

MÉMOIRE

présenté

devant l'Université Pierre et Marie Curie

pour obtenir

l'habilitation à la direction de recherches par

Pascal PAGANINI

Genèse, mise au point et performances du système de déclenchement du calorimètre électromagnétique de CMS

Soutenu le 4 mars 2011 devant la commission d'examen:

Mme	Ursula	BASSLER	(rapporteur)
Mr	Gregorio	BERNARDI	
Mr	Olivier	DRAPIER	(rapporteur)
Mr	Daniel	FOURNIER	(président et rapporteur)
Mr	Tejinder	VIRDEE	

Aux trois p'tits Paga et leur maman

Préambule et remerciements

Le mémoire que vous tenez entre vos mains porte sur le système de déclenchement du calorimètre électromagnétique de l'expérience CMS. Il tente d'expliquer plus ou moins précisément le processus qui nous a permis d'aboutir au système actuel avec ses défauts et ses (nombreuses!) qualités. Il s'écarte donc quelque peu de l'exercice de style habituel du mémoire d'habilitation visant un article de synthèse, et s'inscrit plutôt dans une démarche pédagogique cherchant à illustrer la complexité de la mise en oeuvre d'un système de déclenchement. Ce mémoire constitue également un résumé de mes activités principales de ces six à sept dernières années. Il est difficile et probablement rébarbatif d'être exhaustif sur un tel sujet dont la teneur est assez technique et par conséquent généralement assez éloignée des grandes motivations scientifiques ayant suscité la construction du Large Hadron Collider et de ses détecteurs attenants. J'espère néanmoins, cher lecteur, que vous y trouverez matière à intérêt et que le jour où une découverte majeure sera réalisée au LHC, vous aurez une pensée à tous ces rouages qu'il est nécessaire d'actionner pour y parvenir.

Un ouvrage de ce type a ceci de gratifiant pour son auteur qu'il s'approprie dans une certaine mesure le travail d'autrui. J'aimerais réparer cette injustice qui laisserait à penser que sans moi, CMS n'aurait pu sélectionner des événements comportant des électrons ou des photons. Malheureusement, ce désir d'équité ne peut à son tour qu'engendrer une injustice : il n'est guère possible de mentionner toutes les personnes ayant contribué au travail décrit dans les pages qui suivent. Aussi, vais-je adopter un point de vue prudent, et me concentrer essentiellement sur mes collègues du laboratoire, les autres ayant moins de chance de lire ce document... Je tiens donc à remercier et à donner du crédit au travail des personnes qui suivent, avec par ordre chronologique :

- Philippe Busson, qui depuis la préhistoire de CMS s'est intéressé à la façon dont nous pouvions sélectionner les électrons et photons,*
- Yannick Geerebaert, Michel Bercher, Luc Zlatevski, Antoine Mathieu et Thierry Romanteau qui ont dû supporter mes sollicitations incessantes dans la conduite des différents projets de carte d'électronique de déclenchement,*
- leurs collègues informaticiens Muriel Cerruti et Jean Gilly qui eux aussi ont dû subir mes grognements,*
- Nicolas Regnault avec qui j'ai fait les premiers tests au laboratoire,*
- Ursula Berthon et Séphanie Baffioni, avec qui nous avons mis au point la simulation, dans sa version moderne, des primitives de déclenchement du calorimètre électromagnétique de CMS,*

- Emilia Becheva qui a dû se plonger dans la complexité des bases de données de CMS,
- Clémentine Broutin dont la contribution à l’analyse des performances du déclenchement est remarquable,
- Alexandre Zabi qui a la lourde tâche de reprendre le flambeau de mon activité au CERN en tant que responsable du système de déclenchement du calorimètre électromagnétique,
- et enfin, tous mes collègues, partenaires du commissioning du système de déclenchement avec qui j’ai passé l’essentiel de ces 4 dernières années au CERN dont une partie non négligeable au fin fond de la caverne d’électronique de CMS : Andre David, Jose Carlos Da Silva, Pamela Klabbers, Pedro Silva, Alessandro Thea, ainsi que ceux qui ont gentiment accepté de se joindre à moi pour former l’équipe des premiers “ECAL Trigger Expert On Call” : Jamie Antonelli, Sean Lynch, Dmitri Konstantinov et David Petyt.

