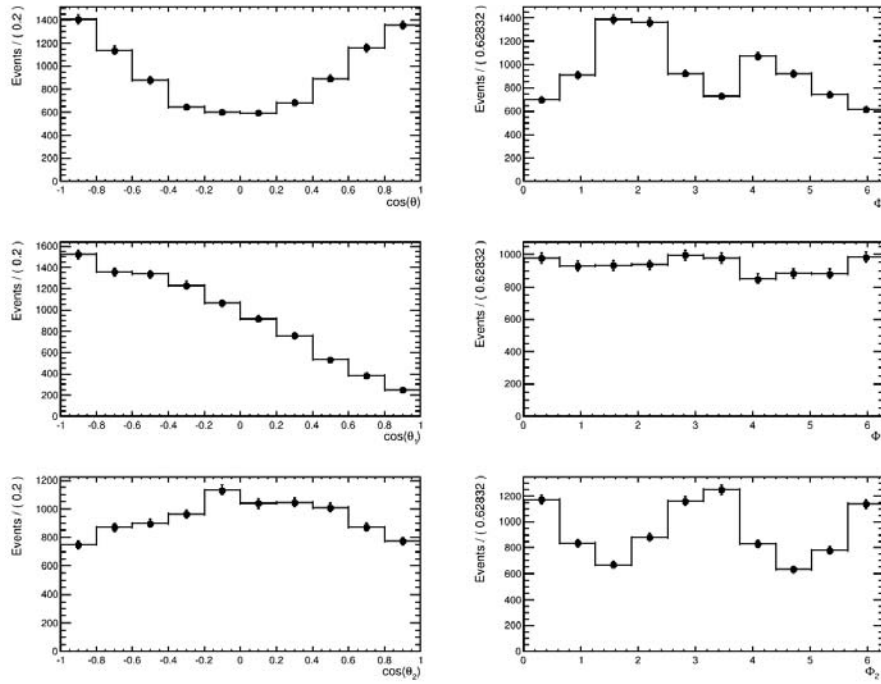


FIG. 4.23: Distributions angulaires brute pour le données réelles Λ_b en 2012.

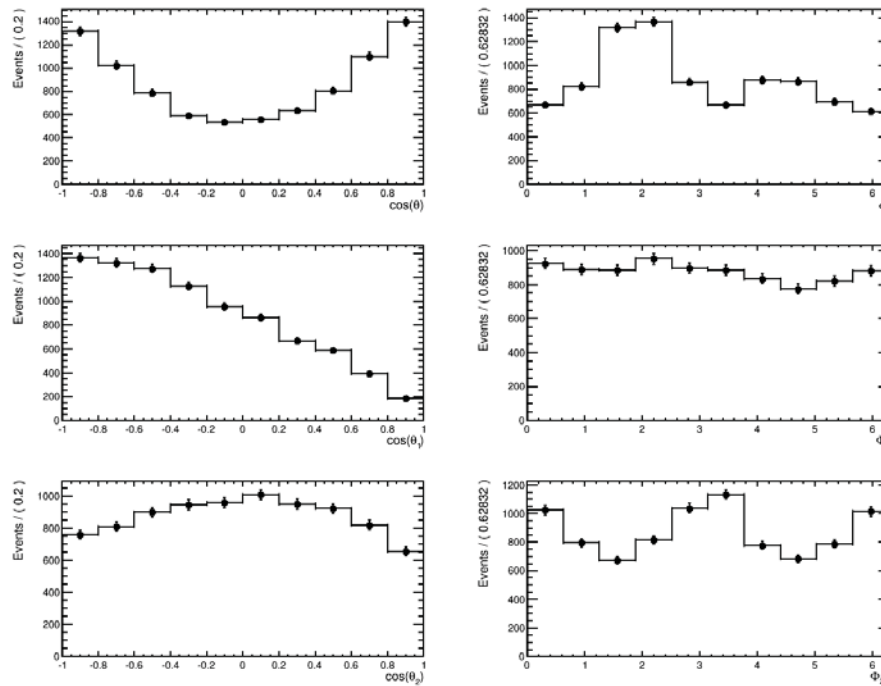


FIG. 4.24: Distributions angulaires brute pour le données réelles $\bar{\Lambda}_b$ en 2012

Pour chaque lot annuel (2011 et 2012) on constate :

- Une grande similarité entre les échantillons Λ_b et $\bar{\Lambda}_b$; particulièrement les distributions angulaires des Λ et $\bar{\Lambda}$ respectivement dans les repères propres des résonances-mères Λ_b et $\bar{\Lambda}_b$.
- La forme de ces distributions est due essentiellement à l'acceptance angulaire du détecteur LHCb (déjà rencontrée avec les simulations Monte-Carlo) et, par la suite, notre travail consistera à extraire la dynamique de désintégration du Λ_b en $\Lambda J/\Psi$ après correction des spectres par l'efficacité globale du détecteur (incluant l'acceptance géométrique).
- En ce qui concerne la distribution de l'angle polaire ($\cos\theta_1$) du proton (antiproton) dans le repère d'hélicité du Λ ($\bar{\Lambda}$), les spectres du signal sont bien différents de ceux du Monte-Carlo, ce qui annoncerait une polarisation importante de l'hypéron Λ ($\bar{\Lambda}$).
- La même remarque pourrait être faite à propos de l'angle polaire du muon ($\cos\theta_2$) dans le repère d'hélicité du J/Ψ .
- En ce qui concerne l'angle azimuthal ϕ_2 du muon ; on constate une forte analogie entre les spectres des données réelles et Monte-Carlo.

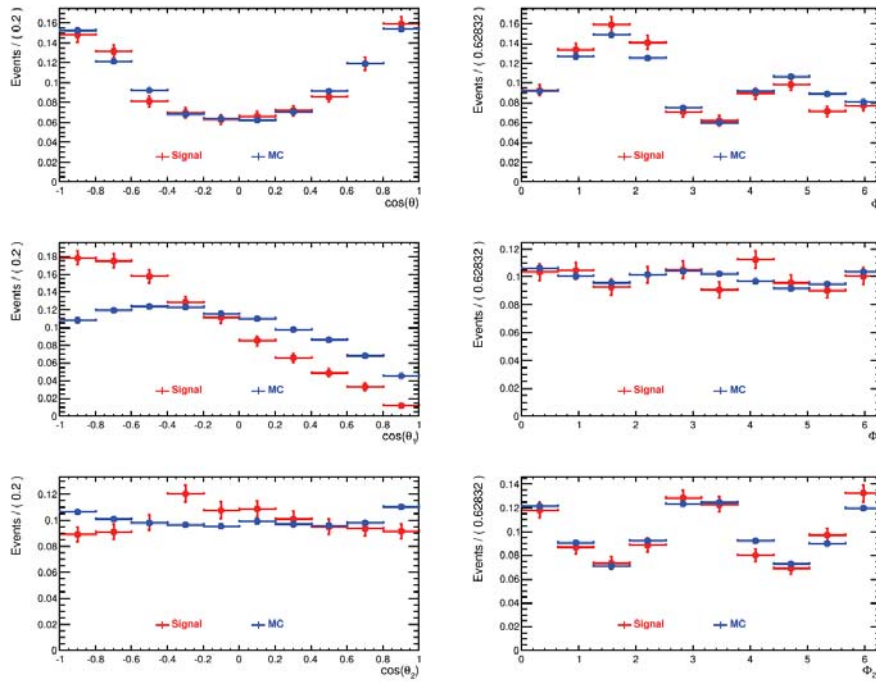


FIG. 4.25: Distributions angulaires pour le données réelles après soustraction du bruit de fond (rouge) et MC (bleu) du Λ_b en 2011.

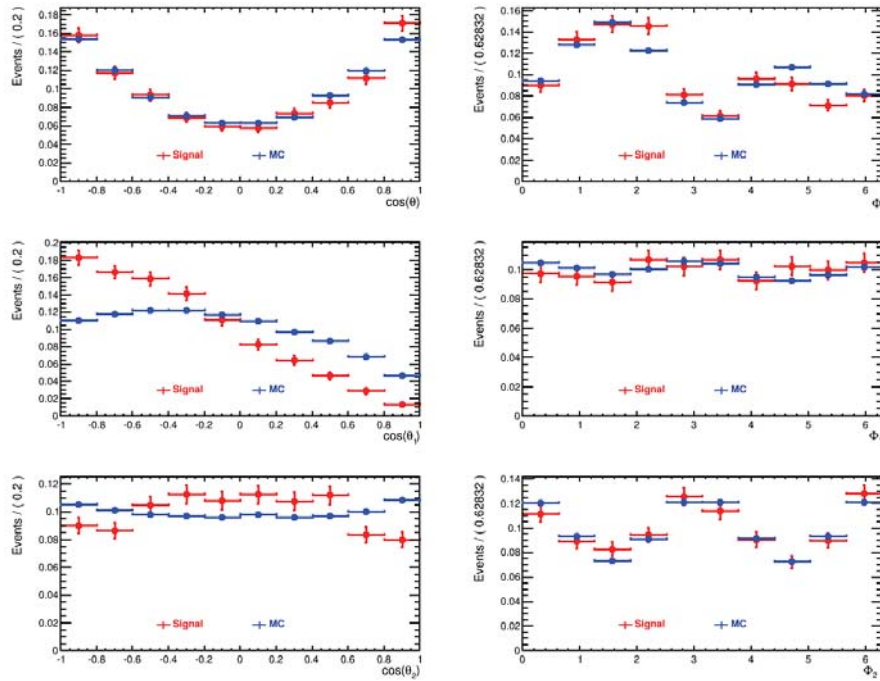


FIG. 4.26: Distributions angulaires pour le données réelles après soustraction du bruit de fond (rouge) et MC (bleu) du $\bar{\Lambda}_b$ en 2011

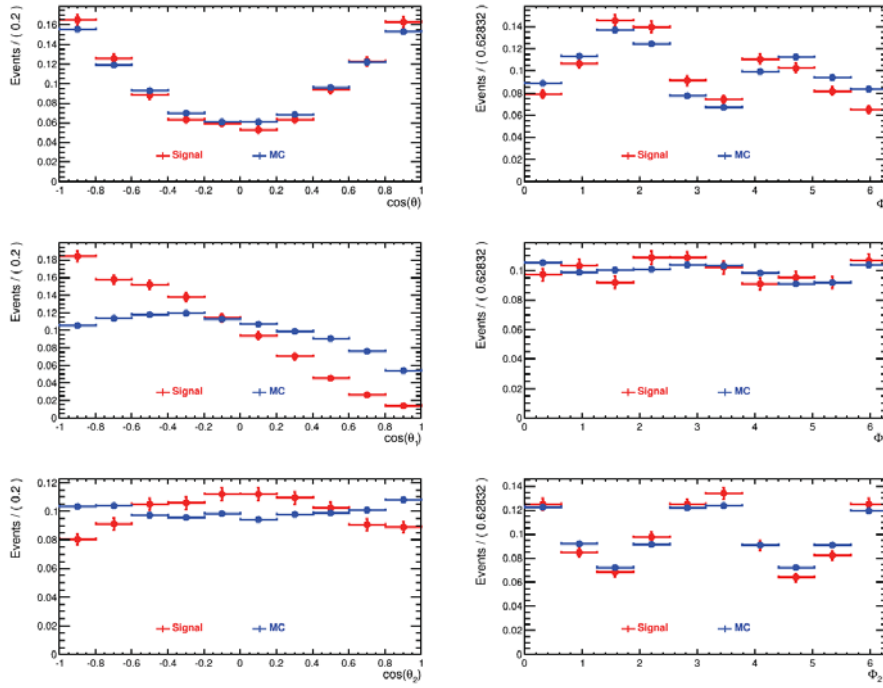


FIG. 4.27: Distributions angulaires pour le données réelles après soustraction du bruit de fond (rouge) et MC (bleu) du Λ_b en 2012.

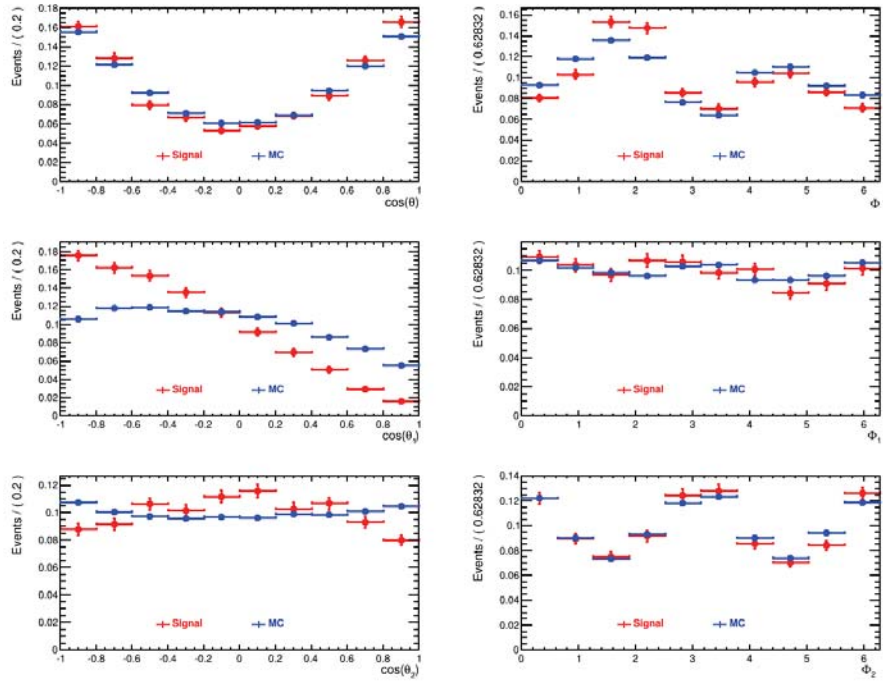


FIG. 4.28: Distributions angulaires pour le données réelles après soustraction du bruit de fond (rouge) et MC (bleu) du $\bar{\Lambda}_b$ en 2012

IV.8 Correction des Spectres des Données par l'Efficacité Globale du Détecteur LHCb

La forme des distributions angulaires dépend essentiellement de l'acceptance du détecteur. Pour obtenir les véritables distributions, il faut corriger les distributions par l'efficacité du détecteur. On estime les efficacités bin par bin à l'aide des simulation MC :

$$\epsilon_i = N_{i_R}^{MC} / N_{i_G}^{MC} = N_{i_R}^{MC} \times N_{bins} / N_G^{MC} \quad (IV.2)$$

où ϵ_i est l'efficacité du bin i , $N_{i_R}^{MC}$ et $N_{i_G}^{MC}$ sont respectivement les nombres d'événements Monte-Carlo reconstruits et générés correspondant au même bin ; le nombre total des événements Monte-Carlo générés n'est autre que $N_{i_G}^{MC}$ multiplié par le nombre de bin N_{bins} (distributions plates à la génération). Ainsi on peut corriger et normaliser (au nombre total des événements réels) les spectres réels par ceux du MC à l'aide de la formule suivante :

$$N_{i_C}^{data} = \frac{N_i^{data}}{N_{i_R}^{MC} / N_{i_G}^{MC}} \times \sum_j N_{j_R}^{MC} / N_{j_G}^{MC} \quad (IV.3)$$

N_i^{data} et $N_{i_C}^{data}$ représentent respectivement les nombres d'événements réels (après soustraction de bruit de fond par sPlots), et après leur correction par l'efficacité du détecteur. Les distributions corrigées par l'efficacité du détecteur sont présentées sur les figures 4.29 et 4.30 pour les événements Λ_b et $\bar{\Lambda}_b$ pris en 2011 et les figures 4.31 et 4.32 sont ceux de 2012.

IV.8. Correction des Spectres des Données par l'Efficacité Globale du Détecteur LHCb

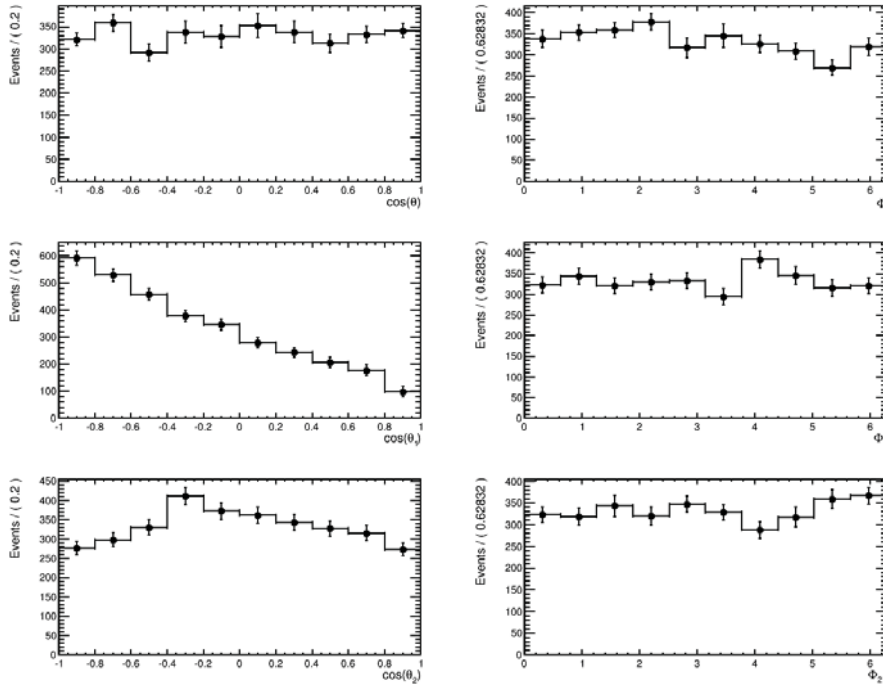


FIG. 4.29: Distributions angulaires pour le données réelles Λ_b en 2011 après correction par l'efficacité globale du détecteur.

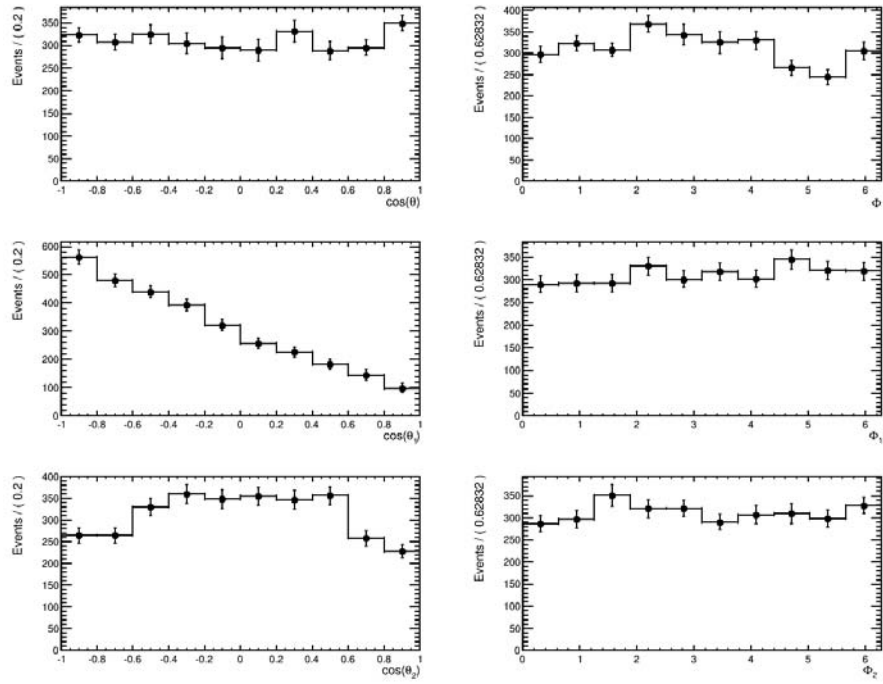


FIG. 4.30: Distributions angulaires pour le données réelles $\bar{\Lambda}_b$ en 2011 après correction par l'efficacité globale du détecteur.

