



HAL
open science

Mesures de précision électrofaibles

S. Monteil

► **To cite this version:**

S. Monteil. Mesures de précision électrofaibles. Physique des Hautes Energies - Expérience [hep-ex].
Université Blaise Pascal - Clermont-Ferrand II, 2009. tel-00561855

HAL Id: tel-00561855

<https://theses.hal.science/tel-00561855>

Submitted on 2 Feb 2011

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
U.F.R. Sciences et Technologie

HABILITATION A DIRIGER DES RECHERCHES

présentée par

Stéphane MONTEIL

Docteur d'Université, Maître de Conférences

MESURES DE PRECISION ELECTROFAIBLES

Soutenance publique le 10 décembre 2009, devant la commission d'examen :

Examineurs :	M.	A.	FALVARD	
	M.	JM.	FRERE	Rapporteur
	M.	A.	GOLUTVIN	
	M.	F.	LE DIBERDER	
	M.	J.	LEFRANCOIS	Rapporteur
	M.	P.	PERRET	Rapporteur

Avant-propos et Contexte

Le document que vous êtes en train de lire ordonne et résume quelques dix années de recherche depuis septembre 1997. Je souhaitais initialement produire un mémoire qui ne soit pas totalisant, avec une sélection des travaux réalisés. C'est, je l'espère, correctement réalisé pour la partie qui concerne l'expérience ALEPH. La partie de ce document dédiée à l'expérience LHCb a été au contraire l'occasion de décrire les développements de détecteurs et d'électroniques pour lesquels nous n'avons pas pris le temps de produire des articles.

Ces travaux sont le fruit de collaborations étroites entretenues à l'intérieur et à l'extérieur du laboratoire que je vais m'efforcer de décrire avec justesse dans cet avant-propos.

Les cinq premières années se sont déroulées au sein de la collaboration ALEPH, qui a fait vivre le détecteur éponyme fonctionnant auprès du collisionneur d'électrons LEP sis au CERN à Genève. Cette collaboration de 400 physiciens et l'équipe correspondante du LPC m'avaient accueilli pour ma thèse de troisième cycle portant sur l'étude de la production et de la désintégration des quarks lourds issus la désintégration du boson intermédiaire Z et c'est assez naturellement que j'ai poursuivi mes travaux de recherche dans ALEPH et dans le domaine. Pendant cette période, j'ai enseigné principalement au département Génie Electrique de l'IUT de Montluçon, où l'on m'a aménagé avec beaucoup de compréhension un service d'enseignement hebdomadaire sur deux jours. Cette facilité m'a permis de rendre moins difficile le partage de mon temps entre l'IUT, le laboratoire et le CERN où se trouvaient mes principaux collaborateurs du moment, Vitaliano Ciulli (Univ. de Firenze) et Alessia Tricomi (Univ. de Catania).

Je ne dirai pas un mot dans ce mémoire à propos du projet de futur collisionneur linéaire à électrons et du détecteur qui lui sera associé. Les travaux auxquels j'ai participé sur ce sujet ont démarré sous l'impulsion de membres du laboratoire Louis Leprince-Ringuet, Henri Videau et Jean-Claude Brient ; ils ont proposé un calorimètre révolutionnaire de très haute granularité, dessiné pour reconstruire et mesurer avec précision les jets de particules issus des quarks, un des enjeux majeurs de la physique auprès de cette machine. J'ai rejoint sur le sujet Pascal Gay qui, localement, s'intéressait au projet. Ma contribution a porté sur les algorithmes de reconstruction de photons dans ce détecteur, l'ingrédient électromagnétique de la mesure des jets, dont les performances guident en retour le dessin du détecteur. Ce travail sur le futur collisionneur linéaire représentait une fraction mineure de mon activité (mais extrêmement stimulante) et j'ai cessé toute contribution au début de l'année 2003.

Mon engagement dans LHCb était implicite depuis la création de l'équipe au laboratoire par Alain Falvard et Pascal Perret, qui dirige toujours l'équipe et coordonne les activités de commissioning du projet calorimètre aujourd'hui. Le début de mon activité a correspondu à la conclusion et la publication de mes travaux dans ALEPH et j'ai rejoint à ce moment-là le département de Physique de l'université Blaise Pascal. Le spectromètre LHCb est essentiellement prêt aujourd'hui à enregistrer les premières collisions du LHC. L'équipe du LPC a une double responsabilité : d'une part la carte d'électronique qui réunit les informations du système de déclenchement hardware de premier niveau et décide si l'on garde l'événement, et d'autre part, la charge de l'entièreté de la chaîne de lecture des canaux du détecteur de pied de gerbes (photodétecteur et électronique de lecture) mais aussi du détecteur jumeau, le Scintillator Pad

Detector (SPD). Ma première contribution concerne les études de photodétecteur, pour lesquelles nous avons conçu et mis en oeuvre des bancs de mesures dédiés en collaboration toujours agréable et efficace avec Michel Crouau, ingénieur de recherche en électronique et Roméo Bonnefoy, AI en électronique. Quatre bancs de tests principaux ont été dessinés et construits, avec l'appui du service de mécanique et singulièrement avec celui de Philippe Jacquet et Guy Reinmuth, respectivement technicien et IR. Le SPD est équipé des mêmes photodétecteurs et nous avons étroitement collaboré sur le sujet avec nos collègues catalans de l'Université de Barcelone en charge de l'électronique de Very-Front-End du SPD. Tous les éléments de la chaîne de lecture sont interdépendants. La mesure de la réponse des tubes aux illuminations attendues dans les conditions de l'expérience a par exemple réclamé un nouveau dessin de l'asic VFE qui intègre la charge délivrée par les photomultiplicateurs. Nous avons donc naturellement collaboré avec Gérard Bohner et Jacques Lecoq, concepteurs de cet asic, et Rémi Cornat (tous les trois IR, micro-électroniciens) qui a dessiné l'électronique de Front-End qui traite et digitise les signaux analogiques du VFE. La carte FE est complexe et a requis des campagnes de tests à la fois fines et lourdes, des mesures en faisceaux tests aux bancs de tests de production. Sur ce sujet que j'ai rejoint début 2006 (et sur d'autres), j'ai travaillé avec bonheur avec Valentin Niess (CR) et Eric Conte (Doctorant, puis ATER). Nous sommes aujourd'hui dans la phase de mise en oeuvre et d'opération du détecteur in situ. En l'absence de collisions, les détecteurs ont été commissionés, dans l'architecture générale de LHCb, au moyen de muons cosmiques horizontaux sélectionnés en réclamant des informations coïncidentes dans les calorimètres électromagnétiques et hadroniques. Tous les éléments de l'expérience doivent fonctionner ensemble, missions parfaitement accomplies jusqu'à présent par les groupes online et commissioning de l'expérience. Au sein de ces activités par essence collaboratives, je voudrais distinguer le travail fait avec Patrick Robbe (CR, LAL) sur le commissioning des triggers électrons et photons et au-delà. Conduire ces travaux sous la supervision éclairée de Jacques Lefrançois est intellectuellement confortable, pour dire le moins. A la fin, c'est le calorimètre dans son ensemble qui doit fonctionner et j'ai toujours eu avantage et plaisir à travailler en particulier avec A. Konoplyannikov (IHEP), S. Barsuk (LAL), MH. Schune (LAL), S. T'Jampens (LAPP) et Marie-Noëlle Minard (LAPP), en charge du projet calorimètre à la suite d'A. Schopper (CERN). La partie de ce mémoire consacrée à l'expérience LHCb décrit les phases successives de R&D de nos différents éléments instrumentaux ainsi que les principaux résultats de la période de commissioning du détecteur et ouvre enfin quelques perspectives d'analyse de physique.

Quelques mots sur la structure en physiciens de l'équipe : nous sommes une petite équipe qui assume des charges assez importantes, objectivement sous-critique au regard des critères d'évaluation standards, avec une composante forte d'enseignants-chercheurs. Pendant longtemps, les travaux de développements pour le détecteur ont été portés par un chercheur CNRS (DR) et deux maîtres de conférences. Qu'ils trouvent ici l'expression de ma solidarité sans faille pour l'ensemble du travail accompli. La complicité partagée avec O. Deschamps a été un moteur important de ces années. Les renforts de V. Niess (CR) puis R. Lefevre (MCF) furent autant de respirations salutaires.

Avec Olivier Deschamps (MCF, LPC) et Stéphane T'Jampens (CR, LAPP), nous avons rejoint en 2005 le groupe CKMfitter, fondé par Andreas Höcker (CERN) et François Le Diberder (LAL), composé de théoriciens et d'expérimentateurs, dont l'objectif est l'analyse globale des données de la physique des saveurs pertinentes pour tester la cohérence du mécanisme de Cabibbo, Kobayashi et Maskawa décrivant les transitions entre saveurs de quarks et la violation de CP. Une section de ce mémoire lui sera consacrée. Avec V. Niess, bientôt rejoints par S. Descotes-Genon (CNRS, LPT Orsay) nous avons en particulier exploré les contraintes que les données de saveurs imposent sur les paramètres d'un Modèle à deux doublets de Higgs.

Durant les phases de conception, de production et de commissioning des dispositifs expérimentaux dont nous avons la charge, des travaux de prospective de physique basés sur des données simulées

de LHCb ont été conduits, souvent dans le cadre de thèses d'Université. Ce document d'habilitation ne fera que les évoquer dans la conclusion de l'activité LHCb aussi consacrons-y quelques lignes de cet avant-propos. J'ai apporté mon aide au dessin de la sélection des événements $B_d^0 \rightarrow K^* \rho$ (Thèse de C. Rimbault, dirigée par Z.Ajaltouni, 2004). La thèse de D. Borrás, co-encadrée avec P. Henrard (2006), était consacrée à la mesure de la différence de temps de vie des deux états CP du méson B_s^0 au moyen d'événements reconstruits $B_s^0 \rightarrow D_s^+ D_s^-$. Nous avons développé une mesure de la composante courte du temps de vie qui peut produire avec les premières données un résultat significatif. J'ai suggéré à l'occasion de la thèse d'E. Conte (dirigée par Z. Ajaltouni, 2007) d'appliquer cette méthode aux événements $\Lambda_b \rightarrow J/\Psi \Lambda$. Là encore, il s'agit d'une analyse pouvant produire un résultat significatif dès la première année de prise de données. R. Lefèvre a dorénavant pris en main le sujet. Enfin, la thèse de K. Sobczak (en cours) s'intéresse au cœur de la Physique de l'expérience LHCb, la violation de CP. Nous regardons la possibilité de mesurer l'angle γ du triangle d'unitarité CKM au moyen des désintégrations sans charme $B_s^0 \rightarrow K \pi \pi^0$.

Enfin, je voudrais dire tout l'intérêt de la procédure de délégation au CNRS, dont j'ai bénéficié avec une certaine régularité depuis 2001. Il s'agissait principalement de décharges d'enseignement à hauteur d'un demi-service. C'est un élément de facilitation incomparable dans l'organisation de l'activité de recherche d'un enseignant-chercheur qui permet de conserver une implication significative dans les formations universitaires. La production et la matière de ce document lui doivent beaucoup.

A Lulu,

A Milou,

A tous ceux qui m'ont témoigné empathie et
affection quand la vie est devenue un peu plus dure.

« Allons travailler ! »
Emile Zola, L'œuvre.

Table des matières

Avant-propos et Contexte	i
I ALEPH	1
1 La Physique au pôle du Z avec les quarks lourds	5
1.1 Introduction	5
1.2 Les corrections radiatives	6
1.2.1 Corrections QED au processus processus $Z \rightarrow b\bar{b}$	6
1.2.2 Corrections QCD	6
1.2.3 Corrections électrofaibles	8
1.2.4 Prise en compte des corrections radiatives	9
1.3 Largeurs partielles et asymétries de charge	11
1.3.1 Asymétrie avant-arrière de production des quarks lourds	11
1.3.2 Largeurs partielles : R_b et R_c	12
1.3.3 Corrections radiatives et paramètres d'intérêt	13
2 Les mesures de R_b et R_c	15
2.1 Introduction	15
2.2 Les données et la méthode	15
2.3 Mesure de $\mathcal{P}^{b \rightarrow e}(p, p_\perp)$	16
2.4 Détermination de $\mathcal{P}^{c \rightarrow e}(p, p_\perp)$	17
2.4.1 Détermination de $\mathcal{P}_{udsc}^{\text{back}}(p, p_\perp)$	17
2.5 Les incertitudes systématiques	18
2.5.1 Effets systématiques sur $\mathcal{P}^{b \rightarrow \ell}(p, p_\perp)$	18
2.5.2 Effets systématiques sur $\mathcal{P}^{c \rightarrow e}(p, p_\perp)$	19
2.5.3 Effets systématiques sur la densité $\mathcal{P}_{udsc}^{\text{back}}(p, p_\perp)$	20
2.6 Résultats et interprétation	20
3 Le reprocessing des données de LEP1 et la calibration du dE/dx avec les damiers	25
3.0.1 La mesure avec les damiers	25
3.0.2 La courbe de Bethe et Bloch	26
3.0.3 Correction de la mesure du dE/dx	29
3.0.4 Calibration de la fonction de résolution	29
3.0.5 Les performances	32
4 La mesure des asymétries de production avant-arrière des quarks lourds	33
4.1 La stratégie de la mesure et la sélection des événements	33
4.1.1 Les mesures antérieures ou comment gagner en précision	34
4.2 La séparation des saveurs	35

4.3	La séparation des processus $b \rightarrow \ell$ et $b \rightarrow c \rightarrow \ell$	37
4.3.1	Clusterisation des jets	38
4.3.2	Les propriétés du jet du lepton	38
4.3.3	Les propriétés cinématiques du lepton	39
4.3.4	Combinaison des variables discriminantes	39
4.4	La méthode d'ajustement	39
4.5	La mesure du paramètre de mélange moyen intégré dans le temps	45
4.6	Les incertitudes systématiques	46
4.6.1	Les rapports d'embranchements semileptoniques	47
4.6.2	La modélisation des désintégrations semileptoniques	47
4.6.3	L'identification des leptons et la mauvaise identification des hadrons	49
4.6.4	L'asymétrie du bruit de fond	49
4.6.5	Physique des quarks b et c	49
4.6.6	Le mélange	50
4.6.7	La trajectographie	50
4.7	Les tests de cohérence	50
4.7.1	Les électrons et les muons séparément	50
4.7.2	Une mesure simultanée du paramètre de mélange	51
4.7.3	La mesure de $A_{\text{FB}}^{b\bar{b}}$ ($A_{\text{FB}}^{c\bar{c}}$) dans un lot enrichi en $b(c)$	52
4.7.4	Rapports d'embranchement semileptoniques et taux de faux leptons	52
4.8	Le résultat de l'ajustement et l'extraction de $\sin^2\theta_{\text{W}}^{\text{eff}}$	53
4.9	Combinaison de l'ensemble des mesures d'asymétries de charge des saveurs lourdes dans ALEPH	55
4.10	Un résumé et $\sin^2\theta_{\text{W}}^{\text{eff}}$ dans ALEPH	56
4.11	Interprétations	57
 II LHCb		63
 5 Le mélange des quarks et la violation de CP		65
5.1	Introduction	65
5.2	La matrice CKM et les contraintes d'unitarité	66
5.2.1	Paramétrisations de la matrice CKM	67
5.2.2	L'invariant de Jarlskog	68
5.2.3	Les triangles d'unitarité	68
5.3	Physique des saveurs, Modèle Standard et Nouvelle Physique : CKMfitter	69
5.3.1	Métrologie des paramètres CKM dans le cadre du Modèle Standard : l'ajustement global CKM	70
5.3.2	Contraintes sur la nouvelle physique	76
 6 LHC and the LHCb spectrometer		89
6.1	LHC, la machine	89
6.1.1	La luminosité	90
6.1.2	Des protons en paquets	91
6.1.3	Production de paires de quarks beaux.	92
6.2	The LHCb spectrometer	93
6.2.1	Overview	93
6.2.2	The vertexing and tracking system	95
6.2.3	The particle identification system	98
6.2.4	The calorimetric system	101
6.2.5	The muon system	103

6.2.6	The trigger	106
6.2.7	Online architecture and The Experiment Control System	110
7	The Preshower Detector : an overview	111
7.1	The scintillating cell	112
7.2	The modules and the supermodules	113
7.3	The shape of the signals, some performance results, test beams	114
8	The Photodetector	117
8.1	The Photomultiplier technology	117
8.2	Characterisation of the generic tube properties	118
8.2.1	Purposes of the test bench	118
8.2.2	Experimental setup of the generic test bench	120
8.2.3	Gain measurements	124
8.2.4	Linearity of the photomultiplier	124
8.2.5	Anode uniformity measurements	126
8.2.6	Electronic cross-talk measurements	127
8.2.7	Summary	128
8.3	Ageing and Mean PMT current	128
8.4	The ageing test bench	131
8.4.1	Experimental setup	131
8.4.2	The results at $3 \mu\text{A}$	134
8.4.3	The results at 300 nA	134
8.4.4	Trying to understand better : short term drift studies	135
8.4.5	An ageing conclusion	136
8.5	Behaviour in magnetic field	136
8.5.1	Position of the problem	138
8.5.2	Tubes response in magnetic field	140
8.6	Ma-PMT mass production tests	143
8.6.1	The light system	145
8.6.2	Data acquisition and test bench controls	147
8.6.3	Protocol	147
8.6.4	A selection of results	149
8.7	The tubes : a conclusion	154
9	The electronics	157
9.1	The Very Front-End Electronics : a mixed analog/digital shaper of the LHCb preshower	157
9.2	The Front-End Electronics	158
9.2.1	General overview	160
9.3	Clock Distribution	162
9.3.1	Clock signals	162
9.3.2	Clock domains	162
9.3.3	Fe_PGA	164
9.3.4	Gain correction	165
9.3.5	Event overlap correction	165
9.3.6	Trigger bit calculation and SPD data collection.	166
9.3.7	Data transcoding	166
9.3.8	Data transmission to the Seq_PGA - L0Seq block	166
9.3.9	Channel mapping	167
9.3.10	Injection and acquisition RAMs	168

9.3.11	Protections against SEU and SEL events	168
9.4	The Trigger Path	168
9.4.1	Inputs and Outputs of the TRIG-PGA	169
9.4.2	Description of the algorithms	170
9.5	Global monitoring of the board, power consumption, radiation hardness	176
9.5.1	Global monitoring	176
9.5.2	Power consumption	176
9.5.3	Radiation tolerance	176
10	Commissioning the Preshower	177
10.1	Control System	177
10.2	Feeding registers in the electronics	179
10.3	Time Alignment	179
10.4	Precalibration of the individual channels	184
10.5	Trigger Path	188
11	A conclusion for the LHCb activity	189
11.1	Some Flavour Physics interests	189
11.2	CP violation physics : the angle γ measurement	192
11.3	A program summary as a conclusion	194
A	MaPMT Specifications and procurement	195
A.1	Geometrical requirements	195
A.1.1	Anode dimensions	195
A.1.2	Guide marks	195
A.2	Working requirements	195
A.2.1	Anode uniformity	196
A.2.2	Gain range	196
A.2.3	Nominal supply voltage	196
A.2.4	Linearity	196
A.2.5	Dark current	196
A.2.6	Quantum efficiency	196
A.2.7	Anode to anode time response	196
A.2.8	Gain variation due to the average anodic current	196
A.2.9	Gain stability with time	197
A.2.10	Ageing	197
A.2.11	Cross-talk between channels	197
A.2.12	Temperature stability	197
A.2.13	Sensitivity to magnetic fields	197
A.2.14	Radiation resistance	197
B	Very Front-End Electronics	199
B.1	Elements of design	199
B.2	Building blocks in details	199
B.2.1	The current convoyeur	199
B.2.2	The switched integrator	201
B.2.3	The Track&Hold	204
B.2.4	The Differential analog multiplexer	204
B.2.5	The output buffer	204
B.3	Layout, VFE board and some simulation results	205
B.4	VFE performance and some results from the mass production test bench	205

Bibliography 209

Première partie

ALEPH

Je souhaite présenter en quelques lignes les thèmes que nous aborderons dans cette première partie de mémoire et surtout préciser, en guise d'avertissement, les points que nous ne développerons pas ou supposerons connus par ailleurs.

En premier lieu, le cadre expérimental de ce travail est la machine LEP et le détecteur ALEPH. Par souci de compacité du document, je n'en ferai aucune présentation directe et suggère au lecteur intéressé de se reporter aux articles et rapports [1], [2] et [3].

L'objet des recherches discutées dans cette première partie est le test de précision de la théorie électrofaible au moyen des observables physiques liées au couplage du boson Z aux quarks lourds b et c . Ces observables sont de deux types : les largeurs partielles relatives de production des saveurs lourdes de quarks et leurs asymétries avant-arrière. On parlera souvent pour ces dernières observables d'asymétries de charge.

Nous discuterons rapidement dans le premier Chapitre la Physique au pôle du Z et le couplage ZQQ (où Q désigne les saveurs lourdes b ou c) dans le cadre du Modèle Standard. Nous mettrons en évidence, en particulier, les contraintes expérimentales sur les paramètres du Modèle Standard qu'il est possible de dériver des mesures de ces observables. Nous ne discuterons pas en revanche de l'ensemble des processus qui conduisent, à partir de la paire de quarks produite dans la désintégration, à l'événement contenant plusieurs jets de particules qu'enregistrent le détecteur. Je renvoie le lecteur intéressé par les modélisations de la cascade de partons, de la fragmentation du quark en hadron et de l'hadronisation proprement dite à la référence [3].

Les outils expérimentaux communs des mesures discutées dans cette partie sont les leptons, électrons et muons, issus des désintégrations semileptoniques des hadrons beaux et charmés. Ils servent une double identification : leur présence dans les désintégrations hadroniques permettent d'obtenir des échantillons d'événements enrichis en saveurs lourdes et leurs caractéristiques cinématiques, en particulier, de séparer les saveurs de quarks b et c . D'autre part, la charge électrique du lepton issu d'une désintégration semileptonique du hadron lourd porte une information sur la charge du quark sous-jacent et permet une discrimination du fermion par rapport à l'antifermion utilisée par exemple dans les mesures d'asymétries de charge. Je renvoie à nouveau le lecteur vers la référence [3] pour une description de la phénoménologie des désintégrations semileptoniques des quarks lourds et l'exploration complète des procédures expérimentales d'identification des leptons.

Le deuxième Chapitre de cette partie traite de la mesure de R_c , publiée en 1998. C'est aussi la période où une réanalyse en profondeur des données d'ALEPH au pôle du Z collectées entre 1991 et 1995 a été mise en oeuvre. Il s'agissait principalement de leur appliquer les outils plus raffinés de reconstruction de traces et d'identification de particules utilisés dans la deuxième phase du LEP. Je rends compte dans le Chapitre 3 d'un développement spécifique qui porte sur la calibration de l'identification des particules par dE/dx au moyen des damiers de la TPC.

Le quatrième Chapitre décrit les mesures des asymétries de quarks lourds au moyen des leptons qui fut publiée en 2002 et constitua le mot final d'ALEPH sur le sujet. Cette mesure a bénéficié des progrès dans la reconstruction et l'identification des particules dans les données reprocessées et de nouvelles techniques d'analyse ont été développées pour séparer le plus efficacement possible les saveurs de quarks et réduire les facteurs de dilution de l'information de charge portée par le lepton. L'interprétation des mesures en termes des paramètres libres du Modèle Standard est donnée en conclusion de cette partie.

Les développements pour ces mesures du dE/dx d'une part et de la séparation des processus semileptoniques d'autre part, ont été utilisés dans d'autres analyses d'ALEPH pour lesquelles ma contribution a été moins directe et que je ne discuterai pas dans ce document : il s'agit en particulier de l'étude des oscillations des mésons beaux et étranges [4], de la mesure de leur différence de largeurs de désintégration [5], de la mesure des rapports de branchements semileptoniques des hadrons beaux [6] ou encore de la mesure de la violation de CP inclusive dans le mélange $B^0-\bar{B}^0$ [7].

Chapitre 1

La Physique au pôle du Z avec les quarks lourds

1.1 Introduction

Les couplages du boson intermédiaire Z^0 aux fermions du Modèle Standard Electrofaible (MSE) [8, 9, 10] ne dépendent que des couplages vecteur et axial-vecteur, notés respectivement v_f and a_f . Ils s'expriment à partir de l'isospin faible des fermions gauches, I_f^{3l} , de la charge électrique du fermion, e_f , et de l'angle de mélange des secteurs faible et électromagnétique du MSE, $\sin^2 \theta_W$:

$$\begin{aligned} v_f &= 2I_f^{3l} - 4e_f \sin^2 \theta_W , \\ a_f &= 2I_f^{3l} . \end{aligned} \tag{1.1}$$

Il y a deux grandes classes de tests de précision de la théorie électrofaible :

- le test de la structure de jauge de la théorie $SU(2)_L \otimes U(1)_Y$, essentiellement au travers de l'universalité des couplages ; c'est le cas en particulier des observables $R_l = \Gamma_{had}/\Gamma_l$ ou σ_{had}^0 , le rapport des largeurs partielles hadronique et leptonique et la section efficace totale de production des hadrons, respectivement.
- prouver la présence des corrections radiatives, qui interviennent à la fois au propagateur du boson Z et au vertex de désintégration $Zf\bar{f}$. Dans le premier cas, les mesures de précision peuvent s'interpréter au travers de l'unique quantité $\sin^2 \theta_W$, une fois que l'universalité des couplages est admise.

La contribution des quarks lourds aux tests de précision de la théorie électrofaible (et singulièrement celle du quark b) ressortit à cette dernière catégorie. La mesure de l'asymétrie $A_{FB}^{b\bar{b}}$ en particulier est cruciale dans ce cadre. En effet, les quarks de type down présentent, en raison de leur charge électrique, la plus grande sensibilité à $\sin^2 \theta_W$ et la sélection des événements qui contiennent un quark b est facilitée par des signatures expérimentales plus claires que pour les quatre autres saveurs produites au LEP. Les couplages vecteur et axial-vecteur pour un fermion f peuvent être déterminés à partir des mesures de la largeur de désintégration $\Gamma(Z \rightarrow f\bar{f})$ et de l'asymétrie de production avant-arrière de la paire fermion-antifermion $A_{FB}^{f\bar{f}}$.

Par ailleurs, l'appartenance du quark b au même doublet d'isospin faible que le quark top lui confère un statut particulièrement intéressant : les corrections radiatives au vertex $Zf\bar{f}$ ne sont sensibles qu'aux contributions du quark top dans le cadre du MSE et ne sont en conséquence importante que pour le vertex $Zb\bar{b}$. La mesure de la quantité $R_b = \Gamma(Z \rightarrow b\bar{b})/\Gamma(Z \rightarrow had)$ (la largeur partielle hadronique de désintégration du boson Z en une paire $b\bar{b}$) permet d'isoler avec une faible erreur théorique la valeur de la correction radiative au vertex de désintégration.

La faiblesse de l'incertitude théorique due aux corrections QCD s'explique par leur suppression dans le rapport de largeurs partielles. Une mesure d'une précision typiquement inférieure au pour cent est nécessaire pour ce propos.

1.2 Les corrections radiatives

Que voulons-nous calculer ? Par exemple le diagramme à l'arbre (sans boucle) représenté sur la figure 1.1 décrivant la production d'une paire fermion-antifermion dans l'annihilation e^+e^- par échange d'un boson Z.

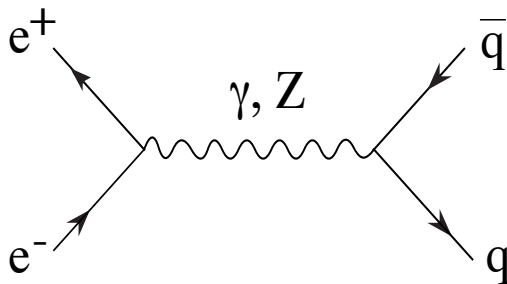


FIG. 1.1 – Diagramme de Feynman de production d'une paire quark-antiquark par échange d'un Z à l'ordre de Born.

L'approximation de Born est insuffisante pour rendre compte des observables telles que la largeur de désintégration $\Gamma(Z \rightarrow q\bar{q})$ ou les asymétries de charge. Il est nécessaire d'introduire les termes d'ordres supérieurs, qui font intervenir des boucles de particules virtuelles. Ces corrections sont de trois types : QED et électrofaibles bien sûr, mais aussi QCD, les quarks portant couleur. Nous en ferons une description générale sommaire, en insistant sur les points importants qui concernent les mesures de quarks lourds, en particulier les asymétries de charge.

1.2.1 Corrections QED au processus $Z \rightarrow b\bar{b}$

La figure 1.2 reproduit les diagrammes représentant les corrections QED au premier ordre. Rayonnement de photons réels et échange de photons virtuels en sont principalement responsables. Cette correction est faible et dépend de la charge électrique du quark dans l'état final. Les processus radiatifs ou d'échange sont bien connus et calculables avec une excellente précision.

Seuls les effets électromagnétiques dans l'état final importent pour les largeurs partielles. Comme ces corrections affectent numérateur et dénominateur dans les rapports de largeurs partielles, qui sont les observables physiques qui nous intéressent, elles sont supprimées par un facteur 15 et sont typiquement au niveau du pour mille.

Les radiations dans l'état initial, entre autres, jouent en revanche sur les asymétries de charge et la correction QED est typiquement au niveau de quelques pourcents [11]. L'incertitude qui lui est associée est tout à fait négligeable au regard de la précision expérimentale.

1.2.2 Corrections QCD

La figure 1.3 montre les diagrammes correspondant aux corrections d'interaction forte dans l'état final [12].

Les corrections fortes, contrairement aux corrections électromagnétiques, souffrent de grandes incertitudes. C'est une contrainte importante qui guide parfois le choix de l'observable physique que l'on mesure. Par exemple, la largeur partielle $\Gamma(Z \rightarrow q\bar{q})$ subit des corrections QCD voisines

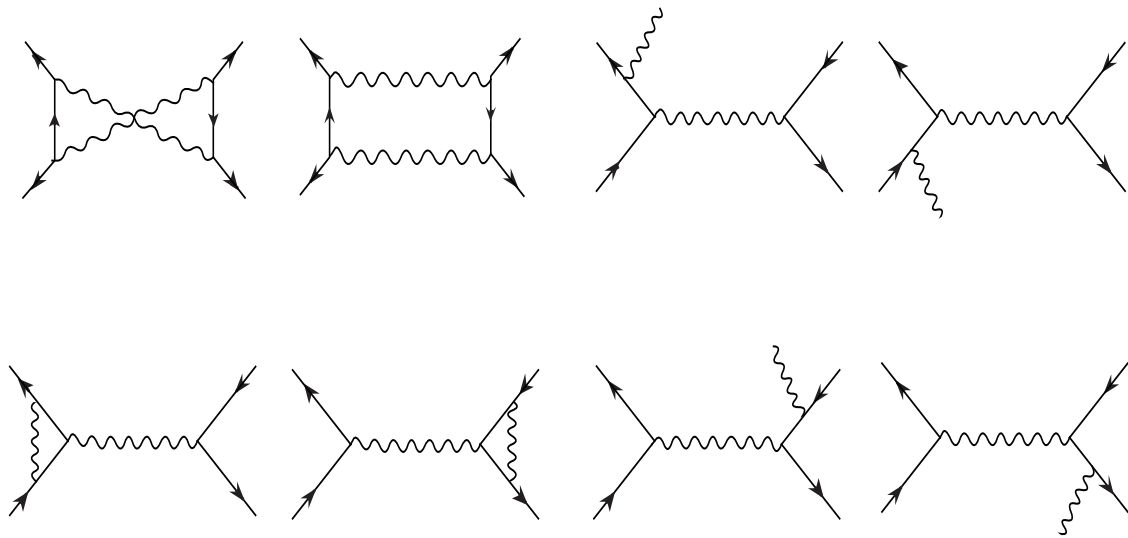


FIG. 1.2 – Corrections électromagnétiques au processus $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow q\bar{q}$.

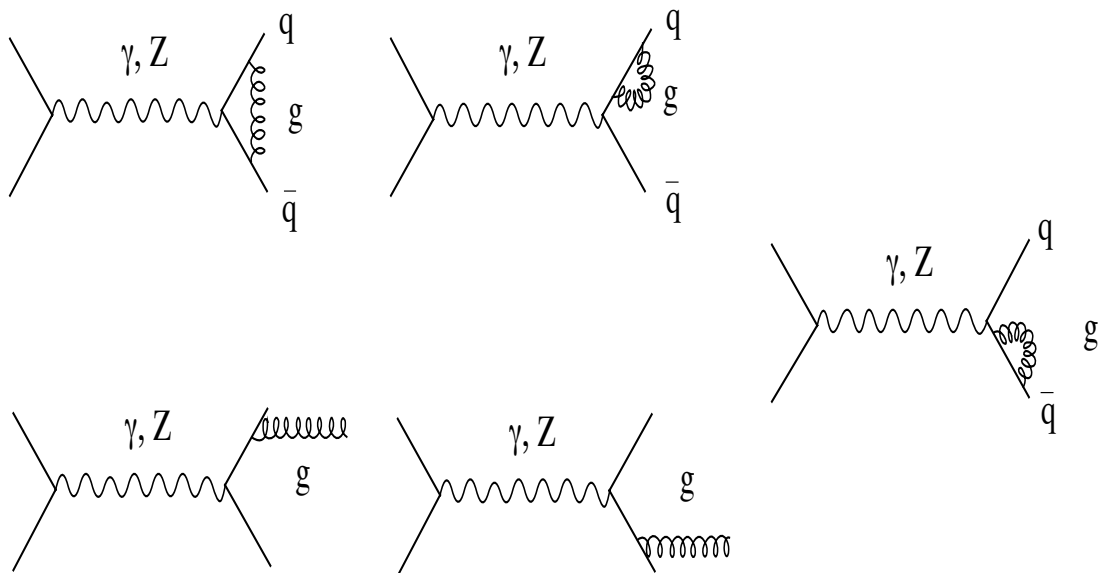


FIG. 1.3 – Corrections d'interaction forte au processus $e^+e^- \rightarrow Z \rightarrow q\bar{q}$.

de 4%, souffrant d'une incertitude relative de 20%. On voit tout l'intérêt de mesurer les rapports de largeurs partielles $R_b(R_c)$ plutôt que $\Gamma(Z \rightarrow b\bar{b})/\Gamma(Z \rightarrow c\bar{c})$ puisque ces corrections et les incertitudes qui leur sont attachées sont supprimées d'un facteur 20 dans le premier cas.

Les rayonnements de gluons dans l'état final sont la principale source de corrections d'origine QCD pour les mesures d'asymétries de charge de quarks lourds : les asymétries mesurées ne correspondent pas aux asymétries d'origine purement électrofaible des quarks sous-jacents. Les calculs et le traitement de ces corrections sont entièrement décrits dans [11] et les références internes. Nous en parlerons plus avant dans la section du chapitre des asymétries de quarks lourds consacrée à l'interprétation des mesures.

1.2.3 Corrections électrofaibles

Ce sont bien sûr ces corrections qui nous intéressent au premier chef. Deux sources de corrections, frappant très différemment les observables de quarks lourds peuvent être distinguées : les corrections au propagateur et les corrections au vertex. Les premières sont fondamentales pour les asymétries, les secondes pour la largeur partielle du processus $Z \rightarrow b\bar{b}$.

Les calculs à l'arbre se font à partir de trois observables expérimentales : $\alpha(M_Z)$, G_F et M_Z par exemple, qui sont choisies parce qu'elles sont mesurées très précisément. La particularité et l'intérêt des corrections radiatives électrofaibles proviennent du fait qu'elles font intervenir des particules qui ne peuvent être produites directement en raison de leur masse. Elles dépendent donc, dans le Modèle Standard, de nouvelles grandeurs : m_{top} et m_{Higgs} , cette dernière quantité étant l'élément encore manquant du Modèle. Des contributions plus exotiques sont également envisageables et ces corrections sont donc également une fenêtre pertinente au-delà du Modèle Standard.

1.2.3.1 Corrections au propagateur

La figure 1.4 représentent les diagrammes à boucles responsables des corrections au propagateur.

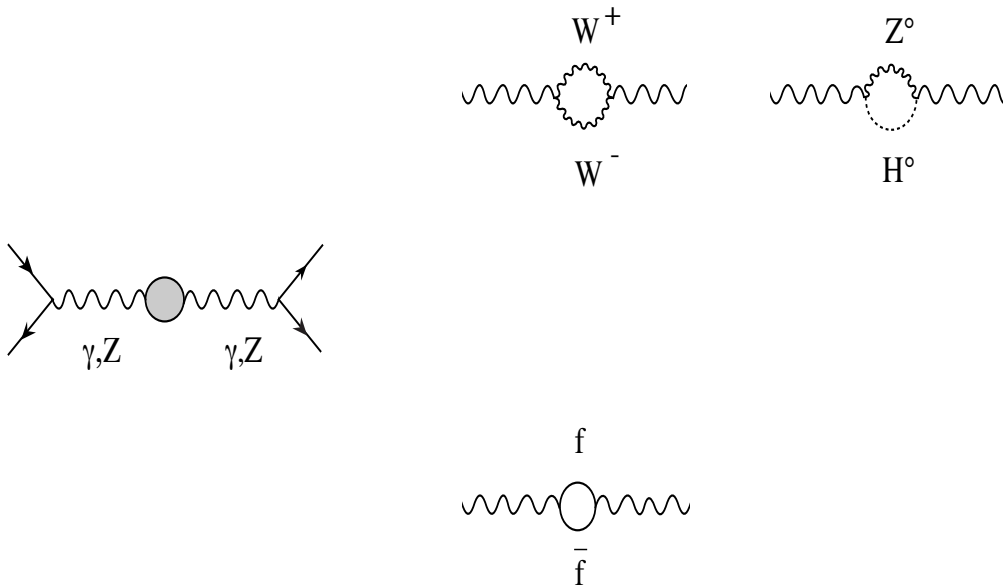


FIG. 1.4 – Corrections au propagateur du Z ou du photon ; corrections universelles.

Elles dépendent de toutes les particules de la théorie et sont décrites par le paramètre ρ dont la définition à l'ordre le plus bas est la suivante :

$$\rho_0 = (\cos^2\theta_W)^{-1} \frac{M_W^2}{M_Z^2} = 1 . \quad (1.2)$$

$$(1.3)$$

Cette valeur est modifiée pour prendre en compte les corrections au propagateur suivant la forme :

$$\rho = \frac{\rho_0}{1 - \Delta\rho} . \quad (1.4)$$

$$(1.5)$$

$\Delta\rho$ dépend au premier ordre de m_{top}^2 et $\ln(m_{\text{Higgs}})$.

Le calcul actuel de $\Delta\rho$ est opéré jusqu'au deuxième ordre, qui est déjà très petit devant le premier ordre pour la masse de top mesurée au Tevatron. Comme le boson Z^0 se couple aux boucles de fermions proportionnellement à la masse carrée du fermion mis en jeu, il est clair que la contribution complètement dominante est celle du quark top.

Posons $x_t = \frac{G_F m_{\text{top}}^2}{8\sqrt{2}\pi^2}$. En se limitant à la contribution dominante en m_{top}^2 :

$$\Delta\rho = 3x_t + 3x_t^2(19 - 2\pi^2) .$$

Les corrections au propagateur ne dépendent évidemment pas de l'état final et sont donc supprimées dans R_b . En revanche, elles revêtent une importance capitale pour le calcul des asymétries de production avant-arrière des paires de quarks beaux et charmés.

1.2.3.2 Corrections au vertex

Les diagrammes responsables des corrections au vertex sont reportés figure 1.5.

Le diagramme dominant est la production d'une paire de quarks top virtuels, qui se désintègrent par interaction faible. Cette transition est proportionnelle à l'élément de matrice $|V_{tq}|^2$. Or, les éléments de matrice CKM impliquant le quark top présentent la hiérarchie suivante :

$$\begin{aligned} |V_{tb}| &\approx 1, \\ |V_{ts}| &\approx 0.04, \\ |V_{td}| &\approx 0.01 . \end{aligned}$$

Les corrections au vertex ne sont par conséquent significatives que pour le vertex $Zb\bar{b}$; le paramètre $\Delta\tau$ qui rend compte des corrections au vertex, s'écrit de la manière suivante :

$$\Delta\tau = -2x_t - \frac{G_F M_Z^2}{6\sqrt{2}\pi^2} (1 + \cos\theta_W) \ln\left(\frac{m_{\text{top}}}{M_W}\right) - 2x_t^2 \left(9 - \frac{\pi^2}{3}\right) .$$

Les corrections au vertex, principalement dépendant de la masse du top, sont calculées à un niveau de précision supérieur aux prétentions expérimentales. Une correction résiduelle et anecdotique doit être appliquée aux asymétries de charge.

1.2.4 Prise en compte des corrections radiatives

L'approche généralement adoptée pour introduire les corrections radiatives électrofaibles et interpréter les résultats expérimentaux est donnée dans la référence [11]. Elle consiste en une redéfinition des constantes de couplage dans l'expression des observables physiques. Notons qu'il

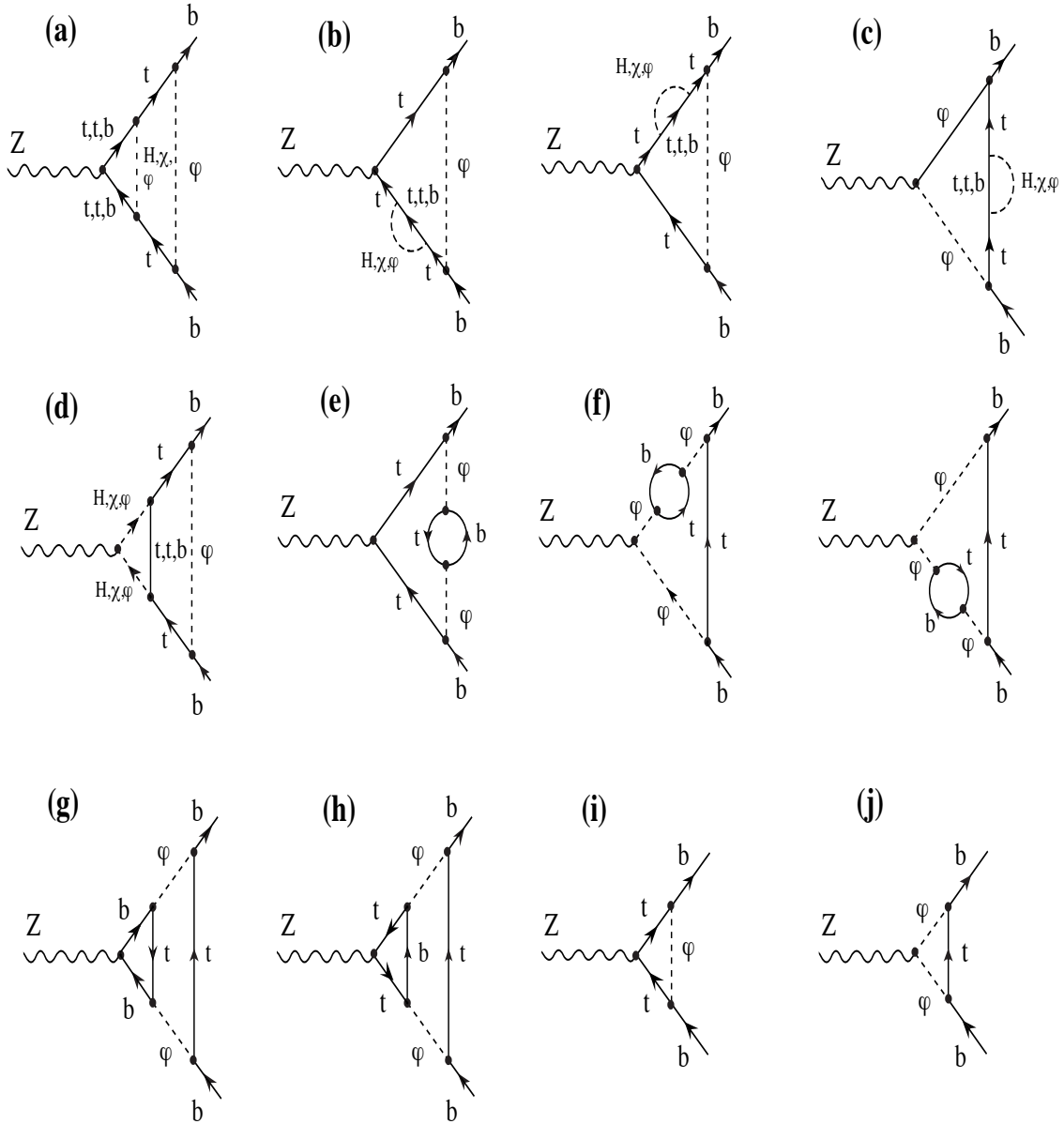


FIG. 1.5 – Corrections au vertex $Z \rightarrow q\bar{q}$. ϕ est un boson chargé (W^\pm dans le MSE). χ est un boson neutre (Z^0 dans le MSE).

n'y a rien de fondamental dans cette approche et qu'il ne s'agit pas de renormalisation : cette redéfinition est strictement à but opératoire. Ainsi, les constantes de couplage deviennent des constantes de couplage effectives selon :

- $\alpha \rightarrow \alpha(M_Z)$,
- $\sin^2 \theta_W \rightarrow \sin^2 \theta_W^{\text{eff}} = \sin^2 \theta_W (1 + \Delta\rho \cdot \cotan^2 \theta_W)$,
- $\rho_0 \rightarrow \rho_q = \rho(1 + \Delta\tau)^2$
- $v_q \rightarrow \bar{v}_q = \sqrt{\rho_q} \left[(2I_3 - \frac{4e_q \sin^2 \theta_W^{\text{eff}}}{(1 + \Delta\tau)}) \right]$,
- $a_q \rightarrow \bar{a}_q = \sqrt{\rho_q} 2I_3$.

1.3 Largeurs partielles et asymétries de charge

Le propos de cette Section est d'établir dans le cadre du Modèle Standard les expressions des deux observables physiques dont les mesures seront présentées dans la suite de cette partie : rapport de largeurs partielles et asymétrie de charge des quarks lourds b et c. Dans chacun des cas, nous insisterons sur les dépendances aux paramètres du Modèle Standard.

1.3.1 Asymétrie avant-arrière de production des quarks lourds

Deux diagrammes (figure 1.6) décrivent la réaction $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$ à l'ordre le plus bas.

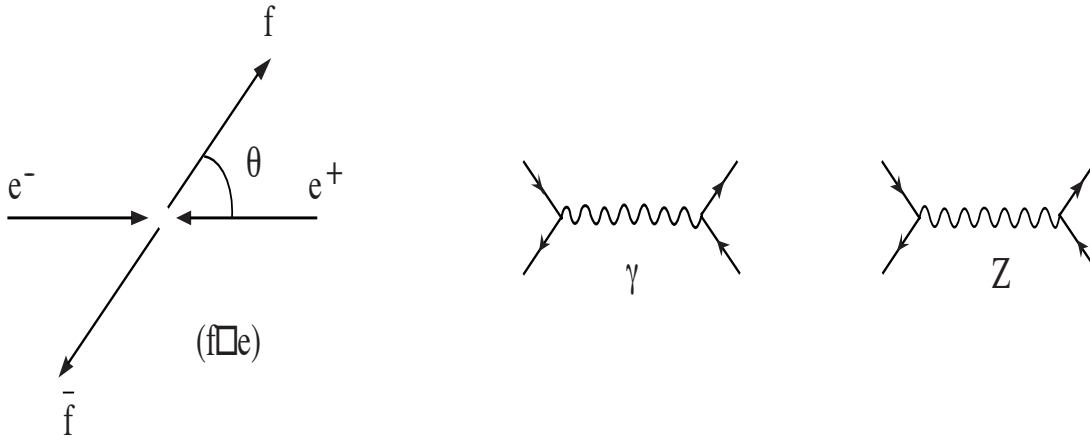


FIG. 1.6 – Définition de l'angle de production des fermions (à gauche). Diagrammes à l'ordre de l'arbre décrivant le processus $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$.

La section efficace différentielle en θ , angle de production du fermion par rapport à la ligne de vol du faisceau, de la réaction $e^+e^- \rightarrow f\bar{f}$, pour des faisceaux non polarisés, s'écrit :

$$\frac{d\sigma}{d\cos\theta} = \frac{3\pi\alpha^2}{2s} [A_0(1 + \cos^2\theta) + A_1 \cos\theta],$$

où,

- $A_0 = e_f^2 - 8e_f R_e(H)v_e v_f + 16(a_e^2 + v_e^2)(a_f^2 + v_f^2)|H|^2$
- $A_1 = a_e a_f v_e v_f |H|^2 - e_f R_e(H)a_e a_f$,
- H décrit la forme de la résonance du Z selon une fonction de Breit-Wigner.

De façon générale, l'asymétrie de charge est définie par l'expression suivante :

$$A_{\text{FB}}^{f\bar{f}} = \frac{I^+ - I^-}{I^+ + I^-},$$

où l'on a introduit :

$$I^+ = \int_0^1 \frac{d\sigma}{d\cos\theta} d\cos\theta \text{ et } I^- = \int_{-1}^0 \frac{d\sigma}{d\cos\theta} d\cos\theta.$$

Lorsque l'on se trouve au pôle du Z, les termes en $s - M_Z^2$ deviennent négligeables et la formule précédente se simplifie pour conduire à la relation :

$$A_{\text{FB}}^{f\bar{f}} = \frac{3}{4} A_e A_f \text{ avec } A_f = \frac{a_f v_f}{a_f^2 + v_f^2}$$

Cette écriture met en jeu l'interférence des couplages axial-vecteur et vectoriel et fait apparaître implicitement une dépendance en $\sin^2\theta_W$. Comme je l'ai indiqué dans la Section précédente, il est aisé de modifier ce calcul à l'arbre pour prendre en compte les corrections radiatives électrofaibles au moyen de la redéfinition des couplages et paramètres du modèle. Nous conservons donc formellement l'expression de l'asymétrie au niveau de l'arbre en opérant simplement la transformation de $\sin^2\theta_W$ en $\sin^2\theta_W^{\text{eff}}$.

Ce que nous avons écrit, jusqu'à présent, à propos des asymétries avant-arrière vaut pour tous les fermions. En revanche, la dépendance à $\sin^2\theta_W^{\text{eff}}$ des asymétries n'est pas universelle puisque le Z se couple différemment aux leptons et aux quarks, et plus encore, différemment aux quarks de type up ou down. La table 1.3.1 résume les sensibilités respectives des asymétries de leptons et de quarks lourds à $\sin^2\theta_W^{\text{eff}}$, données par le calcul de $\frac{\partial A_{\text{FB}}^{f\bar{f}}}{\partial \sin^2\theta_W^{\text{eff}}}$.

	ℓ	c	b
A_f	0.20	0.70	0.95
$\frac{\partial A_f}{\partial \sin^2\theta_W^{\text{eff}}}$	-8	-1.5	-0.5
$\frac{\partial A_{\text{FB}}^{f\bar{f}}}{\partial \sin^2\theta_W^{\text{eff}}}$	-2	-4	-6

TAB. 1.1 – Sensibilité à $\sin^2\theta_W^{\text{eff}}$ des différentes asymétries avant-arrière de production des fermions $A_{\text{FB}}^{f\bar{f}}$.

Les asymétries des quarks, singulièrement de type down, sont par conséquent des observables privilégiées pour contraindre $\sin^2\theta_W^{\text{eff}}$. Il faut évidemment arbitrer ce résultat au regard des moyens de détection. La clarté de la signature expérimentale du quark b désigne la mesure de $A_{\text{FB}}^{f\bar{f}}$ comme l'un des tests de précision de la théorie électrofaible les plus puissants.

1.3.2 Largeurs partielles : R_b et R_c

La largeur de désintégration du processus $Z \rightarrow q\bar{q}$ dépend des composantes vecteur et axial-vecteur des couplages du Z aux quarks :

$$\Gamma_0^v = \frac{G_F M_Z^3}{8\sqrt{2}\pi} \cdot v_q^2, \Gamma_0^a = \frac{G_F M_Z^3}{8\sqrt{2}\pi} \cdot a_q^2. \quad (1.6)$$

Dans l'approximation de Born, elle s'écrit :

$$\Gamma(Z \rightarrow q\bar{q}) = \beta \frac{3 - \beta^2}{2} \Gamma_0^v + \beta^3 \Gamma_0^a$$

avec $\beta = \sqrt{1 - \mu^2}$ et $\mu = 2\frac{m_q}{M_Z}$ qui rend compte de la dépendance à la masse du quark m_q . Remarquons que β n'est significativement différent de 1 que pour le quark b.

La prise en compte des contributions d'ordres supérieurs d'origine électrofaible, à l'instar des asymétries, se fait par redéfinition des couplages selon le formalisme décrit dans la Section précédente. Il convient d'inclure également les corrections de QED et QCD. La largeur partielle $\Gamma(Z \rightarrow q\bar{q})$ prend la forme suivante :

$$\Gamma(Z \rightarrow q\bar{q}) = (1 + \delta_{QED}) \frac{G_F M_Z}{8\sqrt{2}\pi} \left[\beta \frac{3 - \beta^2}{2} \bar{v}_q^2 (1 + \delta_{QCD}^v) + \beta^3 \bar{a}_q^2 ((1 + \delta_{QCD}^a)) \right].$$

1.3.3 Corrections radiatives et paramètres d'intérêt

La largeur partielle $\Gamma(Z \rightarrow b\bar{b})$ a un statut particulier : elle est seule sensible aux corrections électrofaibles de vertex. Corrections au propagateur et au vertex ont des amplitudes qui dépendent quadratiquement de la masse du top mais elles prennent des valeurs voisines de signes opposés : la dépendance de $\Gamma(Z \rightarrow b\bar{b})$ à la masse du top est donc logarithmique. Comme nous l'avons évoqué plus haut, les largeurs partielles $\Gamma(Z \rightarrow q\bar{q})$ souffrent d'incertitudes théoriques de QCD importantes. Elles se trouvent en première approximation supprimées lorsque l'on considère comme observables physiques des rapports de largeurs partielles. C'est vrai également des corrections QED et des corrections au propagateur du Z. Les observables pertinentes pour les quarks lourds sont par conséquent R_b et R_c .

Dans le cadre du MSE, la valeur prédite de la quantité R_b est 21.579% [11] et dépend principalement de $m_{top} = 173.1 \pm 1.3 \frac{\text{GeV}}{c^2}$ [13]. Cette masse est mesurée avec une précision suffisante pour considérer qu'aucune incertitude théorique dans le cadre du modèle n'affecte R_b lorsqu'on la compare à sa mesure. Un désaccord dans cette comparaison met en évidence une contribution au vertex $Z \rightarrow b\bar{b}$ au-delà du MSE.

La quantité R_c est aussi très précisément calculée et ne dépend essentiellement pas de m_{top} non plus que de la masse du Higgs. Un désaccord entre prédiction et mesure signe une contribution spécifique hors MSE au couplage du Z aux quarks charmés. L'analyse conjointe de R_b et R_c constitue un test de cohérence puissant du Modèle Standard Electrofaible.

Les asymétries de charge des quarks lourds sont sensibles aux corrections électrofaibles au propagateur du Z et sont interprétées au travers de l'observable $\sin^2\theta_W^{\text{eff}}$. Parmi les observables de LEP au pôle du Z, les asymétries avant-arrière de quarks lourds présentent la plus grande sensibilité à $\sin^2\theta_W^{\text{eff}}$ et permettent par conséquent de dériver la contrainte la plus significative sur la masse du boson de Higgs, le dernier élément expérimentalement manquant du Modèle Standard Electrofaible.

Chapitre 2

Les mesures de R_b et R_c

Commençons ce compte-rendu de mon activité dans l'expérience ALEPH par une description rapide du premier des travaux que j'y ai effectué au début de mon emploi de maître de conférences : la mesure de la largeur partielle de désintégration du boson Z en paire de quarks charmés R_c . Il s'est agi de réinvestir la partie des travaux réalisés au cours de ma thèse d'Université consacrée à la mesure de la fraction de désintégrations hadroniques du boson Z en paires de quarks beaux, dans le contexte de ce que l'on appelait à l'époque la crise des mesures de R_b et R_c .

2.1 Introduction

La mesure du rapport des largeurs partielles $R_c = \Gamma(Z \rightarrow c\bar{c})/\Gamma(Z \rightarrow \text{hadrons})$ est un test important du Modèle Standard pour deux raisons principales. D'abord, la quantité R_c est indépendante de la masse du quark top (mais aussi des paramètres des extensions supersymétriques au Modèle Standard) par construction du rapport des largeurs partielles : les corrections radiatives au propagateur du boson Z sont supprimées en première approximation. Une déviation à la prédiction du Modèle Standard constituerait une indication forte d'une contribution exotique de nouvelle physique [14]. L'autre intérêt déjà évoqué plus haut est plus circonstanciel. Les mesures réalisées jusqu'à lors indiquaient simultanément une faible valeur de R_c et une grande valeur de R_b par rapport aux prédictions du Modèle Standard. Un effort très important des collaborations LEP a été engagé sur le dernier point et a conduit à réestimer les erreurs systématiques de la mesure de R_b tout en améliorant les techniques d'analyse. Et la mesure devint malheureusement compatible avec les prédictions du MSE ... Un travail analogue a été produit pour R_c et la mesure que je vais discuter dans la suite du Chapitre fut le premier pas, au moins dans la collaboration ALEPH, vers la résolution de la crise R_c , toujours en faveur du Modèle Standard...

Cette mesure de R_c repose sur l'identification des leptons de basses impulsions dans les jets de hadrons, plutôt caractéristiques d'une désintégration semileptonique $c \rightarrow \ell$. Nous avons par conséquent exclu de l'analyse les candidats muons, pour lesquels le taux de contamination en hadrons dans la région des basses impulsions est très élevé.

2.2 Les données et la méthode

Les candidats électrons sont identifiés dans les événements hadroniques selon la procédure décrite dans [15] et le lecteur intéressé trouvera une description complète de la méthode d'identification et de son contrôle dans [3]. La coupure en impulsion pour sélectionner les candidats électrons est $p \geq 2 \text{ GeV}/c$ et seuls les événements dont l'axe de poussée est largement contenu dans l'acceptance du VDET, *i.e.* qui répondent à $|\cos \theta_{\text{thrust}}| \leq 0.7$ sont retenus.

Un échantillon de 168887 candidats électrons est sélectionné parmi un lot initial de près de 3.7 millions de désintégrations hadroniques du boson Z enregistrées par le détecteur ALEPH entre 1992 et 1995. Les données de 1991 (incluses dans l'analyse des asymétries de charge des quarks lourds que je présente dans la suite de ce document) n'ont pas été analysées ; une mesure de R_c sur ces données, fondée sur une méthode distincte de celle présentée dans ces lignes, existe et nous avons jugé que le bénéfice statistique de leur prise en compte était suffisamment faible au regard de la complexité de la combinaison. Les candidats électrons proviennent des désintégrations faibles semileptoniques des hadrons beaux et charmés, des désintégrations en cascade $b \rightarrow c \rightarrow e$, de la désintégration du lepton τ et de celle des charmonia Ψ . S'ajoutent au spectre des candidats électrons des sources d'électrons non-prompts (issus par exemple des conversions de photons γ) et des hadrons identifiés par erreur comme électrons.

L'impulsion p et l'impulsion transverse p_\perp des candidats électrons sont utilisées pour séparer les différentes contributions mentionnées dans le paragraphe précédent. L'impulsion transverse est définie par rapport à l'axe du jet qui contient le lepton et la meilleure discrimination entre les différents processus est obtenue en calculant l'axe du jet après en avoir exclu l'électron et en utilisant à la fois les particules neutres et chargées qui le composent [15].

Pour rendre compte de ce spectre, nous définissons la densité de candidats électrons par événement Z dans l'espace des variables cinématiques (p, p_\perp) , que nous noterons $\mathcal{P}(p, p_\perp)$:

$$\mathcal{P}(p, p_\perp) = R_b \mathcal{P}^{b \rightarrow e}(p, p_\perp) + R_c \mathcal{P}^{c \rightarrow e}(p, p_\perp) + (1 - R_b) \mathcal{P}_{\text{udsc}}^{\text{back}}(p, p_\perp) ,$$

où $\mathcal{P}^{b \rightarrow e}(p, p_\perp)$ est la densité de candidats électrons issus de toutes les sources par événement $Z \rightarrow b\bar{b}$ event, $\mathcal{P}^{c \rightarrow e}(p, p_\perp)$ est la densité d'électrons directs (provenant de $c \rightarrow \ell$) par événement $Z \rightarrow c\bar{c}$ event et $\mathcal{P}_{\text{udsc}}^{\text{back}}(p, p_\perp)$ est la densité de bruit de fond non-prompt par événement $Z \rightarrow q\bar{q}$ event, avec $q = u, d, s$ rmet c .

La connaissance des trois densités permet de mesurer la quantité R_c , en réalisant un ajustement par maximum de vraisemblance de $\mathcal{P}(p, p_\perp)$ aux données.

2.3 Mesure de $\mathcal{P}^{b \rightarrow e}(p, p_\perp)$

La densité de candidats électrons $\mathcal{P}^{b \rightarrow e}(p, p_\perp)$ est mesurée directement sur les données au moyen d'une technique de double étiquetage des événements beaux. Les événements sont d'abord divisés en hémisphères définis par le plan orthogonal à l'axe de poussée de l'événement. Pour chaque hémisphère, une coupure sur la probabilité d'étiquetage par temps de vie [16](basée sur les paramètres d'impact des traces) est appliquée pour obtenir un échantillon d'hémisphères enrichi en saveur b que je note $N_{\text{hemi}}^{\text{tag}}$.

L'efficacité de sélection des événements $Z \rightarrow b\bar{b}$ dans la région définie par $|\cos \theta_{\text{thrust}}| \leq 0.7$ est de l'ordre de 25% avec une pureté en saveur b , P_{hemi}^b , meilleure que 96%.

Sur cet échantillon d'hémisphères d'événements très pur en b , nous recherchons dans l'hémisphère opposé un candidat électron. Lorsqu'il existe, la pureté en saveur b , notée $P_e^b(p, p_\perp)$, augmente encore jusqu'à près de 99%, quelle que soit la région de l'espace cinématique. L'échantillon est analysé pour en extraire le spectre en (p, p_\perp) et nous mesurons le nombre d'événements $N_e^{\text{tag}}(p, p_\perp)$.

La densité de candidats électron de saveur b , $\mathcal{P}^{b \rightarrow e}(p, p_\perp)$ s'écrit dès lors :

$$\mathcal{P}^{b \rightarrow e}(p, p_\perp) = (1 + \rho(p, p_\perp)) \times \frac{N_e^{\text{tag}}(p, p_\perp) P_e^b(p, p_\perp)}{N_{\text{hemi}}^{\text{tag}} P_{\text{hemi}}^b}$$

Plusieurs commentaires peuvent être adressés à propos de cette expression. Il s'agit d'une mesure par un authentique double étiquetage, leptonique et temps de vie, qui permet de mesurer simultanément avec $\mathcal{P}^{b \rightarrow e}(p, p_\perp)$ l'efficacité de sélection. Elle n'apparaît toutefois pas explicitement dans la formule. Ensuite, la coupure sur la variable d'étiquetage peut biaiser l'information

de l'électron dans l'hémisphère opposé. La compréhension des corrélations hémisphériques a été au coeur de la refonte de la mesure de R_b et contrôler correctement leur détermination est un exercice compliqué. Le double étiquetage lepton-temps de vie est toutefois moins critique qu'un double étiquetage par temps de vie pour lequel le vertex primaire de production de la paire de quarks est partagé par les deux hémisphères. Notre mesure de R_c n'est finalement que peu sensible à ces effets comme nous le verrons dans la section dédiée à la détermination des incertitudes systématiques. Le paramètre $\rho(p, p_\perp)$, estimé à partir des données simulées, rend compte globalement du biais dû aux corrélations hémisphériques. Les autres sources d'incertitude, en particulier liées à la contamination en saveurs légères, sont également traitées dans la Section 2.5.

La normalisation du contenu en b dans l'échantillon total des candidats électrons est gouvernée par R_b . Le spectre des candidats électrons dans les événements b est très bien déterminé et séparé de ceux des autres saveurs dans l'espace cinématique (p, p_\perp) . Nous avons donc choisi de laisser libre la normalisation du contenu en b dans l'ajustement, ce qui rend la mesure de R_c indépendante de R_b .

2.4 Détermination de $\mathcal{P}^{c \rightarrow e}(p, p_\perp)$

La densité $\mathcal{P}^{c \rightarrow e}(p, p_\perp)$ n'est pas directement mesurée à partir des données. Il convient de séparer dans sa détermination ce qui provient des données (d'ALEPH ou d'autres expériences) de ce qui est extrait des données simulées. Une écriture possible est de la forme :

$$\mathcal{P}^{c \rightarrow e}(p, p_\perp) = \mathcal{B}(c \rightarrow e) \mathcal{F}^{c \rightarrow e}(p, p_\perp) \epsilon(p, p_\perp),$$

où $\epsilon(p, p_\perp)$ est l'efficacité de détecter et d'identifier un électron, mesurée à partir des données [3, 1, 15], et $\mathcal{F}^{c \rightarrow e}(p, p_\perp)$ est le spectre normalisé des électrons provenant de la désintégration semileptonique d'un hadron charmé dans les événements $Z \rightarrow c\bar{c}$.

Deux processus participent de cette dernière quantité : l'hadronisation du quark c en hadron et la désintégration semileptonique du hadron charmé ainsi formé. Du quark à l'électron, nous utilisons : le schéma de fragmentation de Peterson [17], pour lequel la fraction d'énergie moyenne du quark emportée par le hadron $\langle X_c \rangle \equiv E_{\text{had}}/E_{\text{beam}}$ est laissée libre dans l'ajustement ; le spectre des désintégrations semileptoniques des événements simulés est ensuite pondéré pour reproduire le spectre moyen mesuré par les expériences DELCO et MARK III, suivant la prescription du groupe de travail LEP sur les mesures électrofaibles [18].

Nous avons fait explicitement apparaître dans l'expression de $\mathcal{P}^{c \rightarrow e}(p, p_\perp)$, le rapport d'embranchement semileptonique $\mathcal{B}(c \rightarrow e)$. La mesure de R_c que nous réalisons est en fait une mesure du produit $R_c \times \mathcal{B}(c \rightarrow e)$. A l'époque de la publication de ces résultats, la valeur de $\mathcal{B}(c \rightarrow e)$ était prise des expériences de basse énergie : $\mathcal{B}(c \rightarrow e) = 0.098 \pm 0.005$ [18].

Chaque étape de la procédure de modélisation est source d'erreurs systématiques. Leur traitement complet est abordé dans la Section 2.5.

2.4.1 Détermination de $\mathcal{P}_{\text{udsc}}^{\text{back}}(p, p_\perp)$

Il y a deux processus majoritaires qui contribuent à la densité $\mathcal{P}_{\text{udsc}}^{\text{back}}(p, p_\perp)$: les électrons provenant des conversions de photons ou des désintégrations Dalitz des π^0 (dans lesquels un seul électron de la paire est identifié) et les hadrons identifiés par erreur comme électrons.

Ces deux sources de bruit de fond sont étudiées directement à partir de données d'ALEPH en fonction de p et p_\perp [3, 1, 15]. La contamination en hadrons simulant une réponse d'électron est déterminée à partir d'une comparaison des informations de pertes d'énergie linéique dE/dx de la TPC et du calorimètre. Les distributions de p et p_\perp des électrons issus des conversions de photons dans le matériel du détecteur sont mesurées au moyen des paires d'électrons complètement

reconstruites dans les événements $Z \rightarrow q\bar{q}$. Des facteurs correctifs obtenus par comparaison avec des échantillons Monte Carlo équivalents sont appliqués aux événements de simulation où un seul électron de la paire est identifié. Les distributions de p et p_\perp séparent suffisamment les différentes sources de candidats pour autoriser une détermination simultanée dans l’ajustement de la normalisation de la densité d’électrons issus de conversions de photons ou de désintégrations Dalitz des π^0 , principaux bruits de fond au processus $c \rightarrow e$.

Un bruit de fond qu’il convient de mentionner, même s’il est résiduel, est la désintégration en vol des hadrons légers. Une attention particulière lui a été portée car cette source échappe à la comparaison directe des informations TPC et ECAL, que j’évoquais plus haut. Son impact est finalement négligeable.

Enfin la composante de bruit de fond qui provient des désintégrations semileptoniques des quarks lourds produits par les désintégrations de gluons a été incluse dans la densité $\mathcal{P}_{udsc}^{\text{back}}(p, p_\perp)$. Leur prise en compte correcte est le fruit d’un travail conjoint développé pour d’autres mesures de R_c [19].

2.5 Les incertitudes systématiques

2.5.1 Effets systématiques sur $\mathcal{P}^{b \rightarrow \ell}(p, p_\perp)$

La coupure sur la probabilité d’étiquetage par temps de vie par hémisphère biaise le spectre des leptons dans l’hémisphère opposé en raison des corrélations géométriques (inefficacité de détecteurs par exemple) et d’impulsion entre les hémisphères. La connaissance de la corrélation totale est inutile pour notre propos puisque la normalisation absolue de la densité en b des candidats électrons est mesurée simultanément. Toutefois, il est indispensable d’explorer comment varie la corrélation en fonction de (p, p_\perp) , que l’on notera $\rho(p, p_\perp)$. En d’autres termes, la question est comment la corrélation distord le spectre (p, p_\perp) . Les figures 2.1 (a) et (b) montrent le rapport des spectres de p_\perp et p , avec coupure de temps de vie et sans coupure, mesuré sur un échantillon d’événements complètement simulés pour trois valeurs de la coupure d’étiquetage par temps de vie.

Nous n’observons aucun biais significatif à l’intérieur des erreurs statistiques pour la coupure utilisée dans l’analyse $P_H^{\text{cut}} > 10^{-4}$ et l’erreur statistique de ce test est prise comme incertitude systématique de la mesure. En outre, l’impact des distortions du spectre de leptons dues aux corrélations en impulsion des hadrons beaux a été mesuré négligeable : l’effet sur R_c est inférieur à 0.0001.

Nous avons par ailleurs étudié les effets d’une distorsion du spectre à partir des données. Une coupure douce sur la probabilité d’étiquetage par temps de vie est appliquée sur un hémisphère et le spectre des électrons est construit dans l’hémisphère opposé. Le but est d’obtenir un échantillon pur en b ($\approx 80\%$) et potentiellement moins biaisé que notre échantillon de référence. La composante de bruit de fond issue des saveurs plus légères est soustraite en utilisant les prédictions des événements Monte Carlo. Les spectres (p, p_\perp) des candidats électrons sont comparés à ceux de l’échantillon de mesure. A nouveau, l’erreur statistique du test est prise comme incertitude systématique sur la mesure de R_c . L’ensemble des incertitudes liées aux corrélations hémisphériques est reporté sous le titre “corrélations” dans la Table 2.1.

Une erreur systématique supplémentaire est due à la contamination en quarks plus légers de l’échantillon de candidats électrons b (inférieure à 2%) qui dépend de (p, p_\perp) . C’est le charme qui fournit l’essentiel de l’erreur qui est déterminée comme dans [16]. Elle correspond à la ligne “b tagging” dans la Table 2.1.

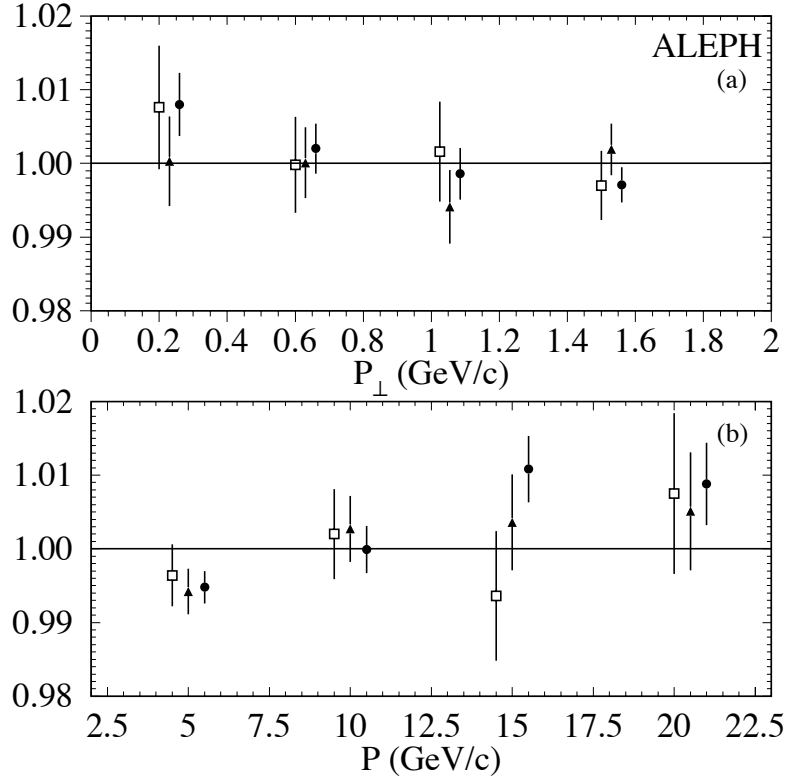


FIG. 2.1 – Rapport des spectres des candidats électrons - avec coupure de temps de vie et sans coupure - en fonction de l'impulsion transverse (a) et de l'impulsion des électrons (b), mesurés sur des événements Monte Carlo complètement simulés et pour trois valeurs de coupure $P_H^{cut} = 10^{-2}, 10^{-3}, 10^{-4}$, représentées par des carrés, triangles et cercles, respectivement. Ces derniers correspondent à la valeur de coupure employée dans l'analyse.

2.5.2 Effets systématiques sur $\mathcal{P}^{c \rightarrow e}(p, p_{\perp})$

Quatre sources d'erreur frappant le processus $c \rightarrow e$ ont été étudiés, hors l'effet de $\mathcal{B}(c \rightarrow e)$ que nous discuterons plus tard. Par ordre décroissant d'importance :

- L'erreur de modélisation du spectre d'énergie des électrons est étudiée en faisant varier à l'intérieur de leurs erreurs les paramètres du modèle ACCMM [20] décrivant la désintégration semileptonique des hadrons charmés dont les valeurs sont mesurées par un ajustement aux données de DELCO et MARK III. L'incertitude qui en résulte est reportée dans la ligne 'c decay modelling' de la Table 2.1.
- L'efficacité d'identification des électrons est mesurée à partir de données d'ALEPH en fonction de (p, p_{\perp}) avec une précision de 1.5 % [3].
- Une troisième source d'erreur provient de la simulation des traces de fragmentation du jet qui contient le lepton. Ces traces participent de la détermination de l'axe du jet. Pour étudier ces effets, nous avons sélectionné des D^* rapides selon [6]. L'angle entre le D^* et le jet est mesuré sur les données et comparé à la prédiction Monte Carlo. L'écart observé est corrigé et l'erreur associée est prise comme incertitude systématique. Elle est notée "jet modelling" dans la Table 2.1.
- Bien que nous mesurons simultanément avec R_c l'énergie moyenne du hadron charmé,

TAB. 2.1 – L’ensemble des incertitudes systématiques sur la mesure de R_c .

Source	ΔR_c
correlations	± 0.0009
b tagging	± 0.0002
c decay modelling	± 0.0039
fragmentation modelling	± 0.0013
jet modelling	± 0.0014
electron ID efficiency	± 0.0023
misidentified hadrons	± 0.0022
misidentified hadrons shape	± 0.0020
electron conversion shape	± 0.0013
gluon splitting	± 0.0004
$\mathcal{B}(c \rightarrow e)$	± 0.0084
TOTAL stat	± 0.0062

le choix du schéma de fragmentation de Peterson est arbitraire et nous devons quantifier l’erreur qui lui est relative. Des modèles alternatifs de fragmentation des quarks lourds (Collins [21] et Kartvelishvili [22]) qui conduisent à des spectres d’énergie de hadrons charmés respectivement moins et plus durs que celui de Peterson ont été utilisés dans la simulation et la variation du résultat de l’ajustement par rapport à la valeur de référence sous ces deux conditions est prise comme incertitude systématique (“fragmentation modelling”).

2.5.3 Effets systématiques sur la densité $\mathcal{P}_{udsc}^{\text{back}}(p, p_\perp)$

Deux sources d’erreurs systématiques peuvent être distinguées : la connaissance du taux global de hadrons identifiés comme électrons (je rappelle que le taux d’électrons issus des conversions de photons est simultanément mesuré) et la connaissance de la forme de la distribution de (p, p_\perp) de l’ensemble des bruits de fond.

Pour chaque type de contamination, les données sont utilisées pour mesurer les distributions de (p, p_\perp) et les erreurs statistiques sur cette détermination sont prises comme une part de l’incertitude systématique. L’autre part vient du fait que ces mesures sont réalisées sur des échantillons inclusifs (contenant la totalité des désintégrations hadroniques du Z dans leurs proportions naturelles) alors que nous ne sommes ici intéressés qu’aux saveurs u, d, s et c. Les distributions (p, p_\perp) dans les événements b sont par conséquent spécifiquement étudiées au moyen d’un échantillon enrichi en saveur b par une coupure sur la variable de temps de vie comme nous l’avons décrit précédemment. Aucune différence n’est observée entre les distributions (p, p_\perp) dans les événements enrichis en b et dans les échantillons inclusifs à l’intérieur des erreurs statistiques que nous utilisons pour assigner l’incertitude systématique correspondante (“electron conversion shape” et “misidentified hadrons shape” dans la Table 4.2).

2.6 Résultats et interprétation

Les normalisations des composantes b et des électrons non-prompts, ainsi que le paramètre de fragmentation $\langle X_c \rangle$ sont mesurés simultanément avec la quantité R_c au moyen d’un ajustement par maximum de vraisemblance de la distribution de $\mathcal{P}(p, p_\perp)$ aux données. L’ajustement conduit à :

$$R_c \mathcal{B}(c \rightarrow e) = 0.01645 \pm 0.00061 \text{ (stat.)} \pm 0.00059 \text{ (syst.)}.$$

En injectant la valeur mesurée de $\mathcal{B}(c \rightarrow e)$ écrite plus haut et en prenant en compte son erreur, nous obtenons :

$$R_c = 0.1675 \pm 0.0062 \text{ (stat.)} \pm 0.0060 \text{ (syst.)} \pm 0.0084 \text{ (BR)}.$$

Ce résultat est corrigé de la contribution modeste -3×10^{-4} de QED à la largeur partielle.

La fraction moyenne d'énergie du quark c emportée par le hadron charmé après fragmentation vaut $\langle X_c \rangle = 0.504 \pm 0.010$, en bon accord avec la moyenne mondiale [11]. La corrélation statistique entre les deux quantités est -0.33 . La figure 2.2 montre le résultat de l'ajustement projeté sur chacune des variables cinématiques p et p_\perp , après soustraction de la composante b . Le χ^2 par degré de liberté vaut 1.1.

La figure 2.3 permet d'embrasser l'ensemble des mesures finales de R_c réalisées par les quatre expériences LEP et SLD. La valeur centrale de R_c pour la mesure d'ALEPH avec les leptons et son incertitude systématique sont légèrement modifiées par rapport à celles que je reportais quelques lignes plus haut. C'est dû au fait que la valeur moyenne mondiale de $\mathcal{B}(c \rightarrow e)$ et son incertitude ont changé par rapport à notre publication. Deux constats s'imposent : notre mesure est la plus précise du LEP mais la valeur moyenne mondiale de R_c est complètement dominée par la mesure de SLD, qui dispose d'un détecteur de vertex extrêmement précis et positionné très proche du faisceau, dont les performances autorisent une excellente discrimination des événements $Z \rightarrow c\bar{c}$ et $Z \rightarrow b\bar{b}$.

Avant d'achever ce Chapitre, il convient de donner la conclusion de la crise des mesures de R_b et R_c , longtemps considérée comme une des premières indications expérimentales d'une Physique au-delà du Modèle Standard. La figure 2.4 montre les valeurs moyennes mondiales des mesures de R_b et R_c précisément dans l'espace (R_b, R_c) en même temps que la prédiction du Modèle Standard. L'accord est saisissant et le Modèle Standard sort de cette crise en triomphateur.

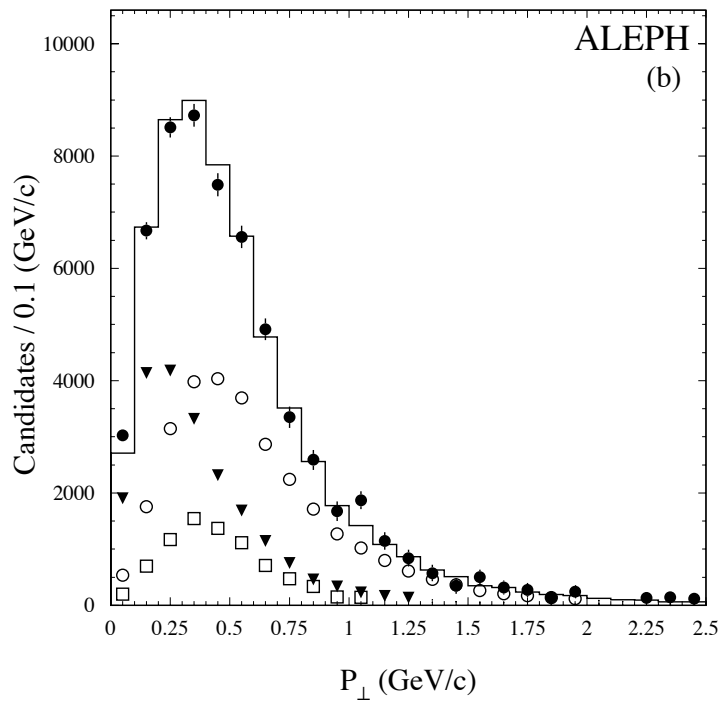
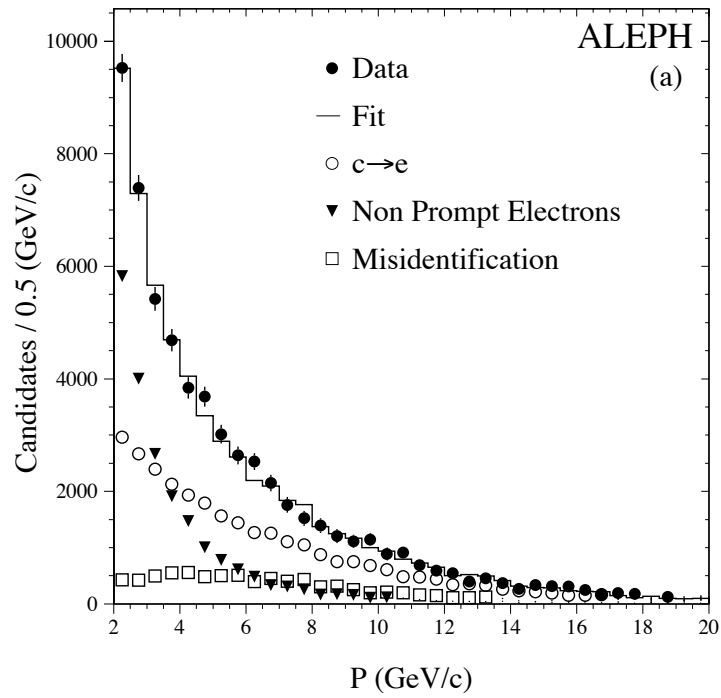
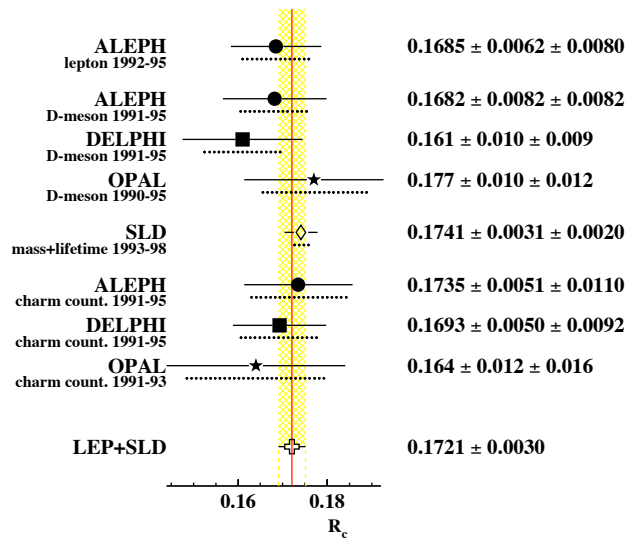
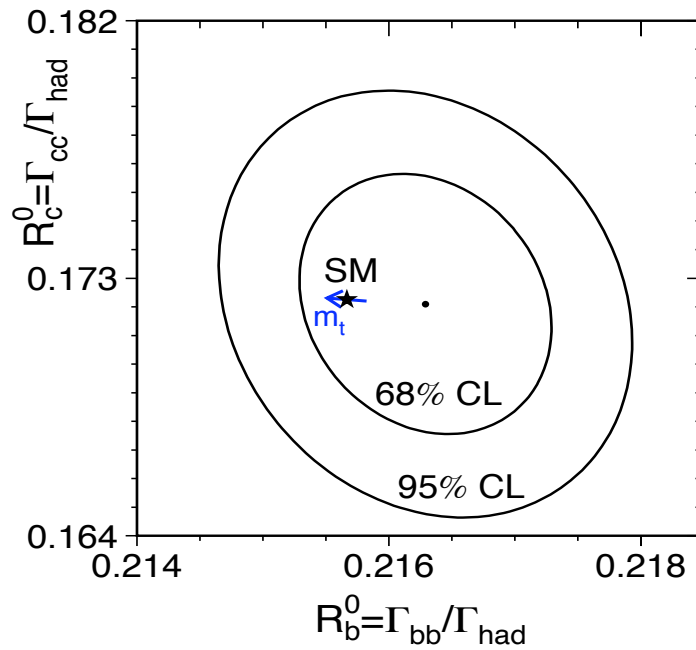


FIG. 2.2 – Résultat de l'ajustement de l'échantillon de candidats électrons après soustraction de la composante b mesurée des données, en fonction de p (a) et p_{\perp} (b).

FIG. 2.3 – L'ensemble des mesures finales de R_c des expériences LEP et SLD.FIG. 2.4 – Mesures (le point) et prédictions (l'étoile) dans le plan (R_b, R_c) . La flèche indique l'incertitude sur la prédiction due à l'erreur sur la masse du quark top.

Chapitre 3

Le reprocessing des données de LEP1 et la calibration du dE/dx avec les damiers

L'ensemble des données de LEP1 a été réanalysé en 1998 dans la double optique d'améliorer la reconstruction des particules chargées (en leur appliquant les techniques et algorithmes de reconstruction en vigueur pour les données de LEP2) et leur identification. Ce « reprocessing » présente en outre la vertu d'avoir un jeu de données traitées de façon homogène. L'intérêt principal de cette réanalyse réside pour notre propos dans l'amélioration de l'identification des particules grâce aux mesures conjointes et peu corrélées de la perte d'énergie linéique par les damiers et les fils de la chambre à projection temporelle (TPC), cette dernière mesure étant utilisée seule dans le passé. Le champ d'application aux analyses de physique est vaste : à l'évidence utile aux mesures mettant en jeu des leptons, une meilleure identification des particules chargées permet d'envisager des mesures auparavant inaccessibles ; nous évoquerons dans la dernière section de ce chapitre une mesure de la différence de temps de vie des mésons beaux et étranges états propres de masse. Dave Casper a écrit et mis en oeuvre beaucoup des améliorations apportées à la trajectographie en 1996 incluant l'introduction de la mesure du dE/dx avec les damiers, avant de quitter la collaboration. On m'a alors confié la charge de la calibration de cette mesure dont les grandes lignes sont reportées ci-dessous. Il s'agit d'extraire des données à la fois les paramètres permettant de prédire une valeur du dE/dx pour une hypothèse de particule (R_I^{exp}) et les paramètres de sa résolution σ , les deux quantités qui entrent dans l'estimateur d'identification χ défini comme suit :

$$\chi = \frac{(R_I - R_I^{\text{exp}})}{\sigma} \quad (3.1)$$

R_I étant la mesure du dE/dx pour la particule testée. La figure 3.1 montre dans deux cas particuliers l'allure de cet estimateur toutes calibrations effectuées.