Et puis, il y a tous les autres, les anonymes, ceux dont on n’oublie le nom jusqu’au jour où un problème survient. A ceux là, j’adresse mes plus vifs remerciements et sachez que “J’ai une mémoire admirable, j’oublie tout ¹.”

¹Alphonse Allais

Table des matières

Introduction	7
1 Problématique du déclenchement dans le contexte de la physique au LHC	9
1.1 Introduction	10
1.2 Sections efficaces au LHC	12
1.3 Brève introduction au déclenchement	13
1.4 Problématique du déclenchement : une illustration avec le boson de Higgs	14
1.4.1 $H \rightarrow \gamma\gamma$	15
1.4.2 $H \rightarrow ZZ^*$	16
1.4.3 $H \rightarrow W^+W^-$	17
1.4.4 $H \rightarrow ZZ$	18
1.4.5 Fusion de bosons vecteurs et $H \rightarrow \tau^+\tau^-$	18
2 Revue générale du système de déclenchement de CMS	19
2.1 Le détecteur CMS	20
2.1.1 Présentation générale	20
2.1.2 Le trajectographe	20
2.1.3 le calorimètre électromagnétique	22
2.1.4 les calorimètres hadroniques	25
2.1.5 les détecteurs à muons	27
2.2 Architecture du système de déclenchement	29
2.2.1 Principe	29
2.2.2 le déclenchement de premier niveau	29
2.2.3 le déclenchement de haut niveau	33
2.3 Algorithmes de déclenchement de premier niveau des calorimètres	34
2.3.1 Définition des primitives de déclenchement	34
2.3.2 La sélection des électrons et photons	35
2.3.3 La sélection des jets, τ -jets et autres bilans énergétiques globaux	36
2.4 Le déclenchement de haut niveau des électrons et des photons	37
3 La sélection des électrons et photons par le système de déclenchement de premier niveau	41
3.1 Génération des primitives de déclenchement du calorimètre électromagnétique	42

3.1.1	Electronique de lecture et géométrie des tours	42
3.1.2	Algorithmes de calcul des primitives de déclenchement	45
3.1.3	Implantation matérielle et tests	50
3.2	Logiciels et simulation	51
3.2.1	Primitives de déclenchement : calcul des paramètres optimaux . . .	51
3.2.1.1	Optimisation des paramètres gouvernant E_T	52
3.2.1.2	Optimisation des paramètres gouvernant le <i>Fine Grain Veto bit</i>	56
3.2.2	Primitives de déclenchement : organisation des paramètres et bases de données	57
3.2.3	Simulation du trigger électromagnétique	60
3.3	Des primitives de déclenchement au Global Calorimeter Trigger	61
4	La carte “Trigger Concentrator Card” maillon essentiel du système de déclenchement calorimétrique	63
4.1	Genèse de la TCC	64
4.2	L’environnement de l’électronique hors-détecteur	64
4.3	Fonctions de la TCC	66
4.3.1	Fonctions de base	66
4.3.2	Fonctions auxiliaires	68
4.3.3	Fonctions des cartes filles SLB	69
4.4	Implantation matérielle et architecture	70
4.4.1	Architecture générale	70
4.4.2	Entrées et sorties	72
4.5	Production des cartes TCC	74
4.5.1	Réalisation et tests du prototype	74
4.5.2	Production des cartes de série	77
4.5.3	Tests de réception	77
4.5.4	Tests d’intégration	79
4.6	Environnement logiciel	79
4.6.1	Programmation des cartes dans l’environnement de CMS	79
4.6.2	Interaction avec CMS	79
5	Tests et commissioning du système de déclenchement du calorimètre électromagnétique	83
5.1	Tests en faisceaux d’électrons	84
5.1.1	Dispositif expérimental	84
5.1.2	Premières estimations des performances	84
5.2	Les tests d’interconnexion	86
5.3	L’alignement temporel	86
5.3.1	Les calorimètres et le Regional Calorimeter Trigger	86
5.3.2	Alignement des primitives de déclenchement dans la DAQ	87
5.3.3	Alignement des voies trigger du calorimètre électromagnétique . . .	88
5.3.4	Ajustement de la latence globale	91