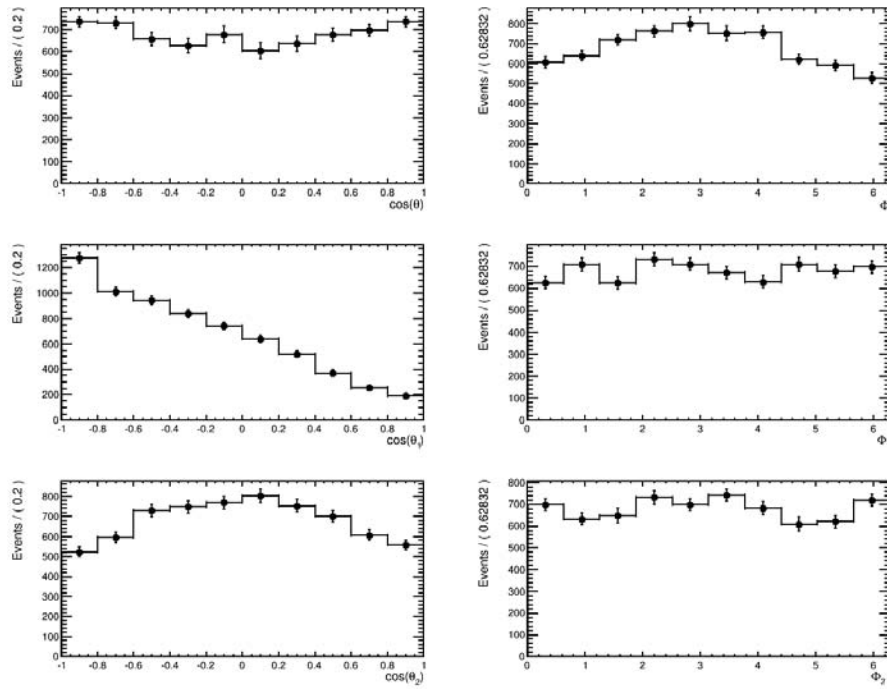


FIG. 4.31: Distributions angulaires pour le données réelles Λ_b en 2012 après correction par l'efficacité globale du détecteur.

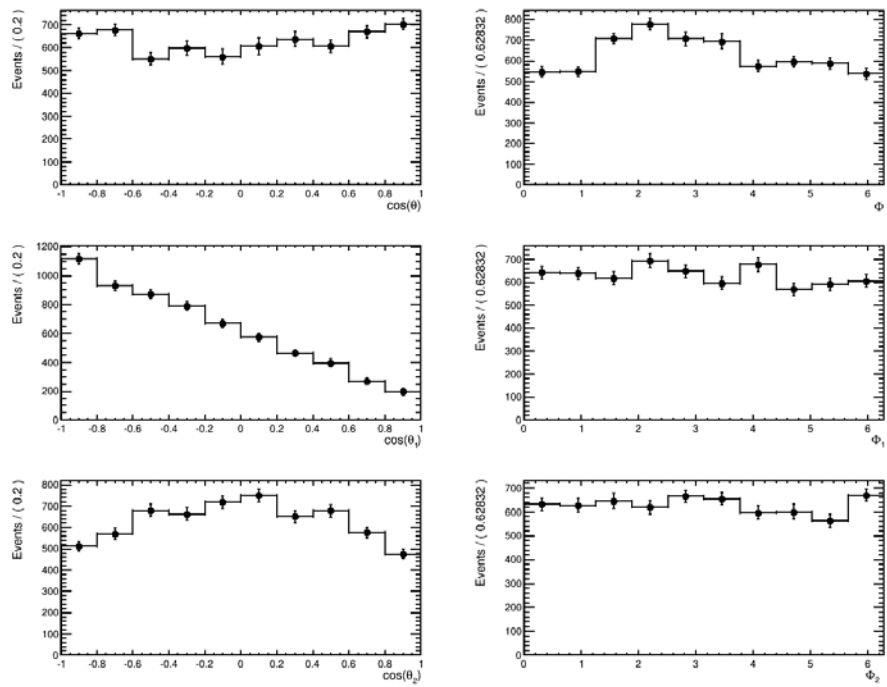



FIG. 4.32: Distributions angulaires pour le données réelles $\bar{\Lambda}_b$ en 2012 après correction par l'efficacité globale du détecteur.

Le chapitre suivant consistera à réajuster les spectre finals obtenus dans les histogrammes 4.29 à 4.32 afin de déduire les polarisations respectives des baryons Λ_b et $\bar{\Lambda}_b$, ainsi que celles des résonances Λ , $\bar{\Lambda}$ et J/Ψ .

Chapitre V

Estimation des Polarisationes des Résonances et Interprétation des Résultats

e chapitre est consacré aux principaux résultats obtenus à partir de notre travail d'analyse ainsi qu'à leur interprétation. Tout d'abord, nous présentons les méthodes de l'ajustement des spectres finals obtenus après soustraction des bruits de fonds et corrigés par l'efficacité du détecteur. Nous terminons en clarifiant les conséquences sur les violations possibles de CP et T dans le domaine baryonique.

V.1 Ajustement des Spectres Finals

L'ajustement des spectres finals par des "fits" appropriés est indispensable pour déterminer les différentes composantes des vecteurs-polarisations. Nous utiliserons le logiciel "RooFit" [79] afin d'ajuster les distributions et d'en déduire les paramètres dépendant des grandeurs physiques liées aux composantes des différents vecteurs-polarisations.

V.1.1 Distribution en $\cos(\theta_\Lambda)_{\Lambda_b} : \cos \theta$

Cette distribution est de la forme : $1 + \alpha_{As}^{\Lambda_b} \mathbb{P}_Z^{\Lambda_b} \cos \theta$.

La fonction de "fit" associée à cette distribution est de la forme :

$$1 + a_1 \cos \theta$$

à partir de laquelle on détermine la valeur de la composante $\mathbb{P}_Z^{\Lambda_b}$, qui vaut $\frac{a_1}{\alpha_{As}^{\Lambda_b}}$, dans le repère propre du Λ_b . La relation V.1 donne l'erreur statistique sur la valeur du $\mathbb{P}_Z^{\Lambda_b}$:

$$\mathbb{P}_Z^{\Lambda_b} = \frac{a_1}{\alpha_{As}^{\Lambda_b}} \implies \left(\frac{\sigma(\mathbb{P}_Z^{\Lambda_b})}{\mathbb{P}_Z^{\Lambda_b}} \right)^2 = \left(\frac{\sigma(a_1)}{a_1} \right)^2 + \left(\frac{\sigma(\alpha_{As}^{\Lambda_b})}{\alpha_{As}^{\Lambda_b}} \right)^2 \quad (\text{V.1})$$

si de plus, l'erreur sur le paramètre d'asymétrie $\alpha_{As}^{\Lambda_b}$ est nulle, $\sigma_{(\alpha_{As}^{\Lambda_b})} = 0$, cette relation devient :

$$\sigma_{(\mathbb{P}_Z^{\Lambda_b})} = \left| \mathbb{P}_Z^{\Lambda_b} \right| \times \left| \frac{\sigma(a_1)}{a_1} \right| = \left| \frac{1}{\alpha_{As}^{\Lambda_b}} \right| \sigma_{(a_1)} \quad (\text{V.2})$$

On rappelle qu'on utilise deux repères propres du Λ_b , le repère de transversité qui donne la possibilité de calculer la polarisation transverse du Λ_b et le repère d'hélicité qui pourrait fournir sa polarisation longitudinale ainsi que les deux composantes normale et transverse. De plus, on sera amené à comparer les résultats de ces deux repères.

Cas du Repère de Transversité :

Dans ce repère, la composante $\mathbb{P}_Z^{\Lambda_b}$ est transversale (perpendiculaire au plan de production); la figure 5.1 représente l'ajustement de cette distribution pour les années 2011 et 2012 aussi bien pour le Λ_b que pour l' $\bar{\Lambda}_b$. Le tableau V.1 présent les valeurs de a_1 déduites des "fits" pour le cas du Λ_b et du $\bar{\Lambda}_b$ aussi bien en 2011 qu'en 2012.

	Λ_b (2011)	$\bar{\Lambda}_b$ (2011)	Λ_b (2012)	$\bar{\Lambda}_b$ (2012)
a_1	0.012 ± 0.03	0.005 ± 0.031	-0.007 ± 0.019	0.034 ± 0.021

TAB. V.1: Valeurs de a_1 déduites dans le repère de **Transversité**

On constate que, dans tous les cas, les valeurs de a_1 sont compatibles avec zéro, ce qui montre que $\mathbb{P}_Z^{\Lambda_b}$ est compatible avec zéro quelle que soit la valeur de $\alpha_{As}^{\Lambda_b}$.

Les tableaux V.3 et V.4 présentent les différentes valeurs de $\mathbb{P}_Z^{\Lambda_b}$ et $\mathbb{P}_Z^{\bar{\Lambda}_b}$ déduites de modèles spécifiques où des valeurs possibles de l'asymétrie $\alpha_{As}^{\Lambda_b}$ sont estimées ([53–55], voir chapitre II section 8.1). On remarque que les valeurs de $\mathbb{P}_Z^{\Lambda_b}$ et $\mathbb{P}_Z^{\bar{\Lambda}_b}$ pour les années 2011 et 2012 sont compatibles avec zéro ; $\mathbb{P}_Z^{\bar{\Lambda}_b}$ est à 1.6σ de zéro, mais avec une valeur de χ^2/ndf assez mauvaise.

Cas du Repère d'Hélicité :

Dans ce repère, la composante $\mathbb{P}_Z^{\Lambda_b}$ est longitudinale (suivant l'impulsion du Λ_b) ; la figure 5.2 représente l'ajustement de cette distribution pour les années 2011 et 2012 aussi bien pour Λ_b que pour $\bar{\Lambda}_b$. On peut remarquer que le bin $[-1, -0.8]$ est exclu du fit ; les hyperons Λ et $\bar{\Lambda}$ émis vers l'avant ayant été rejetés par les coupures respectives sur les impulsions transverses du proton et du pion issus de ces résonances.

Le tableau V.2 présent les valeurs de a_1 déduites des "fits" pour le cas du Λ_b et du $\bar{\Lambda}_b$ aussi bien en 2011 qu'en 2012.

	Λ_b (2011)	$\bar{\Lambda}_b$ (2011)	Λ_b (2012)	$\bar{\Lambda}_b$ (2012)
a_1	-0.026 ± 0.034	-0.079 ± 0.035	-0.184 ± 0.024	-0.135 ± 0.025

TAB. V.2: Valeurs de a_1 déduites dans le repère d'**Hélicité**

On constate qu'en 2011, les valeurs de a_1 sont compatibles avec zéro, ce qui montre que les valeurs des $\mathbb{P}_Z^{\Lambda_b}$ sont compatibles avec zéro quelle que soit la valeur de $\alpha_{As}^{\Lambda_b}$. Par contre en 2012, les valeurs de a_1 sont à plus que 5σ de zéro pour Λ_b et $\bar{\Lambda}_b$ à la fois, ce qui indiquerait l'existence d'une polarisation longitudinale pour ces baryons.

Les tableaux V.5 et V.6 présentent également les différentes valeurs de $\mathbb{P}_Z^{\Lambda_b}$ et de $\mathbb{P}_Z^{\bar{\Lambda}_b}$ tirées des modèles théoriques (mentionnés ci-dessus).

Il est intéressant de noter les points suivants :

- La polarisation longitudinale du Λ_b , $\mathbb{P}_Z^{\Lambda_b}$, en 2011 est compatible avec zéro, alors qu'elle est à 7.7σ de zéro en 2012.
- La valeur de $\mathbb{P}_Z^{\Lambda_b}$, en 2012, est de l'ordre de $(37 \pm 4.5)\%$ pour une valeur de $\alpha_{As}^{\Lambda_b} = 0.49$ et de $(80 \pm 7)\%$ pour $\alpha_{As}^{\Lambda_b} = 0.23$. Sa valeur absolue minimum est de $(18 \pm 2.4)\%$; ce qui indique clairement une polarisation longitudinale.
- La polarisation longitudinale du $\bar{\Lambda}_b$, $\mathbb{P}_Z^{\bar{\Lambda}_b}$, est à 2.25σ de zéro en 2011, alors qu'elle est à 5.5σ en 2012. Cette polarisation, en 2012, est 1.7 fois plus importante que celle de 2011 avec une erreur plus faible.
- On peut déduire également que la valeur absolue minimale de la polarisation du $\bar{\Lambda}_b$ est de l'ordre de $(13.5 \pm 2.5)\%$ en 2012.

Conclusion : Avec les données enregistrées en 2012 à $\sqrt{s} = 8 \text{ TeV}$, on remarque que les résonances Λ_b et $\bar{\Lambda}_b$ sont polarisées longitudinalement avec un rapport de polarisation :

$$r_{P_Z} = \left| \frac{\mathbb{P}_Z^{\Lambda_b}}{\mathbb{P}_Z^{\bar{\Lambda}_b}} \right| = 1.36 \pm 0.31, \quad \text{proche de 1.}$$

alors que les mêmes résonances ont une polarisation compatible avec zéro pour l'année 2011 ($\sqrt{s} = 7 \text{ TeV}$).

Ceci s'expliquerait par les raisons suivantes :

- (1) Sur le plan *experimental*, d'une part, la luminosité délivrée en 2011 est deux fois plus faible qu'en 2012 (1 fb^{-1} en 2011 et 2 fb^{-1} en 2012), et d'autre part, le système de déclenchement ainsi que la reconstruction des traces ont été plus performants en 2012 qu'en 2011.
- (2) D'un point de vue *phénoménologique* la section efficace p - p augmente avec l'énergie dans le centre de masse, \sqrt{s} , et on pourrait avancer l'hypothèse que le mécanisme de polarisation des Λ_b et $\bar{\Lambda}_b$ dépendrait essentiellement de cette énergie.

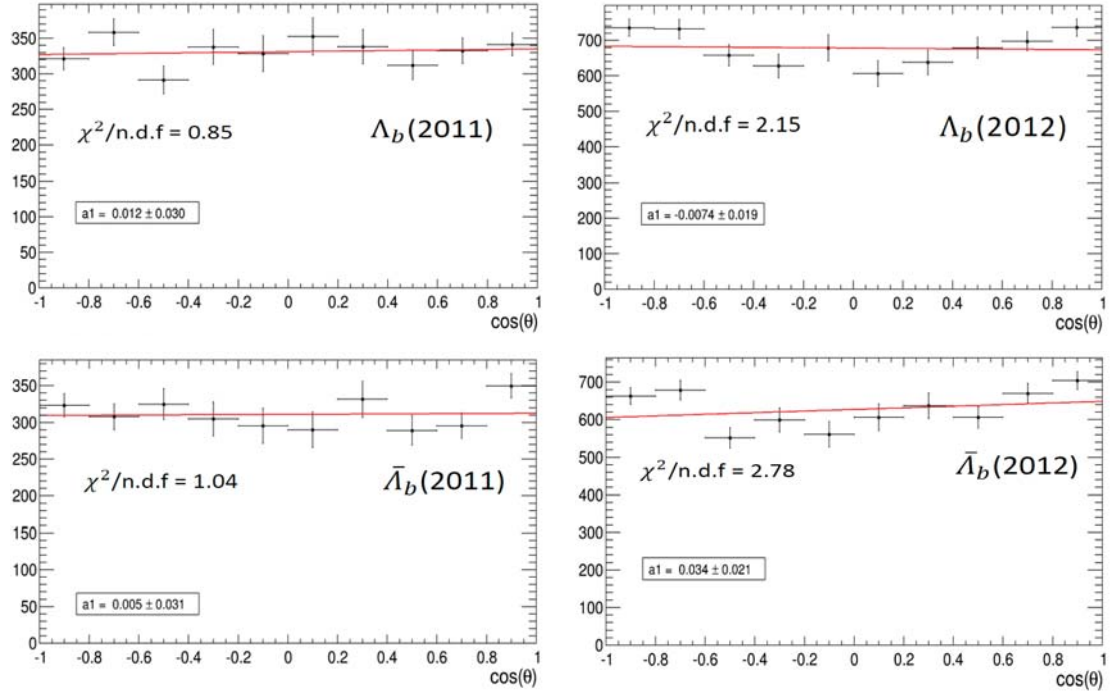


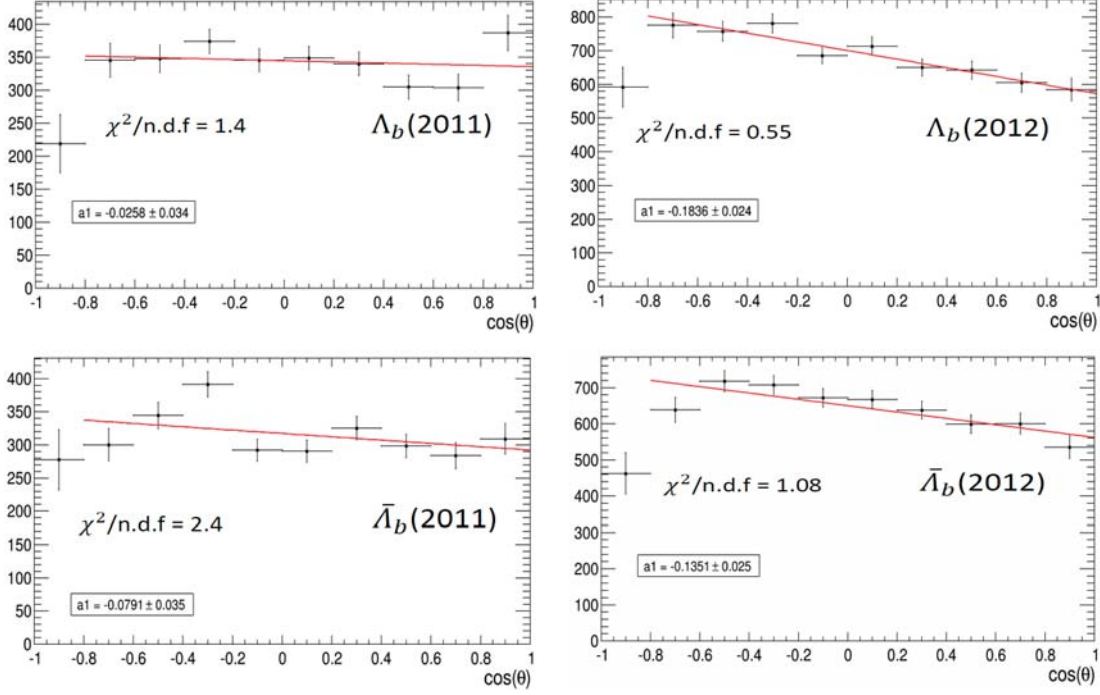
FIG. 5.1: Ajustement du spectre en $\cos\theta$ dans le repère de **Transversité** des résonances $\Lambda_b(\bar{\Lambda}_b)$ en haut(bas) en 2011 (gauche) et en 2012 (droite).