3.0.1 La mesure avec les damiers

La mesure de base, comme pour le calcul des coordonnées $r\phi$ de la trajectoire de la particule chargée d'intérêt, est la charge de l'amas d'ionisation. Cette dernière (la charge Q_i correspondant à la coordonnée $(r\phi)_i$) est la somme des charges de chaque pad touché appartenant à l'amas. Il y aura donc, pour une trace donnée, au maximum 21 coordonnées reconstruites et donc 21 mesures de dE/dx . Plusieurs corrections et calibrations initiales sont appliquées à la charge Q_i : la calibration du secteur de la TPC dans lequel l'amas se trouve, la calibration du gain (dépendant de la pression sous laquelle la TPC est opérée) ou encore la correction des effets de

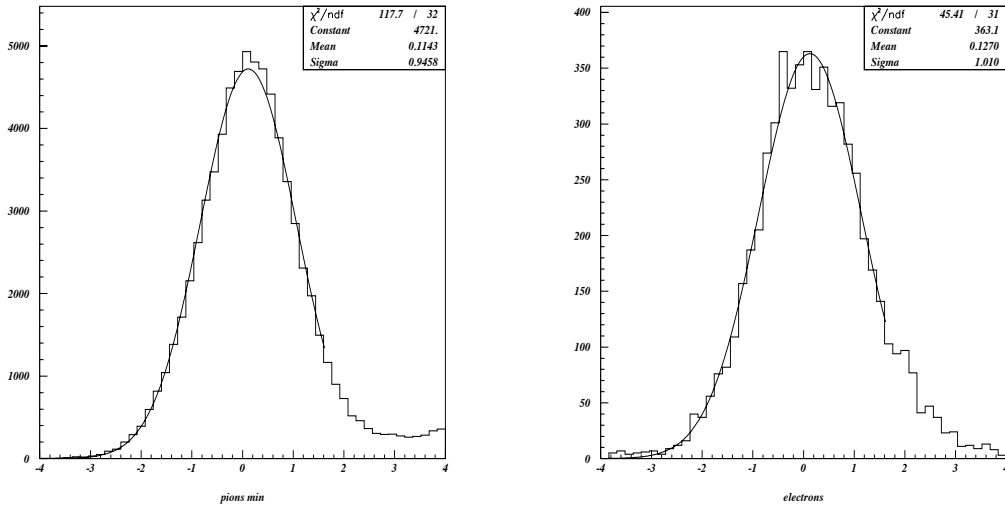


FIG. 3.1 – Distribution de l’estimateur de dE/dx construit avec les données de 1994 pour des pions passant au minimum d’ionisation (figure de gauche) et des candidats électrons sélectionnés par le ECAL (figure de droite).

bords des secteurs.

Pour une mesure de la charge déposée par une trace donnée, le dE/dx est calculé selon :

$$dE/dx = \frac{Q_i}{\delta l(1 + C \cdot \log_{10}(\delta l/h))}, \quad (3.2)$$

où δl est la longueur de la trace vue par le pad et h la hauteur du pad. La constante C traduit la dépendance de la mesure du dE/dx à la longueur de la trace, qui veut que plus cette dernière est grande, plus la probabilité d’avoir une fluctuation haute de la charge est grande. Les 40% plus grandes valeurs dans chaque amas sont exclues et le dE/dx est donc formé comme la moyenne tronquée des valeurs de charge dans l’amas. Pour raison de simplicité, le dE/dx mesuré est normalisé à l’unité pour les particules au minimum d’ionisation. Il convient par conséquent de déterminer une constante de normalisation globale pour chaque année de prises de données.

3.0.2 La courbe de Bethe et Bloch

La perte d’énergie linéique ne dépend que de la célérité β de la particule incidente et de sa charge. La paramétrisation selon β que nous utilisons pour prédire la valeur attendue de la mesure du dE/dx pour une espèce de particules, est la forme classique due à Bethe et Bloch, dépendant de cinq paramètres (ξ, p, K, x_A, a) :

$$f(x) = \frac{q^2 \xi}{\beta^p} (K + 2x - \beta^p - \delta), \quad (3.3)$$

avec $x = \ln(\beta\gamma)$ et q la charge de la particule. La transition de la remontée relativiste vers le plateau est décrite par la fonction δ :

$$\delta = \begin{cases} 0 & x < x_A \\ 2(x - x_A) - (x - a)^2/(x_A - a) & x_A \geq x < a \\ 2(x - x_A) & x \geq a \end{cases}$$

Le jeu consiste ici à construire la distribution du dE/dx moyen en fonction de $\beta\gamma$ et à ajuster les paramètres de l’équation (3.3) à cette distribution. Pour ce faire, les données sont découpées

en intervalles d'impulsion aussi petits que la statistique l'autorise. En prenant des événements génériques, plusieurs espèces de particules contribuent et il convient de les séparer pour calculer la quantité $\beta\gamma$. La figure 3.2 est un exemple de distribution de dE/dx portant sur un intervalle de faibles impulsions. Dans cette illustration, on observe qu'il est aisé d'identifier les pions près du minimum d'ionisation et les protons.

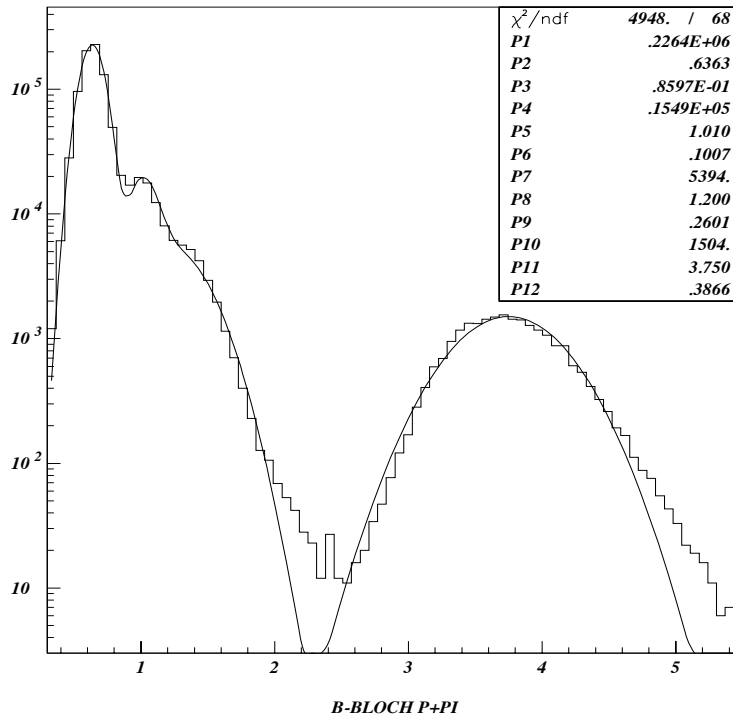


FIG. 3.2 – Distribution du dE/dx pour des faibles impulsions dans les données d'ALEPH. La distribution est ajustée par la somme de quatre gaussiennes rendant compte des contributions des pions, électrons, kaons et protons pour des valeurs croissantes du dE/dx .

Schématiquement, on peut dégager quatre régimes selon les $\beta\gamma$ croissants dans la courbe de Bethe et Bloch telle que représentée sur la figure 3.3 :

- la région des très bas $\beta\gamma$ (gouvernée par $1/\beta^2$) où ce sont essentiellement les protons qui contribuent ; nous avons vu qu'ils étaient faciles à séparer des autres contributions.
- La région du minimum d'ionisation essentiellement décrite par les pions dans un régime d'impulsion $400 < p < 600 \text{ MeV}/c$, qui appelle le même commentaire que l'item précédent.
- La remontée relativiste, qui est très délicate à traiter au moyen d'événements génériques, la séparation des espèces de particules étant médiocre dans ce régime cinématique. Nous avons donc choisi pour construire la distribution de dE/dx d'isoler des lots de pions issus de désintégrations K_s^0 .
- Le plateau, pour lequel il est commode d'utiliser des électrons sélectionnés par le ECAL.

Les ajustements des paramètres de la courbe de Bethe et Bloch pour l'ensemble des données et des événements simulés sont satisfaisants. On remarquera toutefois sur la figure 3.4 le médiocre χ^2 obtenu. C'est la région du minimum d'ionisation qui est ici en cause. Ce résultat est pourtant ce que nous avons obtenu de mieux et nous le justifierons dans la sous-section suivante.

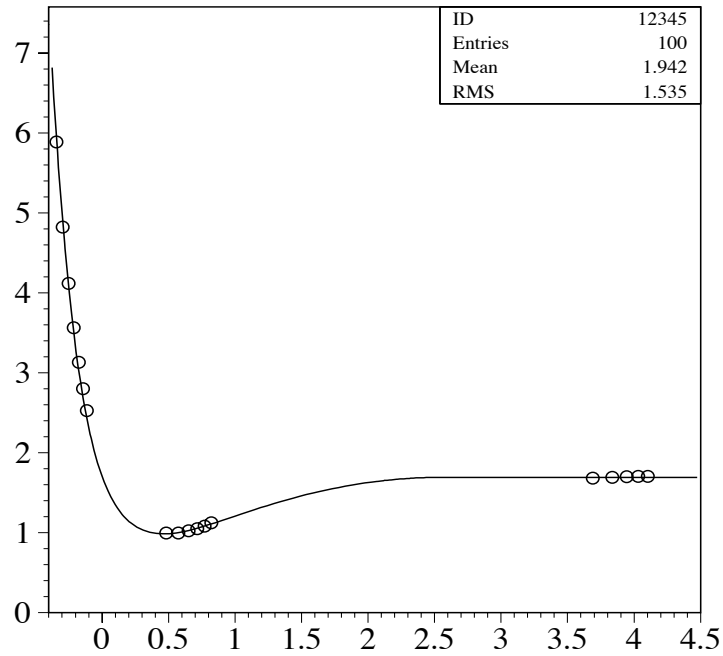


FIG. 3.3 – Ajustement des cinq paramètres de la courbe de Bethe et Bloch $dE/dx = f(\beta\gamma)$ à la distribution de dE/dx reconstruite directement des données.

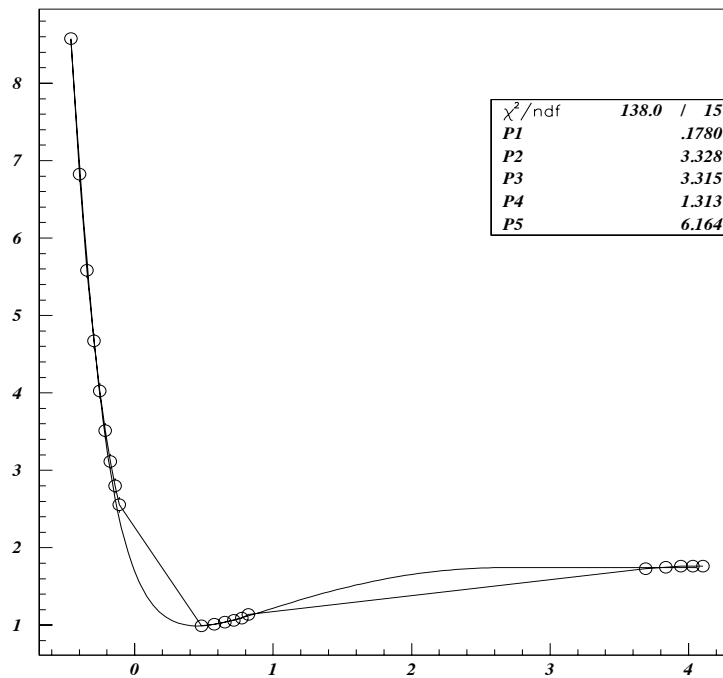


FIG. 3.4 – Ajustement des cinq paramètres de la courbe de Bethe et Bloch $dE/dx = f(\beta\gamma)$ à la distribution de dE/dx reconstruite directement des données de l'année 1992. L'axe des abscisses représente le $\beta\gamma$ des particules, l'axe des ordonnées le dE/dx moyen.

3.0.3 Correction de la mesure du dE/dx

Ce travail sur la calibration du dE/dx a fait apparaître des incohérences dans les mesures du dE/dx au moyen des damiers dont la figure 3.5 est une illustration. Ces incohérences affectaient identiquement les données réelles et simulées montrant ainsi que le traitement de la mesure était en cause. C'est avec Fabrizio Palla (CERN, à l'époque) que nous avons scruté cette question. En fait, la longueur utile (δl dans l'expression plus haut) était improprement calculée pour les traces de basse impulsion transverse qui traversent les damiers transversalement¹ alors que les traces de grande impulsion les traversent longitudinalement. Lorsque le calcul de cette longueur utile est corrigé, c'est la distribution de la figure 3.4 que l'on obtient et il y a loin de ce résultat à celui de la figure 3.5! Cependant, des effets résiduels et indésirables dont on ignore la cause sont toujours présents, en particulier une mesure de charge plus grande pour les traces de faible rayon de courbure. Deux calibrations distinctes ont donc été réalisées pour les traces de grand rayon de courbure qui traversent les damiers longitudinalement (essentiellement décrites par $p_{\perp} > 0.5 \text{ GeV}/c$) et les traces de faible rayon de courbure. En fait, l'information disponible sur les données de calibration est déjà très intégrée. Scruter le problème aurait requis d'étudier les données reprocessées brutes. L'approche adoptée est donc un pis-aller mais fonctionne bien en pratique...

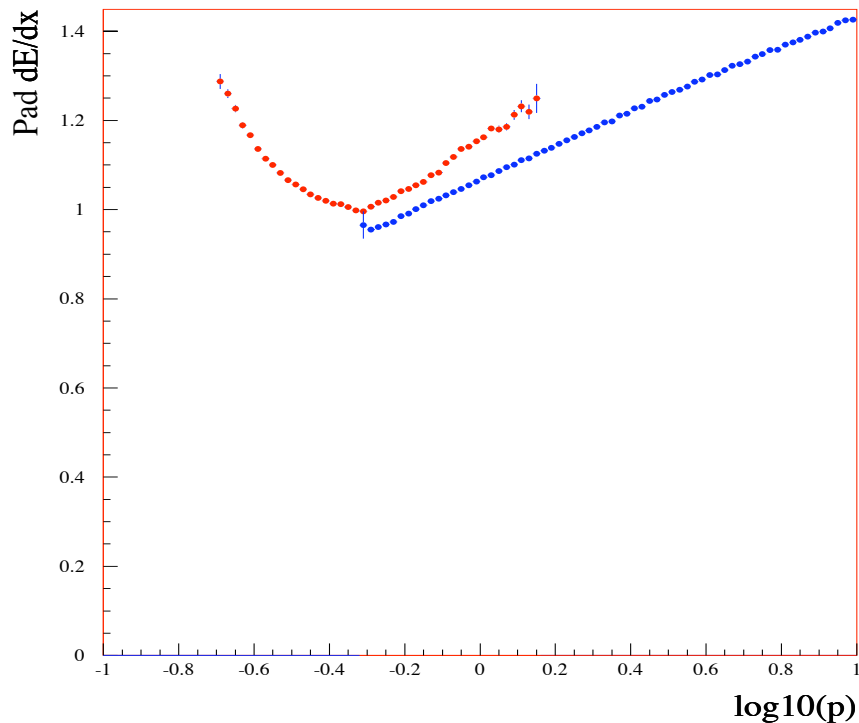


FIG. 3.5 – Distribution du dE/dx moyen en fonction de $\log(P)$. La courbe du bas montre le dE/dx moyen des traces $p_{\perp} > 0.5 \text{ GeV}/c$. La courbe du haut est construite avec les traces $p_{\perp} < 0.5 \text{ GeV}/c$.

3.0.4 Calibration de la fonction de résolution

La résolution statistique sur la mesure du dE/dx avec les damiers dépend de trois quantités :

¹Transversalement signifie que la trace traverse le damier par sa hauteur ; en conséquence, le nombre de pads dans un amas est plus grand.

- le nombre d'échantillons de damiers entrant dans le calcul de la moyenne tronquée,
- le nombre d'amas d'ionisation pour la mesure de chaque ligne de pad,
- la valeur du dépôt d'énergie lui-même, dE/dx .

Une paramétrisation satisfaisante de la fonction de résolution est la suivante :

$$\frac{\sigma_{R_I}}{R_I} = P_1 \cdot N^{P_2} \cdot \left(\frac{l}{N}\right)^{P_3} \cdot (R_I)^{P_4}, \quad (3.4)$$

où N est le nombre de mesures du dE/dx disponibles, l/N est la longueur utile vue par un pad ($\delta_x/3./N_{\text{pads}}$) ; R_I représente le dépôt d'énergie dE/dx . Le nombre d'amas d'ionisation dépend des deux dernières quantités.

Dans la limite de grands échantillons statistiques, les exposants vaudraient $\pm 1/2$. Les effets d'appareillage en particulier peuvent conduire à des valeurs significativement différentes et il est nécessaire d'extraire les paramètres des données d'autant que la mesure avec les damiers (21 points de mesures au maximum) ne nous situe pas confortablement dans le théorème de la limite centrale :

- La dépendance de la résolution au nombre de mesures N est déterminée au moyen des distributions de dE/dx pour chaque valeur de N des pions passant au minimum d'ionisation dans des intervalles suffisamment petits de longueur de trace. Chaque distribution est décrite par une gaussienne dont la largeur d'ajustement est prise comme la résolution pour la valeur de N considérée. La distribution $\sigma = f(N)$ est à son tour ajustée par une loi de puissance. Dans ce cas, nous mesurons le paramètre P_2 voisin de $-1/2$ pour $N \geq 12$, ce qui est le cas de la très grande majorité des traces. La fonction de résolution pour les valeurs $N \geq 12$ s'éloigne du comportement en $1/\sqrt{N}$. La résolution que nous déterminons sera artificiellement dégradée pour ces traces.
- Pour une même vélocité, les particules à bas angles polaires produisent plus d'ionisation par damier et conséquemment doivent être mieux résolues du point de vue du dE/dx . Cet effet est important pour ALEPH en raison du grand champ magnétique qui règne dans le TPC et de la grande acceptance angulaire de l'appareillage. C'est évidemment important pour les analyses qui s'intéressent aux distributions angulaires de production des fermions ... Le paramètre P_3 rend compte de cet effet. Comme dans le cas précédent, on utilise des pions passant au minimum d'ionisation et ayant 20 mesures de dE/dx , dont on construit les distributions de dE/dx moyen par intervalles de longueur de trace. Dans chaque intervalle, la résolution est la largeur ajustée de la gaussienne décrivant la distribution. Une loi de puissance est alors ajustée à la courbe $\sigma = f(l/N)$ ainsi obtenue. Un exemple d'ajustement est donné par la figure 3.6. Les valeurs typiques du paramètre P_3 sont voisines de -0.2 , très loin de la valeur attendue dans la limite des grandes statistiques. Une explication que l'on peut avancer à cette dégradation de la résolution est que l'échantillonnage de la mesure du dE/dx avec les damiers est très large, ce qui empêche d'isoler les fluctuations de Landau.
- La résolution est d'autant meilleure que la mesure du dE/dx augmente. Il y a en effet plus d'amas d'ionisation donc l'erreur statistique de la mesure s'améliore. C'est le paramètre P_4 qui en rend compte. Pour le déterminer, il faut disposer d'un échantillon d'un type de particules donné qui décrit la totalité du régime d'impulsion. Comme nous l'avons souligné plus haut, c'est pratiquement impossible de séparer les espèces dans les événements tout venant à partir de la remontée relativiste. Là encore, les pions chargés issus des désintégrations de K_s^0 nous sont d'un grand secours. La limitation est la faible statistique disponible. Un résultat typique obtenu pour les données de l'année 1995 est reporté figure 3.7.

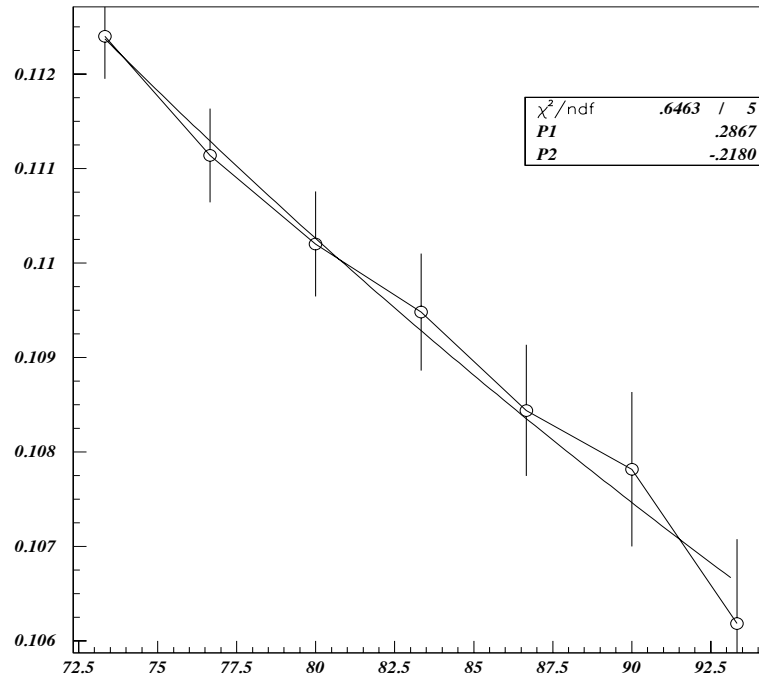


FIG. 3.6 – Ajustement d’une loi puissance à la courbe $\frac{\sigma_{Rl}}{Rl} = f(l/N)$. Extraction du paramètre P_3 (pente P_2 dans cet exemple) dans les données de 1992.

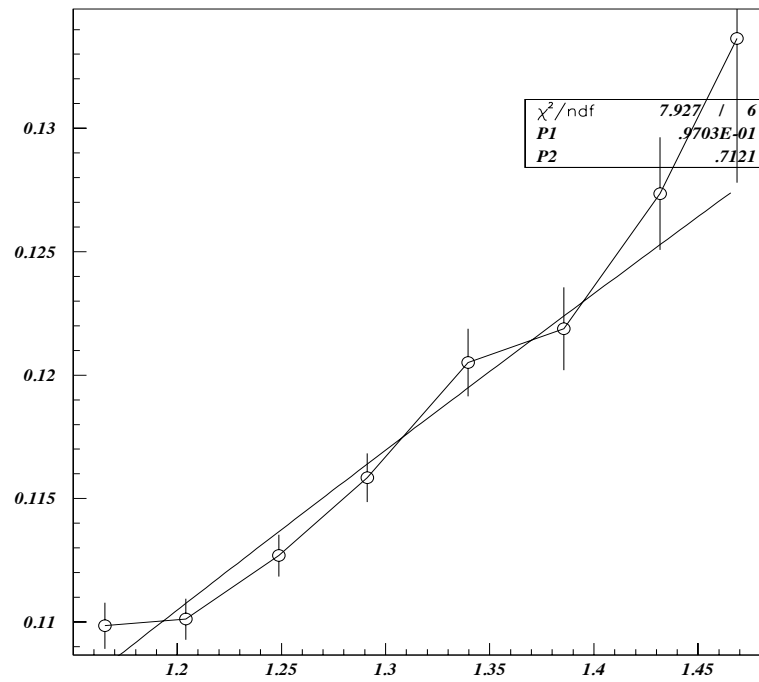


FIG. 3.7 – Ajustement d’une loi puissance à la courbe $\frac{\sigma_{Rl}}{Rl} = f(dE/dx)$. Extraction du paramètre P_4 (la pente $(1 - P_2)$ sur la figure) dans les données de 1995.

3.0.5 Les performances

Je passe sous silence les vérifications d'usage essentiellement toutes satisfaisantes (aussi bien dans les données réelles que simulées) pour détailler les performances de la mesure du dE/dx avec les pads et l'intérêt de la traiter conjointement avec la mesure obtenue avec les fils. La figure 3.8 montre le pouvoir de séparation des différentes espèces de particules en fonction de leur impulsion pour la mesure du dE/dx avec les pads seule.

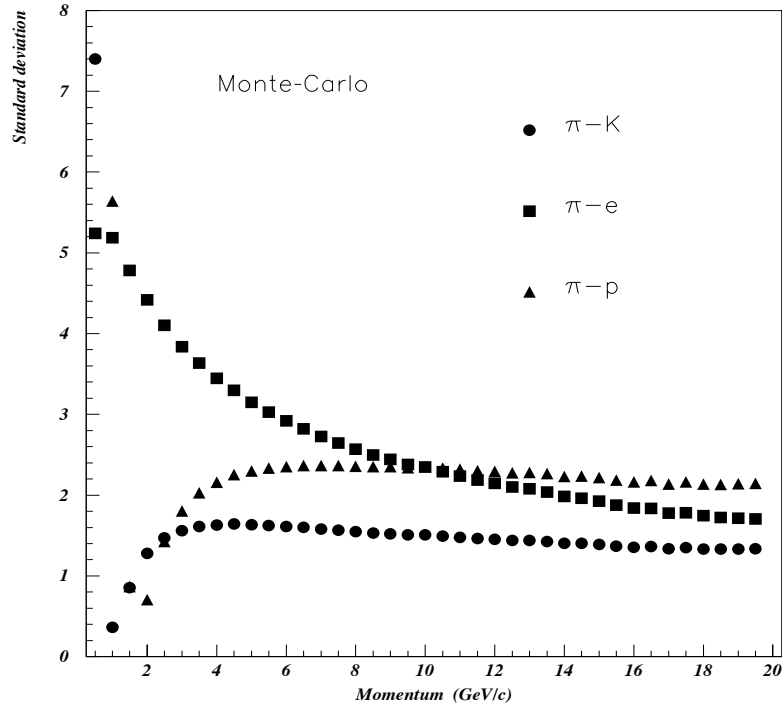


FIG. 3.8 – Pouvoirs de séparation de la mesure du dE/dx avec les pads en fonction de l'impulsion des particules.

La corrélation entre les mesures de dE/dx fil et damier vaut $\approx 50\%$. Même si les performances du dE/dx pad sont moins bonnes que celles du dE/dx fil, il demeure intéressant de les combiner. L'apport fondamental réside toutefois dans l'efficacité proche de 100% de cette mesure. En effet, il faut au moins 50 fils touchés pour construire le dE/dx avec les fils. La coordonnée z de deux traces en compétition pour l'association à un fil touché doit être supérieure à 3 cm, de sorte que l'association soit univoque. Tout au contraire, la séparation des traces en $r\phi$ est presque toujours réalisée, même pour des traces médiocrement séparées en z , rendant l'efficacité de la mesure dE/dx pad voisine de 100%. On peut dès lors imaginer identifier les kaons issus de la désintégration d'un ϕ avec une efficacité acceptable ; la mesure de la composante courte du temps de vie du B_s^0 [5] en est l'illustration. Notons que lorsque seule la mesure avec les pads est disponible, le nombre moyen de pads touchés est plus faible ce qui dégrade légèrement la résolution et donc les performances reportées sur la figure 3.8.

Chapitre 4

La mesure des asymétries de production avant-arrière des quarks lourds

Une des caractéristiques fondamentales des interactions faibles est qu'elles violent maximallement la parité : c'est ce qui définit la structure des couplages. Une des manifestations de cette propriété concerne, comme nous l'avons vue dans l'introduction de ce document, les distributions angulaires des fermions produits dans la désintégration du boson Z^0 . Les mesures des asymétries de production des fermions constituent par conséquent un laboratoire privilégié pour l'étude du Modèle Standard et elles sont d'ailleurs explorées depuis longtemps par les expérimentateurs. Dès 1984, l'asymétrie de production des fermions b et \bar{b} fut mesurée par la collaboration JADE auprès du collisionneur PETRA, indiquant l'existence d'un partenaire lourd d'isospin faible au quark b , le quark top.

On peut s'interroger sur l'opportunité, en 1998, de se consacrer à la mesure des asymétries de quarks lourds alors que les données de LEP1 ont rendu leur verdict dans beaucoup de domaines. Disposer des données reprocessées est bien sûr un argument naturel. Et la mesure de ces asymétries figurait en bonne place dans les raisons du reprocessing. Mais ce n'est pas l'essentiel.

Un effort très conséquent a été consenti dans la collaboration ALEPH pour traiter la crise des mesures de R_b et R_c évoquée plus haut dans ce texte. Les asymétries de charge des quarks lourds, singulièrement l'asymétrie du b , montraient également une déviation par rapport aux prédictions du MSE à hauteur de trois déviations standards. Or, les résultats en vigueur provenaient, au moins pour celles utilisant des leptons, de mesures encore préliminaires ou fondées sur des techniques d'analyse sommaires. Même si l'erreur statistique était dominante, le raffinement des analyses devait permettre des améliorations significatives. A cette époque, comme aujourd'hui d'ailleurs, les recherches directes du boson de Higgs étaient infructueuses et la seule information sur le sujet venaient des mesures de précision, et en particulier des mesures d'asymétries de charge des quarks lourds.

4.1 La stratégie de la mesure et la sélection des événements

La mesure utilise l'ensemble des événements $Z \rightarrow q\bar{q}$ (3.9 millions) enregistrés par ALEPH de 1991 à 1995 dans lesquels électrons et muons sont sélectionnés suivant la procédure indiquée dans [23]. Une description détaillée de l'identification des leptons peut être trouvée dans [3]. Je ne parlerai ici que des améliorations qui lui ont été apportées.

4.1.1 Les mesures antérieures ou comment gagner en précision

Les mesures précédentes des asymétries des quarks beaux dans ALEPH au moyen des leptons reposaient sur la sélection d'un échantillon purifié d'événements $Z \rightarrow b\bar{b}$ obtenu en coupant sur l'impulsion transverse du lepton par rapport à l'axe du jet auquel il appartient [24]. Une tentative d'analyse globale basée sur l'ajustement simultané de quantités liées à l'asymétrie (les rapports de branchement semileptoniques, la largeur partielle de désintégration R_b , le paramètre gouvernant la fragmentation du quark b ...) a été réalisée avec les données de 1991, toujours sur la base d'une sélection cinématique des événements [25]. Pour louable et élégante qu'elle fut, il faut toutefois préciser que le résultat net était de réduire les incertitudes d'origine systématique sans améliorer la précision globale de la mesure. C'est donc ailleurs qu'il convient de lui trouver des améliorations significatives.

Par rapport à l'analyse [24], il faut d'abord être en capacité de mesurer simultanément l'asymétrie de charge des quarks charmés. Lorsque les asymétries sont ensuite interprétées en terme de $\sin^2 \theta_W$, une précision meilleure de 30% peut être obtenue. Mesurer l'asymétrie du charme requiert d'étiqueter spécifiquement cette saveur. Or, ses caractéristiques sont "moyennes", intermédiaires entre celles du b et des saveurs légères uds . C'est vrai du temps de vie, des variables de forme d'événements (liées à la masse) ou encore de l'impulsion des leptons. Nous avons par conséquent choisi d'isoler le charme implicitement, en étiquetant d'une part la saveur belle, d'autre part les saveurs légères uds . La sous-section suivante 4.2 présente la méthode retenue.

Si l'on suppose une séparation en saveur parfaitement réalisée, l'incertitude statistique sur $A_{FB}^{b\bar{b}}$ est proportionnelle, en première approximation, à l'inverse de la différence ($f_{b \rightarrow \ell} - f_{b \rightarrow c \rightarrow \ell}$), où $f_{b \rightarrow X}$ est la fraction d'événements $b \rightarrow X$ dans l'échantillon. Il est par conséquent important d'atteindre la meilleure séparation possible entre ces processus ¹. Ce point a constitué un des efforts les plus importants de ce travail et sera décrit dans la sous-section 4.3.

Un autre facteur de dilution de l'information est le mélange $B_q^0 - \bar{B}_q^0$ qui conduit à un mauvais étiquetage de la charge du lepton. Il est nécessaire de connaître le paramètre moyen du mélange intégré dans le temps $\bar{\chi}$ et nous l'avons mesuré simultanément sur le même échantillon de données.

Enfin, une amélioration évidente (c'est en partie pour cela que ça a été fait) nous vient du reprocessing des données, pour lequel une version (r)affinée du programme de reconstruction permettait d'obtenir une plus grande précision dans la reconstruction des traces et une identification des particules plus performante. Pour notre propos, cela se traduit par une efficacité d'identification des électrons plus grande, et qui ne dépend plus de l'isolation de la trace, et une réduction du taux de contamination par les hadrons de l'échantillon de muons. Au coeur de ces progrès se trouve la mise en oeuvre du dE/dx avec les damiers de la TPC rapportée à la section 3.

Discutons maintenant sommairement la sélection des événements avant de détailler leur traitement pour la mesure d'asymétrie. L'échantillon d'événements $Z \rightarrow q\bar{q}$ considéré dans cette analyse est sélectionné selon la procédure décrite dans le papier [26]. Toutes les données collectées par ALEPH dans les années 1991-1995 ont été passées à ce crible. Au sein de cet échantillon $Z \rightarrow q\bar{q}$, les électrons et les muons sont recherchés comme indiqué dans le papier [23]. Toutefois, afin d'augmenter la statistique de l'échantillon, les coupures sur les impulsions minimales des candidats électrons et muons ont été abaissées à $p > 2 \text{ GeV}/c$ et $p > 2.5 \text{ GeV}/c$, respectivement. Cette réduction résulte des performances obtenues après reprocessing. Le lecteur intéressé trouvera dans les deux références [6] et [27] le résumé des performances atteintes.

Les jets de particules sont reconstruits au moyen de l'algorithme JADE, initialement dessiné par la collaboration éponyme [28]; l'association des particules dans un jet est gouverné par

¹Notons que l'incertitude systématique décroît aussi dans ce cas.

un paramètre unique : la masse invariante du jet. Le choix de la valeur de la coupure est $M_{\text{jet}} = 6 \text{ GeV}/c^2$. L'impulsion transverse du lepton p_{\perp} est calculée par rapport à l'axe du jet dont on a retiré le lepton afin d'obtenir la meilleure discrimination entre les désintégrations $b \rightarrow \ell$ et les autres sources de leptons [23].

Les événements hadroniques possédant au moins un lepton sont retenus. Lorsque plusieurs leptons appartiennent à un événement, celui qui a le plus grand p_{\perp} est sélectionné. C'est en effet celui qui a la plus grande probabilité de porter l'information correcte de la charge du quark. Pour chaque événement, nous avons besoin d'un estimateur de la direction initiale du quark. C'est l'axe de poussée (thrust) de l'événement qui fournit le meilleur estimateur expérimental de cette direction ; il est mesuré à partir de toutes les particules reconstruites dans l'événement (neutres et chargées) [1]. Notons que seuls les événements dont les cosinus de l'angle polaire de l'axe de poussée sont inférieurs à 0.9 sont conservés afin de rejeter les événements avec des pertes significatives dans le tube à faisceaux.

L'événement est alors divisé en deux hémisphères par le plan perpendiculaire à l'axe de poussée. L'hémisphère du quark b (\bar{c}) est pris comme étant celui contenant le jet avec le lepton si la charge de ce dernier est négative. Ce sera l'hémisphère opposé si la charge du lepton est positive.

Toutes les données n'ont pas été collectées au pôle du Z . Comme nous l'avons vu, les interférences $Z-\gamma$ se manifestent hors du pic du Z et plusieurs scans en énergies de la machine LEP ont été réalisés autour de sa masse (six énergies au total). Les événements sont par conséquent groupés suivant leur énergie de centre de masse et nous réalisons une mesure de $A_{\text{FB}}^{b\bar{b}}$ et $A_{\text{FB}}^{c\bar{c}}$ pour chaque groupe. Un total de 504 914 événements a ainsi été sélectionné.

La mesure de la probabilité de mélange intégré dans le temps est basé sur un sous-ensemble de cet échantillon : celui pour lequel il y a au moins un lepton dans chaque hémisphère, chaque lepton vérifiant toutes les étapes de la procédure d'identification décrite précédemment. Un total de 296 911 événements dilepton a été sélectionné.

4.2 La séparation des saveurs

Le propos est donc d'étiqueter les événements beaux d'une part et les événements impliquant des saveurs légères d'autre part. Nous avons pour ce faire sélectionné un ensemble (le meilleur) de variables discriminantes que je décrirai en détail dans la suite. Afin de prendre en compte les corrélations non linéaires entre ces variables, une analyse multi-variable utilisant un réseau de neurones a été conduite. Deux quantités multivariées discriminantes, N_b et N_{uds} , sont ainsi construites au moyen d'un réseau unique qui possède deux sorties et auquel on a fait apprendre simultanément les deux signaux b et uds . L'ensemble commun de variables est le suivant :

- P_E , variable d'étiquetage du b basée sur la signification statistique des paramètres d'impact (d/σ_d) des traces de l'événement [16] ;
- p , l'impulsion du lepton ;
- p_{\perp} , l'impulsion transverse du lepton ; les caractéristiques cinématiques des leptons étaient les seules variables utilisées dans les mesures précédentes des asymétries ;
- E , l'énergie manquante de l'événement, qui est une manifestation de la désintégration semi-leptonique des hadrons beaux ;
- $\sum_i p_{\perp i}^2$, où $p_{\perp i}$ est l'impulsion transverse de la $i^{\text{ème}}$ trace chargée qui appartient au jet le plus énergétique de l'événement. Notons que la $i^{\text{ème}}$ trace est incluse dans le calcul de la direction de l'axe du jet par rapport à laquelle l'impulsion transverse est déterminée. Cette quantité mesure la forme du jet : elle est statistiquement d'autant plus grande que la masse du quark mis en jeu est grande.
- $\Delta\chi_V^2$ est la différence entre les estimateurs de χ^2 des deux ajustements qui déterminent le vertex primaire avec toutes les traces d'une part et en incluant les vertex secondaires

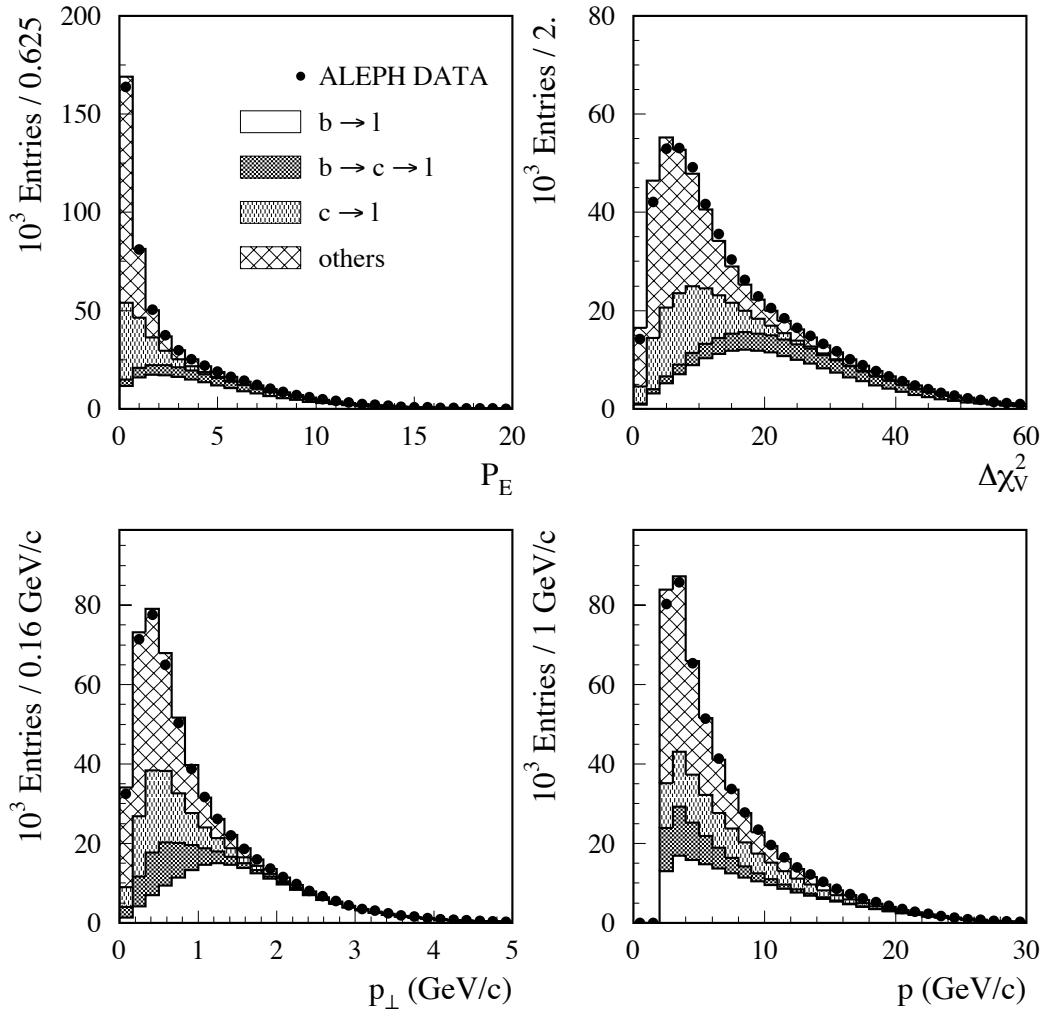


FIG. 4.1 – Distributions des variables les plus discriminantes utilisées dans la construction des variables combinées du réseau de neurones N_b et N_{uds} .

déterminés inclusivement d'autre part [29] ; la présence de vertex déplacés se traduit par des grandes valeurs de $\Delta\chi_V^2$.

- p_{fast} est l'impulsion de la particule chargée la plus rapide de l'événement. Cette variable est un estimateur de la forme de l'événement et signe statistiquement les saveurs légères.
- $p_{\perp\pi_s}^2$ est le carré de l'impulsion transverse de la particule, si elle existe, dont la cinématique s'accorde avec l'hypothèse d'un pion produit dans la désintégration $D^* \rightarrow D\pi_s$ [30]. Lorsqu'il y a plus d'une particule candidate, nous retenons celle qui est la plus proche de l'axe du jet.

Les variables les plus discriminantes parmi la liste que je viens d'établir sont représentées sur la figure 4.1.

Le grand temps de vie des hadrons beaux, que l'on exploite dans les quantités P_E et $\Delta\chi_V^2$, la grande masse du quark b , utilisée dans la variable de forme d'événement $\sum_i p_{\perp i}^2$, et les caractéristiques cinématiques des désintégrations semileptoniques (p , p_{\perp} et \mathbb{E}) présentent toutes un caractère discriminant utile à la séparation des saveurs. Pour l'ensemble de ces variables, les événements charmés ont statistiquement des propriétés intermédiaires entre les événements avec beauté et avec quarks légers. Les variables p_{fast} et $p_{\perp\pi_s}^2$ apportent des informations supplémentaires discriminant le charme et les saveurs légères ; la particule de plus grande impulsion de l'événement a en moyenne un spectre plus dur pour les saveurs légères en raison de la plus faible multiplicité en particules. Le pion issu de la désintégration $D^* \rightarrow D\pi_s$ tend à être colinéaire à l'axe du jet, en particulier dans les événements charmés pour lesquels le D^* est produit avec une plus grande impulsion que dans les événements beaux.

Toutes ces variables sont utilisées simultanément dans le réseau de neurones pour former les deux variables discriminantes d'analyse de séparation des saveurs N_b et N_{uds} représentées Fig. 4.2. Les apprentissages pour le signal concernent les événements beaux et de saveurs légères, respectivement.

Comme le pouvoir discriminant des variables de temps de vie basée sur l'information du VDET (P_E et $\Delta\chi_V^2$) décroît aux petits angles polaires en raison de l'acceptance géométrique du détecteur, nous avons introduit dans le réseau de neurones une variable de contrôle angulaire : il s'agit du cosinus de l'angle polaire de l'axe de poussée de l'événement. Sans aucun pouvoir discriminant, elle permet néanmoins l'assignation adéquate de poids variable en fonction du régime angulaire de l'événement. C'est aussi l'estimateur que nous considérons pour la direction du fermion dans la mesure de l'asymétrie. Nous avons vérifié qu'aucun biais significatif n'était induit par cette procédure.

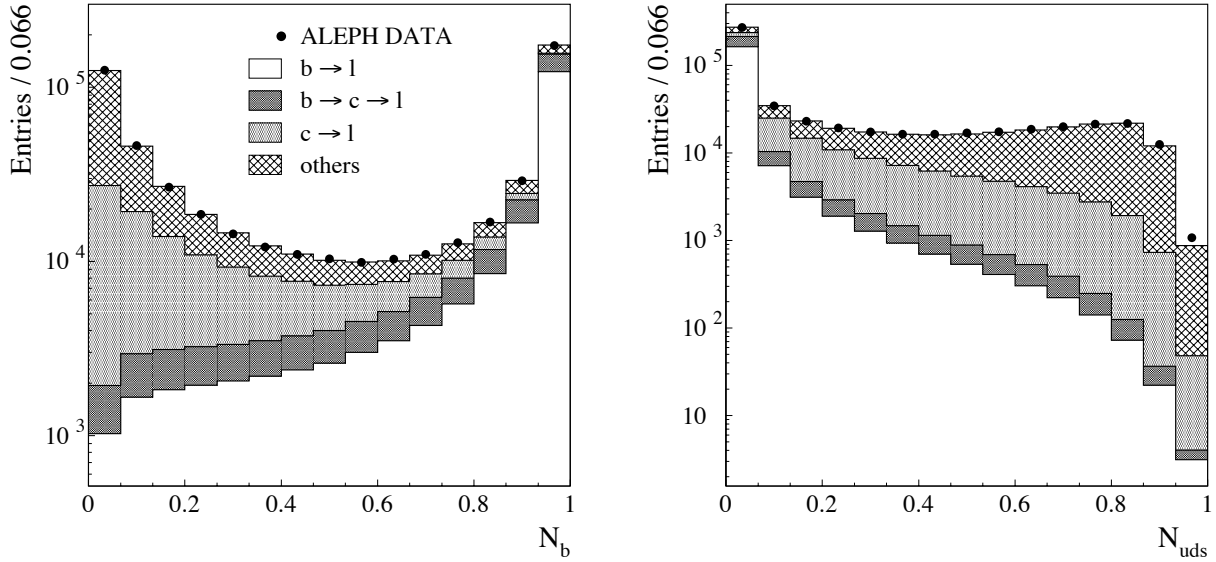
4.3 La séparation des processus $b \rightarrow \ell$ et $b \rightarrow c \rightarrow \ell$

Comme nous l'avons mentionné dans l'introduction de ce chapitre, la séparation des processus $b \rightarrow \ell$ et $b \rightarrow c \rightarrow \ell$ est le point clef de l'amélioration de la précision statistique de la mesure pour un nombre d'événements ultimement enregistrés (c'était notre cas depuis 1995) ². Il y a bien sûr d'autres processus diluant l'asymétrie mais la désintégration $b \rightarrow c \rightarrow \ell$ est la plus importante.

Au sein d'ALEPH, seules les propriétés cinématiques des leptons issus des désintégrations semileptoniques du quark b avaient été utilisées. La séparation que nous obtenons dans ce travail est améliorée en prenant en compte les propriétés du jet contenant le hadron beau auquel appartient le candidat lepton. En effet, les désintégrations $X_b \rightarrow \ell\nu X_c$ et $X_b \rightarrow W^* X_c (X_c \rightarrow \ell\nu X)$ ³ conduisent à des topologies de jets significativement différentes en termes de multiplicité de produits de désintégration, de masse invariante, d'ouverture de jet *etc*

²Il s'agit de maximiser $(f_{b \rightarrow \ell} - f_{b \rightarrow c \rightarrow \ell})$ où $f_{b \rightarrow \ell}$ est la fraction des désintégrations $b \rightarrow \ell$ dans l'échantillon.

³ D représente dans cette désintégration tout à la fois les mésons pseudoscalaires D^0 ou D^+ , vecteur D^* et les états orbitalement excités $L = 1$ D^{**} .

FIG. 4.2 – Distributions des variables discriminantes N_b et N_{uds} .

4.3.1 Clusterisation des jets

C'est l'algorithme de JADE qui est utilisé en standard dans les analyses des jets au LEP et singulièrement dans les analyses portant sur les quarks lourds. Les traces sont regroupées deux à deux jusqu'à ce qu'elles soient toutes associées au parton qui les a engendrées. Or, nous sommes plus intéressés dans notre démarche aux particules issues de la désintégration faible du hadron beau qu'à la totalité des particules provenant du parton initial.

Nous avons par conséquent envisagé une autre procédure de clusterisation, généralement utilisée dans les expériences auprès des collisionneurs hadroniques et initialement développée au LEP par la collaboration OPAL [31]. Cette procédure, basée sur une association géométrique des traces, est gouvernée par deux paramètres de coupure portant sur l'énergie ($\mathcal{E} = 5$ GeV) et l'angle d'ouverture ($\mathcal{R} = 0.4$ rad) du jet. Cette approche de clusterisation conduit typiquement à une amélioration de 10% à la fois en termes d'efficacité de sélection des traces provenant du quark b et de réjection des traces de fragmentation par rapport à l'algorithme de JADE.

4.3.2 Les propriétés du jet du lepton

La poussée de Lorentz que reçoit le hadron B tend à diluer les différences topologiques entre les processus $b \rightarrow \ell$ et $b \rightarrow c \rightarrow \ell$ soulignées plus haut. Il est par conséquent pertinent d'étudier les propriétés du jet du hadron beau en ramenant les traces dans le repère du hadron au repos. Il est évidemment impossible de faire ce travail complètement en raison de la présence du neutrino que nous ne mesurons pas. Le repère ainsi formé sera noté dans la suite (ℓX_c). Dans ce repère, le lepton et le système X_c issus de la désintégration $b \rightarrow \ell$ sont par construction dos à dos et nous définissons deux hémisphères selon le plan orthogonal à la direction du lepton. Trois variables discriminant les processus $b \rightarrow \ell$ et $b \rightarrow c \rightarrow \ell$ sont construites :

- E_{CM1} : il s'agit de la somme des énergies des traces appartenant à l'hémisphère du lepton, en excluant le lepton lui-même. Si l'on excepte les traces de fragmentation qui polluent la reconstruction/clusterisation du hadron beau, le lepton est seul dans son hémisphère. Au contraire, le lepton qui provient de la désintégration en cascade $B \rightarrow WD(D \rightarrow X\ell\nu)$

doit être accompagné du système X , proche en espace de phase. Les basses valeurs de la quantité E_{CM1} signent préférentiellement une désintégration $b \rightarrow \ell$.

– $P_{\ell t} = \frac{|P_+ - P_-|}{P_+ + P_-}$ où P_+ est la somme des impulsions parallèles des traces du jet de hadron beau appartenant à l'hémisphère du lepton et par rapport à la direction du lepton. P_- représente la somme des impulsions parallèles par rapport à la direction du lepton des traces appartenant à l'hémisphère opposé. Dans la désintégration $b \rightarrow c \rightarrow \ell$, il y a deux directions d'hadronisation (celle du quark c et celle de la désintégration du W). La quantité $P_{\ell t}$ est par conséquent un estimateur de l'ouverture angulaire du jet autour de la direction lepton et les grandes valeurs de $P_{\ell t}$ sont statistiquement caractéristiques des désintégrations $b \rightarrow \ell$.

– $E_{jet} = \sum_i E_i$, où E_i est l'énergie de la $i^{\text{ème}}$ trace du jet, reconstruite dans le repère (ℓX_c) .

Cette quantité est intimement liée à l'énergie manquante dans la désintégration du hadron beau. Une grande valeur de E_{jet} signe préférentiellement un processus $b \rightarrow c \rightarrow \ell$.

– $E_{\ell\text{CM}}$ est l'énergie du candidat lepton dans le repère (ℓX_c) .

4.3.3 Les propriétés cinématiques du lepton

La fragmentation dure du quark beau et la grande masse du hadron beau conduisent à observer des grandes impulsions et impulsions transverses du lepton primaire. Ces caractéristiques, bien connues et largement exploitées dans les analyses des saveurs lourdes, sont également utilisées dans ce travail conjointement avec les quantités discriminantes basées sur les propriétés du jet et décrites plus haut. Nous considérons également l'énergie manquante de l'événement.

La figure 4.3 montre les distributions des quatre variables les plus discriminantes utilisées pour la séparation $b \rightarrow \ell$ / $b \rightarrow c \rightarrow \ell$.

4.3.4 Combinaison des variables discriminantes

La quantité N_{bl} est construite à partir de l'ensemble des sept variables définies plus haut. La figure 4.4 montre la variable N_{bl} dans un échantillon enrichi en événements b ($N_b > 0.96$). Elle possède un pouvoir discriminant significativement amélioré par rapport à l'impulsion transverse seule, ce qui se traduit par une réduction de l'incertitude statistique sur $A_{\text{FB}}^{b\bar{b}}$ au niveau de 10%.

4.4 La méthode d'ajustement

Les asymétries de charge des quarks b et c sont extraites à partir d'un ajustement par maximum de vraisemblance des distributions binnées d'événements dans l'espace à quatre dimensions $(N_b, N_{uds}, N_{bl}, x)$, où x désigne la quantité signée $-Q \cos \theta_{\text{thrust}}$, avec θ_{thrust} l'angle polaire de la poussée de l'événement et Q la charge électrique du candidat lepton.

Le logarithme de la fonction de vraisemblance totale s'écrit :

$$-\ln \mathcal{L} = - \sum_{ijkl} n_{ijkl} \ln f_{ijkl}, \quad (4.1)$$

où n_{ijkl} est le nombre de candidats lepton dans l'échantillon de données du bin (i, j, k, l) de l'espace $(N_b, N_{uds}, N_{bl}, x)$ et f_{ijkl} est le nombre d'événements attendus. Une attention particulière a été portée au choix du binning. Il a été construit de sorte à obtenir un nombre d'événements similaires dans tous les intervalles.

La figure 4.5 montre une projection des événements sur le plan (N_b, N_{uds}) . La variable N_{bl} n'est utile (et donc utilisée) que dans le premier bin de la variable N_{uds} , qui contient la plupart des événements $Z \rightarrow b\bar{b}$. La distribution des différents processus dans le plan (N_b, N_{bl}) est

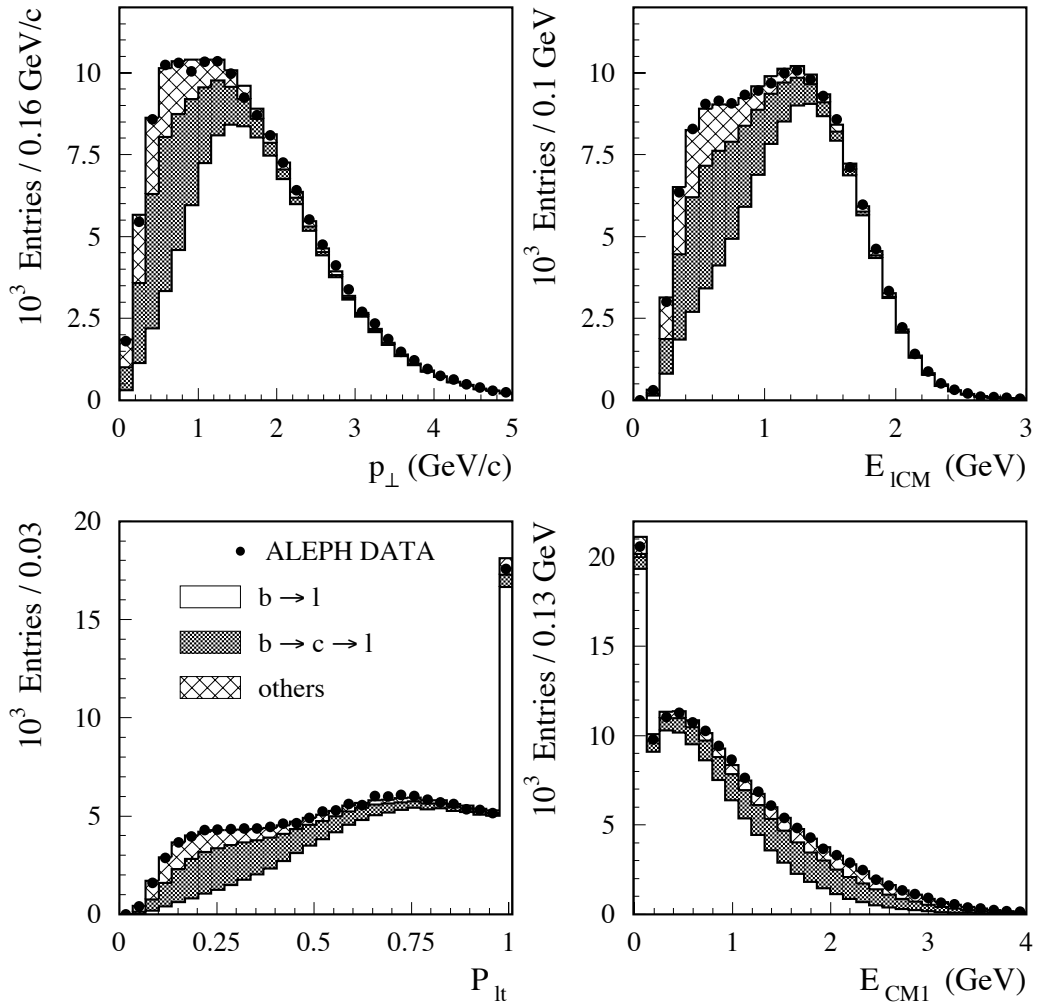


FIG. 4.3 – Distributions de quatre variables discriminantes utilisées pour l'étiquetage des désintégrations $b \rightarrow \ell$ dans les données et la simulation, pour les événements enrichis en beauté (Ils satisfont une coupure sévère sur la variable N_b , $N_b > 0.96$).

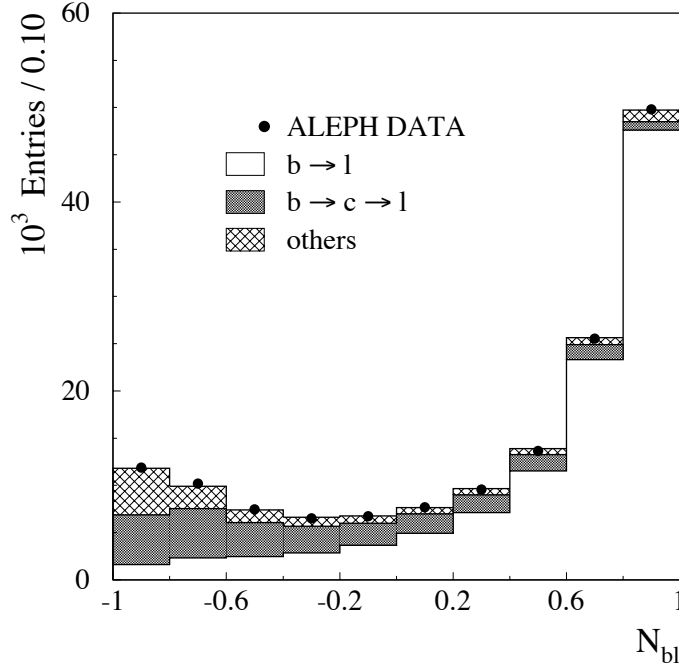


FIG. 4.4 – La distribution de la variable N_{bl} dans un échantillon enrichi en événements $b(N_b > 0.96)$.

montrée sur la figure 4.6. L'espace (N_b, N_{uds}, N_{bl}) est divisé en 70 intervalles non réguliers et la dimension angulaire x comporte 20 intervalles réguliers.

Le nombre attendu d'événements f_{ijkl} normalisé à l'unité s'écrit :

$$\begin{aligned}
f_{ijkl} = & (F_{\ell,b}^{rs})_{ijkl} \int_l [1 + x^2 + \frac{8}{3} A_{FB}^b (1 - 2\bar{\chi}_{ijkl}) x] dx \\
& + (F_{\ell,b}^{ws})_{ijkl} \int_l [1 + x^2 - \frac{8}{3} A_{FB}^b (1 - 2\bar{\chi}_{ijkl}) x] dx \\
& + (F_{bkg,b}^{asym})_{ijkl} \int_l [1 + x^2 + \frac{8}{3} A_{FB}^b (1 - 2\bar{\chi}_{ijkl}) (2\eta_{ijk}^b - 1) x] dx \\
& + (F_{\ell,c})_{ijkl} \int_l (1 + x^2 - \frac{8}{3} A_{FB}^c x) dx \\
& + (F_{c \rightarrow bkg}^{asym})_{ijkl} \int_l [1 + x^2 - \frac{8}{3} A_{FB}^c (2\eta_{ijk}^c - 1) x] dx \\
& + (F_{s \rightarrow bkg}^{asym})_{ijkl} \int_l [1 + x^2 + \frac{8}{3} A_{FB}^s (2\eta_{ijk}^s - 1) x] dx \\
& + (F_{d \rightarrow bkg}^{asym})_{ijkl} \int_l [1 + x^2 + \frac{8}{3} A_{FB}^d (2\eta_{ijk}^d - 1) x] dx \\
& + (F_{u \rightarrow bkg}^{asym})_{ijkl} \int_l [1 + x^2 - \frac{8}{3} A_{FB}^u (2\eta_{ijk}^u - 1) x] dx \\
& + (F_{bkg}^{sym})_{ijkl} \int_l (1 + x^2) dx,
\end{aligned} \tag{4.2}$$

où l'ensemble des désintégrations semileptoniques des b est catégorisé en désintégrations de *signe correct* (*right sign*) (rs) et *mauvais signe* (*wrong sign*) (ws), selon que la charge du lepton est

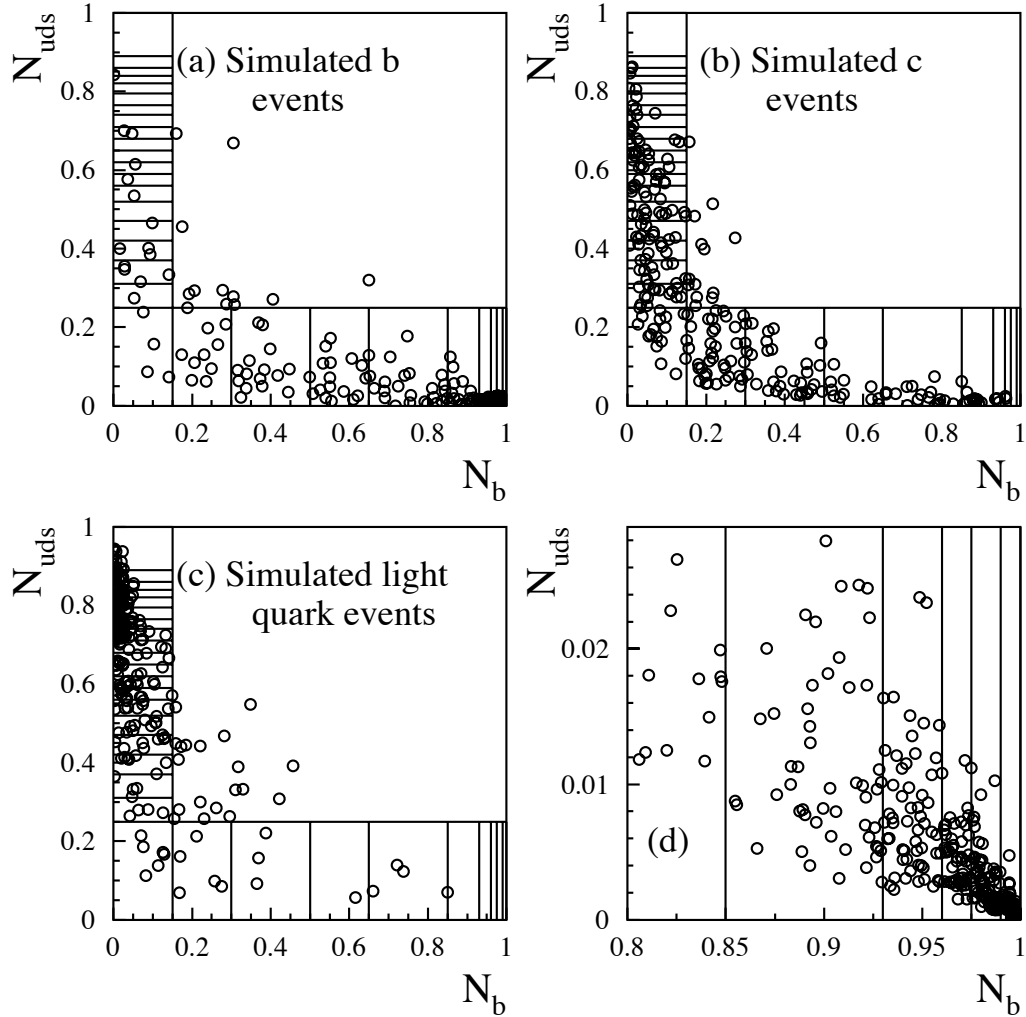


FIG. 4.5 – Distribution des événements simulés dans le plan (N_b, N_{uds}) . Les figures (a), (b) et (c) montrent les distributions de 1000 événements b, c et de saveurs légères, respectivement. La région définie par la coupure $N_{uds} < 0.25$ est divisée en 10 intervalles de N_b ; chacun d'entre eux est divisé en 5 intervalles réguliers de la variable N_{bl} , pour discriminer les désintégrations directes $b \rightarrow \ell$ de celles en cascade $b \rightarrow c \rightarrow \ell$. La région $N_b < 0.15$ est divisée en 20 intervalles de la variable N_{uds} , afin de séparer les événements charmés des saveurs légères. Le reste du plan est contenu dans un seul bin compte tenu de la faible statistique. Enfin, la figure (d) est un zoom de la région de la figure (a) enrichie en événements b. La pureté en événements $c \rightarrow \ell$ dans la région $N_b < 0.6$ et $N_{uds} < 0.6$ est estimée au niveau de 45%, ce qui correspond à une amélioration d'un facteur 2.5 par rapport à l'échantillon initial.

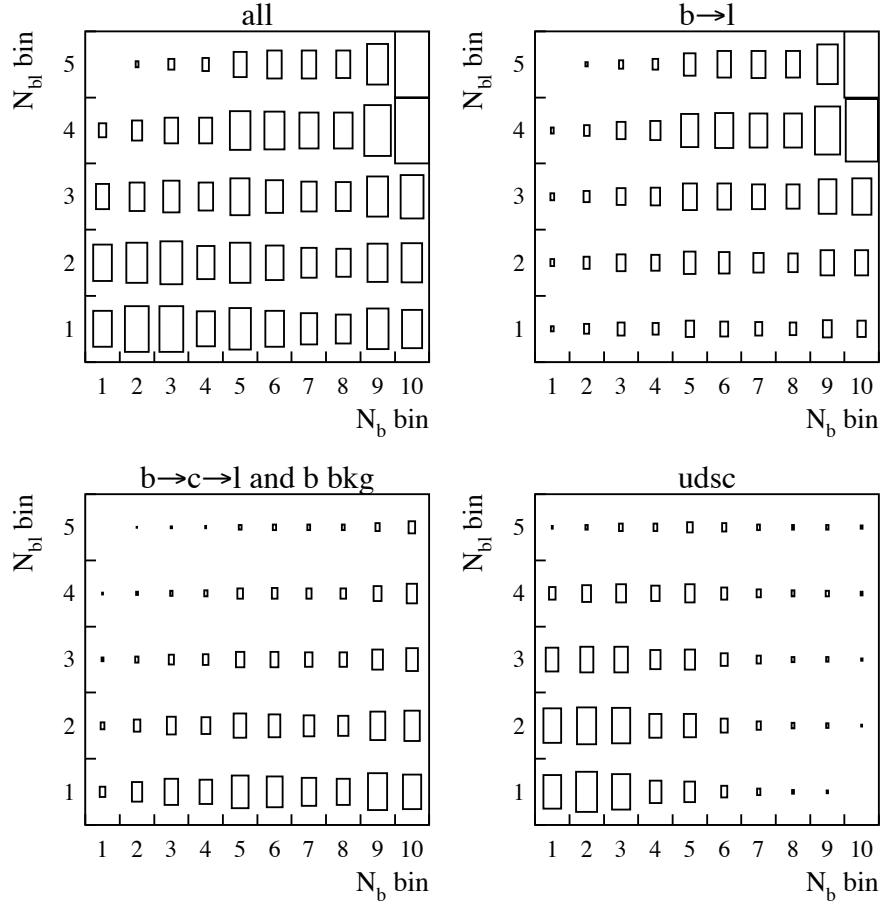


FIG. 4.6 – Distribution des événements simulés dans les bins du plan (N_b, N_{bl}) pour les événements qui satisfont la coupure $N_{uds} < 0.25$.

de même signe ou de signe opposé à celle du quark d'origine, qu'il y ait eu oscillation ou non. Les quantités que l'on veut ajuster sont les asymétries A_{FB}^{bb} et $A_{FB}^{c\bar{c}}$. Les fractions $F_{process}$ sont déterminées à partir des événements simulés.

L'asymétrie observée dans les événements b est diluée par le processus de mélange $B^0-\bar{B}^0$ qui conduit à une charge du lepton de signe opposé lorsque le méson a oscillé. La quantité pertinente pour notre propos (mesurer et corriger la dilution de l'information de charge) est la valeur intégrée dans le temps du paramètre de mélange des mésons beaux neutres, $\bar{\chi}$. Elle s'écrit :

$$\bar{\chi} = f_{B_d^0} \chi_d \text{BR}(B_d^0 \rightarrow \ell) / \text{BR}(b \rightarrow \ell) + f_{B_s^0} \chi_s \text{BR}(B_s^0 \rightarrow \ell) / \text{BR}(b \rightarrow \ell) ,$$

où $f_{B_q^0}$ est la fraction de mésons beaux neutres produits avec la saveur q et χ_q est la probabilité intégrée dans le temps du mélange $B_q^0-\bar{B}_q^0$.

Dans cette analyse, la prise en compte de la dilution due au mélange est compliquée par l'utilisation d'informations discriminantes qui interdisent une application uniforme de la correction. En effet, les événements qui peuplent les différents intervalles de N_b et N_{uds} ont des distributions de temps propre différentes en raison des variables basées sur le temps de vie appliquées pour la

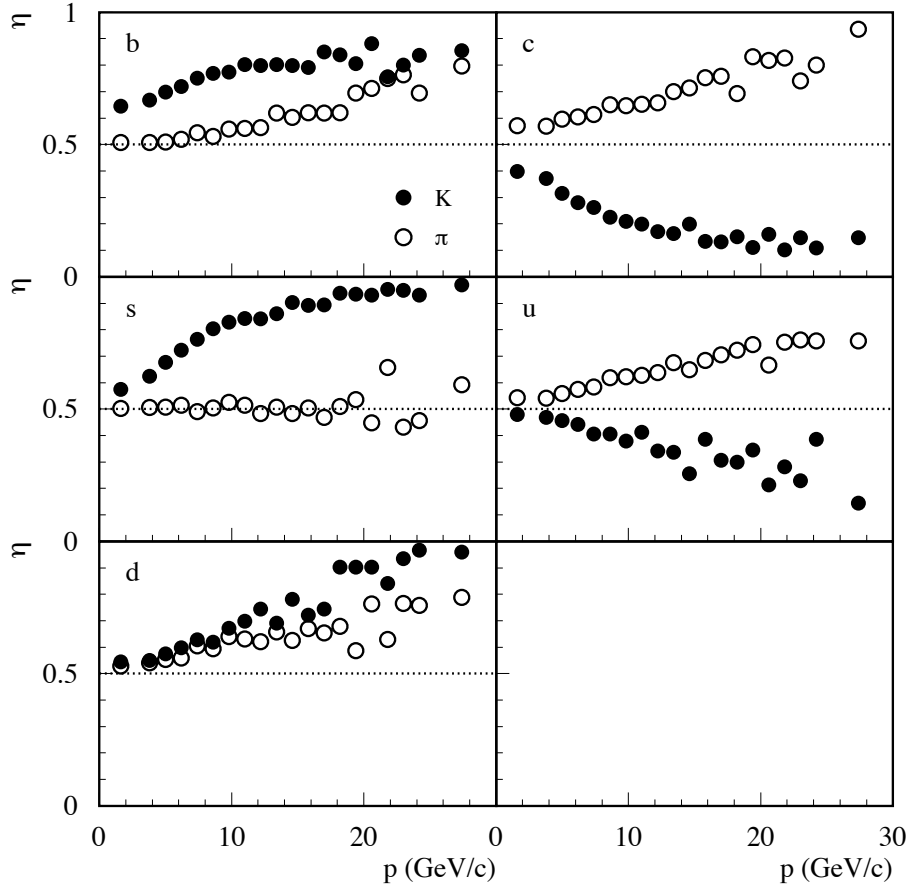


FIG. 4.7 – Distribution de la probabilité qu’un candidat lepton de bruit de fond ait une charge électrique de même signe que le quark initial, en fonction de son impulsion et pour les cinq saveurs de quark. Les kaons et les pions chargés sont représentés par les points noirs et blancs, respectivement.

séparation des saveurs. Par conséquent, il convient de définir un taux de mélange effectif pour chacun de ces intervalles, qui est déterminé au moyen de la simulation. Les événements simulés sont pondérés pour reproduire la valeur mesurée du taux moyen de mélange intégré dans le temps (Section 4.5).

Parmi la contribution de bruit de fond à l’échantillon des leptons, certains candidats portent une information sur la charge du quark initial qui doit être prise en compte dans la fonction de vraisemblance. C’est en particulier le cas des kaons chargés produits dans la chaîne de désintégration $b \rightarrow c \rightarrow s$ et identifiés comme muons. Le lecteur intéressé trouvera une description détaillée des différents processus de ce type dans [24]. Il convient par conséquent de séparer le bruit de fond en contributions symétrique et asymétrique du point de vue de la charge. La contribution asymétrique est quantifiée par le paramètre η qui donne la probabilité qu’un candidat lepton de bruit de fond ait la même charge que le quark initial. Pour une saveur donnée, le paramètre η dépend de l’impulsion du candidat lepton et de sa nature comme l’illustre la figure 4.7.

TAB. 4.1 – Contributions des différents processus à la fraction de dileptons de même signe pour les événements qui satisfont les coupures $N_{uds} < 0.25$ et $N_{bl} > 0.5$. Leurs abondances relatives sont également données. Les leptons prompts sont appelés right et wrong sign selon qu’ils préservent ou non le signe de la charge électrique du quark parent, qu’il y ait eu oscillation ou non. Les candidats leptons de bruit de fond qui possède une certaine information sur la charge du quark parent sont notés “bkg”. Les dileptons pour lesquels un des candidats provient d’une source symétrique de bruit de fond (qui n’a pas d’information de charge) sont appelés “symmetric”, quelle que soit la saveur du quark initial. La probabilité P_b qu’un lepton de type “bkg” dans un événement b ait la même charge que le quark primaire est donné $P_b = (1 - \bar{\chi})\eta_b + \bar{\chi}(1 - \eta_b)$.

Flavour	Source	Fraction	Like-sign contribution
b	rs - rs	0.841	$2\bar{\chi}(1 - \bar{\chi})$
	rs - ws	0.089	$\bar{\chi}^2 + (1 - \bar{\chi})^2$
	ws - ws	0.002	$2\bar{\chi}(1 - \bar{\chi})$
	rs - bkg	0.018	$\bar{\chi}P_b + (1 - \bar{\chi})(1 - P_b)$
	ws - bkg	0.001	$\bar{\chi}(1 - P_b) + (1 - \bar{\chi})P_b$
	bkg - bkg	< 0.001	$2P_b(1 - P_b)$
c	rs - rs	0.009	0
	rs - bkg	0.001	$1 - \eta_c$
	bkg - bkg	< 0.001	$2\eta_c(1 - \eta_c)$
uds	bkg - bkg	0.002	$2\eta_{uds}(1 - \eta_{uds})$
any	symmetric	0.037	0.5

4.5 La mesure du paramètre de mélange moyen intégré dans le temps

Le taux moyen de mélange intégré dans le temps, $\bar{\chi}$, défini dans la Section 4.4, est mesuré au moyen des événements comptant un candidat lepton par hémisphère, chaque candidat étant sélectionné selon la procédure rappelée dans la Section 4.1. Pour cette analyse, l’échantillon de leptons est réduit à ceux appartenant à l’espace $N_{uds} < 0.25$ afin de rejeter les contributions de saveurs légères.

Le paramètre $\bar{\chi}$ est mesuré par l’ajustement du taux attendu de dileptons de même signe, noté \mathcal{F}^{ls} , aux nombres d’événements dans les données de même signe, n^{ls} , et de signe opposé, n^{os} :

$$-\ln\mathcal{L}_{\bar{\chi}^{eff}} = -n^{ls}\ln(\mathcal{F}^{ls}) - n^{os}\ln(1 - \mathcal{F}^{ls}) . \quad (4.3)$$

Comme la précision statistique de la mesure de $\bar{\chi}$ dépend en premier lieu des performances de la séparation des processus $b \rightarrow \ell$ et $b \rightarrow c \rightarrow \ell$, la variable discriminante N_{bl} est la mieux indiquée pour réaliser la mesure. La contribution des différents processus à la fraction des dileptons de même signe \mathcal{F}^{ls} est donnée dans la Table 4.1 pour la coupure nominale de l’analyse $N_{bl} > 0.5$.

Il faut en outre appliquer un facteur correctif aux désintégrations $b \rightarrow c \rightarrow \ell$ afin de prendre en compte les contributions relatives des mésons D^+ et D^0 . En effet, les mésons beaux neutres (ceux-là même qui se mélangent et nous intéressent dans cette analyse) se désintègrent plus souvent vers un D^+ , dont le rapport d’embranchement semileptonique est plus grand que pour les D^0 , et entraîne une dépendance du taux de $b \rightarrow c \rightarrow \ell$ par rapport à la quantité N_{bl} . Le facteur correctif est pris de la simulation Monte Carlo. Les Figures 4.8(a) et (b) montrent les résultats obtenus pour un ensemble de coupures différentes sur la variable N_{bl} ; aucun biais significatif n’est observé. La figure 4.8(c) montre la dépendance du facteur correctif en fonction

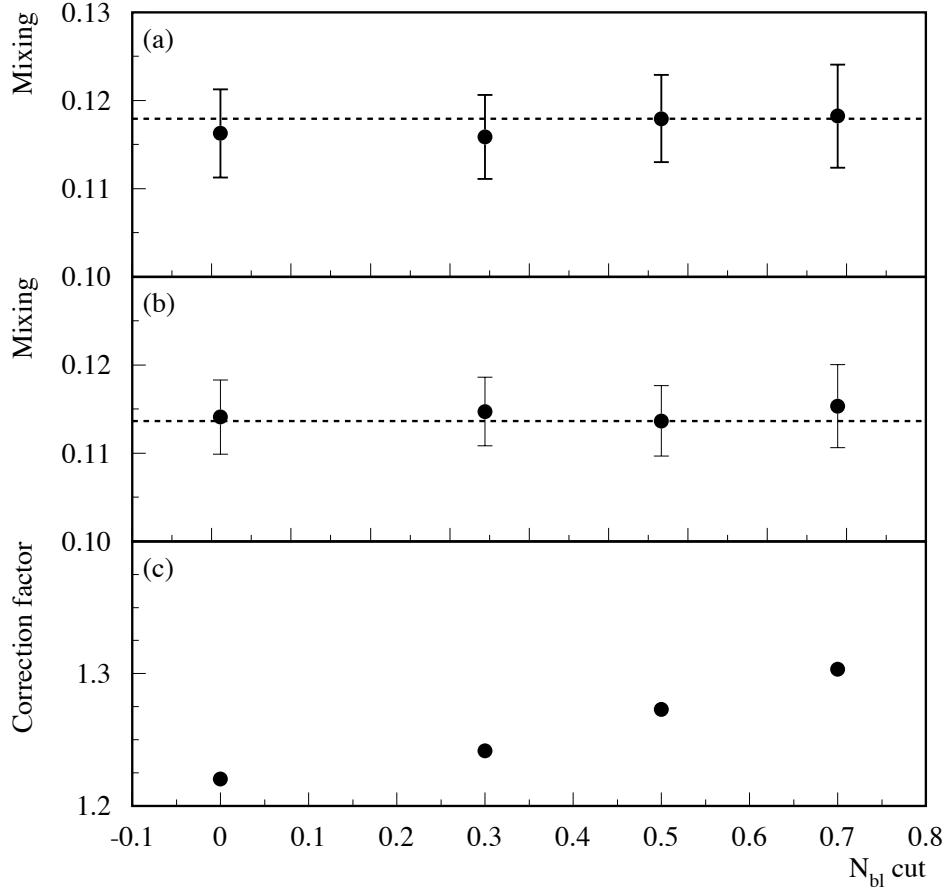


FIG. 4.8 – Stabilité de la mesure du paramètre de mélange $\bar{\chi}$ en fonction de la coupure sur N_{bl} pour (a) les données, (b) la simulation. Les barres d’erreur représentent les incertitudes statistiques. La coupure $N_{bl} > 0.5$ minimise l’erreur totale. Le plot (c) montre la dépendance du facteur correctif appliqué à la composante $b \rightarrow c \rightarrow \ell$ de l’échantillon en fonction de la coupure utilisée sur N_{bl} .

de la coupure adoptée sur la quantité N_{bl} . L’incertitude totale minimale est obtenue pour la coupure $N_{bl} > 0.5$ et l’on mesure :

$$\bar{\chi} = 0.1184 \pm 0.0049 \text{ (stat.) } \begin{matrix} +0.0045 \\ -0.0051 \end{matrix} \text{ (syst.).}$$

L’ensemble des incertitudes systématiques est reporté dans la Table 4.2. La discussion de chacune des sources d’erreurs systématiques explorées ici sera évoquée dans la Section suivante.

4.6 Les incertitudes systématiques

Même si la précision de la mesure de l’asymétrie $A_{FB}^{b\bar{b}}$ est limitée par le nombre de leptons de notre échantillon, il est capital d’estimer avec soin et le plus exhaustivement possible les incertitudes d’origine systématique. C’est d’abord impératif pour ce qui concerne l’asymétrie du charme, pour laquelle l’erreur statistique est grande ; c’est ensuite nécessaire dans la perspective

de la combinaison avec les autres mesures d'asymétries de charge du LEP, pour lesquelles ils existent des corrélations entre les sources d'erreur. Cette section sera légitimement la plus longue de ce chapitre consacré aux asymétries. Ce sont ces études qui ont réclamé le plus de temps, l'évaluation d'une incertitude systématique pouvant être une analyse en soi.

L'ensemble des incertitudes évaluées dans la mesure simultanée des asymétries de charme et de beauté est reporté dans la Table 4.2. Je discute dans la suite les principales sources et leurs effets.

4.6.1 Les rapports d'embranchements semileptoniques

Les rapports d'embranchements semileptoniques $\text{BR}(b \rightarrow \ell)$, $\text{BR}(b \rightarrow c \rightarrow \ell)$ and $\text{BR}(c \rightarrow \ell)$ sont des paramètres d'entrée importants pour l'évaluation des fractions F_{process} . La méthode d'analyse que nous avons développée est suffisamment puissante pour permettre de les mesurer simultanément avec les asymétries de charge des quarks lourds comme nous le verrons dans la Section 4.7. Toutefois, une mesure dédiée était en développement au sein de la collaboration ALEPH et il a été jugé pertinent de ne brouiller ni les messages ni les mesures. Si notre mesure des asymétries perd un peu en élégance, elle demeure identiquement efficace. Les valeurs que nous utilisons sont prises de l'ajustement global des résultats de LEP et SLD [11] en excluant les asymétries de saveurs lourdes [32] :

$$\begin{aligned}\text{BR}(b \rightarrow \ell) &= 0.1065 \pm 0.0023, \\ \text{BR}(b \rightarrow c \rightarrow \ell) &= 0.0804 \pm 0.0019, \\ \text{BR}(c \rightarrow \ell) &= 0.0973 \pm 0.0033.\end{aligned}$$

Les trois processus mentionnés ci-dessus ne sont pas les seules contributions b à l'échantillon des leptons. Pour les processus principaux présents dans la simulation, les valeurs suivantes de rapport d'embranchement ont été utilisées :

$$\begin{aligned}\text{BR}(b \rightarrow \bar{c} \rightarrow \ell) &= 0.0162 \pm 0.0044 [11], \\ \text{BR}(b \rightarrow \tau \rightarrow \ell) &= 0.00419 \pm 0.00055 [11], \\ \text{BR}(b \rightarrow u\ell\nu) &= 0.0171 \pm 0.0053 [32], \\ \text{BR}(b \rightarrow J/\psi (\psi') \rightarrow \ell\ell) &= 0.00072 \pm 0.00006 [11].\end{aligned}$$

Afin d'estimer l'incertitude systématique, les valeurs de rapport d'embranchement sont modifiées dans l'ajustement à l'intérieur de leurs erreurs. Soulignons ici que les erreurs sur les rapports d'embranchement $\text{Br}(c \rightarrow \ell)$ et $\text{Br}(b \rightarrow \bar{c} \rightarrow \ell)$ ont l'effet le plus important pour $A_{\text{FB}}^{c\bar{c}}$. Dans ce dernier cas, le lepton porte l'asymétrie opposée à celle du lepton primaire qui provient de $c \rightarrow \ell$.

4.6.2 La modélisation des désintégrations semileptoniques

Dans les événements simulés, l'énergie du lepton primaire dans le repère au repos du hadron beau se désintégrant faiblement est repondérée de façon à reproduire les spectres de différents modèles ajustés aux données de CLEO [33]. Trois modèles sont considérés : ACCMM, ISGW et ISGW** models [34]. Le premier est utilisé pour obtenir la valeur centrale, les décalages par rapport à cette valeur pour les modèles ISGW et ISGW** sont pris comme incertitude systématique. Pour les désintégrations $c \rightarrow \ell$, c'est à nouveau ACCMM qui est utilisé. Dans ce cas, les paramètres du modèle sont ajustés aux données de MARK III [35] et DELCO [36]. Enfin, le spectre d'énergie du lepton de la cascade $b \rightarrow c \rightarrow \ell$ est obtenu comme la convolution du spectre des désintégrations $b \rightarrow D$ mesuré par l'expérience CLEO [37] avec le spectre des $c \rightarrow \ell$.

TAB. 4.2 – Liste complète des incertitudes associées aux erreurs d’origine systématique. Chaque incertitude est donnée en unité de 10^{-5} .

Error sources	$\Delta(A_{\text{FB}}^{bb})$	$\Delta(A_{\text{FB}}^{c\bar{c}})$	$\Delta(\bar{\chi})$
BR($b \rightarrow \ell$)	∓ 16	± 53	± 96
BR($b \rightarrow c \rightarrow \ell$)	∓ 5	∓ 28	∓ 90
BR($c \rightarrow \ell$)	± 16	∓ 140	± 10
BR($b \rightarrow \bar{c} \rightarrow \ell$)	± 26	± 120	± 10
BR($b \rightarrow \tau \rightarrow \ell$)	± 4	∓ 15	± 4
BR($b \rightarrow u$)	± 2	± 3	± 7
Total BR	± 36	± 200	± 130
Electron ID	negl.	∓ 4	± 6
Muon ID	negl.	∓ 11	negl.
γ conversions	± 2	± 14	∓ 2
Electron bkg	± 2	± 20	∓ 2
Muon bkg ($K, \pi \rightarrow \mu$)	negl.	negl.	negl.
Muon bkg (misid. K, π)	± 4	± 64	∓ 29
Muon ID (low p)	± 1	negl.	∓ 39
IP smearing	∓ 6	∓ 53	–
Secondary VTX smearing	∓ 13	∓ 4	–
Detector Systematics	± 5	± 70	± 50
$b \rightarrow \ell$ model	+21 – 1	–80 +98	+100 –180
$c \rightarrow \ell$ model	+51 –39	–86 +46	–260 +230
$b \rightarrow D$ model	–4 +2	–19 +17	–290 +240
BR($b \rightarrow D^{**}$)	± 59	± 170	∓ 120
p_{\perp} charm	negl.	∓ 22	± 3
b fragmentation	± 2	± 39	± 79
c fragmentation	∓ 44	± 45	∓ 11
Total modelling	+93 –85	+210 –220	+380 –450
Bkg charge correlation	± 1	∓ 61	negl.
A_{FB}^s	negl.	± 26	–
A_{FB}^d	± 1	± 22	–
A_{FB}^u	negl.	± 8	–
Total bkg asymmetries	± 2	± 72	negl.
R_b	∓ 2	± 6	negl.
R_c	± 11	∓ 74	± 2
Gluon splitting ($b\bar{b}$)	∓ 2	± 1	∓ 35
Gluon splitting ($c\bar{c}$)	negl.	± 14	∓ 32
b hadron lifetimes	± 1	∓ 12	± 4
b hadron fractions	∓ 5	± 31	± 50
b multiplicity	∓ 10	∓ 5	negl.
c hadron lifetimes	∓ 6	± 49	negl.
c hadron fractions	± 29	∓ 110	± 11
K^0 production in c decays	∓ 13	± 18	∓ 7
c hadron topological rates	± 12	± 94	negl.
Total B and D physics	± 38	± 180	± 70
mixing	± 130	± 12	–
$b \rightarrow c \rightarrow \ell$ mixing correction	∓ 38	∓ 114	∓ 180
Total Mixing	± 130	± 120	± 180
TOTAL	± 170	± 380	+450 –510

La procédure de repondération des spectres ainsi que les détails de l'estimation des incertitudes qui lui sont liées sont décrits dans [34].

La quantité discriminante N_{bl} est également sensible, au travers des propriétés du jet de leptons, à la dynamique de la désintégration du hadron b . Nous avons fait beaucoup de tentatives pour trouver un estimateur ou une série d'estimateurs satisfaisants pour évaluer cette incertitude. Finalement, il nous est apparu que faire varier, dans la simulation Monte Carlo, la fraction relative de mésons orbitalement excités D^{**} dans les désintégrations des mésons B convenait pour prendre en compte globalement et de façon conservative ces effets. La variation que nous avons considérée est $f_{D^{**}} = 20 \pm 10\%$.