5.4	Exploitation des rayons cosmiques	91
5.5	Exploitation des collisions de protons avec les collimateurs	96
5.6	Analyses rapides et DQM	97
6	Premières collisions au LHC et mesure des performances du système de déclenchement	99
6.1	Toutes premières collisions et performances temporelles	100
6.1.1	Optimisation de la phase d'échantillonnage	100
6.1.2	Fractions de pre-post firing	102
6.2	Performances avec les collisions à 7 TeV	102
6.2.1	Mesures d'efficacités de déclenchement avec les électrons	104
6.2.1.1	Electrons de conversion	104
6.2.1.2	Utilisation des $Z^0 \rightarrow e^+e^-$	106
6.2.2	Résolutions en énergie	108
6.3	Une limitation presque inattendue : les signaux anormaux	110
6.4	Perspectives en 2011	115
	Conclusion	117
	Bibliographie	119
	Annexe A : liste des acronymes	125
	Annexe B : Extraits de publications	126
	Pulse amplitude reconstruction in the CMS ECAL using the weights method	127
	Performance of the CMS Level-1 trigger during commissioning with cosmic ray muons and LHC beams	134

Introduction

Le physicien¹ des particules est un gourmand : il crée une machine extraordinaire, le *Large Hadron Collider* (LHC) qui lui permet de produire des quantités de collisions gigantesques, sources de gourmandises intellectuelles. Cependant, l'indigestion guette le gourmand. Et c'est particulièrement vrai au LHC, où la digestion des quelques un milliard d'événements par seconde s'avère difficile, puisque seuls une centaine d'entre eux ne peut être véritablement absorbés et donc analysés. Ce processus de digestion, autrement dit de sélection, c'est le travail du système de déclenchement.

La tâche du système de déclenchement consiste donc à éliminer rapidement les événements présentant peu d'intérêts, tout en gardant, si possible de façon non biaisée, les événements les plus intéressants. Il y a de cela une cinquantaine d'année, cette tâche était manuelle, réalisée par des humains : les *scanners* analysaient et triaient les clichés de chambres à bulle un à un. Puis, les taux d'interactions augmentant, il a fallu automatiser le processus. Ainsi, on est passé d'un taux de l'ordre de la dizaine de Hz au LEP, à environ 20 MHz au Tevatron (*run2*) pour finir avec près de 1 GHz au LHC. Avec les machines hadroniques, ce taux est même supérieur à l'espacement entre deux croisements de faisceaux, contribuant ainsi à des interactions multiples par croisements de faisceaux (l'empilement ou *pile-up*). La conception des détecteurs, et notamment celle de leur système de déclenchement doit tenir compte de cet effet en privilégiant en autres, des détecteurs rapides avec une bonne granularité. La nécessité de disposer rapidement des décisions de déclenchement et le volume de données à traiter conduisent les systèmes de déclenchement à utiliser plusieurs niveaux de sélection de complexité croissante pour lesquels le temps mort doit être le plus faible possible. Une façon d'éliminer ce temps mort, est d'adopter des systèmes fonctionnant en *pipeline* (en général pour le premier niveau de déclenchement). En contrepartie, ces systèmes avec *pipeline* doivent veiller à la synchronisation de tous les éléments participant aux décisions de déclenchement, et ce tout du long de la chaîne de décision.

Le travail présenté dans ce document, précise toutes les notions évoquées brièvement ci-dessus dans le cas du détecteur CMS. Plus particulièrement, je m'attache à décrire le système de déclenchement lié au calorimètre électromagnétique sur lequel j'ai travaillé longuement.