$\alpha_{As}^{\Lambda_b} = -\alpha_{As}^{\bar{\Lambda}_b}$	$\mathbb{P}_Z^{\Lambda_b}$	$\mathbb{P}_Z^{\bar{\Lambda}_b}$
0.49	0.024 ± 0.061	-0.01 ± 0.063
-0.15	-0.08 ± 0.2	0.033 ± 0.2
0.05 ± 0.18	0.24 ± 1.05	-0.1 ± 0.72
± 1	$\pm 0.012 \pm 0.03$	$\mp 0.005 \pm 0.031$
0.23	0.052 ± 0.13	-0.022 ± 0.13
-0.13	-0.092 ± 0.23	0.038 ± 0.24

TAB. V.3: Valeurs de $\mathbb{P}_Z^{\Lambda_b}$ et $\mathbb{P}_Z^{\bar{\Lambda}_b}$ calculées dans le repère de **Transversité** en 2011

$\alpha_{As}^{\Lambda_b} = -\alpha_{As}^{\bar{\Lambda}_b}$	$\mathbb{P}_Z^{\Lambda_b}$	$\mathbb{P}_Z^{\bar{\Lambda}_b}$
0.49	-0.014 ± 0.038	-0.069 ± 0.043
-0.15	0.047 ± 0.127	0.23 ± 0.14
0.05 ± 0.18	-0.14 ± 0.63	-0.68 ± 2.48
± 1	$\mp 0.007 \pm 0.019$	$\mp 0.034 \pm 0.021$
0.23	-0.03 ± 0.083	-0.15 ± 0.091
-0.13	0.054 ± 0.15	0.26 ± 0.16

TAB. V.4: Valeurs de $\mathbb{P}_Z^{\Lambda_b}$ et $\mathbb{P}_Z^{\bar{\Lambda}_b}$ calculées dans le repère de **Transversité** en 2012


 FIG. 5.2: Ajustement du spectre en $\cos\theta$ dans le cas du repère d'**Hélicité** des résonances $\Lambda_b(\bar{\Lambda}_b)$ en haut(bas) en 2011 (gauche) et en 2012 (droite).

$\alpha_{As}^{\Lambda_b} = -\alpha_{As}^{\bar{\Lambda}_b}$	$\mathbb{P}_Z^{\Lambda_b}$	$\mathbb{P}_Z^{\bar{\Lambda}_b}$
0.49	-0.053 ± 0.069	0.16 ± 0.071
-0.15	0.17 ± 0.23	-0.53 ± 0.23
0.05 ± 0.18	-0.52 ± 1.98	1.6 ± 5.7
± 1	$\mp 0.026 \pm 0.034$	$\pm 0.079 \pm 0.035$
0.23	-0.11 ± 0.15	0.34 ± 0.15
-0.13	0.2 ± 0.26	-0.61 ± 0.27

 TAB. V.5: Valeurs de $\mathbb{P}_Z^{\Lambda_b}$ et $\mathbb{P}_Z^{\bar{\Lambda}_b}$ calculées dans le repère d'**Hélicité** en 2011

$\alpha_{As}^{\Lambda_b} = -\alpha_{As}^{\bar{\Lambda}_b}$	$\mathbb{P}_Z^{\Lambda_b}$	$\mathbb{P}_Z^{\bar{\Lambda}_b}$
0.49	-0.37 ± 0.049	0.28 ± 0.051
-0.15	1.22 ± 0.16	-0.9 ± 0.17
0.05 ± 0.18	-3.67 ± 13.22	2.7 ± 9.74
± 1	$\mp 0.184 \pm 0.024$	$\pm 0.135 \pm 0.025$
0.23	-0.8 ± 0.1	0.59 ± 0.11
-0.13	1.41 ± 0.18	-1.04 ± 0.19

 TAB. V.6: Valeurs de $\mathbb{P}_Z^{\Lambda_b}$ et $\mathbb{P}_Z^{\bar{\Lambda}_b}$ calculées dans le repère d'**Hélicité** en 2012

V.1.2 Distribution en $(\phi_\Lambda)_{\Lambda_b} : \phi$

La forme analytique de cette distribution est $1 + \frac{\pi}{4} \alpha_{As}^{\Lambda_b} \left[\mathbb{P}_X^{\Lambda_b} \cos \phi + \mathbb{P}_Y^{\Lambda_b} \sin \phi \right]$.

La fonction de "fit" qui lui est associée :

$$1 + a_3 \cos \phi + b_3 \sin \phi$$

à partir de laquelle on peut déterminer les deux composantes $\mathbb{P}_X^{\Lambda_b}$, qui vaut $\frac{4a_3}{\pi \alpha_{As}^{\Lambda_b}}$, et $\mathbb{P}_Y^{\Lambda_b}$, qui vaut $\frac{4b_3}{\pi \alpha_{As}^{\Lambda_b}}$, dans le repère propre du Λ_b . Le calcul d'erreur est effectué de la même manière que celui développé précédemment (relation V.1). Si $\sigma(\alpha_{As}^{\Lambda_b}) = 0$, l'erreur sur les composantes du vecteur-polarisation devient :

$$\sigma_{(\mathbb{P}_X^{\Lambda_b})} = \frac{4}{\pi} \left| \frac{1}{\alpha_{As}^{\Lambda_b}} \right| \sigma(a_3)$$

$$\sigma_{(\mathbb{P}_Y^{\Lambda_b})} = \frac{4}{\pi} \left| \frac{1}{\alpha_{As}^{\Lambda_b}} \right| \sigma(b_3)$$

Cas du Repère de Transversité :

La figure 5.3 représente l'ajustement de cette distribution pour les années 2011 et 2012 aussi bien pour le Λ_b que pour l' $\bar{\Lambda}_b$. Le tableau V.7 présent les valeurs de a_3 et b_3 déduites des "fits" pour le cas du Λ_b et du $\bar{\Lambda}_b$ aussi bien en 2011 qu'en 2012.

	Λ_b 2011	$\bar{\Lambda}_b$ 2011	Λ_b 2012	$\bar{\Lambda}_b$ 2012
a_3	-0.033 ± 0.025	-0.089 ± 0.025	-0.168 ± 0.017	-0.135 ± 0.018
b_3	0.095 ± 0.024	0.093 ± 0.025	0.056 ± 0.017	0.074 ± 0.018

TAB. V.7: Valeurs de a_3 et b_3 déduites dans le repère de **Transversité**

On constate que les valeurs de a_3 et b_3 ne sont pas généralement compatibles avec zéro, ce qui indiquerait l'existence de polarisations du Λ_b et du $\bar{\Lambda}_b$ suivant les deux axes X et Y du repère de transversité.

Les tableaux V.8 et V.9 présentent les différentes valeurs de $\mathbb{P}_X^{\Lambda_b}$, $\mathbb{P}_Y^{\Lambda_b}$, $\mathbb{P}_X^{\bar{\Lambda}_b}$ et $\mathbb{P}_Y^{\bar{\Lambda}_b}$ déduites des modèles théoriques (cités précédemment).

Il est intéressant de noter les points suivants :

- Pour les données en 2011, $\mathbb{P}_X^{\Lambda_b}$ est à 1σ de zéro alors que $\mathbb{P}_Y^{\Lambda_b}$ est à plus que 4σ de zéro, ce qui indiquerait que $\mathbb{P}_Y^{\Lambda_b}$ n'est pas compatible avec zéro.
- Dans le cas du $\bar{\Lambda}_b$, les deux composantes $\mathbb{P}_X^{\bar{\Lambda}_b}$ et $\mathbb{P}_Y^{\bar{\Lambda}_b}$ sont à plus de 3.5σ de zéro ; ce qui signifierait une polarisation éventuelle du $\bar{\Lambda}_b$ suivant chacun des axes X (parallèle au faisceau) et Y (normal au faisceau) du repère de transversité.
- Pour les données collectées en 2012, au contraire de 2011 où $\mathbb{P}_X^{\Lambda_b}$ est compatible avec zéro, on remarque que la composante $\mathbb{P}_X^{\Lambda_b}$ est à 10σ de zéro, avec une polarisation de l'ordre de 44% pour une valeur de $\alpha_{As}^{\Lambda_b} = 0.49$ et 93% pour $\alpha_{As}^{\Lambda_b} = 0.23$. Sa valeur absolue minimum est de $(21 \pm 2.2)\%$, ce qui indique clairement une polarisation suivant l'axe du faisceau.
- En 2012, la composante $\mathbb{P}_X^{\bar{\Lambda}_b}$ est à 7.5σ de zéro dans le cas du $\bar{\Lambda}_b$, avec une polarisation de l'ordre de 35% pour $\alpha_{As}^{\bar{\Lambda}_b} = -0.49$ et de 75% pour $\alpha_{As}^{\bar{\Lambda}_b} = -0.23$. Sa valeur absolue minimum est de $(17.2 \pm 2.3)\%$.
- En 2012 également, on remarque que $\mathbb{P}_Y^{\Lambda_b}$ est à plus que 3.4σ de zéro et il est presque trois fois plus faible que $\mathbb{P}_X^{\Lambda_b}$; alors que $\mathbb{P}_Y^{\bar{\Lambda}_b}$ (qui est à 4.2σ de zéro) est presque deux fois plus faible que $\mathbb{P}_X^{\bar{\Lambda}_b}$.

Conclusion : Avec les données enregistrées en 2012, on remarque que les résonances Λ_b et $\bar{\Lambda}_b$ possèdent une polarisation significative suivant l'axe du faisceau (l'axe X) avec un rapport de polarisation :

$$r_{P_X} = \left| \frac{\mathbb{P}_X^{\Lambda_b}}{\mathbb{P}_X^{\bar{\Lambda}_b}} \right| = 1.22 \pm 0.2 \quad \text{proche de 1.}$$

En 2011 le rapport est : $r_{P_X} = 0.35 \pm 0.28$. ce qui semblerait confirmer que le mécanisme de polarisation des baryons dépendrait des mêmes paramètres cités au section V.1.1.

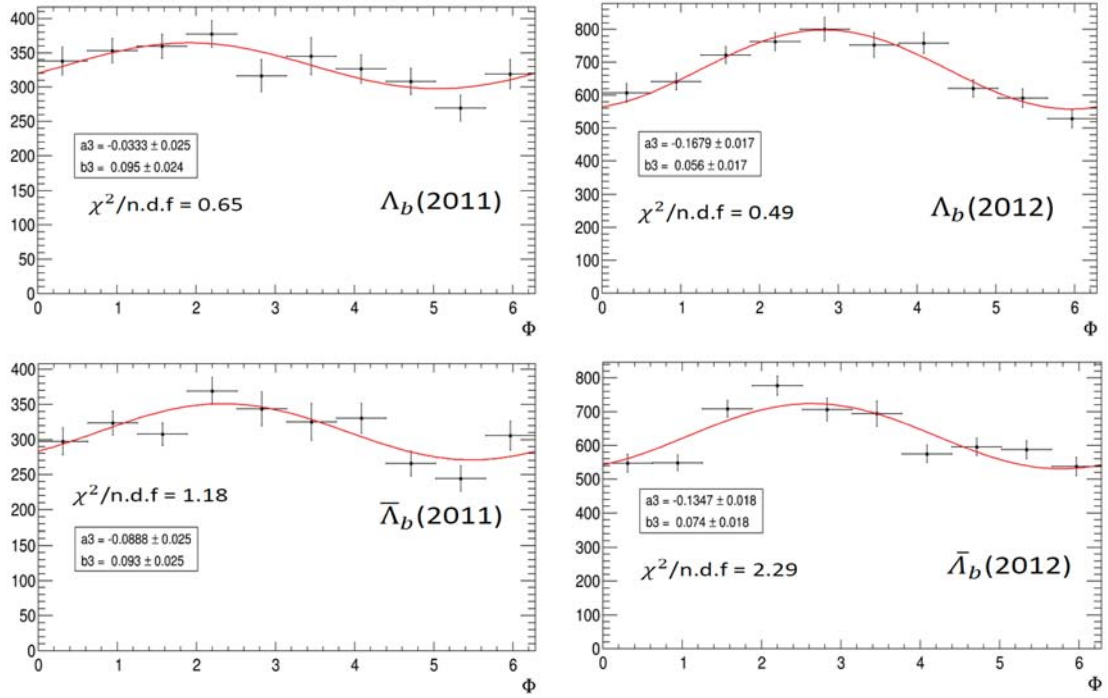


FIG. 5.3: Ajustement du spectre de l'angle azimutal ϕ dans le repère de **Transversité** pour les résonances $\Lambda_b(\bar{\Lambda}_b)$ en haut(bas) en 2011 (gauche) et en 2012 (droite).

$\alpha_{As}^{\Lambda_b} = -\alpha_{As}^{\bar{\Lambda}_b}$	$\mathbb{P}_X^{\Lambda_b}$	$\mathbb{P}_Y^{\Lambda_b}$	$\mathbb{P}_X^{\bar{\Lambda}_b}$	$\mathbb{P}_Y^{\bar{\Lambda}_b}$
0.49	-0.086 ± 0.065	0.25 ± 0.062	0.23 ± 0.065	-0.24 ± 0.065
-0.15	0.28 ± 0.21	-0.8 ± 0.2	-0.76 ± 0.21	0.79 ± 0.21
0.05 ± 0.18	-0.84 ± 3.01	2.42 ± 8.7	2.26 ± 8.16	-2.36 ± 8.52
± 1	$\mp 0.042 \pm 0.032$	$\pm 0.12 \pm 0.03$	$\pm 0.11 \pm 0.032$	$\mp 0.12 \pm 0.032$
0.23	-0.18 ± 0.14	0.53 ± 0.13	0.49 ± 0.14	-0.51 ± 0.14
-0.13	0.32 ± 0.24	-0.93 ± 0.24	-0.87 ± 0.24	0.91 ± 0.24

TAB. V.8: Valeurs de $\mathbb{P}_X^{\Lambda_b}$ et $\mathbb{P}_Y^{\Lambda_b}$ calculés dans le repère de **Transversité** en 2011

$\alpha_{As}^{\Lambda_b} = -\alpha_{As}^{\bar{\Lambda}_b}$	$\mathbb{P}_X^{\Lambda_b}$	$\mathbb{P}_Y^{\Lambda_b}$	$\mathbb{P}_X^{\bar{\Lambda}_b}$	$\mathbb{P}_Y^{\bar{\Lambda}_b}$
0.49	-0.44 ± 0.044	0.15 ± 0.044	0.35 ± 0.047	-0.19 ± 0.047
-0.15	1.43 ± 0.14	-0.48 ± 0.14	-1.15 ± 0.15	0.63 ± 0.15
0.05 ± 0.18	-4.27 ± 15.38	1.43 ± 5.17	3.43 ± 12.36	-1.88 ± 6.78
± 1	$\mp 0.21 \pm 0.022$	$\pm 0.071 \pm 0.022$	$\pm 0.172 \pm 0.023$	$\mp 0.094 \pm 0.023$
0.23	-0.93 ± 0.094	0.31 ± 0.094	0.75 ± 0.099	-0.41 ± 0.099
-0.13	1.65 ± 0.17	-0.55 ± 0.17	-1.32 ± 0.18	0.72 ± 0.18

TAB. V.9: Valeurs de $\mathbb{P}_X^{\Lambda_b}$ et $\mathbb{P}_Y^{\Lambda_b}$ calculés dans le repère de **Transversité** en 2012

Cas du Repère d'Hélicité :

Dans ce repère, la composante $\mathbb{P}_X^{\Lambda_b}$ est normale à l'axe d'hélicité $\overrightarrow{OZ_H}$ alors que la composante $\mathbb{P}_Y^{\Lambda_b}$ est transverse (l'axe Y_H de l'hélicité est confondu avec l'axe Z_T de transversité). La figure 5.4 représente l'ajustement de cette distribution pour les années 2011 et 2012 aussi bien pour le Λ_b que pour l' $\bar{\Lambda}_b$. Le tableau V.10 présent les valeurs de a_3 et b_3 déduites des "fits" pour le cas du Λ_b et du $\bar{\Lambda}_b$ aussi bien en 2011 qu'en 2012.

	Λ_b 2011	$\bar{\Lambda}_b$ 2011	Λ_b 2012	$\bar{\Lambda}_b$ 2012
a_3	0.135 ± 0.024	0.134 ± 0.026	0.061 ± 0.017	0.122 ± 0.018
b_3	0.015 ± 0.024	0.01 ± 0.025	-0.009 ± 0.017	0.004 ± 0.018

TAB. V.10: Valeurs de a_3 et b_3 déduites dans le repère d'Hélicité

On constate d'une part que les valeurs de a_3 ne sont pas généralement compatible avec zéro, ce qui mentionne l'existence d'une polarisation Normale du Λ_b et du $\bar{\Lambda}_b$ et d'autre part les valeurs de b_3 sont compatibles avec zéro, ce qui montre que les valeurs des $\mathbb{P}_Y^{\Lambda_b}$ sont proches de zéro quelle que soit la valeur de $\alpha_{A_s}^{\Lambda_b}$. De plus ces résultats sont en accord avec ceux du repère de transversité.

Les tableaux V.11 et V.12 présentent également les différentes valeurs de $\mathbb{P}_X^{\Lambda_b}$, $\mathbb{P}_Y^{\Lambda_b}$, $\mathbb{P}_X^{\bar{\Lambda}_b}$ et $\mathbb{P}_Y^{\bar{\Lambda}_b}$ tirées des modèles théoriques (mentionnés ci-dessus).

Il est intéressant de noter les points suivants :

- Les deux composantes normales $\mathbb{P}_X^{\Lambda_b}$ et $\mathbb{P}_X^{\bar{\Lambda}_b}$ sont à plus que 5σ de zéro en 2011 avec une valeur absolue minimum (17 ± 3)% dans les deux cas (Λ_b et $\bar{\Lambda}_b$).
- En 2012, $\mathbb{P}_X^{\Lambda_b}$ est à plus que 3.5σ de zéro et $\mathbb{P}_X^{\bar{\Lambda}_b}$ est à plus que 6.8σ de zéro, avec une valeur absolue minimum de (7.7 ± 2.2)% pour le cas du Λ_b et (15.5 ± 2.3)% pour celle du $\bar{\Lambda}_b$.