La coupure sur le paramètre de clusterisation du jet avec JADE est ajustée (voir Section 4.1) de sorte à obtenir, pour l'impulsion transverse du lepton, une séparation maximale entre les désintégrations $b \rightarrow \ell$ et $b \rightarrow c \rightarrow \ell$. Dans le cas des désintégrations semileptoniques du charme, le jet contient en moyenne beaucoup de traces de fragmentation et la distribution de p_{\perp} des leptons qui proviennent de $c \rightarrow \ell$ est affectée par la modélisation de cette composante. Cette question est discutée en détail dans [24]. Nous l'avons étudiée au moyen d'un échantillon de désintégrations $D^{*+} \rightarrow D^0 \pi^+$ suivies de $D^0 \rightarrow K^- \ell^+ \nu$. Le rapport des spectres de p_{\perp} dans les données et la simulation fournit des facteurs correctifs qui diffèrent de l'unité typiquement d'une valeur inférieure à 20%. Ces facteurs correctifs permettent de repondérer les événements simulés et leur erreur statistique est utilisée pour estimer l'incertitude systématique correspondante.

La fragmentation des quarks b et c en hadrons suit, dans le Monte Carlo, le modèle de Peterson [17]. Les paramètres libres du modèle sont ajustés pour reproduire les valeurs mesurées de l'énergie des hadrons beaux [34] ; pour déterminer l'incertitude systématique correspondante, nous les faisons varier à l'intérieur des incertitudes des mesures expérimentales.

4.6.3 L'identification des leptons et la mauvaise identification des hadrons

La détermination des incertitudes liées à l'identification des leptons suit la procédure décrite dans [23, 6]. Des facteurs correctifs de l'efficacité de sélection des leptons et des taux de mauvaise identification sont estimés à partir d'échantillons de données et appliqués aux événements simulés. Ces corrections dépendent de l'impulsion, de l'impulsion transverse et de l'angle polaire du lepton. Il s'agit d'un travail ample et lourd dont une description détaillée se trouve dans [3]. Notons simplement ici que les efficacités d'identification des électrons et des muons sont contrôlées au niveau de 2%. L'incertitude sur le taux de conversions de photons et de muons non-prompts issus des désintégrations des K et des π sont estimés au niveau de 10 %. Enfin, une incertitude de 20% est affectée au taux de mauvaise identification des hadrons K et π comme muons.

4.6.4 L'asymétrie du bruit de fond

L'asymétrie avant-arrière dans les événements $Z \rightarrow u\bar{u}$, $Z \rightarrow d\bar{d}$ et $Z \rightarrow s\bar{s}$ que nous considérons est la prédiction du Modèle Standard. L'étude de la composante de bruit de fond qui a conservé la mémoire de la charge du quark original suit la procédure décrite dans [24]. Nous avons choisi d'appliquer une incertitude de 20% sur la variation des résultats après application du paramètre de corrélation de charge de la composante asymétrique η (Section 4.4).

4.6.5 Physique des quarks b et c

Le Monte Carlo est repondéré pour reproduire les valeurs moyennes des largeurs partielles R_b et R_c , les taux de productions des hadrons b et c , leurs temps de vie et la multiplicité moyenne en traces chargées dans les événements beaux et charmés [11, 38]. Les erreurs systématiques dues à l'ensemble de ces quantités sont estimées en les faisant varier à l'intérieur de leurs incertitudes.

En particulier, la multiplicité moyenne en traces chargées dans les événements b vaut $n_b = 5.44 \pm 0.09$ [38] et la procédure de repondération est celle décrite dans [39]. Identiquement, la multiplicité moyenne en traces chargées dans les événements $Z \rightarrow c\bar{c}$ est corrigée en repondérant les taux inclusifs des désintégrations de hadrons charmés en traces chargées en utilisant les valeurs mesurées [11]. La modélisation de ces modes topologiques a un impact évident sur les quantités discriminantes de temps de vie. Elle joue également sur les propriétés du jet du lepton et permet de contrôler, conjointement avec la fraction de D^{**} dans les désintégrations de hadrons b , les effets de méconnaissance de la dynamique des jets pour la séparation $b \rightarrow \ell/b \rightarrow c \rightarrow \ell$.

Enfin, les taux de production des paires de quarks c et b qui proviennent des gluons rayonnés utilisés dans la simulation correspondent aux mesures [11] $P(g \rightarrow c\bar{c}) = (2.96 \pm 0.38)\%$ et $P(g \rightarrow b\bar{b}) = (0.254 \pm 0.051)\%$.

4.6.6 Le mélange

Le contrôle du facteur de dilution de l'information de charge par le mélange des mésons B est un des points les plus délicats de l'analyse. Comme je l'ai expliqué dans la Section 4.4, la probabilité qu'un méson neutre ait oscillé est déterminée dans chaque bin de l'analyse à partir des événements simulés, repondérés pour reproduire la valeur mesurée du paramètre moyen du mélange intégré dans le temps. L'incertitude systématique sur l'asymétrie $A_{\text{FB}}^{b\bar{b}}$ est obtenue en faisant varier le paramètre de mélange à l'intérieur de son incertitude statistique. Comme il existe beaucoup de sources d'erreurs systématiques communes aux mesures du mélange et des asymétries, il convient, pour chacune d'entre elles, de prendre en compte leur corrélation en modifiant la valeur du paramètre de mélange par son incertitude signée. Enfin, nous avons choisi d'estimer conservativement l'incertitude systématique due au facteur de correction appliqué aux désintégrations $b \rightarrow c \rightarrow \ell$ en le ramenant à l'unité.

4.6.7 La trajectographie

Les différences de performances de la reconstruction des traces entre les données et la simulation conduisent à des désaccords dans les distributions des variables P_E et $\Delta\chi_V^2$. Classiquement, la concordance des distributions est améliorée en ajustant individuellement dans la simulation les paramètres d'impact des traces et les vertex secondaires reconstruits, comme décrit dans [39, 40]. La totalité du changement impliqué par chacun de ces ajustements est prise comme incertitude systématique.

4.7 Les tests de cohérence

Cette section regroupe à la fois des tests de cohérence de la méthode que nous avons mise en oeuvre et des vérifications de la stabilité des résultats.

Plusieurs éléments de cette section représentent une analyse en soi et auraient pu figurer comme résultats finals de la publication. La richesse des quantités qui discriminent les différents processus de désintégrations semileptoniques permet en effet de mesurer simultanément avec les asymétries beaucoup d'autres quantités, leurs rapports d'embranchement en particulier. Comme je l'ai mentionné précédemment, ce travail s'est conduit concouramment avec une analyse dédiée aux rapports d'embranchement et les difficultés de combinaison des mesures auraient affaibli la lisibilité des résultats de la collaboration.

4.7.1 Les électrons et les muons séparément

Nous avons mesuré les asymétries de quarks lourds séparément pour les électrons et les muons. Seuls les candidats à l'énergie du pic du Z ont été considérés pour une raison évidente

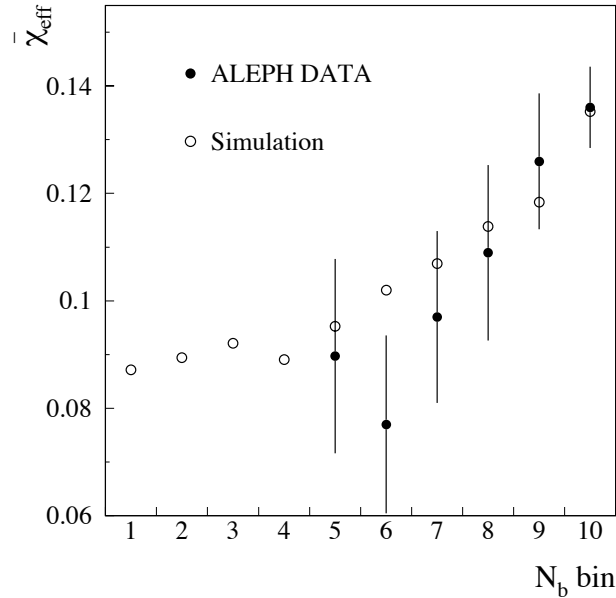


FIG. 4.9 – Distribution de la valeur mesurée du paramètre de mélange effectif dans les différents bins de N_b . Les cercles blancs montrent la prédiction Monte Carlo correspondante.

de statistique disponible. Les résultats obtenus sont reportés dans la Table 4.3 et montrent un accord satisfaisant. Dans l’ajustement sur l’échantillon global, les deux espèces de leptons ne sont pas distinguées et la composition moyenne de l’échantillon est utilisée. Cela explique la faible différence entre la moyenne des valeurs reportées dans la Table 4.3 et la valeur de référence du fit complet.

TAB. 4.3 – Mesures des asymétries $A_{\text{FB}}^{b\bar{b}}$ et $A_{\text{FB}}^{c\bar{c}}$ au pôle du Z pour les échantillons d’électrons et de muons ajustés séparément.

	électrons	muons
$A_{\text{FB}}^{b\bar{b}}$	$0.0959 \pm 0.0061 \pm 0.0018$	$0.0944 \pm 0.0055 \pm 0.0017$
$A_{\text{FB}}^{c\bar{c}}$	$0.0580 \pm 0.0082 \pm 0.0034$	$0.0683 \pm 0.0077 \pm 0.0043$

4.7.2 Une mesure simultanée du paramètre de mélange

J’ai mentionné le fait, dans la Section 4.4, que les informations de temps de vie introduisaient une dépendance du paramètre de mélange effectif $\bar{\chi}$ par rapport à la variable N_b . Les données peuvent nous renseigner sur la correction de la procédure de repondération que nous avons employée. Il est en effet possible dans une région enrichie en b de l’espace des variables discriminantes ($N_b > 0.65$) de mesurer simultanément avec les asymétries le paramètre effectif de mélange. La prédiction de la simulation après repondération est toujours utilisée dans le reste de l’espace.

La figure 4.9 montre la comparaison des mesures du paramètre de mélange effectif et des prédictions de la simulation.

L’ajustement simultané (toujours pour les données au pic du Z en raison de la statistique

disponible) conduit aux résultats :

$$\begin{aligned} A_{\text{FB}}^{\bar{b}b} &= 0.0939 \pm 0.0042 \text{ (stat.)} \pm 0.0012 \text{ (syst.)}, \\ A_{\text{FB}}^{c\bar{c}} &= 0.0640 \pm 0.0057 \text{ (stat.)} \pm 0.0038 \text{ (syst.)}, \end{aligned}$$

en bon accord avec ceux obtenus en utilisant la prédiction du Monte Carlo repondéré. Pour l'asymétrie du b, l'incertitude statistique non corrélée entre les deux méthodes est estimée au niveau de 0.0012.

4.7.3 La mesure de $A_{\text{FB}}^{\bar{b}b}$ ($A_{\text{FB}}^{c\bar{c}}$) dans un lot enrichi en b(c)

La mesure de l'asymétrie $A_{\text{FB}}^{\bar{b}b}$ est ici répétée en restreignant l'analyse à des régions très enrichies en saveur b. Le propos est d'exclure de possibles effets systématiques liés à la modélisation du bruit de fond dans les régions de l'espace d'analyse où la pureté en b est plus faible. Deux régions ont été définies par $N_b > 0.9$ et $N_{b\ell} > 0.5$, et dans les deux cas, l'asymétrie du charme est fixée à sa valeur mesurée. Les résultats, exprimés en variation absolue par rapport à la valeur de référence de l'ajustement, et notée $\delta A_{\text{FB}}^{\bar{b}b}$, sont les suivants :

$$\begin{aligned} \text{b-enhanced region} & \quad \delta A_{\text{FB}}^{\bar{b}b} = -0.0009, \\ (\text{b} \rightarrow \ell)\text{-enhanced region} & \quad \delta A_{\text{FB}}^{\bar{b}b} = +0.0011, \end{aligned}$$

Les deux résultats montrent un accord satisfaisant avec la valeur de référence à l'intérieur de l'erreur statistique incorrélée 0.0015.

Un travail similaire est opéré pour l'asymétrie du charme. Cette fois, l'analyse est restreinte à la région d'espace définie par $N_b < 0.5$ et $N_{uds} < 0.5$, et conduit à une différence absolue par rapport à la valeur de référence $\delta A_{\text{FB}}^{c\bar{c}} = -0.0044$. Là encore, un accord satisfaisant est obtenu puisque l'incertitude statistique incorrélée vaut 0.0036.

4.7.4 Rapports d'embranchement semileptoniques et taux de faux leptons

La discrimination entre les désintégrations $b \rightarrow \ell$ et $b \rightarrow c \rightarrow \ell$ est suffisamment puissante pour mesurer simultanément l'asymétrie du b et leurs rapports d'embranchement. Cette mesure constitue donc une vérification puissante de la méthode et un contrôle des effets systématiques à double titre. Si les résultats de cette analyse conduisaient à des valeurs d'asymétries significativement différentes, cela indiquerait que les incertitudes systématiques liées à la modélisation du lepton primaire ne sont pas proprement contrôlées. La compatibilité des valeurs de rapports d'embranchement avec les valeurs utilisées dans la mesure simultanée est un indicateur supplémentaire.

La Table 4.4 montre les résultats de l'ajustement simultané. Les valeurs de $A_{\text{FB}}^{\bar{b}b}$ et $A_{\text{FB}}^{c\bar{c}}$ que l'on obtient sont en accord avec les mesures de référence. Les mesures des rapports d'embranchement des b sont également en bon accord avec les moyennes LEP, qui sont les valeurs de référence utilisées.

A nouveau, des exercices analogues dans le secteur du charme sont réalisés. Le rapport d'embranchement semileptonique du charme, le taux de la composante asymétrique du bruit de fond dans les événements b et c, ou encore le taux de leptons non prompts et de faux leptons dans les saveurs légères R_{uds}^{bkg} sont simultanément fittés avec les asymétries. Comme dans le test précédent, nous trouvons un accord assez remarquable entre les valeurs d'entrées et les valeurs mesurées. Les résultats sont consignés dans la Table 4.4. Les rapports entre données et simulation des taux de bruit de fond asymétriques de charge et des taux de leptons non prompts et faux leptons valent $R_{b,c}^{\text{bkg}} = 0.94 \pm 0.01$ (stat.) et $R_{uds}^{\text{bkg}} = 0.997 \pm 0.004$ (stat.), respectivement, la différence à l'unité étant très inférieure à l'incertitude systématique associée.

TAB. 4.4 – Résumé des mesures des asymétries simultanément avec : 1) les rapports d'embranchement semileptoniques $\text{BR}(b \rightarrow \ell)$ et $\text{BR}(b \rightarrow c \rightarrow \ell)$, 2) le rapport d'embranchement semileptonique $\text{BR}(c \rightarrow \ell)$, 3) le taux de bruit de fond asymétrique de charge dans les événements b et c , $R_{b,c}^{\text{bkg}}$, et 4) le taux de leptons non prompts et de faux leptons dans les événements impliquant des saveurs légères, $R_{\text{uds}}^{\text{bkg}}$. Les résultats dans la table du haut sont donnés en terme de variation absolue de $A_{\text{FB}}^{b\bar{b}}$ ($A_{\text{FB}}^{c\bar{c}}$), que je note $\delta A_{\text{FB}}^{b\bar{b}}$ ($\delta A_{\text{FB}}^{c\bar{c}}$). La table inférieure montre pour les tests 1) et 2) la comparaison des valeurs ajustées de $\text{BR}(b \rightarrow \ell)$, $\text{BR}(b \rightarrow c \rightarrow \ell)$ et $\text{BR}(c \rightarrow \ell)$ à celles utilisées dans la mesure de référence.

Checks	1)	2)	3)	4)
$\delta A_{\text{FB}}^{b\bar{b}}$	+0.0006	+0.0004	+0.0001	< 0.0001
$\delta A_{\text{FB}}^{c\bar{c}}$	+0.0009	+0.0021	-0.0004	-0.0002

Checks	1) $\text{BR}(b \rightarrow \ell)$	1) $\text{BR}(b \rightarrow c \rightarrow \ell)$	2) $\text{BR}(c \rightarrow \ell)$
Input value	0.1065 ± 0.0023	0.0804 ± 0.0019	0.0973 ± 0.0033
Fitted value (stat. error only)	0.1088 ± 0.0004	0.0807 ± 0.0008	0.0935 ± 0.0005

Les résultats de l'ensemble de ces tests justifient et valident la description de l'échantillon des leptons dans la simulation et la remarquable stabilité des valeurs d'asymétries indique la pertinence de l'estimation des incertitudes systématiques.

4.8 Le résultat de l'ajustement et l'extraction de $\sin^2\theta_W^{\text{eff}}$

La figure 4.10 montre les distributions angulaires observées dans les régions enrichies en événements b et c et illustre graphiquement l'existence des asymétries dans les événements $Z \rightarrow b\bar{b}$ et $Z \rightarrow c\bar{c}$. La diminution à bas angles du nombre d'événements dans l'échantillon enrichi en saveur b est due aux variables de temps de vie dont la sélection de la saveur b dépend crucialement et qui sont limitées par l'acceptance du VDET. Une asymétrie est observée dans l'échantillon enrichi en charme malgré la contamination importante à bas angles de la composante de bruit de fond symétrique. C'est à ma connaissance la seule figure où l'asymétrie du charme est directement visible.

Les asymétries mesurées à l'énergie du pôle du Z valent :

$$\begin{aligned} A_{\text{FB}}^{b\bar{b}}(\sqrt{s} = 91.21 \text{ GeV}) &= 0.0952 \pm 0.0041 \text{ (stat.)} \pm 0.0017 \text{ (syst.)}, \\ A_{\text{FB}}^{c\bar{c}}(\sqrt{s} = 91.21 \text{ GeV}) &= 0.0641 \pm 0.0057 \text{ (stat.)} \pm 0.0038 \text{ (syst.)}. \end{aligned}$$

La corrélation statistique entre les deux mesures est de 14%.

Cette mesure est réalisée pour les événements collectés aux six autres énergies de centre de masse durant les scans autour de la masse du Z de la machine LEP. Les résultats obtenus sont reportés dans la Table 4.5 et montrés graphiquement sur la figure 4.11 en même temps que les mesures au pôle du Z .

Il nous faut maintenant interpréter ces mesures brutes dans le cadre du Modèle Standard et en extraire leur dépendance aux corrections radiatives purement électrofaibles. Comme je l'ai mentionné dans l'introduction de ce chapitre, les mesures des asymétries peuvent être interprétées en terme de la seule quantité $\sin^2\theta_W^{\text{eff}}$, qui contient la totalité des informations dans les corrections au propagateur du Z . Il faut auparavant déconvoluer les mesures brutes des effets de QED et de QCD (on a affaire à des quarks).

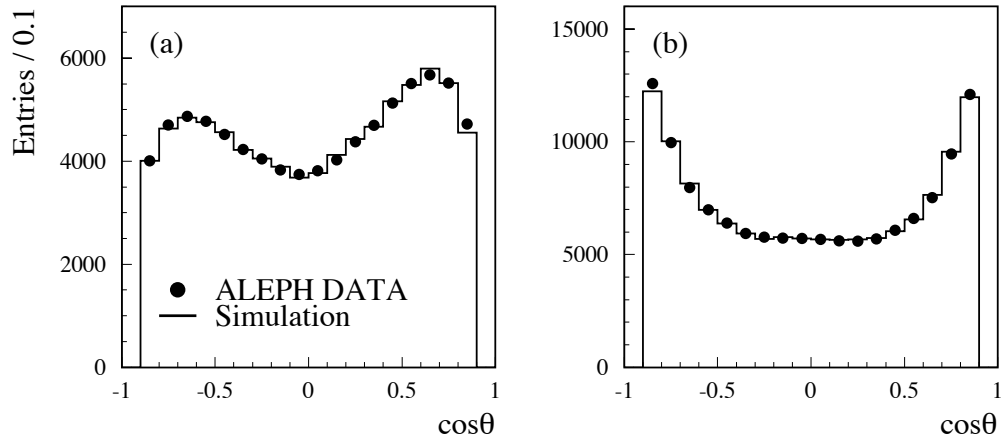


FIG. 4.10 – Distribution angulaire observée des fermions a) dans une région enrichie en saveur b, b) dans une région enrichie en saveur c. L’histogramme montre la prédiction de la distribution angulaire dans la simulation.

TAB. 4.5 – Les mesures de $A_{\text{FB}}^{b\bar{b}}$ and $A_{\text{FB}}^{c\bar{c}}$ pour chaque échantillon d’énergie de centre de masse et leurs incertitudes statistiques et systématiques.

\sqrt{s} (GeV)	$A_{\text{FB}}^{b\bar{b}}$	$A_{\text{FB}}^{c\bar{c}}$
88.38	$-0.133 \pm 0.135 \pm 0.010$	$-0.123 \pm 0.159 \pm 0.019$
89.38	$0.055 \pm 0.019 \pm 0.002$	$-0.023 \pm 0.026 \pm 0.002$
90.21	$-0.004 \pm 0.067 \pm 0.008$	$-0.005 \pm 0.083 \pm 0.005$
92.05	$0.111 \pm 0.064 \pm 0.006$	$0.104 \pm 0.077 \pm 0.006$
92.94	$0.105 \pm 0.015 \pm 0.003$	$0.118 \pm 0.021 \pm 0.006$
93.90	$0.139 \pm 0.093 \pm 0.012$	$0.123 \pm 0.110 \pm 0.011$

Les processus de radiation de gluons distordent la distribution angulaire d’origine purement électrofaible du quark . Des calculs analytiques [11, 12] prédisent l’impact de ces corrections sur les valeurs d’asymétries et sont utilisés comme première correction des mesures. Cependant, la sensibilité de la mesure aux rayonnements de gluons dépend de la sélection des événements et de la technique d’analyse employée et il convient pour chaque mesure du LEP de déterminer un facteur expérimental d’échelle, que nous noterons $s_{b,c}^{\text{QCD}}$, à appliquer à la correction analytique à une mesure asymptotiquement libre d’un détecteur. Nous avons par conséquent répété les mesures sur des échantillons Monte Carlo $Z \rightarrow b\bar{b}$ and $Z \rightarrow c\bar{c}$ de très haute statistique et avons comparé les résultats avec les prédictions au niveau du générateur sur les mêmes événements.

Les facteurs d’échelle expérimentaux que nous avons obtenus sont $s_b^{\text{QCD}} = 0.91 \pm 0.23$ et $s_c^{\text{QCD}} = 0.00_{-0.00}^{+0.49}$, pour la beauté et le charme, respectivement. Les facteurs correctifs globaux des effets de QCD sur l’asymétrie observable valent 1.0269 ± 0.0068 et $1.000_{-0.000}^{+0.018}$, respectivement pour les asymétries b et c.

Pour finalement interpréter les résultats dans le cadre du Modèle Standard, les mesures sont extrapolées à l’énergie $M_Z = 91.1874 \text{ GeV}/c^2$ et les corrections des effets QED et de l’interférence

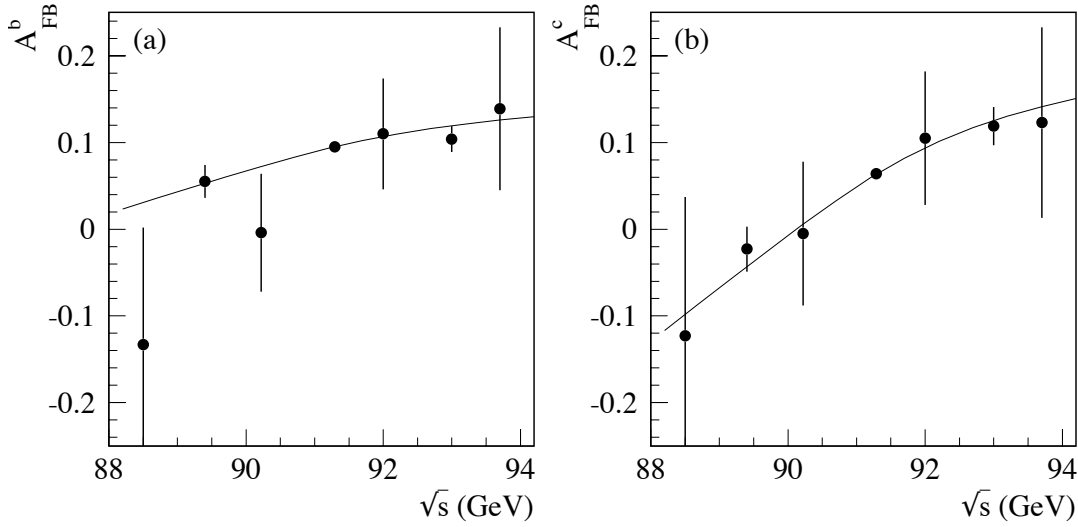


FIG. 4.11 – Les mesures de (a) $A_{\text{FB}}^{b\bar{b}}$ et (b) $A_{\text{FB}}^{c\bar{c}}$ en fonction de l'énergie de centre de masse. La courbe est la prédiction du Modèle Standard ajustée aux valeurs mesurées des asymétries.

Z - γ sont appliquées selon la méthode classique décrite dans [11].

Les mesures d'asymétries réalisées à l'énergie du pic du Z et en dehors conduisent aux mesures suivantes des asymétries au pôle, ou de façon équivalente à celle de l'angle de mélange électrofaible effectif :

$$\begin{aligned} A_{\text{FB}}^{0,b} &= 0.1004 \pm 0.0039 \text{ (stat.)} \pm 0.0017 \text{ (syst.)}, \\ A_{\text{FB}}^{0,c} &= 0.0729 \pm 0.0054 \text{ (stat.)} \pm 0.0038 \text{ (syst.)}, \\ \sin^2\theta_{\text{W}}^{\text{eff}} &= 0.23195 \pm 0.00067. \end{aligned}$$

Dans cette détermination de $\sin^2\theta_{\text{W}}^{\text{eff}}$, les mesures de $A_{\text{FB}}^{b\bar{b}}$ et $A_{\text{FB}}^{c\bar{c}}$ sont interprétées conjointement en prenant en compte leur corrélation. L'amélioration en précision par rapport aux analyses antérieures est meilleure que 30% ce qui fait de cette mesure l'une des plus puissantes du LEP.

4.9 Combinaison de l'ensemble des mesures d'asymétries de charge des saveurs lourdes dans ALEPH

L'expérience ALEPH a publié une mesure de l'asymétrie du charme réalisée au moyen de mésons D dont les désintégrations sont reconstruites exclusivement [41] et une mesure de l'asymétrie du $A_{\text{FB}}^{b\bar{b}}$ qui étudie les désintégrations inclusives des hadrons beaux en reconstruisant la charge des jets [40]. Ces mesures ont été combinées avec celle discutée dans ce chapitre en utilisant la méthode standard des combinaisons des mesures électrofaibles du LEP décrite dans [34]. La combinaison avec l'asymétrie du charme au moyen des mésons D complètement reconstruits est triviale : les échantillons sont distincts et les sources d'erreurs systématiques sont essentiellement incorrélatées. Il en va tout autrement de la mesure de $A_{\text{FB}}^{b\bar{b}}$ avec la charge des jets. Au début de ces travaux au sein du groupe ALEPH s'intéressant aux saveurs lourdes, nous avons jugé qu'il était pertinent d'exclure de l'analyse de charge du jet l'information de charge des leptons. L'objectif était d'optimiser chacune des analyses (leptons et jet charge) en minimisant la corrélation entre elles pour obtenir ultimement la meilleure contrainte sur l'angle

de mélange électrofaible. Bien sûr, ce deux analyses utilisent des échantillons d'événements qui se recoupent partiellement mais la difficulté de leur combinaison est ailleurs. Il est apparu que la charge moyenne des hémisphères est mieux définie lorsqu'un lepton issu d'une désintégration semileptonique y contribue, même s'il n'est pas explicitement identifié comme lepton. La solution adoptée pour estimer la corrélation statistique entre les deux mesures a consisté à diviser les données enregistrées à l'énergie du pic du Z en 600 échantillons approximativement égaux et de réaliser simultanément les deux mesures sur chaque échantillon. Le paramètre de corrélation statistique ainsi mesuré vaut (0.264 ± 0.039) et les incertitudes d'origine systématique dans chacune des mesures sont traitées comme incorrélatées.

Les asymétries au pôle du Z pour les quarks b et c , résultats de la combinaison des trois mesures, valent :

$$\begin{aligned} A_{\text{FB}}^{0,b} &= 0.1011 \pm 0.0026, \\ A_{\text{FB}}^{0,c} &= 0.0720 \pm 0.0052. \end{aligned}$$

Le χ^2 de la combinaison est 7.7 pour 18 degrés de liberté.

Le dernier mot d'ALEPH sur l'angle de mélange électrofaible déterminé au moyen des asymétries de saveurs lourdes est :

$$\sin^2\theta_{\text{W}}^{\text{eff}} = 0.23188 \pm 0.00045.$$

Cette détermination de l'angle de mélange électrofaible est compatible avec les valeurs obtenues à partir des mesures sur les données d'ALEPH de la polarisation du lepton τ [42] et des asymétries leptoniques [43].

4.10 Un résumé et $\sin^2\theta_{\text{W}}^{\text{eff}}$ dans ALEPH

Nous avons réalisé une mesure simultanée des asymétries du b et du c ainsi que du paramètre de mélange $B^0-\bar{B}^0$ au moyen des leptons issus des désintégrations semileptoniques des hadrons beaux et charmés. L'échantillon de données analysé consiste en 3.9 millions de désintégrations hadroniques du boson Z enregistrées par le détecteur ALEPH de 1991 à 1995.

Les données sont analysées en fonction de l'angle polaire de l'axe de poussée des événements dans un espace de trois variables discriminantes construites pour séparer les candidats leptons selon la saveur du quark et la nature du processus dont ils sont issus. La combinaison des valeurs des asymétries pour les sept points d'énergie de centre de masse, corrigées des effets QED et QCD et rapportées au pôle du Z donne :

$$\begin{aligned} A_{\text{FB}}^{0,b} &= 0.1004 \pm 0.0039 \text{ (stat.)} \pm 0.0017 \text{ (syst.)}, \\ A_{\text{FB}}^{0,c} &= 0.0729 \pm 0.0054 \text{ (stat.)} \pm 0.0038 \text{ (syst.)}. \end{aligned}$$

Ce sont les plus précises des mesures basées sur l'étiquetage de charge de quark au moyen des leptons.

Le principal effet systématique dont souffre l'asymétrie du b est dû au mélange $B^0-\bar{B}^0$. L'incertitude systématique majeure de l'asymétrie du c provient de la modélisation de la physique des hadrons beaux et charmés dans la simulation. La valeur du paramètre moyen du mélange intégré dans le temps a été mesurée au moyen des événements contenant un lepton dans chaque hémisphère et vaut :

$$\bar{\chi} = 0.1184 \pm 0.0049 \text{ (stat.) } \begin{matrix} +0.0045 \\ -0.0051 \end{matrix} \text{ (syst.)}.$$

La combinaison de toutes les mesures d'asymétries d'ALEPH basée sur les quarks lourds conduit à dériver l'angle de mélange électrofaible :

$$\sin^2\theta_W^{\text{eff}} = 0.23188 \pm 0.00045.$$

4.11 Interprétations

Comme nous l'avons introduit dans la première section de ce chapitre, l'angle de mélange électrofaible effectif $\sin^2\theta_W^{\text{eff}}$ contient les corrections radiatives au propagateur du Z et dépend de la masse du quark top et de la masse du boson de Higgs, quadratiquement et logarithmiquement, respectivement. Il est donc possible d'interpréter notre mesure dans le cadre du Modèle Standard et d'en dériver des contraintes sur ces deux paramètres fondamentaux. La comparaison de la masse dérivée du quark top à celle mesurée directement au Tevatron est un test de cohérence puissant du Modèle Standard au niveau des corrections à une boucle. La détermination indirecte de la masse du Higgs est toujours pour l'instant notre connaissance la plus profonde du secteur scalaire du Modèle Standard.

Même si la contribution de la mesure défendue dans ce document est parmi les plus cruciales, il est vain de conduire ce vaste programme sur chaque mesure individuelle. Le groupe de travail du LEP sur les mesures de précision électrofaibles (LEPEWWG) a précisément pour charge de combiner l'ensemble des mesures du LEP et de SLD. Les mesures des asymétries de quarks lourds de chaque expérience sont d'abord moyennées : le résultat de la combinaison est montré sur les figures 4.12 et 4.13. Puis, ces résultats sont interprétés en terme de $\sin^2\theta_W^{\text{eff}}$ et moyennés avec l'ensemble des autres mesures de LEP et SLD. La méthode de combinaison des mesures et la détermination des paramètres du Modèle Standard sont complètement décrites dans [11].

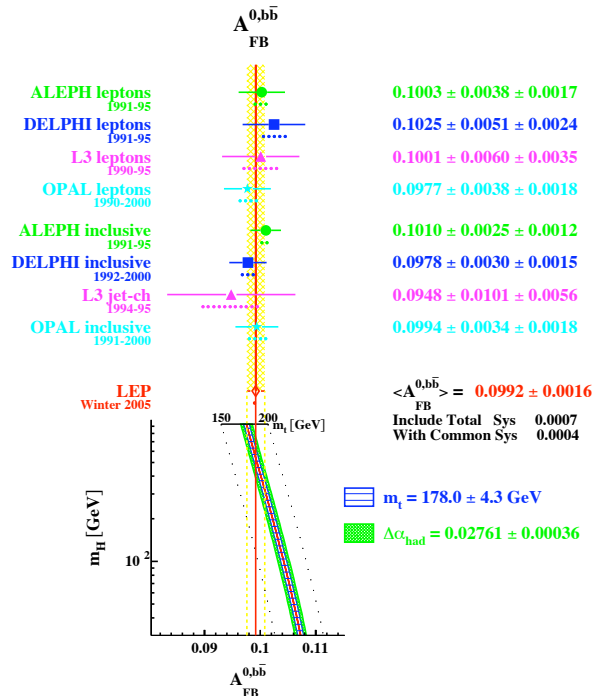


FIG. 4.12 – L'ensemble des mesures d'asymétries de quarks beaux au LEP.

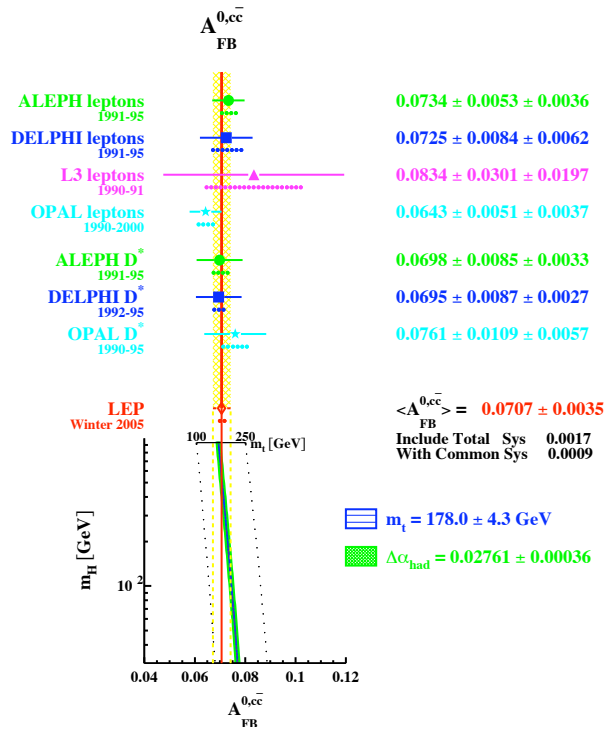


FIG. 4.13 – L'ensemble des mesures d'asymétries du quark charmé au LEP.

Outre les mesures d'asymétries avant-arrière des quarks lourds, les contraintes sur $\sin^2\theta_W^{\text{eff}}$ proviennent de l'asymétrie leptonique gauche-droite mesurée auprès du SLC au moyen de faisceaux d'électrons polarisés ⁴, de la mesure de la polarisation du lepton τ et des asymétries avant-arrière des électrons et des muons ; j'ai ordonné cette liste par contribution décroissante à la précision sur $\sin^2\theta_W^{\text{eff}}$ comme l'indique la figure 4.14.

La qualité de l'ajustement des prédictions MSE à l'ensemble des observables peut être mesurée par le χ^2 par degré de liberté. Sa valeur est $\chi^2/\text{d.o.f} = 1.40$ qui correspond à une probabilité de 15%. Il est dès lors légitime (nécessaire !) de faire la métrologie des paramètres accessibles du Modèle Standard. Commençons par l'extraction de la masse du quark top. La figure 4.15 montre simultanément les mesures directes et indirectes de la masse du quark top. Les premières sont réalisées par les deux expériences installées auprès du Tevatron, la seule machine dont l'énergie de centre de masse autorise la production du quark top aujourd'hui. Les dernières sont séparées selon deux déterminations : la première mesure indirecte provient de $\sin^2\theta_W^{\text{eff}}$ seule, la seconde inclut en sus les mesures de la masse du boson W et de sa largeur de désintégration, dont les dépendances en fonction de la masse du quark top et de la masse du boson de Higgs ont été explicitées dans la Section introductive de ce Chapitre. L'accord entre mesures directe et indirecte est absolument remarquable. Il s'agit de mon point de vue de la plus grande réussite de l'aventure LEP avec la mesure du nombre de familles de neutrinos du Modèle Standard.

$$m_{\text{top}} = 173.1 \pm 1.3 \text{ GeV}/c^2, \text{ [(direct - Tevatron)]}$$

$$m_{\text{top}} = 172.6 \begin{matrix} +13.3 \\ -10.2 \end{matrix} \text{ GeV}/c^2 \text{ [(indirect - LEP1)].}$$

Malgré la dépendance logarithmique de $\sin^2\theta_W^{\text{eff}}$ et M_W à la masse du boson de Higgs, il est possible de la contraindre avec une précision qui, loin d'être satisfaisante ou suffisante,

⁴Il s'agit finalement de la mesure du taux de polarisation du faisceau d'électrons

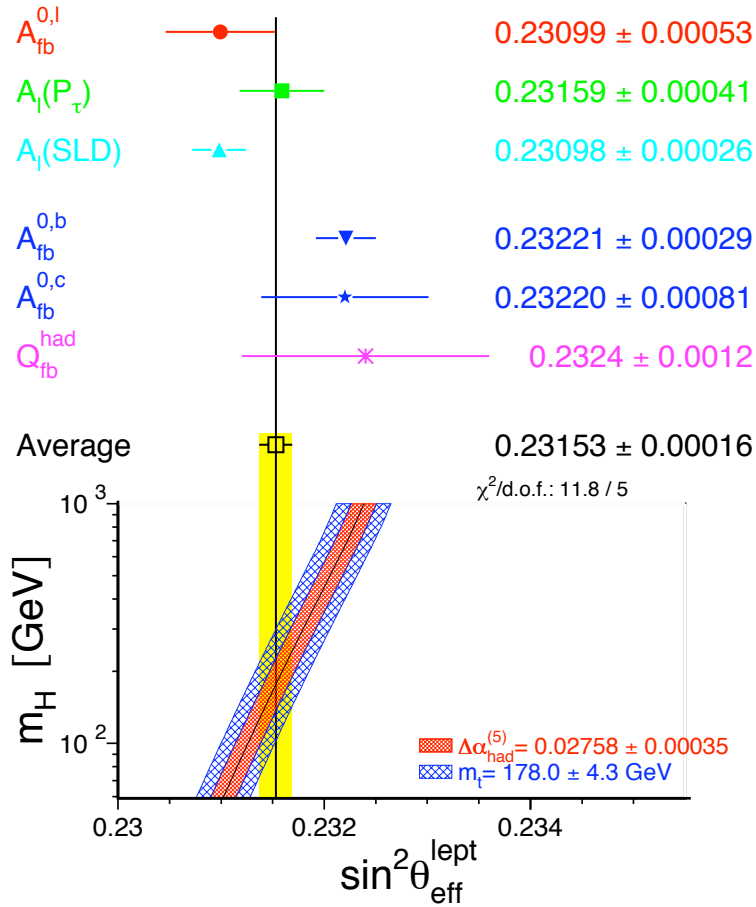


FIG. 4.14 – L'ensemble des mesures de $\sin^2 \theta_W^{\text{eff}}$. La dépendance de $\sin^2 \theta_W^{\text{eff}}$ aux masses du top et du Higgs sont données

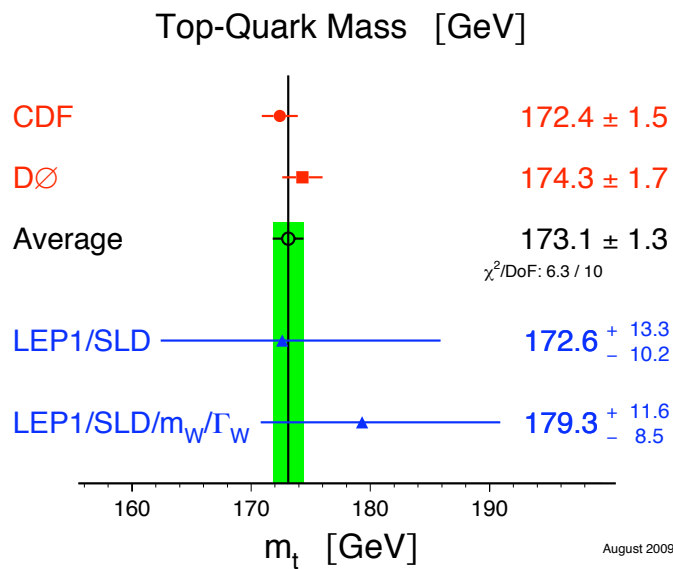


FIG. 4.15 – Mesures directes et indirectes de la masse du quark top.

demeure l'information la plus solide dont nous disposons aujourd'hui sur le boson de Higgs. La figure 4.16 célébrée comme la figure aux bandes bleues montre la valeur la plus probable de masse du boson de Higgs préférée par l'ensemble des mesures de précisions électrofaibles combinées. Quantitativement, la mesure indirecte vaut :

$$m_{\text{Higgs}} = 87^{+35}_{-26} \text{ GeV}/c^2.$$

Une écriture plus en rapport avec la précision obtenue est :

$$m_{\text{Higgs}} < 157 \text{ GeV}/c^2 \text{ @95\% CL.}$$

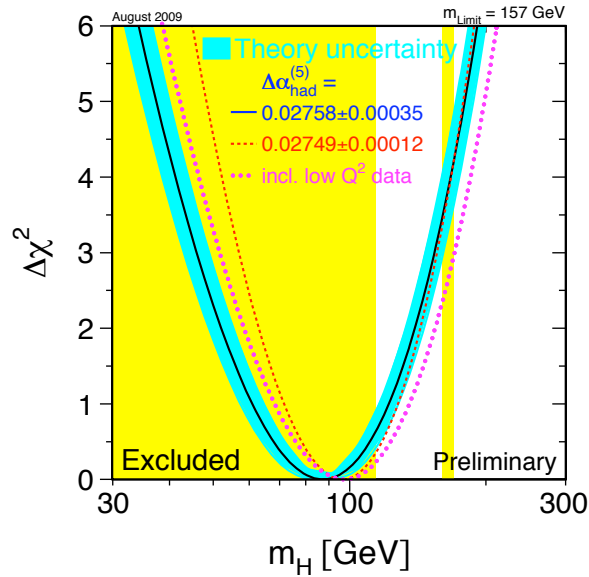


FIG. 4.16 – La contrainte sur la masse du boson de Higgs portée par l'ensemble des mesures électrofaibles combinées.

La limite des recherches directes sur la masse du boson de Higgs du Modèle Standard est indiquée par la bande jaune sur la figure 4.16 et vaut $114 \text{ GeV}/c^2$, valeur parfaitement contenue dans la région préférée des mesures de précision. Les recherches au Tevatron via les désintégrations bosoniques du Higgs ont permis récemment d'ajouter une petite région d'exclusion au seuil cinématique de la réaction $H \rightarrow W^+W^-$. La découverte d'un boson de Higgs léger au Tevatron ou au LHC serait aussi rétrospectivement un immense succès du LEP mais peu nous en chaut aujourd'hui. Son existence éventuelle et sa nature sont des questions centrales posées à la discipline pour les années qui viennent.

Concluons sur les mesures des observables de quarks lourds décrites dans ce document. Le désaccord violent entre les mesures de R_b et R_c et les prédictions de l'ajustement de l'ensemble des observables électrofaibles dans le cadre du MSE n'a pas résisté à la réanalyse des données de LEP1. Tout au contraire, nous avons désormais un test puissant de cohérence du MSE et une contrainte significative sur des scénarii au-delà du MSE. Les mesures des asymétries de charge des quarks lourds montraient un désaccord à près de trois déviations standards (somme toute attendu lorsque l'on regarde un ensemble grand de mesures) avec les prédictions de l'ajustement de l'ensemble des observables électrofaibles dans le cadre du MSE. Ce désaccord a été confirmé par les réanalyses des données entreprises après 1995 par les quatre collaborations du LEP,

comme l'indique la figure 4.17. Beaucoup a été écrit ou dit sur le sujet. Aller plus loin que constater la distribution des pulls me semble une surinterprétation des données.

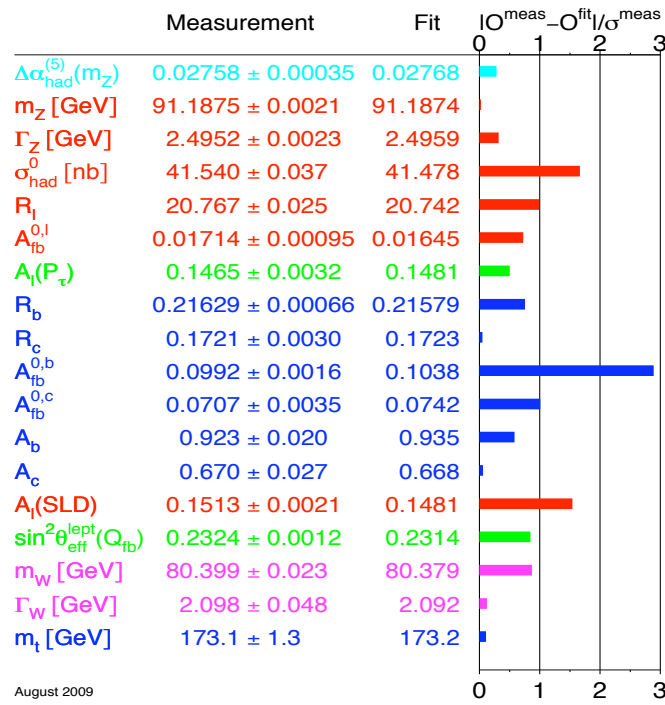


FIG. 4.17 – Comparaison des prédictions et mesures de 18 observables électrofaibles au pôle du Z . La signification statistique (du désaccord) de l'accord entre prédiction MSE et mesure est exprimée par le pull : différence entre la mesure et la prédiction de l'ajustement rapportée à l'incertitude de la mesure.

Deuxième partie

LHCb

Chapitre 5

Le mélange des quarks et la violation de CP

5.1 Introduction

La première partie de ce mémoire se concluait par les contraintes que les mesures de précision électrofaible imposent à l'élément expérimentalement manquant du Modèle Standard : le boson de Higgs. Les masses des quarks, leur mélange et la violation de CP trouvent une origine commune dans le Modèle Standard via la brisure spontanée de la symétrie électrofaible. La physique des saveurs est une autre fenêtre ouvrant sur la compréhension du secteur scalaire de la physique électrofaible.

Historiquement, la physique des saveurs a été un moteur efficace des développements du Modèle Standard de la physique des particules, qui était finalement la nouvelle physique de la seconde moitié du siècle. L'absence de la désintégration en deux muons du K_L^0 imposait l'existence du quark charmé ; la violation de CP dans le mélange des kaons neutres suggérait la présence d'une troisième famille de quarks ; les oscillations des mésons $B^0-\bar{B}^0$ requérait l'existence d'un quark top lourd, toutes particules aujourd'hui mises en évidence expérimentalement. Les expériences actuelles auprès des usines à mésons beaux KEKB et PEP II ou de la machine hadronique TEVATRON ont apporté et apportent encore une moisson de résultats, qui projette la physique des saveurs et de la violation de CP à la frontière d'une ère de précision. Son franchissement sera, espérons-le, définitif avec l'avènement du LHC et de l'expérience dédiée à la physique de la beauté LHCb.

Il y a trois sources potentielles de violation de CP dans le Modèle Standard. Une d'entre elles, celle dont nous discuterons dans la suite, est intriquée au mélange des quarks dont la matrice CKM (Cabibbo-Kobayashi-Maskawa) [44] rend compte. L'ordre de grandeur de son intensité est aujourd'hui correctement estimé. Avec les expériences portant sur les oscillations de neutrinos, il est aujourd'hui acquis que ces derniers ont une masse. Au même titre que le mélange des quarks, le mélange des leptons constitue une source potentielle de violation de CP, dont l'étude est toutefois hors d'atteinte des dispositifs expérimentaux actuels. La troisième source de violation de CP vient des processus d'interaction forte mais les contraintes expérimentales imposées par les mesures du moment électrique dipolaire du neutron la rende tout à fait négligeable.

Le Modèle Standard ne peut pas expliquer l'asymétrie baryonique de l'Univers. Bien qu'il contienne les trois conditions de Sakharov, l'asymétrie qu'il engendre est plusieurs ordres de grandeurs plus faible que celle requise par les mesures cosmologiques. C'est une indication forte de violation de CP au-delà du Modèle Standard et ce fait milite en faveur d'une exploration systématique des transitions de saveurs entre quarks, où la nécessaire nouvelle physique pourrait conduire à des effets observables.

5.2 La matrice CKM et les contraintes d'unitarité

L'invariance de jauge locale dans le Modèle Standard interdit aux fermions et aux bosons de jauge d'être massifs. La masse des fermions est introduite après la brisure spontanée de la symétrie électrofaible via les couplages de Yukawa des fermions de chiralités gauche et droite au champ de Higgs, dont la densité lagrangienne est donnée par :

$$\mathcal{L}_Y = -\lambda_{ij}^d \bar{Q}_{Li}^{I_3} \phi D_{Rj}^{I_3} - \lambda_{ij}^u \bar{Q}_{Li}^{I_3} \phi^* U_{Rj}^{I_3} + h.c.,$$

où :

- i et j désignent les indices de génération,
- $Q_L^{I_3}, D_R^{I_3}, U_R^{I_3}$ sont des multiplets de $SU(2)_L \otimes SU(3)_c \otimes U(1)_Y$. $Q_L^{I_3} = (U, D)_L^{I_3}$ sont les doublets de chiralité gauche et $U_R^{I_3}, D_R^{I_3}$ les couples de singulets de chiralité droite dans la base des états propres d'interaction faible.
- ϕ est le champ de Higgs.
- $\lambda_{ij}^{d,u}$ sont les matrices complexes 3×3 de couplage des quarks de type down et up, respectivement.

Lorsque le champ de Higgs acquiert une valeur dans le vide (vev) $v = \langle 0|\phi|0\rangle$, des termes de masse apparaissent :

$$-\frac{\lambda_{ij}^d \cdot v}{\sqrt{2}} \cdot \bar{D}_{Li}^{I_3} D_{Rj}^{I_3} - \frac{\lambda_{ij}^u \cdot v}{\sqrt{2}} \cdot \bar{U}_{Li}^{I_3} U_{Rj}^{I_3} + h.c.$$

Il est utile de passer de la base des états propres d'interaction faible à celle des états propres de masse dans laquelle les matrices de couplage seront diagonales de valeurs réelles. Ce changement est opéré au moyen de matrices unitaires $\mathcal{U}_L^{u(d)}$ et $\mathcal{U}_R^{u(d)}$:

$$\mathcal{U}_L^{u(d)} \frac{\lambda_{ij}^u \cdot v}{\sqrt{2}} \mathcal{U}_R^{u(d)} = \begin{pmatrix} m_{u(d)} & 0 & 0 \\ 0 & m_{c(s)} & 0 \\ 0 & 0 & m_{t(b)} \end{pmatrix}.$$

La diagonalisation utilise des transformations distinctes pour les quarks de types up et down d'un même doublet d'isospin faible et il est d'usage de redéfinir les transformations pour qu'elles ne s'appliquent qu'aux quarks de type down :

$$Q_L^{I_3} = \begin{pmatrix} U_L^{I_3} \\ D_L^{I_3} \end{pmatrix} = (\mathcal{U}_L^{u\dagger})_j \begin{pmatrix} U_{Lj} \\ (\mathcal{U}_L^u \mathcal{U}_L^{d\dagger})_{jk} D_{Lk} \end{pmatrix}.$$

Et voici la matrice dite de Cabibbo, Kobayashi et Maskawa qui apparaît :

$$V_{CKM} = \mathcal{U}_L^u \mathcal{U}_L^{d\dagger} = \begin{pmatrix} V_{ud} & V_{us} & V_{ub} \\ V_{cd} & V_{cs} & V_{cb} \\ V_{td} & V_{ts} & V_{tb} \end{pmatrix}.$$

Ainsi, les courants chargés d'interaction faible se transforment sous l'influence du changement de base des états propres d'interaction faible vers les états propres de masse en faisant explicitement apparaître les éléments de la matrice CKM. La densité lagrangienne invariante sous les transformations de $SU(2)$ s'écrit initialement :

$$\mathcal{L}_W = i \frac{g_1}{2} \bar{Q}_{Li}^{I_3} \gamma^\mu (\vec{\tau} \cdot \vec{W})_\mu Q_{Li}^{I_3},$$

où l'on a noté g_1 la constante de couplage faible, $\vec{\tau}$ les matrices de Pauli, générateurs du groupe $SU(2)$, et \vec{W} les trois champs vecteurs nécessaires à l'invariance de jauge locale. Cette densité devient dans la base des états propres de masse :

$$\mathcal{L}_W = i\frac{g_1}{\sqrt{2}}(\bar{U}_{Li}\gamma^\mu\mathcal{U}_{ik}^u\mathcal{U}_{kj}^{d\dagger}D_{Lj}W_\mu^+ + \bar{D}_{Li}\gamma^\mu\mathcal{U}_{ik}^d\mathcal{U}_{kj}^{u\dagger}U_{Lj}W_\mu^-) + \frac{ig_1}{2}\bar{Q}_{Li}\gamma^\mu\tau^3W_\mu^3Q_{Li}.$$

Nous avons défini dans l'expression précédente les champs W^+ et W^- comme combinaison linéaire des champs W^1 et W^2 , $W^\pm = \frac{1}{\sqrt{2}}(W^1 \pm iW^2)$. Notons que les interactions par courant neutre (le troisième terme de cette même équation) ne sont pas modifiées : il n'y a pas, au premier ordre, de processus de changement de saveur par courant neutre (FCNC).

Anticipons un peu le contenu des paragraphes suivants. La matrice CKM est unitaire en tant que produit de matrices unitaires. Nous montrerons qu'elle est réductible à la connaissance de trois nombres réels et d'une phase rendant compte de la violation de CP. Comme les taux de production de tous les processus électrofaibles à courant chargé (arbre et boucle) qui impliquent des quarks sont gouvernés par ces quatre paramètres, il est naturel de chercher à les contraindre de façon redondante. Une incompatibilité qui apparaîtrait entre deux mesures invaliderait le paradigme CKM dans l'approche du Modèle Standard et révélerait l'existence d'une nouvelle physique : c'est un enjeu majeur de ce champ de la physique des particules.

5.2.1 Paramétrisations de la matrice CKM

Ainsi donc les saveurs de quarks se mélangent au travers des courants faibles chargés et la matrice CKM rend compte des amplitudes de mélange. Elle comprend 18 paramètres décrivant ses 9 éléments a priori complexes. Fort heureusement, le nombre de paramètres indépendants est considérablement réduit par la contrainte d'unitarité de la matrice d'une part et des considérations générales de théorie des champs d'autre part. Soit $2n^2$ le nombre de paramètres libres initial, où n désigne le nombre de familles de quarks. Les relations d'unitarité indépendantes sont au nombre de $n^2 - n(n-1)/2$ (dont n sont réelles) et permettent par conséquent de déterminer n^2 paramètres. Par ailleurs, il y a $2n$ phases associées aux champs de quarks, dont toutefois $(2n-1)$ peuvent être éliminées par une redéfinition globale des éléments de matrice CKM [invariance sous $U(1)$]. Le nombre de paramètres indépendants de la matrice CKM pour n familles est finalement $n(n-2) + 1$, parmi lesquels il y a $(n(n-3) + 2)/2$ phases, qui, non nulles, violent la symétrie CP. Il est remarquable de constater que la violation de CP standard réclame au minimum trois familles de quarks. Dans ce cas, quatre paramètres indépendants sont suffisants pour paramétrer la matrice CKM et il y a une phase unique de violation de CP.

Parmi les différentes paramétrisations de V_{CKM} qui existent, nous choisissons de mettre en exergue les deux plus couramment pratiquées. La paramétrisation dite standard de V_{CKM} [45] utilise trois angles de rotation θ_{12} , θ_{23} , θ_{13} et une phase δ selon :

$$V_{\text{CKM}} = \mathcal{R}_{23}(\theta_{23}, 0) \otimes \mathcal{R}_{13}(\theta_{13}, \delta_{13}) \otimes \mathcal{R}_{12}(\theta_{12}, 0).$$

Ce choix (qui est celui du Particle Data Group) conduit à l'expression :

$$V_{\text{CKM}} = \begin{pmatrix} c_{12}c_{13} & s_{12}c_{13} & s_{13}e^{-i\delta_{13}} \\ -s_{12}c_{23} - c_{12}s_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{12}c_{23} - s_{12}s_{13}s_{23}e^{i\delta_{13}} & s_{23}c_{13} \\ s_{12}s_{23} - c_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & -c_{12}s_{23} - s_{12}c_{23}s_{13}e^{i\delta_{13}} & c_{23}c_{13} \end{pmatrix}$$

où $c_{ij} = \cos\theta_{ij}$, $s_{ij} = \sin\theta_{ij}$ avec $i, j = 1, 2, 3$.

La paramétrisation que nous utiliserons dans la suite est la paramétrisation d'Altomari-Wolfenstein [46], dont la vertu essentielle est de faire apparaître explicitement la hiérarchie observée entre les angles de mélange. Les quatre paramètres indépendants sont notés λ , A , ρ et η et la paramétrisation consiste à développer la matrice CKM en puissance de λ selon :

$$s_{12} = \lambda, s_{23} = A\lambda^2, s_{13}e^{-i\delta} = A\lambda^3(\rho - i\eta).$$

Cette définition [47] assure l'unitarité de la matrice à tous les ordres. Indiquons pour illustration sa forme à l'ordre $\mathcal{O}(\lambda^4)$:

$$V_{\text{CKM}} = \begin{pmatrix} 1 - \lambda^2/2 - 1/8\lambda^4 & \lambda & A\lambda^3(\rho - i\eta) \\ -\lambda & 1 - \lambda^2/2 - 1/8\lambda^4(1 + 4A^2) & A\lambda^2 \\ A\lambda^3(1 - \rho - i\eta) & -A\lambda^2 + A\lambda^4(1 - 2(\rho + i\eta))/2 & 1 - A^2\lambda^4/2 \end{pmatrix} + \mathcal{O}(\lambda^5).$$

5.2.2 L'invariant de Jarlskog

Les quantités physiques pertinentes doivent être indépendantes des choix de phase. Parmi ces invariants, on trouve les modules des éléments de matrice $|V_{ij}|$ et les produits $V_{ij}V_{kl}V_{il}^*V_{kj}^*$. Notons que si λ et A sont invariants sous le choix de phase, les paramètres ρ et η ne le sont pas et il conviendra lors de la comparaison aux mesures de les redéfinir. Les quadri-produits sont particulièrement intéressants parce qu'ils mesurent la magnitude de la violation de CP. En particulier, on peut définir l'invariant de Jarlskog [48] comme :

$$J \sum_{\sigma\gamma=1}^3 \epsilon_{\mu\nu\sigma}\epsilon_{\alpha\beta\gamma} = \text{Im}(V_{\mu\alpha}V_{\nu\beta}V_{\mu\beta}^*V_{\nu\alpha}^*),$$

où les ϵ sont les tenseurs de Levi-Civita complètement antisymétriques. Il y a violation de CP si $J \neq 0$. Dans la paramétrisation de Wolfenstein à l'ordre $\mathcal{O}(\lambda^{10})$, l'invariant de Jarlskog vaut $J = A^2\lambda^6\eta(1 - \lambda^2/2) \simeq 10^{-5}$. Cette faible valeur est une conséquence de la hiérarchie entre les éléments de matrice et figure combien il a été difficile d'étudier la violation de CP dans le Modèle Standard. Elle n'est toutefois pas synonyme d'asymétries CP faibles en général comme nous l'explorerons dans la section suivante.

5.2.3 Les triangles d'unitarité

Les relations d'unitarité de la matrice V_{CKM} ($\sum_i V_{ij}V_{ik}^* = \delta_{jk}$) qui impliquent les termes non-diagonaux ($j \neq k$) ont une représentation géométrique élégante. Ce sont les équations de triangles dans le plan complexe dont l'aire \mathcal{A} est proportionnelle à l'invariant de Jarlskog $\mathcal{A} = \frac{1}{2}|J|$. Un changement de phase opère une rotation du triangle sans changer son aire.

Parmi ces triangles, deux présentent la propriété remarquable d'avoir des côtés dont les longueurs sont du même ordre de grandeur. Dans la paramétrisation de Wolfenstein, elles sont en effet proportionnelles à la même puissance de λ $\mathcal{O}(\lambda^3)$ et l'on doit attendre des effets de violation de CP significatifs. Il s'agit des relations impliquant le quark b :

$$\begin{aligned} \frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*} + \frac{V_{cd}V_{cb}^*}{V_{cd}V_{cb}^*} + \frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{cd}V_{cb}^*} &= 0, \\ \frac{V_{td}V_{ud}^*}{V_{cd}V_{cb}^*} + \frac{V_{ts}V_{us}^*}{V_{cd}V_{cb}^*} + \frac{V_{tb}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*} &= 0. \end{aligned}$$

Tout au contraire, le triangle d'unitarité impliquant les transitions du quark étrange est essentiellement plat, comme le fait apparaître la relation d'unitarité correspondante :

$$\frac{V_{ud}V_{us}^*}{V_{cd}V_{cs}^*} + \frac{V_{cd}V_{cs}^*}{V_{cd}V_{cs}^*} + \frac{V_{td}V_{ts}^*}{V_{cd}V_{cs}^*} = 0 = \mathcal{O}(1) + 1 + \mathcal{O}(\lambda^4).$$

La figure 5.1 représente le triangle d'unitarité pour les transitions du quark b , complètement défini par les trois angles α , β et γ :

$$\alpha = \arg\left(-\frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{ud}V_{ub}^*}\right), \beta = \pi - \arg\left(\frac{V_{td}V_{tb}^*}{V_{cd}V_{cb}^*}\right), \gamma = \arg\left(-\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*}\right).$$

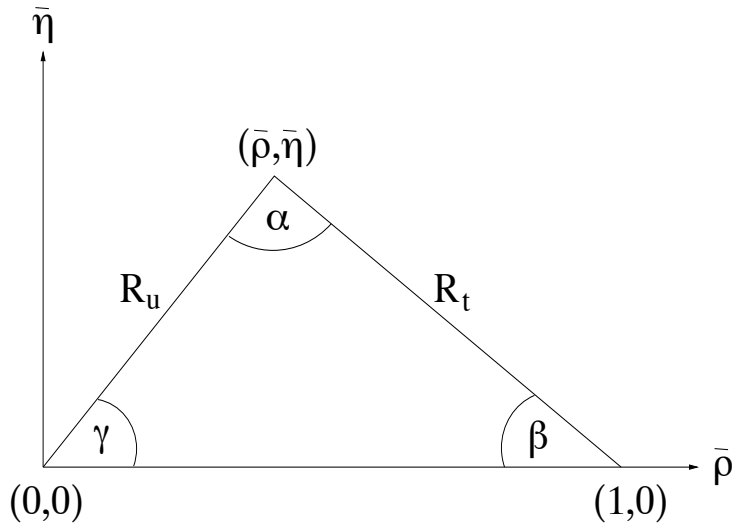


FIG. 5.1 – Le triangle d’unitarité possédant des côtés de même ordre en λ avec les angles α , β et γ associés. L’axe réel du plan complexe est défini par $\text{Im}(V_{cd}V_{cb}^*) = 0$ et les longueurs des côtés sont normalisées par rapport $|V_{cd}V_{cb}^*|$.

et

$$\beta_s = \arg \left(-\frac{V_{cs}V_{cb}^*}{V_{ts}V_{tb}^*} \right).$$

Les coordonnées dans le plan complexe de l’apex du triangle sont données par :

$$\bar{\rho} + i\bar{\eta} = -\left(\frac{V_{ud}V_{ub}^*}{V_{cd}V_{cb}^*} \right).$$

Notons que cette définition des coordonnées de l’apex ne dépend pas des conventions de phase : A , λ , $\bar{\rho}$ et $\bar{\eta}$ seront les paramètres du Modèle Standard que nous chercherons à surcontraindre par les mesures simultanées des angles et des côtés des triangles.

Il est possible de définir un second triangle mettant en jeu les transitions du méson B_s^0 . Le seul paramètre additionnel de ce triangle est l’angle β_s , que l’on peut définir de façon analogue à l’angle β :

$$\beta_s = \arg \left(-\frac{V_{cs}V_{cb}^*}{V_{ts}V_{tb}^*} \right).$$

Il mesure par conséquent la violation de CP dans le mélange $B_s^0 - \bar{B}_s^0$.

5.3 Physique des saveurs, Modèle Standard et Nouvelle Physique : CKMfitter

Toutes les expériences actuelles de physique des hautes énergies produisent des mesures d’observables de physique des saveurs qui contraignent les triangles d’unitarité. Chaque mesure individuelle présente un intérêt propre mais c’est l’interprétation conjointe de ces mesures qui permet d’opérer les tests de cohérence du paradigme CKM, de faire la métrologie des paramètres CKM dans le cadre du Modèle Standard et finalement d’estimer et de quantifier sous certaines hypothèses les contributions éventuelles de nouvelle physique.

Cette exploration systématique des résultats des expériences, à la fois d’ordre phénoménologique et expérimental, a été entreprise par deux groupes : UTFit [49] et CKMfitter. J’ai eu l’honneur, avec Stéphane T’Jampens (LAPP), Arnaud Robert et Olivier Deschamps (LPC),

de rejoindre le groupe CKMfitter au printemps 2005. Ce groupe est né en 1999 sous la double impulsion d'Andreas Höcker et François Le Diberder. Il existe un remarquable article [47] qui décrit avec complétude à la fois la méthode statistique fréquentiste (Rfit) de traitement des mesures et de détermination des intervalles de confiance sur les paramètres théoriques d'intérêt, et les résultats des analyses portant sur l'ensemble des mesures publiées jusqu'en 2004. Reproduire ici cette description est au-delà de la vocation de ce document. Je présenterai par conséquent sommairement les résultats les plus récents sur la métrologie des paramètres CKM dans le cadre du Modèle Standard puis l'analyse de nouvelle physique dans les processus de transitions simultanées de deux saveurs $\Delta F = 2$, au développement de laquelle A. Robert et moi avons spécialement contribué. Enfin, j'évoquerai un travail récent, conduit en collaboration avec V. Niess, qui porte sur les contraintes que les données de physique des saveurs imposent à un modèle à deux doublets de Higgs.

5.3.1 Métrologie des paramètres CKM dans le cadre du Modèle Standard : l'ajustement global CKM

Il convient de distinguer les mesures qui donnent la magnitude des éléments de matrice, très souvent dominée par les incertitudes théoriques dues aux processus d'interaction forte, des mesures des angles des triangles fondées sur des asymétries de violation de CP, pour lesquelles l'incertitude expérimentale est dominante. Seules les méthodes de mesures seront mentionnées dans la suite. Le lecteur intéressé se reportera à la Table 5.1 donnant les résultats des mesures au moment des conférences d'été de 2008. Je renvoie également le lecteur à la référence [47] pour une discussion détaillée de la contribution de la physique des kaons¹.

5.3.1.1 Les éléments de la matrice

1. $|V_{ud}|$

C'est à partir de trois types de désintégration β que $|V_{ud}|$ est mesuré : les transitions nucléaires β super-permises, la désintégration du neutron $n \rightarrow pe\bar{\nu}_e$ et la désintégration du pion chargé $\pi^+ \rightarrow \pi^0 e^+ \nu_e$. Ce sont les premières qui donnent aujourd'hui la meilleure mesure de $|V_{ud}|$. Mais potentiellement, ce sont les deux autres - principalement la dernière - indépendantes des effets de structure nucléaire, qui sont les plus prometteuses. La faiblesse du rapport d'embranchement de la désintégration β du pion chargé (de l'ordre de 10^{-8}) rend pour l'instant sa contribution peu compétitive.

2. $|V_{us}|$

L'élément de matrice $|V_{us}|$ est principalement extrait des mesures des désintégrations semileptoniques des kaons. Sa précision est limitée par la connaissance des facteurs de forme qui modélisent le courant hadronique et dont la détermination « historique » (c'est la seule considérée par le Particle Data Group) est due à la théorie chirale perturbative. Des résultats récents de QCD sur réseau sont en bon accord avec cette estimation mais il est clair que la question est toujours en débat dans cette communauté. Mentionnons qu'il est possible d'extraire $|V_{us}|$ à partir des désintégrations étranges du τ . A priori plus satisfaisante du point de vue des erreurs théoriques, L'extraction de $|V_{us}|$ dépend toutefois de la

¹La physique des kaons contraint (potentiellement) le triangle d'unitarité de plusieurs manières : au travers des mesures de violations de CP directe ou indirecte d'une part et au moyen des désintégrations rares $K \rightarrow \pi\nu\nu$. Ces dernières peuvent à elles seules contraindre le sommet du triangle et fournir par conséquent un test du mécanisme CKM indépendant de la physique du b . Quelques événements $K^+ \rightarrow \pi^+\nu\nu$ ont été vus par l'expérience E949. $K_L^0 \rightarrow \pi^0\nu\nu$ n'a pas été encore observé. Seule la mesure de la violation de CP indirecte (dans le mélange) au travers de l'observable $|\varepsilon_K|$ est prise en compte dans l'ajustement global (les incertitudes hadroniques, bien qu'importantes, sont correctement contrôlées).

Observable	Value and Uncertainties
$ V_{ud} $	0.97377 ± 0.00027
$ V_{us} $	0.2240 ± 0.0011 [50]
$ V_{cb} $	0.0416 ± 0.0007 , see text
$ V_{ub} $	$(4.09 \pm 0.09 \pm 0.44) \times 10^{-3}$, see text
γ	$B^\pm \rightarrow D^{(*)}K^{(*)\pm}$, see text
α	$B \rightarrow \pi\pi, \rho\rho, \rho\pi$, see text
$\sin 2\beta$	0.678 ± 0.025 [51]
$\cos 2\beta$	see text
Δm_d	$(0.507 \pm 0.005) \text{ ps}^{-1}$ [52]
Δm_s	$(17.77 \pm 0.12) \text{ ps}^{-1}$ [53]
A_{SL}^d	-0.0043 ± 0.0046 , see text
A_{SL}	$-0.0028 \pm 0.0013 \pm 0.0008$ [54]
A_{SL}^s	0.0245 ± 0.0196 [55]
$\Delta\Gamma_s^{CP'}$	$(0.12 \pm 0.08) \text{ ps}^{-1}$
ϵ_K	$(2.232 \pm 0.007) \times 10^{-3}$ [45]
f_{B_s}	$(268 \pm 17 \pm 20) \text{ MeV}$ [56]
B_s	$1.29 \pm 0.05 \pm 0.08$ [56]
f_{B_s}/f_{B_d}	$1.20 \pm 0.02 \pm 0.05$ [56]
B_s/B_d	1.00 ± 0.02 [57]
η_B	0.551 ± 0.007 [58]
$m_t(m_t)$	$(163.8 \pm 2.0) \text{ GeV}$ [59]
\hat{B}_K	$(0.78 \pm 0.02 \pm 0.09)$
η_{tt}	0.5765 ± 0.0065 [60, 61]
η_{ct}	0.47 ± 0.04 [60, 61]
η_{cc}	see text [60, 61]
$m_c(m_c)$	$(1.240 \pm 0.037 \pm 0.095) \text{ GeV}$ [62]

TAB. 5.1 – Les mesures qui sont utilisées dans le fit global tel qu’il fut présenté à la conférence ICHEP2008 ainsi que les paramètres hadroniques pertinents.

masse du quark étrange m_s évaluée au moyen de calculs de QCD sur réseau (LQCD) et sa valeur est significativement plus basse (2σ) que celles décrites plus haut.

3. $|V_{ub}|$ et $|V_{cb}|$

Si $|V_{cb}|$ a un statut similaire à $|V_{ud}|$ et $|V_{us}|$ (c'est sa mesure qui fixe la magnitude du paramètre A), la quantité $|V_{ub}|$ est spéciale. Cruciale pour la prédiction de l'angle β , c'est également l'ingrédient principal avec la mesure de γ pour fixer l'apex du triangle dans l'analyse explorant les déviations potentielles au Modèle Standard dans les processus à changement de saveur $|\Delta F| = 2$. Deux mesures de $|V_{ub}|$ (c'est vrai aussi de $|V_{cb}|$) sont réalisées à partir des désintégrations semileptoniques des hadrons beaux : l'une inclusive, l'autre exclusive. Les mesures exclusives (regardant un état final spécifique) ont une incertitude dominée par les erreurs théoriques sur les facteurs de forme. Les incertitudes des mesures inclusives, dominées également par la théorie, sont dues aux erreurs sur le développement en produit d'opérateurs dans le cadre de la théorie effective de quarks lourds (HQE). CKMfitter produit une moyenne des mesures inclusives et exclusives à la fois pour $|V_{cb}|$ et $|V_{ub}|$.

4. $|V_{td}|$ et $|V_{ts}|$

La mesure de $|V_{td}|$ et $|V_{ts}|$ requiert des transitions avec boucles. Les fréquences d'oscillation des mélanges $B^0-\bar{B}^0$ et $B_s^0-\bar{B}_s^0$ sont par exemple directement proportionnelles à $|V_{td}|^2$ et $|V_{ts}|^2$, respectivement. La largeur des désintégrations radiatives $b \rightarrow q(s,d)\gamma$ dépend quant à elle de la quantité $\langle V_{tb}V_{tq}^* \rangle$. Bien que l'extraction de $|V_{td}|/|V_{ts}|$ dans ce dernier cas ne soit pas compétitive, la comparaison de ces deux déterminations de V_{tq} ($q=s,d$) constitue un test intéressant du Modèle Standard, la nouvelle physique pouvant contribuer différemment à ces deux processus. Ce sont les mesures des fréquences d'oscillations que nous utilisons dans l'analyse globale. Ecrivons explicitement les fréquences d'oscillations dans le Modèle Standard :

$$\Delta m_q = \frac{G_F^2 M_W^2}{6\pi^2} M_{B_q} \eta_B S_0(x_t) f_{B_q}^2 \hat{B}_{B_q} |V_{tq} V_{tb}^*|^2,$$

avec G_F la constante de Fermi, M_W et M_{B_q} les masses du boson W et du méson qui oscille, respectivement, et V les éléments de matrice CKM. Les autres termes rendent compte de l'interaction forte : η_B est une correction à la fonction d'Inami-Lim S_0 , f_{B_q} est la constante de désintégration du méson et \hat{B}_{B_q} le facteur de sac. Bien que Δm_s ne dépende que faiblement des paramètres $\bar{\rho}$ et $\bar{\eta}$, cette observable est très utile à la métrologie des paramètres CKM pour réduire les incertitudes QCD sur le produit $f_{B_q} \sqrt{\hat{B}_{B_q}}$. Le rapport $\xi = f_{B_d} \sqrt{\hat{B}_{B_d}} / f_{B_s} \sqrt{\hat{B}_{B_s}}$ est calculé avec une meilleure précision par Lattice QCD (LQCD). C'est donc le rapport des fréquences d'oscillations que nous considérons dans l'ajustement global.

5. $|V_{ub}|$ ou la désintégration leptonique $B \rightarrow \tau \nu_\tau$:

Une autre information sur $|V_{ub}|$ est obtenue au moyen de la mesure par les usines à B de la désintégration leptonique par diagramme d'annihilation $B \rightarrow \tau \nu_\tau$. Ecrivons l'expression de sa largeur de désintégration dans le Modèle Standard :

$$\Gamma(B^- \rightarrow \tau^- \bar{\nu}_\tau) = \frac{G_F^2 M_{B^-}}{8\pi} |V_{ub}|^2 f_B^2 m_\tau^2 \left(1 - \frac{m_\tau^2}{m_{B^-}^2}\right)^2,$$

dans laquelle nous retrouvons la constante de désintégration f_B contenant tous les effets non-perturbatifs d'interaction forte. La mesure de $B \rightarrow \tau\nu_\tau$ est par conséquent utile pour réduire l'impact des incertitudes de LQCD. Analysée conjointement avec Δm_d , elle permet de déterminer le rapport des éléments de matrice $|V_{ub}|/|V_{td}|$ indépendamment de f_{B_d} . La dépendance sur le facteur de sac, elle, demeure.

5.3.1.2 Les angles

1. γ

La meilleure mesure de l'angle γ du triangle d'unitarité provient aujourd'hui de l'étude par les usines à B des désintégrations des mésons B chargés en $D^0 K$, l'état final pouvant être atteint à la fois par une transition $b \rightarrow c$ ou $b \rightarrow u$. C'est l'analyse dans le plan Dalitz de la désintégration $D^0 \rightarrow K_S \pi \pi$ qui présente la meilleure sensibilité à γ au travers de l'interférence des deux amplitudes précitées. Le groupe CKMfitter réalise une analyse fréquentiste complète qui combine les données de Babar et de Belle. Mentionnons par anticipation que l'amélioration de la mesure de γ est cruciale pour progresser dans le futur proche à la fois sur la métrologie des paramètres CKM et sur l'exploration de possibles déviations au Modèle Standard.

2. $\sin 2\beta$ et $\cos 2\beta$

β est la phase faible du mélange des mésons B_d^0 et la mesure de $\sin 2\beta$ était la vocation principale des usines à mésons beaux. $\sin 2\beta$ est, à une très bonne approximation près, directement le terme S de l'asymétrie dépendant du temps $A_{CP} = S \sin(\Delta m_d \cdot t) + C \cos(\Delta m_d \cdot t)$ où l'état final du processus $b \rightarrow c\bar{c}s$ est atteint directement ou après oscillation. β apparaît donc dans l'interférence entre le mélange et la désintégration. Le choix de l'état final $b \rightarrow c\bar{c}s$ est dicté par la nécessité de ne pas avoir de violation de CP dans la désintégration. Le mode le plus accessible expérimentalement est $B_d^0 \rightarrow J/\Psi K_s^0$. Le succès des usines à B a été complet : la mesure de $\sin 2\beta$ est aujourd'hui une mesure de précision (meilleure que 4%), établissant la violation de CP dans le système des mésons beaux, quarante ans après sa mise en évidence dans le système des kaons neutres.

La mesure de $\sin 2\beta$ fournit quatre solutions dans le plan $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$, dont deux peuvent être rejetées si l'on connaît le signe de $\cos 2\beta$. Ce dernier peut être mesuré par exemple dans les désintégrations $B_d^0 \rightarrow J/\Psi K^{*0}$.

Les désintégrations sans charme $b \rightarrow sq\bar{q}$ qui présentent la même phase faible que $b \rightarrow c\bar{c}s$ sont quant à elle dominées par des diagrammes pingouins. Il est tentant de rechercher une déviation entre ces deux déterminations de la même phase faible qui serait synonyme de nouvelle physique. Les mesures les plus récentes des usines à B montrent malheureusement un accord satisfaisant.

3. α

La mesure de l'angle α est une manière indépendante d'accéder à $\pi - (\beta + \gamma)$. Il est mesuré au travers des interférences des désintégrations $b \rightarrow u$ (dépendant de γ) directement ou après mélange (dépendant de β). Je renvoie le lecteur intéressé à la technique d'extraction de α à la référence [47]. Les modes mesurés par les usines sont les désintégrations $B \rightarrow \pi\pi$, $B \rightarrow \rho\pi$ et $B \rightarrow \rho\rho$. Ce dernier fournit aujourd'hui la contrainte la plus précise sur cet angle. Nous verrons que cette mesure joue un rôle clef dans la détermination du sommet en présence de possibles contributions au-delà du Modèle Standard dans le mélange des mésons B .

5.3.1.3 L'ajustement global : tests du Modèle Standard

La Figure 5.2 superpose l'ensemble des contraintes CKM dans le plan des paramètres $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$. Les intervalles de confiance (CL) à 95% sont indiqués pour chacun des observables individuellement. Nous constatons que tous sont compatibles et la contrainte combinée à 95% de CL est représentée par la région jaune cerclée de rouge. Une région unique est préférée par les données actuelles et on devine sans plus d'analyse que c'est une validation formidable du mécanisme de Kobayashi et Maskawa : le Modèle Standard est suffisant pour accommoder l'ensemble des données de physique des saveurs à ce jour.

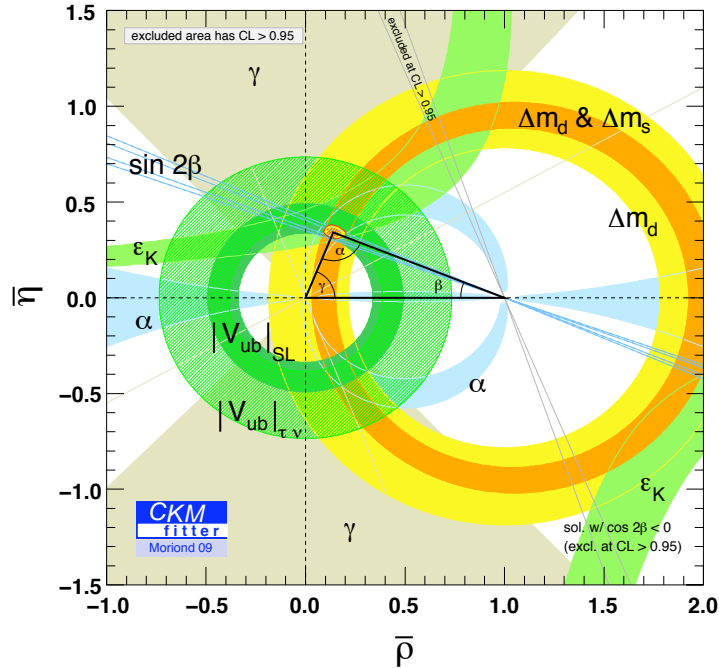


FIG. 5.2 – Contraintes individuelles à 95 % de degré de confiance sur le sommet du triangle d'unitarité.

Regardons de plus près ce résultat et comparons la contrainte issue des angles seuls et celle des autres observables sans les angles (les côtés donc et $|\varepsilon_K|$). C'est l'objet de la Figure 5.3. Les mesures des angles ne souffrent essentiellement que d'incertitudes expérimentales, toutes les autres contraintes sont dominées par les incertitudes théoriques d'interaction forte. Il est remarquable de constater l'accord à 95 % CL entre ces deux déterminations.

Même s'il ne faut pas faire dire aux données plus qu'elles ne peuvent, le lecteur attentif n'aura pas manqué de relever une tension entre certaines observables. Nous avons quantifié cet effet et cherché à comprendre son origine. Elle apparaît lorsque l'on inclut les mesures les plus récentes du rapport d'embranchement de $B \rightarrow \tau\nu$ et de $\sin 2\beta$. La figure 5.4 en est une autre représentation.

Il est utile d'analyser conjointement Δm_d et $Br(B \rightarrow \tau\nu)$. Nous avons montré plus haut que la contrainte sur le sommet du triangle que l'on obtenait devenait indépendante de la constante de désintégration f_{B_d} . Si l'on renverse le raisonnement et que l'on suppose le Modèle Standard valide, il est possible d'obtenir une prédiction (essentiellement sans incertitude théorique) du facteur de sac \hat{B}_{B_d} . La figure 5.5 montre la prédiction que nous obtenons comparée à sa détermination LQCD $\hat{B}_{B_d} = 1.29 \pm 0.06 \pm 0.09$. Les deux valeurs diffèrent de 1.8 déviations standards et il est difficile d'imaginer une valeur du facteur de sac proche de 0.5. La tension que

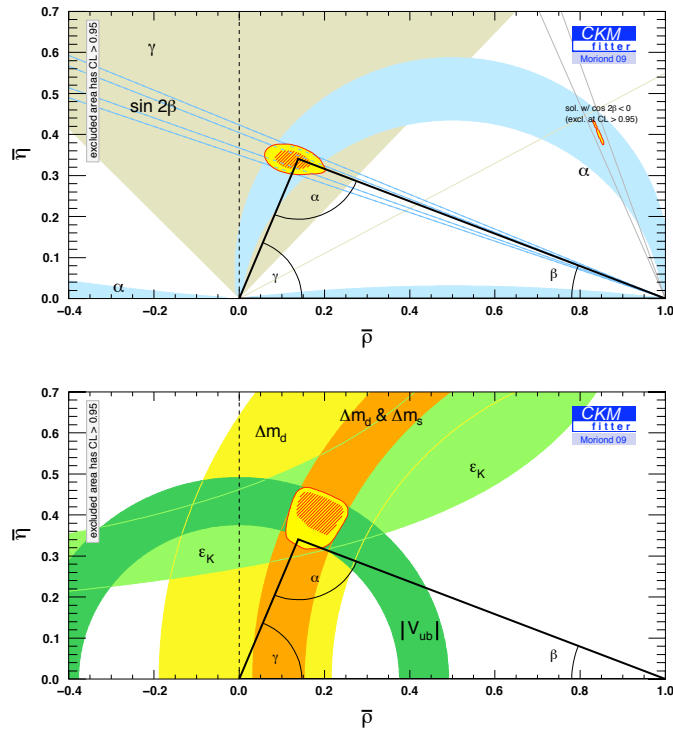


FIG. 5.3 – La figure du haut montre les contraintes issues des mesures des angles. Celle du bas résume les contraintes obtenues avec toutes les autres.

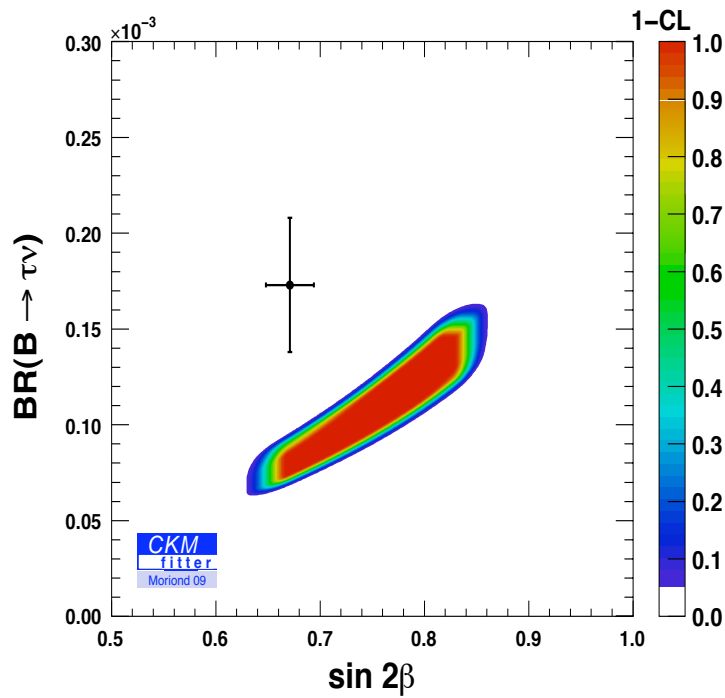


FIG. 5.4 – Prédiction de $\sin 2\beta$ et $Br(B \rightarrow \tau\nu)$ lorsque les mesures de ces quantités sont exclues de l'ajustement global. Le point correspond aux mesures à une déviation standard.

nous observons ne provient donc pas des mesures de V_{ub} à partir des désintégrations semileptoniques. En revanche, une phase supplémentaire dans le mélange $B^0-\bar{B}^0$ pourrait résoudre la tension observée comme nous le verrons plus bas.

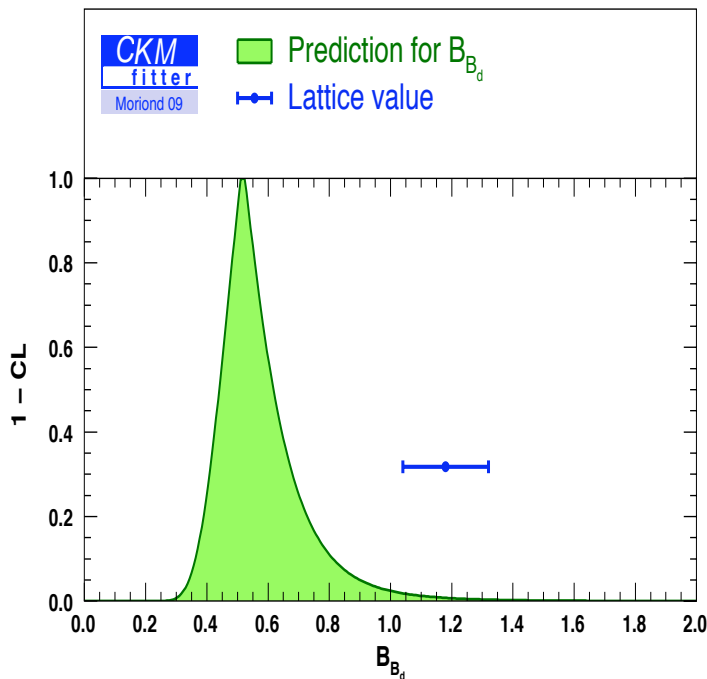


FIG. 5.5 – Prédiction du facteur de sac \hat{B}_{B_d} à partir des mesures de Δm_d , $Br(B \rightarrow \tau\nu)$, γ et α . Le point correspond à la détermination lattice de ce paramètre.