¹Que les dames ne s'offusquent pas de l'emploi exclusif du masculin ici : ce n'est qu'un terme générique et non une marque de sexisme de ma part.

Le premier chapitre constitue en fait une introduction au système de déclenchement. J'ai cherché à le re-situer dans le contexte de la physique du LHC. Le second chapitre est généraliste : il donne une description du système de déclenchement adopté par CMS et plus généralement du détecteur CMS lui-même. Le chapitre suivant s'attache à décrire en détail le système de déclenchement lié au calorimètre électromagnétique. Le processus permettant la sélection des électrons et des photons y est exposé. Dans le quatrième chapitre, un des éléments de première importance de l'électronique du système de déclenchement du calorimètre électromagnétique y est présenté. La conception, la production, les tests et l'intégration de ce composant sont abordés. L'avant dernier chapitre est consacré à la mise au point et aux tests (*commissioning*) du système de déclenchement du calorimètre électromagnétique avant les premières collisions au LHC. Enfin, le dernier chapitre montre comment nous avons exploité les collisions de protons au LHC pour optimiser et quantifier quelques performances du système de déclenchement du calorimètre électromagnétique.

Chapitre 1

Problématique du déclenchement dans le contexte de la physique au LHC

Contenu du chapitre

1.1	Introduction	10
1.2	Sections efficaces au LHC	12
1.3	Brève introduction au déclenchement	13
1.4	Problématique du déclenchement : une illustration avec le boson de Higgs	14
1.4.1	$H \rightarrow \gamma\gamma$	15
1.4.2	$H \rightarrow ZZ^*$	16
1.4.3	$H \rightarrow W^+W^-$	17
1.4.4	$H \rightarrow ZZ$	18
1.4.5	Fusion de bosons vecteurs et $H \rightarrow \tau^+\tau^-$	18

1.1 Introduction

Au début des années 90, les mesures de précision effectuées au LEP¹ s'accumulent, poussant toujours plus loin le modèle standard de la physique des particules sans pour autant le mettre en défaut. C'est dans ce contexte que le LHC prend forme. Clairement, le LHC a été principalement pensé et conçu pour être une machine de découverte de phénomènes rares. Le lecteur curieux pourra se plonger dans les actes du workshop d'Aix la Chapelle [1] dans lesquels la quête du boson de Higgs est de première importance. On estime ainsi encore aujourd'hui que le LHC sera en mesure d'apporter des éléments de réponses aux questions fondamentales de la physique telles l'origine de la masse des particules et de la matière noire, l'unification des interactions fondamentales, l'absence de symétrie entre matière et anti-matière etc.

Le LHC a donc été conçu dans l'espoir d'effectuer de nouvelles découvertes : on a privilégié d'une part des luminosités élevées pour explorer des phénomènes rares et d'autre part des collisions autorisant l'exploration d'une vaste gamme d'énergie des processus fondamentaux. Le choix s'est naturellement porté sur un collisionneur hadronique, tout comme le projet américain concurrent de l'époque SSC, qui depuis fut abandonné, et le Tevatron à Fermilab (ayant permis notamment de découvrir le quark top en 1994). On notera en consultant les principales caractéristiques du collisionneur LHC répertoriées dans la table 1.1, que vis à vis du Tevatron, on gagne tout de même près d'un ordre de grandeur sur l'énergie disponible dans le centre de masse, et deux ordres de grandeur sur la luminosité.