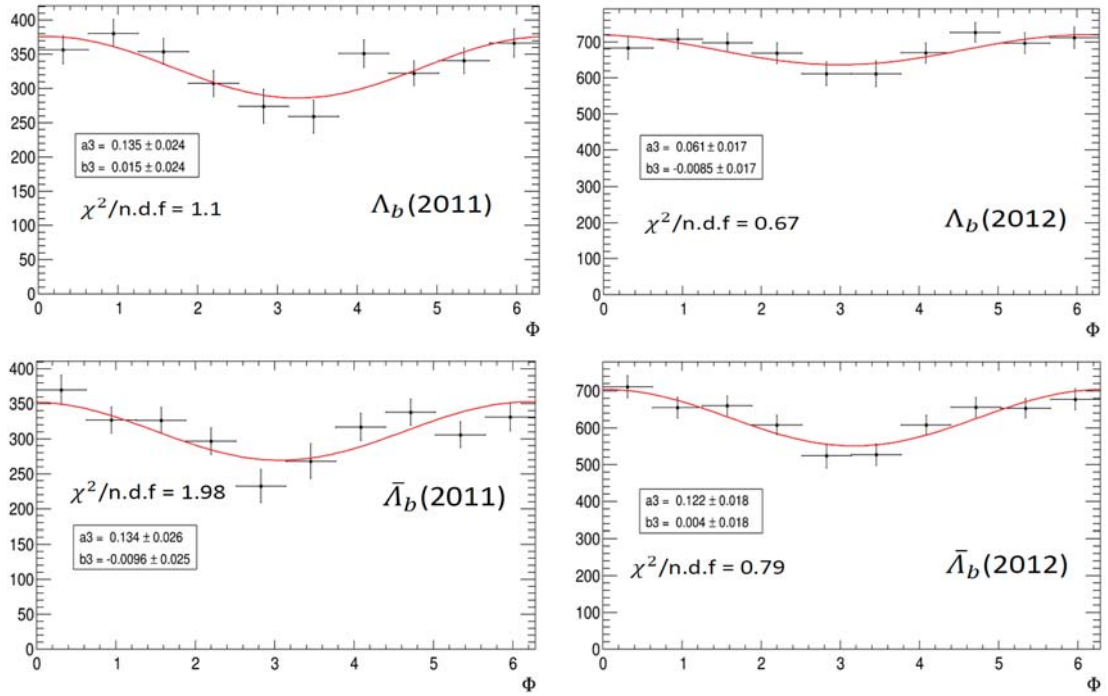


FIG. 5.4: Ajustement du spectre de l'angle azimuthal ϕ dans le repère d'**Hélicité** pour les résonances $\Lambda_b(\bar{\Lambda}_b)$ en haut(bas) en 2011 (gauche) et en 2012 (droite).

$\alpha_{A_s}^{\Lambda_b} = -\alpha_{A_s}^{\bar{\Lambda}_b}$	$\mathbb{P}_X^{\Lambda_b}$	$\mathbb{P}_Y^{\Lambda_b}$	$\mathbb{P}_X^{\bar{\Lambda}_b}$	$\mathbb{P}_Y^{\bar{\Lambda}_b}$
0.49	0.35 ± 0.062	0.039 ± 0.062	-0.35 ± 0.068	0.025 ± 0.065
-0.15	-1.15 ± 0.2	-0.13 ± 0.2	1.14 ± 0.22	-0.081 ± 0.21
0.05 ± 0.18	3.44 ± 12.4	0.38 ± 1.5	-3.41 ± 12.3	0.24 ± 1.09
± 1	$\pm 0.17 \pm 0.03$	$\pm 0.019 \pm 0.03$	$\mp 0.17 \pm 0.033$	$\pm 0.012 \pm 0.032$
0.23	0.75 ± 0.13	0.08 ± 0.13	-0.74 ± 0.14	0.053 ± 0.14
-0.13	-1.32 ± 0.24	-0.15 ± 0.24	1.31 ± 0.25	-0.094 ± 0.245

TAB. V.11: Valeurs de $\mathbb{P}_X^{\Lambda_b}$ et $\mathbb{P}_Y^{\Lambda_b}$ calculés dans le repère d'**Hélicité** en 2011

$\alpha_{A_s}^{\Lambda_b} = -\alpha_{A_s}^{\bar{\Lambda}_b}$	$\mathbb{P}_X^{\Lambda_b}$	$\mathbb{P}_Y^{\Lambda_b}$	$\mathbb{P}_X^{\bar{\Lambda}_b}$	$\mathbb{P}_Y^{\bar{\Lambda}_b}$
0.49	0.16 ± 0.044	-0.022 ± 0.044	-0.32 ± 0.047	0.01 ± 0.047
-0.15	-0.52 ± 0.144	0.072 ± 0.144	1.03 ± 0.15	-0.034 ± 0.15
0.05 ± 0.18	1.55 ± 5.6	-0.22 ± 0.89	-3.1 ± 11.2	0.1 ± 0.59
± 1	$\pm 0.077 \pm 0.022$	$\mp 0.011 \pm 0.022$	$\mp 0.155 \pm 0.023$	$\pm 0.005 \pm 0.023$
0.23	0.34 ± 0.094	-0.047 ± 0.094	-0.68 ± 0.099	0.022 ± 0.099
-0.13	-0.6 ± 0.17	0.083 ± 0.17	1.19 ± 0.18	-0.039 ± 0.18

TAB. V.12: Valeurs de $\mathbb{P}_X^{\Lambda_b}$ et $\mathbb{P}_Y^{\Lambda_b}$ calculés dans le repère d'**Hélicité** en 2012

Conclusion : Les données enregistrées en 2011 et en 2012 indiquent clairement une polarisation Normale des Λ_b et $\bar{\Lambda}_b$ par rapport à leur axe d'hélicité. En définissant le

rapport de polarisation normale par : $r_{P_X} = \left| \frac{\mathbb{P}_X^{\Lambda_b}}{\mathbb{P}_X^{\bar{\Lambda}_b}} \right|$.

Les valeurs de ce dernier sont respectivement :

$$r_{P_X} = 1 \pm 0.25 \quad (2011)$$

$$r_{P_X} = 0.50 \pm 0.16 \quad (2012)$$

ce qui semblerait confirmer que le mécanisme de polarisation des baryons beaux dépendrait des mêmes paramètres cités au section V.1.1.

V.1.3 Distribution en $\cos(\theta_p)_\Lambda : \cos \theta_1$

Cette distribution est de la forme $1 + \alpha_{A_s}^\Lambda \mathbb{P}_{Z_1}^\Lambda \cos \theta_1$, et elle est indépendante du choix du repère du Λ_b .

La fonction de "fit" associée à cette distribution est de la forme :

$$1 + a_2 \cos \theta_1$$

à partir de laquelle on détermine la valeur de la composante longitudinale $\mathbb{P}_{Z_1}^\Lambda$ dans le repère propre d'hélicité du Λ . Le calcul d'erreur (statistique) est identique à celui effectué précédemment pour la distribution $\cos(\theta_\Lambda)|_{\Lambda_b}$ (relation V.1).

La figure 5.5 représente l'ajustement de cette distribution pour les années 2011 et 2012 aussi bien pour le Λ_b que pour $\bar{\Lambda}_b$.

Le tableau V.13 présente les différentes valeurs de a_2 , $\mathbb{P}_{Z_1}^\Lambda$ et $\mathbb{P}_{Z_1}^{\bar{\Lambda}}$ calculées pour l'année 2011 et pour l'année 2012. On rappelle que, dans le cas du Λ , on utilise la valeur du paramètre d'asymétrie, $\alpha_{A_s}^\Lambda = 0.642 \pm 0.013$, alors que pour $\bar{\Lambda}$ la valeur donnée par le PDG est légèrement différente ; $\alpha_{A_s}^{\bar{\Lambda}} = -0.71 \pm 0.08$.

On constate que les polarisations longitudinales des Λ et $\bar{\Lambda}$ sont respectivement supérieures à l'unité, les effets systématiques n'ayant pas été pris en compte. Mais ce résultat indique que la composante longitudinale est dominante aussi bien pour le Λ que l' $\bar{\Lambda}$.

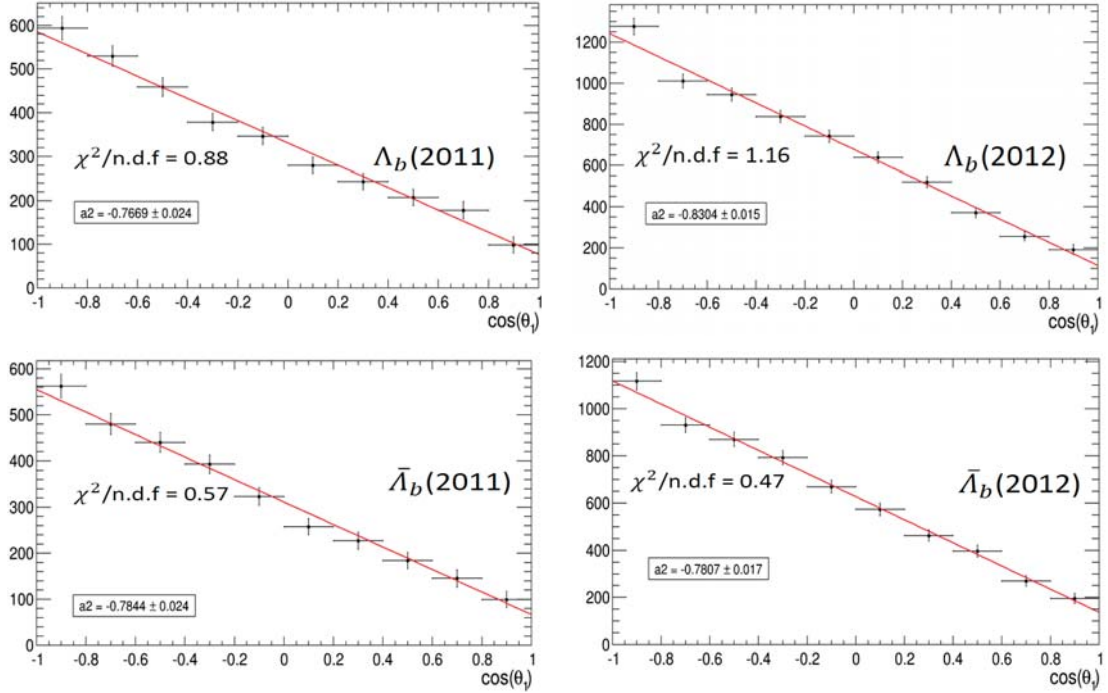


FIG. 5.5: Ajustement du spectre en $\cos\theta_1$ dans le repère d'**Hélicité** du $\Lambda(\bar{\Lambda})$ en haut(bas) en 2011 (gauche) et en 2012 (droite).

Année	$a_2(\Lambda)$	$\mathbb{P}_{Z_1}^\Lambda$	$a_2(\bar{\Lambda})$	$\mathbb{P}_{Z_1}^{\bar{\Lambda}}$
2011	-0.767 ± 0.024	-1.19 ± 0.044	-0.784 ± 0.024	1.10 ± 0.13
2012	-0.83 ± 0.015	-1.29 ± 0.035	-0.781 ± 0.017	1.10 ± 0.13

TAB. V.13: Valeurs de a_2 , $\mathbb{P}_{Z_1}^\Lambda$ et $\mathbb{P}_{Z_1}^{\bar{\Lambda}}$ calculées dans le repère d'**Hélicité** du $\Lambda(\bar{\Lambda})$.

V.1.4 Distribution en $(\phi_p)_\Lambda : \phi_1$

La forme analytique de cette distribution est $1 + \frac{\pi}{4} \alpha_{As}^\Lambda \mathbb{P}_Z^{\Lambda_b} [\mathbb{P}_{X_1}^\Lambda \cos \phi_1 + \mathbb{P}_{Y_1}^\Lambda \sin \phi_1]$.

La fonction de "fit" associée à cette distribution est donc de la forme :

$$1 + a_4 \cos \phi_1 + b_4 \sin \phi_1$$

à partir de laquelle on détermine les valeurs des deux composantes $\mathbb{P}_{X_1}^\Lambda$ et $\mathbb{P}_{Y_1}^\Lambda$ dans le repère propre du Λ .

La relation V.3 montre l'erreur statistique sur la valeur de $\mathbb{P}_{X_1}^\Lambda$ (l'erreur sur $\mathbb{P}_{Y_1}^\Lambda$ étant calculée d'une manière identique).

$$\mathbb{P}_{X_1}^\Lambda = \frac{4}{\pi} \frac{a_4}{\alpha_{As}^\Lambda \times \mathbb{P}_Z^{\Lambda_b}} \implies \left(\frac{\sigma(\mathbb{P}_{X_1}^\Lambda)}{\mathbb{P}_{X_1}^\Lambda} \right)^2 = \left(\frac{\sigma(a_4)}{a_4} \right)^2 + \left(\frac{\sigma(\alpha_{As}^\Lambda)}{\alpha_{As}^\Lambda} \right)^2 + \left(\frac{\sigma(\mathbb{P}_Z^{\Lambda_b})}{\mathbb{P}_Z^{\Lambda_b}} \right)^2 \quad (\text{V.3})$$

Cas du Repère de Transversité du Λ_b :

La figure 5.6 représente l'ajustement de cette distribution pour les années 2011 et 2012 aussi bien pour le Λ_b que l' $\bar{\Lambda}_b$.

Le tableau V.14 présent les valeurs de a_3 et b_4 deduites des "fits" pour le cas du Λ_b et du $\bar{\Lambda}_b$ aussi bien en 2011 qu'en 2012.

	Λ_b 2011	$\bar{\Lambda}_b$ 2011	Λ_b 2012	$\bar{\Lambda}_b$ 2012
a_4	-0.011 ± 0.025	-0.015 ± 0.025	-0.011 ± 0.017	-0.026 ± 0.018
b_4	-0.019 ± 0.024	-0.042 ± 0.025	0.003 ± 0.015	0.041 ± 0.018

TAB. V.14: Valeurs de a_4 et b_4 déduites dans le cas du repère de **Transversité**

On constate que les valeurs de a_4 et b_4 sont compatibles avec zéro, ce qui signifie que les valeurs des produits $\mathbb{P}_Z^{\Lambda_b} \mathbb{P}_{X_1}^{\Lambda}$ et $\mathbb{P}_Z^{\Lambda_b} \mathbb{P}_{Y_1}^{\Lambda}$ sont compatibles avec zéro.

Les tableaux V.16 à V.19 présentent les différentes valeurs de $\mathbb{P}_{X_1}^{\Lambda}, \mathbb{P}_{Y_1}^{\Lambda}$ et $\mathbb{P}_{X_1}^{\bar{\Lambda}}, \mathbb{P}_{Y_1}^{\bar{\Lambda}}$ calculées pour les valeurs respectives de $\mathbb{P}_Z^{\Lambda_b}$ et $\mathbb{P}_Z^{\bar{\Lambda}_b}$ déduites du repère de transversité des Λ_b et $\bar{\Lambda}_b$ en 2011 et 2012.

On remarque que les valeurs de ces composantes pour les années 2011 et 2012 sont compatibles avec zéro, et qu'elles sont affectées de grandes erreurs statistiques, la raison essentielle étant les erreurs statistiques importantes qui affectent $\mathbb{P}_Z^{\Lambda_b}$ et $\mathbb{P}_Z^{\bar{\Lambda}_b}$ respectivement.

Cas du Repère d'Hélicité du Λ_b

La figure 5.7 représente l'ajustement des mêmes distributions pour les années 2011 et 2012 aussi bien pour le Λ_b que l' $\bar{\Lambda}_b$.

Le tableau V.15 présent les valeurs de a_3 et b_4 deduites des "fits" pour le cas du Λ_b et du $\bar{\Lambda}_b$ aussi bien en 2011 qu'en 2012.

	Λ_b 2011	$\bar{\Lambda}_b$ 2011	Λ_b 2012	$\bar{\Lambda}_b$ 2012
a_4	-0.092 ± 0.02	-0.074 ± 0.025	-0.037 ± 0.017	-0.037 ± 0.018
b_4	-0.018 ± 0.023	-0.047 ± 0.025	0.032 ± 0.017	0.03 ± 0.018

TAB. V.15: Valeurs de a_4 et b_4 déduites dans le cas du repère d'**Hélicité**

On constate que les valeurs de a_4 et b_4 sont généralement compatibles avec zéro, ce qui signifie que les valeurs des produits $\mathbb{P}_Z^{\Lambda_b} \mathbb{P}_{X_1}^{\Lambda_b}$ et $\mathbb{P}_Z^{\Lambda_b} \mathbb{P}_{Y_1}^{\Lambda_b}$ sont compatibles avec zéro.

Les tableaux V.20 à V.23 présentent les différentes valeurs de $\mathbb{P}_{X_1}^{\Lambda_b}$, $\mathbb{P}_{Y_1}^{\Lambda_b}$ et $\mathbb{P}_{X_1}^{\bar{\Lambda}_b}, \mathbb{P}_{Y_1}^{\bar{\Lambda}_b}$ calculées pour les valeurs de $\mathbb{P}_Z^{\Lambda_b}$ et $\mathbb{P}_Z^{\bar{\Lambda}_b}$ déduites du repère d'hélicité du Λ_b et $\bar{\Lambda}_b$ en 2011 et 2012 respectivement.

On pourrait noter les points intéressants suivants :

- Les valeurs des composantes $\mathbb{P}_{X_1}^{\Lambda_b}$ et $\mathbb{P}_{Y_1}^{\Lambda_b}$ sont compatibles avec zéro pour l'année 2011.
- Egalement pour les données $\bar{\Lambda}_b$ de 2011, la composante $\mathbb{P}_{X_1}^{\bar{\Lambda}_b}$ est à 1.7σ de zéro avec une valeur absolue minimale de l'ordre de $(22 \pm 12)\%$, alors que $\mathbb{P}_{Y_1}^{\bar{\Lambda}_b}$ est à 1.4σ de zéro avec une valeur absolue minimale de l'ordre de $(14 \pm 10)\%$; ce qui n'est pas très significatif.