Terminons enfin cette exploration des tests du Modèle Standard par la comparaison des contraintes que l'on suppose non modifiées par une contribution de nouvelle physique (γ , V_{ub} et α utilisé conjointement avec β) avec celles issues des observables qui impliquent des boucles. Là encore l'accord est correct à 95 % de degré de confiance comme l'indique la figure 5.6.

5.3.2 Contraintes sur la nouvelle physique

Deux approches s'affrontent lorsqu'il s'agit de contraindre des contributions potentielles de physique au-delà du Modèle Standard. Regarder des modèles spécifiques et dire quelque chose sur l'espace de leurs paramètres que les données actuelles excluent ou paramétrer la NP de façon la plus générique possible. Dans ce dernier cas, tout modèle au-delà du MS doit rendre compte des valeurs de paramètres génériques dictées par les données. Le groupe CKMfitter a d'abord développé cette approche et nous avons contribué avec Arnaud Robert (aujourd'hui maître de conférences à Paris VI) à ces études. La première approche est plus récente dans le groupe. Nous l'avons initiée avec Valentin Niess (CR2 au LPC) en étudiant une des extensions les plus naturelles du MSE : l'addition d'un second doublet de champs scalaires.

5.3.2.1 Analyse indépendante de modèle des transitions $|\Delta F| = 2$

Les processus $|\Delta F| = 2$ mettent en jeu deux changements simultanés de saveurs de quarks et embrassent donc l'ensemble des observables qui impliquent le mélange des mésons neutres beaux ou étranges (ou les deux!). On ne s'intéressera dans la suite qu'aux mésons beaux. Trois hypothèses précèdent cette étude : la préservation de l'unitarité de la matrice CKM, l'absence de

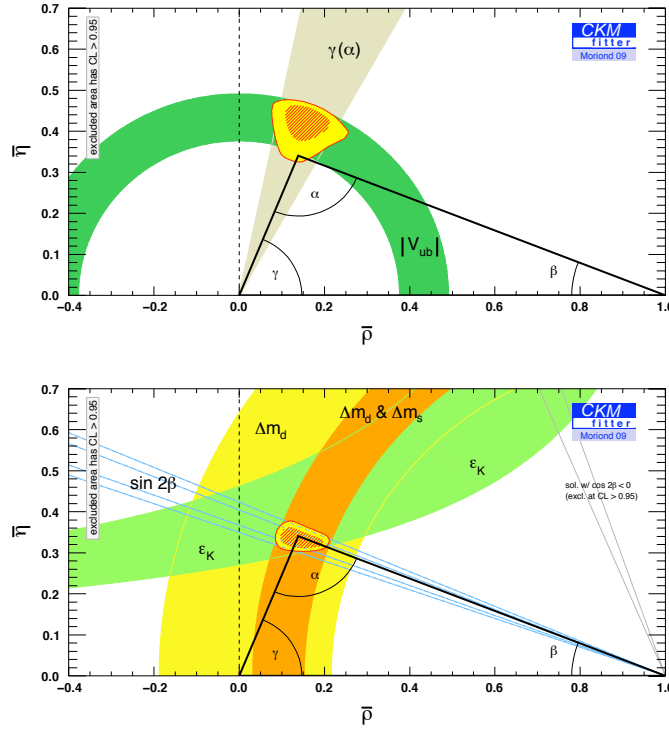


FIG. 5.6 – La figure du haut montre les contraintes issues des observables “à l’arbre”. Celle du bas résume les contraintes obtenues avec les observables impliquant des boucles.

contribution de NP aux processus à l’arbre qui implique quatre saveurs de quarks ($b \rightarrow q_1 q_2 q_3$) et le fait que seule la partie courte distance du mélange est sensible aux contributions de NP. Une approche indépendante d’un modèle consiste à paramétrer les contributions potentielles de NP au moyen d’une phase et d’un module s’ajoutant aux éléments de matrice de la transition $B_q^0 - \bar{B}_q^0$ [63] :

$$r_q^2 e^{2i\theta_q} = \frac{\langle \bar{B}_q^0 | M_{12}^{\text{SM}+\text{NP}} | B_q^0 \rangle}{\langle \bar{B}_q^0 | M_{12}^{\text{SM}} | B_q^0 \rangle}, \quad (5.1)$$

où q vaut pour les quarks d ou s . Il peut être plus pertinent de distinguer l’amplitude de NP via la paramétrisation alternative suivante [64, 65] :

$$h_q e^{2i\sigma_q} = \frac{\langle \bar{B}_q^0 | M_{12}^{\text{NP}} | B_q^0 \rangle}{\langle \bar{B}_q^0 | M_{12}^{\text{SM}} | B_q^0 \rangle}. \quad (5.2)$$

On trouvera dans la littérature ces deux paramétrisations. Le groupe CKMfitter les a employées toutes deux. La représentation que nous utilisons actuellement fait intervenir les parties réelle et imaginaire du nombre $\Delta_q = r_q^2 e^{2i\theta_q}$. Ce choix est guidé par la structure simple de la représentation des contraintes pour la plupart des observables.

Les observables, donc : β , la phase faible du mélange des mésons B^0 , est augmentée de la phase NP, $\sin 2\beta \rightarrow \sin(2\beta + 2\theta_d)$; α reçoit la même contribution et s’écrit $\pi - \gamma - \beta - \theta_d$. Il est utile de remarquer que la prise en compte simultanée de β et α conduit à une détermination indépendante de NP de l’angle γ . Cette détermination, conjointement avec $|V_{ub}|$ (dérivé à partir des désintégrations semileptoniques exclusives et inclusives mais aussi du rapport d’embranchement $B^+ \rightarrow \tau^+ \nu$) fixe le sommet du triangle d’unitarité comme l’indique la Figure 5.7.

Les fréquences d’oscillation des mésons beaux neutres en présence de NP disent la valeur du

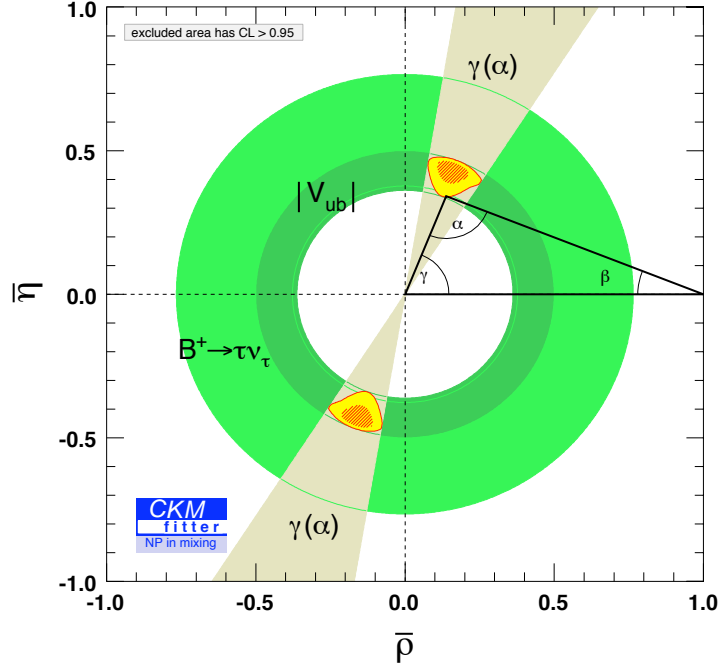


FIG. 5.7 – Les deux solutions pour le sommet du triangle d’unitarité dictées par les mesures des observables qui ne reçoivent pas de contributions NP dans le cadre de nos hypothèses.

module du nombre Δ : $\Delta m_q \longrightarrow r_q^2 \cdot \Delta m_q^{SM}$. Je passe sous silence les différences de largeur $\Delta\Gamma_q$ dont les déterminations théoriques et expérimentales souffrent d’incertitudes importantes². A la suite de [67], nous considérons aussi une observable pertinente qui permet de résoudre l’ambiguïté des solutions dans le plan $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$ qu’indique la Figure 5.7 : l’asymétrie dite semileptonique A_{SL}^q qui est une mesure de la violation de CP dans le mélange (voir par exemple [68] [55] et [54]). Enfin, mentionnons une observable capitale dans le système du B_s : la phase faible du mélange $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ qui vient récemment d’être contrainte expérimentalement [69].

La Figure 5.8 montre la contrainte globale donnée par l’ensemble de ces observables dans le plan $(\mathcal{R}](\Delta_d), \mathcal{I}\Downarrow(\Delta_d))$ ainsi que les contraintes individuelles. Plusieurs commentaires sont requis. La solution MS est $\mathcal{R}](\Delta_d) = 1$ et $\mathcal{I}\Downarrow(\Delta_d) = 0$ et l’analyse globale des données $|\Delta F| = 2$ indique une région préférée à deux déviations standards du MS. La quasi-totalité de cet effet est porté par la valeur haute du rapport de branchement mesuré $\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \tau^+ \nu_\tau)$ que nous avons discutée plus haut, à l’origine de la tension du fit global MS. Il est remarquable de constater que la valeur expérimentale de $\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \tau^+ \nu_\tau)$ est parfaitement accommodée par la présence de NP dans le mélange $B^0 - \bar{B}^0$. Nulle surprise ici : la tension du fit MS se réduit à une incompatibilité entre $\sin 2\beta_{SM}$ et $\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \tau^+ \nu_\tau)$ et une phase NP permet d’ajuster à loisir $\beta = \beta_{SM} + \theta_d$. Notons toutefois qu’il s’agit d’effets peu significatifs pour aujourd’hui mais gardons à l’esprit que c’est exactement la manifestation attendue de la présence de NP dans le mélange.

La Figure 5.9 est l’analogie de la Figure 5.8 dans le système du B_s^0 . Là encore, un effet à deux déviations standards est observé par rapport à la solution MS : $\mathcal{R}](\Delta_s) = 1$ et $\mathcal{I}\Downarrow(\Delta_s) = 0$. L’origine de la déviation est toutefois différente en ce qu’elle se réduit à la seule mesure de l’angle β_s par les expériences du Tevatron. L’apport d’un ajustement global est très marginal. Je ne discute donc pas plus loin ces résultats et mentionne simplement que l’expérience LHCb

²Nous les utilisons toutefois dans cette analyse et je renvoie le lecteur intéressé à la référence [66] qui développe les calculs jusqu’au NLO.

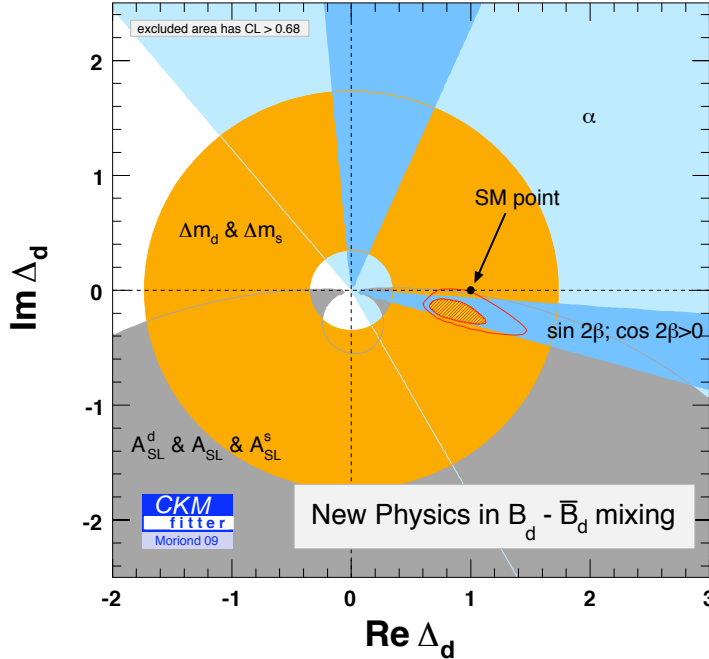


FIG. 5.8 – L'ensemble des contraintes $|\Delta F| = 2$ pour le système du B_d^0 dans le plan $(\mathcal{R}(\Delta_d), \mathcal{I}(\Delta_d))$. Les niveaux de confiance pour les régions d'exclusion indiqués sont 68% et 95%, respectivement.

possède toutes les caractéristiques pour produire une mesure précise de cet angle après quelques années de fonctionnement. Cette mesure fait d'ailleurs partie des mesures phares du programme de physique de l'expérience.

5.3.2.2 Modèle à deux doublets de champs de Higgs

Il est assez tentant de rapporter la grande valeur expérimentale de $\mathcal{B}(B^+ \rightarrow \tau^+ \nu_\tau)$ à la possibilité d'une médiation supplémentaire à l'ordre de l'arbre par un nouveau boson chargé. La brisure spontanée de la symétrie électrofaible dans le MS requiert minimalement un doublet de champs scalaires et conduit à l'existence d'un unique champ physique neutre. L'addition d'un doublet supplémentaire de champs scalaires fournit un spectre de cinq bosons de Higgs, trois neutres et deux chargés, candidats naturels à des modifications des transitions à l'arbre par courants chargés. Nous avons confronté les données de physique des saveurs aux prédictions de ce modèle. Les mesures que nous avons prises en compte et les détails de l'analyse sont consignés dans le papier [70]; je ne rendrai compte dans la suite que de la méthode et des principaux résultats.

5.3.2.2.1 Pourquoi ? Les extensions du MS font en général apparaître des champs additionnels qui interagissent avec les quarks (nouveaux bosons de jauge, particules supersymétriques, technifermions [71]...). Ces nouveaux champs apportent des paramètres libres, qui peuvent induire des processus de changements de saveur par courants neutres (FCNC) et de nouvelles phases irréductibles violant la symétrie CP. Leur caractère prédictif est toutefois médiocre (en raison du nombre de paramètres libres). L'addition d'un doublet supplémentaire de champs scalaires ne fournit que quelques paramètres libres qui peuvent être significativement contraints par les données actuelles. Un modèle à deux doublets de Higgs contient 8 degrés de libertés dans le

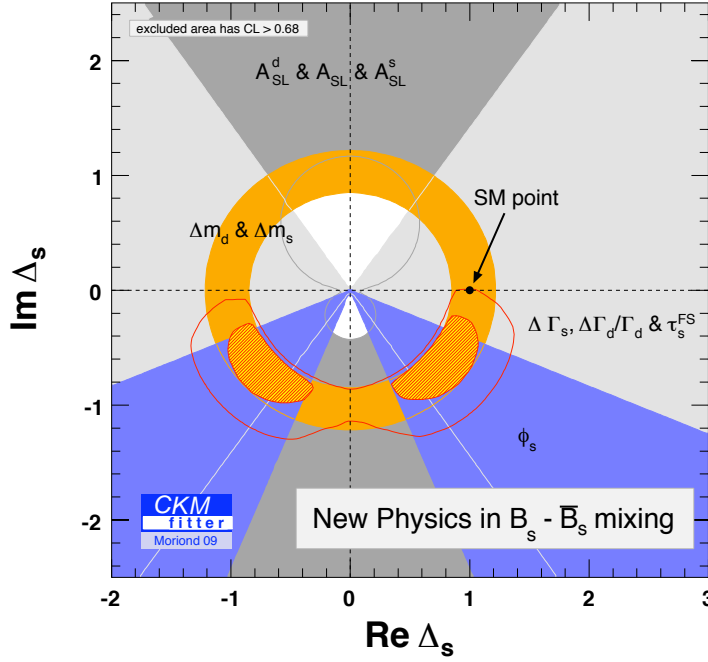


FIG. 5.9 – L'ensemble des contraintes $|\Delta F| = 2$ pour le système du B_s^0 dans le plan $(\mathcal{R}(\Delta_s), \mathcal{I}(\Delta_s))$. Les niveaux de confiance pour les régions d'exclusion indiqués sont 68% et 95%, respectivement.

secteur de Higgs. Trois sont absorbés par la nécessité de donner une polarisation longitudinale aux bosons intermédiaires W^\pm et Z . Cinq champs réels demeurent : deux champs chargés H^\pm , un champ pseudoscalaire neutre A et deux champs scalaires neutres h^0 et H^0 . Les paramètres additionnels sont les masses des bosons H^\pm , H^0 et A , et le rapport des v.e.v que l'on note $\tan\beta = v_2/v_1$ ³. Il y a quatre types de modèles 2HDM. Nous ne nous intéresserons qu'au type II (Le premier doublet se couple aux quarks de type down, le second aux quarks de type up et aux leptons) pour lequel les données de la physique des saveurs sont les plus contraignantes [72, 73, 74, 75]. C'est une extension intéressante du MS : on y trouve la même structure de saveur (CKM) et une suppression naturelle des processus FCNC. La prise en compte des courants chargés additionnels est assez aisée ; elle s'opère dans la plupart des cas par une redéfinition des paramètres intervenant dans les prédictions MS, avec une dépendance aux deux nouveaux paramètres m_{H^\pm} et $\tan\beta$. Au-delà de ces vertus, il convient de signaler que le 2HDM Type II est le secteur scalaire de l'extension supersymétrique minimale du MS (MSSM).

Nous avons collecté un ensemble assez complet de mesures de désintégrations par courant chargé, pour lesquelles les incertitudes théoriques hadroniques sont bien contrôlées. Il est pratique de les ranger dans les quatre catégories suivantes :

1. Les désintégrations leptoniques des mésons procédant par diagrammes d'annihilation des quarks constituants à l'arbre $\Gamma[K \rightarrow \mu\nu]/\Gamma[\pi \rightarrow \mu\nu]$, $\mathcal{B}[D \rightarrow \mu\nu]$, $\mathcal{B}[D_s \rightarrow \mu\nu]$, $\mathcal{B}[D_s \rightarrow \tau\nu]$ et $\mathcal{B}[B \rightarrow \tau\nu]$, où \mathcal{B} représente le rapport d'embranchement et Γ la largeur de désintégration⁴.
2. Les désintégrations semileptonique $B \rightarrow D\tau\nu$, au travers des rapports $\mathcal{B}[B \rightarrow D\tau\nu]/\mathcal{B}[B \rightarrow$

³Il y a également l'angle caractérisant le mélange des deux scalaires h^0 et H^0 sur lequel nous ne dirons rien.

⁴Nous avons aussi pris en compte les désintégrations hadroniques du lepton τ , $\tau \rightarrow K\nu$, qui peuvent être vues comme le processus inverse d'une désintégration leptonique.

$D\ell\nu$], et $K \rightarrow \pi\ell\nu$, via $\mathcal{B}[K \rightarrow \pi\mu\nu]/\mathcal{B}[K \rightarrow \pi e\nu]$.

3. La largeur partielle de désintégration du Z en paire de quarks b , $R_b = \Gamma[Z \rightarrow b\bar{b}]/\Gamma[Z \rightarrow \text{hadrons}]$, qui contient des courants chargés au travers des corrections radiatives au vertex (Section 2).
4. Enfin, la mesure de la désintégration radiative (FCNC) $b \rightarrow s\gamma$ via le rapport $\mathcal{B}[\bar{B} \rightarrow X_s\gamma]/\mathcal{B}[\bar{B} \rightarrow X_c e\bar{\nu}]$. Comme dans le cas précédent, les champs de Higgs chargés peuvent contribuer dans la boucle.

La figure 5.10 compare les mesures de ces quantités avec les prédictions du MS et un accord satisfaisant est globalement observé. Seul le rapport d'embranchement du processus $B \rightarrow \tau\nu$ échappe à ce constat (la déviation est toutefois inférieure à 3σ).

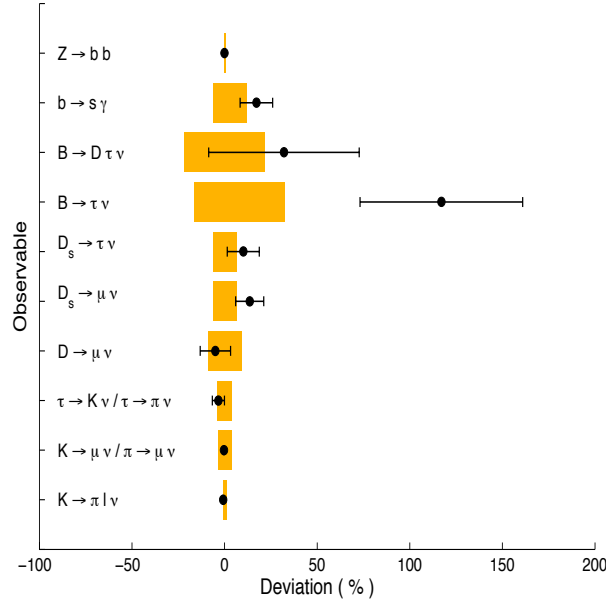


FIG. 5.10 – Comparaison des mesures d'observables pertinentes pour contraindre 2HDM Type II et leurs prédictions dans le MS. Les points expérimentaux sont donnés avec une incertitude à 68% CL. Les surfaces indiquent les intervalles de confiance à 95% CL de la prédiction MS, dérivée du fit global CKM.

Nous ne reporterons dans la suite que les contraintes les plus significatives : les désintégrations leptoniques et $b \rightarrow s\gamma$.

5.3.2.2.2 Comment ? Dans les résultats présentés plus bas, les quatre paramètres de la matrice CKM sont déterminés simultanément avec les deux paramètres additionnels m_{H^+} et $\tan\beta$. On ne peut bien sûr les contraindre au moyen des observables qui peuvent recevoir des contributions de Higgs chargé, au rang desquelles figurent les processus de transition de saveur $|\Delta F| = 2$ comme les fréquences d'oscillation des mésons B_d et B_s ou la mesure de la violation de CP dans le mélange des kaons. Les angles du triangle α et β ne peuvent être utilisés indépendamment puisqu'ils caractérisent l'interférence entre le mélange et la désintégration du méson B_d^0 . Toutefois, il est possible de montrer que leur combinaison produit une détermination à l'arbre de l'angle γ [76]. Les observables impliquant des transitions de saveur $|\Delta F| = 1$ procèdent d'échange de W dans le MS et sont donc susceptibles de recevoir des contributions de Higgs chargé. Mais ces contributions sont proportionnelles aux masses des quarks et des leptons chargés présents dans le jeu. Nous faisons par conséquent l'hypothèse que seuls les processus avec des quarks et leptons lourds y sont sensibles.

Sous ces hypothèses, le sommet du triangle d'unitarité peut être déterminé par les observables suivantes :

- la mesure de γ à partir de $\alpha + \beta$ ($m_b \cdot m_u/M_H^2$, $m_b \cdot m_d/M_H^2$)⁵,
- la mesure de $|V_{cb}|$ à partir des désintégrations électroniques $b \rightarrow c$ ($m_b \cdot m_e/M_H^2$, $m_c \cdot m_e/M_H^2$),
- la mesure de $|V_{ub}|$ à partir des désintégrations électroniques $b \rightarrow u$ ($m_b \cdot m_e/M_H^2$),
- la détermination de $|V_{ud}|$ à partir de désintégrations β des noyaux (tout est léger dans ce cas).

La figure 5.11 montre la contrainte combinée dans le plan $(\bar{\rho}, \bar{\eta})$.

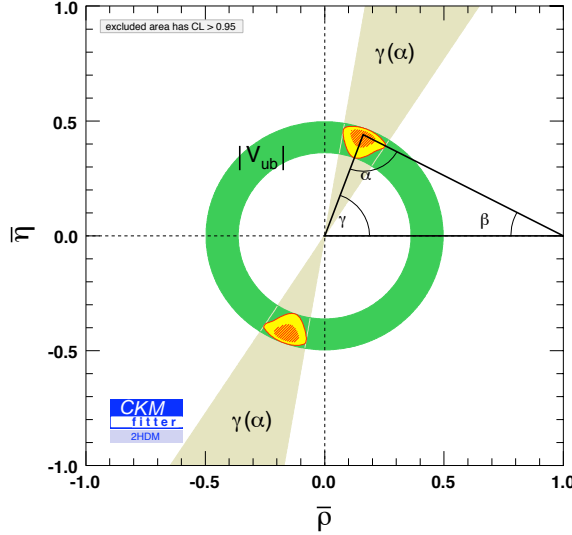


FIG. 5.11 – Les contraintes individuelles surimposées pour le fit fermions légers. Les régions jaunes sont les deux solutions à 95% CL. Le triangle d’unitarité construit à partir du fit global est rappelé.

Discutons maintenant les deux contraintes les plus significatives de l’espace des paramètres $(m_{H^+}, \tan \beta)$: les désintégrations leptoniques et le rapport d’embranchement $b \rightarrow s\gamma$.

Je prends d’abord l’exemple des désintégrations leptoniques à laquelle ressortit $B \rightarrow \tau\nu$. La désintégration d’un méson chargé M vers une paire leptonique $\ell\nu_\ell$ est médiée par un W^\pm avec le rapport d’embranchement suivant :

$$\mathcal{B}[M \rightarrow \ell\nu_\ell]_{\text{SM}} = \frac{G_F^2 m_M m_\ell^2}{8\pi} \left(1 - \frac{m_\ell^2}{m_M^2}\right)^2 |V_{quqd}|^2 f_M^2 \tau_M (1 + \delta_{EM}^{M\ell 2}), \quad (5.3)$$

où q_u (q_d) représente le quark de valence up (down) du méson. V_{quqd} est l’élément de matrice CKM correspondant, f_M est la constante de désintégration du méson M et τ_M est son temps de vie. Le facteur $\delta_{EM}^{M\ell 2}$ embarque les corrections radiatives électromagnétiques qui dépendent du processus⁶.

Dans l’ensemble des 2HDM, les désintégrations purement leptoniques reçoivent une contribution additionnelle de Higgs chargé et cette correction peut être factorisée à partir de la prédiction MS [75, 81, 82] selon :

$$\mathcal{B}[M \rightarrow \ell\nu] = \mathcal{B}[M \rightarrow \ell\nu]_{\text{SM}} (1 + r_H)^2. \quad (5.4)$$

⁵Nous oublions ici la détermination de γ avec les désintégrations $B \rightarrow DK$ puisqu’elle met en jeu un couplage $m_b \cdot m_s/M_H^2$.

⁶Il arrive que les expériences prennent en compte les corrections EM. C’est vrai en général des usines à mésons B [77, 78]. Pour les mesures kaoniques, voir [79, 80].

Le facteur correctif r_H s'écrit dans le 2HDM Type II :

$$r_H = \left(\frac{m_{qu} - m_{qd} \tan^2 \beta}{m_{qu} + m_{qd}} \right) \left(\frac{m_M}{m_{H^+}} \right)^2. \quad (5.5)$$

Essayons d'interpréter les dépendances de cette prédiction aux paramètres qui nous intéressent. En supposant un accord parfait entre la mesure et la prédiction MS, deux cas de figure se présentent :

- $r_H = 0$, qui s'obtient trivialement en envoyant m_{H^+} à l'infini. Cette solution de découplage correspond à la manière naturelle de retrouver les prédictions du MS en supposant les particules additionnelles de grande masse.
- $r_H = -2$, qui correspond à une corrélation linéaire entre m_{H^+} et $\tan \beta$. Cette solution de *fine-tuning* est proportionnelle à la masse du méson et donc différent d'une désintégration leptonique à l'autre.

Plus généralement, le fit du modèle 2HDM Type II favorisera deux régions si mesure et prédiction MS sont en bon accord : celles des grandes masses de boson de Higgs (la solution de découplage) et une bande diagonale dans l'espace des paramètres $(m_{H^+}^+, \tan \beta)$ correspondant à la solution de *fine-tuning*. Notons finalement que le signe de la correction 2HDM Type II tend à diminuer les rapports d'embranchement des désintégrations leptoniques.

Les contraintes individuelles des désintégrations leptoniques et des kaons sont d'abord représentées de façon séparée sur la figure 5.12.

La figure 5.13 montre finalement la contrainte combinée dans l'espace des paramètres $(m_{H^+}^+, \tan \beta)$.

L'autre contrainte significative est la désintégration FCNC $b \rightarrow s\gamma$ qui procède de diagrammes pingouin. Le calcul du rapport d'embranchement $\bar{B} \rightarrow X_s \gamma$ a été conduit jusqu'au Next-to-Next Leading Order (NNLO) [83] [84]-[85]. Dans le 2HDM Type II, l'échange d'un boson de Higgs chargé fournit une contribution supplémentaire aux coefficients de Wilson en jeu. Le traitement analytique est trop compliqué pour être praticable dans cette analyse et nous avons produit une paramétrisation dédiée qui reproduit les résultats les plus précis au NNLO [86, 83]. Le rapport d'embranchement normalisé s'écrit :

$$\mathcal{R}_{b \rightarrow s\gamma} = \frac{\mathcal{B}[\bar{B} \rightarrow X_s \gamma]}{\mathcal{B}[\bar{B} \rightarrow X_c \ell \bar{\nu}]} = \left| \frac{V_{ts}^* V_{tb}}{V_{cb}} \right|^2 \frac{6\alpha_{\text{EM}}}{\pi C} (P + N), \quad (5.6)$$

où P figure la contribution dominante dans le développement en $1/m_b$ (calculé perturbativement) et N la partie non-perturbative, pour laquelle il est difficile de produire plus qu'un ordre de grandeur [84]. C est une constante de normalisation corrigeant les différences d'espace de phase entre les désintégrations $\bar{B} \rightarrow X_s \gamma$ et $\bar{B} \rightarrow X_c \ell \bar{\nu}$.

Nous avons donc paramétré P et N au moyen de deux fonctions A et B qui dépendent d'un nombre réduit de paramètres (m_b^{1S} , m_t^{pole} et m_c) selon :

$$P + N = (C_{7,SM}^{\text{eff},(0)} + B \Delta C_{7,H^+}^{\text{eff},(0)})^2 + A. \quad (5.7)$$

Le facteur $\Delta C_{7,H^+}^{\text{eff},(0)}$ contient toute la contribution 2HDM Type II et A et B sont ajustés de sorte qu'ils reproduisent les résultats NNLO⁷ discutés plus haut. Typiquement, la prédiction 2HDM Type II ne dépend pas de $\tan \beta$ dans l'intervalle $[1 : 100]$ et fournit par conséquent une limite inférieure à la masse du boson de Higgs chargé.

5.3.2.2.3 Résultats La figure 5.14 montre la région d'exclusion à 95% CL des paramètres $(\tan \beta, m_{H^+})$. Le χ^2 minimum de l'ajustement est obtenu pour $m_{H^+} \simeq 800$ GeV.

⁷En fait, SusyBSG est écrit au NLO mais ses paramètres sont ajustés pour reproduire la prédiction au NNLO du MS.

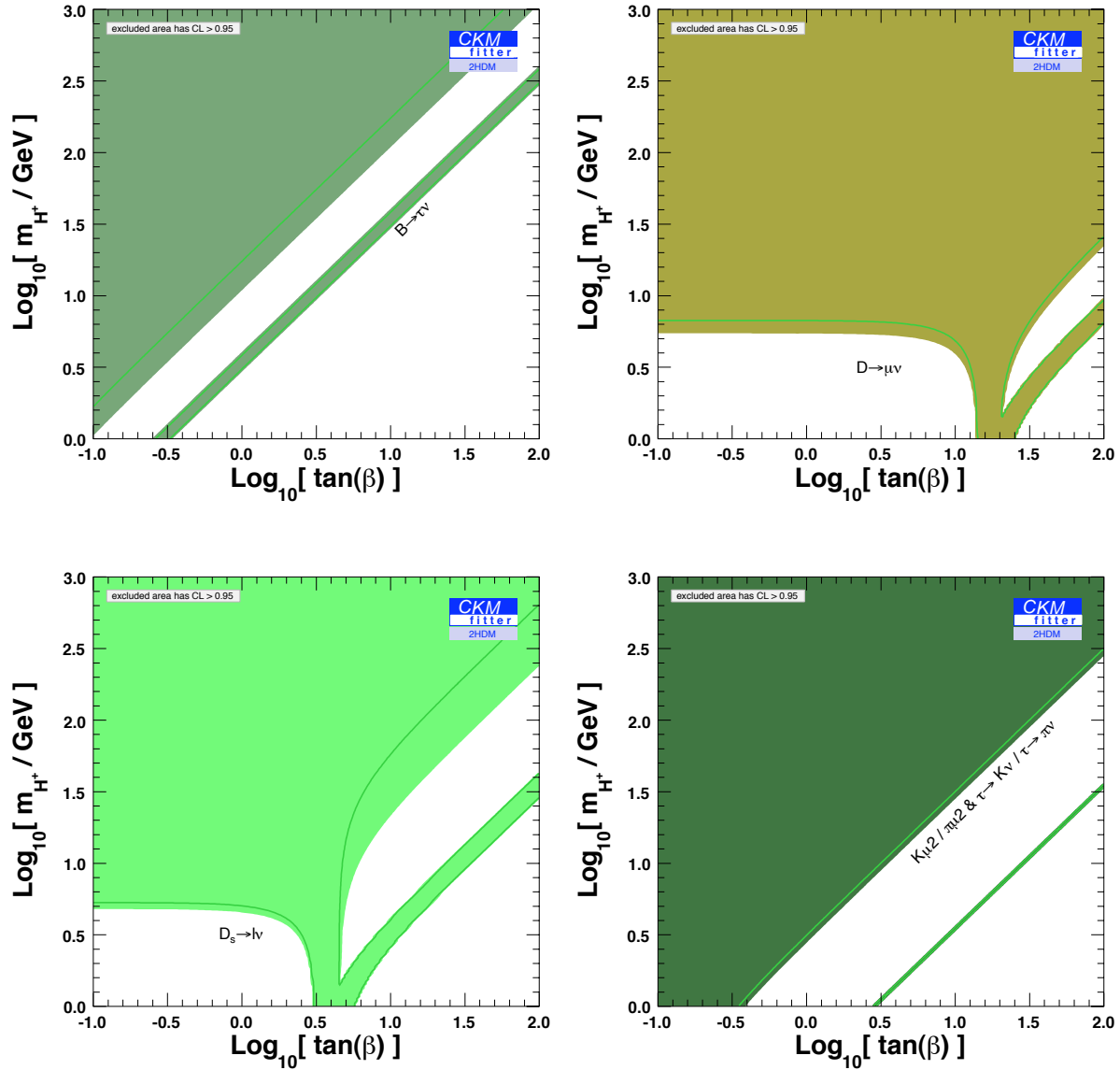


FIG. 5.12 – Contraintes individuelles dans l'espace des paramètres $(m_{H^+}, \tan\beta)$ dérivées des désintégrations leptoniques. En haut, de gauche à droite, $(B \rightarrow \tau\nu)$ et $(D \rightarrow \mu\nu)$. En bas, de gauche à droite, $(D_s \rightarrow \ell\nu)$ et $(K_{\ell 2}/\pi_{\ell 2} + \tau \rightarrow K\nu / \tau \rightarrow \pi\nu)$. Les surfaces complétant les régions colorées sont exclues à 95% CL.

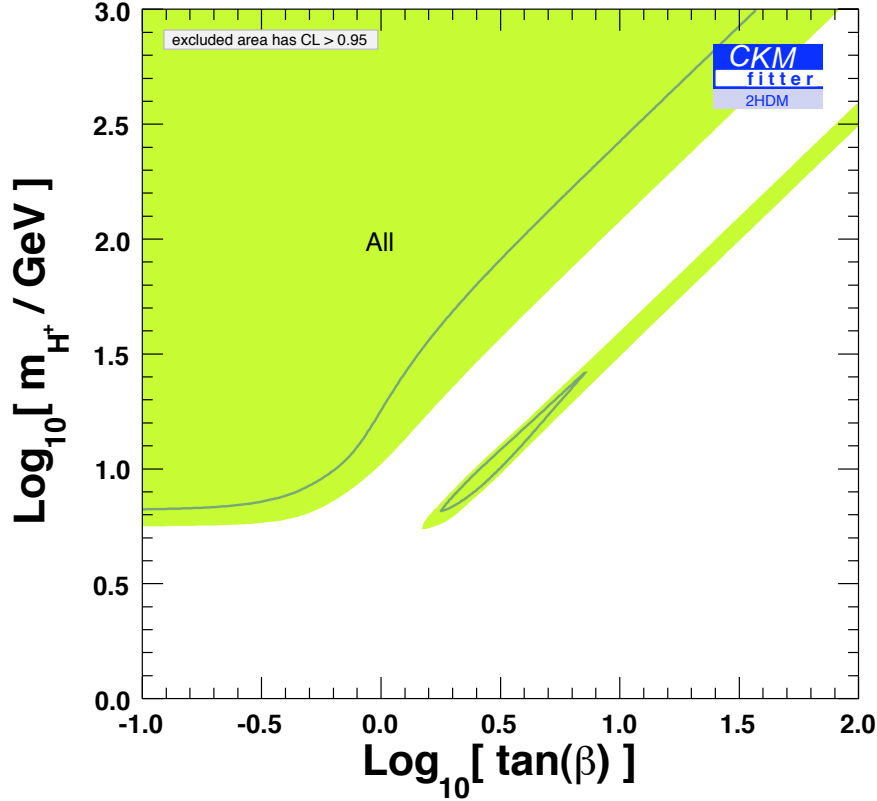


FIG. 5.13 – La contrainte combinée à 95% CL, dans l'espace des paramètres $(m_{H^+}, \tan \beta)$ dérivées des mesures de désintégrations leptoniques des mésons beaux, charmés et étranges. La ligne vert foncé définit le contour d'exclusion à 1σ .

A grand $\tan \beta$ ($\sim > 30$), la contrainte de $B \rightarrow \tau \nu$ est en compétition avec celle de $b \rightarrow s \gamma$ et durcit la limite d'exclusion. A petit $\tan \beta$ ($< \sim 1$), la contrainte la plus significative est due à la largeur partielle $Z \rightarrow b \bar{b}$. Si l'on admet que le 2HDM Type II est réalisé dans la nature, il est finalement possible d'inférer, des données de physique des saveurs, une limite inférieure de la masse d'un boson de Higgs chargé, indépendante de $\tan \beta$. La contrainte unidimensionnelle est reportée sur la figure 5.15 et la valeur correspondante est :

$$m_{H^+} > 304 \text{ GeV at 95\% CL,} \quad [\text{indirect}]$$

que l'on peut comparer à la limite directe [87, 88] :

$$m_{H^+} > 78.6 \text{ GeV at 95\% CL} \quad [\text{direct}]$$

La conclusion de cette étude est que le 2HDM Type II est significativement contraint par les données de basse énergie de physique des saveurs, en particulier par la prise en compte simultanée des mesures de $\mathcal{B}[\bar{B} \rightarrow \tau^+ \nu]$ et $b \rightarrow s \gamma$). En comparant les tests statistiques des hypothèses 2HDM Type II et MS, il ressort que 2HDM Type II fait à peine mieux que le MS au prix de l'addition de plusieurs paramètres libres.

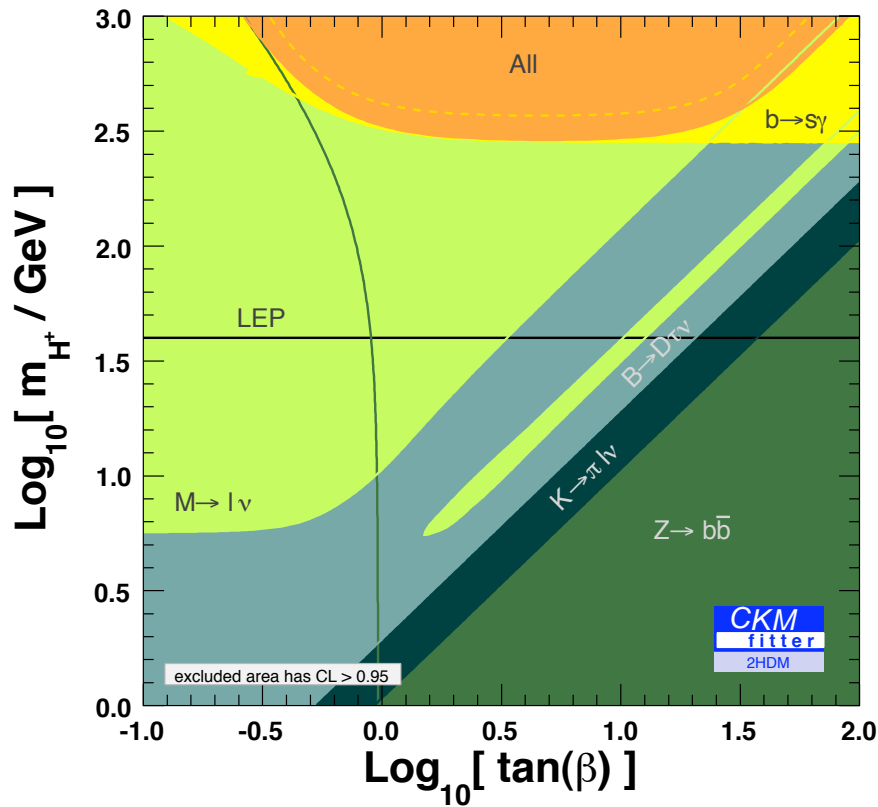
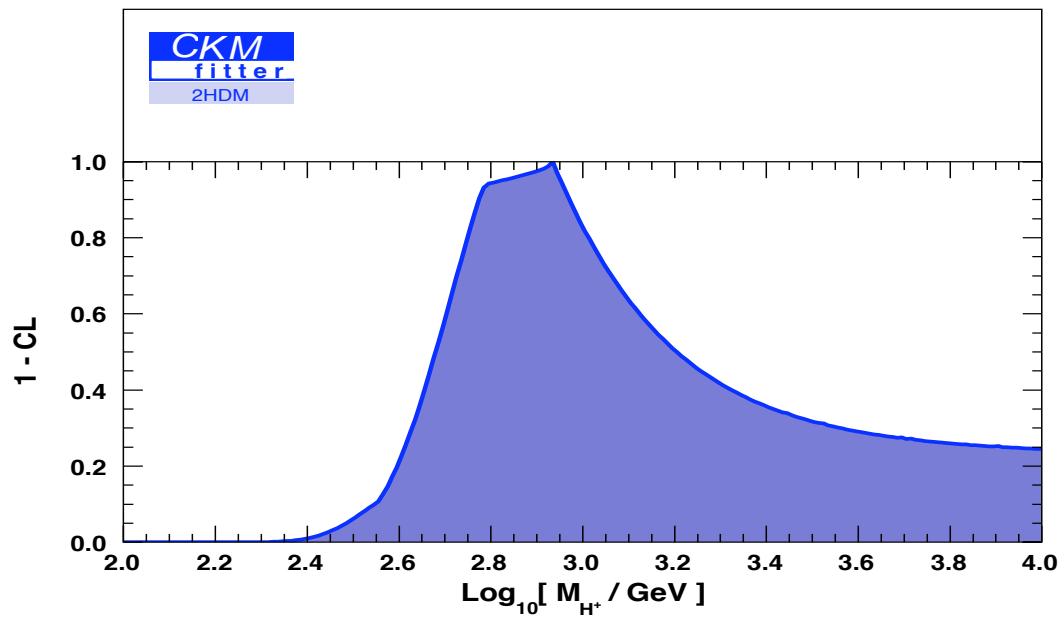


FIG. 5.14 – Contrainte globale sur les paramètres 2HDM m_{H^+} et $\tan(\beta)$. Chaque couleur correspond à un ensemble d'observables, notés sur la figure. L'aire complétementant la région orange est exclue à 95% CL. La ligne noire horizontale rappelle la limite de la recherche directe [87]. La ligne pointillée figure la contrainte à 1σ .

FIG. 5.15 – *Contrainte uni-dimensionnelle sur m_{H^+} .*

Chapitre 6

LHC and the LHCb spectrometer

Commençons maintenant l'exploration du spectromètre LHCb et singulièrement de son système calorimétrique. Je consignerai dans cette partie les éléments clefs de la machine LHC pour l'expérience LHCb, puis décrirai sommairement le détecteur dans son ensemble pour détailler enfin la calorimétrie et le détecteur de pied de gerbe électromagnétique dont l'équipe de Clermont a la charge de l'ensemble de l'électronique de lecture des canaux, incluant les phototubes qui lisent les scintillateurs. J'ai choisi d'écrire cette partie en anglais. Ce choix est inélégant mais correspond à un objectif pratique. Nous n'avons pas pris le temps de publier les résultats de nos travaux dans la phase de R&D et plus encore dans celle de commissioning du détecteur, au-delà des nécessaires notes internes et actes de conférences. Il n'y a que des mauvaises raisons à cela mais l'effort de rédaction nécessaire à produire ce document peut aider à corriger cet état de fait.

6.1 LHC, la machine

LHC sera le collisionneur hadronique de plus haute énergie, sis au CERN, accueilli dans le tunnel du LEP. Les premières circulations de protons dans l'anneau ont eu lieu le 10 septembre 2008. Un accident sur un aimant dipolaire a brutalement stoppé la phase de mise en oeuvre de la machine et aucune collision n'a été obtenue en 2008. Nous discuterons par conséquent les caractéristiques de dessin du LHC. Il s'agit d'interactions proton contre proton. Notons (et nous n'en parlerons plus) qu'un mode noyau-noyau existe, dont bénéficiera l'expérience ALICE principalement. Les faisceaux de protons que le LHC accélère ont une énergie nominale de 7 TeV, produisant une énergie de réaction dans le centre de masse de 14 TeV. La production et l'accélération des protons sont réalisées par une succession de dispositifs représentés sur le diagramme 6.1 : le LINAC amène les protons à 50 MeV, le Booster les monte à 1.4 GeV où ils sont injectés dans l'historique PS (Proton Synchrotron). Ce dernier les délivre à une énergie de 26 GeV au SPS (Super Proton Synchrotron) qui les accélère jusqu'à une énergie de 450 GeV. Finalement, ils sont injectés dans le LHC pour atteindre l'énergie nominale de 7 TeV par faisceau. Ces valeurs d'énergies sont possibles grâce à la taille du dispositif (la courbure de l'anneau) et aux champs magnétiques gigantesques des aimants dipolaires de la machine. La section efficace de production d'un boson de Higgs léger augmente rapidement avec \sqrt{s} mais n'excède cependant pas quelques dizaines de femto-barns à l'énergie du LHC. C'est pourquoi une grande luminosité est nécessaire. Elle est fixée, dans le dessin initial, à $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Cinq expériences principales sont installées aux différents points d'interaction du LHC. Les expériences ATLAS [89] et CMS [90] sont des détecteurs 4π généralistes. L'observation du boson de Higgs et la découverte de nouvelles particules constituent le coeur de leur programme de physique, qui réclame la luminosité nominale discutée plus haut. L'expérience ALICE [91, 92], qui utilise l'aimant de l'expérience L3 du LEP, s'intéresse à la mise en évidence et à l'étude du plasma de

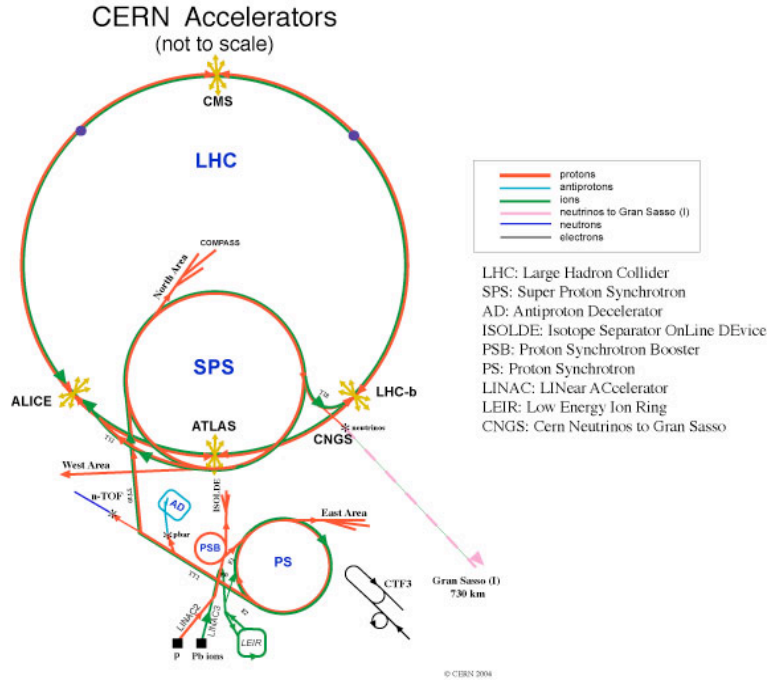


FIG. 6.1 – Le complexe LHC.

quarks et de gluons dans les collisions d'ions lourds. Le spectromètre LHCb est hébergé au point d'interaction 8 et sera décrit dans la prochaine section. Enfin, le détecteur TOTEM [93, 94] mesurera la section efficace totale des collisions protons-protons au LHC, paramètre essentiel pour les autres expériences.

6.1.1 La luminosité

La luminosité de la machine au point d'interaction est donnée par :

$$\mathcal{L} = \frac{N_1 N_2 k_b f \gamma F}{4\pi\beta^*\epsilon}, \quad (6.1)$$

où N_i ($i = 1,2$) est le nombre de protons dans un paquet, k_b est le nombre de croisements en un tour de machine de paquets au point d'interaction considéré ; f est la fréquence de révolution et $\gamma = E_p/m_p$ le facteur de Lorentz. L'émittance ϵ mesure la petitesse du faisceau et la fonction β^* la capacité des aimants à concentrer le faisceau en un point d'interaction. Enfin F est un facteur qui rend compte de l'angle de croisement des deux faisceaux [95]. Le tableau 6.1 résume les paramètres utilisés pour atteindre la luminosité nominale de $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

Paramètres	Valeurs
N_1, N_2	$1.05 \cdot 10^{11}$
k_b	2835
f [Hz]	11245.5
γ	7460.6
ϵ [μ mrad]	3.75
β^* [m]	0.5

TAB. 6.1 – Le jeu de paramètres qui conduit à la luminosité nominale de $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

LHCb ne veut pas fonctionner à la luminosité nominale. La figure 6.2 montre l'évolution de la probabilité du nombre d'interactions en fonction de la luminosité. Le compromis arrêté par la collaboration pour le dessin du détecteur est $\mathcal{L} = 2.10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ de façon à obtenir une reconstruction propre du vertex primaire d'intérêt.

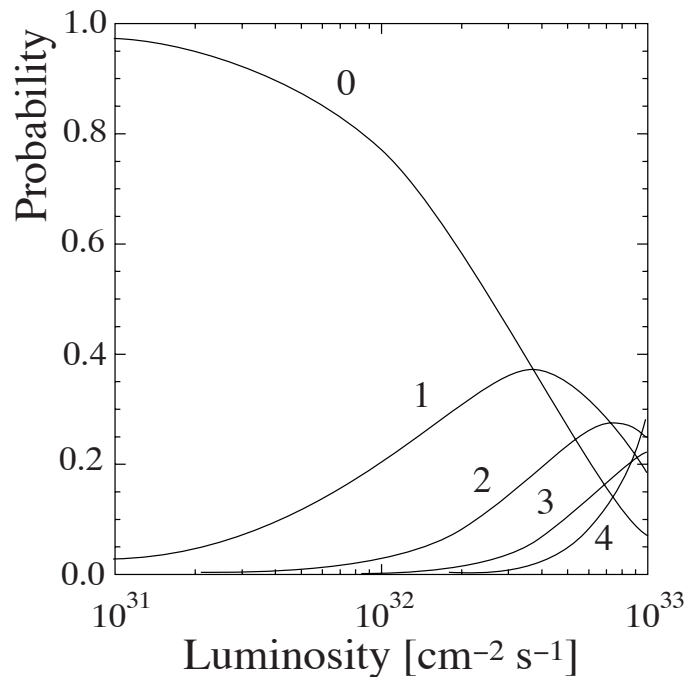


FIG. 6.2 – Probabilité du nombre d'interactions par croisement de paquets en fonction de la luminosité. Cette courbe suppose une section efficace inélastique proton-proton de 80 mb.

6.1.2 Des protons en paquets

Chaque paquet contient 10^{11} protons ¹. Un système radio-fréquence à 400 MHz accélère les protons en les groupant en paquets. Un sur 10 est rempli, ce qui conduit à 3564 paquets simultanément dans la machine séparés de 25 ns. en d'autres termes, la fréquence moyenne de croisement des paquets est de 40 MHz. Notons que les protons se distribuent sur une dizaine de centimètres à l'intérieur d'un paquet du LHC. La structure en paquets est décrite dans le document [96]. Comme les fréquences de révolution des différentes machines accélératrices du complexe LHC ne sont pas des multiples, il y a des paquets vides. La fréquence effective de croisement est de 30 MHz. La structure nominale de distribution des paquets pour un fonctionnement à 25 ns est donnée par l'équation :

$$\begin{aligned}
 3564 &= 2(42b + 8e) + 30e + 2[6(42b + 8e) + 30e] \\
 &+ e + 34(42b + 8e) + 30e + 2[6(42b + 8e) + 30e] + e + 100e,
 \end{aligned}$$

où e et b désignent les paquets vides et pleins, respectivement. Il n'est probablement pas pertinent de discuter ici les scénarii de fonctionnement pour la première année, qui seront, je l'imagine, ajustés au fur et à mesure du commissioning de la machine. Consignons seulement qu'une luminosité de quelques $10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ est espérée.

¹Lors des premières circulations en septembre 2008, ils contenaient 5.10^9 protons.

6.1.3 Production de paires de quarks beaux.

Le mécanisme dominant de production d'une paire de quarks beaux $b\bar{b}$ dans les collisions de protons est la fusion de gluons, dont quelques diagrammes parmi les plus significatifs sont donnés sur la figure 6.3. Ces diagrammes impliquent des vecteurs et par conséquent conduisent à des distributions angulaires des produits finals de réaction extrêmement piquées à bas angles polaires, comme l'indique la figure 6.4.

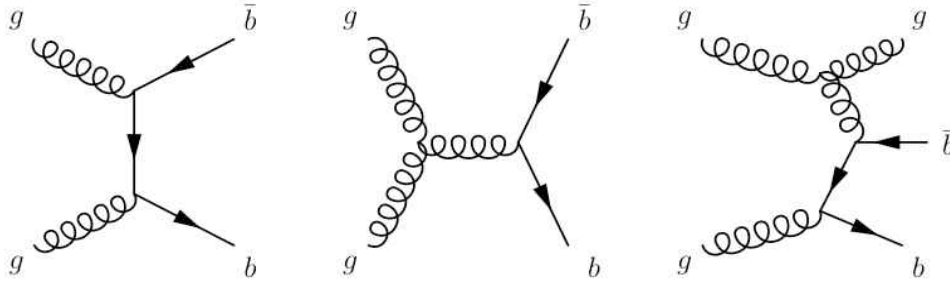


FIG. 6.3 – Exemples de processus gouvernant la production de paires $b\bar{b}$ aux ordres $O(\alpha_S^2)$ et $O(\alpha_S^3)$. En allant de la gauche vers la droite, trois topologies sont distinguées à savoir fusion de gluons, clivage de gluons et excitation de saveur.

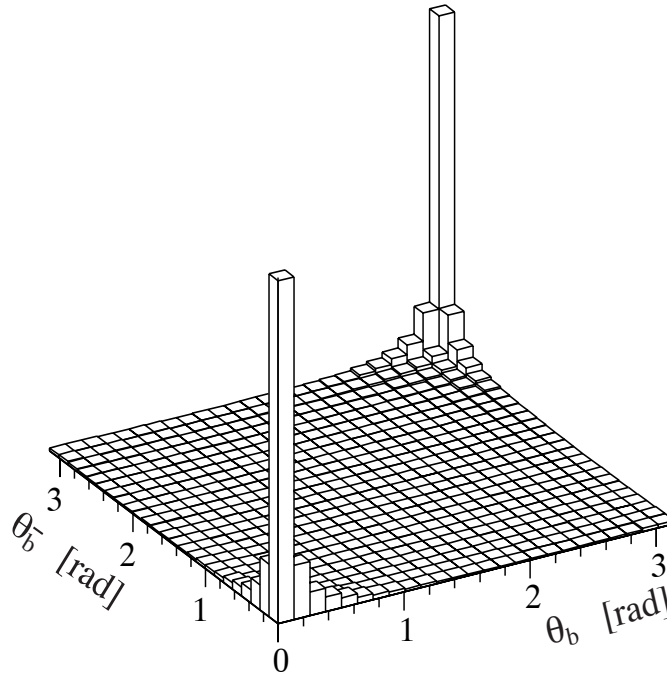


FIG. 6.4 – Distribution de l'angle de production des paires $b\bar{b}$ par rapport à l'axe du faisceau dans les collisions p-p à $\sqrt{s} = 14$ TeV (PYTHIA).

Quid de la section efficace de production des paires $b\bar{b}$? Elle est certainement grande mais mal connue (une estimation “raisonnable” la situe entre 100 et 1000 μb) et sa mesure sera une des premières analyses conduites dans LHCb. Pour les études prospectives de physique, la

collaboration LHCb a admis une valeur médiane $\sigma(b\bar{b} = 500 \mu\text{b}^2$, qui se traduit par la production de 10^{12} paires de quarks beaux par année nominale. Distribution angulaire et section efficace tracent les grandes lignes du dessin de LHCb. La statistique n'est pas un sujet : un spectromètre vers l'avant et une granularité de détecteur croissant avec la rapidité est la géométrie adéquate.

6.2 The LHCb spectrometer

6.2.1 Overview

The LHCb design exploits both the large $b\bar{b}$ statistics at LHC and the fact that all b-hadrons are produced. The table 6.2 gives for the main species of b-hadrons the mass and hadronisation probability characteristics [51]. LHCb is a single-arm spectrometer with a forward angular

Hadron X_b	Hadronization fraction $b \rightarrow X_b$	Mass (MeV/ c^2)	Lifetime (10^{-12} s)
B_u^+ (ub)	0.397 ± 0.010	5279.0 ± 0.5	1.671 ± 0.018
B_d^0 (db)	0.397 ± 0.010	5279.4 ± 0.5	1.536 ± 0.014
B_s^0 (sb)	0.107 ± 0.011	5369.6 ± 0.5	1.461 ± 0.057
Λ_b^0 (udb) + baryons	0.099 ± 0.017	5624 ± 9	1.229 ± 0.08
B_c^+ (cb)	≈ 0.0005	6400 ± 400	0.46 ± 0.18

TAB. 6.2 – Properties of the main species of b-hadrons.

coverage from approximately 10 mrad to 300 (250) mrad in the bending (non-bending) plane as sketched on the figure 6.5. This is justified by the fact that $b\bar{b}$ pairs are predominantly produced in the same forward or backward cone. The trigger must be sensitive to many different final states, coping with leptonic, hadronic and radiative final states. Excellent vertex and momentum resolution are essential prerequisites to study the rapidly oscillating B_s - \bar{B}_s . In addition to electron, muon, γ and π^0 detection, a fine discrimination between kaons and pions is crucial in order to cleanly reconstruct similar hadronic B meson decays.

Here comes then “naturally” the layout of the spectrometer. The tracking system is built around a warm dipole magnet providing an integrated field of 4 T·m and comprises the high resolution vertex locator system (VELO) and the silicon microstrip Trigger Tracker (TT) in front of the spectrometer magnet, and three tracking stations behind the magnet, made of silicon microstrips in the inner parts (IT) and of Kapton/Al straws for the outer parts (OT). Two Ring Imaging Cherenkov counters (RICH1 and RICH2) with different radiators to ensure an excellent π -K separation in the momentum range from 2 to 100 GeV/c are located upstream and downstream the magnet. Eventually, calorimetry measurements are performed by a system composed of a Scintillator Pad Detector and Preshower (SPD/PS), an electromagnetic (shashlik type) calorimeter (ECAL) and a hadronic (Fe and scintillator tiles) calorimeter (HCAL), and a muon detection system based on Multi-Wires Proportionnal Chambers MWPC (except in the highest rate region, where triple-GEM's³ are used) provides μ identification. The latter elements (calorimeters and muon detectors) are the heart of the level-0 trigger of the experiment.

Detector subsystems are assembled in two halves, which can be moved out separately horizontally for maintenance and access to the beampipe purposes.

A strong attention has been paid to minimize the material budget in front of the calorimetric system, which was shown in the initial design to harm significantly the detection efficiency for electrons and photons. In addition, the tracking pattern recognition was facilitated. One originality of the LHCb design is the absence of instrumentation in the magnet. Estimations

²Ce choix était dicté par les prédictions du générateur Pythia, qui aujourd'hui indique $\sigma(b\bar{b} = 630 \mu\text{b}$.

³GEM is the acronymous for Gas Electron Multiplier technology.

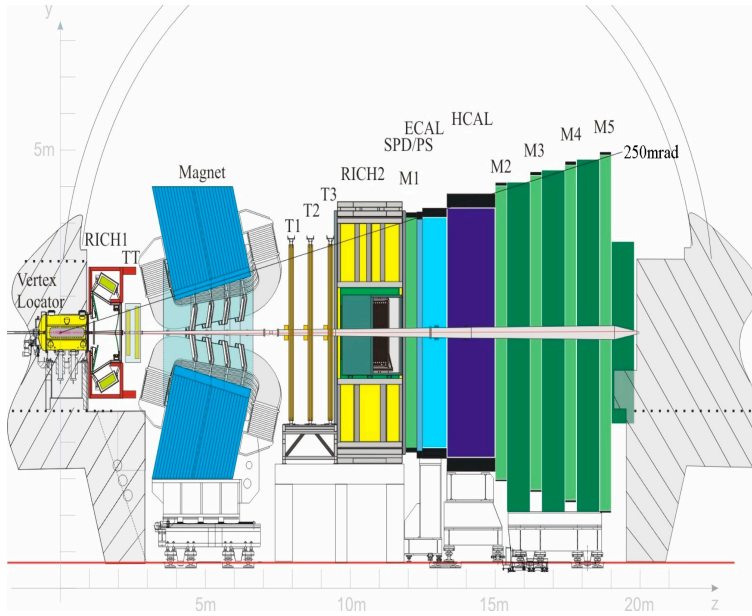


FIG. 6.5 – View of the LHCb detector. The right-handed coordinate system adopted has the z axis along the beam, and the y axis along the vertical.

of the material budget of the detector [97] showed that at the end of the tracking system, a particle has seen, on average, about 60% of a radiation length.

LHCb is installed at Intersection Point 8 of the LHC, previously used by the DELPHI experiment during the LEP times. The interaction point is displaced by 11.25 m from the centre.

A key point of the LHCb design is the choice of a common front-end architecture [98, 99] for all subdetectors and deserves to spend few lines on its description. The first level of trigger denoted L0 (hardware-based with a short latency of $4 \mu\text{s}$) allows to reduce by a factor 10 the event rate, yielding a 1MHz acquisition of the events, to be further triggered by software. Figure 6.6 displays the FE architecture and data-flow in the DAQ interface. A sub-detector stores digitized signals at the 40 MHz bunch crossing rate in $4 \mu\text{s}$ deep pipeline buffers, while the L0 trigger makes the required trigger selection. After L0 acceptance, event data are transferred to 16 event deep first level derandomizing buffers at 1.1 MHz, then transmitted through radiation hard optical links [100]. The Trigger, Timing and Control system (TTC) developed for the LHC experiments [101] distributes clock and sampling phase, timing control (reset and synchronization signals), trigger (trigger accept and trigger types) plus some calibration commands to all front-end and DAQ interface modules. Control and monitoring of the front-end electronics are based on the LHCb specific SPECS control interface (except for the muon detectors).

The reception of accepted event data from the sub-detectors is handled by 350 9U VME sized DAQ interface modules (FPGA based) in the counting house. They perform data and event synchronization verifications, zero-suppression, data buffering and finally send the event information to the DAQ system over up to four Gigabit-Ethernet (GBE) links per module. A unique board (Tell1) for almost all sub-detectors (RICH system developed a distinct electronics) is realizing these actions. Each subdetector according to its specificities has a dedicated firmware.

Tell1 boards and DAQ system are located in the counting house, separated from the main experimental area by a concrete wall and hence not sensitive to radiation while front-end electronics is installed close to the detectors.

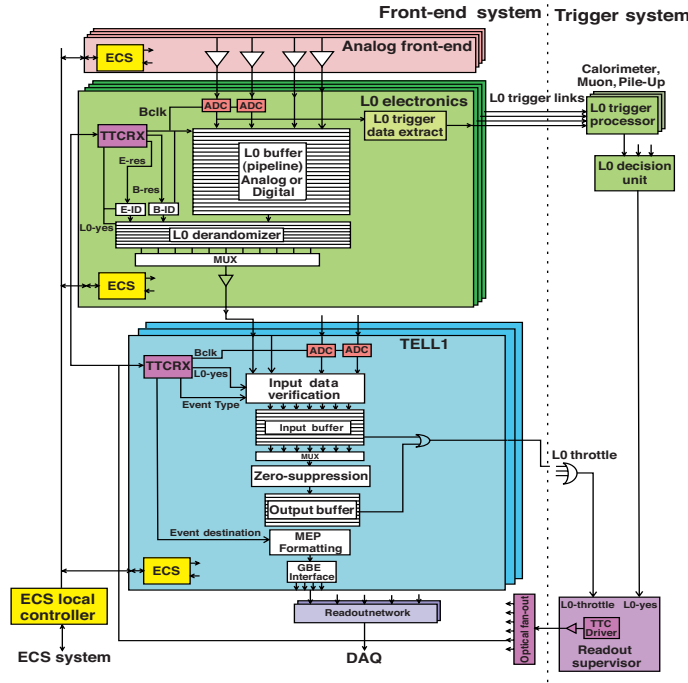


FIG. 6.6 – General front-end electronics architecture and data flow in the DAQ interface.

6.2.2 The vertexing and tracking system

6.2.2.1 The Magnet

I am starting this short description with the dipole magnet used in the LHCb experiment to measure the momentum of charged particles. It's a warm magnet designed to deliver an integrated magnetic field of 4 T·m for tracks of 10 m length. We'll come back to that later on but let me mention that RICH and calorimeter photodetectors have degraded performance in magnetic field and must be protected. The total weight of the yoke is 1500 tons and the two coils are weighing 54 tons. It is represented on figure 6.7.

The magnet was put into operation and reached its nominal current of 5.85 kA in November 2004.

For the measurement of CP asymmetries it is important to control the systematic effects of the detector by changing periodically the direction of the magnetic field. The magnetic field integral $\int B \cdot dl$ has been measured with a relative precision of a few 10^{-4} and the position of the B-field peak with a precision of a few millimetres, whatever the polarity is, which perfectly meet the physics performance required for momentum resolution.

6.2.2.2 The Vertex Locator

The detector closest to the interaction point is a jewel : the VELO (what an awful acronymous for a jewel..). It consists of a series (21 stations) of silicon modules arranged along the beam direction (as sketched on the figure 6.8) [102]. The VELO provides a precise measurement of the track coordinates, r and ϕ (each station has its own z coordinate), which are used to reconstruct the displaced secondary vertices generated by the lifetimes of b- and c-hadron decays⁴.

The use of cylindrical geometry ($r\phi$ coordinates), rather than a simpler rectilinear scheme, is required by the High Level Trigger (HLT) performance, for which 2D (rz) tracking has been

⁴Two planes perpendicular to the beam line and located upstream of the VELO sensors are called the *pile-up veto system* and used in the L0 trigger system.

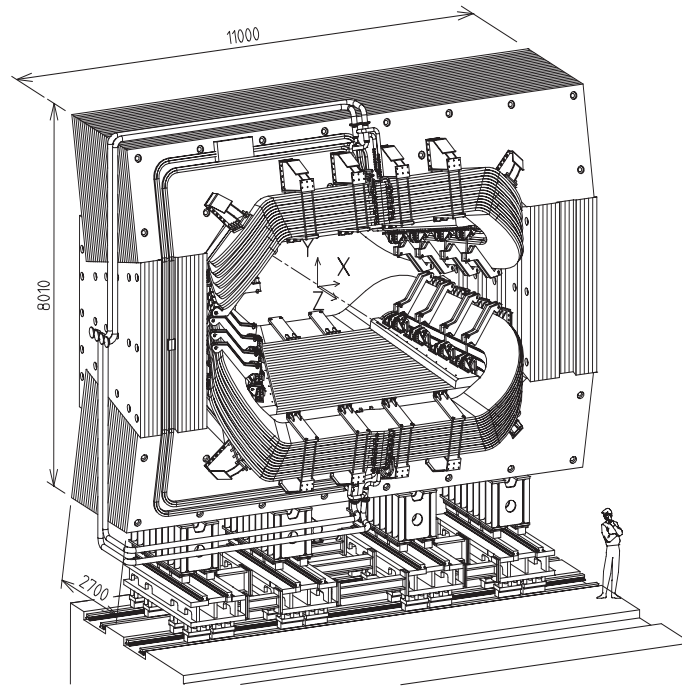


FIG. 6.7 – Perspective view of the LHCb dipole magnet with its current and water connections (units in mm). The interaction point lies behind the magnet.

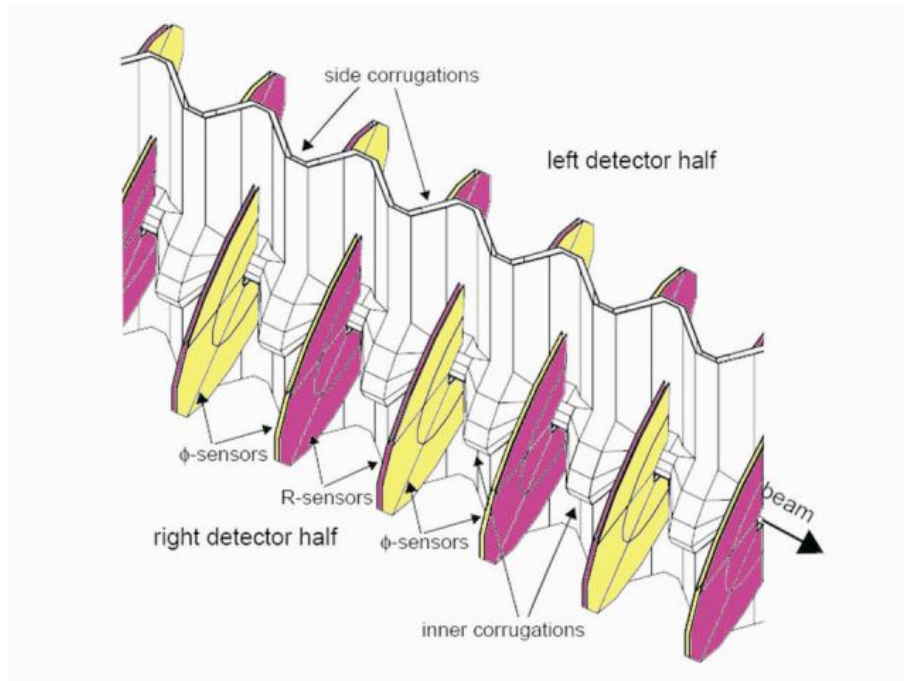


FIG. 6.8 – Zoom on the inside of an RF-foil, as modelled in GEANT, with the detector halves in the fully closed position. The r - and ϕ -sensors are illustrated with alternate shading.

demonstrated to yield a faster reconstruction with enough impact parameter resolution. Figure 6.9 displays how strips are distributed in r - and ϕ - modules.

The basic performance aimed at for the physics are : Signal to Noise ratio (S/N) shall be greater than 14, the overall channel efficiency was required to be at least 99% for a cut $S/N > 5$

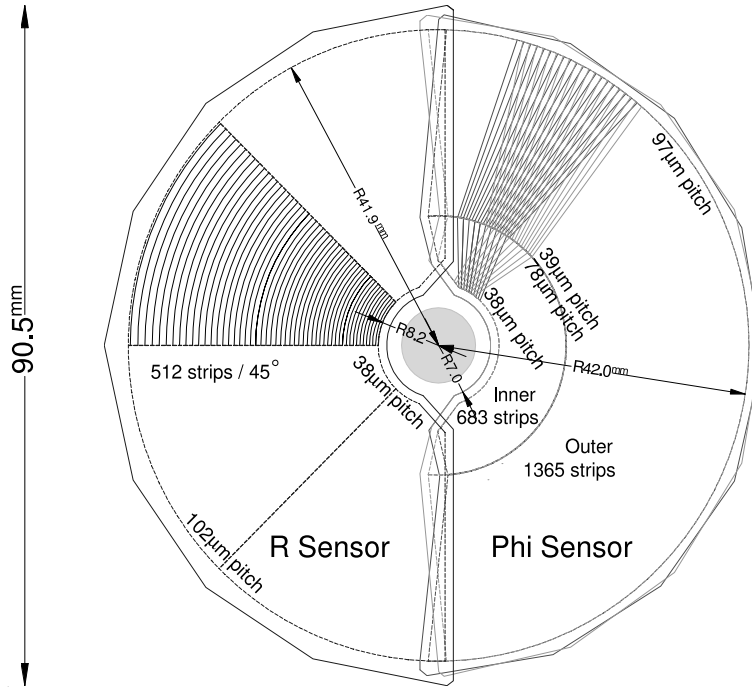


FIG. 6.9 – Sketch illustrating the $r\phi$ geometry of the VELO sensors.

and the spatial cluster resolution shall be of about $4 \mu\text{m}$ for 100 mrad tracks in the smallest strip pitch region (about $40 \mu\text{m}$), in order to achieve the desired impact parameter resolution, all characteristics validated in the commissioning phase.

6.2.2.3 Silicon Trackers

The silicon Tracker (ST) [103, 104] aims at reconstructing tracks close to the beam pipe, where the occupancy is the largest, and comprises two detectors. One is located in front of the magnet (TT) and the other (IT, split in three stations T1, T2 and T3) is installed behind it. Both TT and IT use silicon microstrip sensors with a strip pitch of about $200 \mu\text{m}$, which ensures a single-hit resolution of $50 \mu\text{m}$. The momentum resolution is then dominated by multiple scattering over a large range of particle momenta. The TT is a 150 cm wide and 130 cm high planar tracking station and covers the full acceptance of the experiment. The IT covers a 120 cm wide and 40 cm high cross shaped region in the centre of the three tracking stations. It's a small device but it is crossed by 20 % of the tracks. Each of the four ST stations has four detection layers in an $(x-u-v-x)$ arrangement with vertical strips in the first and the last layer and strips rotated by a stereo angle of -5° and $+5^\circ$ in the second and the third layer, respectively. The TT has an active area of about 8.4 m^2 with 143360 readout strips of up to 38 cm in length. The IT has an active area of 4.0 m^2 with 129024 readout strips of either 11 cm or 22 cm in length.

Since the particle occupancy fall off by two orders of magnitude to about 5×10^{-4} per cm^2 in the outermost regions of the TT detector, different readout strip lengths were chosen for different regions of the detector to keep maximum strip occupancies at the level of a few percent while minimizing the number of readout channels. Similar consideration yields the same choice for IT.

As an illustration, figure 6.10 shows the layout of the third TT detection layer.

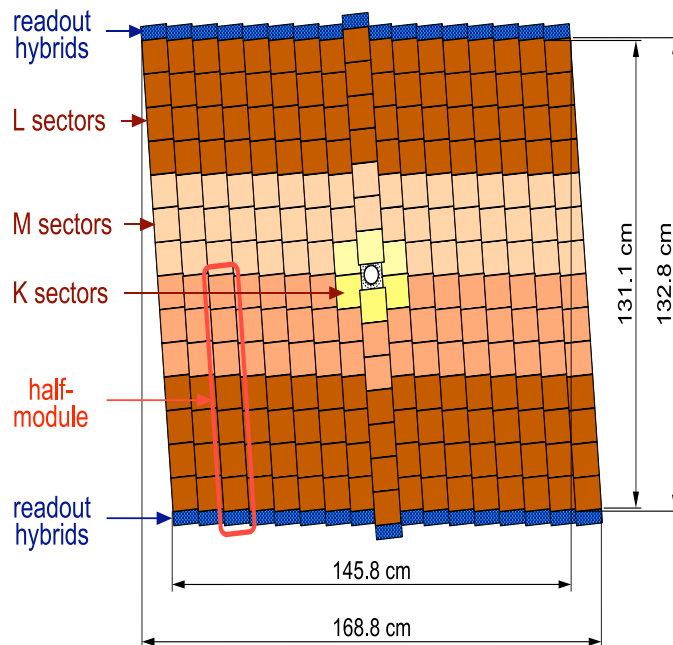


FIG. 6.10 – Layout of the third TT detection layer. Different readout sectors are indicated by different shadings.

6.2.2.4 Outer Tracker

The Outer tracker (OT) is a drift-time detector. An excellent momentum resolution is required for a precise determination of the invariant mass of reconstructed b-hadrons. Typically, a 10 MeV mass resolution from a fully hadronic decay translates into a momentum measurement precision of $\Delta p/p \approx 0.4\%$. Since the phase space in b-hadrons decay is large, a high number of tracks have to be reconstructed as a final state. Hence, the single track efficiency is a key parameter of the tracker design. The OT is designed as an array of individual straw-tube modules, each containing two staggered layers of drift tubes with inner diameters of 4.9 mm. Obviously, the drift time must be short (less than 50 ns) and a mixture of rapid gases (Argon for 70 % and CO₂ for 30%) is chosen as the counting medium. The detector modules are arranged in three stations (T1, T2 and T3, complementing the IT) and each station is made of four layers in an $(x-u-v-x)$, consistently with the inner tracker. The total active area per station is $(5971 \times 4850) \text{ mm}^2$. The outer boundary acceptance is 300 mrad in the horizontal plane (magnet bending) and 250 mrad in the vertical plane.

6.2.3 The particle identification system

Particle identification (PID) is a fundamental requirement for any flavour physics experiment. It is further reinforced in the case of the LHCb experiment since no dE/dx ⁵ information is expected from the tracking system. Figure 6.11 shows how the reconstruction of the decay mode $B_d^0 \rightarrow \pi^+ \pi^-$ is eased with a powerful and dedicated particle identification.

The momentum spectrum becomes harder when polar angles are decreasing. It has therefore been chosen to build two RICH (Ring Imager Cherenkov) detector to get an efficient PID over the full momentum range. The upstream detector, RICH1, covers the low momentum charged

⁵The VELO readout allows to measure the charge deposit but this dE/dx information is modest regarding to the particle identification requirements of the experiment.

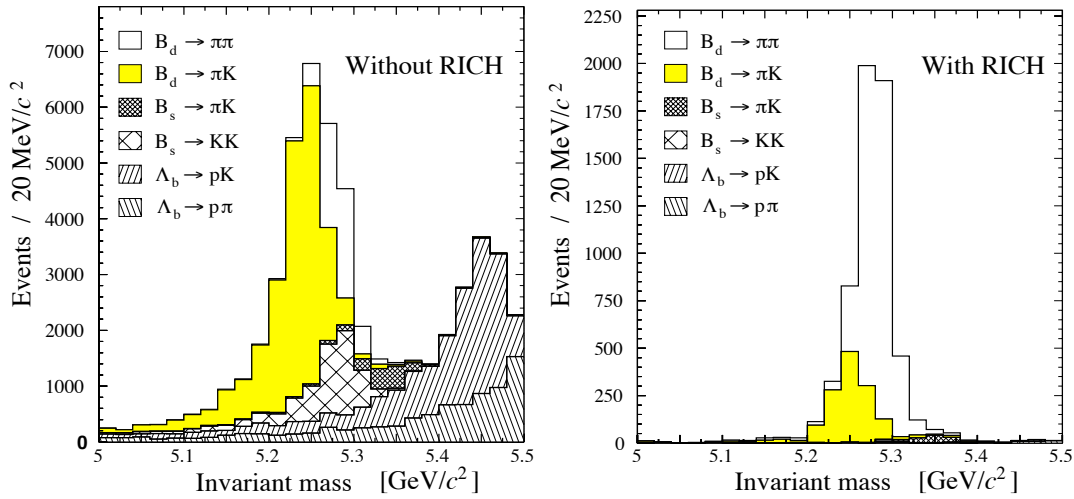


FIG. 6.11 – Reconstructed invariant mass for several two-body decays without (left) and with (right) particle identification requirement.

particle range $\sim 1\text{-}60$ GeV/c using aerogel and C_4F_{10} radiators, while the downstream detector, RICH2, covers the high momentum range from ~ 15 GeV/c up to and beyond 100 GeV/c using a CF_4 radiator. The figure 6.12 shows the Cherenkov angle as a function of the momentum for the different radiators. RICH1 has a wide acceptance covering the full LHCb acceptance from ± 25 mrad to ± 300 mrad (horizontal) and ± 250 mrad (vertical) and is located upstream of the magnet to detect the low momentum particles. RICH2 is located downstream of the magnet and has a limited angular acceptance of $\sim \pm 15$ mrad to ± 120 mrad (horizontal) and ± 100 mrad (vertical) where the high momentum particles are mostly distributed.

In both RICH detectors, the focusing of the Cherenkov light is realized using a combination of spherical and flat mirrors to reflect the image out of the spectrometer acceptance. Hybrid Photon Detectors (HPDs) are used to detect the Cherenkov photons in the wavelength range 200-600 nm. The HPDs are surrounded by external iron shields and are placed in MuMetal cylinders to permit operation in magnetic fields up to 50 mT.

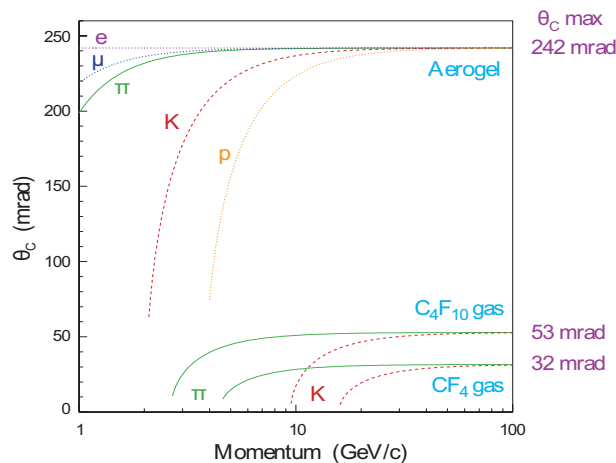


FIG. 6.12 – Cherenkov angle versus particle momentum for the RICH radiators.

The layout of these two detectors (radiators, mirrors, HPDs and acceptance) is displayed in figure 6.13.

I must conclude this lapidary review on RICHes by spending few words on Hybrid Photo-

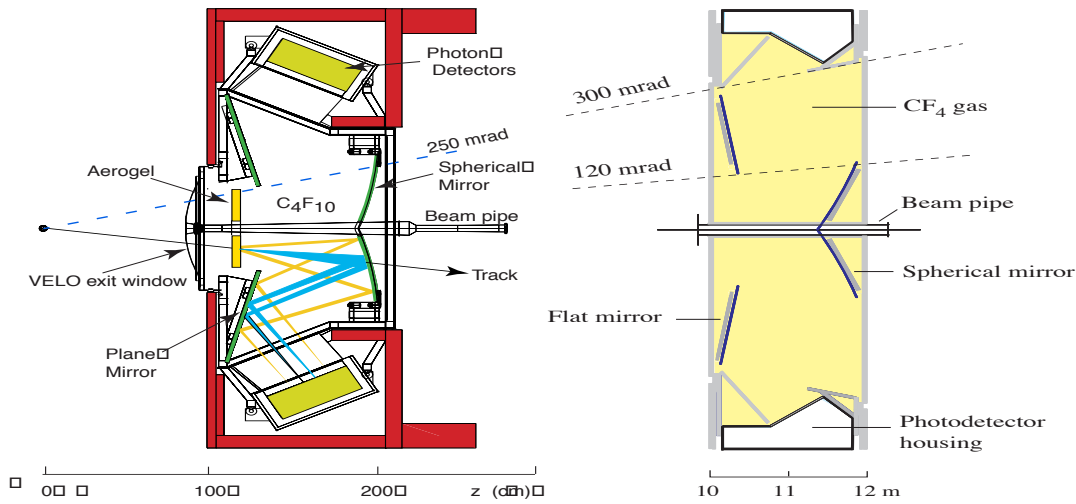


FIG. 6.13 – RICH1 and RICH2 layouts.

Detectors used to collect and get coordinates of Cherenkov photons. It is a dedicated development for the LHCb experiment in close collaboration with industry. Among the physics RICH requirements, one wanted a large area coverage ($\sim 3.5 \text{ m}^2$) with high active-to-total area ratio (64%), a high granularity ($2.5 \times 2.5 \text{ mm}^2$ at the photocathode) and an adequate speed answer. The HPD is a vacuum photon detector in which a photoelectron, released from the conversion in a photocathode of an incident photon, is accelerated by an applied high voltage of typically 10 to 20 kV onto a reverse-biased silicon detector. The silicon detector is segmented into 1024 pixels, each $500 \mu\text{m} \times 500 \mu\text{m}$ in size and arranged as a matrix of 32 rows and 32 columns. This leads to the required pixel size at the HPD entrance window of $2.5 \times 2.5 \text{ mm}^2$. The most outstanding characteristics of this device is an excellent efficiency at detecting single photo-electrons, which makes it a kind of ultimate photodetector for these apparatus.

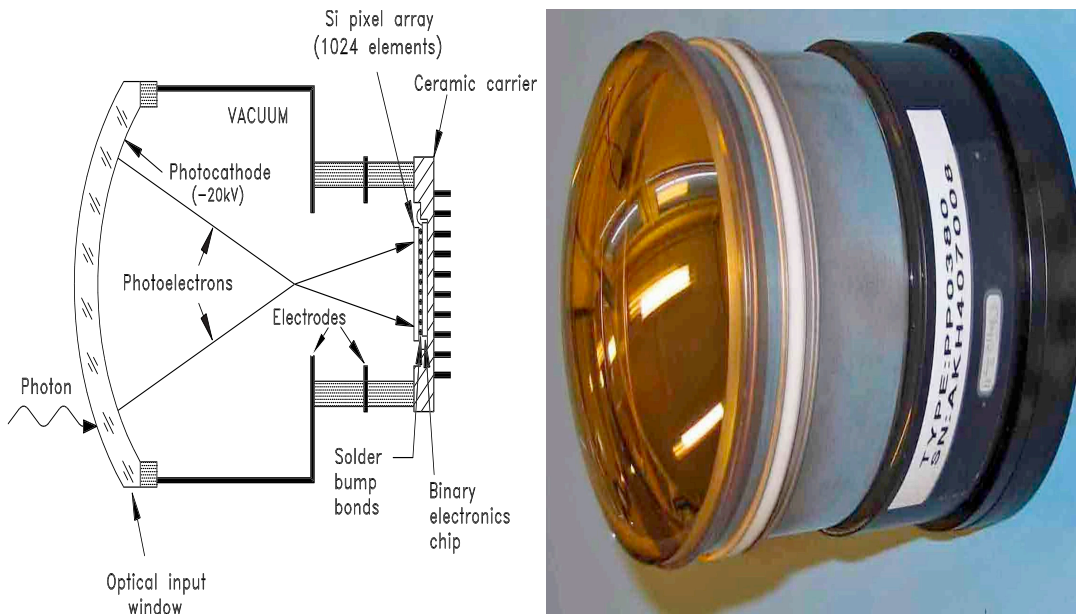


FIG. 6.14 – schematic and photograph of the pixel-HPD.

6.2.4 The calorimetric system

The next chapter deals with a complete description of one of the four detectors (and its electronics) which composes the calorimeter system : the preshower (PS). I will simply give here a rapid overview of the calorimeter in its whole.

The calorimeter system [105] has several functions. It selects, at first place, high transverse energy hadron, electron, photon and π^0 candidates for the L0 trigger. Offline, it provides the identification of electrons and photons and the measurement of their energies and positions. The reconstruction with good accuracy of electrons is useful for flavour tagging information ; a good measurement of prompt photons energy and position is vital for the study of radiative decays and eventually, CP-violation studies (such as the α measurement) require the measurement of final states with π^0 .

The fast identification of an electromagnetic object in a high hadronic multiplicity environment requires a longitudinal segmentation of the shower. This is realised by a preshower detector (a lead converter sheet upstream a plane of scintillating detectors, PS) followed by the main section of the electromagnetic calorimeter (ECAL). The choice of the lead thickness ($2.5 X_0$) results from a compromise between trigger performance and ultimate energy resolution [106]. In addition, a Scintillator Pad Detector (SPD) plane is installed in front of the PS aiming at tagging the charged or neutral nature of the electromagnetic shower.

The optimal energy resolution requires the full containment of the showers from high energy photons. The thickness of ECAL was hence chosen to be 25 radiation lengths [107]. On the contrary, the HCAL resolution requirement, mostly driven by trigger purpose, is modest and the HCAL thickness is therefore set to 5.6 interaction lengths [108] due to space limitations.