Circonférence	26.659 Kms
\sqrt{s}	14 TeV
Luminosité nominale	$10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
Temps entre 2 collisions	24.95 ns
Distance entre paquets	7.48 m
Longueur d'un paquet	7.55 cm
Nombre de paquets par faisceau	2808
Nombre de protons par paquet	1.15×10^{11}
Champ magnétique max des dipôles	8.33 T
Température de fonctionnement des dipôles	1.9 K

Table 1.1: *Principales caractéristiques du collisionneur LHC en proton-proton*

Grâce aux 1232 aimants dipôles superconducteurs du LHC en NbTi (chargés de maintenir les protons sur une trajectoire circulaire) et ses cavités accélératrices radio-fréquence, l'énergie des protons augmente de 0.5 MeV par tour. On atteindra ainsi une énergie nominale de 7 TeV par faisceau de protons avec près de 1 milliard d'interactions proton-proton par seconde. Nous n'allons pas aborder dans ce document les détails de cette machine. Le lecteur pourra consulter la référence [2]. Cependant, attardons nous sur la structure

¹Le lecteur trouvera la liste des acronymes et autres abréviations utilisés dans ce document en annexe.

du faisceau qui résulte des différents cycles d'injection dans le PS, SPS et LHC. Cette structure présentée dans la figure 1.1 est notamment mise à profit pour synchroniser les différents composants électroniques du détecteur CMS, ainsi que pour acquérir des données de calibration.

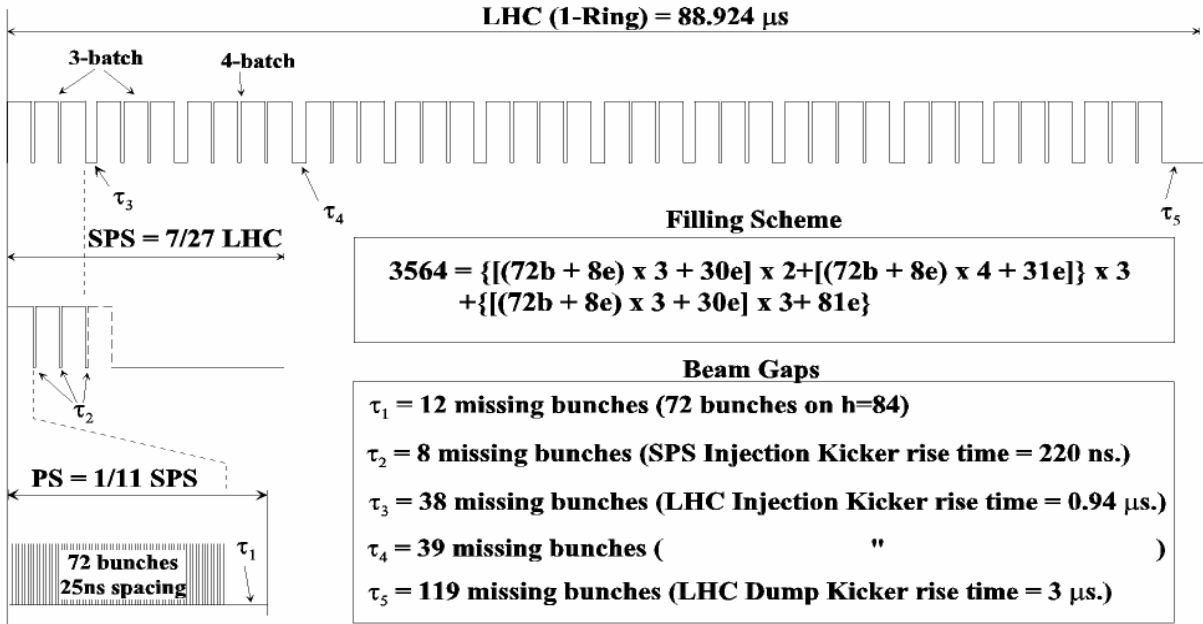


Figure 1.1: Structure des paquets de protons au LHC [2]

Un cycle complet des protons dans le LHC dure $88.924 \mu s$, soit 3564 croisements de faisceaux possibles. Cependant, on distingue au sein de la structure de la figure 1.1 des zones sans croisements de paquets de protons. La plus large d'entre elles, nommée *abort gap* correspond à 119 paquets manquants. Elle se situe à la fin du cycle entre la position 3446 et 3564. Au cours du cycle, un total de 2808 croisements de paquets ont en fait lieu, soit 79% du cycle.