Pour les données 2012 :

- La composante $\mathbb{P}_{X_1}^{\Lambda_b}$ est à plus que 2σ de zéro avec une valeur absolue minimale de l'ordre de $(5.2 \pm 2.5)\%$, alors que $\mathbb{P}_{Y_1}^{\Lambda_b}$ est presque à 1.9σ de zéro avec une valeur absolue minimale de l'ordre de $(4.4 \pm 2.5)\%$.
- La composante $\mathbb{P}_{X_1}^{\bar{\Lambda}_b}$ est presque à 1.9σ de zéro avec une valeur absolue minimale de l'ordre de $(6.4 \pm 3.4)\%$ alors que $\mathbb{P}_{Y_1}^{\bar{\Lambda}_b}$ est à 1.6σ de zéro avec une valeur absolue minimale de l'ordre de $(5.2 \pm 3.3)\%$.
- *On remarque que les valeurs des polarisations précédentes n'ont rien de significatif.*

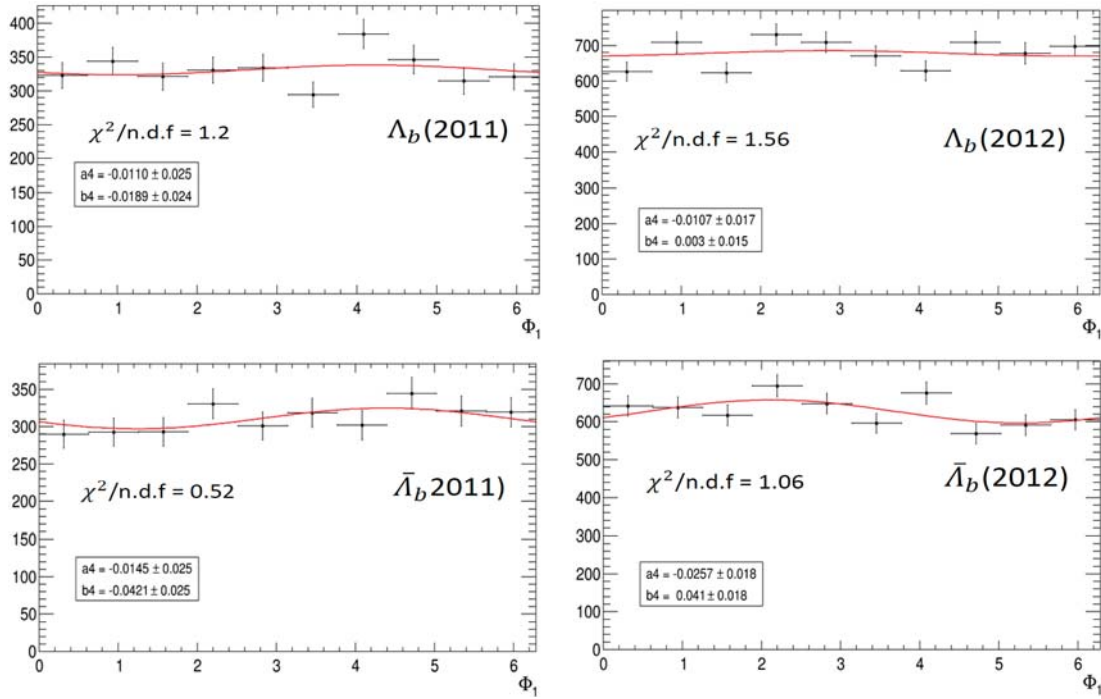


FIG. 5.6: Ajustement du spectre de l'angle azimuthal ϕ_1 dans le cas du repère de **Transversité** des résonances $\Lambda_b(\bar{\Lambda}_b)$ en haut(bas) en 2011 (gauche) et en 2012 (droite).

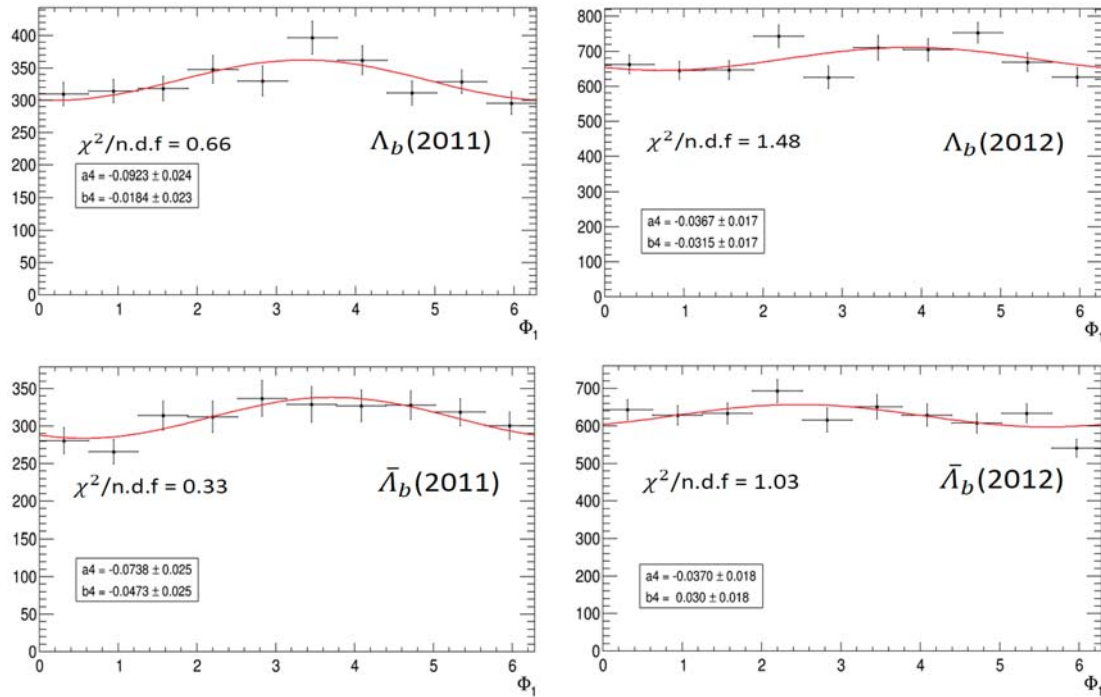


FIG. 5.7: Ajustement du spectre de l'angle azimuthal ϕ_1 dans le cas du repère d'**Hélicité** des résonances $\Lambda_b(\bar{\Lambda}_b)$ en haut(bas) en 2011 (gauche) et en 2012 (droite).

$\mathbb{P}_Z^{\Lambda_b}$	$\mathbb{P}_{X_1}^{\Lambda}$	$\mathbb{P}_{Y_1}^{\Lambda}$
0.024 ± 0.061	-0.91 ± 3.1	-1.57 ± 4.46
-0.08 ± 0.2	0.27 ± 0.92	0.47 ± 1.32
0.24 ± 1.05	-0.09 ± 0.45	-0.16 ± 0.71
$\pm 0.012 \pm 0.03$	$\mp 1.82 \pm 6.14$	$\mp 3.14 \pm 8.8$
0.052 ± 0.13	-0.41 ± 1.37	-0.72 ± 2.03
-0.092 ± 0.23	0.24 ± 0.8	0.41 ± 1.15

TAB. V.16: Valeurs de $\mathbb{P}_{X_1}^{\Lambda}$ et $\mathbb{P}_{Y_1}^{\Lambda}$ dans le cas du repère de **Transversité** du Λ_b (2011)

$\mathbb{P}_Z^{\bar{\Lambda}_b}$	$\mathbb{P}_{X_1}^{\bar{\Lambda}}$	$\mathbb{P}_{Y_1}^{\bar{\Lambda}}$
-0.01 ± 0.063	-2.6 ± 16.98	-0.75 ± 6.54
0.033 ± 0.2	0.79 ± 4.97	0.23 ± 1.94
-0.1 ± 0.72	-0.26 ± 1.23	-0.075 ± 0.7
$\mp 0.005 \pm 0.031$	$\mp 5.2 \pm 33.47$	$\mp 1.51 \pm 12.96$
-0.022 ± 0.13	-1.18 ± 7.28	-0.34 ± 2.87
0.038 ± 0.24	0.68 ± 4.48	0.2 ± 1.72

TAB. V.17: Valeurs de $\mathbb{P}_{X_1}^{\bar{\Lambda}}$ et $\mathbb{P}_{Y_1}^{\bar{\Lambda}}$ dans le cas du repère de **Transversité** du $\bar{\Lambda}_b$ (2011)

$\mathbb{P}_Z^{\Lambda_b}$	$\mathbb{P}_{X_1}^{\Lambda}$	$\mathbb{P}_{Y_1}^{\Lambda}$
-0.014 ± 0.038	1.52 ± 4.77	-0.42 ± 2.42
0.047 ± 0.127	-0.45 ± 1.42	0.13 ± 0.72
-0.14 ± 0.63	0.15 ± 0.72	-0.042 ± 0.29
$\mp 0.007 \pm 0.019$	$\pm 3.03 \pm 9.53$	$\mp 0.85 \pm 4.84$
-0.03 ± 0.083	0.71 ± 2.26	-0.2 ± 1.13
0.054 ± 0.15	-0.39 ± 1.26	0.11 ± 0.63

TAB. V.18: Valeurs de $\mathbb{P}_{X_1}^{\Lambda}$ et $\mathbb{P}_{Y_1}^{\Lambda}$ dans le cas du repère de **Transversité** du Λ_b (2012)

$\mathbb{P}_Z^{\bar{\Lambda}_b}$	$\mathbb{P}_{X_1}^{\bar{\Lambda}}$	$\mathbb{P}_{Y_1}^{\bar{\Lambda}}$
-0.069 ± 0.043	-0.67 ± 0.63	1.07 ± 0.82
0.23 ± 0.14	0.2 ± 0.19	-0.32 ± 0.24
-0.68 ± 2.48	-0.06 ± 0.25	0.11 ± 0.4
$\mp 0.034 \pm 0.021$	$\mp 1.36 \pm 1.28$	$\pm 2.16 \pm 1.66$
-0.15 ± 0.091	-0.31 ± 0.29	0.49 ± 0.37
0.26 ± 0.16	0.18 ± 0.17	-0.28 ± 0.22

TAB. V.19: Valeurs de $\mathbb{P}_{X_1}^{\bar{\Lambda}}$ et $\mathbb{P}_{Y_1}^{\bar{\Lambda}}$ dans le cas du repère de **Transversité** du $\bar{\Lambda}_b$ (2012)

$\mathbb{P}_Z^{\Lambda_b}$	$\mathbb{P}_{X_1}^{\Lambda}$	$\mathbb{P}_{Y_1}^{\Lambda}$
-0.053 ± 0.069	3.45 ± 4.58	0.69 ± 1.24
0.172 ± 0.23	-1.06 ± 1.45	-0.21 ± 0.39
-0.52 ± 1.98	0.35 ± 1.34	0.07 ± 0.28
$\mp 0.026 \pm 0.034$	$\pm 7.04 \pm 9.38$	$\pm 1.4 \pm 2.54$
-0.11 ± 0.15	1.66 ± 2.31	0.33 ± 0.61
0.2 ± 0.26	-0.92 ± 1.21	-0.18 ± 0.33

 TAB. V.20: Valeurs de $\mathbb{P}_{X_1}^{\Lambda}$ et $\mathbb{P}_{Y_1}^{\Lambda}$ dans le cas du repère d'**Hélicité** du Λ_b (2011)

$\mathbb{P}_Z^{\bar{\Lambda}_b}$	$\mathbb{P}_{X_1}^{\bar{\Lambda}}$	$\mathbb{P}_{Y_1}^{\bar{\Lambda}}$
0.16 ± 0.071	0.83 ± 0.47	0.53 ± 0.37
-0.53 ± 0.23	-0.25 ± 0.14	-0.16 ± 0.11
1.58 ± 5.74	0.084 ± 0.31	0.054 ± 0.2
$\pm 0.079 \pm 0.035$	$\pm 1.68 \pm 0.95$	$\pm 1.07 \pm 0.75$
0.34 ± 0.15	0.39 ± 0.22	0.25 ± 0.17
-0.61 ± 0.27	-0.22 ± 0.12	-0.14 ± 0.1

 TAB. V.21: Valeurs de $\mathbb{P}_{X_1}^{\bar{\Lambda}}$ et $\mathbb{P}_{Y_1}^{\bar{\Lambda}}$ dans le cas du repère d'**Hélicité** du $\bar{\Lambda}_b$ (2011)

$\mathbb{P}_Z^{\Lambda_b}$	$\mathbb{P}_{X_1}^{\Lambda}$	$\mathbb{P}_{Y_1}^{\Lambda}$
-0.37 ± 0.049	0.2 ± 0.09	0.17 ± 0.09
1.22 ± 0.16	-0.06 ± 0.03	-0.051 ± 0.03
-3.67 ± 13.22	0.02 ± 0.07	0.017 ± 0.06
$\mp 0.18 \pm 0.024$	$\pm 0.4 \pm 0.29$	$\pm 0.35 \pm 0.27$
-0.8 ± 0.1	0.09 ± 0.044	0.078 ± 0.043
1.41 ± 0.18	-0.052 ± 0.025	-0.044 ± 0.025

 TAB. V.22: Valeurs de $\mathbb{P}_{X_1}^{\Lambda}$ et $\mathbb{P}_{Y_1}^{\Lambda}$ dans le cas du repère d'**Hélicité** du Λ_b (2012)

$\mathbb{P}_Z^{\bar{\Lambda}_b}$	$\mathbb{P}_{X_1}^{\bar{\Lambda}}$	$\mathbb{P}_{Y_1}^{\bar{\Lambda}}$
0.28 ± 0.051	0.24 ± 0.13	0.19 ± 0.12
-0.9 ± 0.17	-0.074 ± 0.039	-0.06 ± 0.038
2.7 ± 9.74	0.025 ± 0.089	0.02 ± 0.073
$\pm 0.135 \pm 0.025$	$\pm 0.49 \pm 0.26$	$\pm 0.4 \pm 0.25$
0.59 ± 0.11	0.11 ± 0.06	0.091 ± 0.06
-1.04 ± 0.19	-0.064 ± 0.034	-0.052 ± 0.033

 TAB. V.23: Valeurs de $\mathbb{P}_{X_1}^{\bar{\Lambda}}$ et $\mathbb{P}_{Y_1}^{\bar{\Lambda}}$ dans le cas du repère d'**Hélicité** du $\bar{\Lambda}_b$ (2012)

V.1.5 Distribution en $\cos(\theta_{\mu^+})_{J/\Psi} : \cos\theta_2$

Cette distribution est de la forme $1 + \gamma \cos^2 \theta_2$, et elle est indépendante du choix du repère du Λ_b .

La fonction de "fit" associée à cette distribution est :

$$1 + b_5 \cos^2 \theta_2$$

à partir de laquelle on détermine la valeur de l'élément de la matrice-densité de polarisation du J/Ψ , $\rho_{00}^{J/\Psi}$, qui indique la probabilité pour que le J/Ψ soit polarisé longitudinalement. La relation V.4 donne l'erreur statistique sur la valeur de $\rho_{00}^{J/\Psi}$:

$$\rho_{00}^{J/\Psi} = \frac{1 - \gamma}{3 + \gamma} \implies \sigma(\rho_{00}^{J/\Psi}) = \frac{4}{(3 + \gamma)^2} \sigma(\gamma) \quad (\text{V.4})$$

La figure 5.8 présente l'ajustement de cette distribution pour les années 2011 et 2012 aussi bien pour les J/Ψ provenant du Λ_b que pour ceux provenant du $\bar{\Lambda}_b$.

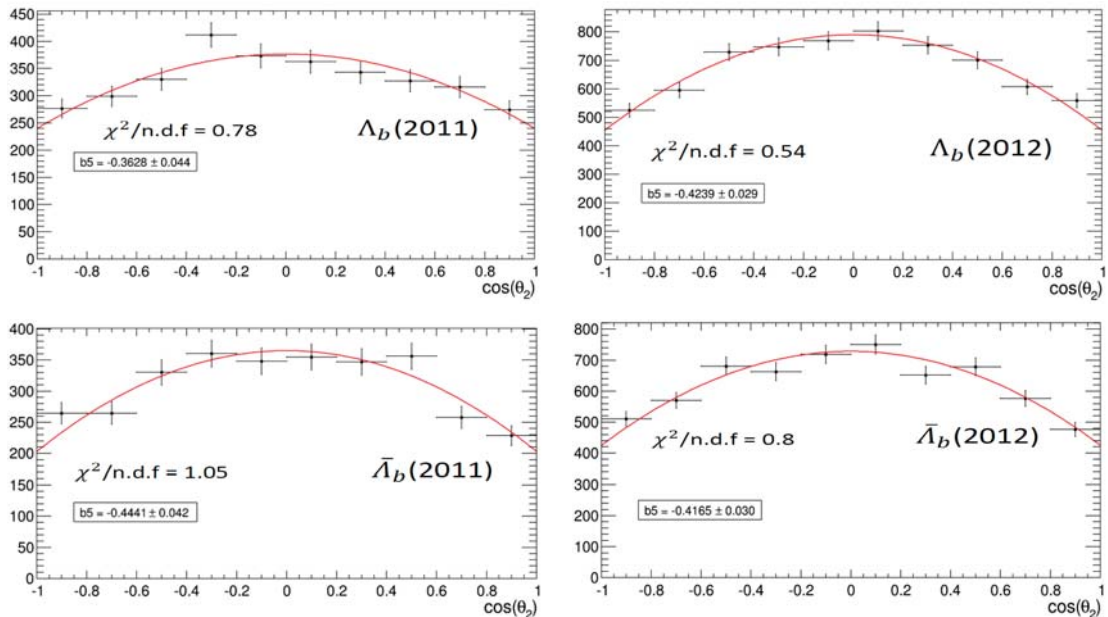


FIG. 5.8: Ajustement du spectre en $\cos\theta_2$ dans le repère d'Hélicité du J/Ψ provenant des résonances $\Lambda_b(\bar{\Lambda}_b)$ en haut(bas) en 2011 (gauche) et en 2012 (droite).

Le tableau V.24 présente les différentes valeurs de $\rho_{00}^{J/\Psi}$ estimées pour les années 2011 et 2012.

Année	$b_5 = \gamma (\Lambda_b)$	$\rho_{00}^{J/\Psi} (\Lambda_b)$	$b_5 = \gamma (\bar{\Lambda}_b)$	$\rho_{00}^{J/\Psi} (\bar{\Lambda}_b)$
2011	-0.363 ± 0.044	0.517 ± 0.025	-0.444 ± 0.042	0.565 ± 0.026
2012	-0.424 ± 0.029	0.553 ± 0.017	-0.417 ± 0.030	0.549 ± 0.018

TAB. V.24: Valeurs de $\rho_{00}^{J/\Psi}$ calculées dans le repère d'hélicité du J/Ψ en 2011 et en 2012.

On constate que la polarisation longitudinale du J/Ψ est dominante dans les deux échantillons Λ_b et $\bar{\Lambda}_b$, et qu'elle est indépendante de la nature de la résonance-mère, Λ_b ou $\bar{\Lambda}_b$.

On pourrait déduire la polarisation moyenne¹ et annuelle du J/Ψ :

$$\begin{aligned}\bar{\rho}_{00}^{J/\Psi} (2011) &= 0.540 \pm 0.018 \\ \bar{\rho}_{00}^{J/\Psi} (2012) &= 0.551 \pm 0.012\end{aligned}$$

Ces valeurs étant compatibles entre elles.

V.1.6 Distribution en $(\phi_{\mu^+})_{J/\Psi} : \phi_2$

Cette distribution est plate d'après nos calculs (Ch. II). Nous avons choisi la fonction de "fit" suivante :

$$1 + a_6 \cos \phi_2 + b_6 \sin \phi_2$$

afin d'essayer de trouver une dépendance en fonction de l'angle ϕ_2 .

¹La valeur moyenne d'un variable x mesurée avec deux échantillons différents est donnée par :

$$\bar{x} = p_1 x_1 + p_2 x_2, \quad p_i = \frac{1/\sigma_i^2}{\sum \frac{1}{\sigma_i^2}} \quad (\text{V.5})$$

L'erreur statistique sur la valeur moyenne étant : $\frac{1}{\sigma_{\bar{x}}^2} = \sum \frac{1}{\sigma_i^2}$.

Dans le cas où les valeurs de a_6 et b_6 sont compatibles avec zéro, ce sera un bon accord avec les calculs théoriques.

Les figures 5.9 et 5.10 représentent l'ajustement de cette distribution pour les années 2011 et 2012, aussi bien pour le J/Ψ provenant du Λ_b que celui provenant du $\bar{\Lambda}_b$ dans le cas des repères de transversité et d'hélicité respectivement.