Since the hit density varies by two orders of magnitude over the calorimeter surface, the PS/SPD, ECAL and HCAL adopt a variable lateral segmentation (displayed in figure 6.15). Three different sections of detector have been chosen for the ECAL and projectively for the SPD/PS. The HCAL is segmented into two zones with larger cell sizes, driven by the dimensions of the hadronic showers.

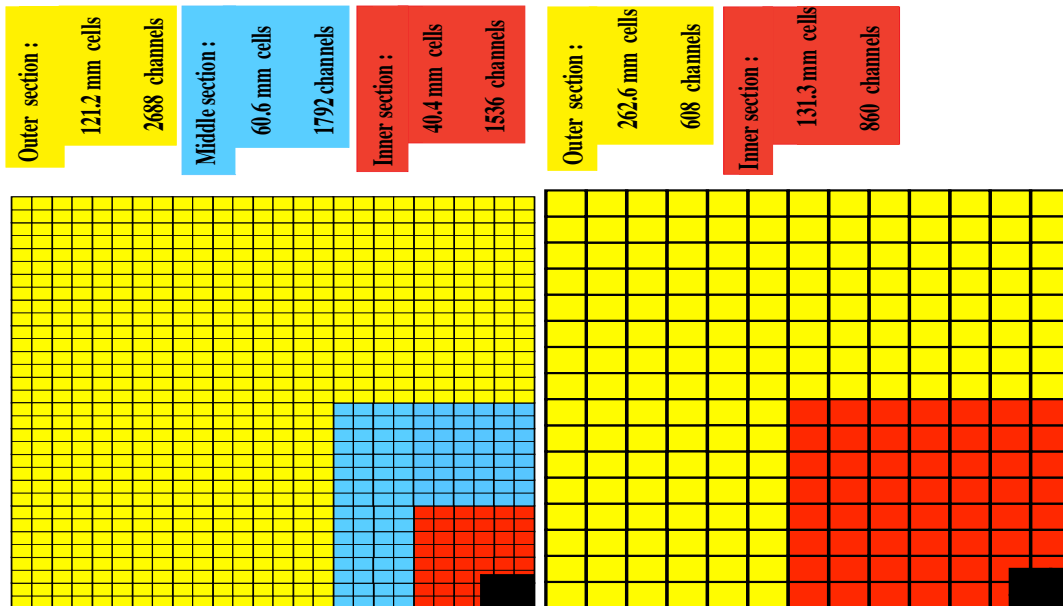


FIG. 6.15 – Lateral segmentation of the SPD/PS and ECAL (left) and the HCAL (right). Only one quarter of the detector front face is represented.

All calorimeter detector elements are scintillators. ECAL uses a Shashlik calorimeter technology, i.e. a sampling scintillator/lead structure readout by plastic wavelength shifting (WLS)

fibres. This choice is well-suited to LHCb requirements taking into account modest energy resolution, fast time response and radiation resistance. The reliability of the shashlik technology, as well as the experience accumulated by other experiments [109, 110, 111] is a further argument in favour of that technology. The design energy resolution of $\sigma_E/E = 10\%/\sqrt{E} \oplus 1\%$ (E in GeV) results in a B mass resolution of 65 MeV/c² for the $B \rightarrow K^*\gamma$ radiative penguin decay with a high- E_T photon and of 75 MeV for $B \rightarrow \rho\pi$ decay with the π^0 mass resolution of ~ 8 MeV/c².

A module consists of alternating layers of 2 mm thick lead, 120 μm thick and 4 mm thick scintillator tiles, interleaved with white reflecting TYVEK paper. In depth, the 66 Pb and scintillator layers (polystyrene with 2.5% PTP and 0.01% POPOP admixture) form a 42 cm stack corresponding to 25 X_0 . The Moliere radius of the stack is 3.5 cm. The stack is wrapped with black paper, to ensure light tightness, pressed and fixed from the sides by the welding of 100 μm steel foil.

The light from the scintillator tiles is absorbed, re-emitted and transported by 1.2 mm diameter WLS Kuraray Y-11(250)MSJ fibres, traversing the entire module. In order to improve light collection efficiency the fibres are looped such that each traverses the module twice, the looped part remaining in a housing outside the front of the module. The light is read out with Hamamatsu R7899-20 phototubes where the high voltage is provided by a Cockcroft-Walton (CW) base.

Let me distinguish in this short review two performances of the ECAL : the uniformity of the module response as a function of the entrance particle position and the energy resolution as measured in test beam events. The results of a lateral scan with 50 GeV electrons is shown in figure 6.16 for the inner and outer ECAL modules. The module response is uniform within 0.8% (Muon beams allow to measure more precisely non-uniformity and were used to tune the dedicated Monte Carlo simulation).

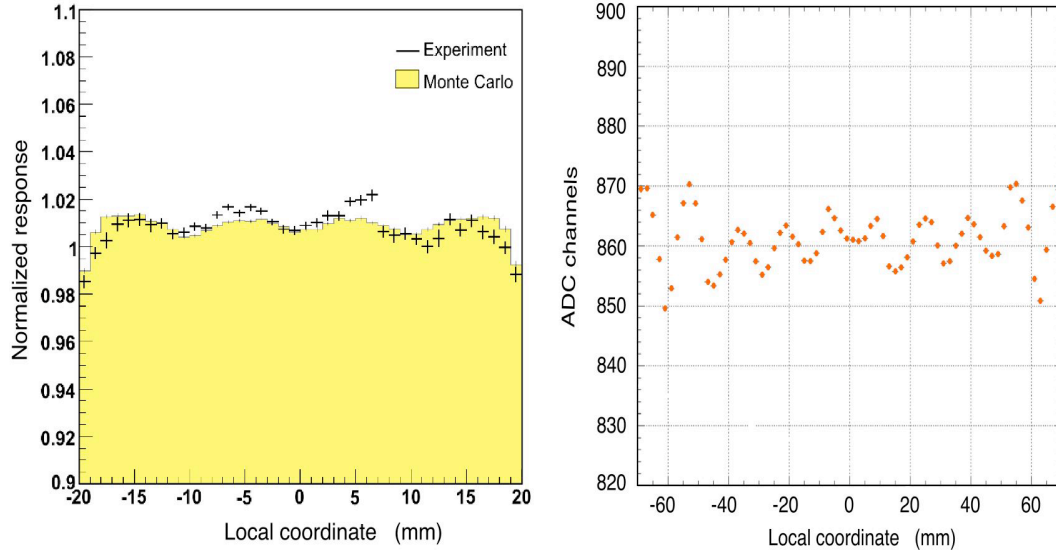


FIG. 6.16 – Uniformity of response to 50 GeV/c electrons of the inner (left) and outer (right) modules. The scan was made in 1 mm wide slices through the fibre positions.

The energy resolution of the ECAL modules has been measured with electron beams. The parametrization $\sigma_E/E = a/\sqrt{E} \oplus b \oplus c/E$ (E in GeV) is used, where a, b and c stand for the stochastic, constant and noise terms respectively. Depending on the type of module and test beam conditions the stochastic and constant terms were measured to be $8.5\% < a < 9.5\%$ and $b \sim 0.8\%$. Figure 6.17 shows the result of the fit to the test beam data for an outer module.

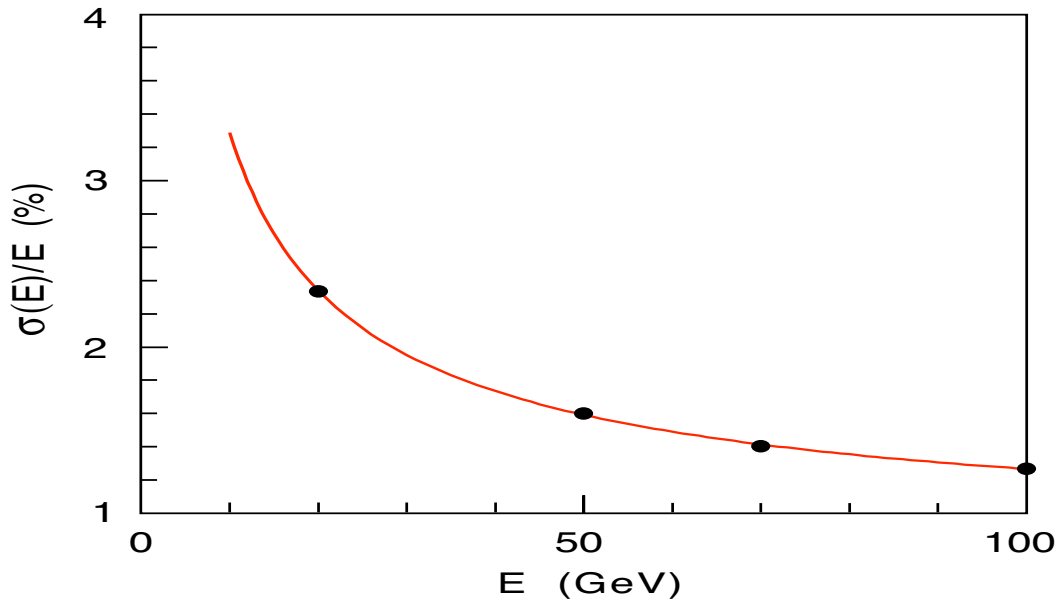


FIG. 6.17 – The energy resolution as measured with electron beams over a surface of (± 15 mm, ± 30 mm) in an outer module.

The LHCb hadron calorimeter (HCAL) [105] is a sampling device made from iron as absorber and scintillating tiles as active material. The originality of its sampling structure is the orientation of the scintillating tiles that run parallel to the beam axis. In the transverse direction tiles are interspersed with 1 cm of iron, whereas in the longitudinal direction the length of tiles and iron spacers corresponds to the hadron interaction length λ_I in steel. The light in this structure is collected by WLS fibres running along the detector towards the back side where photomultiplier tubes (PMTs) are housed. Figure 6.18 displays the elements of a module. The total weight of the HCAL is about 500 tons.

The HCAL stability is monitored thanks to a ^{137}Cs gamma source. A capsule of 10 mCi activity can be transported through a stainless steel pipe fed through all tiles. It was extensively used both during construction and commissioning phases and will be used as an absolute calibration in the data taking.

The moderate requirements for the HCAL energy resolution allow the ratio of the active to passive material in the detector to be as low as 0.18. The energy response to 50 GeV pions is shown in figure 6.19; the tail towards low energies due to leakage of the shower is easily seen. However, this tail is harmless for the hadron trigger performance. The energy resolution is extracted from a fit to the data at several energies and found to be $\sigma_E/E = (69 \pm 5)\%/\sqrt{E} \oplus (9 \pm 2)\%$ as displayed in figure 6.19.

6.2.5 The muon system

Muon triggering and offline muon identification are basic requirements of the LHCb experiment. It is enough to only mention three basic processes making the core of the LHCb physics case for the first year(s) : $B_s \rightarrow \mu^+\mu^-$, a very rare (FCNC) decay potentially sensitive to generic NP contributions, $B_s \rightarrow J/\Psi\phi$ where J/Ψ is searched for in $\mu^+\mu^-$ yielding the β_s weak phase of the $B_s^0-\bar{B}_s^0$ mixing and eventually $B_d \rightarrow K^*\mu^+\mu^-$ which the muons forward-backward asymmetry might reveal supersymmetric contributions.

The muon system must provide fast information for the high- P_T L0 muon trigger and muon identification for the high-level trigger (HLT) and offline analysis. Its layout [112, 113, 114] is

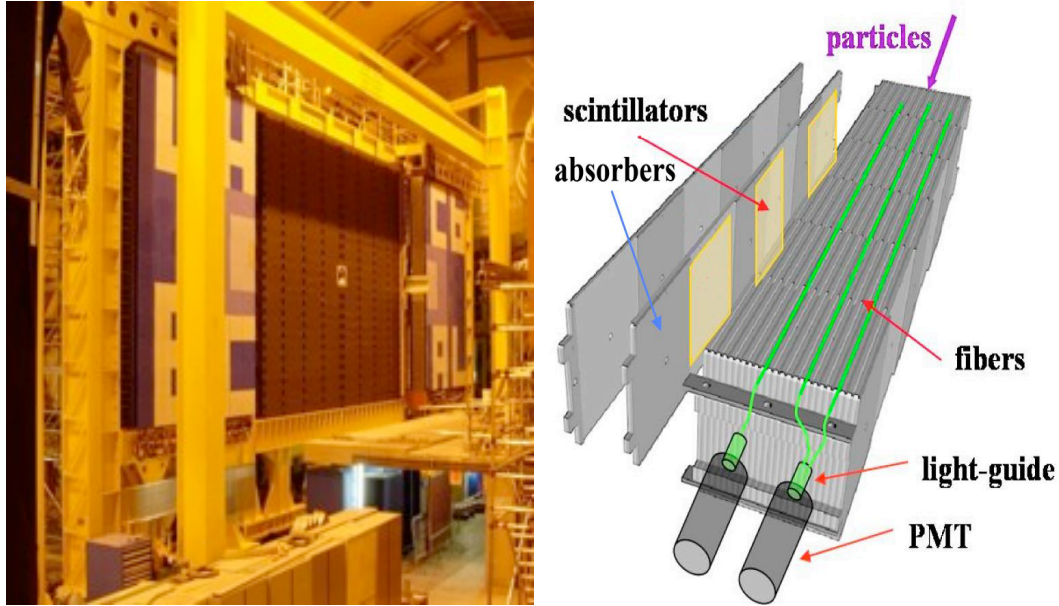


FIG. 6.18 – Left plot : upstream view of the HCAL detector installed behind the two retracted ECAL halves in the LHCb cavern. Right plot : sketch of a module illustrating the elementary periodic structure of a HCAL module.

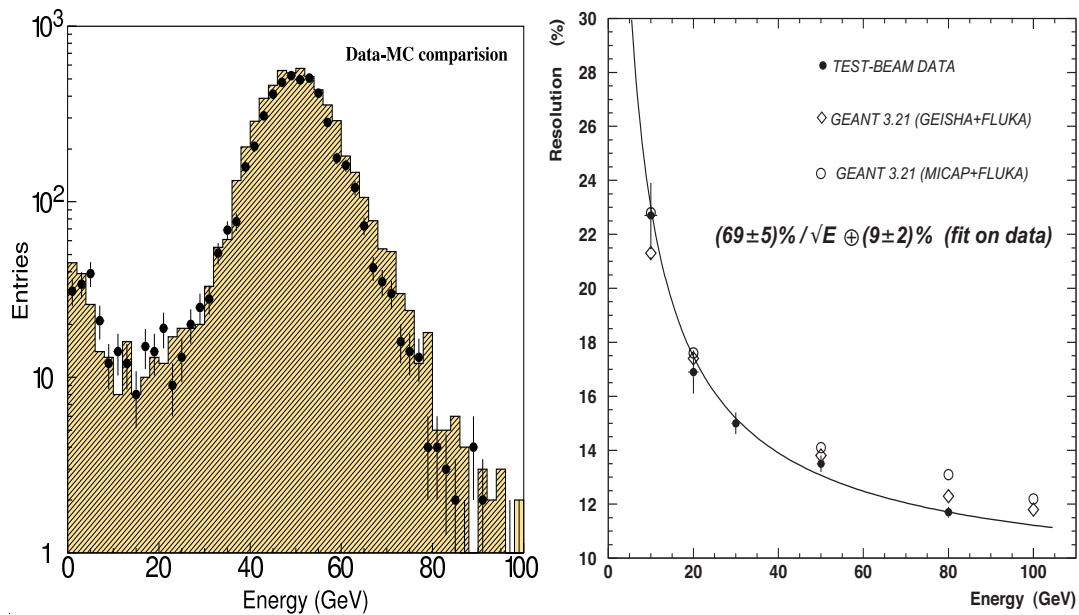


FIG. 6.19 – Left plot : energy response for 50 GeV pions from test-beam data (hatched histogram) and from simulation (dots). Right plot : HCAL energy resolution. Fits to three different simulated data samples are also shown.

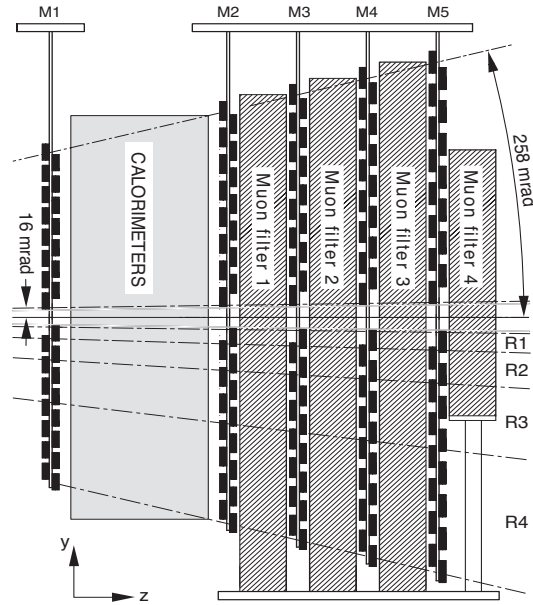


FIG. 6.20 – Side view of the muon system.

shown in figure 6.20. It is made of five rectangular stations (M1-M5) installed along the beam axis.

The full system comprises 1380 Multi Wire Proportional Chambers (MWPC) which equip the stations M2 to M5, while M1 detector consists of triple-GEM (Gas Electron Multiplier) chambers for its innermost part and MWPC for the rest. It covers a total area of 435 m². The inner and outer angular acceptances of the muon system are [20; 306] mrad and [16; 258] mrad in the horizontal and vertical planes respectively. Typically, the simulations indicate that 20 % of muons from inclusive b semileptonic decays lies in this angular range.

Stations M2 to M5 are placed downstream the calorimeters and are interleaved with 80 cm thick iron absorbers aimed at blocking hadrons. The total absorber thickness (including the calorimeters) is approximately 20 interaction lengths which translates in selecting muons with a minimum momentum of 6 GeV to cross the five stations. Station M1 is placed in front of the calorimeters and aims at improving the P_T measurement in the trigger. The geometry of the five stations is projective as can be seen in figure 6.20. Each detector is split into rectangular logical pads (grouping of anode wires depending on the chambers) whose dimensions define the x, y resolution, and provide a binary information to the L0 trigger processor (which performs a standalone reconstruction of the track) and to the DAQ.

Stations M1–M3 have a high spatial resolution along the x coordinate (bending plane) and they are hence used to define the track direction and to calculate the P_T of the candidate muon with a resolution of 20 %. Their logical pad size projected onto M1 plane is ($\Delta x = 0.5$ cm, $\Delta y = 2.5$ cm) Stations M4 and M5 have a limited spatial resolution ($\Delta x = 2$ cm, $\Delta y = 2.5$ cm) and are helping the identification of penetrating particles. There are 122112 physical channels to be read out.

In addition to the space hit measurement, it is necessary to unambiguously identify the correct bunch-crossing and hence synchronize the stations. It is realised thanks to a fast gas mixture (Ar / CO₂ / CF₄ (40 :55 :5) for MWPCs and Ar / CO₂ / CF₄ (45 :15 :40) for GEM chambers) and a readout electronics equipped with a 4-bit TDC which allows a fine time measurement of the signals with respect to the 25 ns machine clock.

6.2.6 The trigger

The LHCb experiment will operate the detector at an average luminosity of $2 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$, about two orders of magnitude lower than the maximum luminosity. As we mentioned them previously, the number of interactions per bunch crossing is then dominated by single interactions. These translate into an effective crossing frequency (with visible interactions) close to 10 MHz, which has to be reduced to about 2 kHz, corresponding to the current limitation for writing events to storage.

About 1% of the visible proton-proton interactions do contain $b\bar{b}$ -pairs. Among them, one will find 15% with one b-hadron fully reconstructible within LHCb acceptance. Additionally, the relevant processes for CP-violation study do exhibit branching ratios typically less than 10^{-3} . The trigger purpose is then to reduce the data rate while accepting most of the interesting events. This reduction is achieved in two (previously defined) trigger levels [115] : the L0 and the HLT. The figure 6.21 sketches the reduction and displays the main information on related detectors at each step. The L0 trigger is embedded in the front-end electronics, operating synchronously with the 40 MHz bunch crossing frequency, and aims at reducing the LHC beam crossing rate to the rate of 1 MHz with which the entire detector can be read out, while the HLT is executed asynchronously on a processor farm decreasing the data rate from 1 MHz down to 2 kHz, by making use of the full event data.

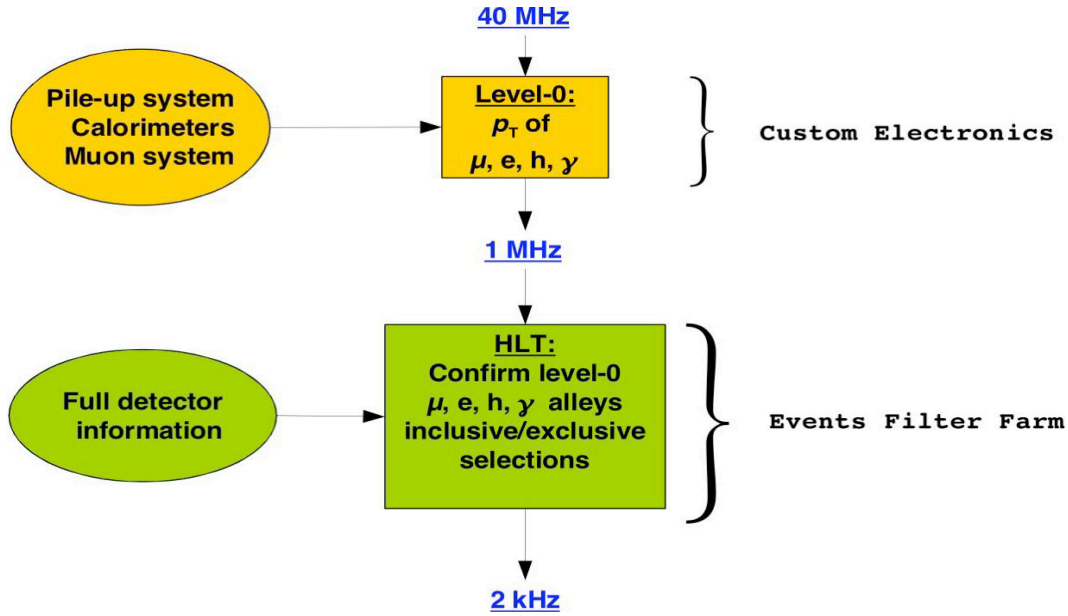


FIG. 6.21 – Logical sketch of the LHCb trigger.

Our group is very involved in the L0 trigger system and I will insist in the next paragraphs in particular on the architecture of the L0 calorimeter system, which will be detailed as far as the PS detector is concerned in the chapter 7, and Level 0 Decision Unit, developed in Clermont.

6.2.6.1 Level 0 trigger

The L0 trigger consists of three detector-based subsystems : the pile-up system, the L0 calorimeter trigger and the L0 muon trigger, as sketched in figure 6.22 connected to a single electronics board (Level 0 Decision Unit, L0DU), which collects their information to take the final decision on the event.

The pile-up system is meant to distinguish between crossings with single and multiple visible interactions. It uses four silicon sensors (VELO- like) upstream the interaction point to measure

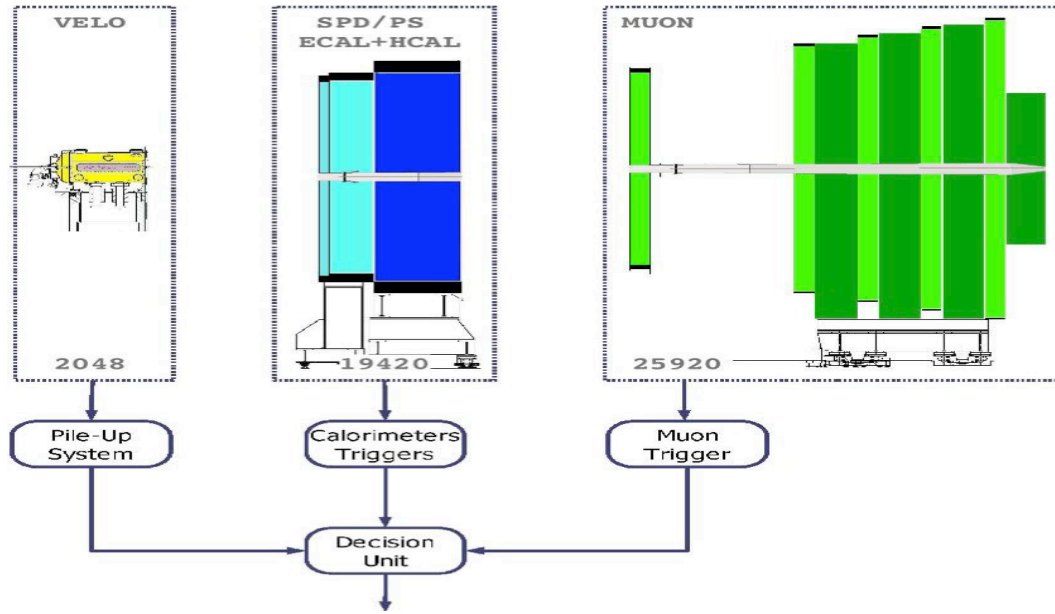


FIG. 6.22 – Overview of the L0 trigger. Every 25 ns the pile-up system receives 2048 channels from the pile-up detector, the L0 calorimeters 19420 channels from the scintillating pad detector, preshower, electromagnetic and hadronic calorimeters while the L0 muon handles 25920 logical channels from the muon detector.

the radial coordinate of tracks, and hence provides measurements of the position of the primary vertices candidates along the beam axis as well as the total charged track multiplicity of the backward event.

As mentioned previously, the muon chambers allow standalone muon reconstruction with a p_T resolution of $\sim 20\%$. Track finding is performed by processing elements which combine the strip and pad data from the five muon stations to form towers pointing towards the interaction region. The L0 muon trigger selects the two muons with the highest p_T for each quadrant of the muon detector.

The L0 Calorimeter Trigger system is typically searching for high E_T particles (electrons, γ 's, π^0 's or hadrons) and is described in the next section.

Eventually, The L0DU is designed to perform a flexible logic to combine all these signatures into one decision per bunch crossing. This decision is passed to the Readout Supervisor which in turn transmits it each detector front-end electronics to be processed by the DAQ system. The time between the collision and the L0-yes arrival at FE electronics (comprising the time-of-flight of the particles, cable delays and electronics delays in the FEE and the processing of the decision ($2 \mu\text{s}$)) is $4 \mu\text{s}$.

6.2.6.2 The L0 calorimeter trigger

The figure 6.23 gives the architecture of the L0 calorimeter which feeds the L0DU with seven distinct information.

Let's try to describe the hierarchy of the calorimeter actions, illustrated with electron and photon trigger. The basic detector element is a zone of 2 by 2 cells, whatever the region of interest, which results from a compromise between the containment of most of the energy of a particle and the minimization of the overlap between particles. The highest E_T candidate is kept proceeding through a four-steps selection :

- The largest E_T cluster within each ECAL FE card (32 channels) is selected. Since 2×2 cell cluster are the basic unit, each board receives information of the neighbour cells from

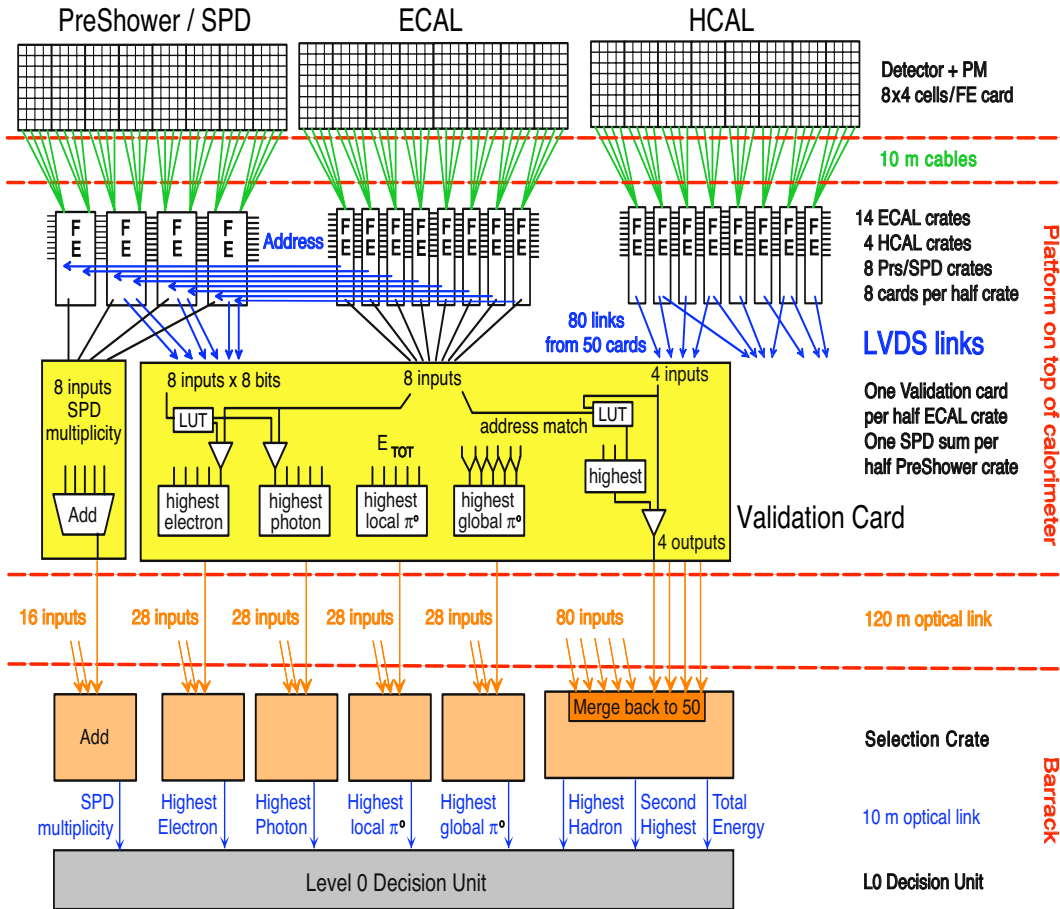


FIG. 6.23 – Overview of the L0 calorimeter trigger architecture.

the other cards. The selected channel and the E_T are sent to a validation board.

- The address of the ECAL board is sent through RJ45 ethernet cables to the PS boards, which are collecting the PS and SPD binary responses in the corresponding 2×2 cells (including here also the neighbouring cells). Again, this information is given to the validation board.
- The Validation board merges the ECAL with the PS/SPD information prepared by the PS front-end card. We are saying the cluster is an electron if PS and SPD are correspondingly hit in front of the 2×2 ECAL cluster. It will be a photon if the PS is hit but not the SPD. Only the highest E_T candidate per type is selected and sent to the selection board behind the concrete wall through optical links.
- the Selection Crate selects the candidate with the highest E_T for each type.

A similar (but simple since involving only ECAL and/or HCAL) logic plays for the π^0 candidates and the highest E_T hadron candidate. Let's mention that a measure of the total E_T in HCAL and the total SPD multiplicity are also computed.

The first three steps are performed on the calorimeter platform (FE electronics crates), at a location where the radiation dose is expected to be below 50 Gy over the whole lifetime of the experiment. Hence, each component have been carefully chosen and thoroughly tested for radiation tolerance and robustness against Single Event Upsets (SEU) and Single Event Latchups (SEL). The trigger interface is housed in one anti-fuse FPGA from ACTEL for ECAL/HCAL front-end cards and in one flash EEPROM based FPGA for PS/SPD front-end boards (detailed in chapter 7). There is a large data flow between all the involved components at a frequency of 40 MHz. This is realized through a dedicated backplane, where interconnections are made

by point-to-point links running a multiplexed LVDS signals at 280 MHz, similar for PreShower, ECAL and HCAL crates. In addition, there are interconnections between crates (ECAL addresses to PS crates, PS responses to Validation board, PS and ECAL neighbours transmissions) through ethernet cables. Let's spend few lines on validation and selection boards. The validation card is a 9U board with 16 layers. Clusters, PS and SPD hit maps arrive through the backplane via 20 LVDS links running at 280 MHz. The cluster identification is performed by two ProAsic FPGAs from ACTEL. Electron, γ , hadron and π^0 candidates are transmitted to the selection crate via an 8-channel optical mezzanine which serializes data at 1.6 Gbps and drives a ribbon of 12 fibres. The control of the validation (as for calorimeter front-end cards) are performed by a SPECS interface.

The selection crate is located in the counting house in a radiation free environment. It is a modular system containing eight 16-layer 9U VME selection boards. The design of the selection boards is unique and adapted to perform both the electromagnetic and the hadron clusters selection. The electromagnetic cluster selection is performed on one board for each cluster type (electron, γ , π^0) while the hadron selection requires three boards. The results of the two first boards are transmitted to the third one where the final selection is performed. Finally, one board is used to sum the SPD multiplicity. Inputs arrive via 28 optical links grouped into three ribbons of 12 fibres. High-speed serial signals are deserialized and then the selection of the highest E_T candidate of each type is performed by six FPGAs from the Xilinx Virtex II family. The transmission of the selected candidates to the L0DU is made by a mezzanine with 1-channel high speed optical link. Inputs and outputs of the Selection Boards are sent to the data acquisition system via two high speed optical links connected to the TELL1 board. The Selection Boards are controlled by a credit-card PC.

In total, 246 ECAL/HCAL front-end boards, 100 PS/SPD front-end boards, 80 8-channels optical mezzanine boards, 40 1-channels optical mezzanine boards, 28 Validation boards, 16 SPD Control boards and 8 Selection boards form the L0 calorimeter trigger.

6.2.6.3 Decision Unit

The L0DU has been conceived in Clermont lab. It receives information from the calorimeter, muon and pile-up sub-triggers at 40 MHz, which arrive at different fixed times. For each data source, a Partial Data Processing system performs a specific part of the algorithm and the synchronisation between the various data sources. Then a trigger definition unit combines the information from the above systems to form a set of trigger conditions based on multi-source information. The trigger conditions are logically OR-ed to obtain the L0 decision after they have been individually downscaled if necessary.

The Level-0 DU is based on the TELL1 board with optical cards replaced by a single mezzanine in which L0DU hardware is implemented. Inputs are received on two ribbons of 12 high speed optical links. Serial signals are deserialized by a 24 TLK2501 chip and sent to two large FPGAs from the Stratix Family. Electron, γ , π^0 , hadron and muon candidates as well as intermediate and final decisions are sent to the DAQ via the TELL1 mother boards. This information can be used later on by the HLT to confirm the L0 candidates using more refined algorithms.

The decision is sent to the Readout Supervisor, which makes the ultimate decision about whether to accept an event or not. The Readout Supervisor is able to generate and time-in all types of self-triggers (random triggers, calibration, etc.) and to control the trigger rate by taking into account the status of the different components in order to prevent buffer overflows and to enable/disable the triggers at appropriate times during resets.

6.2.7 Online architecture and The Experiment Control System

The Online system is three-fold. It handles the transfer of data from the front-end electronics to permanent storage, saving the configuration of all operational parameters. It also ensures that all detector channels are properly synchronized with the LHC clock : this is the Timing and Fast Control (TFC) system. It eventually comprises the slow control : the Experiment Control System (ECS) [116, 115, 117].

Data from the detector front-end electronics are collected in LHCb-wide standardized readout boards (denoted Tell1, except for RICHes), which can realize zero-suppression or data compression according to the needs of individual detectors. The resulting data fragments are then formatted into a raw IP-packet that is subsequently sent to the DAQ system via the 4-channel GbEthernet mezzanine card. The board is interfaced to the Experiment Control System (ECS) by means of a credit-card PC mounted on the board. In the CPU farm (1000-2000 1U servers containing CPUs with multi-core technologies), the HLT algorithm selects interesting interactions, reducing the overall rate from the original trigger rate of 1 MHz to about 2 kHz. ; the data are subsequently sent to permanent storage once a positive decision is made. The storage system is designed to have a capacity of 40 TB.

The TFC system drives all stages of the data readout of the LHCb detector between the front-end electronics and the online processing farm by distributing, through the optical distribution network with transmitters and receivers based on the LHC-wide TTC system developed at CERN, the beam-synchronous clock, the L0 trigger, synchronous resets and fast control commands. The system is a combination of electronic components common to all LHC experiments and LHCb custom electronics. A dynamic partitioning of the LHCb detector has been defined in order that independent and simultaneous sub-detector activities such as commissioning, calibration and testing can be performed. The heart of the system is the Readout Supervisor : it synchronizes trigger decisions and beam-synchronous commands to the LHC clock and orbit signal provided by the LHC and produces a variety of auto-triggers for sub-detector calibration and tests.

The Experiment Control System (ECS) ensures the control and monitoring of the operational state of the entire LHCb detector. It comprises the control and the monitoring of the detector services such as high and low voltages, temperatures, gas flows and pressures on one hand and the control and monitoring of Trigger, TFC, and DAQ systems on the other hand. The ECS software is based on PVSS II, a commercial SCADA (Supervisory Control And Data Acquisition) system. The control is hierarchised in two steps : high-level Control Units describing the detector, electronics or service states and allowing actions on these devices (switching on or off, configuring the electronics, recovering errors *etc* ...) and low-level Device Units, which are modelling the physical devices and communicate directly with the hardware. The ECS system will be described in more details in the Section 10.

Chapitre 7

The Preshower Detector : an overview

The preshower detector is a decoupled longitudinal segmentation of the electromagnetic calorimeter aimed at identifying electromagnetic showers. As mentioned in the previous section, it is used at the first level of trigger together with the ECAL to trigger on electromagnetic clusters. The charge identification of the cluster is realised with its twin detector (SPD). Our group has the charge of the entire readout of the detector, from the photodetector to the front-end electronics. We will review in this section the detector principles and design, the R&D campaigns for the choice of the photodetector and the two levels of front-end electronics. Most of the information given for the PS stand for the SPD. It is very complicated (at least I found it was) to describe logically the phases of design and R&D for these elements, since all elements and choices are often closely intricated. A choice or an observation at one stage might have strong implications in another part of the chain. I am afraid that the following chapters, somehow linearized, will not give justice to the complexity of the paths taken to get a working apparatus. In particular, I might widely skip the commissioning phase where the devil was hidden in so many steps.

The pad/preshower (SPD/PS) detector uses scintillating cells readout by WLS fibres, coupled to Multi-Anode PhotoMultipliers (Ma-PMT) via clear plastic fibres. The choice of an array-photodetector allowed the design of a fast, multi-channel pad detector with an affordable cost per channel.

The SPD/PS detector consists of two almost identical planes of rectangular scintillator pads of high granularity separated by a 15 mm thick lead converter of $2.5 X_0$. The lead and downstream scintillator plane form the Preshower, the upstream scintillator plane being the SPD. The sensitive area of the detector is 44.64 m^2 . Figure 7.1 gives the global picture of the detectors; SPD is on the right of the picture, PS on the left.

The projectivity requirement makes all dimensions of the SPD plane smaller than those of the PS by $\sim 0.45\%$. The detector planes are divided vertically into two halves. Each can slide independently on horizontal rails to the left and right side in order to allow service and maintenance work (each side of the detector already ran more than few hundred meters!). The centres of the PS and the SPD scintillator planes are 56 mm far along the beam axis. In order to achieve a one-to-one projective correspondence with the ECAL segmentation (described in Section 6.2), each PS and SPD planes are subdivided into 1536 inner cells, 1792 middle cells and 2688 outer cells which sections are approximately 4×4 , 6×6 and $12 \times 12 \text{ cm}^2$. The two detectors comprise a grand total of 12032 detection channels.

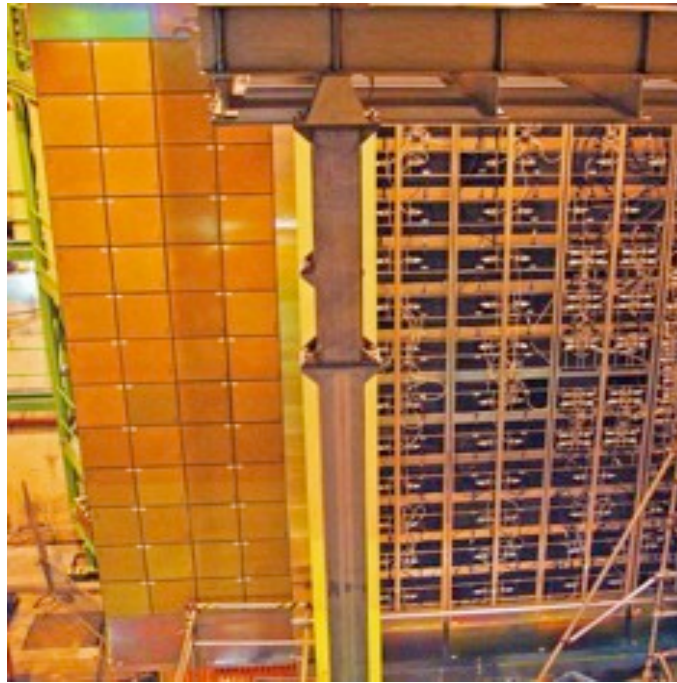


FIG. 7.1 – Front view of one half of the SPD/PS installed in the LHCb experimental hall.

7.1 The scintillating cell

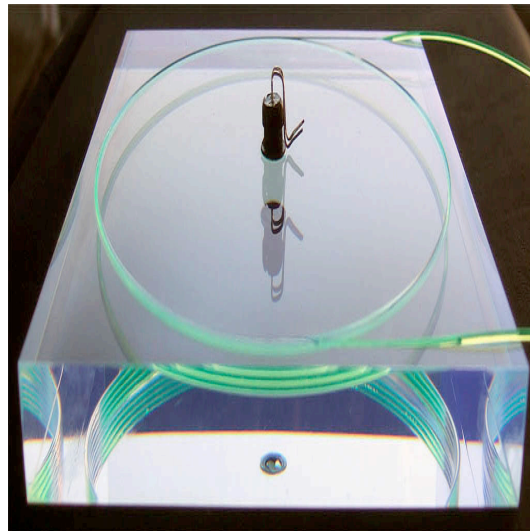


FIG. 7.2 – Individual scintillator pad with the WLS fibre layout. A LED (for monitoring the detector response) is located in the middle of the pad.

Figure 7.2 shows an individual scintillator pad with the WLS fibre layout. The diameter of the WLS fibre groove is a few mm smaller than the tile size ; exact parameters of the tile geometry can be found in [119]. The basic plastic component is polystyrene to which primary and secondary WLS dopants (paraterphenyl (PTP), 1.5% and POPOP, 0.04%) are added¹. The square structure of a pad is cut out from a 15 mm thick scintillator plate, and the scintillator surface is polished to reach the necessary optical quality. In order to maximize the light collection efficiency, WLS

¹produced at SSI *Institute for Single Crystals* NAS of Ukraine, 60 Lenin Ave, Kharkov, 61001, Ukraine.

fibres are coiled and placed into a ring groove which is milled in the body of the cell. The rectangular cross section of the groove is 4.1 mm deep and 1.1 mm wide. The groove contains 3.5 loops of WLS fibre. This number of loops was chosen to achieve an overall optimization of the light collection efficiency [120] and the signal formation [121]. Two additional grooves are milled in the scintillator allowing both ends of the WLS fibre to exit the plate. The fibre is glued inside the groove² using a dedicated semi-automatic device that provides the binding of the fibre and a uniform glue filling along the groove. A 1.0 mm diameter Y11(250) MS70 multi-cladding S-type WLS fibre³ was chosen as a reasonable compromise between light output and durability. The pad is wrapped with 0.15 mm thick TYVEK⁴ paper in order to improve the light reflection and to minimize the dead space between adjacent pads. Light produced by an ionizing particle in the scintillator is guided by the WLS fibre to the exit of the detector box. At this point optical connectors (described in [119]) join the WLS fibres to long clear fibres. The two clear fibres connected to the two ends of the WLS fibre of a given pad are viewed by a single Ma-PMT pixel. The length of clear fibres varies from 0.7 to 3.5 m but all the fibres connected to a particular PMT have the same length to allow an simplified (universal) treatment within the FE electronics. The clear fibre allows the transport of the scintillator light from the SPD/PS planes over a few metres to the multi-anode PMT without significant attenuation.

7.2 The modules and the supermodules

The scintillator cells are grouped⁵ into self-supporting detector units that are packed inside modules of square boxes 476 mm × 476 mm (SPD) and 478 mm × 478 mm (PS) boxes, which are grouped into supermodules. Each supermodule has a width of ≈ 96 cm, a height of ≈ 7.7 m. It has to be mentioned that the space available for the SPD/PS detector between the first muon chamber and the electromagnetic calorimeter is only 180 mm. Since the cells have different sizes per detector regions, the boxes are filled with a different number of cells (16, 64 and 144 for outer, middle and inner regions, respectively). A dedicated fibreglass technology of box manufacturing was developed in order to obtain stiff boxes with a minimum amount of material between the adjacent cells of neighbouring boxes.

On the top cover there are output plastic ports disposed to allow exit of fibre bundles out of the box. The fibre ends which are grouped by 32 (16 cells), fit into a light-tight flexible tube and glued into an optical connector, before being cut and polished. Figure 7.3 shows an exploded view of the fiber routing. Depending on the number of scintillator cells inside a unit, the boxes are equipped with one (outer region), four (middle region) or nine (inner region) output port(s) and light connector(s).

The detector units are mounted on a supermodule support plate. All supermodules of the SPD/PS planes consists of 26 detector modules mounted on a long aluminium strip in two columns. The photomultiplier tubes are located on both the top and bottom ends of the supermodule support outside the detector acceptance. The detector units are optically connected to the PMTs by bundles of 32 clear fibres, enclosed in a light-tight plastic tube, by means of a photo-tube coupler. Prior to the installation, all the SPD and PS modules were tested using a cosmic ray facility. Using a reference LED the average number of photoelectrons per Minimum Ionizing Particle (MIP) was measured to be 26, 28 and 21 for the PS and SPD cells of the inner, middle and outer regions correspondingly. The uniformity of matrices, also affected by the uniformity of the optical cables, was measured in a cosmic test of the detector supermodules.

²with BICRON BC-600 glue, BICRON Corp., 12345 Kinsman Rd. Newbury OH 440 USA.

³KURARAY Corp., 3-10, Nihonbashi, 2 chome, Chuo-ku, Tokyo, Japan.

⁴TYVEK of type 1057D used, product of E.I. du Pont de Nemours and Company.

⁵The light yield was measured during the production phase for all tiles using a gamma radiation source. The tiles with similar light yield were grouped within the same matrix.

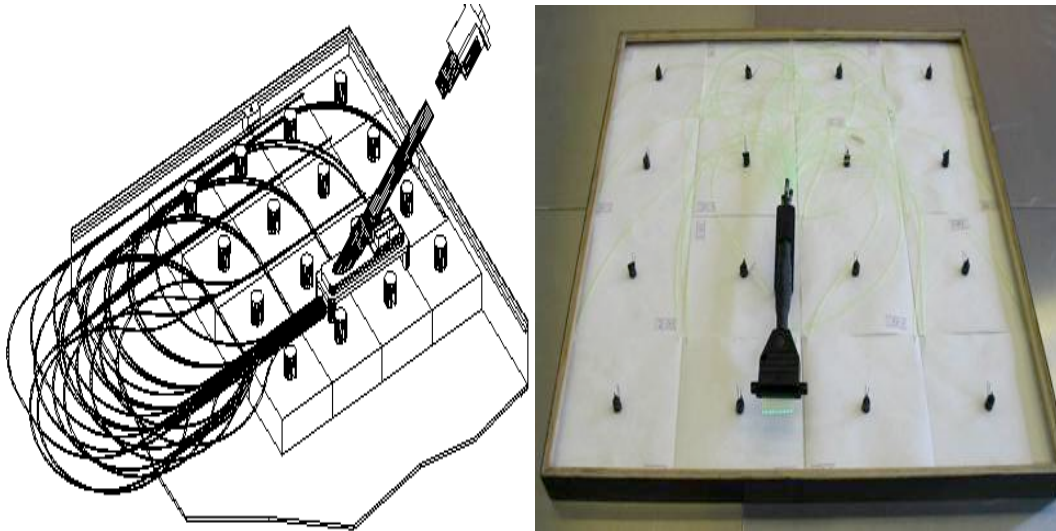


FIG. 7.3 – Fibre routing in the inner (left plot) and outer module boxes (right plot).

The uniformity of response within matrices showed a root mean square value of 6%.

7.3 The shape of the signals, some performance results, test beams

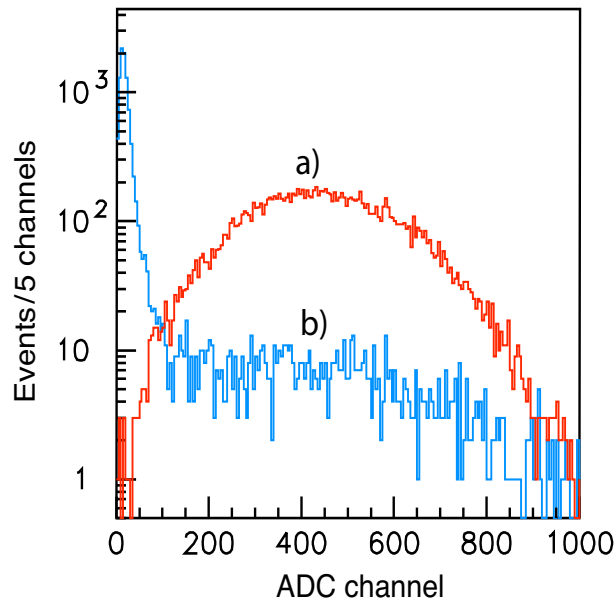


FIG. 7.4 – Energy deposition of (a) 50 GeV electrons and (b) pions in the PS.

The e/π separation performance of the PS prototype was measured in the X7 test beam at the CERN SPS with electrons and pions between 10 and 50 GeV/c momentum. The energy deposited in the PS for 50 GeV/c electrons and pions is shown in the figure 7.4.

The measurements show that with a threshold of 5 MIPs (about 50 ADC channels), pion rejection factors of 99.6%, 99.6% and 99.7% with electron retentions of 91%, 92% and 97% are achieved for 10, 20 and 50 GeV/c particle momentum, respectively. From measurements with 20 GeV/c electrons in the combined PS and ECAL test, it is confirmed that the energy resolution

of the ECAL does not deteriorate if one corrects for the energy absorbed in the PS lead converter using the energy measured in the PS scintillator [120].

Chapitre 8

The Photodetector

The photodetector is a key point of the readout chain. Its characteristics impose stringent constraints to the subsequent front-end electronics. The final choice we made was a 64-anodes photomultiplier R7600-M64 manufactured by the Hamamatsu company ¹ with eight stages of amplification, at the end of a 3 years program of deep tests and qualification of these devices. The qualification and the choice of the phototube is an iterative process which deals with permanent compromises driven by the physics requirements, the photodetector properties and the associated readout electronics. I propose in the following to discuss some of the measurements we performed, with a hierarchy which does not necessarily correspond to the everyday life of the test benches we developed.

At the time of the choice of the photodetector, two commercial technologies were potentially in competition : the Avalanche PhotoDiodes (APD) Arrays and the Ma-PMT series. Though APD presented very appealing characteristics, they were plagued by the necessity to control precisely the supply voltage and, on top of all, an operation at low and precisely controlled temperature. We scrutinized in turn the Hamamatsu Ma-PMT from the R5900, H7546 and R7600 series, the former being thoroughly studied and adopted by the ATLAS experiment for the tile hadron calorimeter [122], perfectly fitting the compacity requirement. These series above correspond to slight modifications of the packaging or the voltage divider and results will be given with no mention of the serie. It might be useful to say that these commercial devices are obviously covered by industrial property issues and that most of the information reported in this document are solely derived from our measurements.

8.1 The Photomultiplier technology

As displayed in figure 8.1, the Ma-PMT consists of a single bi-alkali photocathode behind which focusing electrodes are guiding photoelectrons into one of the 64 pixels arranged on an 88 array anode. It has a compact structure $25 \times 25 \times 20 \text{ mm}^3$ (without the pin readouts). The pixel surface is a square of $2 \times 2 \text{ mm}^2$ and the pixels are separated by 0.3mm. Focusing wires helps to keep electrons inside the logical pixel areas.

The main properties of the photocathode are summarized in Table 8.1.

The amplification is based on metal-channel dynodes technology. The dynodes are printed by microlithography and each pixel is multiplied by a twofold metal-channel dynode. Each pixel is read out by a single anode pad. The secondary emission is ensured by a bi-alkali deposit obtained by vaporising a thin layer of antimoine (Sb) as a substrate and then alkali elements for the multiplication purpose (K and Cs). Eventually, a thin layer of Cesium is deposited on this alloy aiming at helping the electron extraction work. The dynode plates are separated by

¹HAMAMATSU Photonics KK, Electron Tube Center, 314-5, Shimokanzo, Toyooka-village, Iwata-gun, Shizuoka-ken, 438-01 Japan.

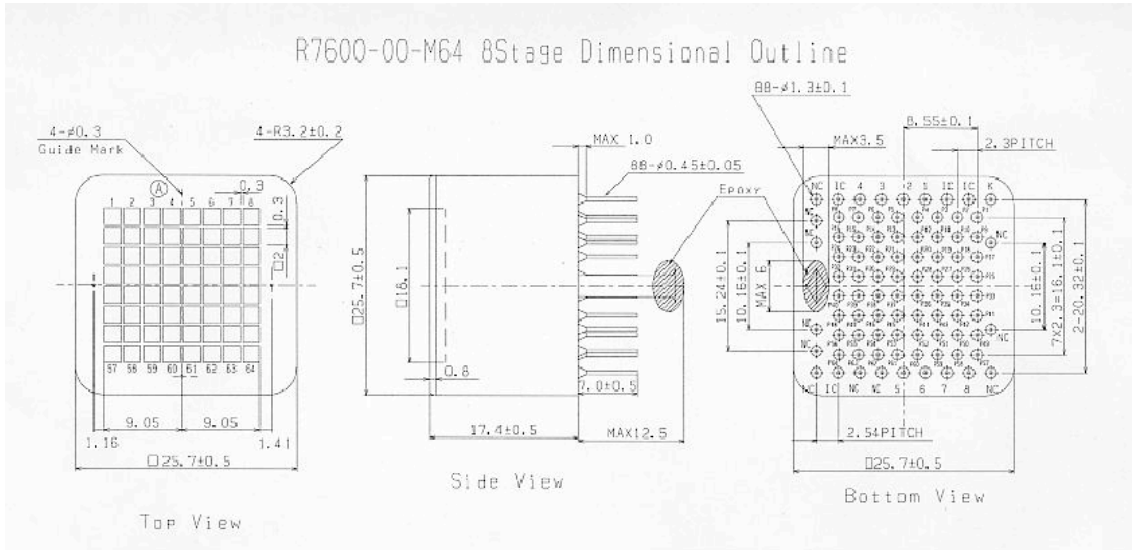


FIG. 8.1 – Layout of the R7600 Ma-PMT [123].

Photocathode material	Sb-K ² -Cs
Optical window material	borosilicate
Spectral response	185-650 nm
Maximum spectral sensitivity	420 nm
Typical response	80 mA/lm
Active surface	18 × 18 mm ²

TAB. 8.1 – Main characteristics of R7600 photocathode.

1 mm longitudinally (along the axis of electron multiplication). The photocathode is supplied at a negative high voltage and the anodes are at ground. A custom-made printed circuit board distributes the voltage to the dynodes in a ratio which will be discussed at the end of this Section. The figure 8.2 shows the electronic layout of the voltage distribution board.

8.2 Characterisation of the generic tube properties

This Section deals with the characterisation of some of the basic properties of the Ma-PMT, conducted in the years 2002 and 2003 : at the channel (pixel) level and as a group of 64-channels. The responses to a light signal of the tube in terms of gain, linearity, uniformity within and between the anodes and electronics cross-talk are measured.

8.2.1 Purposes of the test bench

8.2.1.1 Linearity

The main function of the preshower is to provide information to the Level-0 trigger of the LHCb experiment. A signal is looked for in the PS cell in front of a triggered cluster in the ECAL. An energy deposition in the cell larger than five times the expected energy deposition of a minimum ionizing particle signs an electron or a photon. Identically, a signal in the corresponding

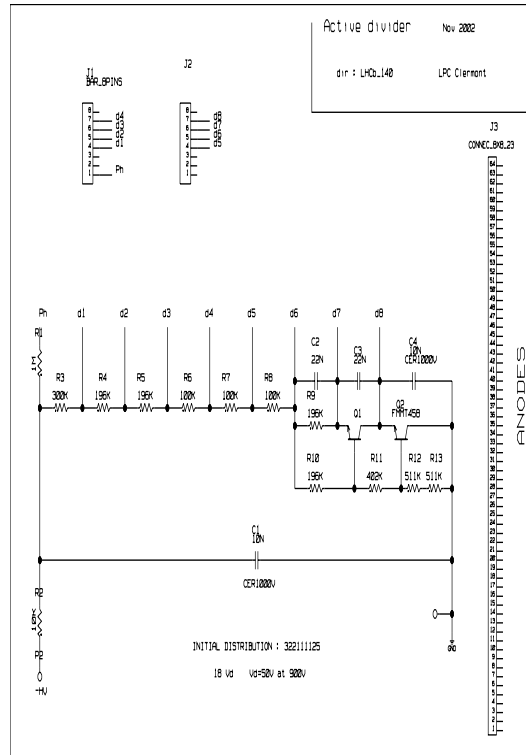


FIG. 8.2 – Voltage divider distribution board.

SPD cell is looked for and is correlated to the PS signal to decide if the ECAL cluster originates from an electron or a photon. The signal corresponding to a particle at minimum ionisation is used for the calibration; the light yield induced by a MIP corresponds to about twenty photoelectrons; as a consequence very small signal measurements need a high accuracy and the photomultiplier must be linear along the dynamic range up to more than 5 MIPs as far as the trigger purpose is concerned. In addition, the required linearity range of the photomultiplier is extended to signals up to 100 MIPs for the measurement of high energy deposits from photons and electrons. The test bench is able to quantify the non-linearity of the Ma-PMT response over the whole dynamical range.

8.2.1.2 Gain uniformity of the Ma-PMT channels

If gain differences occur between the anodes of the Ma-PMT, it becomes necessary to adjust the gain of the front-end electronics to account coherently for the actual dynamics. Measurements of the relative gain between the anodes of the Ma-PMT are mandatory and a dedicated experimental setup is designed.

8.2.1.3 Uniformity of the response within one channel of the Ma-PMT

The photomultiplier reads the light from a clear optical fibre connected to the end-point of the wavelength shifting fibre. The knowledge of the response of the photomultiplier within the read out channel serves as a guideline for the choices of both the clear optical fibre and its geometrical location in front of the photomultiplier window. There again a dedicated experimental setup is designed for that purpose.

8.2.1.4 Cross-talk between the channels

The cross-talk intensity between Ma-PMT channels is of major importance for the Level-0 trigger response. As an example, a high energy electron that would deposit the equivalent of one hundred MIPs may trigger fake signals if the cross-talk intensity is large enough to mimic a 5 MIPs signal on the adjacent channels. A simultaneous measurement of a fired channel and its eight adjacent channels is performed to measure this effect.

8.2.2 Experimental setup of the generic test bench

8.2.2.1 The light system

The test bench is equipped with a light system intended to mimic the signal issued from the scintillator detector instrumented with the wavelength-shifting fibre. The sketch of the light system is displayed in the figure 8.3.

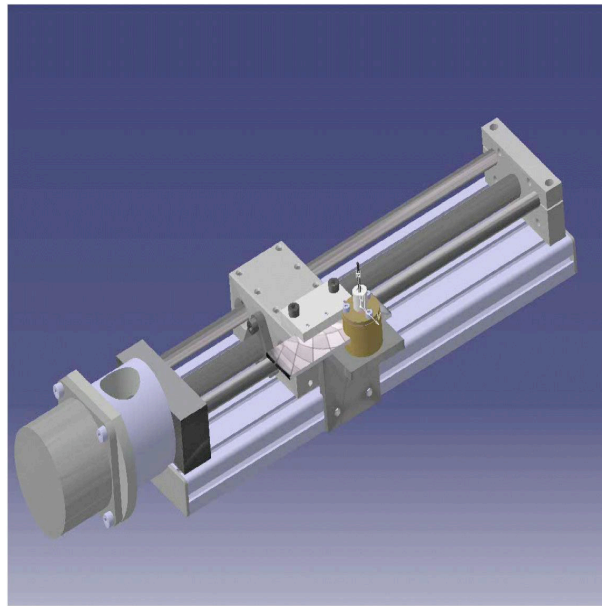


FIG. 8.3 – Sketch of the optical system with the translation table associated with the continuously variable optical density filter, represented in a kaleidoscopic way.

A 3mm blue LED is triggered by a current generator which provides current pulses at a frequency up to 80 MHz. The working frequency for most of the tests described in this document is 1 kHz. A plano-convex micro-lens of focal length 1.5 mm is set in front of the diode to produce a parallel light spot of 3 mm diameter. The light is then crossing an optical filter with a continuously variable optical density, designed to allow a complete coverage of the detector dynamics. The basic characteristics of the optical filter in terms of optical density and the related light attenuation are given in the figure 8.4. A 5 mm diameter ball lens is set just after the filter to focus the light on a quartz optical fibre with an active core of 200 μm . Figure 8.5 shows the mechanical support of the whole optical system.

The light is then split with an optical coupling of ratio 1/2 and sent to the multi-anode PMT to be tested on one hand and to a reference mono-anode PMT on the other hand, aimed at monitoring the light yield at the PMT window. The reference PMT is the HAMAMATSU R5900 used for the ATLAS Hadronic Calorimeter ; it has been exhaustively studied and characterized in the past four years [122].

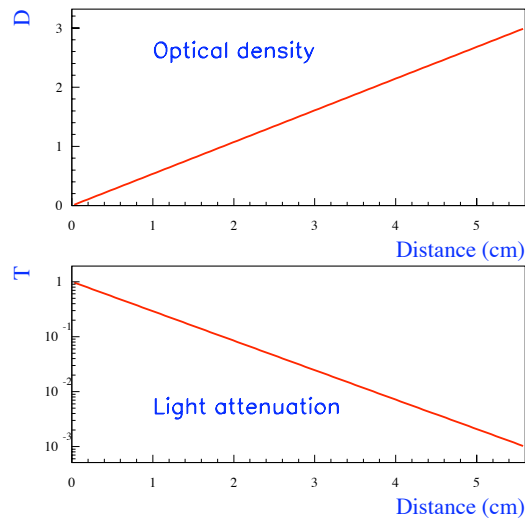


FIG. 8.4 – Optical density (D) and light yield (attenuation - T) of the filter.

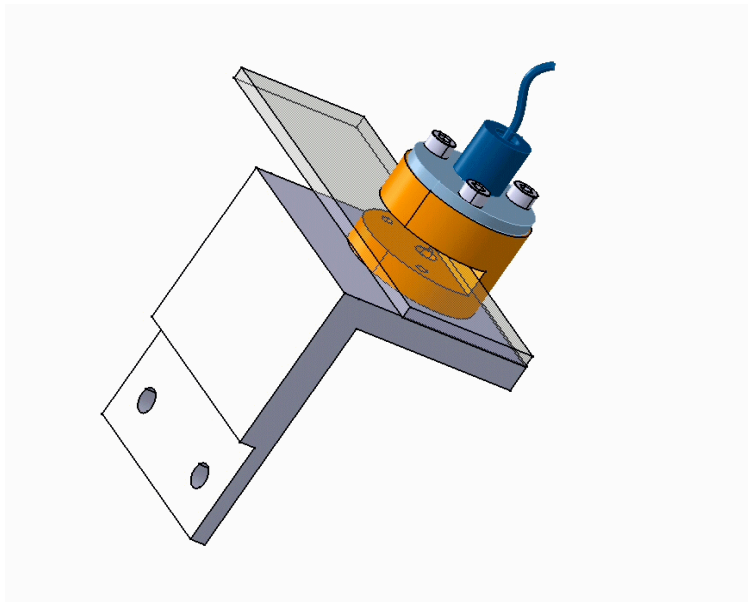


FIG. 8.5 – Mechanical design of the optical system support.

8.2.2.2 The PMT translation table

The PMT to be tested is supported by a translation table allowing displacements of the PMT in a plane. The sketch of the support system of the PMT is displayed in the figure 8.6.

This system allows to move the PMT in front of the optical fibre, set at a distance of $100\ \mu\text{m}$ from the PMT window, in order to perform the measurement of the anode uniformity. Two motorisations, monitored by Labview through a VME (Versa Module Eurocard) crate, govern the translations. The displacement resolution of the motorisations is $8\ \mu\text{m}$ in the two dimensions, allowing fine structure tests of the PMT response within one pixel.

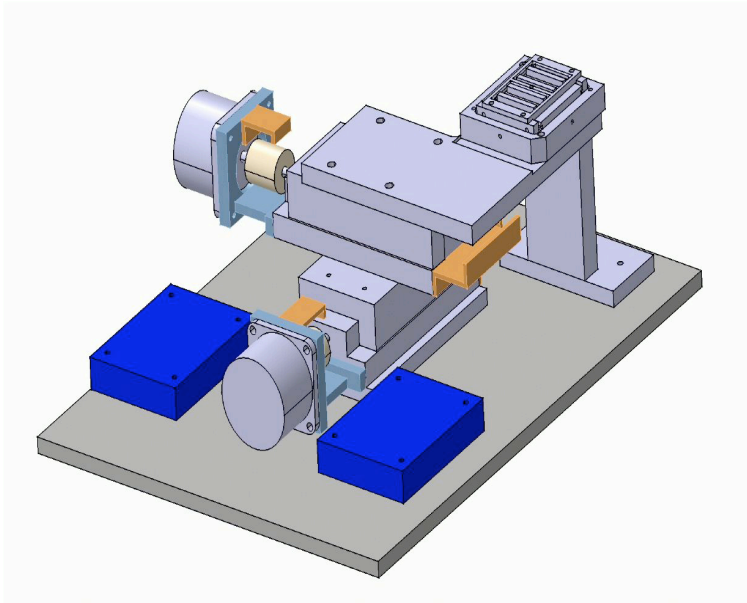


FIG. 8.6 – The planar translation table and the mechanical support system of the PMT.

8.2.2.3 Data acquisition

The charge delivered by the reference PMT is acquired by a 12 bits charge ADC (Lecroy 1182) monitored by Labview through the VME crate. The conversion rate is 50 fC/channel. Very small light yield can be measured by this device and excellent performance are observed. The acquisition rate is about 1 kHz.

The acquisition of the Ma-PMT is realised by the full chain of the LHCb preshower electronics developed so far. In details, the VFE prototype board, instrumented with two chips able to read sixteen channels receives the currents of the Ma-PMT and integrates the signal. The VFE board is described in details elsewhere [124]. The integrated response of the PMT in 25 ns is then sent to the prototype FE electronics board through ethernet RJ45 cables. This prototype -the numerical part of these electronics- is able to digitise and treat sixteen channels simultaneously. A complete description of this device can be found in [125]. The access to the FE electronics information is realised through the VME crate and the monitoring is made with Labview for the sake of consistency of the full test bench monitoring. A dedicated C++-based acquisition was developed for the test beam campaign and the performance of the two acquisitions were found similar [126], demonstrating the system to be very stable and robust.

8.2.2.4 Qualification of the optical filter

Figure 8.7 shows the ratio of the responses of two reference PMTs (receiving the same light) as a function of the displacement of the optical filter or equivalently the light attenuation range. An attenuation factor of few 10^{-4} is achieved. The change in the slope of the curve for one of the two reference photomultipliers has been interpreted as a collection efficiency default at the first dynode which leads to an observable effect only for the very high attenuations.

The first test to set up adequately the experimental protocol is to check the stability of the optical coupling factor with the variations of the light attenuation. The light within the spot is distributed logarithmically as the attenuation law in the filter and the optical quartz fibre preserves its angular path; since the splitting of the light in the optical coupler is mostly on a geometrical basis, it is likely that the optical coupling factor is depending upon the attenuation. Figure 8.8 shows the ratio of the two PMT responses $\langle Q \rangle_1 / (\langle Q \rangle_1 + \langle Q \rangle_2)$. This ratio is a relative

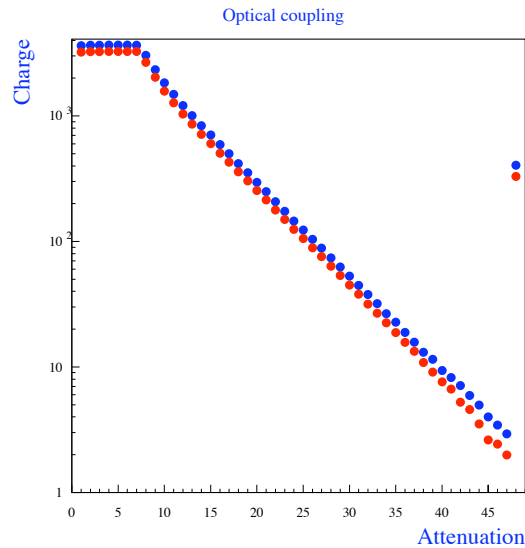


FIG. 8.7 – Responses of the two reference PMTs as a function of the filter position.

measurement of the optical coupling factor and allows to observe its variation.

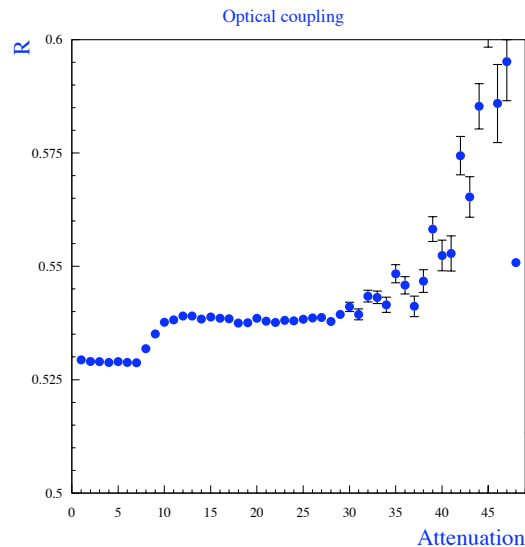


FIG. 8.8 – Distribution of the ratio $\langle Q \rangle_1 / (\langle Q \rangle_1 + \langle Q \rangle_2)$ as a function of the filter position.

The left part of the plot corresponds to the region of full transparency of the filter and the ratio $\langle Q \rangle_1 / (\langle Q \rangle_1 + \langle Q \rangle_2)$ is measured to be constant. In the intermediate region (the light spot crosses both the full transparency region and the beginning of the attenuation region), a stiff variation of the ratio is observed ; that corresponds to the qualitative interpretation given above. Once the light spot is fully contained in the attenuating part of the filter, satisfactorily stable values of the optical coupling within few per mil are measured. The right part of the distribution corresponds to the problem of collection efficiency of one of the two photomultiplier since the distribution is invariant when commutating the fibres. The basic conclusion of this study is that

linearity measurements can be performed with this setup by monitoring the light yield with a reference photomultiplier, once the light spot is fully contained within the attenuating region of the filter.

8.2.3 Gain measurements

The gain is measured by varying the PMT HV supply for a given attenuation of the light that corresponds to the linear range of the response over the whole variation of the HV. Figure 8.9 shows the integrated charge as a function of the applied HV for a typical channel. The data can be satisfactorily fitted with a power law $\langle Q \rangle = \alpha V^\beta$.

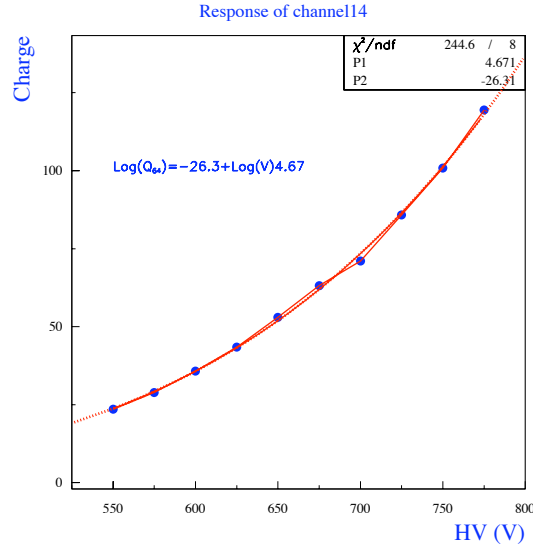


FIG. 8.9 – Integrated charge averaged over 500 measurements as a function of the PMT HV supply. A fit to this distribution by a power law $\langle Q \rangle = \alpha V^\beta$ is superimposed.

The gain G is derived from the measured average charge through the relation :

$$\langle Q \rangle = N_{\gamma-e} \times G \times e.$$

The spread of the charge distribution depends on the photostatistics ($\sigma_Q^2/\langle Q \rangle^2 = N_{\gamma-e}$) and is used to determine the number of photoelectrons $N_{\gamma-e}$ at each HV point. The measurements are stable apart in the region of low voltages for which the collection efficiency at the first dynode begins to fluctuate. As a consequence, the number of photoelectrons used to derive the gain is the average of the measurements performed for the high values of voltages. Figure 8.10 shows a typical gain measurement at each HV value. Superimposed is the fit with a power law to the distribution of gains. The typical HV for the LHCb preshower was foreseen to be around 650 V, which corresponds to a typical gain of few 10^4 up to 10^5 . We'll see later on that this operation voltage must be lowered.

8.2.4 Linearity of the photomultiplier

The purpose of this measurement is to quantify the range of light yield for which the response of the PMT remains linear and compare it to the required dynamics for the preshower. The light is varied by means of the continuously variable optical density filter displacements and its yield is measured thanks to a reference PMT.

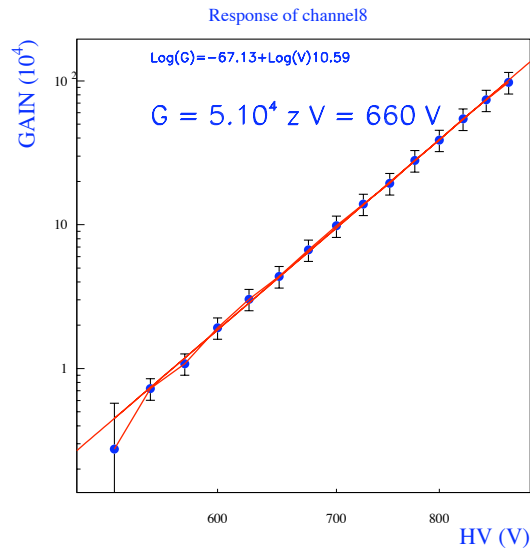


FIG. 8.10 – Gain measurement.

The light is varied with the filter in the dynamical range corresponding to the actual LHCb experimental conditions. The PMT supply voltage is 650 V and the number of photoelectrons delivered by the light system is up to 2000. The PMT is assumed to be linear for the very high attenuations and its charge response is fitted in that region with a straight line as displayed in the figure 8.11.

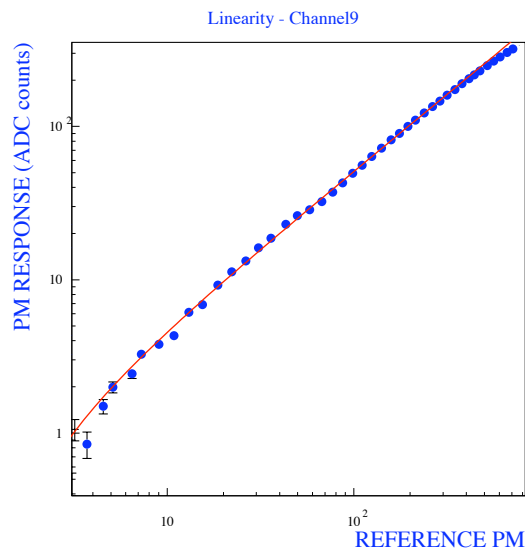


FIG. 8.11 – Integrated charge delivered by the PM-MA64 as a function of the filter position. Superimposed is the fit to the left part of this distribution with a straight line.

The deviation from the linearity law is computed for each measurement point through the ratio $(\langle Q \rangle_i - \langle Q \rangle_f) / \langle Q \rangle_f$, where $\langle Q \rangle_i$ and $\langle Q \rangle_f$ are the charge measurement and the fitted charge respectively. The light attenuation position is converted into the maximal current delivered by

the PMT, which is the relevant quantity for the purpose of the comparison to the specification of the associated electronics. Figure 8.12 shows the deviation to the linearity as a function of the maximal current.

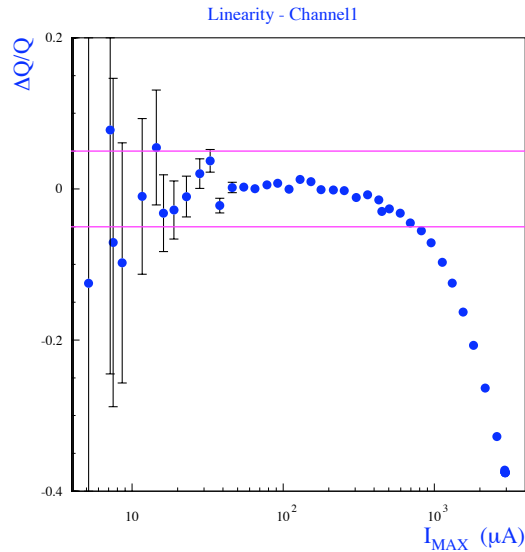


FIG. 8.12 – Deviation to a linear response of a typical PMT channel as a function of its maximum current delivered. The two straight lines show the deviations at the level of $\pm 5\%$.

For all the channels scrutinized, a typical deviation to the linearity at the level of 5% is observed for a maximal current of about few hundred μA . This value is lower than what was previously measured with the 64A-PMT already studied [127]. The upper range of the preshower dynamics was 1 mA with the design of the very front-end electronics as described in [124]. However the redesign of the electronics envisaged to operate the PMT at much lower gain (and thus avoid the violent aging of the tubes that has been measured) defines the upper range of the dynamics at 200 μA . In such conditions, this tube would still fulfill the linearity requirement of the preshower.

8.2.5 Anode uniformity measurements

The gain differences between the anodes of the Ma-PMT require to adjust the responses on the front-end electronics board. An attempt to measure non-uniformities is performed with the light setup described previously. It shall be specified that these measurements cannot be used to derive the actual correction factors for the LHCb preshower; they deserve simply to qualify the intrinsic performance of the PMT.

The experimental protocol consists in moving the PMT in front of the optical fibre by step of 150 μm and read simultaneously the delivered charge on all the anodes. The light is attenuated in order to operate the PMT in a linear regime.

Figure 8.13 shows the distribution of the gains of all the anodes. A maximal non-uniformity factor [1 : 2] was observed.

Another study of interest is to scrutinize the response of one pixel. The PMT is there moved in front of the optical fibre with a step of 100 μm to ensure a fine structure test. Figure 8.14 shows the typical answer of one anode - the same structure was observed for all the measured anodes. The hollows are due to the optical window split in two parts separated by a thin grid. It should be observed that when the fibre is moved back to 1 mm in front of the optical window

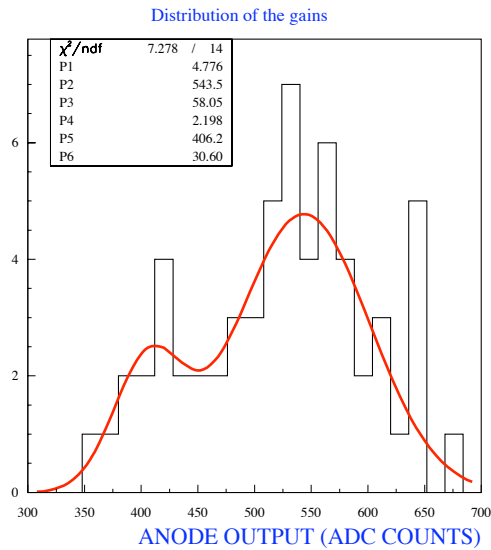


FIG. 8.13 – Maximal response of each instrumented anode.

of the PMT, the hollows are washed out in average.

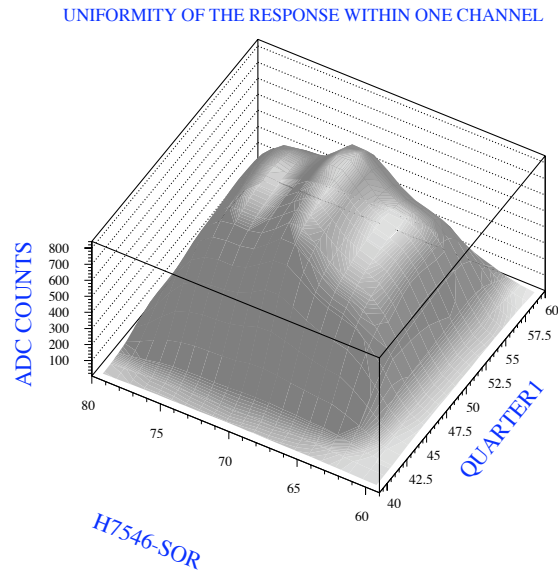


FIG. 8.14 – Typical response within one pixel.

8.2.6 Electronic cross-talk measurements

Adjacent PMT channels do not correspond to adjacent cells in the detector. This mechanical design ensures to disentangle the effects of detector cross-talk and tube channels cross-talk, the latter being addressed by the measurements described here. The measurement of the cross-talk between the channels of the PMT is performed by reading simultaneously the eight neighbour channels of a fired pixel. The light is attenuated such that the PMT operates in the linear regime. Figure 8.15 shows a typical relative cross-talk expressed in percentage of the light read

by the fired pixel. The size of the spot on the photocathode is estimated to be less than 1.5 mm diameter from geometrical optics. Those numbers refer as a consequence to the intrinsic electronic cross-talk between the channels. The diagonal cross-talk is negligible while the cross-talk with the adjacent cells is at the 1% level in average. Those results are satisfactory for the preshower purpose.

CROSS-TALK FEATURES

0.4	1.6	0.3
1.4	100	1.2
0.5	0.9	0.1

RELATIVE ANODE OUTPUTS

FIG. 8.15 – Distribution of cross-talk values in percentage.

8.2.7 Summary

Several multianode photomultipliers manufactured the Hamamatsu company have been studied with a dedicated test bench. PMT responses in terms of gain, linearity, uniformity within and between the anodes and cross-talk between the channels have been measured. Regarding these four points, the performance of the multianode PMT correspond so far to the PS physics specifications.

It appeared however that the stability of their performance in the LHCb operation conditions were not satisfactory. The question of ageing, related to the maximal average current at the anode, was adressed with the setup of a dedicated test bench which will be described in the next section.

8.3 Ageing and Mean PMT current

The VFE electronics for SPD and PS detectors were initially designed for an operation of the tube at a typical gain of few 10^4 . While studying the voltage divider to supply the tubes, it was necessary to estimate the consumption requirement of the divider circuit, *i.e.* the average anode current. This quantity has been determined from the energy deposits in the detector in simulated events for all the anodes of all the PMT, similarly for SPD and PS. The results of the computations revealed two main issues : the first one is that the average anode currents for some PMT are beyond the specifications of the constructor, requiring minimally the design of a dedicated base. The second one, far more critical, concerns the ageing of the photodetector. Dedicated studies showed that the gain of the PMT in the conditions of large average anode currents is rapidly decreased. I will briefly summarize how the average anode

current are estimated from the energy deposits in the LHCb SPD and preshower and I will show, in the next section, the ageing results from the test bench which was specially set up in Clermont-Ferrand for that purpose. These results drive both the choice of the number of amplification stages of the tubes (best operation gain) and the design of the very front-end electronics.

The mean current on each anode of the Multi-Anode PhotoMultiplier tubes is given by the relation :

$$\bar{I}_{(\text{Ampere})} = \bar{Q}_{(\text{Coulomb/MeV})} \times \bar{E}_{(\text{MeV/Event})} \times \bar{f}_e(\text{Event/second})$$

where

- $\bar{f}_e(\text{Event/second}) = 14.75$ MHz is the average event frequency. It takes into account the mean bunch-crossing frequency (only 74% of the crossings do have non-empty bunches) and the fraction of interacting bunch crossings (about 50%) at the nominal luminosity of $2 \cdot 10^{32}$ cm²/s.
- $\bar{E}_{(\text{MeV/Event})}$ is the mean energy deposit in scintillator tile per event, derived from simulated data.
- $\bar{Q}_{(\text{Coulomb/MeV})}$ is the total charge on the corresponding Ma-PMT anode per unit of energy deposit.

The estimation of the energy deposits in SPD and PS is based on a large sample of simulated minimum bias events. While delta rays, beam-gas halo, particles from LHC tunnel *etc* ...are not implemented in the standard simulation, it was checked on dedicated smaller but complete samples than the results are hardly modified. The distribution of the energy deposit accumulated for all channels is shown in the figure 8.16 for PS and SPD simultaneously.

The figure 8.17 displays a three-dimensional representation of the mean energy deposit in each of the PS scintillator cells (same distributions are built for the SPD). Averaged over the whole scintillator planes, the mean energy deposit is found to be 0.22 MeV/Event/Channel and 0.07 MeV/Event/Channel for PS and SPD respectively. It reaches 2.0 MeV/Event and 0.5 MeV/Event respectively for the hottest channel located in the inner PS region close to the beam pipe.

Clear disymmetries due to the magnetic field can be observed in the figure 8.17, meaning that a large fraction of the energy deposit is due to charged particles. Details about the origin of the energy deposits can be found in [128].

We are now left with the determination of \bar{Q} , the anodic charge per MeV. The conversion between the energy deposit within a scintillator tile and the electrical charge reads as :

$$\bar{Q}_i (\text{Coulomb/MeV}) = G_i \cdot N_i (\text{p.e./MeV}) \cdot 1.6 \cdot 10^{-19} (\text{Coulomb/p.e.})$$

where N_i is the number of photoelectrons per MeV deposit and G_i the photomultiplier gain for the i^{th} readout channel. Because both PS and SPD readout dynamics are defined with respect to minimum ionising particle deposit, it is more convenient to use the corresponding energy deposit unit :

$$\bar{Q}_i (\text{Coulomb/MeV}) = \bar{Q}_{\text{ref}} (\text{Coulomb/MIP}) \cdot R_{(\text{MIP/MeV})} \cdot \frac{g_i}{g_{\text{ref}}}$$

where

- \bar{Q}_{ref} is the anodic charge for a reference channel and for the MIP deposit, as defined from electronics design. A simulation of the former design of the electronics readout chain as will be detailed in Section 9.1 has been applied to extract the anodic charge for the MIP signal adjusted to 10 ADC counts. The resulting integrated charge is $\bar{Q}_{\text{ref}}^{\text{PS}} = 156$ fC/MIP. Correspondingly, $\bar{Q}_{\text{ref}}^{\text{SPD}} = 100$ fC/MIP is found.

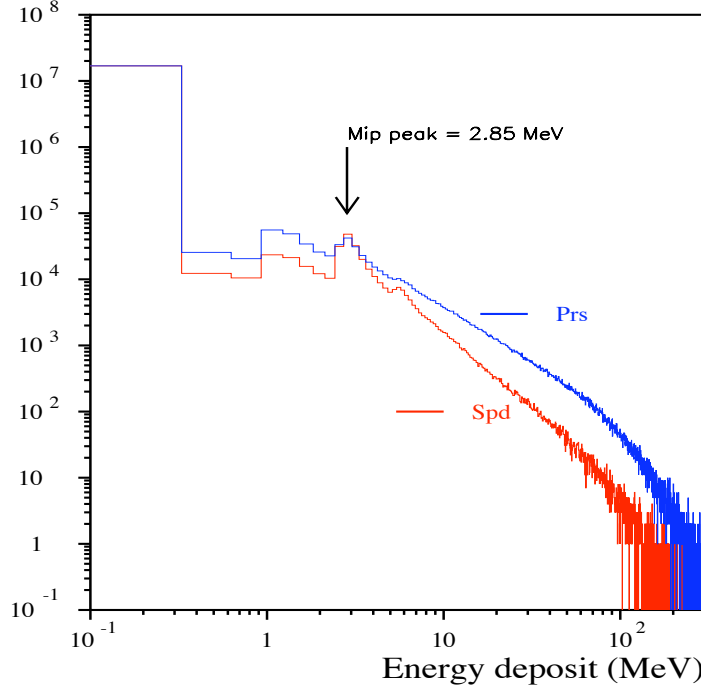


FIG. 8.16 – Distribution of the SPD and PS energy deposit accumulated over the 5952 scintillator tiles. The accumulation at 2.85 MeV corresponds to the peak of minimum of ionisation deposit. A second peak corresponding to 2 MIPs deposit can also be seen. The drop below 1 MeV is an effect of the thresholds at the GEANT level in simulation. It has been checked to not significantly affect the average energy deposit. The total energy deposit in hottest PS channel is almost equally shared between minimum of ionisation deposits (around 3 MeV in 1.5 cm of plastic scintillator) and larger deposits (up to 300 MeV) from showers in PS lead. As expected the SPD energy is dominated by Minimum Ionising Particles (MIP) deposits although larger deposits from showers in the material in front of the calorimeter system also contribute.

- $R = (2.85 \text{ MeV/MIP})^{-1}$ is the MIP to MeV conversion factor ²
- g_i/g_{ref} is the relative gain of i^{th} channel with respect to the reference one, due to non-uniformities in the amplification channels, further described in Section 8.6. We are assuming here a conservative variation of the gain by a factor 2. Additionally, the light yield dispersion between channels has been included as an additional source of non-uniformities through a random gaussian smearing of gains with a width of $\sigma = 15\%$, as observed in test-beam study [129].

Let's go to the bottomline. All ingredients needed for the estimation of the mean anodic PS and SPD currents are summarized below :

- The event frequency $\bar{f}_e = 14.75 \text{ MHz}$.
- The mean event deposit $\bar{E}_{(\text{MeV}/\text{Event})}$ extracted from the figure 8.17.
- The reference anodic charge $\bar{Q}_{ref}^{PS} = 160 \text{ fC/MIP}$ and $\bar{Q}_{ref}^{SPD} = 100 \text{ fC/MIP}$, for PS and SPD, respectively.
- The Ma-PMT gain non-uniformities (in a ratio of 1 to 2) convoluted with 15% light yield non-uniformity.

²The MIP energy deposit is Landau distributed. Hence, the peak position of the distribution does not coincide with the mean deposit. It is chosen here to define the MIP unit from the peak position of the distribution of the energy deposit by MIP.

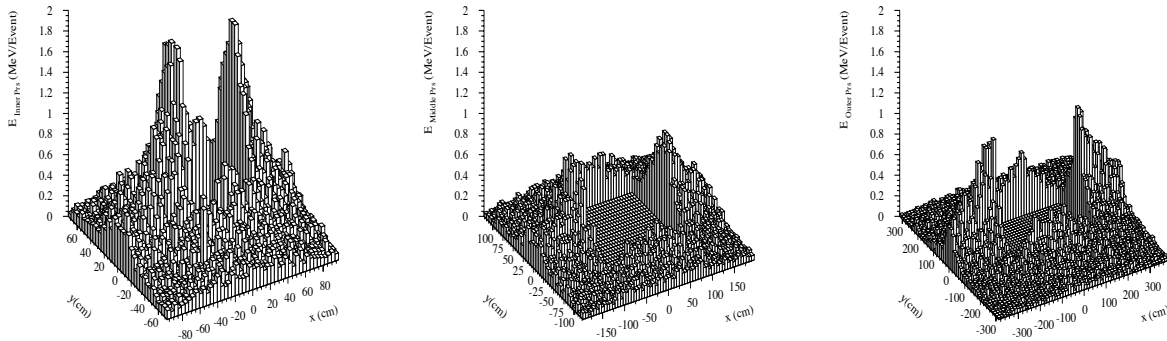


FIG. 8.17 – Mean energy deposit (MeV) in each of the 6016 PS scintillator tiles for the three cell size regions (inner to outer from left to right).

- The MIP to MeV conversion factor : 1 MIP= 2.85 MeV.

The resulting mean PS currents are displayed in the figure 8.18 for each channel. The average over the PS is $0.3 \mu\text{A}$ and the maximal current reaches $3.5 \mu\text{A}$ in the hottest channel.

In this design of the PS electronics ($\bar{Q}_{\text{ref}}^{\text{PS}} = 160 \text{ fC/MIP}$), the total Ma-PMT anodic current exceeds $60 \mu\text{A}$ in the hottest region³. From these numbers, the behaviour of the tube in the experiment conditions became a worry and triggered the need of dedicated measurements, reinforced by the fact that very few data were available as far as the ageing of these photodetectors is concerned. Due to the lower occupancy and the smaller assumed charge per MIP, the situation is much less critical for SPD and did not require any action.

8.4 The ageing test bench

There have been two campaigns of ageing measurements. The first campaign allowed to diagnose the impossibility to operate the tubes at a gain of few 10^{-4} . The 12-stages devices cannot be operated at a lower gain. Therefore, we had to go to a lower number of amplification stages, namely the 8-stages avatar of the Hamamatsu company. The VFE electronics design must then be rethought and we came to a solution, to the price of redefining the input stage of the board, allowing to increase the VFE electronics gain by a factor 10. Conversely, the gain of the tube can be decreased and the second campaign of ageing measurements consisted in checking that the ageing is small enough at such gain. I am detailing in the following the ageing test bench setup and the results of the two campaigns.

8.4.1 Experimental setup

The sketch of the test bench is shown in the figure 8.19. The monitoring of the light system and the data acquisition is performed with an electronics board controlling the input/output from the parallel port of a PC. The commands are written in Labview.

For the initial campaign of measurements, the light system was composed of blue LEDs monitored by relays to operate the Ma-PMT channels under intermittent illuminations. Five

³In addition, the luminosity is not constant over a fill and exponentially decreases. The current is then larger by a factor 1.4 at the beginning of a fill and decays from $100 \mu\text{A}$ to $50 \mu\text{A}$ for the hottest Ma-PMT during the LHC fill.



FIG. 8.18 – Mean current (μA) in each PS channel.

channels were instrumented, the light being conducted to the Ma-PMT window with a 1 mm diameter clear fibre. One channel was continuously illuminated, the four others received an intermittent illumination (one hour light, 3 hours stop). The light yield given by the blue LED has been checked to be stable along the duration of the tests. The DC voltage supply of the LEDs was set to give a $4 \mu A$ signal for each anode. In such conditions, the overall average anode current is close to the value estimated for the hottest PS channel. The acquisition of the Ma-PMT signals is performed by a 10 bits voltage ADC -included in the PPIO board and monitored with Labview- after a current/voltage conversion.

Slight modifications of the light system were brought in the second campaign. The light of one single blue LED, supplied at nominal values (6V, 30 mA), is filtered and distributed to a seven-fibres (clear, 1 mm diameter) bundle, each fibre being sent to one channel of the Ma-PMT. On the other hand, the unfiltered light signal is picked up and sent through another clear fibre to a photodiode, aimed at controlling the light changes. The figure 8.20 shows the photodiode measurement of the light yield. Except the jump in the beginning of the test identically seen by all the photodetectors, the light corrections are found to be small.

The illumination of the seven PMT channels is continuous and the filter after the LED was set as to give a 300 nA signal at the hottest anode, corresponding to the final operation working point. The current output ranges therefore from 120 nA to 300 nA for the seven instrumented channels. Data acquisition was unchanged.

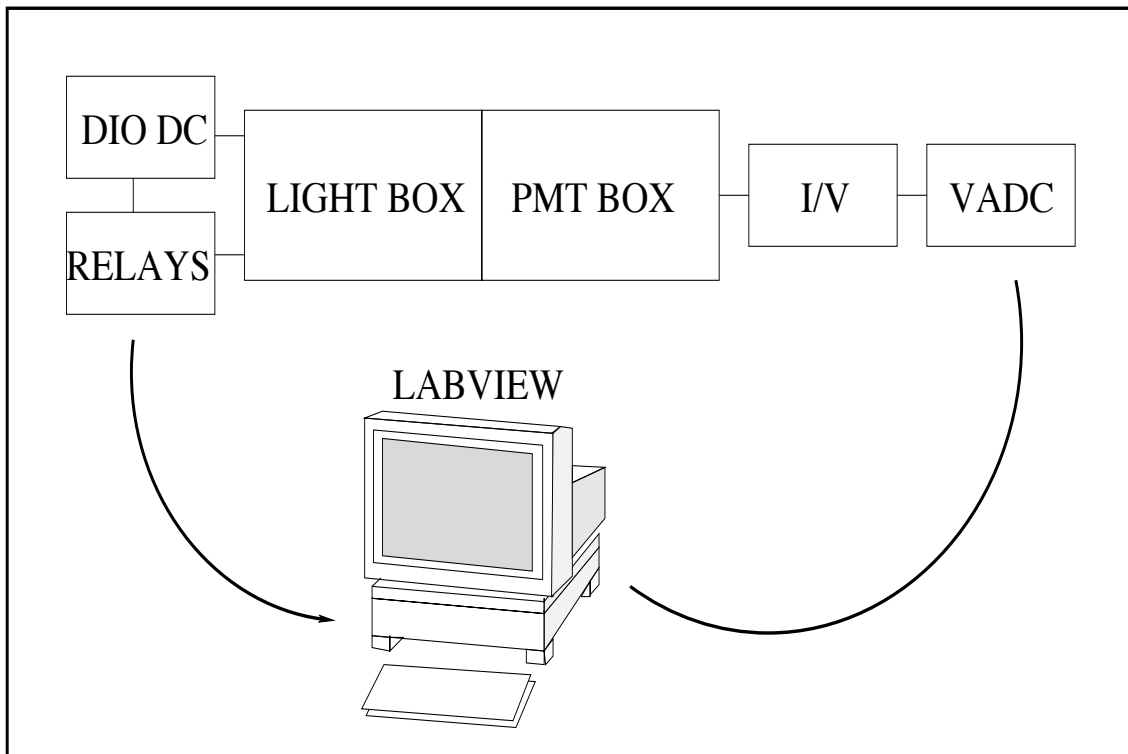


FIG. 8.19 – Sketch of the experimental setup of the ageing test bench.

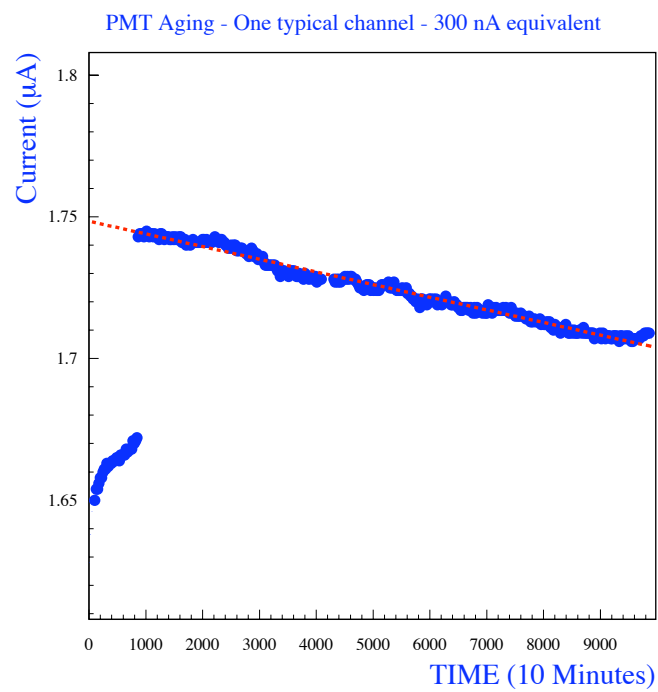


FIG. 8.20 – Variation of the light yield seen by the photodiode.

8.4.2 The results at 3 μA

Figure 8.21 shows the response of the Ma-PMT channel continuously illuminated as a function of the time. A sharp exponential decrease is observed in the first part of the distribution. The physical explanation is related to the structure of the metal dynode channels : the Cs layer in excess is continuously depleted and then do not contribute to the secondary electrons emission. Once this layer is fully depleted, a less violent decrease of the gain (that can be considered linear along the duration of the test) is observed.

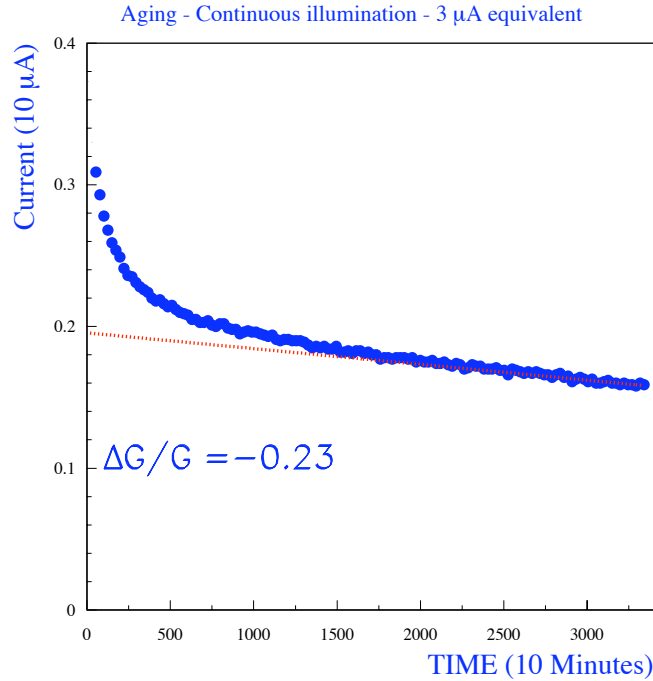


FIG. 8.21 – Ma-PMT output as a function of the operation time for a continuous illumination.

The same qualitative behaviour is observed, as pointed out in figure 8.22, for the four other channels, intermittently illuminated. However, the quantitative responses of these anodes are not the same. There is no gain recovery in the periods of light stop.

We performed on the basis of this result a delicate extrapolation exercise (assuming for instance the exponential drop realized by a pre-ageing of the tubes!) to figure out how many Ma-PMTs are concerned by significant gain drops for how many channels. The bottomline is that most of the tubes would suffer for gain variations that could not be further corrected at the electronics level.

8.4.3 The results at 300 nA

Figure 8.23 shows the current response of the Ma-PMT channel continuously illuminated at the level of 300 nA as a function of time. The duration of the test corresponds to a nominal LHCb-year. The fit to the data by a straight line is performed for the last two months and a half. An up-drift is observed and the overall amplitude is larger than 10%. Though, a stabilisation of the PMT response occurs after a month and a half.

The physical explanation is related to the structure of the metal dynode channels, as underlined in the figure 8.25. Cs atoms are implanted in the dynode to reduce the extraction energy of

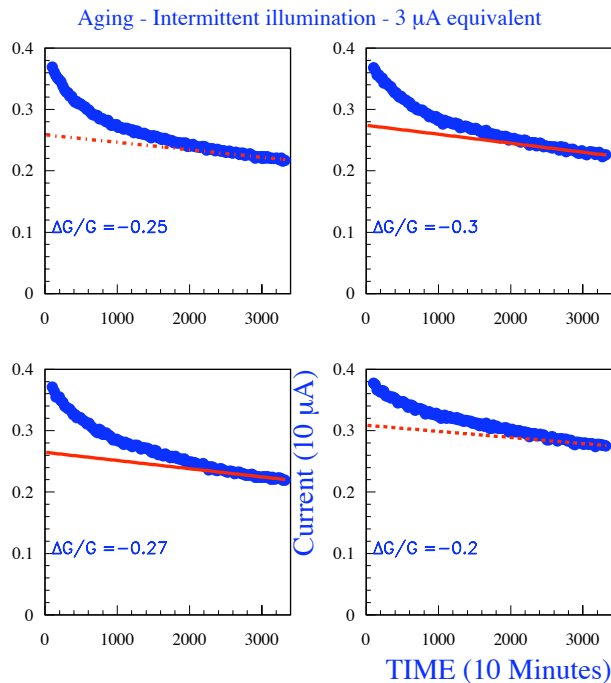


FIG. 8.22 – Ma-PMT outputs as a function of the operation time for an intermittent illumination.

the electrons, giving a layered structure of the metal dynodes; the first Cs layer beyond the substrate (quasi-monoatomic) has the effect of enhancing the secondary emission, while the Cs layer deposited in excess in the industrial process reduces it by recombination. Under important light stress as in the previous test, the monoatomic Cs layer is rapidly depleted yielding the sharp exponential decrease displayed in the figure 8.21. On the contrary, under light stresses as set in this experiment, the second Cs layer shall be depleted smoothly yielding an enhanced secondary emission and then a small up-drift.

The same qualitative behaviour has been observed, as shown in the figure 8.24, for the first six channels. The seventh channel sees a small decrease of the gain, which could be interpreted as a complete depletion of the Cs layer in excess.

It appears from the results presented above that the long-term instability of the photodetector can be monitored. The choice of the Ma-PMT HV working point is therefore validated. If our understanding of the Ma-PMT behaviour definitely progressed, most of the interpretations are still qualitative and supported by a reduced amount of data.

8.4.4 Trying to understand better : short term drift studies

The interpretation of the up-drift or down-drift relies on the depletion of the successive Cs layers of the dynodes. The quasi-monoatomic Cs layer is strongly linked to the substrate while the second Cs layer is much less. The presence of a second Cs layer implies that during the industrial process, Cs atoms are fixed on the dynodes and on the bulkhead of the tube. As a consequence, the Cs ions produced by depletion will be hardly fixed elsewhere and will recover the dynode when light is stopped. Therefore, contrarily to the previous ageing campaign for which almost no recovery was observed, it is expected that a significant recovery occurs when stopping the illumination (I would not call that a prediction however, maybe an educated guess). This is actually what has been observed as shown in figure 8.26. The longer the stop is, the higher

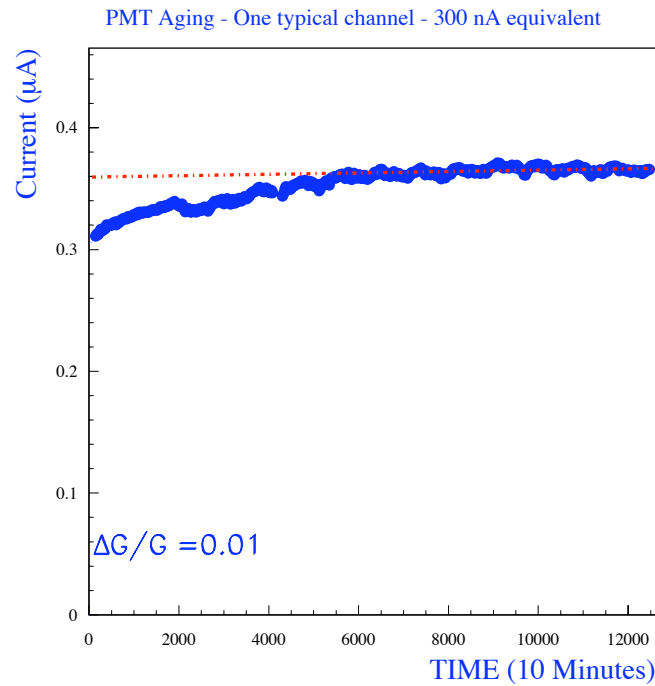


FIG. 8.23 – Ma-PMT output as a function of the operation time (100 days).

is the recovery. This observation supports the qualitative understanding of the drifts presented above.

8.4.5 An ageing conclusion

The choice of the Ma-PMT and its voltage divider for both the SPD and PS has been scrutinized in regard to the average anode current, determined from the energy deposits in the detectors in the former design of the VFE electronics. The results of these studies revealed critical gain variations, far too large to operate correctly the PMT. The immediate actions that have been undertaken were to estimate, from the extrapolation of those results, an adequate working point for the Ma-PMT, provided that the decrease of the gain would be compensated at the VFE electronics level. A satisfactory compromise was achieved by reducing the PMT gain by a factor 10 and accordingly increasing the VFE gain by the same factor, for which a redesign of the very first stage has been done. In such conditions, the 12-stages Ma-PMT, considered so far as the baseline choice, is not suitable anymore. Yet, the 6- and 8-stages avatars of Ma-PMT from the Hamamatsu company present amplification characteristics consistent with the new working point. The ageing test bench has then been used to measure the long term behaviour of a 8-stages Ma-PMT with an anodic current of about 300 nA. The duration of the experiment was one LHCb-year and the main conclusion is that the Ma-PMT can be operated under such a current.

8.5 Behaviour in magnetic field

Photomultipliers are electromagnetic objects and do not behave correctly in magnetic field. However, the metal-channel dynode technology is intrinsically more robust against weak ma-

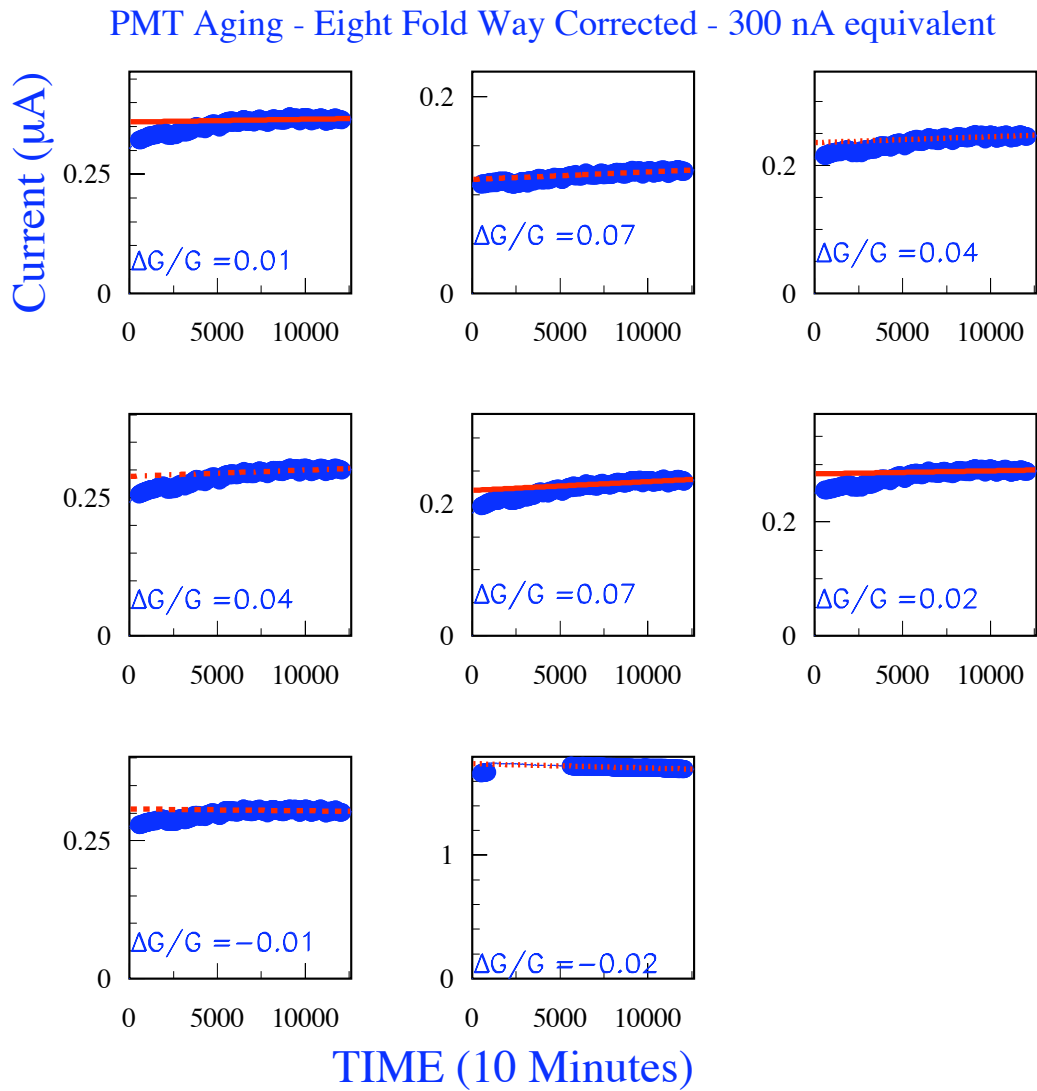


FIG. 8.24 – Distribution of the Ma-PMT outputs for the seven channels as a function of the operation time (100 days). The last plot shows the photodiode output.

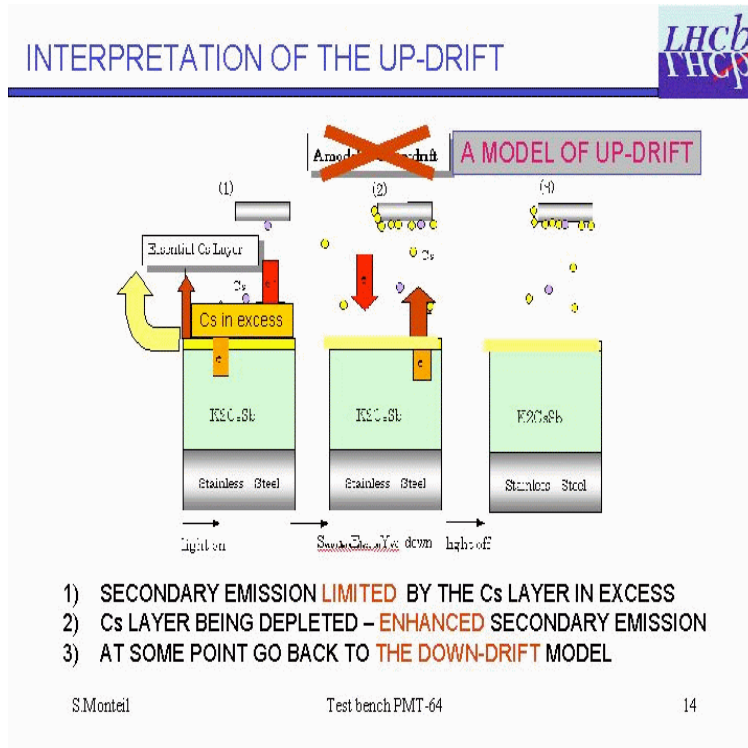


FIG. 8.25 – A model of up-drift.

netic field than classical tubes thanks to its compacity. This was established for the ATLAS experiment which uses PMT from the R5900 serie. The industrial production process changed since these measurements, hence it was worth to check this qualitative statement. The chronological order of our investigations was the following. We initially measured responses of the tubes in magnetic field significantly different from the ones advertised by the manufacturer. It triggered the need to get a realistic field map in the experiment at the location of our tubes. It happened that the initial design of the magnetic shielding was inadequate for the proper operation of the tubes. We therefore produced a new shielding solution further validated by measurements in the LHCb cavern. I will present in the following lines a logical report of this development instead of the time-ordered one.

8.5.1 Position of the problem

With the help of Marcello Losasso (Cern, Magnet), we simulated the whole set of metallic structures forming the calorimeter (the gantry, the platform, vertical mechanical supports, the HCAL iron...) and introduced it in the full LHCb magnetic simulation (based on the OPERA software). The figure 8.27 represents the volumes of the calorimeter and its mechanical metallic support structures, as given by the simulation. The dipole is located upstream and is not displayed on this figure.

From this full experiment magnetic material model, we computed the components of the magnetic field in the full detector space. In particular, the figure 8.28 shows a projection of the y -coordinate field (along the tube axis) at the (x, z) location of the Preshower. Though the tube behaviour is mostly affected by transverse fields (with respect to the tube axis), it happens that in our case, the longitudinal component is the hardest one to fight against. Typical values of transverse fields (z -component) of 100 Gauss were obtained and a dedicated μ -metal cylindre (4 cm diameter, 6 cm long, 1 mm depth) surrounding the tube was designed. I checked with a

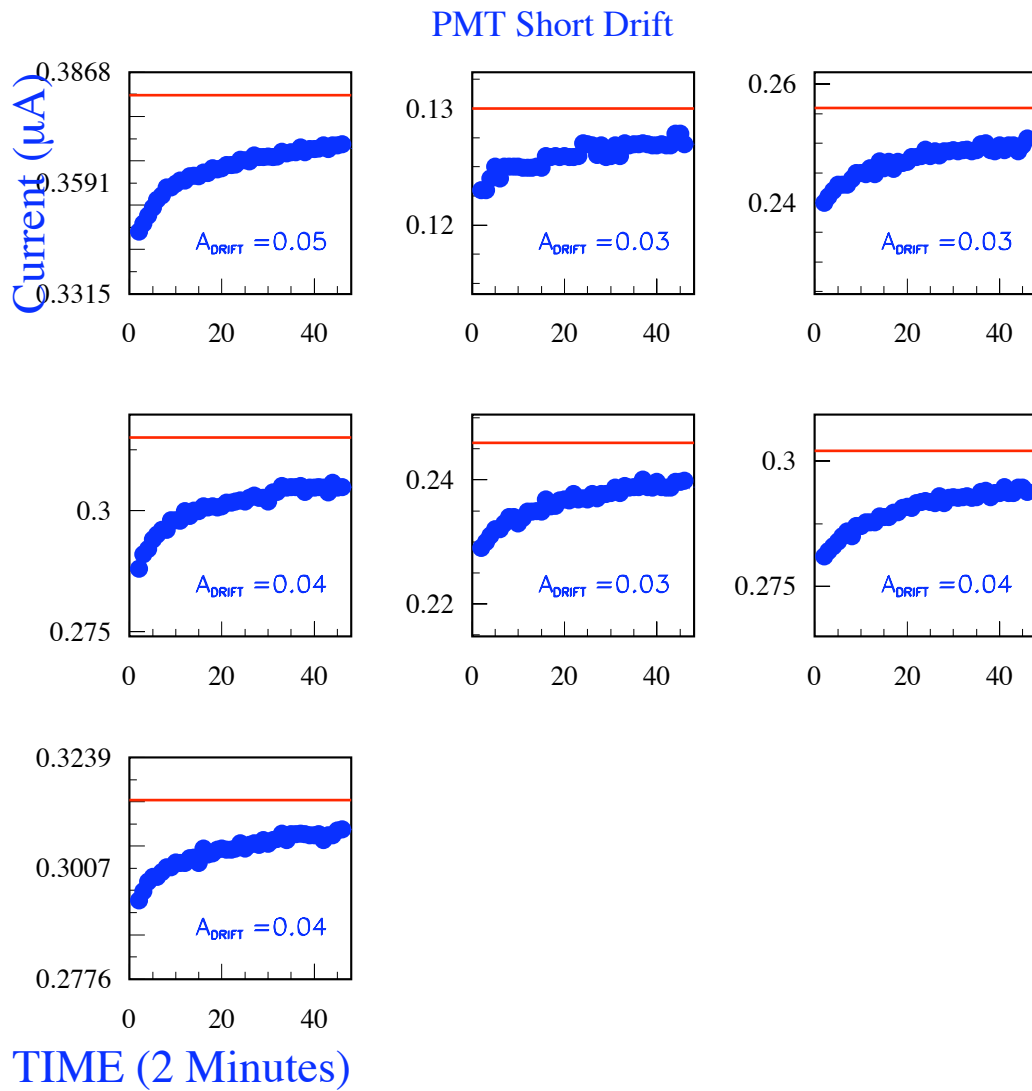


FIG. 8.26 – Variation of the output anode current after a lightstop of one day. The line shows the value of the output current at the light stop time.

24/Jun/2004 14:21:28

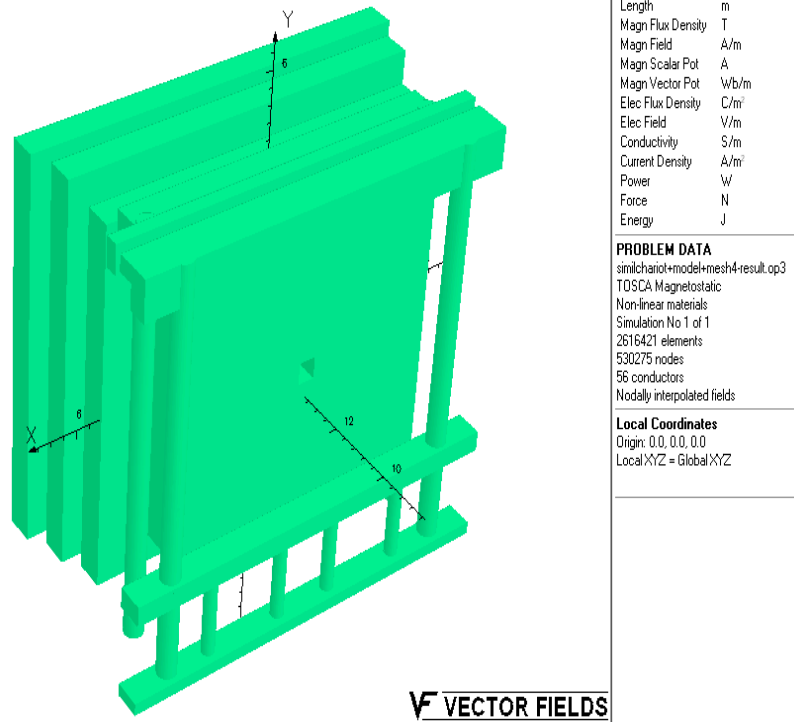


FIG. 8.27 – Simulation (with OPERA software) of the magnetic material in the calorimeter (mechanical structure and detector).

teaching practical work electro-magnet that fields up to 300 Gauss were perfectly shielded with this device. On the contrary, this shielding is basically inefficient against longitudinal B fields, predicted at the level of 40 Gauss.

8.5.2 Tubes response in magnetic field

As mentioned previously, measurements on the R5900 serie were performed in 1997 by the manufacturer (see figure 8.29). A decrease of the tube answer of less than 5% was measured for transverse and longitudinal fields of 40 G and 20 G, respectively. With an home-made experimental setup (see figure 8.30), again mostly based on teaching practical work devices, the response of the most sensitive anodes to longitudinal fields were measured. The setup consisted in two flat coils in Helmholtz position able to deliver an homogeneous longitudinal field with a maximal value of 30 Gauss. We scanned all the anode responses and selected the two which were the most sensitive to magnetic fields. These were flashed with a LED yielding continuous light and read out with a pico-amperemeter.

Figure 8.31 shows the results of the measurements for the ten tubes of the pre-serie production. A strong disagreement with the results reported in figure 8.29 is observed. Our results were a posteriori confirmed by the Company. In principle, the R5900 and R7600 series are advertised to not differ significantly apart packaging issues. It seems that however the design of the electromagnetic focusing at first dynode has been actually modified. Again, it's a commercial device and the manufacturer production processes are not to be publicly distributed. It hence reenforces the necessity to qualify and understand these apparatus independantly. Once the Company reproduced our observations, they brought a new modification of the focusing technology at first dynode which improved slightly the global behaviour of the tubes.

The tube is directly connected to the Very Front-End Electronics board and no shielding

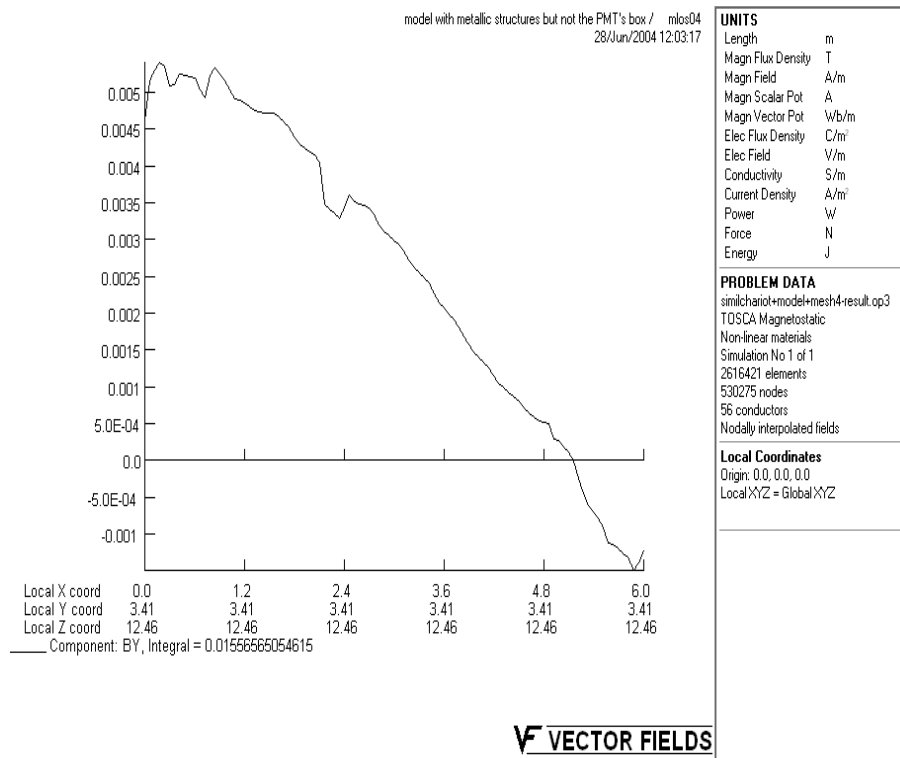


FIG. 8.28 – Prediction with the OPERA simulation of the magnetic field (in Tesla) at the location of the electronics boxes housing the tubes. Abscissa give the (x, y, z) coordinates.

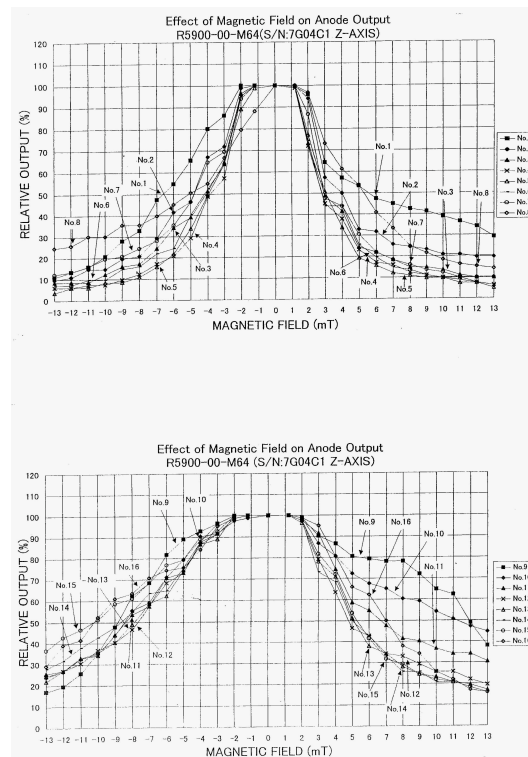


FIG. 8.29 – Initial measurements (1997) of the Ma-PMT response. Hamamatsu Company. The field is along the tube axis for two sets of eight anodes.

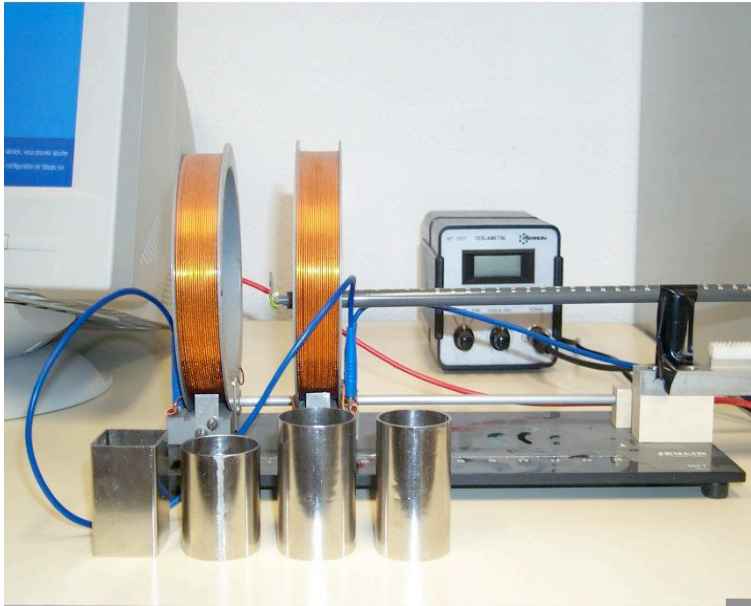


FIG. 8.30 – *Experimental setup to measure the Ma-PMT response in longitudinal (along the tube axis) magnetic field.*

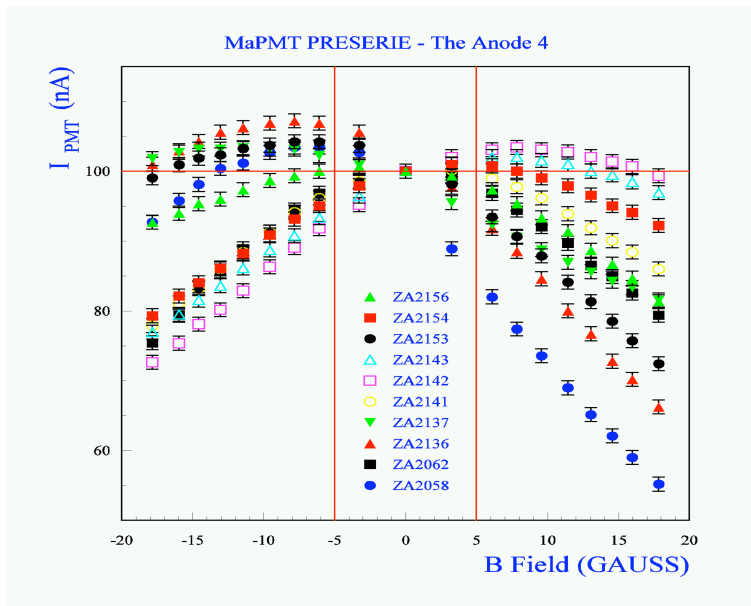


FIG. 8.31 – *Results for the 10 tubes of the pre-serie production. Only the most sensitive anode is indicated.*

close to the tube can be thought in addition to the μ -metal cylindre. The length of the cylindre (6 cm) was optimised with a dedicated simulation (with Opera software) and checked with direct measurements using the test bench previously described. Yet, its shielding of longitudinal magnetic field is not sufficient to ensure a satisfactory operation of the tube. We therefore envisaged to replace the aluminium box housing the VFE electronics and the tubes by a soft iron box. Simulations showed that a magnetic permittivity of few hundreds would make the job as shown in figure 8.32; the weight of these new boxes (much increased!) was still small enough to fit with the mechanical support limitations. Their design is given in figure 8.33.

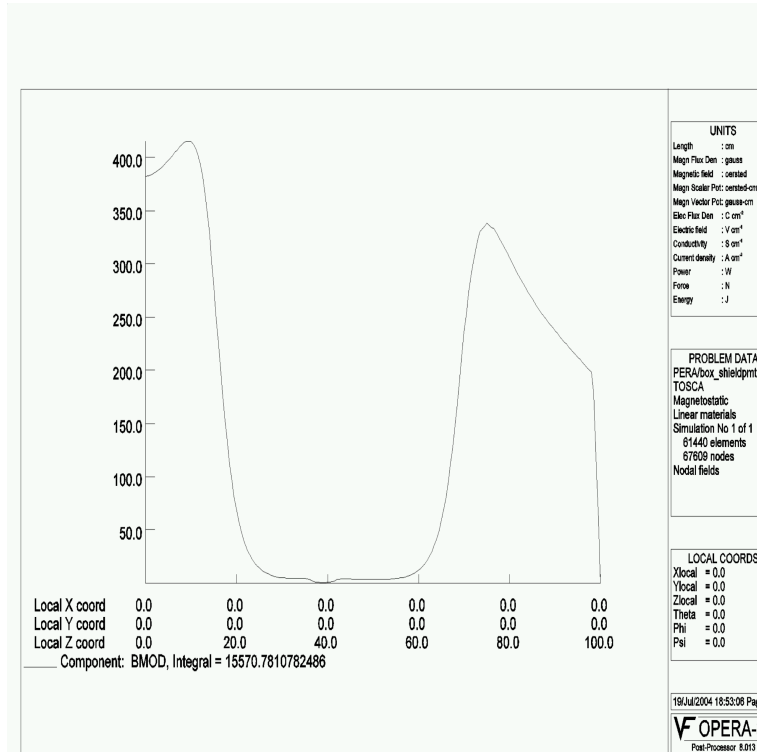


FIG. 8.32 – Prediction of the field with the complete simulation of the magnetic material in the experiment.

The predicted value of the magnetic field at the location of the photocathode is less than 2 Gauss, perfectly within the stable range of responses driven by the results reported in figure 8.31. The predictions issued from magnetic simulation are very reliable (finite elements calculations). It was however useful to cross-check them with a final measurement. There was no available magnet at CERN with a large enough gap to house the boxes. We thought to use the stray field of the LHCb magnet, which was just installed in the cavern at that time. Table 8.2 summarizes the obtained results, which basically confirm the relevance of the shielding design (see the caption of the table for details). The steel box cuts the longitudinal field while the μ -metal cuts the transverse ones.

8.6 Ma-PMT mass production tests

Qualification and acceptance of the tubes produced by the manufacturer is a two-fold process. As mentioned in the Section A, some of the necessary measurements must be performed by the manufacturer and some are shared for the sake of comparison, agreeing on a common protocol whenever it is possible. Hence, we aim at measuring the linearity of all the channels, the short term drift of the tube under illumination, the cross-talk between channels and the

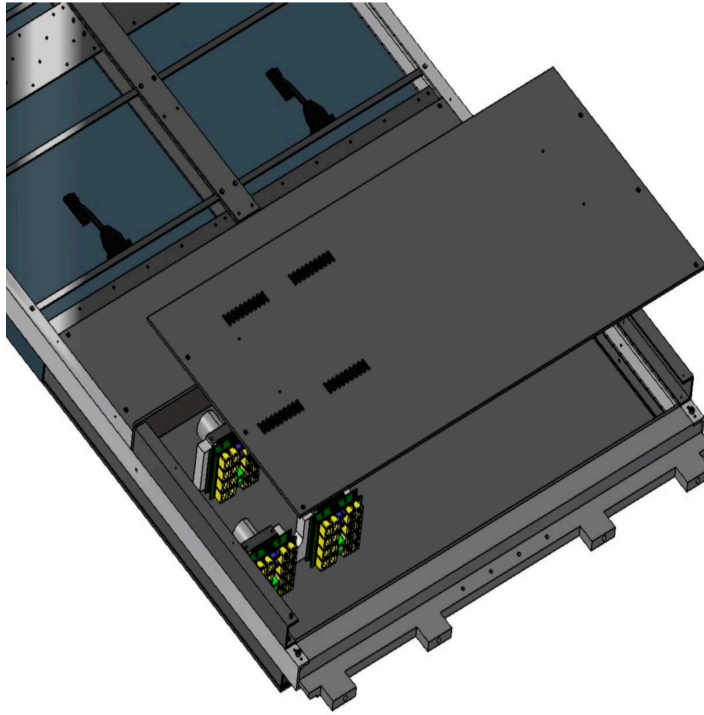


FIG. 8.33 – Sketch of the housing of the tubes inside the stainless steel box.

Position	B without cover (G)	B with cover (G)	cover + μ -metal (G)
1	62	37	1
2	63	42	1
3	65	37	1
4	55	35	2
5	53	36	1.5

TAB. 8.2 – Five positions in the box were instrumented. The B stray field total amplitude (without the box) was measured to be 150 G, mostly longitudinal (along the tube axis) and in any case larger than the values indicated by the simulation. Three measurements of the total B field, expressed in Gauss, at PMT locations are performed : without the cover of the box, with the cover of the box installed and with the full shielding (cover + μ -metal cylindre).

relative gains of the 64 anodes. Though only one hundred and twenty tubes (220 with the SPD) were purchased, there were actually more than 7000 individual channels to be measured and a special attention was brought to get as much automatized procedures as possible. I shall describe briefly in the following the design of the production test bench from the light setup to the data acquisition system, going through the calibration procedures and eventually spot some remarkable results as well as the summary of the mass production tests.

8.6.1 The light system

The figure 8.34 shows the light system box.

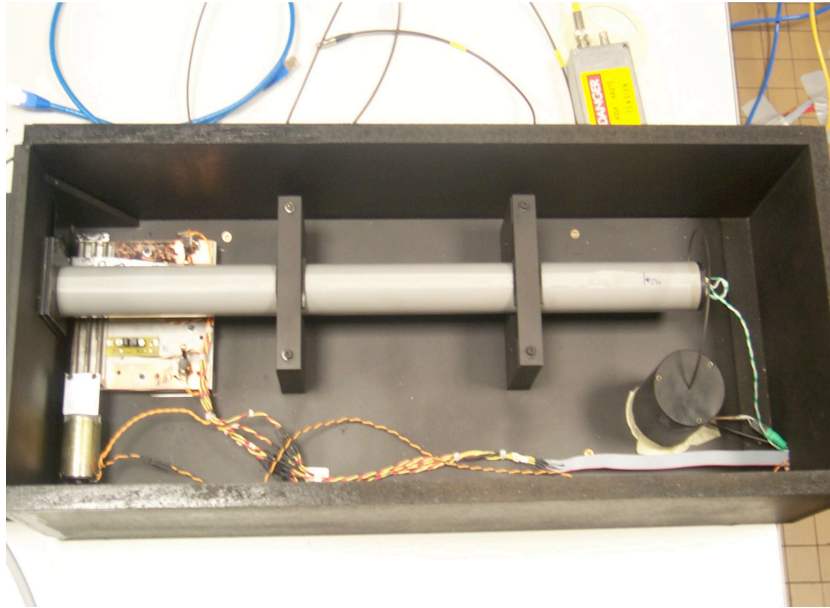


FIG. 8.34 – *The light system box. The grey cylindre is the light mixer. On the left of the box is located a translation table aimed at displacing a 16 channels selector to distribute the light on the PMT glass. On the lower right lies the reference photomultiplier.*

The light is given by a blue LED (480 nm) of 3 mm supplied with a current generator and triggered at a frequency of 1 kHz obtained from the 40 MHz clock delivered by a dedicated home-made clock board distributing also the 40 MHz clock to the front-electronics. The LED has been chosen such that its signal is very close to the one given by a particle in the detector. The LED pulse light is transported and mixed, to get an illumination as homogenous as possible of the 64 channels, by a plexiglas light guide of 55 cm length. For the cross-talk study, it is not possible to flash simultaneously all the phototube channels. An optical mask aimed at illuminating simultaneously 16 channels is hence installed there. The four positions of the mask are controlled by a translation table monitored with Labview, as sketched in figure 8.35. The light is further transmitted to the PMT window thanks to a 128 clear optical fibres bundle as in the experiment design. The clear optical fibres are 1 cm long for the sake of compacity of the experimental setup.

The advantage of this design is that the 64 channels are read out in a sequence of only four operations and in conditions close to the actual ones in the experiment.

By construction, the light is homogeneous at the level of 20 % at the glass window of the photodetector. Inhomogeneities are due to light mixer border effects, reproducibility of the optical mask positionning and non-uniformities of the optical fibre bundle. The latter source is the dominant one. A first calibration is realized with a dedicated system comprising a photodiode being moved in front of the channels by a 2-dimensionnal vernier. The obtained corrective factors are

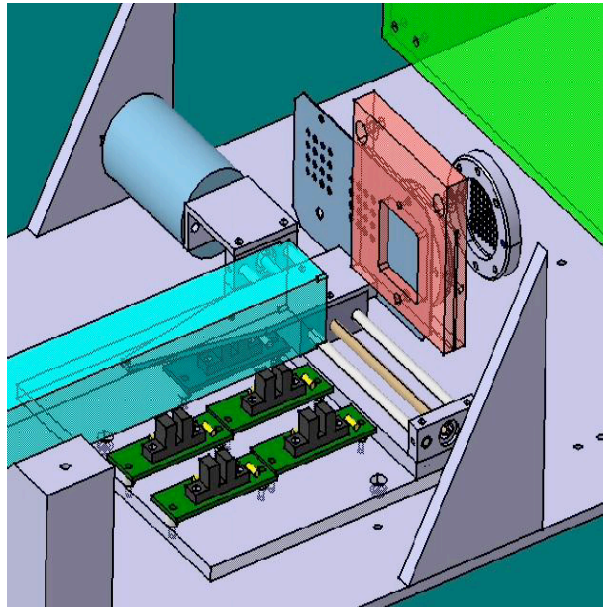


FIG. 8.35 – Mechanical design of the light system. From the right to the left, we find the optical fibre bundle, the optical mask and its translation table and the light mixer.

reported in the figure 8.36. Relative variations of the corrective factors were further monitored by measurements made on a reference calibration phototube from the pre-serie production. By the way, the light system was found very stable and no further corrections were to be brought, as confirmed by a second absolute calibration after six months of test bench operation.

LIGHT UNIFORMITY CORRECTIVE FACTORS

92.1	84.3	90	80.6	88	83.5	90.9	87.2
97.9	85.7	95.8	84.7	94.4	83.3	86.6	81.5
94	80.2	92.2	80.6	92.9	78.9	86.5	79.1
98	84	90.2	68.7	94.2	86.4	90.6	85.7
93.3	85.4	86	74.2	78.3	77.3	87.8	79.1
100	85.8	90.2	81.4	93.8	82.6	83.6	83.6
97	77.9	87.7	84.4	85.7	80.7	91	83.1
93.4	83.5	88	84.3	87.2	87.8	83.9	82.9

RELATIVE LIGHT OUTPUTS

FIG. 8.36 – Corrective factors for non-uniformities of the light system.

As far as linearity and uniformity measurements are concerned, it is mandatory to get a measure of the incident light. This function is realized by a monoanode R5900 photomultiplier used and studied by the ATLAS hadronic tile calorimeter group [122]. The light is picked up at the entrance of the light guide with an optical fibre and then propagated through a light mixer up to the glass window of the reference phototube. Then the charge delivered by the tube is

read out thanks to an ADC of type Lecroy 1182, 12 bits. This reference tube is located on the lower right of figure 8.34.

8.6.2 Data acquisition and test bench controls

The main guideline of the design of this bench is to get as close as possible to the actual conditions of the experiment. This was true for the light system, it stands also for the data acquisition system, sticking yet to the state of the art of the developments achieved at that time. This strategy allowed us to further use this test bench for the acceptance of the hundred VFE boards production (see Section 9.1). Hence, the photomultiplier signal is read out and integrated by a VFE board and the resulting analogical signal is sent to four 16 channels prototype FE boards 9.2, equipped with ADCs and Fe_PGA chips to treat the digitized signal (ALTERA technology at that time).

A VME crate is housing the DAQ electronics and the communication to the control PC is realized through the VME bus. Additionally, a NIM crate is housing delay and timing boards to produce the trigger signal. It might be useful at this point to list the trigger and data acquisition elements. A dedicated board, installed in a VME crate, distributes the 40 MHz clock to the four FE boards. This clock is elsewhere divided up to 1 kHz to produce the trigger signal. This signal triggers the LED, opens a gate for the ADC device in charge of reading the reference tube and eventually produces the signal to read out the FE boards. The monitoring of the bench is written in Labview, which provides a simple and powerful graphical control interface. Some of the figures I will show in the following are snapshots of Labview programs. The amplitude of the light signal as well as the movement of the optical mask are also controlled by Labview through the VME bus. The high voltage device is a Lecroy 1451 apparatus and supplies both the Ma-PMT to be measured and the reference photomultiplier. It is monitored by Labview through a serial communication with the control PC.

8.6.3 Protocol

The Hamamatsu company sent to us ten tubes, qualified according to the measurements defined in Section A. As a usual preserie, these tubes were used to cross-check the results of the test benches. In addition, the response of these tubes in magnetic field were measured in the Company and at lab, yielding an excellent agreement. We therefore agreed that magnetic measurements will be performed solely by the manufacturer. As previously said, our production test bench has been designed such that a single operator can proceed with the qualification of several tubes per day. Let me give an overview of the sequence of the operations, prior to give the main results.

Once the tube is inserted in the test bench, the first operation consists in checking the proper mechanical alignment of the tube. A first run of measurements with a signal around 100 MIPs is launched and the cross-talk (which can be seen there as a measure of alignment) is checked online. The High Voltage is set such that no saturation of the electronics channels is observed. The typical operating voltage is 530 V. The light is stopped and a pedestal run is taken and measurements are compared to the reference values. The qualification procedure is run after one hour in order to get stabilized conditions of the tube operation.

The second step consists in sending sequentially three different signals which correspond to 1, 10 and 100 MIPs. A full cartography of the tube is recorded and analyzed online for an immediate check, through the Labview interface shown in the figure 8.37. The 64 responses in terms of ADC counts (absolute or relative) are displayed. The charge is also fitted with a Gaussian law in order to extract the number of photoelectrons and hence the absolute gain of the channel. It is possible (lower right plot of the figure 8.37) to display the charge distribution as well as the fit result for any channel, including the reference photomultiplier. Many other

features are there (in particular, the colours are meaningful) but we might be lost into too many technicalities.

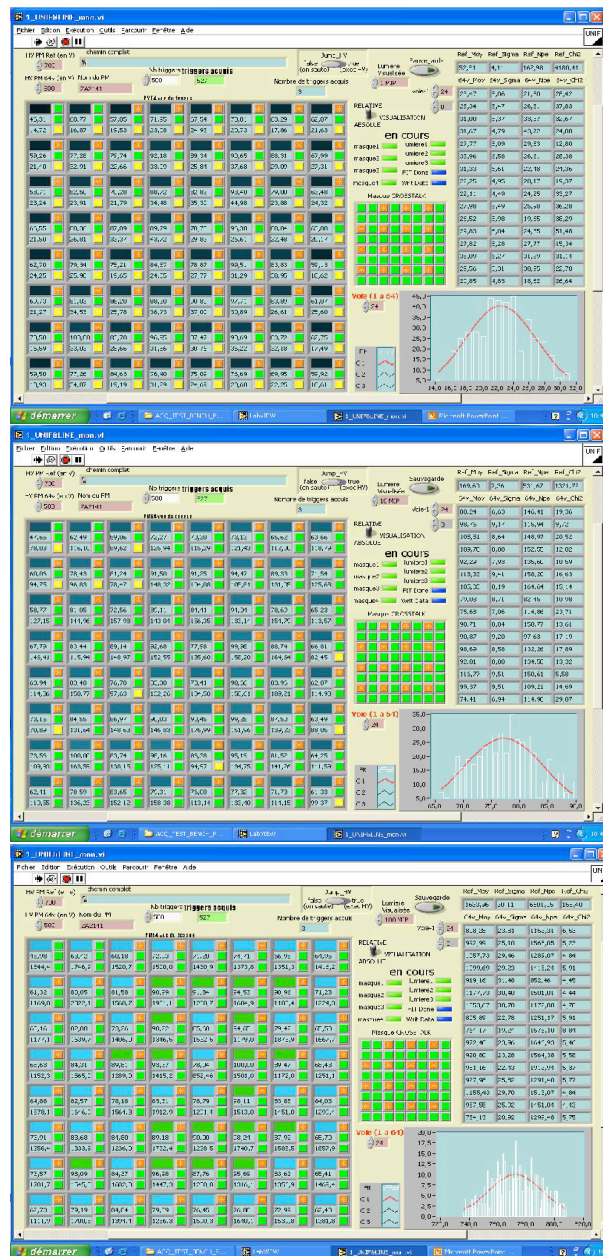


FIG. 8.37 – Snapshot of the main online control interface. The 8×8 matrix displays the 64 channels responses to different light stimuli equivalent to 1 MIP, 10 MIPs and 100 MIPs energy deposit.

These data are written on files to be further analyzed offline, in particular to extract the linearity, uniformity and cross-talk measurements, as will be described in the following.

The final operation of the qualification procedure is a measurement of the short term drift, characterising the variation of the photomultiplier response as a function of the time under illumination. It was measured on 16 channels only, provided that initial measurements showed consistent behaviours between the channels. The protocol consists in measuring the tubes for three periods of 15 minutes with light signals alternated with 15 minutes of darkness. The figure 8.38 shows the result for one tube.

Let's go immediately through this specific result. None of the tubes were rejected on the basis

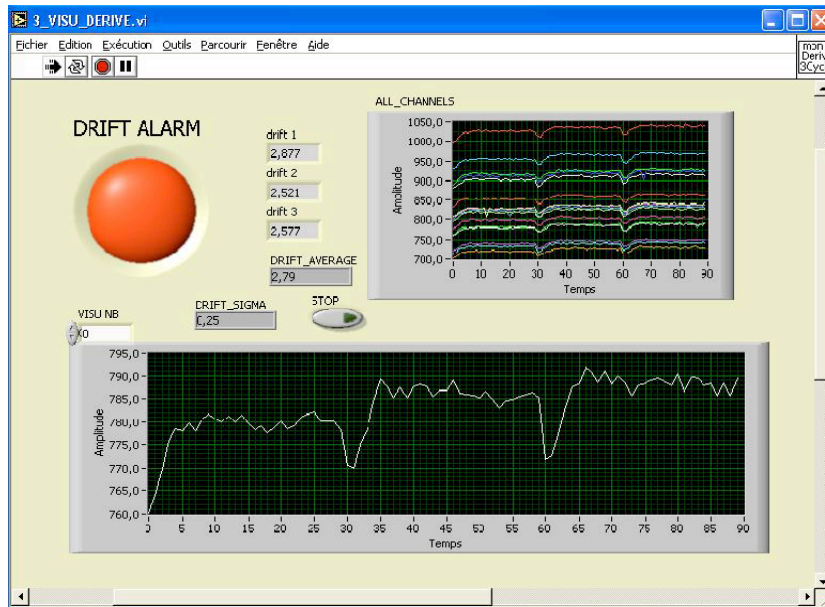


FIG. 8.38 – Snapshot of the control interface for the short term drift measurement. The upper distribution shows the response in ADC counts as a function of time of the sixteen measured channels simultaneously. Each channel can be displayed individually (lower distribution). The average drift and its spread are computed online.

of these measurements. The typical short term drift of the tube response has been measured to be between 2.5 % and 3 %, hence within specification, and we observed very consistent results between the tubes ⁴.

8.6.4 A selection of results

8.6.4.1 Uniformity

An offline analysis based on the recorded data in the second phase of the test bench operation is ran in order to compare the measured channels response to the Company results and to determine the ratio of the maximal to the minimal response of the tube. Let's remind that the company rejected at the production level the tubes which have been measured with a ratio of maximal to minimal gain larger than 3. The figure 8.39 shows the comparison between our measurements and Hamamatsu ones for the tube ZA2136. The correlation between the measurements is acceptable : 87 %.

The [min : max] ratio is measured to be [1 : 1.6] and [1 : 1.8] at lab and at the production bench, respectively, showing again an acceptable agreement.

Let's focus on another tube : PL0380. The figure 8.40 displays the same scatter plot as previously but exhibits significant disagreement between the two measurements.

Eight channels are actually measured with a significantly lower gain by the manufacturer. They correspond by the way to a row of the photodetector. Our test bench was regularly calibrated with the same tube yielding very stable results and hence giving confidence in our measurements. We might accuse the difference in the protocol : we are sending the light with two 1 mm diameter fibres diagonally set on the pixel, as the experiment geometry, while the

⁴As for the ageing studies, the behaviour of the tube is governed by the chemistry of the amplification chain. Under illumination, the Cs layer in excess tends to disappear which in turn increases the secondary emission. Contrarily to what happened in the ageing test, there is a recovery. When the illumination is stopped, the Cs layer in excess is partially reconstructed.

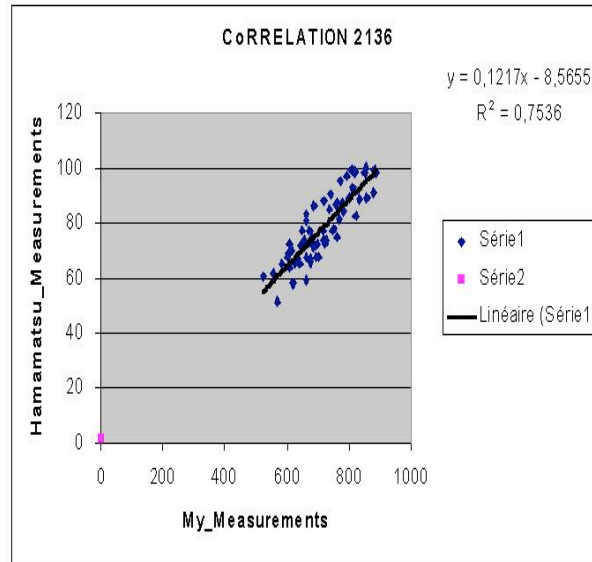


FIG. 8.39 – Correlation plot of measurements at lab (abscissa) and at the production chain (ordinates). Our measurements are expressed in ADC counts. Hamamatsu measurements are normalized to the maximal gain set at 100.

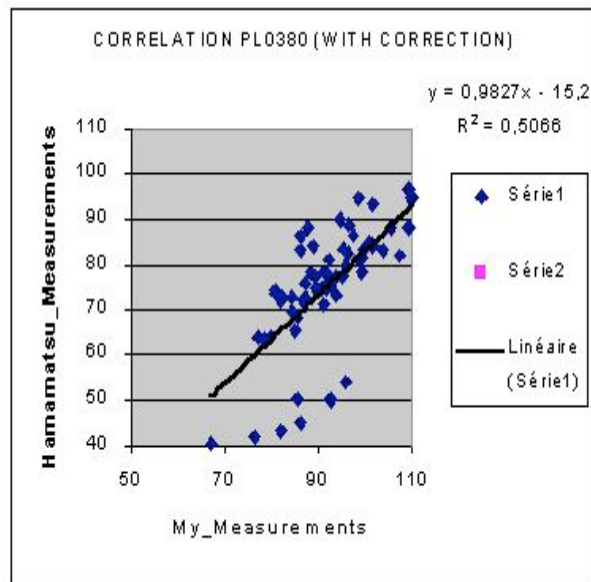


FIG. 8.40 – Correlation plot of measurements at lab (abscissa) and at the production chain (ordinates). This time, our raw results are normalized to the maximal gain (100) and the light system corrective factors are applied (this explains why values larger than 100 are obtained).

manufacturer illuminates the channel with a unique 1 mm fibre. The tube has been sent to Barcelona University group, which developed a production test bench with a 1 mm diameter fibre. Their measurements are in good agreement with ours, pointing the discrepancy to be due to a measurement problem at the production chain. This feature was not unique and a significant amount of tubes were rejected at the production level because of the uniformity requirement. It might explain why we are ending with a sample of tubes showing a quite good gain uniformity, as stressed by the figure 8.41.

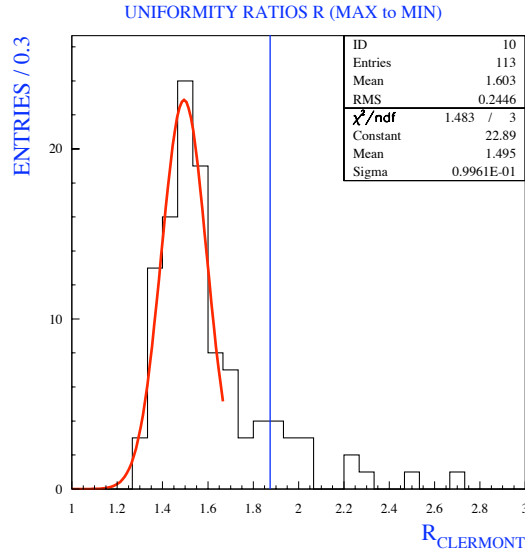


FIG. 8.41 – Distribution of the maximal to minimal gain ratio for a set of qualified photomultipliers. The blue line indicates which tubes are actually installed in the detector (on the left) and which are spares (on the right).

The figure 8.42 shows the distribution of the correlation factors for a set of qualified tubes. A rather satisfactory agreement is reached. The very low values of correlation correspond to the tubes for which one pixel row was mismeasured. None of the tubes were rejected because of uniformity requirement.

8.6.4.2 The linearity

The three light samples (corresponding 1, 10 and 100 MIPs) are used to estimate the deviation to the linearity for each channel of the tubes. The two first points define the proportionality law between the initial light (as given by the reference photomultiplier) and the actual measured charge in ADC counts. The deviation to the linearity is obtained by comparing the last point to the expectation from the proportionality law. It came as no surprise that the results are excellent as illustrated in the figure 8.43. The linearity was checked in the phototube R&D campaign for peak currents up to 1 mA. In the operation working point as defined by the ageing requirement, the maximal peak current is a factor ten less, at the level of 100 μ A. None of the tubes was rejected because of the linearity requirement.

8.6.4.3 Cross-talk

The cross-talk measurement is described in great details in [130] and I won't spend more than a paragraph on the subject. However, it came as a surprise to be the source of the main rejection of the tubes. About 15% of the tubes exhibited abnormally high values of cross-talk between

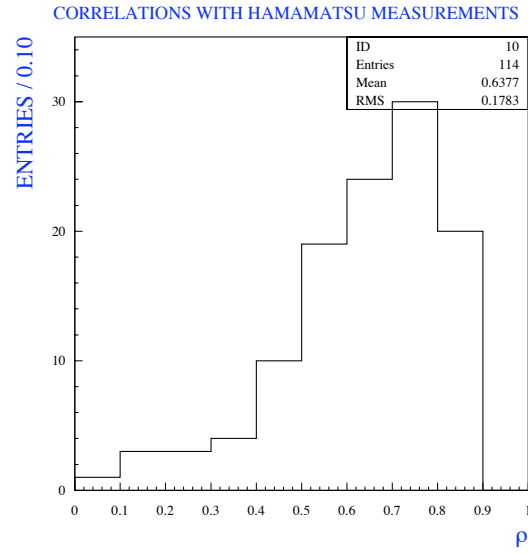


FIG. 8.42 – Distribution of the correlation factors between Hamamatsu and our gain measurements.

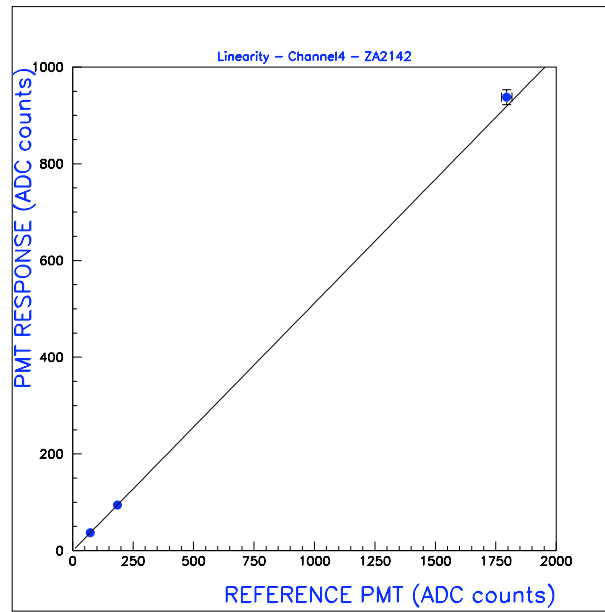


FIG. 8.43 – A typical linearity curve as measured on the Clermont test bench.

channels. This issue is intimately intricated with the alignment of the tube glass window in front of the fibre bundle (one advantage more of a test bench design close to the actual experimental one) and it has been a long process to diagnose that actually a (too) large intrinsic cross-talk was at play. The chronological evolution of the diagnosis was the following : we first discovered on the Clermont test bench high values of cross-talk and checked deeply the alignment mounting procedure to be satisfactory. For few tubes, it was observed that the guide marks positioning on the photocathode were not in accordance with the specifications. Estimators of the Left-Right and Up-Down cross-talks ⁵ were defined aimed at categorizing the tubes. The figure 8.44 shows an example of two of these estimators, the average value of the Left and Right cross-talk (defined as the fraction of the light seen on the left (respectively the right) of the flashed pixel). The categories displayed in the figure 8.44 suppose that there is no optical nor electronics cross-talk and the large values are hence attributed to alignment problems. Some were actually related to alignment problems but the bulk of rejected tubes did actually suffer from a large cross-talk. Our test bench cannot distinguish between alignment and cross-talk problems. The Barcelona group developed a test bench with a unique fibre able to move in front of the Ma-PMT glass window, which was well suited for a dedicated cross-talk study. We contributed in a close collaboration to improve their mechanical system to get robust and reproducible results. As detailed in [130], the measurements at Barcelona confirmed for most of the tubes that the cross-talk values were far beyond the specifications. The rejection criteria were hence defined from the Clermont test bench results as indicated by the hatched region in the figure 8.44.

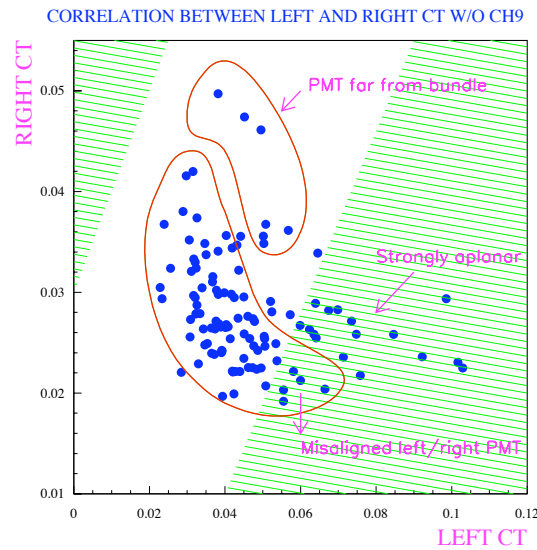


FIG. 8.44 – Distribution of the average Left and Right cross-talk for the 100 production tubes. Hatched regions define the rejection of the tubes.

The figure 8.45 shows a typical result obtained for the Ma-PMT ZA2269. The upper left plot displays the distribution of the fraction of light seen on the left of the flashed pixel (56 channels) and exhibits abnormally high values of cross-talk. This is an unambiguous observation that the left lines aimed at focusing photoelectrons at first dynodes are dysfunctioning.

All in all, 14 tubes out of the 100 (actually 21 when including the SPD) were rejected in reason of abnormally high cross-talk values. The specification was redefined and the tubes were rejected on the basis of the Clermont test bench measurements, as agreed with the manufacturer.

⁵The right direction is defined by the vacuum pin when the Ma-PMT is looked at from its glass window.

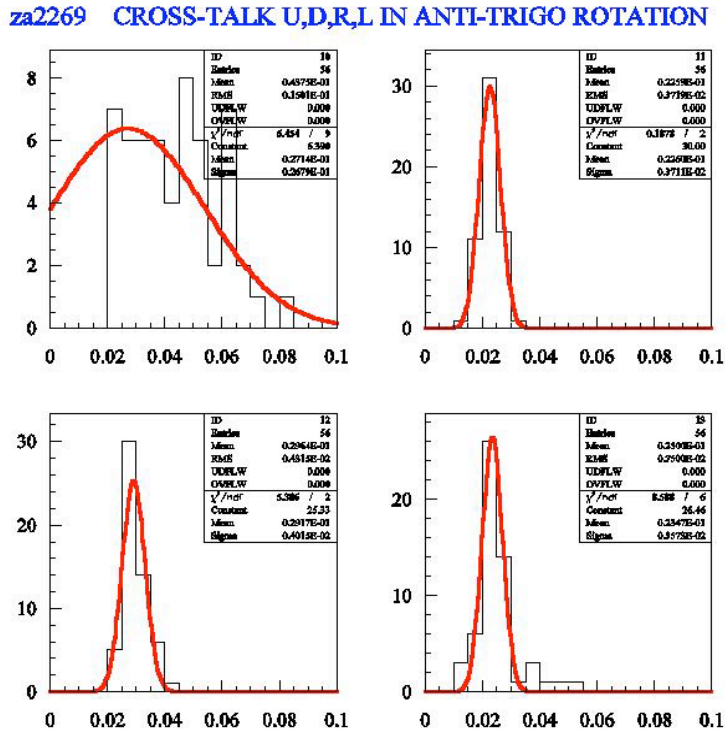


FIG. 8.45 – Distributions in the four directions of the cross-talk for the Ma-PMT ZA2269.

The 14 tubes were replaced, two showed large values of cross-talk, consistent with the observed rate. The processus converged at the next iteration !

8.7 The tubes : a conclusion

The SPD and the Preshower are equipped with 64-anodes photomultipliers produced by the Hamamatsu company and have been thoroughly studied from the years 2002 to 2006. These apparata are well suited to cope with the scintillating light produced in our detectors, as demonstrated in a dedicated test bench. The tubes have eight amplification stages and the voltages are distributed with a custom circuit, aimed at optimizing the collection efficiency at the first dynode and the linearity of the response. The choice of the eight stages device is governed by the operation gain of the tubes, defined at few 10^{-3} to limit the DC current and hence avoid a prematured ageing of the apparatus in the expected LHC experimental conditions. This decision was supported by campaigns of ageing measurements.

Measurements of the response of the tubes in magnetic field have been conducted and revealed unexpected weaknesses of the photodetector. It led to modifications of the mechanical design of the detector aimed at shielding properly the tubes in the experiment.

Eventually, a mass production test bench has been settled up to automatize the necessary measurements for qualification and acceptance of the tubes. Most of the rejected tubes showed high values of cross-talk between the channels. One tube was further rejected due to a too low gain. 85% of the tubes that were sent by the manufacturer have been accepted. The others were replaced.

This work was performed in a close collaboration with our colleagues from the Barcelona group and frequent as well as fruitful interactions with the manufacturer. We tried as much as possible to share the tools and the expertises. A document of more than 100 slides summarizing

the achievements of the Clermont production test bench was given to the manufacturer.

Chapitre 9

The electronics

9.1 The Very Front-End Electronics : a mixed analog/digital shaper of the LHCb preshower

The dynamical range of the Preshower is driven by the two-fold detector tasks : the trigger and the correction to the ECAL electromagnetic energy measurement. Part of the calorimeter L0 trigger system, the preshower is used in accordance with ECAL and SPD to select high transverse energy electrons and photons. The energy threshold (envisaged so far) to select electromagnetic clusters is 10 times the energy deposit of a MIP as can be guessed from the figure 7.4. It has to be defined with a precision of 5 %. This constraint defines the lower range of the dynamics. In addition, one wants to correct the ECAL electromagnetic energy measurement, yielding 100 MIPs energy deposits as the upper range of the dynamics. As a consequence, the energies of the Preshower are coded on 10 bits¹. In addition, MIP particles are used for the absolute calibration of the detector and hence shall be well above the noise, a requirement which is nicely met with this dynamical range.

The main challenge of the VFE read out electronics is hence to handle small signals and cope with highly fluctuating pulse shape caused by small number of photoelectrons. The figure 9.1 shows oscilloscope capture of some typical responses of a scintillating cell read out by a MaPMT to cosmic muons. The signal is subjected to high statistical fluctuations of the photoelectron collection, the average number of photoelectrons being about 25 (depending upon the cell geometry described in Section 7). In addition, the signal lasts for more than 25 ns and those features prevent a classical shaping to be used. Though the signal lasts for more than a bunch crossing, the fraction of the energy recorded in bunch crossing of the particle is measured to be on average 85 % and reproducible. While the shape of the signal is erratic, its integrand is not. The solution which has then been adopted consists in the use of two interleaved fast integrators, one being integrating while the other is digitally reset. One detector channel corresponds therefore to two VFE half-channels. Integrating the photodetector charge for 25 ns (almost no dead time) each 25 ns is the feat of strength realized by this chip. All along the development phase, a consistent approach was adopted : the design is fully differential in order to minimize the noises and is based on the AMS 0.8 μm BiCMOS technology. A significant change in the design of the chips occurred once we demonstrated that the tubes could not be operated at the initial gain.

The design of the chips followed some general requirements :

- the electronics gain must be $25\text{ k}\Omega$ to meet the average anode current of the MaPMT. The first stage is a current conveyor.
- The digital reset of the half channels must allow to get negligible variations of the pedestal

¹Actually a 9 bits dynamics would make the job ; the supplementary bit might be seen as a safety to prevent further imprecisions in the chain. Moreover, such a precision is not necessary for high energy deposit and one will set a progressive precision in the front-end electronics.

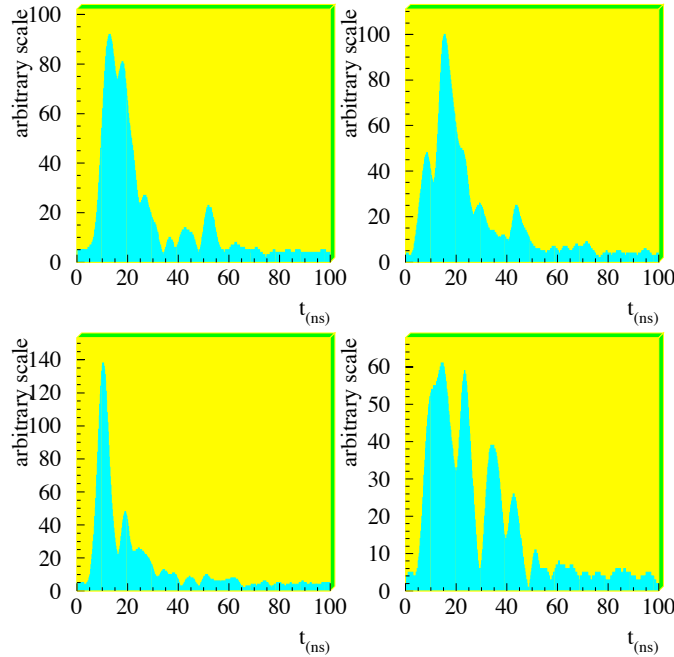


FIG. 9.1 – *Some typical shape of cosmic events recorded with a Preshower cell.*

error ².

- The power consumption was limited to 100 mW/channel; the supply voltage is ± 2.75 V to match the foundry specifications.
- 27 m long Ethernet cables are used to transmit the integrated signal of the 6016 channels to the Front-End boards. The cables have to be adapted at both ends.

The design and the elements of the chip are described in details in the Appendix B. Let's give uniquely here the overview of the building blocks of one channel of the VFE chip, given in the figure 9.2 and the response of a VFE channel to a charge signal, represented in the figure 9.3.

9.2 The Front-End Electronics

The Front-End part of the preshower electronics handles the following tasks :

- A synchronization signal is provided to the very Front-End.
- The analog signals from the very Front-End are digitized and processed in order to produce the preshower data.
- The PS trigger data are computed.
- The SPD data are collected.
- The SPDmultiplicity is determined.
- The Front-End receives at 40 MHz, from ECAL cards, the two addresses of the ECAL candidates in the corresponding boards and the response of the PS and SPD are produced.
- PS and SPD data are sent synchronously at 40 MHz to the ECAL validation boards for the trigger purpose.
- The needed data are stored while waiting for Level-0 trigger signals (DAQ).

²The worst case, and hence what has been considered to meet the requirements, corresponds to the reset after a maximal signal

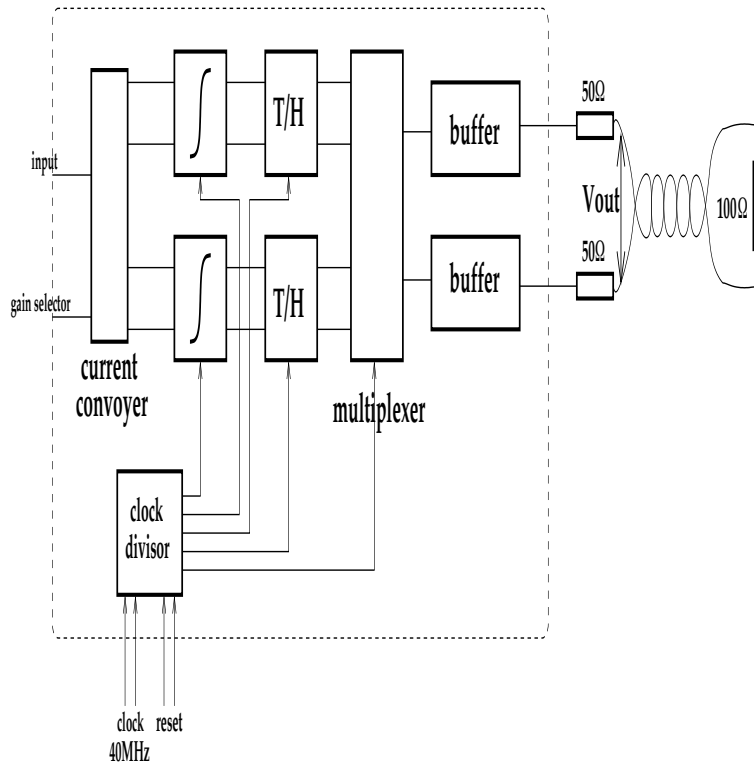


FIG. 9.2 – Sketch of the building blocks of one VFE channel.

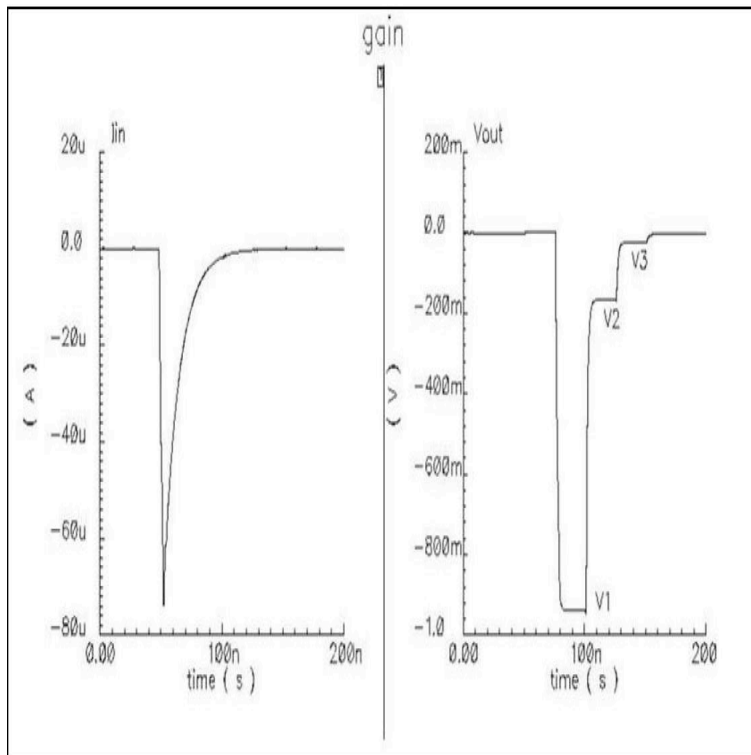


FIG. 9.3 – Response of a VFE channel to an input charge signal.

All these functionalities are implemented in the Front-End electronics board without any dead time thanks to a fully synchronous pipe-lined architecture. The elements of the front-end electronics will be reviewed in this chapter, with a special emphasis on The Programmable Gate Arrays (PGA) which realize most of the tasks assigned to these electronics.

9.2.1 General overview

A PS/SPD Front-End board, which photograph is shown in the figure 9.5, handles the 64 preshower data read-out with a VFE board as well as the 64 SPD binary data. The raw data dynamical range corresponds to 10 bits, the energy being coded from 0.1 MIP (1 ADC count) to 100 MIPs, as discussed above. The figure 9.4 shows the general overview of the board. Its general architecture is close to the ECAL/HCAL boards [131] with five major components :

1. The analog block, which consists in a 10-bit 40 MHz differential ADC, receives the 64 analog PS data from the corresponding Very-Front-End board and digitizes them.
2. The processing block is made of eight identical asics, which will be denoted Fe_PGA in the following, and each Fe_PGA is in charge of processing eight PS and SPD channels. Every 25 ns, three corrections are applied to the digitized data : the pedestal subtraction, the gain adjustment and the pile-up correction ³. Once these corrections are applied, the 10-bit data are coded into a 8-bit floating format to save ressources into the Fe_PGA.

A trigger bit is further produced for each channel by comparing the corrected data to a given threshold. The eight SPD bits are accordingly received and transmitted to a PGA dedicated to the trigger purpose, which will be described in the next item. PS and SPD data (PS energy and PS/SPD trigger bits) are then packed by groups of two channels and stored while waiting for Level-0 accept signal. Two blocks of memory per two channels are used in each Fe_PGA for the Level-0 pipeline and derandomiser.

The Fe_PGA is calculation intensive. The accelerator technology from the ACTEL company (antifuse AX1000) was found to be the good candidate to meet the requirements.

3. The trigger block is realized in a unique PGA, denoted in the following TRIG_PGA. It handles the processing of PS and SPD trigger bits data for the production of the Level-0 information. The TRIG_PGA technology is the APA450 serie of the ACTEL ProASIC plus Flash based FPGA family. The trigger block is a critical device dealing with a lot inputs/outputs and hence dictated the choice of a reprogrammable PGA.
4. The Seq_PGA is in charge of the global control of the card and is aimed at building the data block after a positive L0 decision (L0-Yes) and sending it to the CROC. It also issues control and synchronisation signals for the other 8 FE-PGA, and the TRIG-PGA.
5. The Glue_PGA contains a part of the functionalities of a SPECS slave and supervises the ECS transmission and readout of control constants. It is also used to read the data contents of the spying rams.

The last two blocks, Seq_PGA and Glue_PGA, are identical to the one of the ECAL/HCAL Front-End electronics and are described with great details in [131]. They are reprogrammable devices, from the APA300 and APA150 series of the ACTEL ProASIC plus Flash based FPGA family, respectively. The schematic of PS and SPD data processing inside a PS/SPD FE card is given in Figure 9.6.

Fe_PGA and TRIG_PGA devices will be described in the following subsections. It is mandatory, since we are discussing a fully synchronous electronics, to first detail the clocktree of this board.

³About 15% of the signal collected during the 25 ns after a bunch crossing $BCID_n$ arrives during the next 25 ns of $BCID_{n+1}$. Consequently the measured energy in $BCID_{n+1}$ is corrected for a fraction (denoted α) of the energy measured in $BCID_n$.