Le tableau V.25 présent les valeurs de a_6 et b_6 déduites des "fits" pour le cas du Λ_b et du $\bar{\Lambda}_b$ aussi bien en 2011 qu'en 2012.

	Λ_b 2011	$\bar{\Lambda}_b$ 2011	Λ_b 2012	$\bar{\Lambda}_b$ 2012
a_6 (Transversité)	-0.033 ± 0.024	-0.01 ± 0.026	-0.033 ± 0.017	-0.011 ± 0.018
b_6 (Transversité)	0.007 ± 0.09	-0.030 ± 0.025	0.021 ± 0.017	0.035 ± 0.018
a_6 (Hélicité)	0.027 ± 0.025	-0.053 ± 0.026	-0.0028 ± 0.017	-0.046 ± 0.018
b_6 (Hélicité)	0.012 ± 0.024	0.023 ± 0.025	-0.018 ± 0.017	0.020 ± 0.018

TAB. V.25: Valeurs de a_6 et b_6 déduites des "fits".

On constate que, pour les huit distributions, les valeurs de a_6 et b_6 sont effectivement compatibles avec zéro, ce qui favorise une distribution plate pour l'angle ϕ_μ .

Conclusion : *La dynamique de polarisation du J/Ψ issu du Λ_b ($\bar{\Lambda}_b$) ne peut être appréhendée que par la distribution de l'angle polaire θ_μ ($\cos \theta_\mu$). La distribution de l'angle azimuthal ϕ_μ n'apporte pas d'informations physiques supplémentaires.*

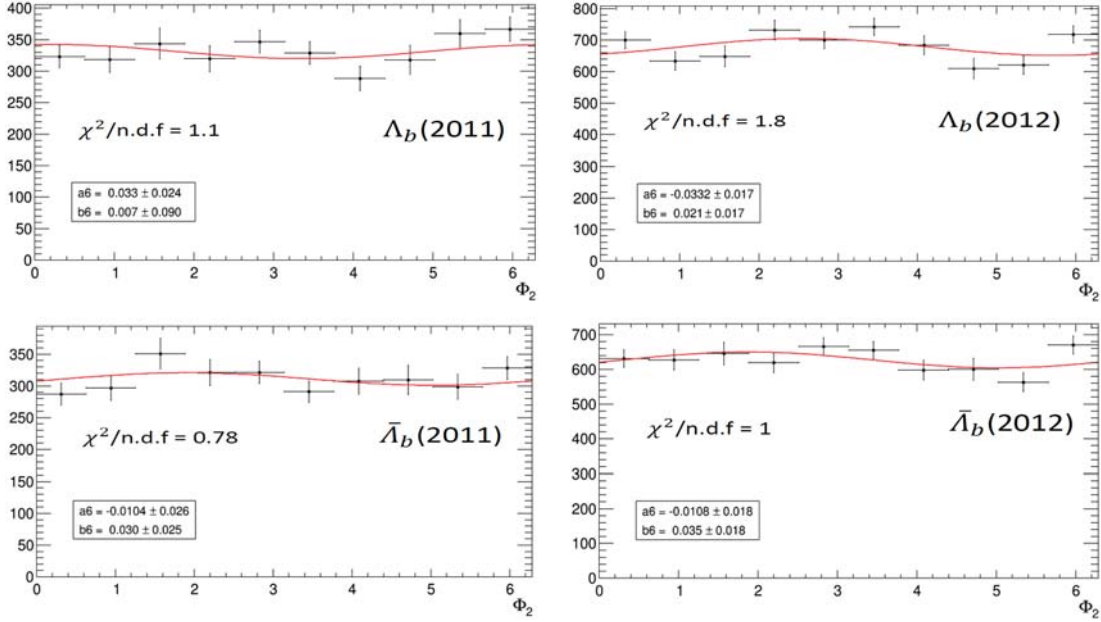


FIG. 5.9: Ajustement du spectre de l'angle azimuthal ϕ_2 dans le cas du repère de **Transversité** des résonances $\Lambda_b(\bar{\Lambda}_b)$ en haut(bas) en 2011 (gauche) et en 2012 (droite)

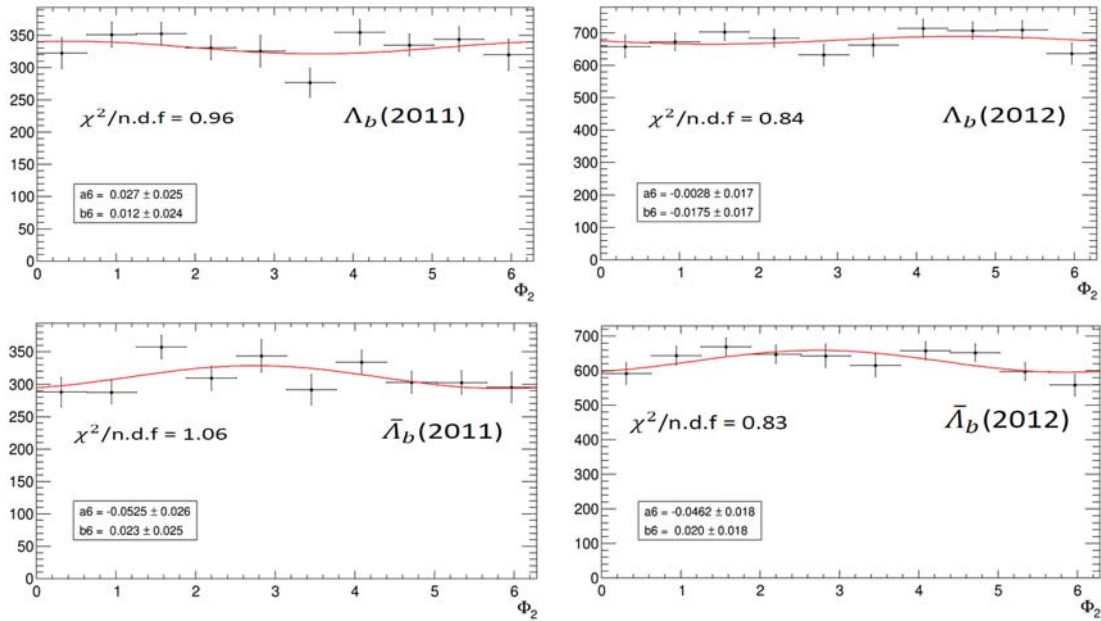


FIG. 5.10: Ajustement du spectre de l'angle azimuthal ϕ_2 dans le cas du repère d'**Hélicité** des résonances $\Lambda_b(\bar{\Lambda}_b)$ en haut(bas) en 2011 (gauche) et en 2012 (droite)

V.1.7 Aperçu sur les Effets Systématiques

Les sources principales d'erreurs systématiques affectant les valeurs des polarisations calculées précédemment sont dues à plusieurs facteurs :

- La reconstruction et à la sélection des événements.
- L'acceptance du détecteur : Repondération de la simulation MC par l'impulsion transverse du Λ_b .
- L'ajustement des spectres de masse : Faire varier les paramètres α et n dans leur intervalle respectif.
- L'optimisation BDT : Variation des coupures sur la sortie BDT de sorte que l'efficacité signal varie de $\pm 10\%$.
- La technique sPlots : éventuelles corrélations entre la masse reconstruite M_{Λ_b} et les distributions angulaires.

La seule erreur systématique examinée dans ce travail est l'erreur sur l'optimisation du BDT. On fait varier la coupure BDT de $\pm 10\%$ et on réajuste les distributions angulaires. Les fluctuations des nouveaux paramètres sont considérées comme erreurs systématiques dues à l'optimisation du BDT.

On s'est limité au cas où les valeurs des paramètres réajustés sont différentes de zéro : $\cos \theta_\Lambda$ dans le repère d'hélicité en 2012, ϕ_Λ dans le repère de transversité, $\cos \theta_p$ dans le repère d'hélicité du Λ et $\cos \theta_\mu$ dans le repère d'hélicité du J/Ψ .

Les tableaux V.26 à V.32 montrent les variations des différentes observables dues à la modification de la coupure sur la sortie BDT.

Paramètres	Λ_b 2012	$\bar{\Lambda}_b$ 2012
a_1	-0.184 ± 0.024	-0.135 ± 0.025
a_1^+ (coupure BDT +10%)	-0.173 ± 0.024	-0.127 ± 0.025
a_1^- (coupure BDT -10%)	-0.192 ± 0.024	-0.144 ± 0.025
$\sigma_{sys} = \left \frac{a_1^+ - a_1^-}{2} \right $	0.01	0.009
$\mathbb{P}_Z^{\Lambda_b} (\alpha_{As}^{\Lambda_b} = 0.49)$	$-0.37 \pm 0.049 \pm 0.02$	$0.28 \pm 0.051 \pm 0.018$

TAB. V.26: Effets systématiques dus à l'optimisation du BDT dans le repère d'Hélicité du Λ_b en 2012.

Paramètres	Λ_b 2011	$\bar{\Lambda}_b$ 2011
a_2	-0.767 ± 0.024	-0.784 ± 0.024
a_2^+ (coupure BDT +10%)	-0.753 ± 0.024	-0.789 ± 0.024
a_2^- (coupure BDT -10%)	-0.771 ± 0.023	-0.778 ± 0.024
$\sigma_{sys} = \frac{a_2^+ - a_2^-}{2}$	0.009	0.006
$\mathbb{P}_{Z_1}^\Lambda$	$-1.19 \pm 0.044 \pm 0.014$	$-1.10 \pm 0.13 \pm 0.008$

 TAB. V.27: Effets systématiques dus à l'optimisation du BDT dans le repère d'Hélicité du Λ en 2011.

Paramètres	Λ_b 2012	$\bar{\Lambda}_b$ 2012
a_2	-0.83 ± 0.015	-0.781 ± 0.017
a_2^+ (coupure BDT +10%)	-0.825 ± 0.015	-0.777 ± 0.017
a_2^- (coupure BDT -10%)	-0.838 ± 0.015	-0.791 ± 0.017
$\sigma_{sys} = \frac{a_2^+ - a_2^-}{2}$	0.007	0.007
$\mathbb{P}_{Z_1}^\Lambda$	$-1.29 \pm 0.035 \pm 0.011$	$-1.10 \pm 0.13 \pm 0.01$

 TAB. V.28: Effets systématiques dus à l'optimisation du BDT dans le repère d'Hélicité du Λ en 2012.

Paramètres	Λ_b 2011	$\bar{\Lambda}_b$ 2011
a_3	-0.033 ± 0.025	-0.089 ± 0.025
a_3^+ (coupure BDT +10%)	-0.011 ± 0.024	-0.075 ± 0.025
a_3^- (coupure BDT -10%)	-0.035 ± 0.024	-0.097 ± 0.025
$\sigma_{sys} = \frac{a_3^+ - a_3^-}{2}$	0.012	0.011
$\mathbb{P}_X^{\Lambda_b} (\alpha_{As}^{\Lambda_b} = 0.49)$	$-0.086 \pm 0.065 \pm 0.031$	$-0.24 \pm 0.065 \pm 0.029$
b_3	0.095 ± 0.024	0.093 ± 0.025
b_3^+ (coupure BDT +10%)	0.107 ± 0.025	0.101 ± 0.026
b_3^- (coupure BDT -10%)	0.078 ± 0.024	0.079 ± 0.025
$\sigma_{sys} = \frac{b_3^+ - b_3^-}{2}$	0.015	0.011
$\mathbb{P}_Y^{\Lambda_b} (\alpha_{As}^{\Lambda_b} = 0.49)$	$0.25 \pm 0.062 \pm 0.039$	$-0.24 \pm 0.065 \pm 0.029$

 TAB. V.29: Effets systématiques dus à l'optimisation du BDT dans le repère de transversité du Λ_b en 2011.

Paramètres	Λ_b 2012	$\bar{\Lambda}_b$ 2012
a_3	-0.168 ± 0.017	-0.135 ± 0.018
a_3^+ (coupure BDT +10%)	-0.154 ± 0.017	-0.125 ± 0.018
a_3^- (coupure BDT -10%)	-0.179 ± 0.017	-0.143 ± 0.018
$\sigma_{sys} = \left \frac{a_3^+ - a_3^-}{2} \right $	0.013	0.009
$\mathbb{P}_X^{\Lambda_b} (\alpha_{As}^{\Lambda_b} = 0.49)$	$-0.44 \pm 0.044 \pm 0.034$	$0.35 \pm 0.047 \pm 0.023$
b_3	0.056 ± 0.017	0.074 ± 0.018
b_3^+ (coupure BDT +10%)	0.069 ± 0.017	0.091 ± 0.018
b_3^- (coupure BDT -10%)	0.044 ± 0.017	0.061 ± 0.018
$\sigma_{sys} = \left \frac{b_3^+ - b_3^-}{2} \right $	0.013	0.015
$\mathbb{P}_Y^{\Lambda_b} (\alpha_{As}^{\Lambda_b} = 0.49)$	$0.15 \pm 0.044 \pm 0.034$	$-0.19 \pm 0.047 \pm 0.039$

TAB. V.30: Effets systématiques dus à l'optimisation du BDT dans le repère de transversité du Λ_b en 2012.

Paramètres	Λ_b 2011	$\bar{\Lambda}_b$ 2011
b_5	-0.363 ± 0.044	-0.444 ± 0.042
b_5^+ (coupure BDT +10%)	-0.367 ± 0.044	-0.434 ± 0.042
b_5^- (coupure BDT -10%)	-0.375 ± 0.043	-0.451 ± 0.041
$\sigma_{sys} = \left \frac{b_5^+ - b_5^-}{2} \right $	0.004	0.009
$\rho_{00}^{J/\Psi}$	$0.52 \pm 0.025 \pm 0.002$	$0.57 \pm 0.026 \pm 0.006$

TAB. V.31: Effets systématiques dus à l'optimisation du BDT dans le repère d'Hélicité du J/Ψ en 2011.

Paramètres2011	Λ_b 2012	$\bar{\Lambda}_b$ 2012
b_5	-0.424 ± 0.029	-0.417 ± 0.03
b_5^+ (coupure BDT +10%)	-0.409 ± 0.017	-0.405 ± 0.031
b_5^- (coupure BDT -10%)	-0.431 ± 0.017	-0.426 ± 0.03
$\sigma_{sys} = \left \frac{b_5^+ - b_5^-}{2} \right $	0.011	0.011
$\rho_{00}^{J/\Psi}$	$0.55 \pm 0.017 \pm 0.007$	$0.55 \pm 0.018 \pm 0.007$

TAB. V.32: Effets systématiques dus à l'optimisation du BDT dans le repère d'Hélicité du J/Ψ en 2012.

On remarque que les effets systématiques dus à l'optimisation du BDT sont faibles.

De plus on a regardé une autre source d'erreurs systématiques qui est le choix du nombre de bins. On fait passer le nombre de bins de 10 à 14, on constate que l'effet de ce changement est de l'ordre 10^{-3} , donc cet effet est négligeable.

V.2 Méthode des Asymétries

La méthode des asymétries est une autre méthode qui sert à extraire les valeurs de certaines composantes des vecteurs-polarisations du Λ ($\bar{\Lambda}$) et du Λ_b ($\bar{\Lambda}_b$).

Distributions en $\cos \theta$ et $\cos \theta_1$:

En ce qui concerne les distributions de $\cos \theta$ et de $\cos \theta_1$, l'asymétrie vaut $A_{s_1} = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-}$. N_- et N_+ étant respectivement les nombres d'événements compris dans les intervalles $[-1, 0]$ et $[0, 1]$. Le calcul de l'asymétrie de ces distributions ($\cos \theta, \cos \theta_1$) sert à déduire les valeurs de $\mathbb{P}_Z^{\Lambda_b}$ et de $\mathbb{P}_{Z_1}^{\Lambda}$ (voir annexe C) :

$$A_{s_1}(\Lambda_b) = \frac{1}{2} \alpha_{A_s}^{\Lambda_b} \mathbb{P}_Z^{\Lambda_b} \quad (\text{V.6})$$

$$A_{s_1}(\Lambda) = \frac{1}{2} \alpha_{A_s}^{\Lambda} \mathbb{P}_{Z_1}^{\Lambda} \quad (\text{V.7})$$

Distributions en ϕ et ϕ_1 :

En ce qui concerne les distributions de ϕ et de ϕ_1 , l'asymétrie vaut $A_{s_2} = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-}$. N_- et N_+ étant respectivement les nombres d'événements compris dans les intervalles $[\pi, 2\pi]$ et $[0, \pi]$. Le calcul de l'asymétrie pour ces distributions (ϕ, ϕ_1) sert à déduire les valeurs de $\mathbb{P}_Y^{\Lambda_b}$ et $\mathbb{P}_{Y_1}^{\Lambda}$:

$$A_{s_2}(\Lambda_b) = \frac{1}{2} \alpha_{A_s}^{\Lambda_b} \mathbb{P}_Y^{\Lambda_b} \quad (\text{V.8})$$

$$A_{s_2}(\Lambda) = \frac{1}{2} \alpha_{As}^\Lambda \mathbb{P}_Z^{\Lambda_b} \mathbb{P}_{Y_1}^\Lambda \quad (\text{V.9})$$

Les tableaux V.33, V.34, V.35 et V.36 présentent les valeurs des différentes composantes des vecteurs-polarisations déduites des asymétries dans le cas du repère de transversité du Λ_b . La colonne supplémentaire représente les valeurs tirées des "fit" précédents afin de comparer les deux méthodes (on présente seulement le cas où $\alpha_{As}^{\Lambda_b} = 0.49$).

Les tableaux V.37, V.38 et V.39 représentent celles dans le cas du repère d'hélicité du Λ_b . Ces tableaux montrent que les résultats de la méthode des asymétries sont tout à fait compatibles avec ceux des "fit" et, en général, les erreurs statistiques déduites des "fit" sont moins importantes que celles issues des asymétries.