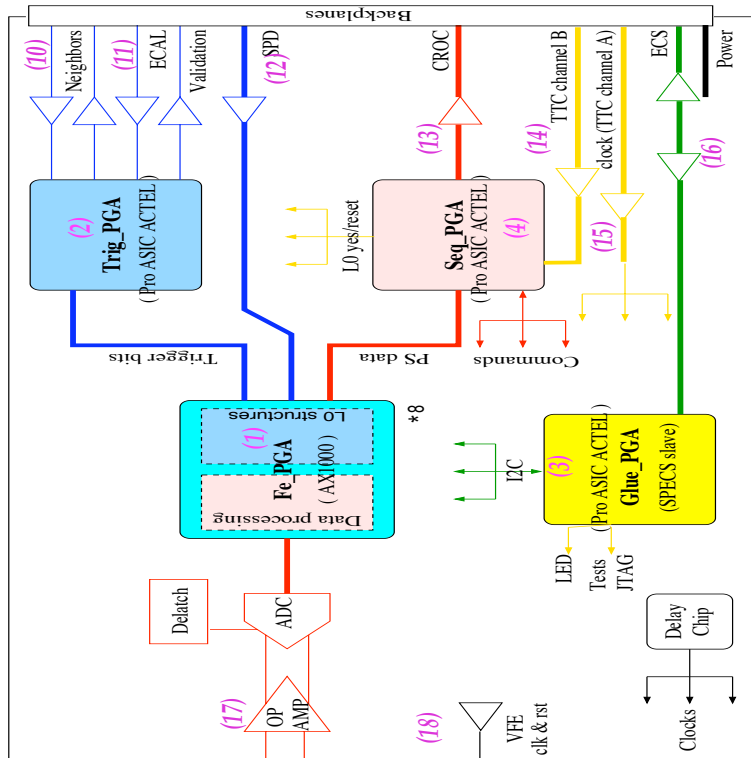


FIG. 9.4 – Sketch of the building blocks of one VFE channel.

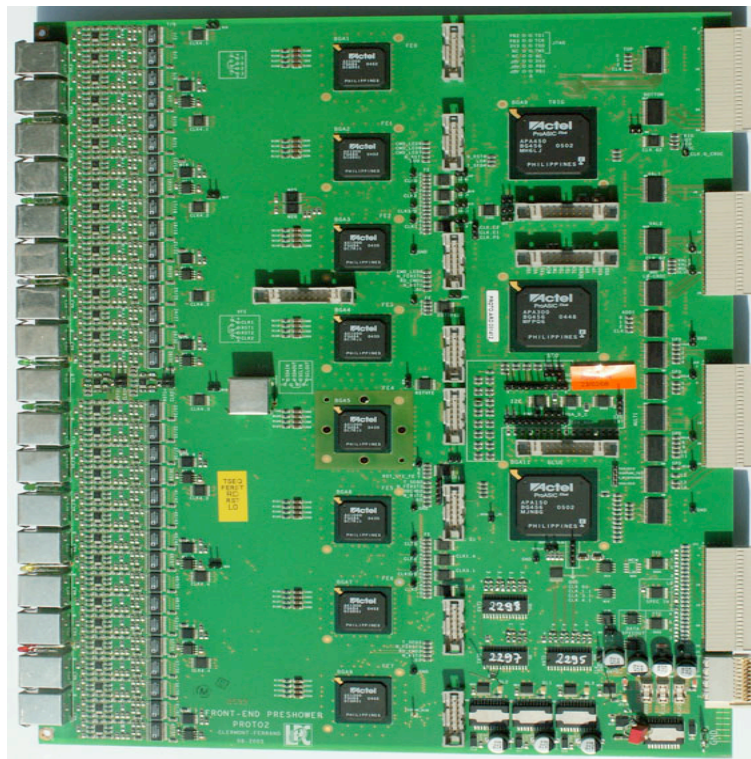


FIG. 9.5 – The PS/SPD Front-End board prototype

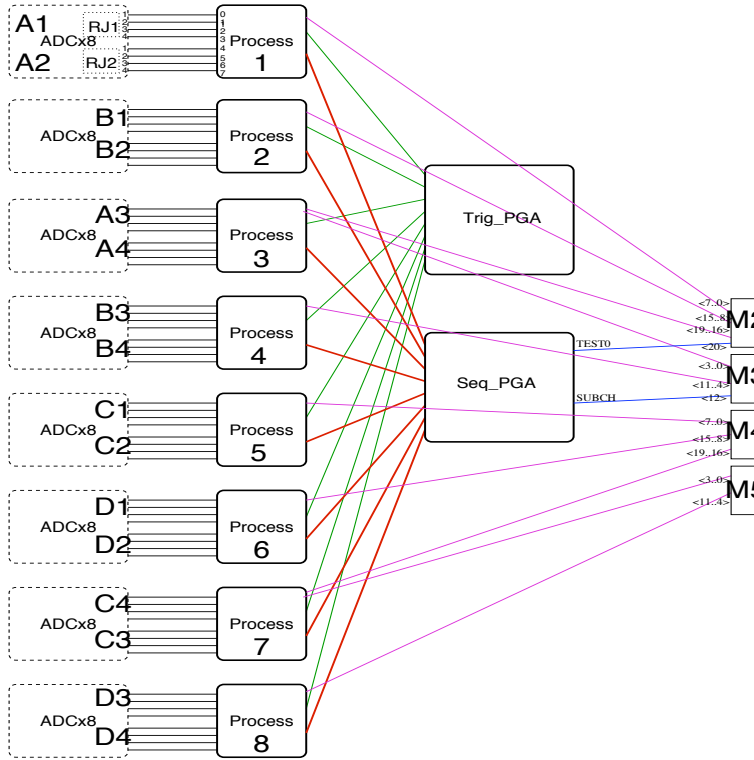


FIG. 9.6 – Schematic of PS and SPD data processing inside a PS FE card. U_i ($U \in \{A, B, C, D\}$; $i \in \{1, 2, 3, 4\}$) is the name of the RJ45/chip PS VFE channel connected to the FE-FGA. M_i ($i \in \{1, 2, 3, 4\}$) are the deserialisers for SPD data

9.3 Clock Distribution

9.3.1 Clock signals

The whole front-end electronics is synchronously clocked by a unique LHC frequency clock distributed through the crate backplane from the crate controller (CROC) in an isochronous way such that all the root clocks have the same phase at the input of each FEB. Many external systems send data to the FE board (FEB). The incoming data are not supposed to be phase aligned with the FEB root clock since they depend on the particles time of flight, the cable lengths, the TTC distribution, the serializer/deserializer chipsets *etc* They have therefore to be phase-aligned to the FEB root clock and hence, local phased 40 MHz clocks are generated on the FEB. Local phased clock are produced thanks to Delay Chips, giving a phase selection which ranges from 0 to 24 ns adjustable by 1 ns steps; they are designed by the Laboratoire de l'Accélérateur Linéaire. With the same clock input, a Delay Chip generates 4 independent phased clock channels allowing also their use as clock fanning circuits for some branches of the clock distribution tree on the board.

On the FEB, the clock tree is also based on multidrop LVDS signaling. Electrical levels are converted from differential CMOS to LVDS close to the Delay Chips outputs and from LVDS to LVTTTL close to the FEB components clock inputs.

9.3.2 Clock domains

One clock domain is considered for each data input corresponding to a distant system, *i.e.* not in the same crate. Data coming from a board hosted into the same crate is clocked directly by the root clock, input and output registers are implemented into the relevant components

(PGAs) aiming at minimizing buffers propagation delay (typically 4 to 5 ns with high slew rate, pad register mapping and highest output buffer current options enabled for an ACCELERATOR PGA).

9.3.2.1 VFE and ADC clock domains

Following a collision, the VFE electronics integrates the PMT signals by 25 ns time slices. The clock controlling the start of integration time is generated on the FEB and sent through a 27 meters long cable to the VFE electronics with a given phase ϕ_{VFE} , to be adjusted in order to align all the boards, taking into account the optical fibres length differences. This is implemented using 2 delay chip channels generating two clocks ϕ_{VFE1} and ϕ_{VFE2} each feeding half a VFE board.

The VFE signals are sampled by the 64 ADCs on the FEB. The ADC clock has a phase ϕ_{ADC} . The falling edge samples the analogue data while the rising edge is used to refresh the ADC digital output. This is implemented using a full delay chip which delivers four phases ϕ_{ADC1} , ϕ_{ADC2} , ϕ_{ADC3} and ϕ_{ADC4} . These 4 phases should be the same and each feeds 16 ADCs through a multidrop LVDS fan-out tree. Moreover the phase difference $\phi_{VFE} - \phi_{ADC}$ must be a constant in order to sample the analogue data at the same location in the plateau.

The digitized signals are sent to 8 PGAs (FE_PGA) where they are sampled a very first time with a clock phase ϕ_{FE} and then a second time with the FEB root clock. After this sampling, the detector data are fully synchronous with the FEB root clock domain. ϕ_{FE} is implemented using a single delay chip channel and a multidrop LVDS fan out tree to feed 8 FE_PGAs.

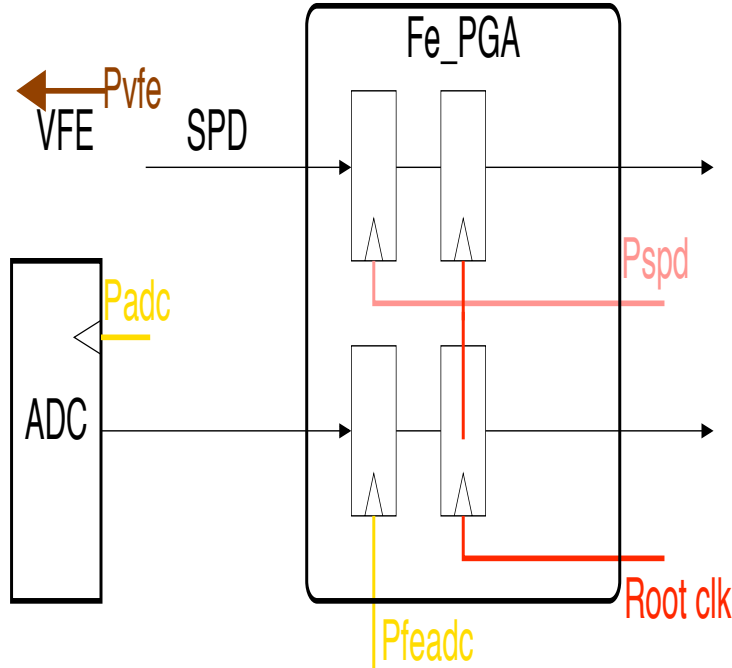


FIG. 9.7 – Sketch of the FE clock domain.

The SPD digital signals (64 bits) are received by three LVDS deserializer (DS90CR216). Deserialized data are sent to FE_PGAs (8 bits per FE_PGA) where they are sampled with a phase ϕ_{SPD} , following the same technique as Preshower ADC data. This phase accounts in particular for the SPD clock cable length differences. ϕ_{SPD} is implemented using a single delay

chip channel and a multidrop LVDS fan out tree to feed 8 FE_PGAs.

All these clock distributions are sketched in figure 9.7.

9.3.2.2 ECAL and PS neighbours clock domain

As indicated in the figure 9.8, the same implementation is used for data sent by two ECAL FEB but with ϕ_{ECAL1} and ϕ_{ECAL2} (one delay chip channel each). ECAL data are sampled into the TRIG_PGA used for trigger algorithm. The same structure is employed for the PS top neighbours (one single phase ϕ_{PS}), sent by a TRIG_PGA on a first FEB and received by another TRIG_PGA on a second FEB by means of DS90CR215/6 serializer/deserializer chipsets.

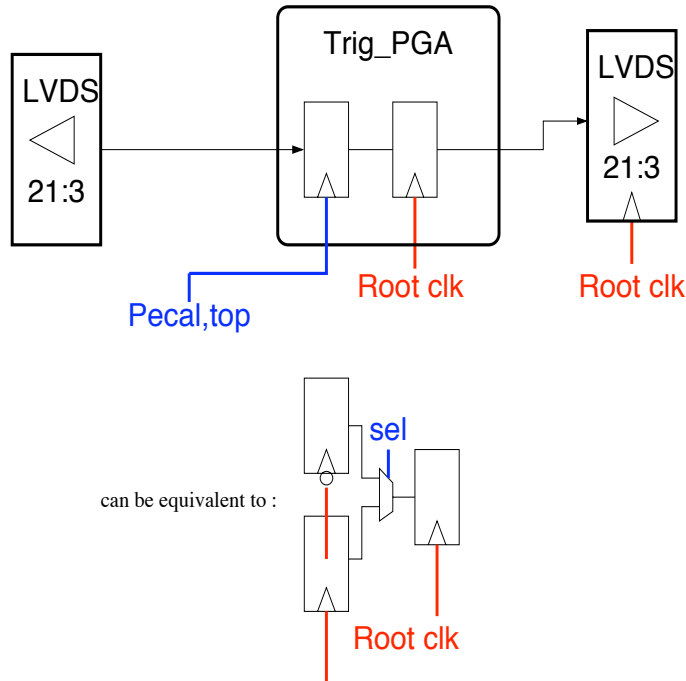


FIG. 9.8 – Sketch of the TRIG_PGA clock domain.

9.3.3 Fe_PGA

Several corrections are applied to the signal after digitization : the electronics offset (pedestal) subtraction, the subtraction of the estimated remnant from the previous 25 ns cycle (“ α correction”) and the channel-to-channel dispersion of the gains. The overall view of the data processing path is shown in fig 9.9.

9.3.3.1 Offset correction

As mentioned in Section 9.1, the electronics offsets of the two half-channels have different values. Eventually, it means that more than 12000 pedestals must be corrected. The spread (and the value) of the offsets was measured on the three series of production chips and the results are given in table 9.1.

The offset correction in the Fe_PGA is therefore coded on 8 bits allowing a pedestal correction up to 255 LSB.

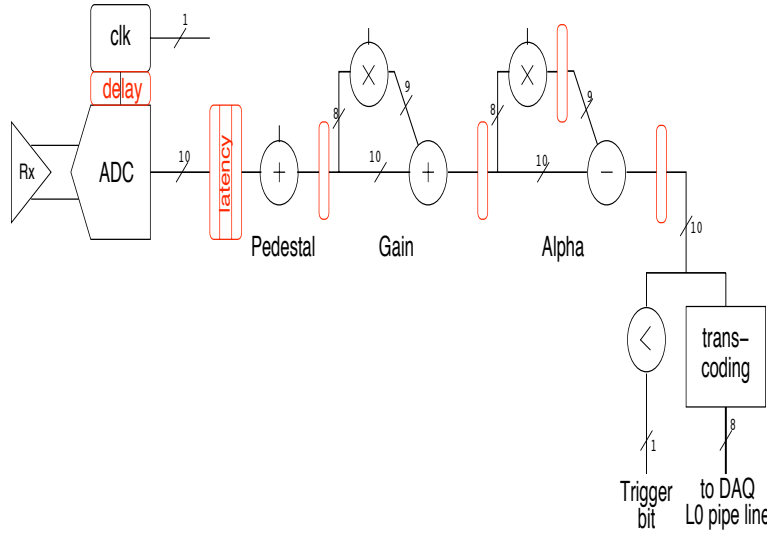


FIG. 9.9 – The Fe_PGA data processing.

low gain offset (mV)	32	33	37
high gain offset (mV)	55	54	58

TAB. 9.1 – Offsets spread for the three series of the production chips. Only chips with an offset less than 100 mV on high gain and more than 85 mV on low gain were accepted.

9.3.4 Gain correction

The correction for the gain difference from channel-to-channel (detector, tube, VFE) is implemented such that only unsigned operations are performed. The lowest gain channel is assigned a relative gain of 1 and the gain is coded as :

$$G = 1 + \epsilon, \quad 0 < \epsilon < 1, \quad (9.1)$$

where ϵ is an unsigned 8 bits number. Let's note D_r and D the raw and corrected data, respectively. The correction reads as :

$$D = D_r + \epsilon \cdot D_r. \quad (9.2)$$

Since ϵ is small, it is not necessary to preserve all the 10 bits precision of D_r for the $\epsilon \cdot D_r$ multiplication. A 8×9 multiplier was chosen, leading to a maximum error of 1 LSB on D . The precision is therefore better than 1 % at full scale.

9.3.5 Event overlap correction

α , defined as the fraction between the remnant from the previous 25 ns cycle and the integrated charge in that previous 25 ns sample, was measured in the testbeam campaigns for MIPs and 15 different 12×12 PRS cells (see fig. 9.10). It was estimated that for these cell types, α is on average 0.15 and a range of 0 to 0.5 would cover any cell-to-cell dispersions. For smaller PRS cells, α is expected to decrease, as the length of the WLS fibres in the scintillating tile is smaller.

Let's define D^n as the corrected data and D_r^n the raw data in sample n , the correction is implemented such as :

$$D^n = D_r^n - \alpha \cdot D_r^{n-1}, \quad \text{with } 0 < \alpha < 0.5. \quad (9.3)$$

α is hence coded as an unsigned 8 bits value yielding an accuracy of 1/512 LSB. The underflows are detected in the case of $D_r^{n-1} \gg D_r^n$ and D^n is then set to 0.

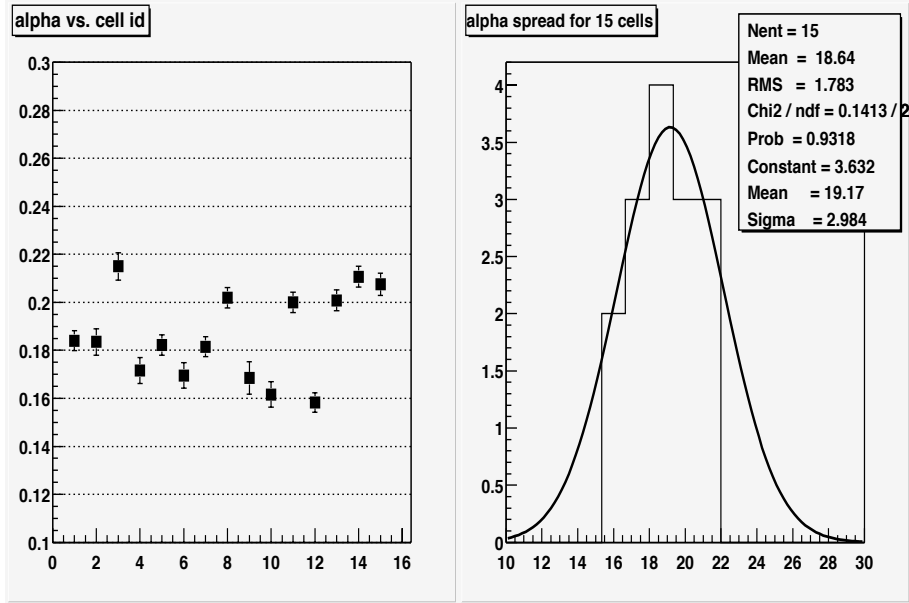


FIG. 9.10 – Variation of α from cell to cell, for outer module cells.

9.3.6 Trigger bit calculation and SPD data collection.

After gain correction and pedestal and α subtraction, the trigger bits are computed by comparing the data with a predefined 8 bits trigger threshold. Noisy or defective channels are masked using a programmable 8 bits channel mask which applies also on SPD data.

9.3.7 Data transcoding

The last operation which is performed by the Fe_PGA is the transcoding of the 10-bit data into 8-bit data, according to the algorithm described in Table 9.2. Conversely, the 8-bit DAQ data have to be corrected into the Tell1 boards in order to retrieve the original values according to Table 9.3. The transcoding algorithm depends on the signal value, in order to ensure a constant relative precision over the full data range.

	$d_{10} \leq 128$	$128 \leq d_{10} \leq 256$	$256 \leq d_{10} \leq 512$	$512 \leq d_{10}$
d_8	d_{10}	$128 + \frac{d_{10} - 128}{2}$	$192 + \frac{d_{10} - 256}{8}$	$224 + \frac{d_{10} - 512}{16}$

TAB. 9.2 – The conversion from raw to transcoded data. d_{10} is the 10-bits original data value, whereas the d_8 is the transcoded value.

	$d_8 \leq 128$	$128 \leq d_{10} \leq 192$	$192 \leq d_{10} \leq 224$	$512 \leq d_{10}$
d_{10}	d_8	$2 \cdot d_8 - 128$	$8 \cdot d_8 - 1280$	$16 \cdot d_8 - 3072$

TAB. 9.3 – Inverse transcoding algorithm

9.3.8 Data transmission to the Seq_PGA - L0Seq block

Two independent pipelines for PS and SPD data are used for synchronisation and the SPD bits and the PS trigger bits are subsequently added to the 8-bit PS data. These data are sent to the L0Seq functional block (see the figure 9.11) and mirrored towards a spy RAM. The

L0Seq block is a simple copy ⁴ of the block which equips ECAL and HCAL boards. It serializes the 8 channels PS/SPD data into 4x21 bits with the format described in the figure 9.12 and eventually send these words to the Seq_PGA, which stores the data and transmits them to the CROC for any L0-Yes request.

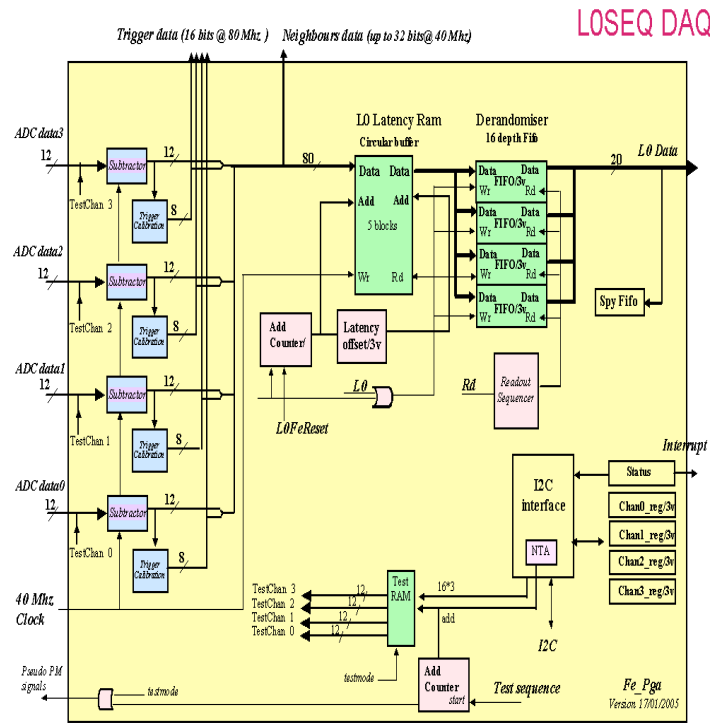


FIG. 9.11 – Block diagram for L0Seq.

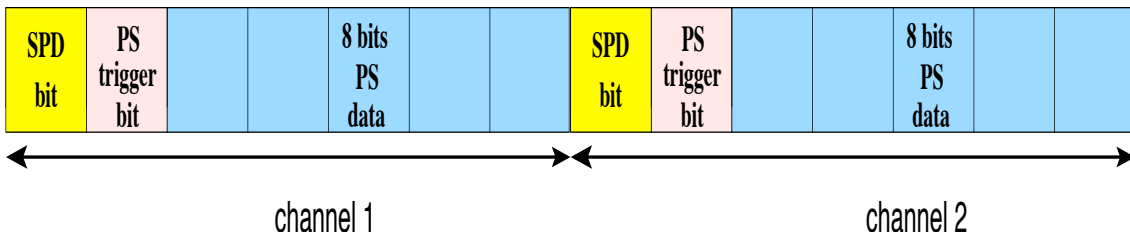


FIG. 9.12 – PS-SPD data format. The 21st bit (giving the parity of the bunch crossing) is not represented in this scheme.

The synchronisation of the PRS data with the L0 signal emitted by the ODIN board is obtained by adjusting a 256-depth pipeline, controlled by a programmable parameter, experimentally tuned with cosmic events to be 135 LHC bunch crossings.

9.3.9 Channel mapping

Two channel mappings are implemented in the Fe_PGA in order to handle the two detector configurations : top and bottom. A programmable parameter allows to switch between the two schemes, for which the channel correspondence is given in the Table 9.4.

⁴Actually translated from Verylog to Vhdl languages.

VFE channel (FE input channel)	0	1	2	3	4	5	6	7
FE output channel, top configuration	1	5	7	3	0	4	6	2
FE output channel, bottom configuration	6	2	0	4	7	3	1	5

TAB. 9.4 – VFE-FE 8-channels mapping for the two detector configurations, top and bottom.

9.3.10 Injection and acquisition RAMs

Digital data can be injected using an a programmable injection RAM (with a depth of 256 cycles) bypassing the ADC data, aimed at testing, debugging and commissioning the front-end electronics. Many features are implemented. The data can be injected either in burst mode (with a 40 MHz frequency) or with a frequency defined by the external L0 signals, as well as a continuous injection in non-synchronised mode.

It was also very convenient to embed a spying acquisition (again a 256 cycles deep RAM) in addition to the L0Seq block. It was extensively used in the about hundred processes defined for the qualification of the production [132] as well as in the first phase of the detector commissioning.

9.3.11 Protections against SEU and SEL events

Front-End electronics lives on the calorimeter platform and hence is subject to radiations. The data processing part is not protected against SEU as the data flow constantly refreshes the electronic equipotentials. Nevertheless, the static registers must be protected against SEUs. For that, two structures were used : triple voting registers for the Fe_PGA control register and hamming self-correcting code for the data processing parameters. Triple voting register consists in a triple copy of the same data, followed by the selection of the uncorrupted data by a majority vote. The hamming code introduces some redundancy bits allowing 1 error (1 flipped bit) correction and, in the case of an extended hamming code, 2 errors detection (for an hamming distance of 3).

9.4 The Trigger Path

As previously written in the introductory section, the FE board handles 64 PS and SPD data for both the general read-out of the experiment (DAQ path) and the level 0 trigger of the experiment. In the latter case, the elementary object is a trigger bit for each PS channel ; it is computed in the Fe_PGA by comparing the ADC value to a given threshold aimed at selecting electron and photon responses in the detector. Though the value of the threshold is not frozen yet, the typical relevant cut lies in the range from 5 to 15 MIPs [133]. It has to be noticed that the comparison to the threshold is performed before the transcoding of the ADC data from 10 bits to 8 bits. Correspondingly, a trigger bit for the projective SPD channel, computed in the SPD VFE board, is transmitted to the Fe_PGA.

In order to build the calorimeter L0 information, all the calorimeter sub-detectors responses must be combined, as mentionned in the Section 6.2. The Figure 9.13 displays the overall scheme and the links between the subdetectors electronics.

Let's precise here the sequence of the operations relevant for the PS FE Board. The PS FE Board is seen by the trigger system as a 2×32 channels (*i.e* half-boards), each receiving its own ECAL information. The maximum ECAL cell response is searched for in each block of 32 channels (corresponding to one ECAL FE Board). Then, the ECAL address thus determined is sent to the corresponding PS FE Board and the trigger bits of the two correponding PS and SPD cells are sent to the validation board as well as their neighbour cells in order to categorize the nature (electromagnetic or not) of the ECAL cluster. At the border of the 32 blocks, the neighbour cells belong to another board. As a consequence the PS FE Board receives also the

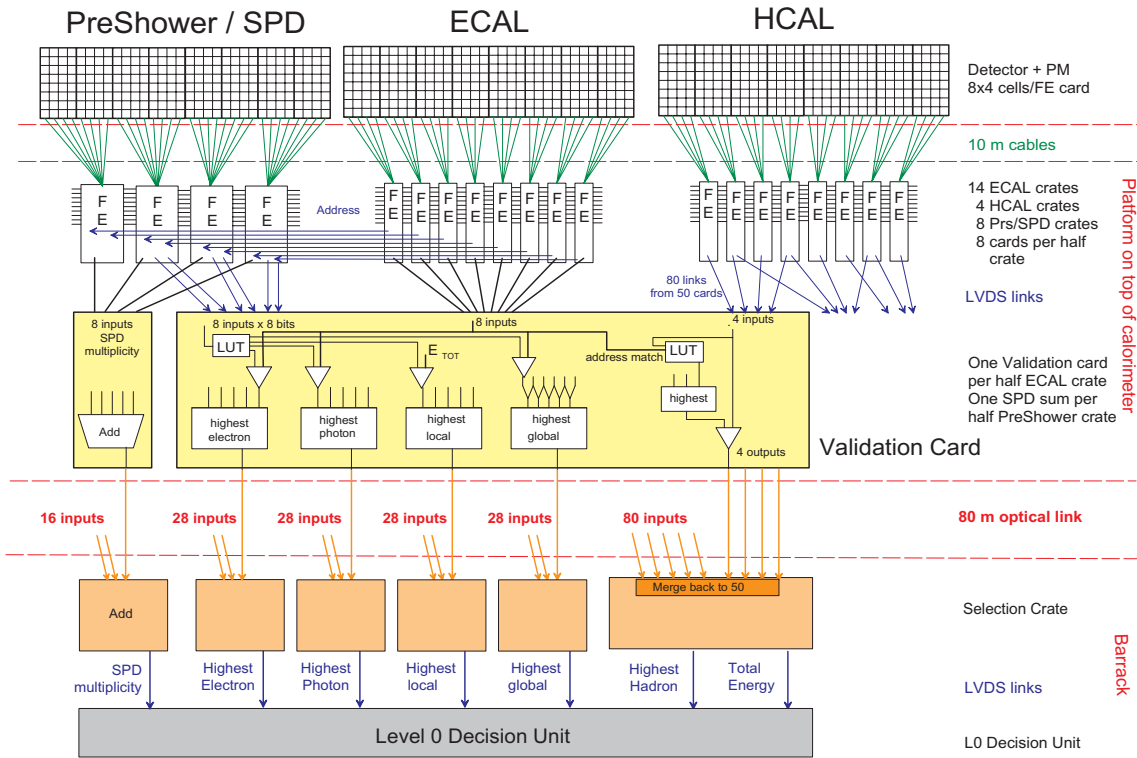


FIG. 9.13 – Overall view of the trigger calorimeter system.

information of other FE cards and reciprocally sends the border trigger bits to its neighbour card. The combination of the calorimeter trigger information is performed within the validation board.

In addition to the largest transverse energy clusters, the calorimeter trigger information provides the hit multiplicity within the SPD detector. This multiplicity is computed within each PS FE board from the trigger bits determined in the SPD VFE board. The addition of the 64 trigger bits is sent to a dedicated board (SPD Multiplicity Board) in charge of summing the results of all the 64-channels blocks.

All these functionalities are implemented into a reprogrammable ASIC product from AC-TEL (APA 450).

9.4.1 Inputs and Outputs of the TRIG-PGA

It is first necessary to give the definitions related to how the one hundred boards are grouped and mapped in the electronics racks. Each PS FE Board receives 64 bits of SPD data (1 bit per channel) from the backplane. In order to simplify the connectivity, there is a one-to-one correspondance of the channels between a SPD VFE Board and PS FE Board. Two ECAL FE Boards are connected to one PS FE Board. The PS Board is therefore divided, from the trigger point of view, into two half-boards of 32 cells (8×4 cluster). One PS FE half-board corresponds to one ECAL FE Board.

Each ECAL FE Board is sending to the corresponding PS FE half-board the BCID and the address (coded with 5 bits) which identifies the ECAL channel with the maximal transverse energy out of the 32 channels of a board. It actually figures a 2×2 cluster as represented in the figure 9.14. The (x,y) coordinates are the transverse coordinates (horizontal and vertical, respectively) of the frame of the LHCb experiment.

Then the PS FE Board must send to the appropriate validation board the trigger data of the

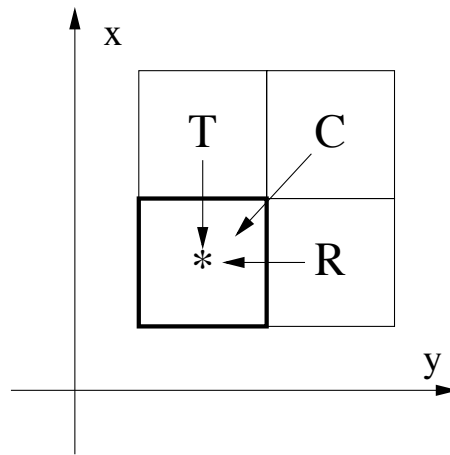


FIG. 9.14 – How a Region Of Interest (ROI) cluster is defined.

addressed cell and of three of its neighbours, according to the definition given in the figure 9.14. The same information is transmitted for PS and SPD, resulting in sending 8 bits for each ECAL address.

When a cell at the border of a card is involved, the Region Of Interest (ROI) cluster produced by the TRIG_PGA requires the information of other PS FE Boards (can be three at maximum when a corner cell is considered). Because of the granularity change in the detector, the neighbours from a different region of the detector cannot be defined and are consequently set to '0'. This is also the case for the empty channels of a partially instrumented FE Board (outer and inner regions).

The figure 9.15 summarizes the relationship (mapping) between the detector and the FE electronics and shows how the boards are plugged into the crates. Each square (left part) corresponds to one Multi-anode Photomultiplier and hence one 64 channels FE Board.

The figures 9.16 and 9.17 show the way the PS FE board is receiving the information from its neighbours and the way the cells are addressed, respectively.

Correlatively, each PS FE Board, when it's tagged *Right* or *Top*, must send its information by the backplane or by cables, respectively.

There are two other outputs for each FE Board, previously evoked in the introduction of the section. Firstly, the result of the search for the three neighbours must be sent to the adequate ECAL validation board. This is realised thanks to a dedicated point to point bus on the backplane (serial LVDS). Secondly, the SPD multiplicity computation (7 bits) is sent to the SPD control Board, through a point to point bus on the backplane, analogously to the neighbours.

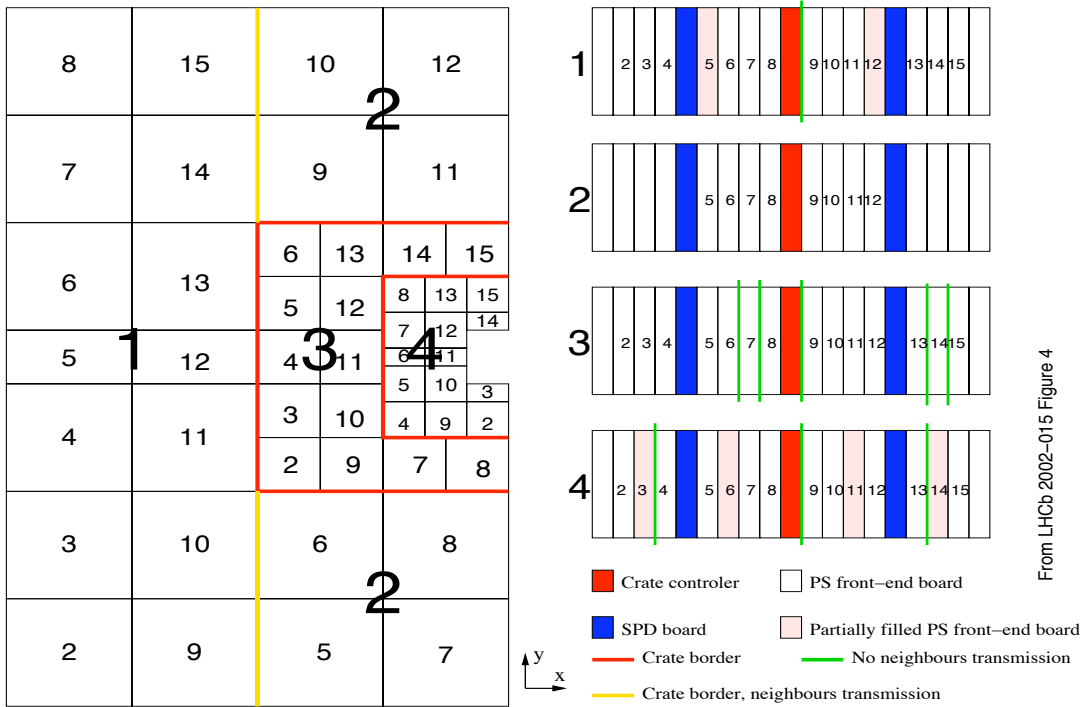
The Figure 9.18 shows the internal architecture of the TRIG_PGA chip and displays its inputs and outputs.

9.4.2 Description of the algorithms

9.4.2.1 Search for the neighbours

The algorithm of the search for the 2×2 ROI was implicitly exposed throughout the lines of the previous subsection. Let's make clear in the following how it's practically implemented. The (devilish) details of the different mappings of interest according to the bottom and top regions of the detector can be found in [134]. There are actually two mappings of the detector. Two other geometries must be taken into account for the half-instrumented boards.

As an illustration, the figure 9.19 shows the PS cell corresponding to the ECAL address received by the board. In this configuration, the ROI is not strictly belonging to FE Board itself. A



From LHCb 2002-015 Figure 4

FIG. 9.15 – Sketch of one half of the detector displaying the inner, middle and outer regions of the PS. Each square corresponds to one Ma-PMT, i.e 64 detector channels. Four Boards (numbered 3, 6, 11 and 14) in the inner region (quoted 4) are half boards (32 channels). Also shown is the way the Boards are plugged in the crates.

typical answer, according to the right part of the figure 9.19, will then be 00010001 if only the corresponding SPD and PS channels were triggered. The initial ECAL address is also returned to the validation Board.

9.4.2.2 SPD Multiplicity

The SPD multiplicity computation solely consists in counting the number of bits set to "1" within the 64 SPD data transmitted from the SPD VFE Board to the PS FE Board. A number between 0 and 64 included (one word of 7 bits per FE Board) is then returned to the corresponding SPD control Board by means of a point to point bus on the backplane. A simple adder tree is providing the result. In order to reduce the size of the tree, the data are partially processed before. In details, for each set of 4 bits, a combinatorial logic function provides the number of bits set to "1" (3 bits). The associated electronics is synchronous and pipe-lined and the process takes one clock cycle.

A versatility of the system consists in the possibility of masking SPD trigger bits (*i.e* setting their values to 0). As for the PS trigger bits, it is made mandatory in the experiment operation, when a dysfunctionning detector channel returns always a signal. We used this feature in the LHC injection tests (TED runs) where the SPD multiplicity was used as the unique trigger to mask a badly timed board. Analogously to the Fe_PGAs, the TRIG_PGA (APA450) is configured by a set of control registers.

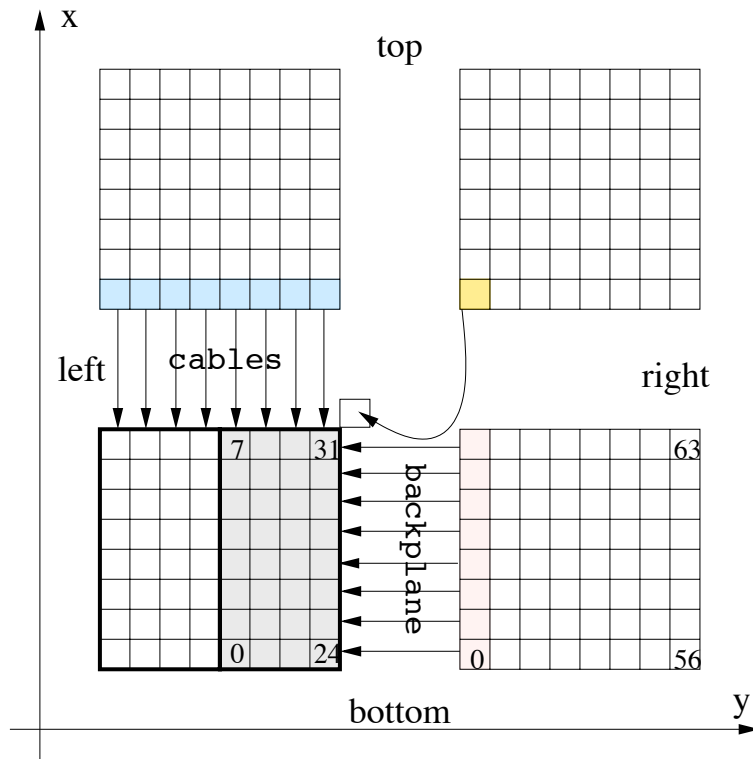


FIG. 9.16 – Relationships between all the boards potentially involved in the search for neighbours. The *Corner* information is transmitted to the *Right Board* through a cable, then sent to the *Left Board* through the backplane.

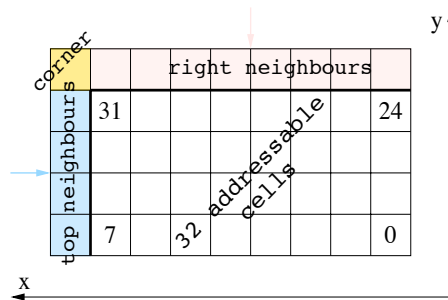


FIG. 9.17 – Definition of the addressable electronics channels within an half Board. One row corresponds to 1 Fe_PGA.

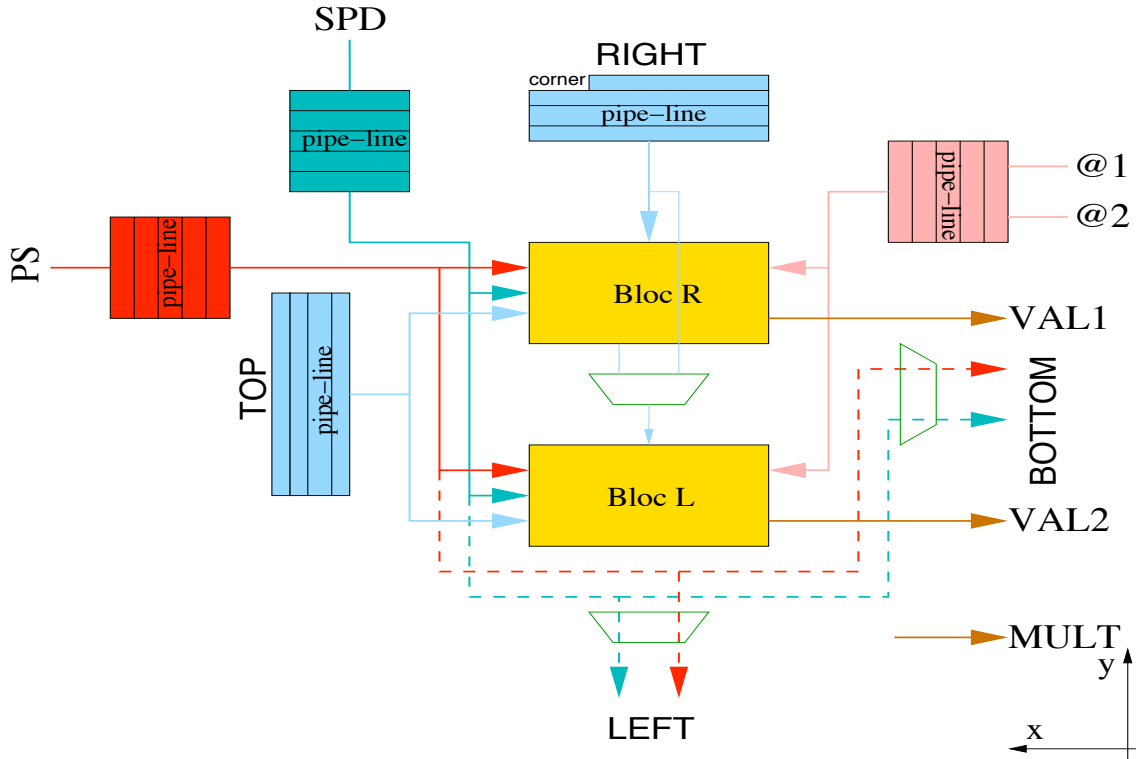


FIG. 9.18 – Internal architecture of the TRIG_PGA. 1 and 2 denote the ECAL addresses. VAL1 and VAL2 are the PS/SPD responses for the 2×2 corresponding ECAL cluster, sent to the validation board. MULT is the result of the SPD multiplicity computation to be sent to the SPD Control Board.

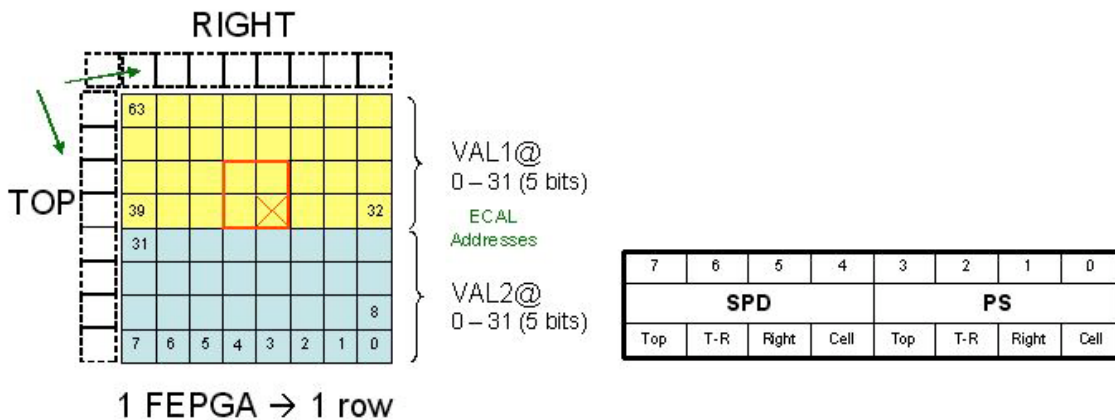


FIG. 9.19 – Left : The ECAL addresses received by the PS FE Board as well as the neighbour trigger bits. Right : the generic result of the search for the ROI.

9.4.2.3 Monitoring the TRIG_PGA and basic performance

For each PS FE board, it is possible to set the mapping type (Top or Bottom) and to set the half-card configuration. For this latter case, only the neighbours transmission is modified to take into account the four instrumented Fe_PGAs. In addition, some debug tools allow to take or not into account the Top and Right neighbours.

All input data can be injected by an injection RAM (52 bit width, 256 bit depth), divided in two parts : one for the ECAL addresses and BCID, the other for the Right and Bottom neighbour cells. Both can be injected independantly. The depth of this RAM can be adjusted and the injection can be made continuous by looping the injection RAM. Therefore, for the purposes of commissioning or qualification tests, it is possible to emulate a missing board in front of the PS FE board. As far as PS and SPD trigger bits are concerned, the injection is realised from Fe_PGAs. However, there exists the possibility within the TRIG_PGA to set all the SPD and PS trigger bits to 1 or 0.

A dedicated RAM acquisition (80 bits length, 256 bits depth) allows to check the inputs and the outputs of the algorithm processing. According to a bypass mode, PS and SPD data can be displayed. This mode is useful for checking the connectivity between Fe_PGAs and TRIG_PGA. As the trigger bits are acquired after the mapping process, the mapping conformity can be checked. The other entries (ECAL and neighbours) allows to test the integration of the devices plugged to TRIG_PGA inputs. If the process is not bypassed, the acquisition RAM can contain all results of the trigger algorithms : the neighbours result corresponding to the two ECAL addresses, the ECAL addresses themselves, the SPD multiplicity computation and the local PS BCID.

The TRIG_PGA has exactly the same injection and acquisition modes as Fe_PGAs : injection/acquisition running at the frequency of a trigger signal, injection/acquisition at the PS clock and started with a trigger signal, *etc*

A pipeline register is set for each input data of the TRIG_PGA. This feature is mandatory to synchronize all the companion calorimeter electronics boards. The ECAL supervisor must guarantee that the alignment of the both ECAL board data is correct. Similarly, the data time alignment between PS and SPD is performed at the level of the Fe_PGAs. The total processing time of the TRIG_PGA is 12 clock cycles⁵. The overall FE board time in the trigger path is 17 clock cycles, found to be at the limit of what the L0 trigger system was allowing.

Details on the operation and the tuning of the parameters of the TRIG_PGA will be given in the Section 10. Let me mention here some of the difficulties which were met in the design process of the TRIG_PGA related to the reprogrammable technology which has been chosen.

The tests of the TRIG_PGA actually started at the beginning of the year 2006. It was found convenient (and reasonable) to use a radiation-hard reprogrammable device (APA450) newly developed by the ACTEL company. Significant drawbacks, of which we were not aware at beginning, appeared all along the development phase, tentatively summarized in the following :

- The logical synthesis could not handle the amount of ressources initially foreseen : unacceptably large phase differences between both input and output data were observed. An effort of reduction of the code was made and resulted in minimizing the debugging features of the device. In particular, data injection RAMs were removed. Still, data patterns can be generated through internal RAMs of the Fe_PGAs but to the price of complicating the handling of the tests. Though (hopefully) optimally written, it was observed that the correct signal sampling phase range in the FPGA is much lower than what was achieved in the case of the Accelerator technology for instance.
- The consumption of any FPGA increases with the number of input bits flipping. We

⁵The main contribution is driven by the treatment of the corner cell which might come through 2 different boards.

have observed that above a given threshold, the TRIG_PGA was not operating properly. The detailed study is summarized in [135]. In particular, the number of cycles before the TRIG_PGA gets stuck diminishes with the increase of the input bit flip rate as indicated in the left plot of the figure 9.20 and the normal behaviour of the PGA is characterized by a maximal bit flip rate of about 20%. It was further checked that the critical value of 20% can be increased if the clock frequency is lowered as displayed in figure 9.20. Eventually, the cooling of the PGA improves significantly the threshold.

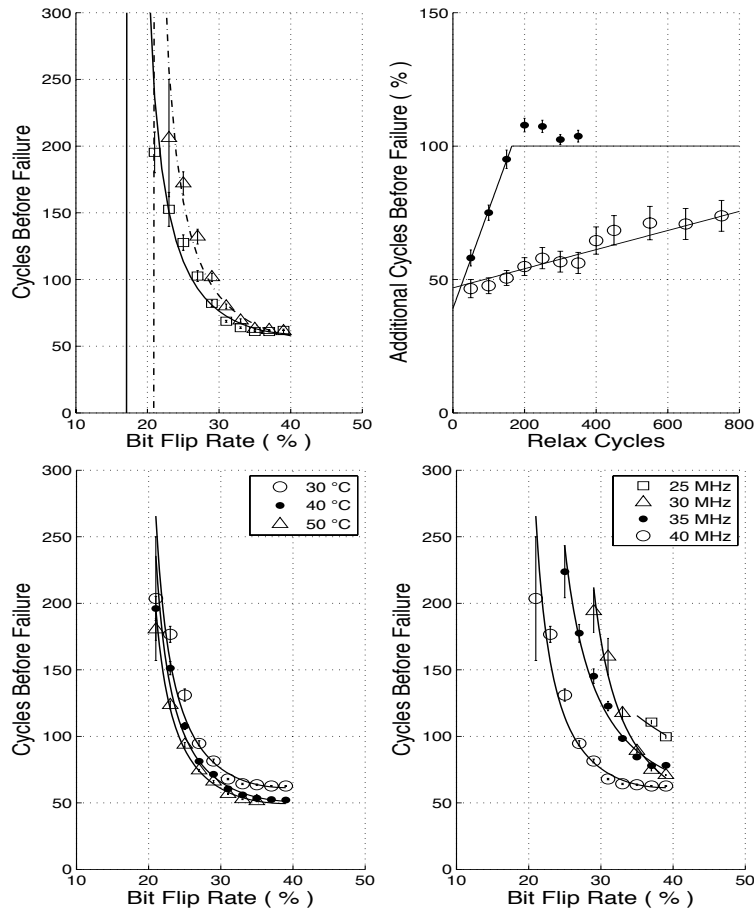


FIG. 9.20 – Upper left plot : number of clock cycles before a TRIG_PGA failure as a function of the input but flip rate. Squares show the response of a nominal TRIG_PGA ; triangles correspond to a modified version of the TRIG_PGA where Rams were disabled. Upper right plot shows the number of the cycles before failure as a function of the number of introduced relax cycles (Bit Flip Rate of 5%) ; This number is expressed in percent of the number of cycles leading to a direct failure (no relax cycles introduced). Lower left plot : number of clock cycles before a TRIG_PGA failure as a function of the input but flip rate for different temperatures. Lower right plot : same distribution for operations at different clock frequencies.

However, this dysfunctionning behaviour is transient. The TRIG_PGA recovers when the bit flip rate decreases. We estimated the average input bit flip rate in the LHCb experiment conditions to be of the order of 7% thanks to Monte Carlo simulated data, for the channel with the highest occupancy and for the maximal luminosity. Though no operation problem is expected in the experiment, this feature of the PGA complicated some of the tests in the commissioning phase. This qualification study was given to the Actel company.

9.5 Global monitoring of the board, power consumption, radiation hardness

9.5.1 Global monitoring

16 LEDs are available on the card front panel and provide glimpses of the board functioning :

- power (2 LEDs),
- clock signal (4 LEDs),
- Sov. Phys. Dokl. signals (1 LED),
- VFE reset (1 LED),
- L0 requests (1 LED),
- readout request on the FPGA (FE-SEQ communication) (1 LED),
- ECAL validation request (2 LEDs),
- general reset of the board - TTC channel B decoding (1 LED),
- BCID reset (1 LED),
- ECS acces : SDA+SDL (2 LEDs).

It was of major utility in the debugging process, both at the qualification test bench and at the installation in the cavern.

9.5.2 Power consumption

The board power consumption was measured to be 5.4 W (+3,3 V : 2.42 A) and 4.2 W (-5.0 V : 0.84 A) for the digital and analogue parts, respectively. This yields a total of 17.6 W when all chipsets are included.

9.5.3 Radiation tolerance

Most of the components housed in the PS FE board are common to ECAL/HCAL FE boards and have been qualified against Single Event Upset (SEU) ⁶ or Single Event Latch-up ⁷ as can be expected in the LHCb environment [136]. The specific components of the PS FE board, ADC AD9203 and the operational amplifier AD8132, have also been tested at GANIL with Krypton beam [137].

The tested components are all qualified for what concerns cumulative effects : their consumptions and functionalities were found to be nominal after the irradiations. For what concerns SEL, the obtained limits are relatively good. SEL were observed only for the analogue part of the ADC. This corresponds to less than 10 SEL per year at 95% confidence level but requires that the electronics elements are supplied through delatchers. The delatcher used to supply the FE PGAs is the MAX890L produced by Maxim Company and aims at cutting the power supply for over consumptions exceeding a given threshold.

One individual delatcher per group of 8 ADCs is used. The cutoff is set at 240 mA. Two delatchers are used for the eight FE_PGAs (the cutoff value for each of these delatchers is 2370 mA). One is used for the TRIG_PGA, SEQ_PGA and GLUE_PGA with a cutoff value of 1960 mA. Eventually, one delatcher is used for the delay chips, with a threshold of 790 mA. Let's mention that the FE_PGA chained delatchers (with a commun fault signal) showed some instability, which was initially resolved by using a second RC time constant. However, the values were badly tuned and required a further iteration after the installation in the cavern.

Additionally, the registers are protected against SEU by a triple voting procedure. Each register is tripled and a majority vote is issued in case of inconsistencies.

⁶The incident particle interacts in the Silicium and generates a highly ionising ion, which causes bit corruptions.

⁷This is the same process but provoking shorts, which might be destructive.

Chapitre 10

Commissioning the Preshower

Commissioning a detector with a sophisticated electronics in such a complex environment is a daunting task. It is further complicated by the geometry of the LHCb experiment. In the spectrometer, the flux of useful cosmic particles is horizontal and triggers at a rate of about 10 Hz. It took two years from the installation of our electronics to the following statements at the dawn of the first collisions : the preshower detector, operated in the experiment control system, is time-aligned at the nanosecond level and the preshower is precalibrated at the level of 10%. Several hardware failures have been fixed, a complete calibration, monitoring and control system has been developed and thousands of more or less microscopic problems have been solved along this couple of years to operate the detector. I am sure to fail in doing justice to the work accomplished. Hence, I will stick to the main results.

10.1 Control System

The experiment control system is designed and written within the PVSS framework (Prozess Visualisierungs und SteuerungSystem), which is a generic supervision toolbox system. A dedicated software project for Preshower and SPD detectors has been developed and is embedded into the general experiment system. It allows to configure the entire electronics, control the voltages systems, get the states of the different elements and eventually run the experiment triggers and the data acquisition. The figure 10.1 shows the snapshot of the program while included in the experiment running. Few comments are in order to explain how the operation of the detector is hierarchised. Let's follow the panel structure. The DCS (detector control system) part supervises the VFE electronics temperatures, the low and medium voltages supplying the LED used as calibration and the HV system. Safety actions are taken whether any serious problem occur. The HV project handles the whole Preshower and SPD HV boards and allows to set the values. The DAQ project proceeds with the slow control of the electronics crates and will be described few lines below. Eventually, the running of the detector requires to use the experiment clock distribution (TFC) and the allocation of computing farms for the HLT, data storage and monitoring operations. The state NOT_ALLOCATED given in this example simply means that the PRS project is embedded in the general experiment control system and not ran standalone.

The slow control structure of the DAQ can be seen in one eye shot on the figure 10.2. The two halves of the detector are controlled independantly (projects are actually distributed on two different control PCs) and the electronics elements are organised along the physical crate distribution. In addition, the LED card controller and the DAQ electronics Tell1 are controlled from that level. For each crate, all the boards (starting by the crate controller CROC) can be accessed individually as shown in the figure 10.3. The SPD control boards, which provide the SPD multiplicity to the trigger path (and communicate with the SPD VFE electronics), is as well defined at this level. Eventually, dedicated actions can be overtaken at the level of one

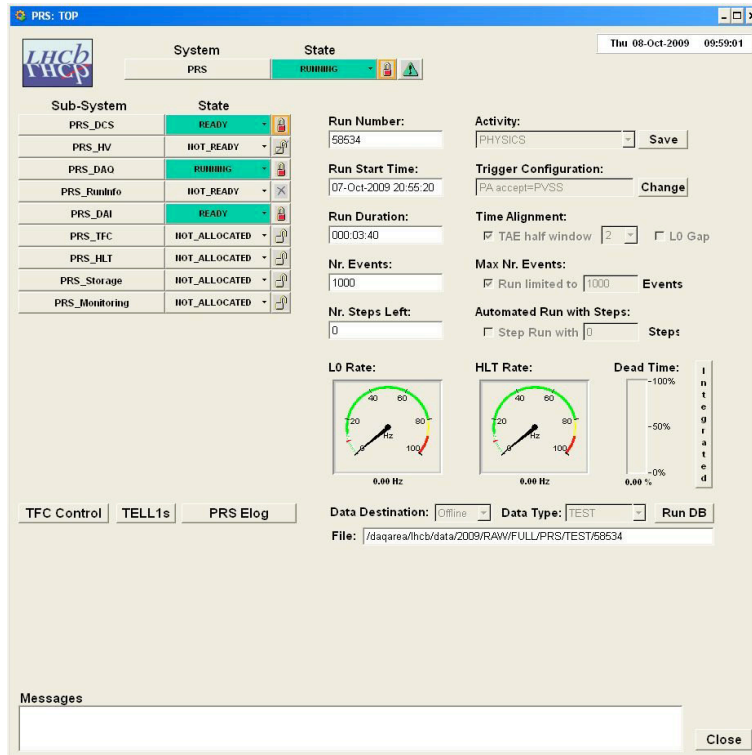


FIG. 10.1 – Snapshot of the detector control system program.

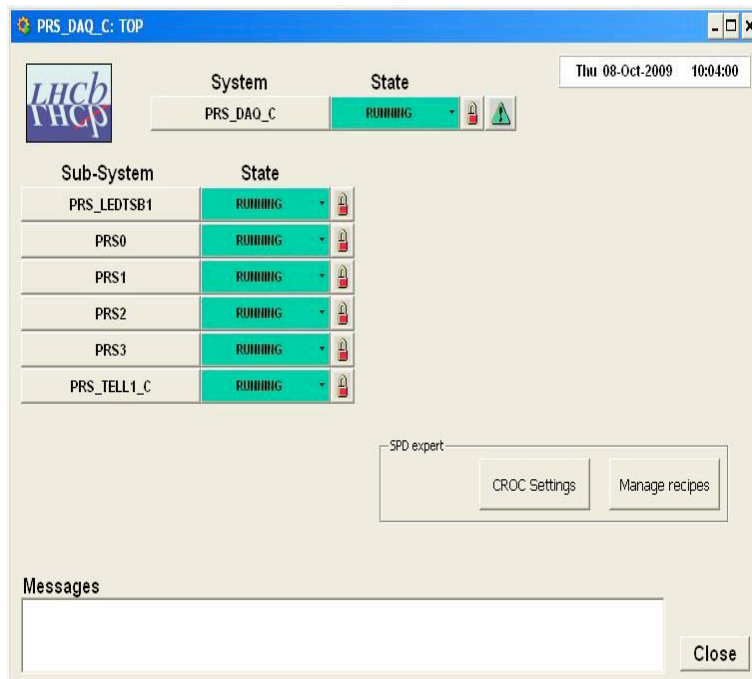


FIG. 10.2 – Snapshot of the DAQ slow control program.

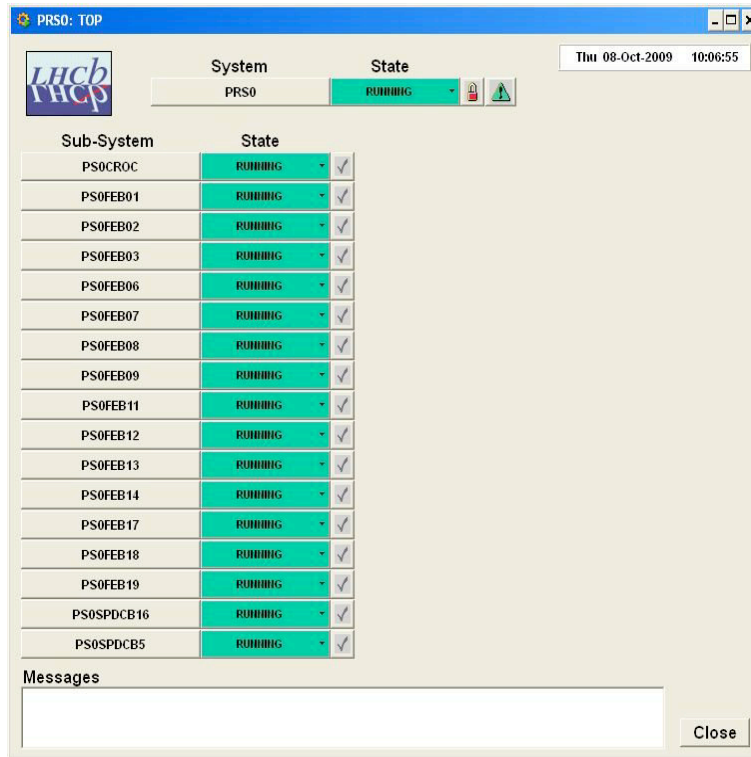


FIG. 10.3 – Snapshot of a crate control program.

board. In the specific example given in the figure 10.4, one can mask a channel in the trigger path, check or modify electronics registers settings.

10.2 Feeding registers in the electronics

Configuring the Preshower electronics requires the knowledge of several tens of thousand of parameters. I will avoid here to describe all of them. Let's take the single example of the pedestal correction. There are 6016 readout channels in the Preshower detector. Each channel is further split into two subchannels through the two interleaved integration lines of the VFE electronics. 12032 offsets have therefore to be measured and corrected before data are taken. They have been measured regularly within the general architecture of the experiment and automated procedure has been designed to inject the measured values at the electronics configuration. These offsets are not known once for the eternity. Though we checked them to be basically stable along the couple of years of operation that we experienced, experimental conditions, electronics failures, aging of the devices shall act on the values. They have to be monitored (it will be made at the level of the calibration farm, a dedicated computer without data storage) and corrected each time it is necessary. Some other main electronics parameters will be evoked in the following Sections.

10.3 Time Alignment

The first commissioning step was to align the PRS and SPD data with the clock experiment. It was realized by using cosmic muons triggered by the two calorimeters in coincidence. We empirically (starting from an educated guess of the theoretical electronics latencies) determined the delay between the experiment clock reference and the time the FE electronics sends the

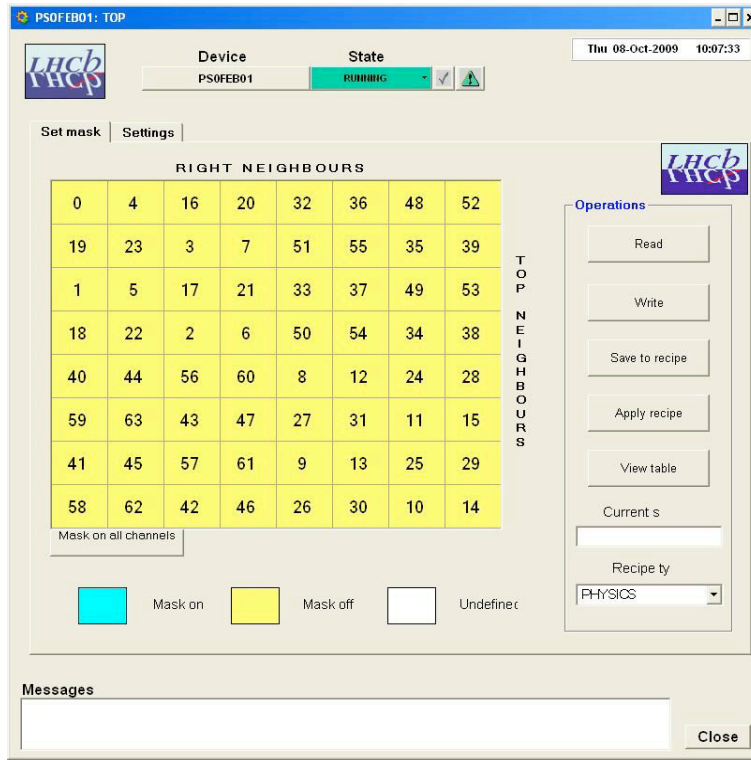


FIG. 10.4 – Snapshot of a FE Board control program.

data.

The second time-alignment step consisted in correcting the cable and fibre lengths differences as well as the particle time flight, along the lines defined in Section 9.3. Namely, the set of phasers $\{\phi_{FE}, \phi_{FEADC}, \phi_{ADC}, \phi_{VFE}\}$ was tuned for each board according to the theoretical guess on the known time differences. Cosmic muons were then used to check/correct these values. We determine the time of arrival of the particle within a clock cycle by constructing the asymmetry of the response over two consecutive clock cycles. The asymmetry A ¹ reads as :

$$A = \frac{S_{T0} - S_{NEXT}}{S_{T0} + S_{NEXT}}. \quad (10.1)$$

S_{T0} is the signal in the triggered bunch crossing and S_{NEXT} the signal in the consecutive bunch crossing. Simulated data are produced with the best knowledge of the signal shape, determined from lab and test beam data [138]. They are used to build up the asymmetry dependence upon the arrival time. The figure 10.5 displays the function as well as the fit of the linear part.

The linear behaviour of the asymmetry close to the zero value is modelled by :

$$A = 1.1 \cdot t_{PS} - 1.7, \quad (10.2)$$

where t_{PS} , expressed in ns, is the time when the integration of the charge starts. $t_{PS} = 0$ means that the integration starts when the particle arrives. The validity of the model, for this asymmetry definition, is in the range [-19 :-11] ns. Event by event, one can hence derive an integration time w.r.t the incoming particles from the measurement of consecutive samples.

Several millions of cosmic events have been recorded and analysed with the event by event asymmetry method. A track is reconstructed based on the ECAL and HCAL clusters and required to point towards the active cell(s) in the Preshower. Since the statistics per channel is

¹One can define accordingly an asymmetry between the current and preceding samples.

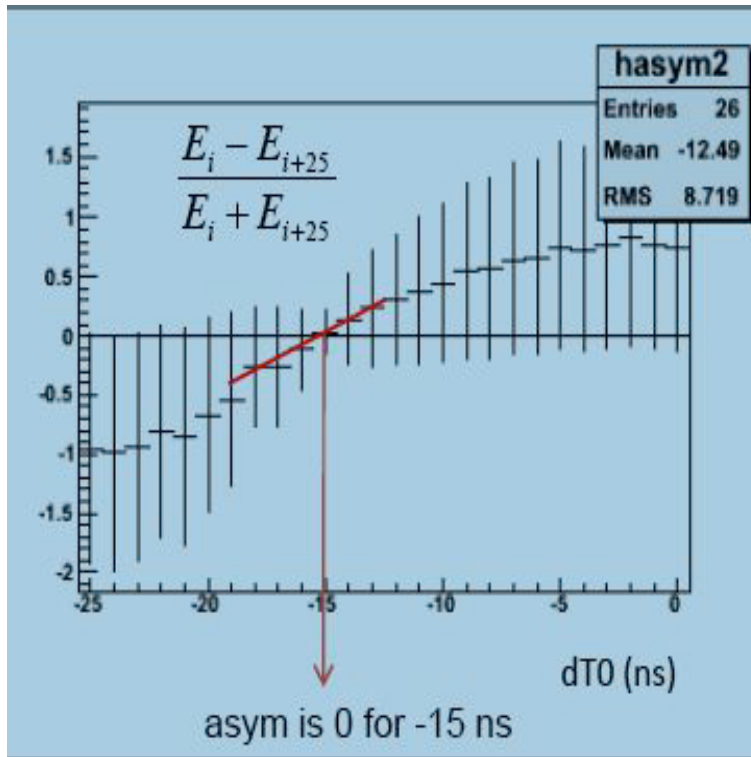


FIG. 10.5 – The time asymmetry between the current and next to current samples. Courtesy : Miriam Calvo.

limited, at least for middle and inner regions, cosmic candidates are summed up for each VFE board, in which the time difference between channels is expected to be small. The ECAL time is similarly obtained from an asymmetry method and the figure 10.6 shows for the outer region the time difference between the ECAL and Preshower detectors. A relative inter-alignment at the level of 1 to 2 ns is achieved. Similar performances were obtained for the SPD, though it's far more difficult. Since SPD is a detector with a binary answer, the integration time cannot be derived event by event but on a statistical basis. For the same number of events, the accuracy of the time determination is degraded.

One channel in the figure 10.6 significantly departs from zero. It was actually tracked down to be due to an inconsistent value in the database of the measured length of the fibre bundle. Cosmics data are not used to perform the fine time inter-alignment of the channel, since it relies solely on the ECAL inter-alignment. They however helped a lot to give confidence in our understanding of the apparatus.

Thanks to the location of the LHCb spectrometer close to one of the two LHC injection lines, it has been possible to use the SPS ejection tests of the machine to refine the time-alignment. The proton packet is made of 2 to $5 \cdot 10^9$ protons, and dumped prior to go into the LHC. The protons inside the packet are distributed within a fraction of nanosecond. Hence, a flux of secondary muons issued from the dump target arrives synchronously with the LHC clock in the spectrometer (though with the wrong direction respect to the collisions). They are triggered by the SPD multiplicity (SPD mult > 10). Obviously, the main benefit of these in-situ experiments are for the tracking system of the spectrometer (Velo and Inner Tracker) for which the statistics of the horizontal muon cosmics is null. Yet, it happened to be of great usefulness in our case too, since it allowed both to intercalibrate in time the hit cells at the level of one nanosecond and to exercise the sequence of operations which will be followed with collisions data. Two campaigns of such tests have been conducted. The figure 10.7 shows the response of the Preshower detector

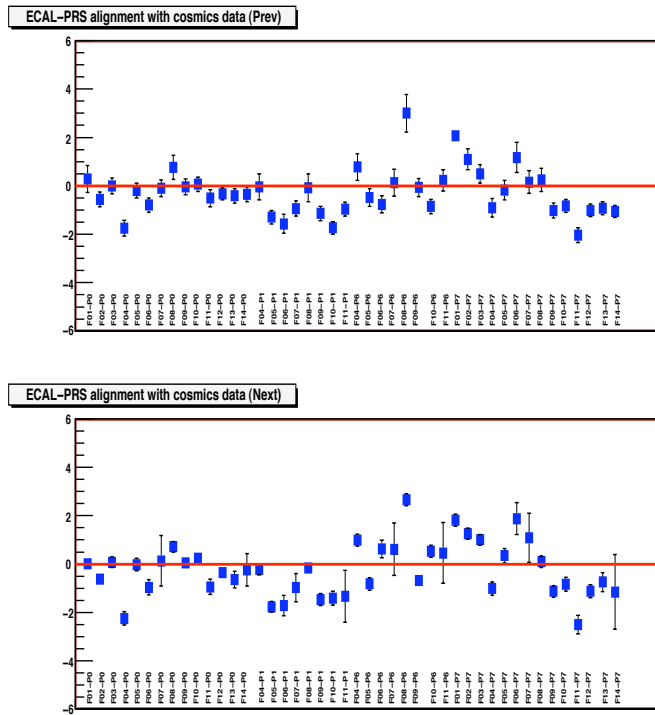


FIG. 10.6 – The measurements of the difference between the ECAL and PRS integration times, derived from asymmetry measurements. All the boards of the outer regions of the detector are displayed.

when receiving a splash of secondary muons triggered by the SPD.

Here again, the asymmetry method is at work but the reference time is the LHC clock since the incoming particles are synchronous with the initial protons. The figure 10.8 displays all the boards of the inner region, for which the statistics of horizontal cosmic muons is low. A fairly good inter-alignment of the boards was observed. The error bars are the r.m.s of the time distribution and not the uncertainty on the mean value.

Few hundreds of SPS/LHC shots have been recorded and the statistics is not an issue anymore. It is tempting to scrutinize the time differences between the channels of a board and they are displayed in the figure 10.9 for a non-typical board. Among the 64 channels, a clear double structure is observed and each of the peaks, separated by 1.5 ns, corresponds to a VFE half-board, *i.e.* 32 channels receiving the same clock. The two clocks are generated inside the corresponding FE board and transmitted through a 27 m long ethernet cable. It is hard, within the FE design, to imagine such a delay in the board and a likely explanation might be the cable skew (difference of signal propagation between the pairs inside the cable). However, the observed time difference is at the level of the corrective action we could bring (1 ns step for the delay chip). It is furthermore the worst distribution I could choose. The bottomline of these studies is that the detector is inter-calibrated in time at the required level of 1 ns.

Last but not least, the sampling time of all the signals which are inputs or outputs (ECAL, neighbours, validation board) of the TRIG_PGA must be defined. In that case, it's an internal alignment of the different data of interest within a 25 ns cycle. Each cable entering the backplane has therefore been tested using simulated data injected through the electronics ram. A given pattern is set and the response of the TRIG_PGA is checked. This protocol defines the authorized range of phasers. Not all the values are allowed because of the spread in the data bits propagation. It was discovered that the type of PGA we are using was critical in that respect. Many designs were tried (with many programming tricks) and none were found fully satisfactory. The most

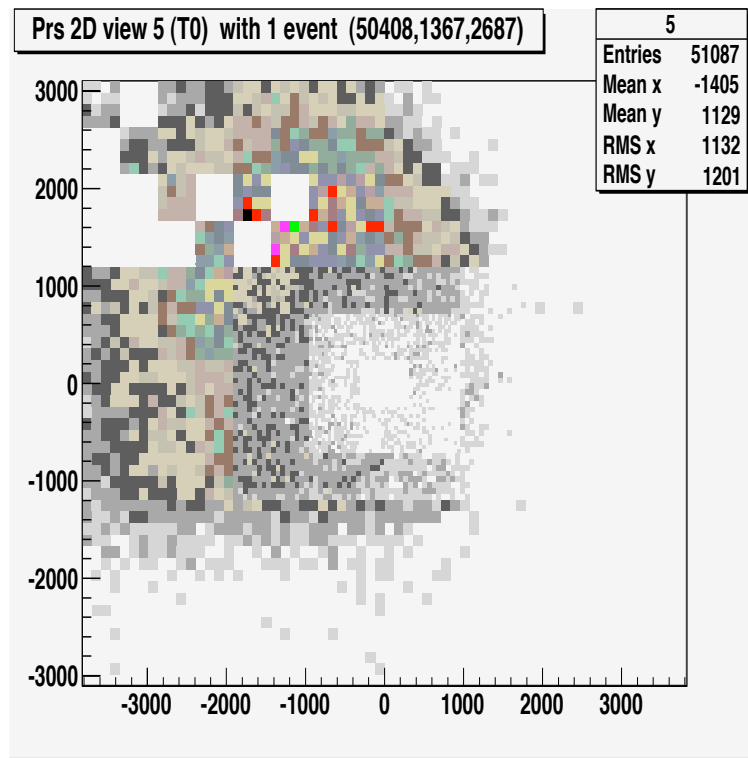


FIG. 10.7 – 2D view of a splash of secondary muons in the preshower detector issued from the dump of a proton bunch. Several electronics boards are missing in this picture due to hardware failures fixed thereafter. Nicer plots do exist but this one illustrates correctly the commissioning period.

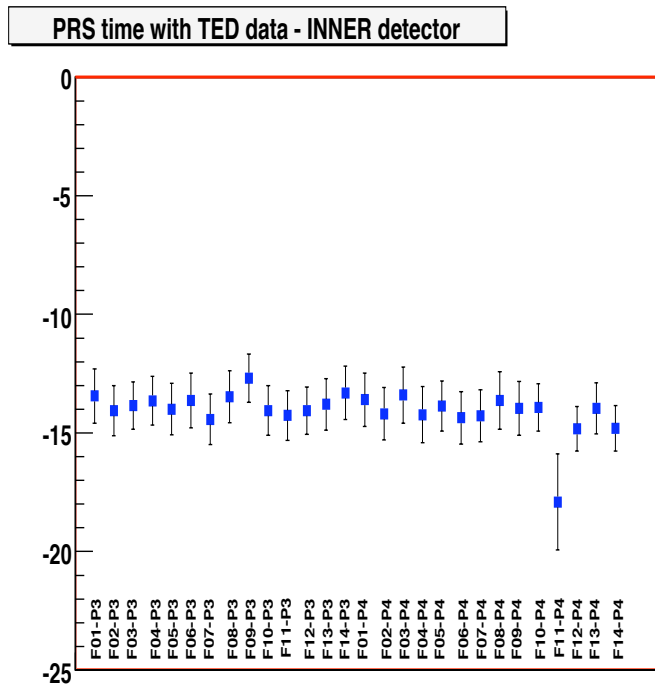


FIG. 10.8 – The measurements of the difference between the detector integration time and the time of the incoming particles. All the boards of the two inner regions of the detector are displayed.

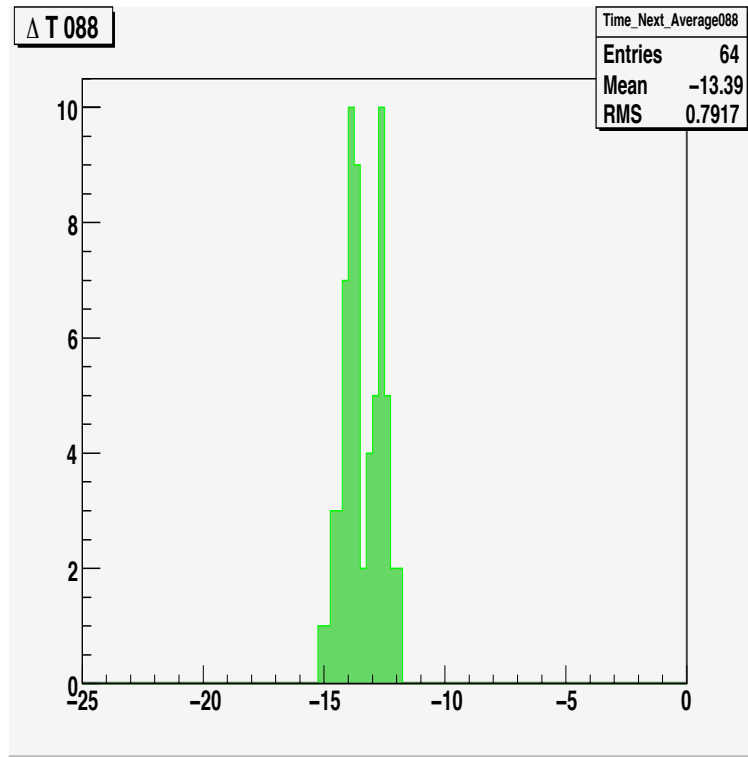


FIG. 10.9 – The measurements of the average per channel of the difference between the detector integration time and the time of the incoming particles.

critical data was found to be the ECAL input and the figure 10.10 shows the set of results obtained for a given crate. The same scrutiny was applied to the neighbours data within the TRIG_PGA and at the entrance of the validation board for the PS/SPD data. The tests of the electron and trigger paths are described in Section 10.5.

10.4 Precalibration of the individual channels

As mentioned in the Section 7, each channel is meant to give 10 ADC counts in response to a particle crossing the detector at the minimum of ionization. The spread in the channel responses is basically twofold : the scintillating tiles (and optical fibres) do not yield the same photostatistics on one hand and the 64-anodes tubes have one gain per anode. At the production level, tiles were sorted and grouped into modules according to their light yield with a typical spread of 10% and the tubes were selected according to a maximal to minimal gain measurements less than a factor 3 (actually, the measurements reported in Section 8 showed a dispersion less than a factor 2). A corrective factor of maximal value 4 can be applied in the electronics thanks to both a jumper selecting the VFE channel gain (factor 2) and corrective factors at the level of Fe_PGA yielding a further factor 2.

The procedure is simple. First, the gain of each channel of a tube is corrected to obtain a uniform response in a 64-channels detector unit. Then, the High Voltage is adjusted to bring all the 64-channels detector unit at the same value.

Cosmic particles are hence used to proceed with the calibration prior to collisions. One might object that the effort to get the adequate statistics with horizontal cosmics is not worth considering the flow of particles issued from the very first collisions. Again, as for the time alignment, the underlying idea is to arrive in the LHC data taking period with the best possible knowledge of the detector.

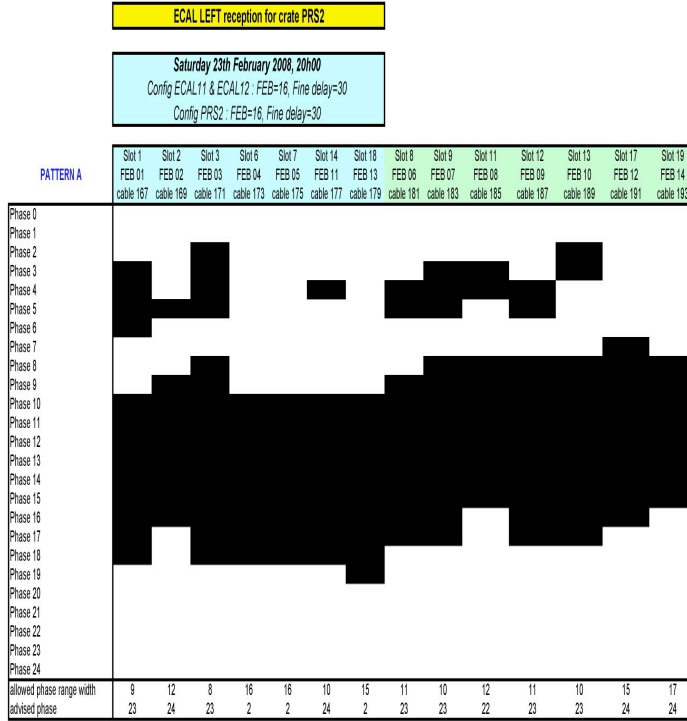


FIG. 10.10 – The black intervals correspond to forbidden (the sampled data have corrupted bits) values of the tested phaser.

The cosmic particles are crossing the detector with angles. The path length in the scintillator is therefore different from the LHC particles and must be corrected for. As previously mentioned, a track is reconstructed from the ECAL and HCAL signals and is given spherical coordinates (θ, ϕ) . A dedicated Monte Carlo simulation showed that the effective surface σ seen by the particle can be described analytically through the expression² :

$$\sigma = a \cdot [a \cos \theta + e \sin \theta (\sin \phi + \cos \phi)], \quad (10.3)$$

where a and e are the side and the depth of the scintillating cell, respectively. The average path length of the particle λ reads then as :

$$\lambda = \frac{a \cdot e}{\sigma}, \quad (10.4)$$

and used to correct the readout charge Q according to :

$$\bar{Q}(ADC) = \frac{Q(ADC) \cdot e}{\lambda}. \quad (10.5)$$

We are dealing with highly fluctuating signals distributed according to a Landau function convoluted with a gaussian resolution function and aimed consequently at getting the most probable value. It was convenient to model the energy deposit distribution with a Moyal's law³ and extract the most probable value from a binned likelihood fit which reads as :

²It was later on mathematically proved

³The probability density function of the Moyal's law can be expressed as $p(q^0, \sigma_q) = \frac{1}{\sqrt{2\pi}\sigma_q} \cdot e^{-\frac{1}{2} \cdot (\frac{q^i - q^0}{\sigma_q} - e^{-\frac{q^i - q^0}{\sigma_q}})}$

$$\mathcal{L} = - \sum_{i=1}^{i=N_{events}} \ln p(q^i|q^0, \sigma_q), \quad (10.6)$$

where q^i is the charge measurement of the cosmic muon in the cell, q^0 and σ the most probable value and the spread of the Moyal's distribution, respectively. The left plot of the figure 10.11 shows the fit of the Moyal's law to the charge distribution of a given cell. Most probable values of the cell charge for a 64-channels detector unit are compared to provide the gain corrective factors to be set in the FE electronics.

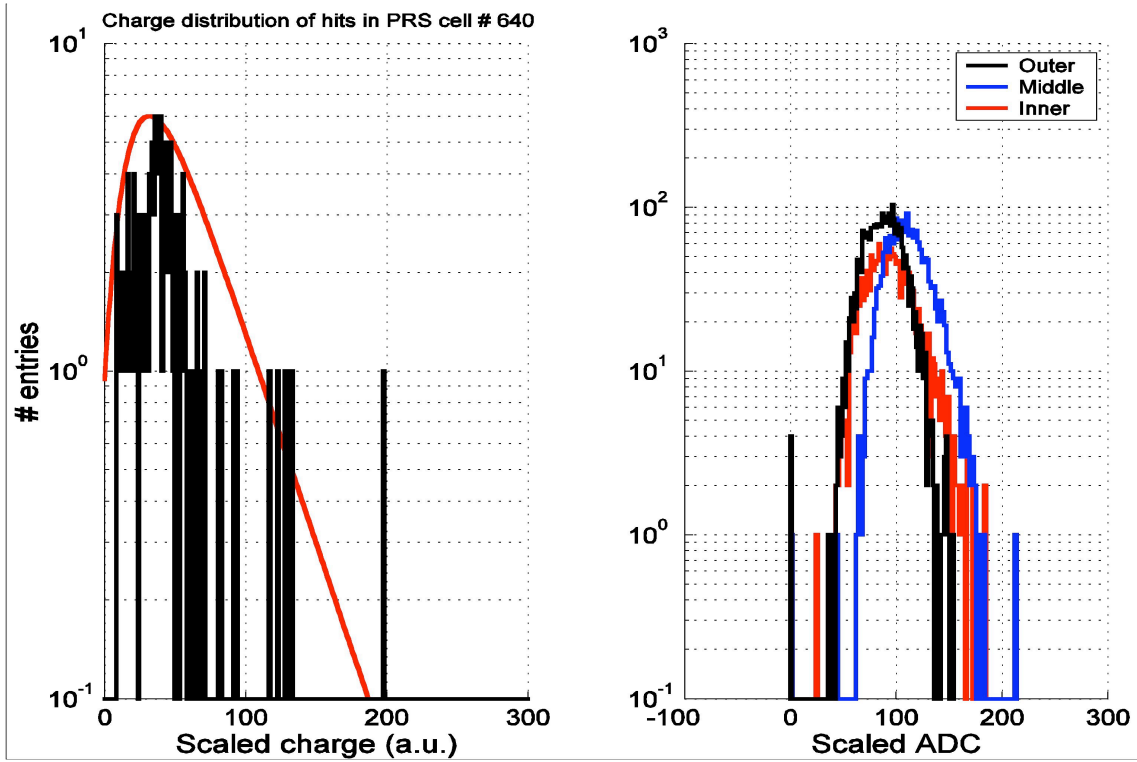


FIG. 10.11 – *Left plot* : fit of the Moyal's law to a typical charge distribution. 6016 such fits are performed. *Right plot* : the distribution of the readout charges split by regions and corrected from the average path length of the particle. The difference between detector regions are due to the photostatistics of the cells which depends on the geometry.

These gain corrective factors are distributed as shown in the figure 10.12. The first observation was the immense majority of the channels should not receive a correction larger than a factor 2, which is the range of corrections the FE electronics can afford solely. As a consequence, there is no need to set jumpers at the level of the VFE electronics, which would have been technically a difficult operation. One can observe that the spread of the relative gains is larger for the inner and middle regions. This is a statistical issue and we do not have any reason to think that the ultimate corrections will be distributed differently than the ones measured for the outer region.

Additionally, one has to adjust the High Voltage of the tubes to set a uniform answer of all 64-channels detector unit. The gain curve of each tube is measured thanks to the LED calibration system and the HV is modified in order to have the same average answer. To get an idea of the precalibration result, the splashes issued from SPS line injection tests were analysed with these corrective factors and the result is displayed in the figure 10.13. A smooth response of the detector is obtained, satisfactorily following the particle fluency issued from the beam dump.