Candidats	N_+	N_-	$A_{s_1}(\Lambda_b)$	\mathbb{P}_Z	\mathbb{P}_Z (fit)
Λ_b 2011	1676	1637	0.012 ± 0.025	0.048 ± 0.1	0.024 ± 0.061
Λ_b 2012	3355	3431	0.011 ± 0.017	-0.046 ± 0.07	-0.014 ± 0.038
$\bar{\Lambda}_b$ 2011	1556	1556	0.0 ± 0.025	0.0 ± 0.1	-0.01 ± 0.063
$\bar{\Lambda}_b$ 2012	3225	3053	0.027 ± 0.018	-0.011 ± 0.073	-0.069 ± 0.043

TAB. V.33: Valeurs de la composante \mathbb{P}_Z dans le cas du repère de **Transversité** du Λ_b ($\bar{\Lambda}_b$) en 2011 et en 2012

Candidats	N_+	N_-	$A_{s_1}(\Lambda)$	\mathbb{P}_{Z_1}	\mathbb{P}_{Z_1} (fit)
Λ 2011	1006	2307	0.39 ± 0.022	-1.22 ± 0.073	-1.19 ± 0.044
Λ 2012	1977	4809	-0.42 ± 0.015	-1.3 ± 0.054	-1.29 ± 0.035
$\bar{\Lambda}$ 2011	913	2199	-0.41 ± 0.023	1.16 ± 0.15	1.1 ± 0.13
$\bar{\Lambda}$ 2012	1899	4379	-0.4 ± 0.016	1.11 ± 0.13	1.1 ± 0.13

TAB. V.34: Valeurs de la composante \mathbb{P}_{Z_1} dans de repère d'**Hélicité** du Λ ($\bar{\Lambda}$) en 2011 et en 2012

Candidats	N_+	N_-	$A_{s_2}(\Lambda_b)$	\mathbb{P}_Y	\mathbb{P}_Y (fit)
Λ_b 2011	1744	1569	0.53 ± 0.025	0.22 ± 0.1	0.25 ± 0.062
Λ_b 2012	3534	3252	0.042 ± 0.017	0.17 ± 0.07	0.15 ± 0.044
$\bar{\Lambda}_b$ 2011	1641	1471	0.055 ± 0.025	-0.22 ± 0.1	-0.24 ± 0.065
$\bar{\Lambda}_b$ 2012	3288	2990	0.047 ± 0.018	-0.19 ± 0.073	-0.19 ± 0.047

TAB. V.35: Valeurs de la composante \mathbb{P}_Y dans le cas du repère de **Transversité** du Λ_b ($\bar{\Lambda}_b$) en 2011 et en 2012

Candidats	N_+	N_-	$A_{s_2}(\Lambda)$	\mathbb{P}_{Y_1}	\mathbb{P}_{Y_1} (fit)
Λ 2011	1661	1652	0.0027 ± 0.025	0.18 ± 1.64	-1.57 ± 4.46
Λ 2012	3400	3386	0.002 ± 0.017	-0.14 ± 1.18	-0.42 ± 2.42
$\bar{\Lambda}$ 2011	1507	1605	-0.031 ± 0.025	–	-0.75 ± 6.54
$\bar{\Lambda}$ 2012	3240	3038	0.032 ± 0.018	1.3 ± 1.1	1.07 ± 0.82

TAB. V.36: Valeurs de la composante \mathbb{P}_{Y_1} dans le cas du repère de **Transversité** du Λ_b ($\bar{\Lambda}_b$) en 2011 et en 2012

Candidats	N_+	N_-	$A_{s_1}(\Lambda_b)$	\mathbb{P}_Z	\mathbb{P}_Z (fit)
Λ_b 2011	1297	1411	-0.042 ± 0.027	-0.21 ± 0.14	-0.053 ± 0.069
Λ_b 2012	2611	3000	-0.069 ± 0.019	-0.35 ± 0.096	-0.37 ± 0.049
$\bar{\Lambda}_b$ 2011	1197	1328	$-0.052 \pm$	0.26 ± 0.14	0.16 ± 0.071
$\bar{\Lambda}_b$ 2012	2504	2736	-0.044 ± 0.02	0.18 ± 0.08	0.28 ± 0.051

TAB. V.37: Valeurs de la composante \mathbb{P}_Z dans le cas du repère d'**Hélicité** du Λ_b ($\bar{\Lambda}_b$) en 2011 et en 2012

Candidats	N_+	N_-	$A_{s_2}(\Lambda_b)$	\mathbb{P}_Y	\mathbb{P}_Y (fit)
Λ_b 2011	1673	1640	0.01 ± 0.025	0.04 ± 0.1	0.039 ± 0.062
Λ_b 2012	3369	3417	-0.007 ± 0.017	-0.029 ± 0.07	-0.022 ± 0.044
$\bar{\Lambda}_b$ 2011	1552	1560	-0.0026 ± 0.025	0.01 ± 0.1	0.025 ± 0.065
$\bar{\Lambda}_b$ 2012	3157	3121	0.006 ± 0.018	-0.023 ± 0.073	0.01 ± 0.047

TAB. V.38: Valeurs de la composante \mathbb{P}_Y dans le cas du repère d'**Hélicité** du Λ_b ($\bar{\Lambda}_b$) en 2011 et en 2012

Candidats	N_+	N_-	$A_{s_2}(\Lambda)$	\mathbb{P}_{Y_1}	\mathbb{P}_{Y_1} (fit)
Λ 2011	1620	1693	-0.022 ± 0.025	0.33 ± 0.42	0.69 ± 1.24
Λ 2012	3323	3463	-0.021 ± 0.017	0.18 ± 0.16	0.17 ± 0.09
$\bar{\Lambda}$ 2011	1602	1510	0.03 ± 0.025	-0.32 ± 0.32	0.53 ± 0.37
$\bar{\Lambda}$ 2012	3215	3063	0.024 ± 0.018	-0.3 ± 0.26	0.19 ± 0.12

TAB. V.39: Valeurs de la composante \mathbb{P}_{Y_1} dans le cas du repère d'**Hélicité** du Λ_b ($\bar{\Lambda}_b$) en 2011 et en 2012

V.3 Tests de la Symétrie CP

L'analyse développée précédemment porte aussi bien sur le baryon Λ_b que l'antibaryon $\bar{\Lambda}_b$.

- En ce qui concerne leur polarisation transversale, on remarque que $\mathbb{P}_Z^{\Lambda_b}$ et $\mathbb{P}_Z^{\bar{\Lambda}_b}$ sont toutes les deux compatibles avec zéro.
- En ce qui concerne leur polarisation longitudinale (déduite dans le repère d'hélicité de chacune des résonances), les valeurs de $\mathbb{P}_{Z_H}^{\Lambda_b}$ et $\mathbb{P}_{Z_H}^{\bar{\Lambda}_b}$ sont compatibles entre elles :
 - En 2011, elles sont compatibles avec zéro.
 - En 2012, les valeurs mesurées sont : $\mathbb{P}_{Z_H}^{\Lambda_b} = (18 \pm 2.4)\%$, $\mathbb{P}_{Z_H}^{\bar{\Lambda}_b} = (13.5 \pm 2.5)\%$, ce qui atteste leur compatibilité.
- A partir de leurs produits de désintégration, Λ ($\bar{\Lambda}$) et J/Ψ , les polarisation longitudinales de ces résonances sont compatibles également entre elles (section V.1.3 et V.1.5).

Aucun signe visible de violation de CP entre les baryons-antibaryons n'a pu être mis en évidence.

V.4 Tests de la Symétrie T

Au chapitre II, nous avons fait remarquer qu'une composante particulière du vecteur-polarisation de l'hypéron Λ , $\vec{\mathbb{P}}^\Lambda$ (mesurée dans le repère d'hélicité du Λ), était impaire par Renversement du Temps (T-odd), et qu'une valeur moyenne non-nulle de cette composante serait un signe de violation directe de T.

Il s'agit de la composante suivante :

- (i) $\mathbb{P}_{X_1}^\Lambda$, qui est la composante normale de $\vec{\mathbb{P}}^\Lambda$ dans le cas où le repère initialement choisi du Λ_b est le repère de Transversité.
- (ii) $\mathbb{P}_{Y_1}^\Lambda$, qui est la composante transverse de $\vec{\mathbb{P}}^\Lambda$ dans le cas où le repère choisi du Λ_b est le repère d'Hélicité.

Après avoir effectué les "fits" des différents spectres, les valeurs obtenues pour ces composantes sont compatibles avec zéro pour les échantillons Λ_b et $\bar{\Lambda}_b$ aussi bien en 2011 qu'en 2012 (section V.1.4).

Notre conclusion immédiate est que la violation directe de T n'est pas observée dans les désintégrations hadroniques du Λ_b ($\bar{\Lambda}_b$).

Conclusion et Perspectives

L'objectif principal de cette thèse est la mise en évidence de la violation directe de la symétrie de renversement du temps, T, en recherchant des observables impaires par T. Nous avons examiné la désintégration du baryon lourd Λ_b en Λ et J/Ψ à l'aide des données enregistrées par LHCb en 2011 et en 2012. Nous avons été amené à mesurer les polarisation des résonances Λ_b , Λ et J/Ψ . Tout d'abord, nous avons étudié la phénoménologie de la désintégration $\Lambda_b \rightarrow \Lambda(p\pi^-) J/\Psi(\mu^+\mu^-)$ en se basant sur le formalisme d'hélicité de Jacob-Wick et Jackson.

Nous avons ensuite construit deux repères différents (les repères de Transversité et d'Hélicité) du Λ_b , alors que pour les résonances intermédiaires, Λ et J/Ψ , le repère choisi est celui de l'hélicité. Nous avons pu ainsi déduire les distributions angulaires des particules finales dans ces repères. Dans le repère d'hélicité du Λ , nous avons mis en relief le rôle particulier de la composante *normale* (ou *transverse*) du vecteur-polarisation $\vec{\mathbb{P}}^\Lambda$, composante impaire par renversement du temps et susceptible d'indiquer une violation directe de cette symétrie.

Dans la deuxième partie de notre travail, des simulations Monte-Carlo ont été générées dans l'espace de phase. Des critères de sélection sont appliqués à la fois sur les données réelles et les données Monte-Carlo. Nous avons pu ainsi obtenir des statistiques convenables aussi bien en 2011 qu'en 2012. Par la suite, les spectres des distributions angulaires ont été corrigés par l'efficacité globale du détecteur ; ce qui nous a permis de déduire les composantes des différents vecteurs-polarisations. Les résultats les plus intéressants sont les suivants :

- Absence de polarisation transverse du Λ_b et du $\bar{\Lambda}_b$, ce qui est conforme avec une précédente publication [80].

- Les baryons Λ_b et les antibaryons $\bar{\Lambda}_b$ possèdent une *polarisation longitudinale ainsi qu'une polarisation normale* (dans leur repère d'hélicité) très significatives (supérieure à 5σ de zéro dans les deux cas).
- En ce qui concerne les hyperons Λ et $\bar{\Lambda}$, la composante longitudinale de leur polarisation est largement dominante ; les autres composantes étant compatibles avec zéro.
- En ce qui concerne le méson J/Ψ , la polarisation longitudinale est dominante à plus de 50% aussi bien pour les J/Ψ issus du Λ_b que ceux issus de $\bar{\Lambda}_b$.

Les sources d'erreurs systématiques examinées telles la variation de la coupure sur la sortie-BDT ou la modification du nombre de bins dans les histogrammes ont des effets très faibles sur les valeurs finales. On a constaté que les erreurs systématiques correspondantes sont plus faibles que les erreurs statistiques.

Aucune violation de la symétrie CP dans le système ($\Lambda_b, \bar{\Lambda}_b$) n'a pu être observée. En ce qui concerne la violation directe de T, elle n'a pas été mise en évidence.

Au cours du prochain "run II" de LHC, l'énergie dans le centre de masse va être augmenté jusqu'à $\sqrt{s} = 13$ TeV en 2015 et $\sqrt{s} = 14$ TeV en 2016 et en 2017. Le LHCb enregistrera 5 fois plus de données qu'au "run I". Disposant d'une statistique bien plus élevée, cette analyse sera plus prometteuse et des limites sur la violation directe de T pourraient être établies. De plus l'étude du canal $\Lambda_b \rightarrow \Lambda_c^+ \pi^-$, dont le rapport d'embranchement est presque 20 fois plus élevé que celui du $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\Psi$, apporterait une contribution non négligeable à la mise en évidence de la violation directe de T.

Annexe A

Notion sur les Interactions dans l'État Final

Considérons la réaction $a + b \rightarrow c + d$ (réaction directe) et sa transformation par renversement du temps $c + d \rightarrow a + b$ (réaction inverse). Cette dernière transformation implique :

- $\vec{p}_i, \vec{s}_i \implies -\vec{p}_i, -\vec{s}_i$.
- Les états initial et final sont échangés.

T est une symétrie exacte si l'amplitude globale reste inchangée \implies

$$|A(\{\vec{p}_i, \vec{s}_i\} \rightarrow \{\vec{p}_f, \vec{s}_f\})| = |A(\{-\vec{p}_f, -\vec{s}_f\} \rightarrow \{-\vec{p}_i, -\vec{s}_i\})|.$$

Si l'égalité ci-dessus n'est pas vérifiée on aurait un signe de violation de T, mais les interactions dans l'état final, FSI, sont différentes entre le processus physique et son T-transformé.

Les FSI peuvent simuler une violation de T, même si cette dernière est supposée exacte. Dans le cas où les FSI sont négligeables, l'inégalité entre les modules des Amplitudes directe et inverse serait un signe de violation de la symétrie T (Théorème de Wolfenstein, 1999) [81].

Annexe B

Extra Figures

Cette annexe présente les différentes distributions des données réelles après soustraction du bruit de fond et celles Monte-Carlo dans le cas où le repère initial du Λ_b est son repère d'hélicité. (Les distribution $\cos\theta_1$ et celles de $\cos\theta_1$ ne sont pas montrées , car elles sont identiques à celles issues du repère de transversité du Λ_b).

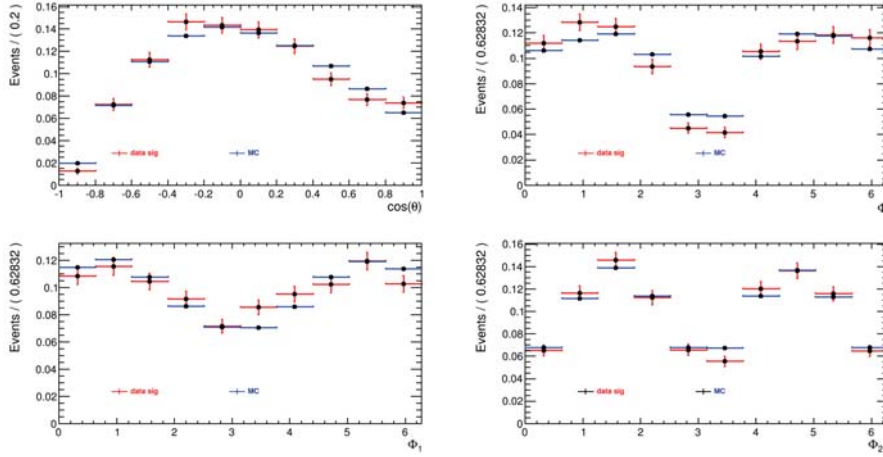


FIG. 2.1: Distributions angulaires pour le données réelles après soustraction du bruit de fond (rouge) et MC (bleu) dans le cas du repère d'hélicité du Λ_b en 2011.

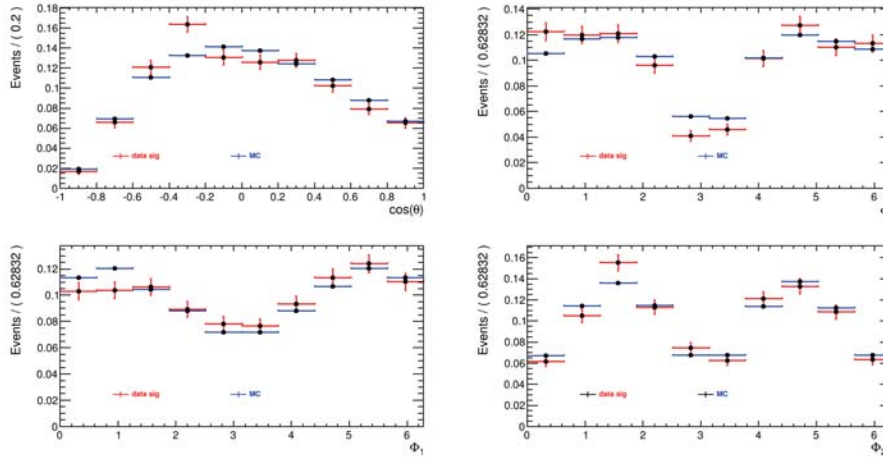


FIG. 2.2: Distributions angulaires pour le données réelles après soustraction du bruit de fond (rouge) et MC (bleu) dans le cas du repère d'hélicité du $\bar{\Lambda}_b$ en 2011

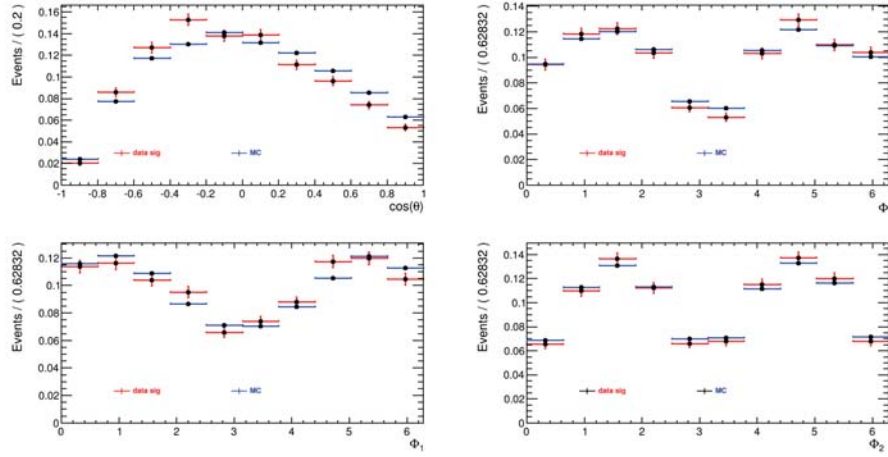


FIG. 2.3: Distributions angulaires pour le données réelles après soustraction du bruit de fond (rouge) et MC (bleu) dans le cas du repère d'hélicité du Λ_b en 2012.

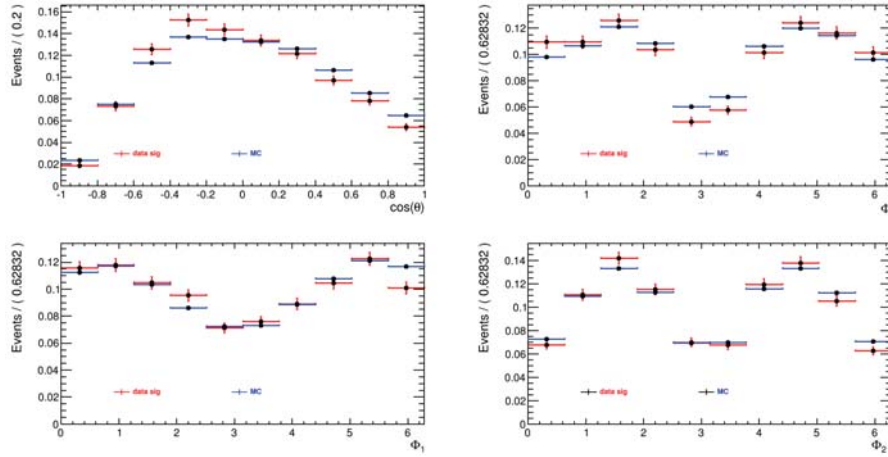


FIG. 2.4: Distributions angulaires pour le données réelles après soustraction du bruit de fond (rouge) et MC (bleu) dans le cas du repère d'hélicité du $\bar{\Lambda}_b$ en 2012

Annexe C

Méthode des Asymétries

Soit une distribution de la forme : $1 + ax$:

- On définit N_- et N_+ comme étant les nombres des événements compris dans les intervalles $[-1, 0]$ et $[0, 1]$ respectivement.
- $N_- = \int_{-1}^0 (1 + ax) dx = 1 - \frac{1}{2}a$.
- $N_+ = \int_0^1 (1 + ax) dx = 1 + \frac{1}{2}a$.
- L'asymétrie correspondante à cette distribution est définie par $A_{s1} = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-} = \frac{1}{2}a$.
- Si on prend l'intervalle $[-0.8, 0.8]$ l'asymétrie dévient : $A_{s1} = 0.4a$.

Soit une distribution de la forme : $1 + a \cos x + b \sin x$:

- On définit N_+ et N_- comme étant respectivement les nombres d'événements compris dans les intervalles $[0, \pi]$ et $[\pi, 2\pi]$.
- $N_+ = \int_0^\pi (1 + a \cos x + b \sin x) dx = \pi + 2b$.
- $N_- = \int_\pi^{2\pi} (1 + a \cos x + b \sin x) dx = \pi - 2b$.
- L'asymétrie correspondante à cette distribution est définie par $A_{s2} = \frac{N_+ - N_-}{N_+ + N_-} = \frac{2b}{\pi}$.

C.1 Erreur sur les Asymétries

La formule C.1 donne l'erreur sur l'asymétrie qui dépend de l'erreur sur N_+ et N_- :

$$\sigma_{A_s}^2 = \left| \frac{\partial A_s}{\partial N_+} \right|^2 \sigma_{N_+}^2 + \left| \frac{\partial A_s}{\partial N_-} \right|^2 \sigma_{N_-}^2 + 2 \frac{\partial A_s}{\partial N_+} \frac{\partial A_s}{\partial N_-} \text{Cov}(N_+, N_-) \quad (\text{C.1})$$

Avec l'hypothèse $\sigma_{N_+} = \sqrt{N_+}$, $\sigma_{N_-} = \sqrt{N_-}$ et le coefficient de corrélation entre N_+ et N_- étant $r = -1$, l'erreur sur l'asymétrie est :

$$\sigma_{A_s}^2 = \frac{4}{N^4} \left(N_+ \sqrt{N_-} + N_- \sqrt{N_+} \right)^2 \quad (\text{C.2})$$

avec $N = N_+ + N_-$.

Dans le cas où $N_+ \simeq N_-$, l'erreur devient :

$$\sigma_{A_s} = \sqrt{\frac{2}{N}} \quad (\text{C.3})$$

Bibliographie

- [1] Didier Lauwaert. *Physique Quantique*. (2008).
- [2] Albert Messiah. *Quantum Mechanics*. North-Holland, Amsterdam, 1961. ISBN 0720400422.
- [3] Hendrik Antoon Lorentz. Electromagnetic phenomena in a system moving with any velocity smaller than that of light. *Proceedings of the Royal Netherlands Academy of Arts and Sciences 6*, pages 809–831, 1904.
- [4] H. Poincaré. Sur la dynamique de l'électron . *Rendiconti del Circolo matematico Rendiconti del Circolo di Palermo 21*, page 129–176, 1905.
- [5] A. Einstein. Zur Elektrodynamik bewegter Körper. *Annalen der Physik*, 322 : 891–921, 1905.
- [6] Emmy Noether. Invariant Variation Problems. *Gott.Nachr.*, 1918 (physics/0503066) :235–257, 1918.
- [7] Amaury Mouchet. *L'élégante efficacité des symétries*. Dunod, Paris, 2013. ISBN 9782100589371.
- [8] Guy Chanfray and Gérard Smadja. *Les particules et leurs symétries*. Enseignement de la physique. Masson, Paris, 1997.
- [9] André Rougé. *Introduction à la physique subatomique*. Ellipses, 1998.
- [10] J.M. Domingos. Time Reversal in Classical and Quantum Mechanics. *Int.J.Theor.Phys.*, 18 :213–230, 1979.
- [11] Wolfgang Pauli. Pauli Lecture Collection : "Time reversal", conference held at the Ecole d'été de physique théorique Les Houches (France), manuscript. 1952.

-
- [12] Julian Schwinger. The Theory of Quantized Fields. i. *Phys. Rev.*, 82 :914–927, Jun 1951.
- [13] Gerhart Luders. On the Equivalence of Invariance under Time Reversal and under Particle-Antiparticle Conjugation for Relativistic Field Theories. *Kong.Dan.Vid.Sel.Mat.Fys.Med.*, 28N5 :1–17, 1954.
- [14] O.W. Greenberg. CPT violation implies violation of Lorentz invariance. *Phys.Rev.Lett.*, 89(hep-ph/0201258) :231602, 2002.
- [15] L. Michel. The present status of CP, T and CPT invariance. *Conf.Proc.*, C680519 :345–365, 1968.
- [16] T.D. Lee and Chen-Ning Yang. Question of Parity Conservation in Weak Interactions. *Phys.Rev.*, 104 :254–258, 1956.
- [17] C.S. Wu, E. Ambler, R.W. Hayward, D.D. Hoppes, and R.P. Hudson. Experimental Test of Parity Conservation in Beta Decay. *Phys.Rev.*, 105 : 1413–1414, 1957.
- [18] T.D. Lee and Chen-Ning Yang. Parity Nonconservation and a Two Component Theory of the Neutrino. *Phys.Rev.*, 105 :1671–1675, 1957. doi : 10.1103/PhysRev.105.1671.
- [19] T.D. Lee, R. Oehme, and Chen-Ning Yang. Remarks on Possible Non invariance Under Time Reversal and Charge Conjugation. *Phys.Rev.*, 106 :340–345, 1957.
- [20] I. I. Bigi and A. I. Sanda. *CP violation*. Cambridge University Press, Cambridge, UK New York, 2009. ISBN 9780521847940.
- [21] M Sozzi. *Discrete symmetries and CP violation : from experiment to theory*. Oxford University Press, Oxford New York, 2008. ISBN 978-0-19-929666-8.
- [22] J.H. Christenson, J.W. Cronin, V.L. Fitch, and R. Turlay. Evidence for the 2π Decay of the K_2^0 Meson. *Phys.Rev.Lett.*, 13 :138–140, 1964.
- [23] A.D. Sakharov. Violation of CP Invariance, C Asymmetry, and Baryon Asymmetry of the Universe. *Pisma Zh.Eksp.Teor.Fiz.*, 5 :32–35, 1967.
- [24] Makoto Kobayashi and Toshihide Maskawa. CP Violation in the Renormalizable Theory of Weak Interaction. *Prog.Theor.Phys.*, 49(KUNS-242) :652–657, 1973.

- [25] Lincoln Wolfenstein. Parametrization of the Kobayashi-Maskawa Matrix. *Phys.Rev.Lett.*, 51(CMU-HEG83-9) :1945, 1983.
- [26] Rose Koopman. Overview of Recent Measurements of CP Violation with B Mesons at LHCb. *Acta Phys.Polon.*, B45(7) :1447, 2014.
- [27] R Aaij et al. First observation of CP violation in the decays of B_s^0 mesons. *Phys.Rev.Lett.*, 110(22) :221601, 2013.
- [28] Daan Van Eijk. CP-violating phases in neutral meson oscillations. *Nucl.Phys.Proc.Suppl.*, 233 :84–89, 2012.
- [29] R. Aaij et al. First evidence of direct CP violation in charmless two-body decays of B_s^0 mesons. *Phys.Rev.Lett.*, 108(1202.6251) :201601, 2012.
- [30] R. Hagedorn. The density matrix. (CERN-58-07), 1958.
- [31] Glenn A. Ladinsky. The Density matrix and polarized particle physics. *Phys.Rev.*, D46(PSU-TH-103) :2922–2929, 1992.
- [32] Le moment dipolaire électrique du neutron, 1976. URL <http://www.cnrs.fr/publications/imagesdelaphysique/Archives-1975-1989/1976/1976-18-21.pdf>.
- [33] K.F. Smith, N. Crampin, J.M. Pendlebury, D.J. Richardson, D. Shiers, et al. A Search for the Electric Dipole Moment of the Neutron. *Phys.Lett.*, B234 :191–196, 1990.
- [34] N.F. Ramsey. Electric Dipole Moment of the Neutron. *Ann.Rev.Nucl.Part.Sci.*, 40 :1–14, 1990.
- [35] C.A. Baker, D.D. Doyle, P. Geltenbort, K. Green, M.G.D. van der Grinten, et al. An Improved experimental limit on the electric dipole moment of the neutron. *Phys.Rev.Lett.*, 97(hep-ex/0602020) :131801, 2006.
- [36] P.G. Harris, C.A. Baker, K. Green, P. Iaydjiev, S. Ivanov, et al. New experimental limit on the electric dipole moment of the neutron. *Phys.Rev.Lett.*, 82 :904–907, 1999.

-
- [37] S.K. Lamoreaux and R. Golub. Comment on ‘New experimental limit for the electric dipole moment of the neutron’. *Phys.Rev.*, D61(hep-ph/9907282) :051301, 2000.
- [38] A. Kozela, G. Ban, A. Bialek, K. Bodek, P. Gorel, et al. Free neutron decay and time reversal violation. *Acta Phys.Polon.*, B42 :789–794, 2011.
- [39] T.D. Lee. Particle Physics and Introduction to Field Theory. *Contemp.Concepts Phys.*, 1 :1–865, 1981.
- [40] Lyndon Evans and Philip Bryant. LHC Machine. *JINST*, 3 :S08001, 2008.
- [41] R. Gatto. Possible experiments on the behaviour of the weak hyperon decay interactions under P, C, and T. *Nuclear Physics*, 5(0) :183 – 186, 1958.
- [42] O. Leitner and Z.J. Ajaltouni. Testing CP and Time Reversal Symmetries with $\Lambda_b \rightarrow \Lambda V(1^-)$ Decays. *Nucl.Phys.Proc.Suppl.*, 174(hep-ph/0610189) :169–172, 2007.
- [43] Z.J. Ajaltouni, Elvio Di Salvo, and O. Leitner. Testing Time-Reversal : Λ_b Decays into Polarized Resonances. *Phys.Lett.B*, (hep-ph/0702240), 2007.
- [44] O. Leitner, Z.J. Ajaltouni, and E. Conte. Testing fundamental symmetries with $\Lambda_b \rightarrow \Lambda$ -Vector decay. (hep-ph/0602043), 2006.
- [45] O. Leitner, Z.J. Ajaltouni, and E. Conte. An Angular distribution analysis of Λ_b decays. *Nucl.Phys.*, A755(hep-ph/0412131) :435–438, 2005.
- [46] M. Jacob and G.C. Wick. On the general theory of collisions for particles with spin. *Annals of Physics*, 7(4) :404 – 428, 1959. ISSN 0003-4916.
- [47] J. Jackson. Conférence de Les Houches, Gordon and Breach. 1966.
- [48] Z.J. Ajaltouni, E. Conte, and O. Leitner. Λ_b decays into Λ -vector. *Phys.Lett.*, B614(hep-ph/0412116) :165–173, 2005.
- [49] Marwa Jahjah. Analyse du canal $\Lambda_b \rightarrow \Lambda + J/\Psi$ et mesure de la polarisation du baryon Λ produit dans les collisions $p - p$ à 7 TeV avec le détecteur LHCb. (CERN-THESIS-2011-077), 2011.
- [50] Z.J. Ajaltouni and E. Conte. Angular analysis of Λ_b decays into $\Lambda V(1^-)$: Applications to time-odd observables and CP violation in Λ_b decays (1). (hep-ph/0409262), 2004.

- [51] Z. Ajaltouni and E. Conte. Analysis of the channel $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\Psi$. (CERN-LHCB-2005-067, PCCF-RI-0509), 2005.
- [52] M.E. Rose. *Elementary theory of angular momentum*. Wiley, 1957.
- [53] Z. Ajaltouni, E. Conte, and O. Leitner. Beauty Baryons at LHCb. (CERN-LHCb-2008-005), 2008.
- [54] Chung-Hsien Chou, Hsien-Hung Shih, Shih-Chang Lee, and Hsiang-nan Li. $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\psi$ decay in perturbative QCD. *Phys.Rev.*, D65(hep-ph/0112145) :074030, 2002.
- [55] K.A. Olive et al. Review of Particle Physics. *Chin.Phys.*, C38 :090001, 2014.
- [56] Jr. Alves, A. Augusto et al. The LHCb Detector at the LHC. *JINST*, 3 :S08005, 2008.
- [57] CERN. ATLAS : Detector and physics performance technical design report. Volume 2. (CERN-LHCC-99-15, ATLAS-TDR-15), 1999.
- [58] G.L. Bayatian et al. CMS technical design report, volume II : Physics performance. *J.Phys.*, G34(CERN-LHCC-2006-021, CMS-TDR-008-2) :995–1579, 2007.
- [59] ALICE Collaboration. ALICE technical design report. (CERN-LHCC-2005-018), 2001.
- [60] R. Aaij et al. Measurement of $\sigma(pp \rightarrow b\bar{b}X)$ at $\sqrt{s} = 7$ TeV in the forward region. *Phys.Lett.*, B694(1009.2731) :209–216, 2010.
- [61] Torbjorn Sjostrand, Leif Lonnblad, Stephen Mrenna, and Peter Z. Skands. PYTHIA 6.3 physics and manual. (FERMILAB-PUB-03-457, LU-TP-03-38), 2003.
- [62] The LHCb Collaboration. LHCb VELO TDR : Vertex locator. Technical design report. (CERN-LHCC-2001-011), 2001.
- [63] The LHCb Collaboration. LHCb magnet : Technical design report. (CERN-LHCC-2000-007), 2000.

- [64] The LHCb Collaboration. LHCb : Inner tracker technical design report. (CERN-LHCC-2002-029), 2002.
- [65] LHCb : Outer tracker technical design report. (CERN-LHCC-2001-024), 2001.
- [66] The LHCb Collaboration. LHCb : RICH technical design report. (CERN-LHCC-2000-037), 2000.
- [67] The LHCb Collaboration. LHCb calorimeters : Technical design report. (CERN-LHCC-2000-036), 2000.
- [68] The LHCb Collaboration. LHCb muon system technical design report. (CERN-LHCC-2001-010), 2001.
- [69] The LHCb Collaboration. LHCb trigger system technical design report. (CERN-LHCC-2003-031), 2003.
- [70] The LHCb collaboration. The Gauss project.
<http://lhcb-release-area.web.cern.ch/LHCb-release-area/DOC/gauss/>, .
- [71] BABAR. The EVTGEN package home page.
<http://www.slac.stanford.edu/~lange/EvtGen/>.
- [72] The LHCb collaboration. the GEANT4 toolkit.
<http://lhcb-release-area.web.cern.ch/LHCb-release-area/DOC/geant4/>, .
- [73] The LHCb collaboration. The Boole project.
<http://lhcb-release-area.web.cern.ch/LHCb-release-area/DOC/boole/>, .
- [74] The LHCb collaboration. The Brunel project.
<http://lhcb-release-area.web.cern.ch/LHCb-release-area/DOC/brunel/>, .
- [75] The LHCb collaboration. The DaVinci project.
<http://lhcb-release-area.web.cern.ch/LHCb-release-area/DOC/davinci/>, .
- [76] Andreas Hoecker, Peter Speckmayer, Joerg Stelzer, Jan Therhaag, Eckhard von Toerne, and Helge Voss. TMVA : Toolkit for Multivariate Data Analysis. *PoS*, ACAT(physics/0703039) :040, 2007.

- [77] M. Oreglia. A Study of the Reactions $\psi' \rightarrow \gamma\gamma\psi$. (SLAC-0236, UMI-81-08973, SLAC-R-0236, SLAC-R-236), 1980.
- [78] Muriel Pivk and Francois R. Le Diberder. SPlot : A Statistical tool to unfold data distributions. *Nucl.Instrum.Meth.*, A555 :356–369, 2005.
- [79] The Roofit project. <https://root.cern.ch/drupal/content/roofit>.
- [80] R Aaij et al. Measurements of the $\Lambda_b^0 \rightarrow J/\psi\Lambda$ decay amplitudes and the Λ_b^0 polarisation in pp collisions at $\sqrt{s} = 7$ TeV. *Phys.Lett.*, B724(1302.5578) :27–35, 2013.
- [81] L. Wolfenstein. The search for direct evidence for time reversal violation. *Int.J.Mod.Phys.*, E8 :501–511, 1999.

Résumé

Le sujet de cette thèse porte sur l'étude de la désintégration faible du baryon beau $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\Psi$ avec le détecteur LHCb. Cette étude offre la possibilité de tester, d'une part, la validité de la symétrie CP dans le secteur baryonique et, d'autre part, celle de la symétrie de renversement du temps T dont les preuves expérimentales de sa violation sont limitées. L'accent est mis sur la mesure des composantes des vecteurs-polarisations du Λ_b et des résonances intermédiaires Λ et J/Ψ , dont certaines du type "T-odd" (impaires par T) représentent un signe clair de violation directe de T.

Le développement d'un modèle phénoménologique des désintégrations $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\Psi$ dans le cadre du formalisme d'hélicité de Jacob-Wick et de Jackson conduit aux calculs de distributions angulaires qui permettent de déduire les valeurs des composantes des vecteurs-polarisations. Une étude approfondie de la reconstruction et de la sélection des données enregistrées par LHCb en 2011 et 2012 est exposée, ainsi qu'une simulation Monte-Carlo complète. La compatibilité entre les valeurs mesurées des vecteurs-polarisation du Λ_b et du $\bar{\Lambda}_b$ implique l'absence de violation de CP. La violation directe de la symétrie T n'a pas non plus été observée dans les désintégrations hadroniques du Λ_b ($\bar{\Lambda}_b$).

Sur un autre plan, les premières mesures des polarisations longitudinales du Λ_b et du $\bar{\Lambda}_b$ ainsi que de la polarisation longitudinale du méson-vecteur J/Ψ ont été réalisées dans le cadre de ce travail.

Mots-Clés : Le détecteur LHCb, Violation de CP, Violation directe de T, Polarisation, Phénoménologie de la désintégration $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\Psi$.

Abstract

This thesis subject focuses on the study of the weak decay of the beauty baryon $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\Psi$ with the LHCb detector. Firstly, it offers the opportunity to test the validity of the CP symmetry in the baryon sector and, secondly, the one of time-reversal symmetry T whose experimental evidence is tiny. Emphasis is put on the measurement of the components of the polarization-vectors of the Λ_b and the ones of the intermediate resonances Λ and J/Ψ , whose some components exhibit a clear sign of direct T violation.

The development of a phenomenological model of the $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\Psi$ decay in the framework of the helicity formalism of Jacob-Wick and Jackson leads to the calculations of the angular distributions which allow to deduce the values of the polarization vector components. A thorough study of the reconstruction and the selection of the data recorded by LHCb in 2011 and 2012 is exposed, as well as a full Monte Carlo simulation. The compatibility between the measured values of the polarization-vector of Λ_b and $\bar{\Lambda}_b$ implies the absence of CP violation. The direct violation of the T symmetry has not been observed in the hadronic decays of Λ_b ($\bar{\Lambda}_b$).

On another side, first measurements of the longitudinal polarization of Λ_b and of $\bar{\Lambda}_b$ as well as the longitudinal polarization of the vector-meson J/Ψ have been performed in the context of this work.

Keywords : LHCb detector, CP violation, direct violation of T symmetry, polarization, phenomenology of the $\Lambda_b \rightarrow \Lambda J/\Psi$ decay.