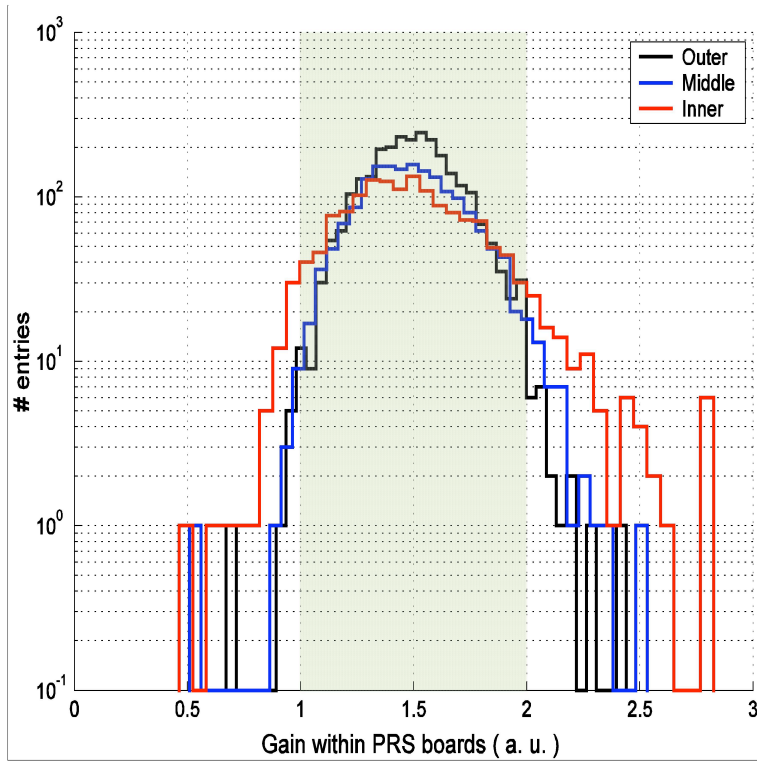


FIG. 10.12 – Distribution of relative gain corrective factors for the three detector regions.

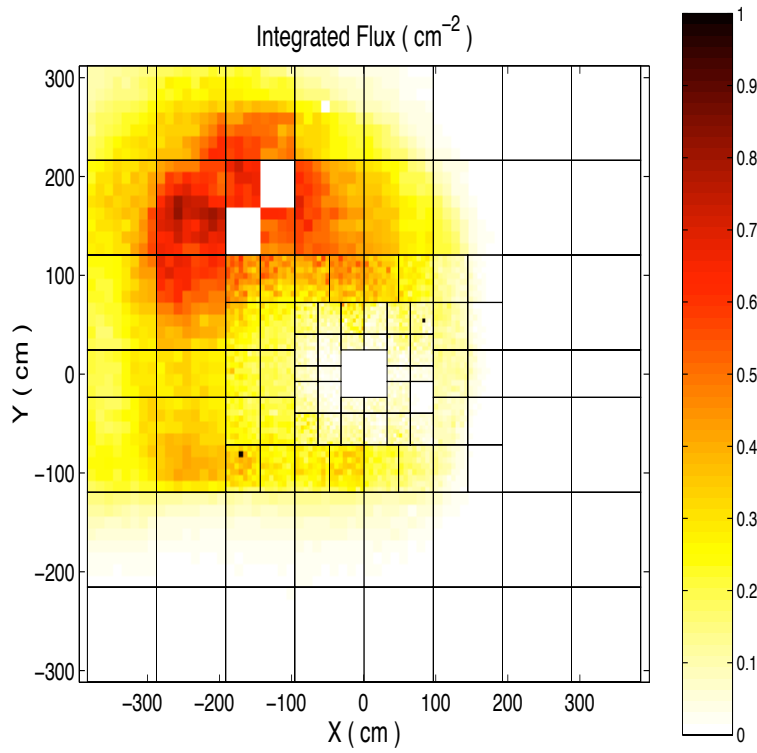


FIG. 10.13 – A secondary muon splash with the precalibrated Preshower.

Further cosmics and TED campaigns are foreseen before the first collisions and will be used to refine both the procedure and the results.

10.5 Trigger Path

The main use of the Preshower in the trigger system is the electron and photon triggers. Obviously, there are not much electrons and photons around the experiment in absence of protons beams. It was hence almost impossible to check the global behaviour. The question is not the qualification of the performance of the trigger but the possibility to correct hardware problems (trigger cabling, phaser settings, neighbour configurations) prior to the first data. Horizontal cosmic events were beneficial in that respect too. The basic of the check is a nice realization⁴: the data read through the DAQ path are used to recompute the trigger information and compared to the raw trigger information. The electron trigger is built upon a coincidence between ECAL, Preshower and SPD detectors within the 2×2 cluster. A fraction of Hertz of horizontal muons are found to fulfill the trigger requirements but the data taking periods were not long enough to detect any errors. The figure 10.14 shows a 2D view of such an event. The photon trigger is less demanding since it mainly involves ECAL and Preshower. There, triggering on the noise was possible (with a rate of few tens of Hertz) and allowed to detect subtle mis-configurations in the half-boards or faulty cablings for instance.

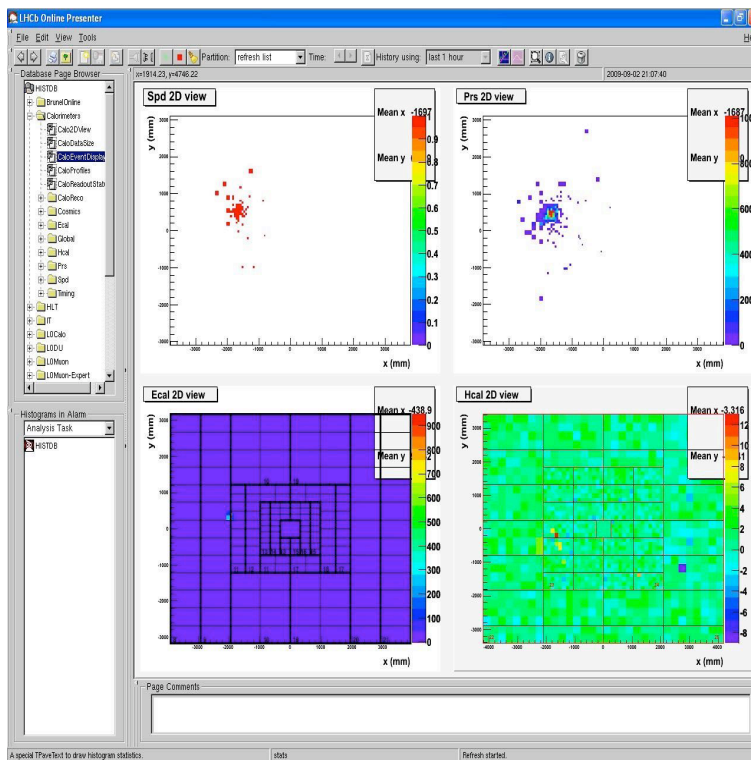


FIG. 10.14 – An horizontal cosmic muon triggered as electron.

⁴The transmission of the trigger bits through the DAQ path was foreseen to debug the complex trigger system. The idea is from Olivier Callot (LAL, CNRS) and Patrick Robbe (LAL, CNRS) built the tool.

Chapitre 11

A conclusion for the LHCb activity

The preshower detector is time-aligned at the level of 1 nanosecond and reasonably pre-calibrated at the level of 10% prior to the first collisions expected in December 2009. All the detector and electronics channels are operationnal at the time these lines are written. Throughout these years of R&D programs, production and qualification of the elementary devices (tubes and electronics), installation and checks of the hardwares in the experimental cavern and eventually global commissioning and operation of the detector in the experiment architecture, we looked at some physics studies relevant both for the CP violation (the long term of the experiment) and the flavour physics (with the 2010 data). As a conclusion of this part, I'd like to go through the feasibility studies which were looked at so far, undertaken within PhD students thesis [130, 132, 139]. Some other materials can be found in [140, 141].

11.1 Some Flavour Physics interests

Among the first year data analyses, several subjects were explored. Obviously, the b -hadrons lifetime measurements are part of this game and our attention was chronologically focused on two of them, described in [130, 132] : the short-lived component of the B_s^0 meson and the Λ_b baryon, respectively.

At the time this work was undertaken, the B_s^0 meson decays and mixing were basically an unexplored laboratory. It is a remarkable achievement of the Tevatron machine and experiments to have unraveled some of its characteristics, in particular the CDF measurement of the oscillation frequency Δm_s , resolved with a fantastic precision [142]. Yet, the other parameter which governs the description of the $B_s^0-\bar{B}_s^0$ mixing, the width difference $\Delta\Gamma_s$ is much less constrained and the LHCb experiment should provide a valuable contribution on the subject already with the very first data. The CP-even decays of the B_s^0 meson are saturated by the final state $D_s^{+(*)}D_s^{-(*)}$, where $D_s^{+(*)}$ stands for either a pseudoscalar D_s^+ or a vector D_s^{+*} . The branching ratio of this decay is hence a direct measure of the width difference $\Delta\Gamma_s$ [5]. Its lifetime measurement is another indirect determination of the width difference.

The study of $B_s^0 \rightarrow D_s^{+(*)}D_s^{-(*)}$ decays, where the D_s^+ is searched for in $K^+K^-\pi^+$ final states, was motivated by the large number of such events which shall be produced at LHC together with the clear experimental signature of four reconstructed kaons. It happens that the event yield is plagued by the spectrometer acceptance : six tracks must be reconstructed¹. Still, the selection designed with topological (vertices and pointing) and kinematical variables gave the following performance : 4300 events are expected to be reconstructed for a nominal year of data taking with an integrated luminosity of 2fb^{-1} . The corresponding background (B) to

¹Let's note that the reconstruction of photons accompanying the decay $D_s^{+*} \rightarrow D_s^+\gamma(\pi^0)$ would improve the mass resolution.

signal (S) ratio was estimated to be $B/S < 0.2 @ 90\% \text{ CL}$. Obviously, the excellent proper time resolution is not an issue in the LHCb lifetime measurements. The figure 11.1 displays the result of the simultaneous fit of a the CP-even B_s lifetime to the proptime and mass distributions, reconstructed in $D_s^+ D_s^-$ final states from simulated data.

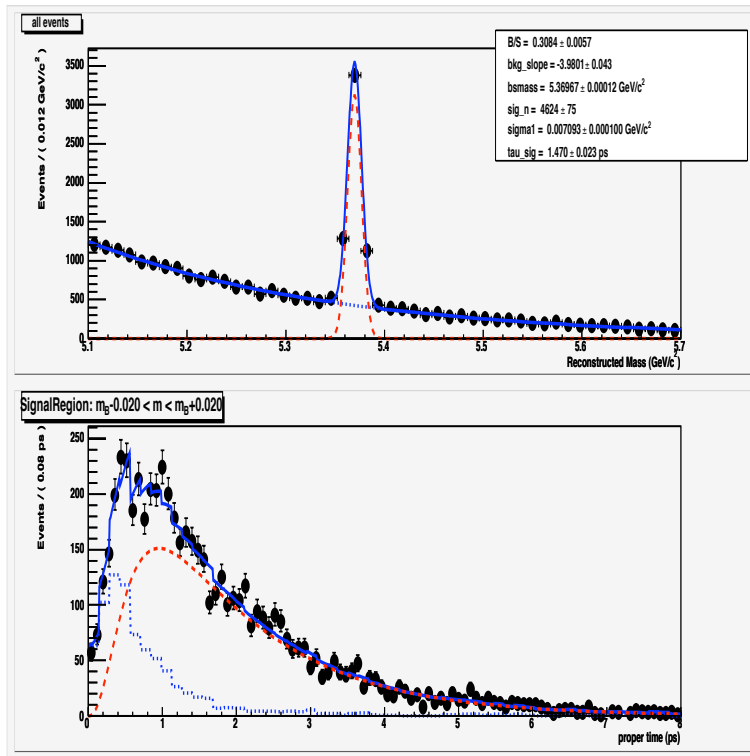


FIG. 11.1 – Simultaneous fit of the CP even B_s lifetime to the proptime and mass distributions of reconstructed $D_s^+ D_s^-$ final states.

A 2% precision is eventually achievable for a nominal year of data taking. The dominant systematic uncertainty is coming from the knowledge of the proper time acceptance for the triggered and selected events; the proper time acceptance function is shown in the figure 11.2. It was shown however that this uncertainty is at the level of the statistical error. Some promising ideas were explored to derive from the data the acceptance function thanks to the simultaneous reconstruction of a similar decay mode with a known lifetime $B_d^0 \rightarrow D_s D$ where the D meson is searched for in its three-body $K\pi\pi$ decay.

The same strategy as the one defined for $D_s^+ D_s^-$ was followed for the lifetime analysis of $\Lambda_b \rightarrow J/\Psi \Lambda$ events. The situation is simplified here by the looser cuts applied on impact parameters of the final state products² allowing the proper time acceptance function to be simultaneously fitted with the lifetime. The figure 11.3 shows the fit with simulated data.

Here again, a 2% precision on the Λ_b lifetime measurement is expected for a nominal year of data taking. This measurement might bring a valuable contribution already with the first year data. The CDF experiment actually measured a large value of the Λ_b lifetime with respect to both the previous LEP measurements and the SM predictions.

Let me mention to conclude this part on the flavour physics a third analysis. The D_s reconstruction developed to study the $B_s \rightarrow D_s^+ D_s^-$ decay was re-invested in the search for the flavour specific decay $B_s \rightarrow D_s^- \rho^+$. The flavour of the B_s at the decay time is tagged by the charge of the D_s meson and hence can be used to resolve the oscillation frequency Δm_s , in addition to

²In the very last attempt conducted by R. Lefèvre, the selection is even fully lifetime-unbiased.

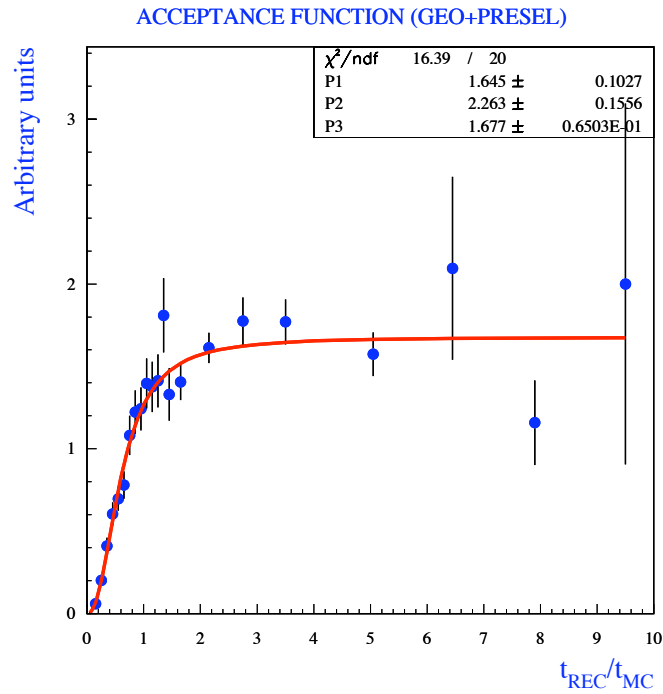


FIG. 11.2 – Determination of the proper time acceptance for the selected $D_s^+ D_s^-$ candidates.

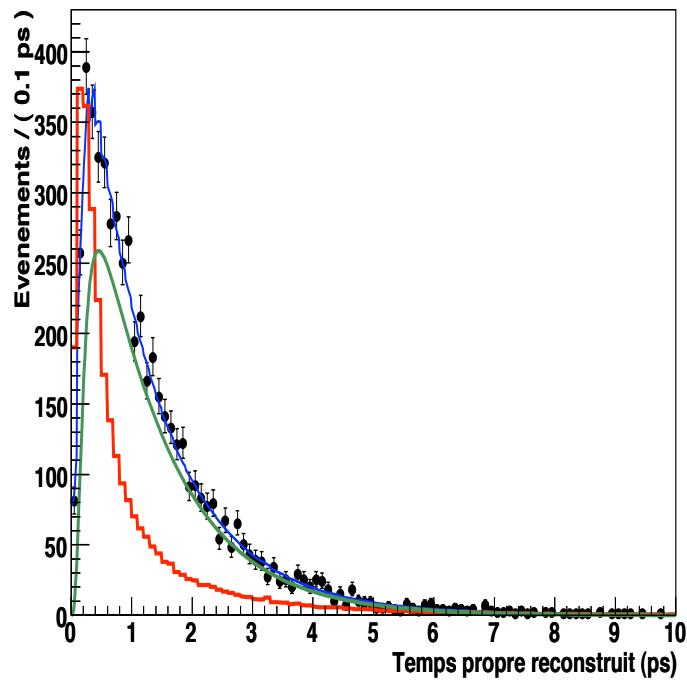


FIG. 11.3 – Lifetime fit of a the $\Lambda_b \rightarrow J/\Psi \Lambda$. The red histogram represents the proper time distribution of the background candidates as extracted from the side-bands (data-driven). The measured signal contribution is plotted in green.

the golden decay mode $B_s \rightarrow D_s^- \pi^+$. Part of the initial physics case of the LHCb experiment, these studies can now be considered as calibration analyses of the proper time reconstruction.

11.2 CP violation physics : the angle γ measurement

LHCb stands for beautiful experiment at LHC. Let me try to give again here a very simplified view of the core physics program of the experiment. It is twofold :

- enhance and complete the B-factories CP-violation physics program with precision measurements, in particular those of the angles γ and β_s .
- Search for rare decays, which can directly exhibit New Physics contributions, for instance $B_s^0 \rightarrow \mu^+ \mu^-$ or $B_d^0 \rightarrow K^* \ell^+ \ell^-$ to cite two of the most appealing channels.

Actually, γ is the only angle which has not been precisely measured by the B-factories. Its measurement was not even thought about in their initial physics program and the precision achieved so far already constitutes an outstanding performance. Yet, the figure 11.4 shows the current world average as determined by the CKMfitter group and settles the following statement : the sum of the three angles of the unitarity triangle is constrained at the level of 15%, in contrast with the per mil precision usually achieved in the electroweak precision measurements at the Z pole. The LHCb experiment, thanks to the large statistics given by the LHC machine, must bring major progresses in the precision of the measurement of this key observable for a complete consistency check of the SM.

On top of that, the γ measurement plays a first role in the NP analyses described in the Section 5.3 (in particular the model-independent analysis) since it is used together with V_{ub} to fix the apex of the Unitarity Triangle.

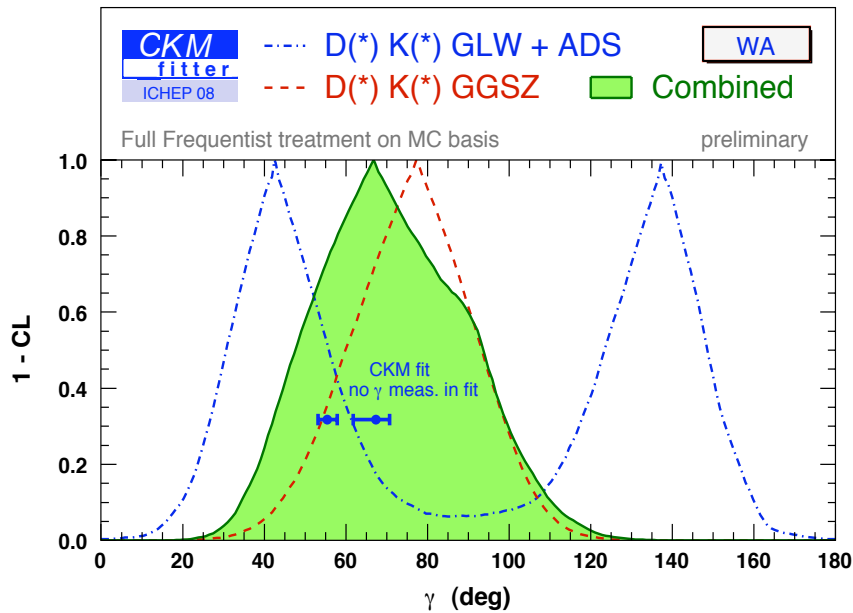


FIG. 11.4 – Current world average of the γ measurement as determined by the CKMfitter group.

The final precision on the γ angle will strongly rely on the addition of measurements derived from theoretically clean methods. Some feasibility studies of γ measurement with tree processes have been conducted in LHCb, namely in the decay channel $B_s^0 \rightarrow D_s K$ and the application in B_d decays of the method developed at the B factories (ADS, GLW and GGSZ, see Section 5.3). A precision of few degrees can be expected for a nominal year of data taking.

In that respect, we are interested in studying the charmless decays $B_s^0 \rightarrow K\pi\pi^0$. The use of $B_s^0 \rightarrow K\pi\pi^0$ decay modes emerged recently in two papers [143] and [144]. The charmless decay $B_s^0 \rightarrow K\pi\pi^0$ proceeds through resonant intermediate states $K^*\pi$ or ρK and can be reached either by tree or penguin processes. The strong isospin decomposition of the $K^*\pi$ amplitudes does exhibit $\Delta I = 3/2$ and $\Delta I = 1/2$ isospin transitions, according to :

$$\begin{aligned} A(B_s^0 \rightarrow K^{*-}\pi^+) &= \frac{1}{\sqrt{3}}A_{3/2} + \sqrt{\frac{2}{3}}A_{1/2}, \\ A(B_s^0 \rightarrow \bar{K}^{*0}\pi^0) &= \sqrt{\frac{2}{3}}A_{3/2} - \frac{1}{\sqrt{3}}A_{1/2}. \end{aligned}$$

The sum of these amplitudes $A(B_s^0 \rightarrow K^{*-}\pi^+) + \sqrt{2} \cdot A(B_s^0 \rightarrow \bar{K}^{*0}\pi^0)$ is uniquely proportional to $A_{3/2}$ amplitude. Since the penguin operator behaves as a $\Delta I = 1/2$ operator, $A_{3/2}$ is a pure tree amplitude, hence proportional to the CKM matrix element V_{ub} .

The same decomposition can be made for the charge conjugated modes. The amplitudes are to be determined by means of two Dalitz analyses, one for each of the decays $B_s^0 \rightarrow K^-\pi^+\pi^0$ and $\bar{B}_s^0 \rightarrow K^+\pi^-\pi^0$. Their ratio is proportional to the argument of V_{ub} .

As advocated in [145], in order to ensure this observable to be phase-invariant, the ratio of charge conjugated amplitudes writes as :

$$\frac{\bar{A}(\bar{B}_s^0 \rightarrow K^{*+}\pi^-) + \sqrt{2} \cdot \bar{A}(\bar{B}_s^0 \rightarrow K^{*0}\pi^0)}{A(B_s^0 \rightarrow K^{*-}\pi^+) + \sqrt{2} \cdot A(B_s^0 \rightarrow \bar{K}^{*0}\pi^0)} = \frac{\bar{A}_{3/2}}{A_{3/2}} = C \cdot \frac{q_s}{p_s} \cdot e^{-i2\gamma}, \quad (11.1)$$

where q_s and p_s are the CP violation parameters of the $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ mixing, such that $\frac{q_s}{p_s} = e^{-i2\beta_s}$.

A comment is in order when dealing with the γ extraction. The strong phase between the charge conjugated amplitudes is unknown and has to be fixed experimentally. This can be done by making use of a Dalitz analysis in the specific final state $B_s^0 \rightarrow K_S^0\pi^+\pi^-$, which can be reached by the two charge conjugated modes $K^*\pi$.

Among the virtues of this method, one can notice on the experimental side that the final state flavour is auto-tagged by the charge of the kaon and on the theoretical side that the electroweak penguins are negligible which yields a control on the theoretical uncertainty at the level of one degree, which meets the requirements defined in the beginning of the section.

There are of course many steps to be followed to establish this mode as a competitive one for the γ measurement in LHCb. Monte Carlo data for both $B_s^0 \rightarrow K_S^0\pi^+\pi^-$ and $B_s^0 \rightarrow K\pi\pi^0$ have been produced with the latest knowledge of the expected detector performance. Educated guesses (no measurement exists so far) were used to generate the realistic resonances and the figure 11.5 shows as an illustration the Dalitz plane of the reconstructed $K\pi\pi^0$ final state.

Determining the number of signal events and their contamination (mandatory for the sensitivity study) requires to produce large samples of inclusive $b\bar{b}$ Monte Carlo simulated data. The experiment is currently completing a round of MC data production and we are in the process of analysing these data. Preselections of the relevant final states are written and embedded in the stripping framework of the experiment.

I'd like to conclude this section by stressing again the intrication between detector and physics studies. The final state we are interested in comprises a π^0 and prior to the physics analysis, it will be mandatory to have a deep understanding of the performance of the reconstruction

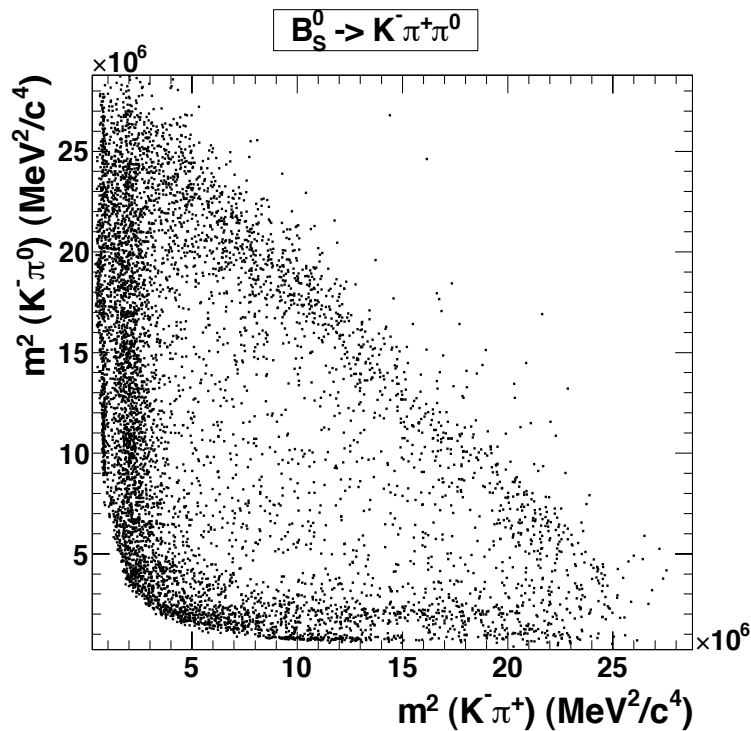


FIG. 11.5 – The $B_s^0 \rightarrow K\pi\pi^0$ Dalitz plane from reconstructed events as retained by the preselection.

tools which are already developed within the calorimeter group, from the detector hardware behaviour to the reconstruction algorithms.

11.3 A program summary as a conclusion

My research program for the next years is fully contained in the LHCb experiment and the CKMfitter group. I hope that this period will see a smooth running of the LHC machine together with a routine operation of the LHCb experiment. In the meanwhile, a sharp work on the detector commissioning has to be conducted together with a preparation to large data sample analysis. A long term target is to contribute to a precise γ angle measurement in the LHCb experiment with the method exposed along these lines as well as its interpretation in the framework of the global analyses developed in the CKMfitter group. For the very next future, the lifetime measurements described above can be valuable contributions.

Annexe A

MaPMT Specifications and procurement

Here follow the specifications defined for the photodetector to equip the Preshower and SPD detectors, as they appeared in the market survey launched in 2004. As previously indicated, the Hamamatsu Company won the contest. The contract defined which measurements are to be performed by the company and which measurements must be conducted at lab, as well as the rejection criteria and measurement protocol. The design of the two detectors implies to use 220 multianode photomultipliers (120 for the preshower and 100 for the SPD) with 64 anodes working at an average wavelength of 520 nm. The main specifications are summarized in numbers in Table A.1.

A.1 Geometrical requirements

A.1.1 Anode dimensions

A bundle of 128 clear optical fibres of 1 mm diameter collects the light to the Ma-PMT window. An optical mask with 64 holes is to be adapted to the Ma-PMT window ; the tube shall be of square section of maximal edge 3.5 cm ; the size of the Ma-PMT pixel shall be $2 \times 2 \text{ mm}^2$.

A.1.2 Guide marks

Guide marks will be used to align properly the optical mask. The tolerance on their position with respect to the center of the active region shall be of $\pm 100 \mu\text{m}$ in the two dimensions.

A.2 Working requirements

It has been observed that according to the position of the modules and the gain setting, large average anodic currents could occur, yielding important decreases of the Ma-PMT gain. Dedicated tests showed that this ageing effect will be minimised by limiting the maximum current at one individual anode to 350 nA. In the worst case, the global anodic current for one Ma-PMT shall be $10 \mu\text{A}$.

The voltage divider to be used is of transistorised type. The voltage divider will be directly set on a dedicated mezzanine-board connected to the very-front-end electronics board. The current in the resistor chain will be limited to $400 \mu\text{A}$.

The Ma-PMTs will be placed in a cooled box and operated in a temperature-controlled cavern ; all the parameters given below are assumed to be measured in the temperature range $25 \pm 3^\circ\text{C}$.

A.2.1 Anode uniformity

The electronics is designed to correct the actual anode non-uniformities within one Ma-PMT. The anode non-uniformities shall be comprised in a ratio (1 to 3) for at least 80% of the tubes and shall not exceed (1 to 4) for the remaining part. Even though a PMT has anode non-uniformity of (1 to 4), that PMT shall not have more than 6 pads showing non-uniformity larger than (1 to 3).

A.2.2 Gain range

The number of photoelectrons for a minimum ionizing particle is depending upon the type of modules. It could range from 20 to 35; as the same electronics is used for all the modules, the Ma-PMT gain will be adjusted to match this variation of the number of photoelectrons. In the baseline solution for the electronics, the gain for the channel with the lowest response will be $1.5 \cdot 10^3$. The highest bound of the gain range is found to be $5.6 \cdot 10^4$. The Ma-PMT must be operated in the gain range $[1.5 \cdot 10^3 ; 5.6 \cdot 10^4]$.

The corresponding minimal and maximal average gains for the tubes are $3.0 \cdot 10^3$ and $3.0 \cdot 10^4$, respectively. This full gain range accounts for the anode non-uniformities. Unless explicitly stated, the specifications below apply to this full gain range.

A.2.3 Nominal supply voltage

The minimum operating voltage for an average gain of $3.0 \cdot 10^3$ shall be larger than 450 V. The maximum operating voltage for an average gain of $3.0 \cdot 10^4$ shall be lower than 800 V. The maximal operating voltage of the Ma-PMT is 900 V.

A.2.4 Linearity

Using the best voltage division proposed by the manufacturer, the deviation to the linearity for the minimum operating voltage shall be less than 5% at the very top of the preshower dynamics, corresponding to a maximal integrated charge in 25 ns of 1850 fC or equivalently to a triangular pulse shape of maximal current 130 μ A with a half width of 15 ns.

A.2.5 Dark current

The dark current after one hour of darkness shall be less than 60 pA at a gain of $3.0 \cdot 10^4$.

A.2.6 Quantum efficiency

The photocathodes will operate at a typical wavelength of 520 nm. The corresponding quantum efficiency shall be larger than 10 %. It would be appreciated if the manufacturer can provide us, for a sampling of tubes to be defined, with the measurement of the green luminous index.

A.2.7 Anode to anode time response

The variations of the anode to anode transit time for one Ma-PMT shall be less than 1 ns in the full gain range.

A.2.8 Gain variation due to the average anodic current

In the normal operation of the experiment, the maximum average anodic current will be 350 nA. This current will decrease along the run to eventually vanish. The Ma-PMT response shall not vary by more than $\pm 2.5\%$.

A.2.9 Gain stability with time

The Ma-PMT reaches its standard mode of operation within one hour. Then, the instabilities under illumination for 12 hours shall be within $\pm 5\%$ at an average anodic current of 350 nA.

A.2.10 Ageing

In the normal running conditions, the maximal accumulated charge at one individual anode after one year is 3.5 C. The loss in gain should be less than 20 %.

A.2.11 Cross-talk between channels

The cross-talk between a channel and any of its neighbours shall be less than 2 % when the Ma-PMT is illuminated with a 1 mm diameter fiber close to the Ma-PMT window. This requirement shall be verified also for the magnetic conditions specified in the related paragraph.

A.2.12 Temperature stability

The relative gain variation as a function of temperature shall be less than $-0.8\%/^{\circ}\text{C}$ when operating the Ma-PMT in its nominal amplification range and for temperatures in the range $25 \pm 3^{\circ}\text{C}$.

A.2.13 Sensitivity to magnetic fields

Each Ma-PMT will be shielded against the magnetic field produced by the magnet of the experiment. A simulation showed that the maximum transverse field will reach 90 Gauss. The longitudinal field (along the Ma-PMT axis) is expected at the level of 40 Gauss in the worst case. A cylindrical magnetic shield is designed, which can bring the residual field at the Ma-PMT location down to 5 Gauss. The polarity of the field of the experiment will be reverted once each day. The relative output variation for each channel shall be less than 15 % within the interval $[-5,+5]$ Gauss for transverse and longitudinal fields.

A.2.14 Radiation resistance

The most exposed Ma-PMT will receive up to 5.8 krad in ten years of operation. The loss in transmittance shall be less than 20 % for a wavelength of 520 nm.

Physics quantity	Specification	Clermont test bench measurement
Quantum efficiency at 520 nm	$\geq 10\%$	No
Anode uniformity [min : max]	1 :3	Yes
Nominal gain G	$1.5 \cdot 10^3$	
Minimal voltage	450 V	Yes
Linearity (deviation to) at $Q = 1850$ fC	$\leq 5\%$	Yes
Dark current at $G = 3.2 \cdot 10^4$	≤ 60 pA	No
Gain decrease at $Q = 3.5$ C	$\leq 20\%$	No
Short term drift	$\leq 5\%$	Yes
Cross-talk (w/ a 1 mm diameter fibre)	$\leq 2\%$	No
Magnetic field tolerance	$\leq 15\%$ in $[-5,+5]$ G	No

TAB. A.1 – Main specifications required for MaPMT procurement. The measurements which will be performed simultaneously at lab and at the production chain are mentioned.

Annexe B

Very Front-End Electronics

B.1 Elements of design

An overview of the building blocks of one channel of the VFE chip is given in figure 9.2. Each channel is divided in two half-channels. For each half-channel, a current conveyer transmits an amplified and differential signal to an integrator immediately followed by a Track&Hold aimed at keeping the integrated signal at a constant level while the other half-channel is digitally reset. A multiplexer picks up alternatively the hold channel and delivers the signal, further amplified, to the output buffer.

Most blocks of the chip are designed around a simple bipolar differential pair. This scheme is stable, easy to use and economic in term of silicon area. In addition, in a fully differential design, each signal has its opposite in order to compensate parasitic effects. The calibration of the Preshower will use MIPs which are populating the first part of the dynamical range (the peak value is set at 10 ADC Counts). A correct linearity of the electronics chain (with deviation to the linearity smaller than 1 %) must be achieved. The non-linearity of a differential pair, essentially due to the variation of the base-emitter voltage of the two transistors, can be easily corrected by the addition of one diode (gain of 1), or two diodes (gain of 2) in the collector branches in order to obtain the same voltage drop in emitter and collector load. However, this "serial correction" does not meet the power consumption requirement. This problem was overcome thanks to a parallel correction as described in the figure B.1.

This solution allows to compensate the gain loss by decreasing the emitter load in the opposite branch. A very good correction without loss of dynamic range is obtained and the possibility of over-compensation yields the further virtue that two stages can be compensated with a single parallel correction. A typical deviation to the linearity of $\pm 100 \mu\text{V}$ for a dynamical range $\pm 2\text{V}$ using a $\pm 2.75\text{V}$ power supply. The figure B.2 shows the comparison of the different solutions.

The precision of the integration is very sensitive to the clock jitter. It has therefore been decided to produce the 20 MHz clock inside the chip from the main 40 MHz sent to VFE board. The analog parts of the chip are protected against clock cross talk by making the clock connections all bipolar, low level, ECL. The CMOS clocks of the integrators are in addition generated inside each integrator block.

B.2 Building blocks in details

B.2.1 The current conveyer

The figure B.3 shows the current conveyer principle and scheme, as was imagined for the OPERA experiment [146]. The MaPMT current is held in a super common base input and then

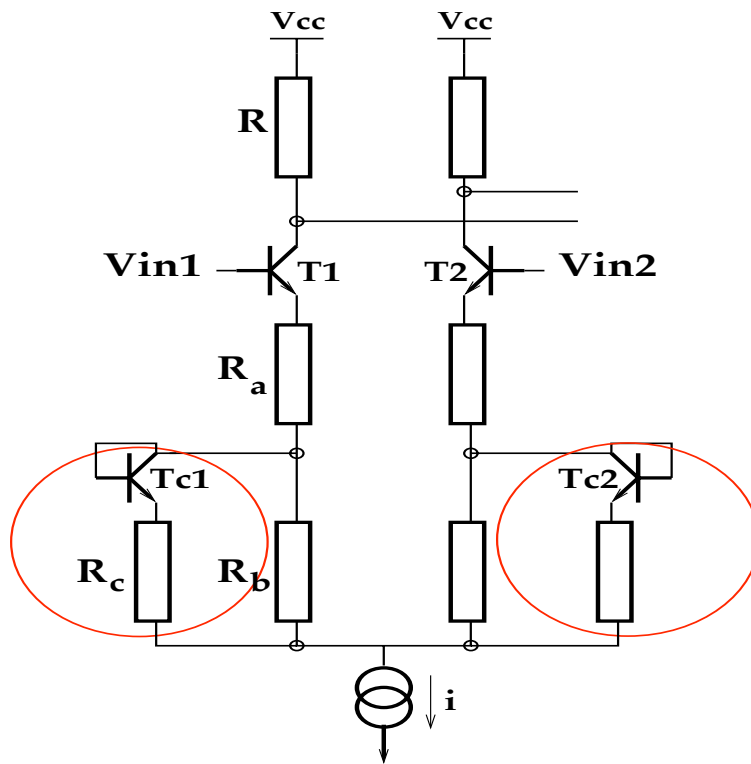


FIG. B.1 – Parallel compensation of non-linearities.

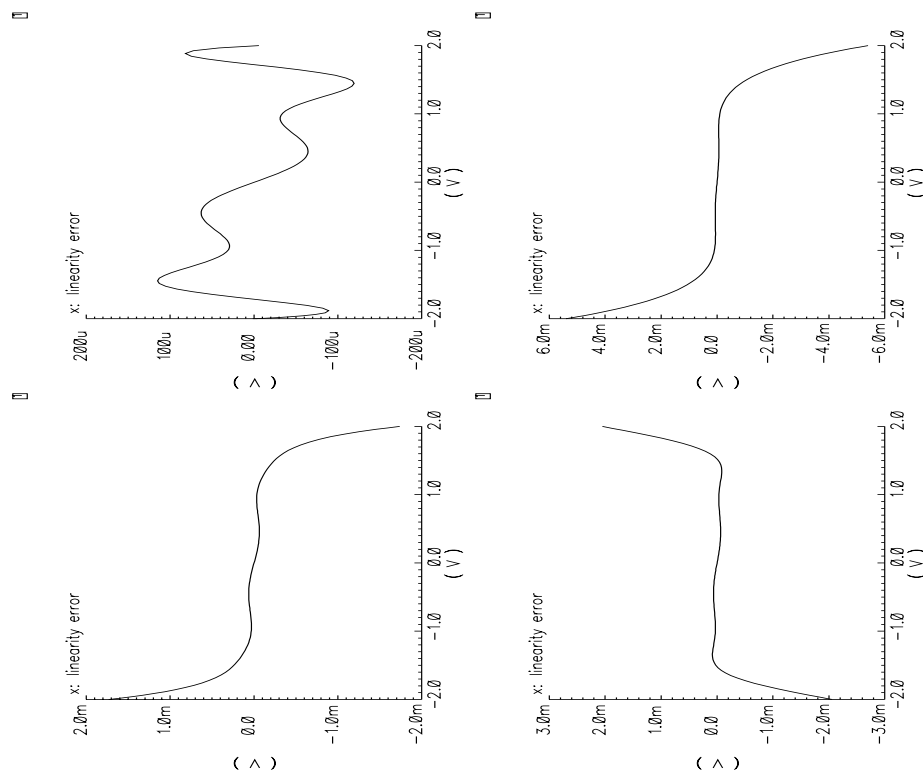


FIG. B.2 – Comparison of the deviations to linearity without correction (upper left), with under-compensation (upper right), with over-compensation (lower left) and with the exact parallel correction.

mirrored with amplification aiming at retaining the signal in current mode until the integrator output. Such a simple scheme is unfortunately not differential and the quiescent current needed to ensure linearity makes this solution impractical. A second identical (but dummy) input stage solves this problem by giving a strictly identical quiescent current which can be subtracted to the main current so that the true current signal is presented at the integrator input.

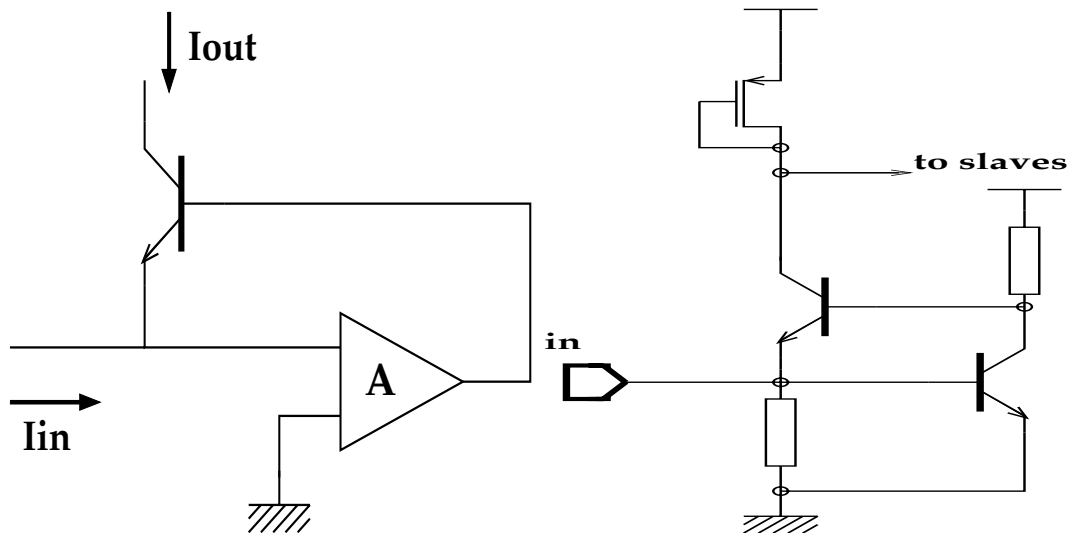


FIG. B.3 – A principle scheme of the current conveyer.

The figure B.4 shows the final scheme (conveyor output are doubled to drive the two integrators). The main noise contribution is due to the MOS transistor used to mirror the current. In addition, this transistor determines the offset and the bandwidth.

With respect to the OPERA experiment target tracker chip, the current master of the current conveyer was modified in order to decrease the gain by a factor 2 with a jumper, as indicated in figure B.5. The idea behind was to correct the detector non-uniformities up to a factor 4. The commissioning work on the detector showed that this feature is eventually not useful so far.

B.2.2 The switched integrator

The principle scheme of the integrator is displayed in figure B.6. This block is built around the wide band high gain operationnal amplifier. It has two gain stages : the first is optimized to minimize the offset and the second is a rail-to-rail CMOS output. The connection between the two stages is a simple follower for the PMOS's and a fixed voltage drop (diodes and resistor at constant current) for the NMOS's. Let's emphasize two originalities of the design : during the integration phase, the integrator is an open loop high gain amplifier from the DC point of view. As a consequence, the offset and the operating point stability are both critical. As far as offsets are concerned, the greatest care was taken of the design the input stage. Resistor load and transistors are doubled and designed as a cross. Furthermore, an extra feedback loop, acting only on the common mode signal, was added as shown in the figure B.7. The common mode voltage is obtained by a summation of the two complementary outputs with 2 resistors. This voltage is then compared to ground and the error result amplified and applied with the same polarity on the two inputs. As a result, the output common voltage is maintained to ground, hence reducing the offset. During the reset phase, inputs and outputs are shorted. As a consequence, the gain becomes very low and the virtual ground is not achieved. This problem is overcome by adding two extra switches at the inputs. The four switches are designed with complementary MOS as usual to minimise the injected charge effect. An integrator was realized

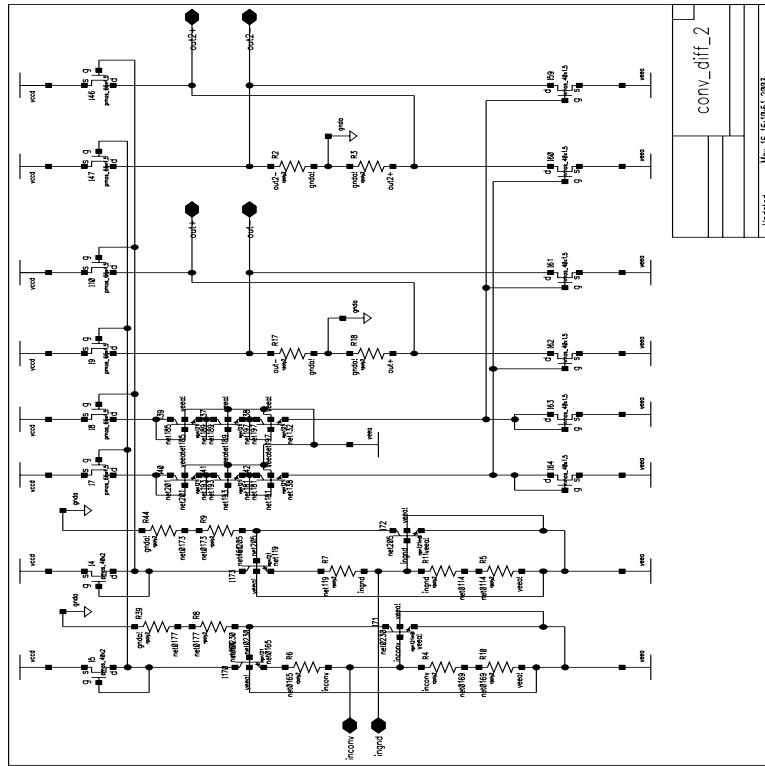


FIG. B.4 – Electrical scheme of the current conveyor.

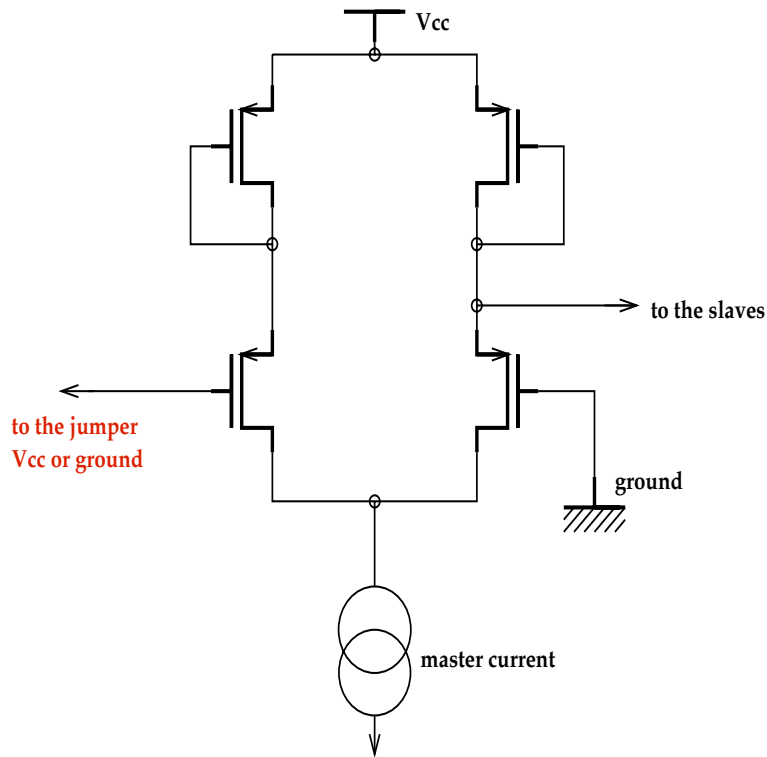


FIG. B.5 – Scheme for selecting a gain 1 or 1/2 at the current conveyor level.

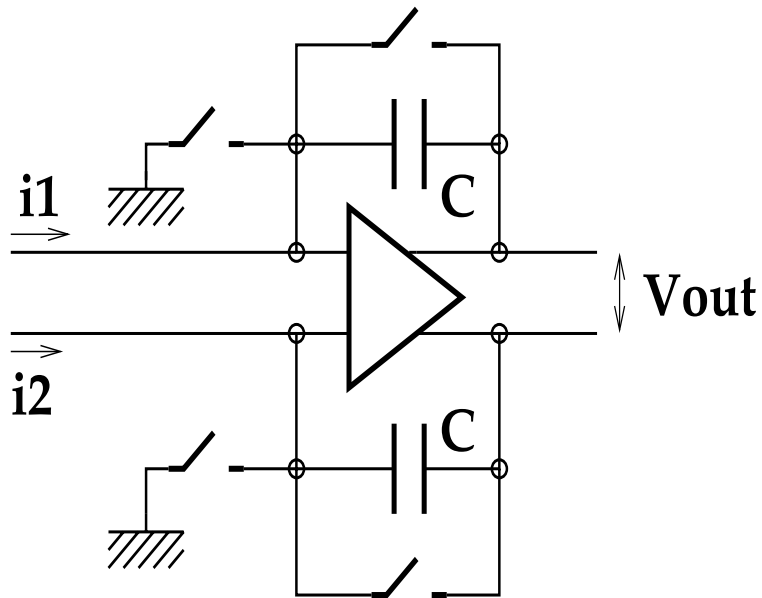


FIG. B.6 – Simplified sketch of the integrator.

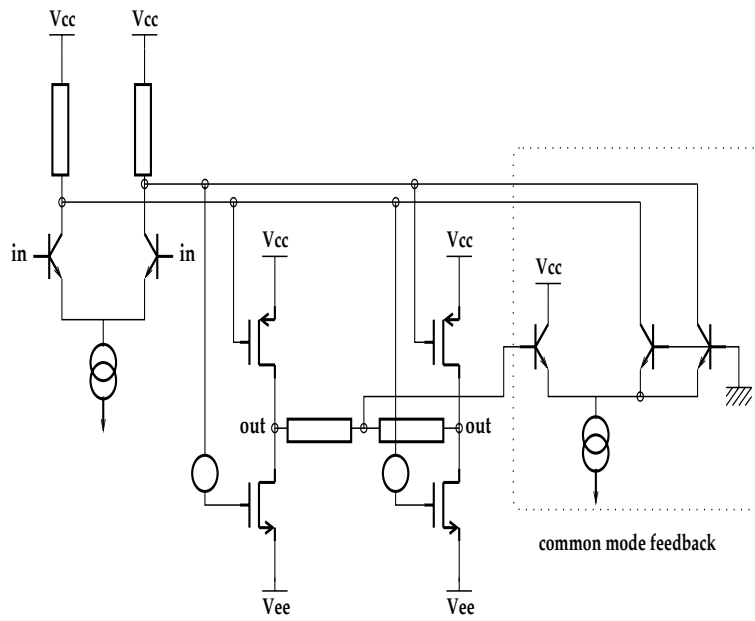


FIG. B.7 – Amplifier with feedback to control the common mode.

and tested in a standalone mode. A gain of 5000 was obtained together with a high quality reset. No non-linearity was measured. The offset measured at the output are below 100 mV. All these measurements are in excellent agreement with the simulation of the integrator.

B.2.3 The Track&Hold

The Track&Hold is using the structure described in [147, 148]. The compensation of the base emitter parasitic capacity was left unchanged. The serial correction for the linearity compensation is on the contrary replaced by the parallel compensation. It allowed to reach easily the required dynamical range of ± 1 V with a linearity better than a few thousand.

B.2.4 The Differential analog multiplexer

The design of this multiplexer is challenging : it is the key block where the dynamical range must go from ± 1 V to ± 2 V while the 25 ns multiplexing operation must be performed without any cross-talk from one input to the other.

The figure B.8 shows the simple switch of two identical differential pairs used as starting point and the final design. The return to zero, in the left scheme of the figure B.8, is slow when the other input is high. This was corrected by adding a simple pull-up resistor. The non-linearity effects are corrected with a parallel compensation as explained above. Eventually, there is a cross-talk between the two inputs, in particular when the unused input is a fast and high amplitude signal. This is related to the fact that the blocked transistors of this input act as parasitic capacitor and inject on the output a little part of their own signal. Again, the fully differential design is used to add two transistors, always blocked, aimed at injecting the opposite parasitic signals. The four transistors have exactly the same base and collector operating points, which results in a perfect compensation and hence a vanishing cross-talk.

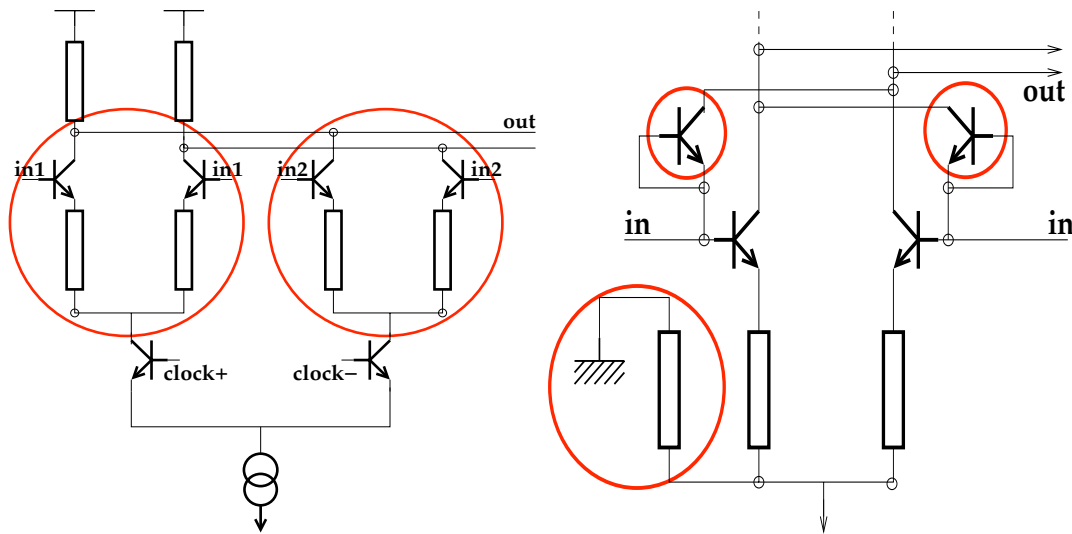


FIG. B.8 – Left : Simple multiplexer scheme. Right : the final design of the multiplexer.

B.2.5 The output buffer

The consumption of the very-front end board is critical since 64 channels, driven through 27 meter long ethernet cables, are handled on a 7×7 cm² PC board. A true class B or AB push-pull using only NPN transistors was designed, the transistors acting as usual complementary push-pull. The figure B.9 shows the design of the output buffer.

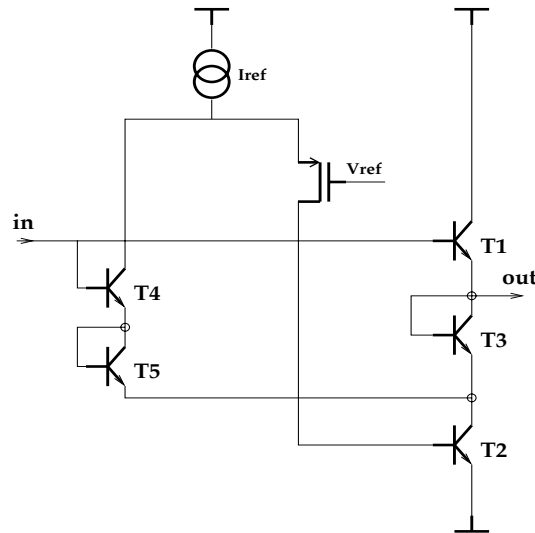


FIG. B.9 – The design of the output buffer.

The transistor T2, which replaces the classical PNP, is driven by a control loop in which three transistors T3, T4 and T5 are added. T1 + T3 and T4 + T5, with the same base and emitter voltages, form a current mirror. A fraction of the output current, determined by the size ratio of T1, T3 and T4, T5, is "measured" by T4 + T5 and subtracted to I_{ref} . The part of I_{ref} which is not taken by T4 and T5 is applied to the base of T2 by the PMOS transistor. This design yields a stable feedback : if a positive signal occurs, the current of T1 increases, $V_{be}(T1)$ increases and therefore $V_{be}(T4)$ and $V_{be}(T5)$ increases. As a consequence, additional current is taken from I_{ref} and the current given to T2 by the PMOS decreases to allow the output voltage to increase. It is chosen to operate the device at a quiescent current of 16 mA.

B.3 Layout, VFE board and some simulation results

The figure B.10 displays the layout of the chip. It comprises four channels. The dimensions of the packaged chip are $(5 \times 5 \times 1) \text{ mm}^3$.

Sixteen chips are housed on a VFE board as sketched in figure B.11.

A mezzanine board (which can be seen in the figure B.12) is set under the chip board with the 17 female RJ45 connectors handling the seventeen ethernet cables. 16 are the integrated charge signal cables and one is the clock and reset signals sent by the FE board to the VFE card.

B.4 VFE performance and some results from the mass production test bench

The production of 6500 chips was completed in april 2005. Let's highlight two of the main performance achieved with the typical answers shown in figures B.13 and B.14.

The two gains have typical values $\rho = 26 \text{ k}\Omega$ and $\rho = 13 \text{ k}\Omega$ which is nicely meeting the specifications.

The noise is remarkably low, measured at a typical level of $\sigma = 550 \mu\text{V}$ and $\sigma = 700 \mu\text{V}$, for the two gains, respectively. It corresponds to less than 1 ADC count, defining satisfactorily the lower limit of the dynamical range at 0.1 MIP. The production chips have been tested and selected according to measurements of their gains, offsets, linearity and noise performance. The

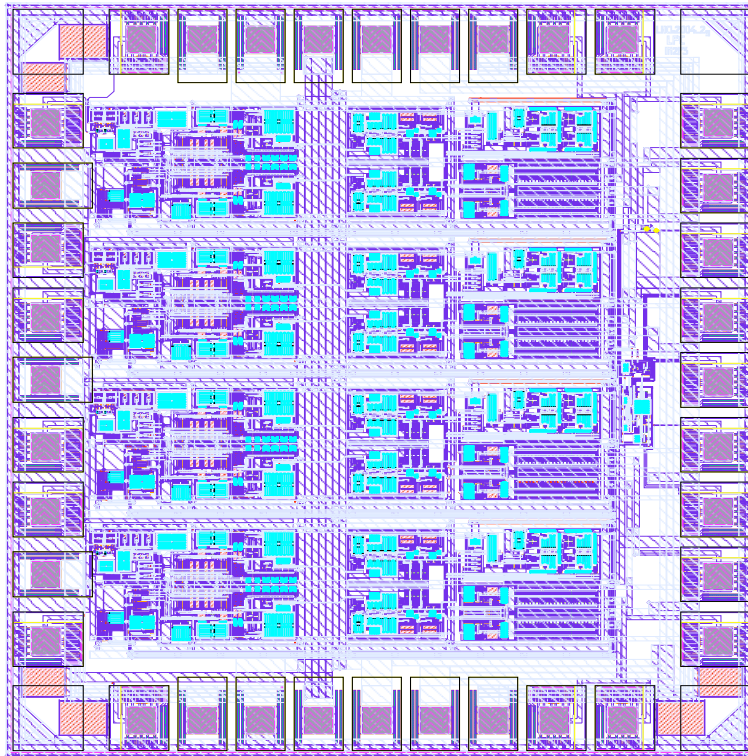


FIG. B.10 – Chip Layout.

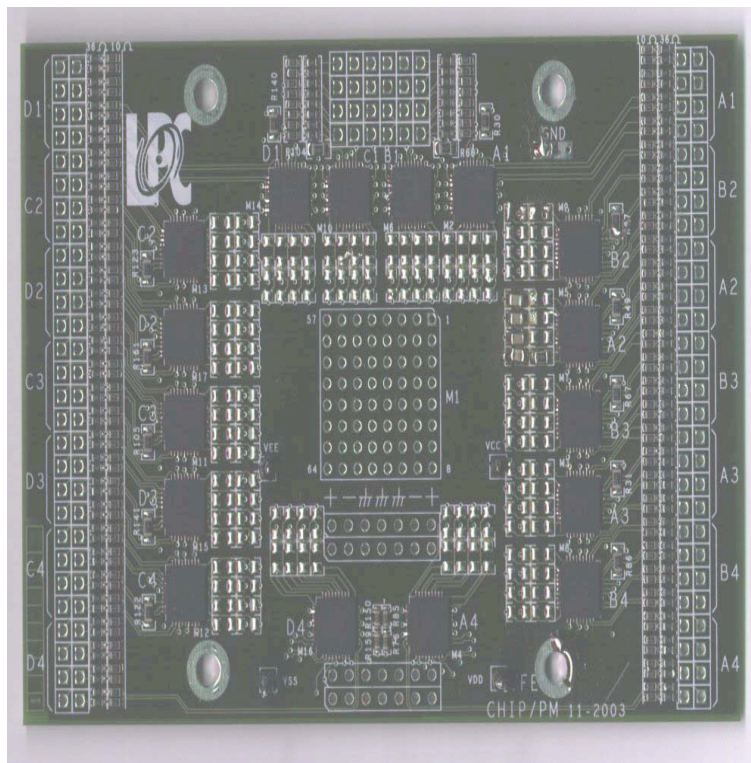


FIG. B.11 – VFE chip board layout.

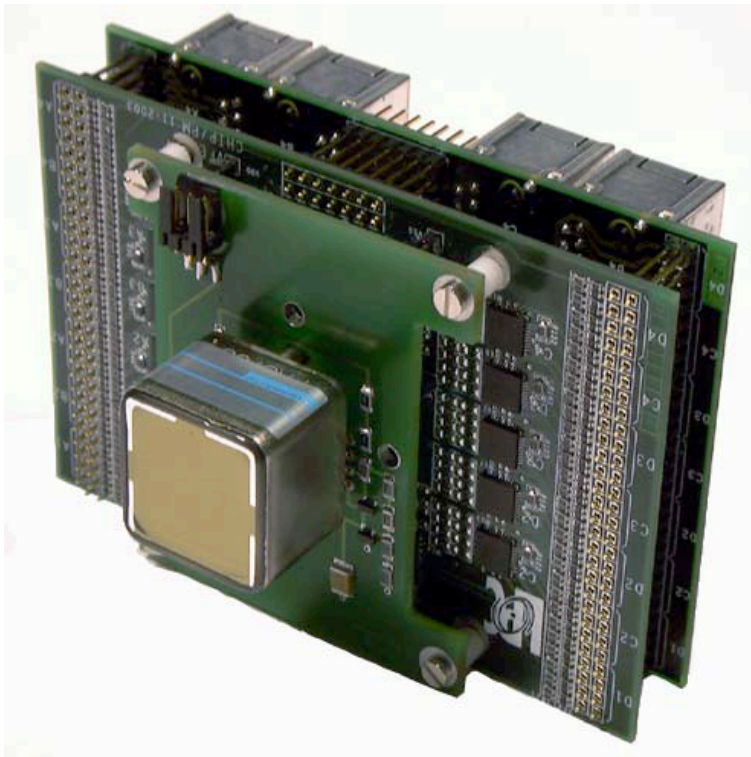


FIG. B.12 – A MaPMT and its VFE board (chip board and its mezzanine with RJ45 connectors)

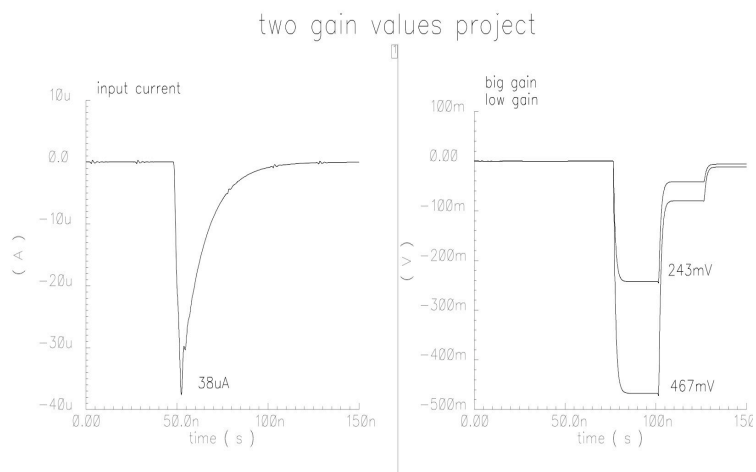


FIG. B.13 – Response of one channel (right plot) to a current stimulus (left plot) for the gain estimation (simulation).

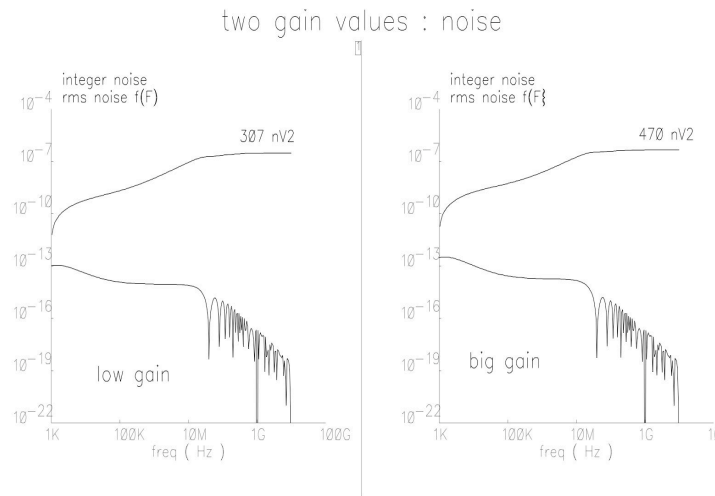


FIG. B.14 – The noise for the two gains as a function of the frequency (simulation).

most critical requirement was the maximal value of authorized offset, initially set at $\pm 100 \text{ mV}$. It happens that the spread of the offsets was larger than expected. The FE ADC offset was adjusted at a larger value and an asymmetric selection cut was applied to the chip offset distribution.

The mass production test bench developed for the acceptance of the MaPMT has been advantageously used to qualify the VFE boards prior to their installation. Though the chips were selected according to specifications, it was worth checking the global performance of the VFE board. Pedestal measurements, linearity of the electronics chain and gain measurements were accurately measured. The acceptance rate was found to be 95 %.

Bibliographie

- [1] ALEPH Collaboration, “Performance of the ALEPH detector at LEP”, Nucl. Instr. Methods **A360** (1995) 481.
- [2] ALEPH Collaboration, “ALEPH : a detector for electron-positron annihilations at LEP”, Nucl. Instr. Methods **A294** (1990) 121.
- [3] S. Monteil, “Production et désintégration des quarks lourds au LEP, auprès du détecteur ALEPH.”, Thèse d’université, PCCF 1996.
- [4] “Improved search for $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ oscillations”, ALEPH Collaboration, Eur. Phys. J. **C 29** (2003) 143-170.
- [5] “A study of the decay width difference in the $B_s^0 - \bar{B}_s^0$ system using $\phi\phi$ correlations”, ALEPH Collaboration, Phys. Lett. **B 486** (2000) 286-99
- [6] “Inclusive semileptonic branching ratios of b hadrons produced in Z decays”, ALEPH Collaboration, Eur. Phys. J. **C 22** (2002) 613-626.
- [7] “Investigation of Inclusive CP Asymmetries in B^0 Decays”, ALEPH Collaboration, Eur. Phys. J. **C 20** (2001) 431-443
- [8] S. Glashow, Nucl. Phys. **20** (1961) 579 ;
S. Weinberg, Phys. Rev. Lett. **19** (1967) 1264 ;
A. Salam, in Elementary Particle Theory, ed. N. Svartholm (1968).
- [9] F. Englert and R. Brout, Phys. Rev. Lett. **13** (1964) 321 ;
P. Higgs, Phys. Lett. **B12** (1964) 132 ;
P. Higgs, Phys. Rev. Lett. **13**, (1964) 508.
- [10] G. 't Hooft and M.Veltman, Nucl. Phys. **B44**, (1972).
- [11] The ALEPH, DELPHI, L3, OPAL Collaborations, the LEP Electroweak Working Group and the SLD Electroweak and Heavy Flavour Groups, “Precision Electroweak Measurements on the Z Resonance”, Physics Reports : Volume **427** Nos. 5-6 (May 2006) 257-454.
- [12] D. Abbaneo *et al.*, “QCD corrections to the forward-backward asymmetries of c and b quarks at the Z pole”, Eur. Phys. J. **C4** (1998) 185.
- [13] The Tevatron Electroweak Working Group, for the CDF and D0 collaborations, [hep-ex :0903 :2503].
- [14] P. Bamert, Int. J. Mod. Phys. **A12** (1997) 723 ;
K. Agashe *et al.*, Phys. Lett. **B385**, (1996) 218, et les références incluses.
- [15] ALEPH Collaboration, D. Buskulic *et al.*, Nucl. Instr. Methods **A346** (1994) 461.
- [16] ALEPH Collaboration, “A precise measurement of $\Gamma_{Z \rightarrow b\bar{b}}/\Gamma_{Z \rightarrow \text{had}}$ ”, Phys. Lett. **B313** (1993) 535.
- [17] C. Peterson *et al.*, “Scaling violations in inclusive e^+e^- annihilations spectra”, Phys. Rev. **D27** (1983) 105.
- [18] The LEP Electroweak Working Group for the LEP Experiments, “Combining Heavy Flavour Electroweak Measurements at LEP”, Nucl. Instr. Methods **A378** (1996) 101.

- [19] ALEPH Collaboration, “Measurement of the fraction of hadronic Z decays into charm quark pairs”, *Eur. Phys. J. C* **4** (1998) 557-570.
- [20] G. Altarelli *et al.*, *Nucl. Phys* **B208** (1982) 365
G. Altarelli and S. Petrarca, *Phys. Lett.* B261 (1991) 303.
- [21] P. Collins and T. Spiller, *J. Phys.* G11, (1985) 1289.
- [22] V.G. Kartvelishvili, *et al.*, *Phys. Lett.* **B78** (1978) 615.
- [23] ALEPH Collaboration, “Heavy quark tagging with leptons in the ALEPH detector”, *Nucl. Instr. Methods* **A346** (1994) 461.
- [24] ALEPH Collaboration, “Measurement of the b forward-backward asymmetry and mixing using high p_{\perp} leptons”, *Phys. Lett.* **B384** (1996) 414.
- [25] ALEPH Collaboration, “Heavy flavour production and decay with prompt leptons in the ALEPH detector”, *Z. Phys.* **C62** (1994) 179.
- [26] ALEPH Collaboration, “Measurement of the Z resonance parameters at LEP”, *Eur. Phys. J.* **C14** (2000) 1.
- [27] ALEPH Collaboration, “Investigation of inclusive CP asymmetries in B^0 Decays”, *Eur. Phys. J.* **C 20** (2001) 431-443.
- [28] JADE Collaboration, “Experimental studies on multijet production in e^+e^- annihilations at PETRA energies”, *Z. Phys.* **C33** (1986) 23.
- [29] ALEPH Collaboration, “An investigation of B_d^0 and B_s^0 oscillation”, *Phys. Lett.* **B322** (1994) 441.
- [30] ALEPH Collaboration, “Measurement of the branching fraction for $D^0 \rightarrow K^- \pi^+$ ”, *Phys. Lett.* **B403** (1997) 367.
- [31] OPAL Collaboration, “Measurement of heavy quark forward-backward asymmetries and average $B^0-\bar{B}^0$ mixing using leptons in multihadronic events”, *Z. Phys.* **C70** (1996) 357.
- [32] F. Palla, “Semileptonic B decays and CKM elements at LEP”, in *Proceedings of the EPS International Conference on High Energy Physics, Budapest, 2001* (D. Horvath, P. Levai, A. Patkos, eds.), *JHEP* (<http://jhep.sissa.it/>) Proceedings Section, PrHEP-hep2001/077.
- [33] CLEO Collaboration, “Measurements of semileptonic branching fractions of B mesons at the $\Upsilon(4S)$ resonance”, *Phys. Rev.* **D45** (1992) 2212.
- [34] LEP and SLD Collaborations, “Combining Heavy Flavour Electroweak Measurements at LEP”, *Nucl. Instr. Methods* **A378** (1996) 101.
- [35] MARK III Collaboration, “Direct measurement of charmed D^+ and D^0 semileptonic branching ratios”, *Phys. Rev. Lett.* **54** (1985) 1976.
- [36] DELCO Collaboration, “Semileptonic decays of the D meson”, *Phys. Rev. Lett.* **43** (1979) 1073.
- [37] CLEO Collaboration, “Inclusive and exclusive decays of B mesons to final states including charm and charmonium mesons”, *Phys. Rev.* **D45** (1992) 21.
- [38] The ALEPH, CDF, DELPHI, L3 and SLD Collaborations, “Combined results on b-hadron production rates, lifetimes, oscillations and semileptonic decays”, CERN-EP/2001-050.
- [39] The ALEPH Collaboration, “A measurement of R_b using mutually exclusive tags”, *Phys. Lett.* **B401** (1997) 150.
- [40] ALEPH Collaboration, “Measurement of $A_{FB}^{b\bar{b}}$ using inclusive b-hadron decays”, CERN-EP/2001-047, to be published in *Eur. Phys. J.* .
- [41] ALEPH Collaboration, “The Forward Backward Asymmetry for Charm Quarks at the Z”, *Phys. Lett.* **B434** (1998) 415.

- [42] ALEPH Collaboration, “Measurement of the τ polarisation at LEP1”, Eur. Phys. J. **C 20** (2001) 401.
- [43] ALEPH Collaboration, “Measurement of the Z resonance parameters at LEP”, Eur. Phys. J. **C 14** (2000) 1.
- [44] N. Cabibbo, Phys. Rev. Lett. 105311963 ; M. Kobayashi and T. Maskawa, Prog. Theor. Phys. **49**, 652 (1973).
- [45] W.-M.Yao *et al.* (Particle Data Group), J. Phys. G **33**, 1 (2006).
- [46] L. Wolfenstein, Phys. Rev. Lett. 5119451983
- [47] The CKMfitter Group (J. Charles *et al.*), Eur. Phys. J. **C41** (2005) 1; updated in <http://ckmfitter.in2p3.fr/>.
- [48] C. Jarlskog, in *CP Violation*, C. Jarlskog ed., World Scientific, Singapore (1988).
- [49] M. Bona *et al.* (UTfit collaboration), JHEP 0603, 080 (2006).
- [50] M. Jamin, talk given at Moriond 2007.
- [51] Heavy Flavour Averaging Group, E. Barberio *et al.*, [arXiv :hep-ex/0603003], updated (ICHEP06) : <http://www.slac.stanford.edu/xorg/hfag/>
- [52] Heavy Flavour Averaging Group, E. Barberio *et al.*, [arXiv :hep-ex/0603003], updated (PDG07) : <http://www.slac.stanford.edu/xorg/hfag/>
- [53] A. Abulencia *et al.* (CDF collaboration), Phys. Rev. Lett. 972420032006
- [54] V. Abazov *et al.* (D0 collaboration), Phys. Rev. D740929912006
- [55] V. Abazov *et al.* (D0 collaboration), Phys. Rev. Lett. 981518012007
- [56] N. Tantalo, “Lattice calculations for B and K mixing”, arXiv :hep-ph/0703241
- [57] D. Becirevic, “Status of the computation of f_{B_s} , f_{B_d} , ξ and g ”, Invited talk at 2nd Workshop on the CKM Unitarity Triangle, Durham, England, 5-9 Apr 2003. [arXiv :hep-ph/0310072]
- [58] G. Buchalla, A. J. Buras and M. E. Lautenbacher, Rev. Mod. Phys. **68** :1125-1144, 1996
- [59] U. Nierste, Nucl. Phys. Proc. Suppl. **170** :135-140,2007, [arXiv :hep-ph/0612310] (translating the Tevatron results for m_t into the \overline{MS} scheme).
- [60] S. Herrlich and U. Nierste, Nucl Physics **B419**, 292, 1994.
- [61] U. Nierste, private communication.
- [62] O. Buchmüller and H. Flächer, Phys. Rev. D730730082006
- [63] J. M. Soares and L. Wolfenstein, Phys. Rev. D4710211993 ; N. G. Deshpande, B. Dutta and S. Oh, Phys. Rev. Lett. 7744991996 ; J. P. Silva and L. Wolfenstein, Phys. Rev. D5553311997 ; A. G. Cohen *et al.*, Phys. Rev. Lett. 7823001997 ; Y. Grossman, Y. Nir and M. Worah, Phys. Lett. B4073071997
- [64] T. Goto *et al.*, Phys. Rev. D5366621996
- [65] K. Agashe *et al.*, “Next to Minimal Flavor Violation”, arXiv :hep-ph/0509117
- [66] A. Lenz and U. Nierste, JHEP 0706 :072,2007.
- [67] S. Laplace *et al.*, Phys. Rev. D550940402002,
Z. Ligeti, M. Papucci and G. Perez, Phys. Rev. Lett. 971018012006,
Y. Grossman, Y. Nir and G. Raz, Phys. Rev. Lett. 971518012006.
- [68] CLEO collaboration, Phys. Rev. Lett. 7116801993, Phys. Lett. B490362000, Phys. Rev. Lett. 58650002001 ; BABAR collaboration, Phys. Rev. Lett. 921818012004, Phys. Rev. Lett. 962518022006, [arXiv :hep-ex/0607091] ; Belle collaboration, Phys. Rev. D731120022006

- [69] T. Aaltonen *et al.* The CDF Collaboration, “First Flavor-Tagged Determination of Bounds on Mixing-Induced CP Violation in $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$ Decays,” Phys. Rev. Lett. 1001618022008, arXiv [hep-ex/ 0712.2397] ;
V. M. Abazov *et al.*, the D0 Collaboration, “Measurement of B_s^0 mixing parameters from the flavor-tagged decay $B_s^0 \rightarrow J/\psi \phi$,” arXiv [hep-ex/ 0802.2255] ;
- [70] The CKMfitter Group Collaboration, “The Two Higgs Doublet Model of Type II facing flavour physics data”, arXiv [hep-ph/ 0907.5135] ;
- [71] M. E. Peskin, arXiv :hep-ph/9705479.
R. D. Peccei, arXiv :hep-ph/9909233.
J. R. Ellis, arXiv :hep-ph/9812235.
Y. Nir, arXiv :hep-ph/0109090.
- [72] L. F. Abbott, P. Sikivie and M. B. Wise, Phys. Rev. D **21** (1980) 1393.
- [73] G. C. Branco, A. J. Buras and J. M. Gerard, Nucl. Phys. B **259** (1985) 306.
- [74] V. D. Barger, J. L. Hewett and R. J. N. Phillips, Phys. Rev. D **41** (1990) 3421.
- [75] W. S. Hou, Phys. Rev. D **48** (1993) 2342.
- [76] Y. Nir, arXiv :0708.1872 [hep-ph].
- [77] B. Aubert *et al.* [BABAR Collaboration], Phys. Rev. D **77**, 011107 (2008) [arXiv :0804.2422 [hep-ex]].
- [78] K. Ikado *et al.*, Phys. Rev. Lett. **97** (2006) 251802 [arXiv :hep-ex/0604018].
- [79] W. J. Marciano, Phys. Rev. Lett. **93** (2004) 231803 [arXiv :hep-ph/0402299].
- [80] M. Antonelli *et al.* [FlaviaNet Working Group on Kaon Decays], arXiv :0801.1817 [hep-ph].
- [81] A. G. Akeroyd and C. H. Chen, Phys. Rev. D **75**, 075004 (2007) [arXiv :hep-ph/0701078].
- [82] A. G. Akeroyd, Prog. Theor. Phys. **111**, 295 (2004) [arXiv :hep-ph/0308260].
- [83] M. Misiak and M. Steinhauser, Nucl. Phys. B **764**, 62 (2007) [arXiv :hep-ph/0609241].
- [84] A. J. Buras, M. Misiak, M. Munz and S. Pokorski, Nucl. Phys. B **424**, 374 (1994) [arXiv :hep-ph/9311345].
- [85] M. Misiak *et al.*, Phys. Rev. Lett. **98**, 022002 (2007) [arXiv :hep-ph/0609232].
- [86] G. Degrossi, P. Gambino and P. Slavich, Comput. Phys. Commun. **179**, 759 (2008) [arXiv :0712.3265 [hep-ph]].
- [87] The LEP Higgs Working Group for Higgs boson searches, arXiv :hep-ex/0107031.
- [88] V. M. Abazov *et al.* [D0 Collaboration], arXiv :0807.0859 [hep-ex].
A. Abulencia *et al.* [CDF Collaboration], Phys. Rev. Lett. **96** (2006) 042003 [arXiv :hep-ex/0510065].
D. Horvath [OPAL Collaboration], Nucl. Phys. A **721**, 453 (2003).
A. Heister *et al.* [ALEPH Collaboration], Phys. Lett. B **543** (2002) 1 [arXiv :hep-ex/0207054].
P. Abreu *et al.* [DELPHI Collaboration], Phys. Lett. B **525**, 17 (2002) [arXiv :hep-ex/0201023].
P. Achard *et al.* [L3 Collaboration], Phys. Lett. B **575**, 208 (2003) [arXiv :hep-ex/0309056].
- [89] Collaboration ATLAS, *Technical Proposal*, **CERN-LHCC/94-43**.
- [90] Collaboration CMS, *Technical Proposal*, **CERN-LHCC/94-38**.
- [91] Collaboration ALICE, *Technical Proposal*, **CERN-LHCC/95-71**.

- [92] Collaboration ALICE, *Technical Proposal*, Addendum 1 **CERN-LHCC/96-32**.
- [93] Collaboration TOTEM, *Technical Proposal*, **CERN-LHCC/99-7**.
- [94] Collaboration TOTEM, *Technical Design Report*, **CERN-LHCC/2004-02**.
- [95] LHC Study Group, “*The Large Hadron Collider : Conceptual design*”, **CERN-AC-95-05-LHC**.
- [96] <http://ab-div.web.cern.ch/ab-div/Index/>
Talk by M. Benedikt, lhccwg.web.cern.ch/lhccwg/Meetings/.../ltc_2005-03b.pdf
- [97] M. Needham and T. Ruf, *Estimation of the material budget of the LHCb detector*, Note LHCb 2007-025.
- [98] J. Christiansen, *Requirements to the L0 front-end electronics*, Note LHCb 2001-014.
- [99] J. Christiansen, *Requirements to the L1 front-end electronics*, EDMS document <https://edms.cern.ch/document/715154>
- [100] P. Moreira et al., *G-Link and Gigabit Ethernet Compliant Serializer for LHC Data Transmission*, IEEE Nuclear Science Symposium, vol.2, Oct 2000 ;
P. Moreira et al., *GOL Reference Manual, Gigabit Optical Link Transmitter manual*, Version 1.9, Oct 2005 ; See : <http://proj-gol.web.cern.ch/proj-gol/>
- [101] B. Taylor, *Timing Distribution at the LHC*, LECC 2002 workshop.
- [102] LHCb Collaboration, *Vertex Locator Technical Design Report*, CERN/LHCC 2001-011.
- [103] J. Gassner, M. Needham and O. Steinkamp, *Layout and Expected Performance of the LHCb TT Station*, Note LHCb 2003-140.
- [104] LHCb Collaboration, *LHCb Inner Tracker Technical Design Report*, CERN/LHCC 2002-029.
- [105] LHCb Collaboration, *LHCb calorimeters Technical Design Report*, CERN/LHCC 2000-036.
- [106] E. Guschin, S. V. Laptev, *MonteCarlo study of LHCb preshower*, Note LHCb 2000-030.
- [107] S. Barsuk et al., *Design and construction of the electromagnetic calorimeter for the LHCb experiment*, Note LHCb 2000-043.
- [108] R. Djeliadine, O. Iouchtchenko, V. F. Obraztsov, *LHCb hadron trigger and HCAL cell size and length optimisation*, Note LHCb 1999-035.
- [109] E. Tarkovsky, *Nucl. Instrum. Meth.* **A 379** (1996) 515.
- [110] A. Bazilevsky et al, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **43 no.3** (1996) 1.
- [111] J. Badier et al., *Nucl. Instrum. Meth.* **A 348** (1994) 74.
- [112] LHCb Collaboration, *LHCb Muon System Technical Design Report*, CERN/LHCC 2001-010.
- [113] LHCb Collaboration, *LHCb Addendum to the Muon System Technical Design Report*, CERN/LHCC 2003-002.
- [114] LHCb Collaboration, *LHCb Second Addendum to the Muon System Technical Design Report*, CERN/LHCC 2005-012.
- [115] The LHCb Collaboration, *LHCb Trigger System Technical Design Report*, CERN/LHCC 2003-031.
- [116] LHCb Collaboration, *LHCb Online System Technical Design Report*, CERN/LHCC 2001-040.
- [117] LHCb Collaboration, *Addendum to the LHCb Online System Technical Design Report*, CERN/LHCC 2005-039.

- [118] RD12 Collaboration, *Timing, Trigger and Control (TTC) Systems for the LHC*, <http://ttc.web.cern.ch/TTC/> and links therein.
- [119] S. N. Filippov et al., *Design and construction of the LHCb Scintillator-Pad/Preshower Detector*, Note LHCb 2000-042.
- [120] S. N. Filippov et al., *Experimental performance of PS/SPD prototypes*, Note LHCb 2000-031.
- [121] G. Böhner et al., *Very Front-End Electronics for LHCb Preshower*, Note LHCb 2000-047.
- [122] M. Crouau *et al.*, “Characterisation of eight stages HAMAMATSU R5900 Photomultipliers for the Tile Calorimeter” ATLAS NOTE, ATL-TILECAL-97-129.
- [123] Y Yoshiziwa *et al.*, “The Development and study of R5900-00-M64 for scintillating / optical fibre read out” HAMAMATSU.
- [124] G. Böhner *et al.*, “Very front-end electronics for the LHCb preshower.” LHCb internal note / LHCb-2000-047.
- [125] G. Böhner *et al.*, “Front-end electronics for LHCb preshower.” LHCb internal note / LHCb-2000-048.
- [126] Z. Ajaltouni *et al.*, “Test beam results for the Preshower.” LHCb note to be published
- [127] Z. Ajaltouni *et al.*, “Proceedings of the 3rd BEAUNE Conference - June 17-21, 2002.”
- [128] E. Aguilo *et al.*, “Mean current in PS/SPD Multianode Photomultipliers Tubes.” LHCb internal note / LHCb-2003-003.
- [129] *Preshower testbeam results*, Lefèvre R., 17 september 2002 Calorimeter meeting.
- [130] D. Borrás, Thèse d’Université, PCCF T 0605 (2006).
- [131] *Description of the ECAL/HCAL Front-End card*, S. Barsuk et al., LHCb note 2006-0xx, CALO, 24 March 2006.
- [132] Eric Conte, Thèse de l’université Blaise-Pascal, PCCF T 0710.
- [133] *LHCb Calorimeters*, The LHCb Collaboration, Technical Design Report, CERN/LHCC/2000-0036, LHCb TDR 2, 6 September 2000.
- [134] *LHCb Preshower Front-End Electronics Board*, R. Bonnefoy et al., LHCb note 2006-069.
- [135] *Preshower Front-End TRIG-PGA Bit flip studies*, R. Bonnefoy et al., LHCb note 2007-005.
- [136] *LHCb Calorimeter Front-End Electronics Radiation Dose and Single Event Effects*, C. Beigbeder et al., LHCb note LHCb-2002-021 (2002)
Single Event Effects Actel AX FPGA, F. Machefert, LHCb note LHCb-2002-072 (2002)
- [137] *Radiation tests of Preshower electronics components during year 2003*, G. Böhner et al., LHCb note 2003-162, CALO-PS
- [138] E. Aguilo Chivite, Thèse de l’Université de Barcelone (2004).
- [139] K. Sobczak, Thèse de l’université Blaise-Pascal en préparation.
- [140] How far are we from the observation of $B^0 \rightarrow \pi^0 \pi^0$? LHCb-2004-003.
- [141] The CKM angle alpha at LHCb. LHCb-2007-046 ; CERN-LHCb-2007-046.
- [142] A. Abulencia *et al.* (CDF collaboration), Phys. Rev. Lett. 970620032006
- [143] M. Ciuchini *et al.* [hep-ph/0602207].
- [144] M. Gronau *et al.* [hep-ph/0608243].
- [145] A. Perez, Thèse de l’Université Paris VI (2009).
- [146] A front-end read out chip for the OPERA scintillator tracker, NIMbf A 2004, vol. 521.
- [147] Pieter Vorenkamp, Johan P.M. Verdaasdonk. ”Fully bipolar, 120-Msamples/s 10-b Track and Hold Circuit.” IEEE journal of solid-state circuits, July 7, 1992.
- [148] Jean-Marie Bussat, thèse de doctorat ”Conception d’un dispositif d’acquisition rapide de grande dynamique...” 5 juin 1998.