Plusieurs phases de fonctionnement du LHC peuvent être distinguées : initialement, il était prévu qu'au cours des deux-trois premières années d'exploitation, la luminosité instantanée devait être de $2 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ pour un fonctionnement à 14 TeV. Cette période dite à basse luminosité (!) aurait permis d'accumuler 20 fb^{-1} par an. La seconde phase dite de haute luminosité soit à $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ aurait récolté quelques 100 fb^{-1} par an. Ce scénario est maintenant complètement dépassé mais il est utile de le rappeler car l'immense majorité des papiers de prospectives de physique ont été écrits dans ce cadre. Un scénario basé sur la référence [3] et actualisé en fin d'année 2010 est résumé dans la table 1.2 pour les 20 prochaines années. Des cycles de collisions de 2 ans sont prévus entrecoupés de 6 mois à 1 an d'arrêt consacré à la mise à niveau de l'accélérateur. Les premières mesures de physique des 2 prochaines années se feraient en fait à une énergie disponible dans le centre de masse de 7 ou 8 TeV avec une luminosité de l'ordre de

quelques fb^{-1} . Il faudra attendre probablement 2017 pour fonctionner à 14 TeV avec une luminosité $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. On s'écarte donc quelque peu du scénario initial.

année	\sqrt{s}	$\int \mathcal{L}$	$\mathcal{L}_{\text{peak}}$
2010	7 TeV	47 pb^{-1}	$\lesssim 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
2011-2012	7 ou 8 TeV	5 fb^{-1}/an	$\approx 10^{32} - 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
2013	arrêt		
2014-2015	14 TeV	$\approx 20 \text{ fb}^{-1}/\text{an}$	$\approx 2 \cdot 10^{33} - 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
2016	arrêt		
2017-2019	14 TeV	$\approx 90 \text{ fb}^{-1}/\text{an}$	$\approx 10^{34} - 2 \cdot 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$
2020	arrêt		
2021-2030	14 TeV	250 – 300 fb^{-1}/an	$\approx 5 \cdot 10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$

Table 1.2: Phases de fonctionnement du collisionneur LHC en proton-proton

1.2 Sections efficaces au LHC

Les fortes luminosités attendues au LHC devraient permettre de révéler des processus physiques peu probables. La figure 1.2 présente sur l'échelle de droite le nombre d'événements escomptés par année des principaux processus pour une luminosité de $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. La dynamique des sections efficaces (et des taux de production) est colossale. Ainsi, entre la production d'un boson de Higgs se désintégrant en deux photons et une "simple" diffusion inélastique, il y a un rapport de 1 à 10^{12} ! La section efficace totale proton-proton étant de l'ordre de 100 mb, près de 10^9 diffusions inélastiques par seconde sont attendues. On comprend mieux l'importance du système de déclenchement dans un tel environnement sachant qu'environ 150 événements par seconde peuvent être en fait archivés.

D'après la figure 1.2, le LHC peut clairement être considéré comme une usine à quarks b, t, et bosons W^\pm et Z^0 . Intéressons nous plus précisément à la production d'électrons et de photons de grands P_T . Leur immense majorité provient en fait de processus QCD générant pléthore de jets se fragmentant en π^0 de grande énergie transverse se désintégrant en 2 photons, ces derniers pouvant se convertir en électrons. Sélectionner des événements provenant de processus plus rares sur la base d'électrons ou de photons n'est donc pas aisé. Fort heureusement, un critère d'isolation permet d'améliorer la sélection. Nous verrons ultérieurement au chapitre suivant comment ce critère est implanté dans les algorithmes de déclenchement. La production d'électrons isolés est essentiellement liée à la production des bosons vecteurs W^\pm et Z^0 suivi de leur désintégration semi-leptonique. Ainsi même à basse luminosité ($\mathcal{L} = 2 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$), on s'attend à des taux de production en $W^\pm \rightarrow e^\pm \nu$ et $Z^0 \rightarrow e^+ e^-$ de respectivement 4×10^8 et 4×10^7 par an.

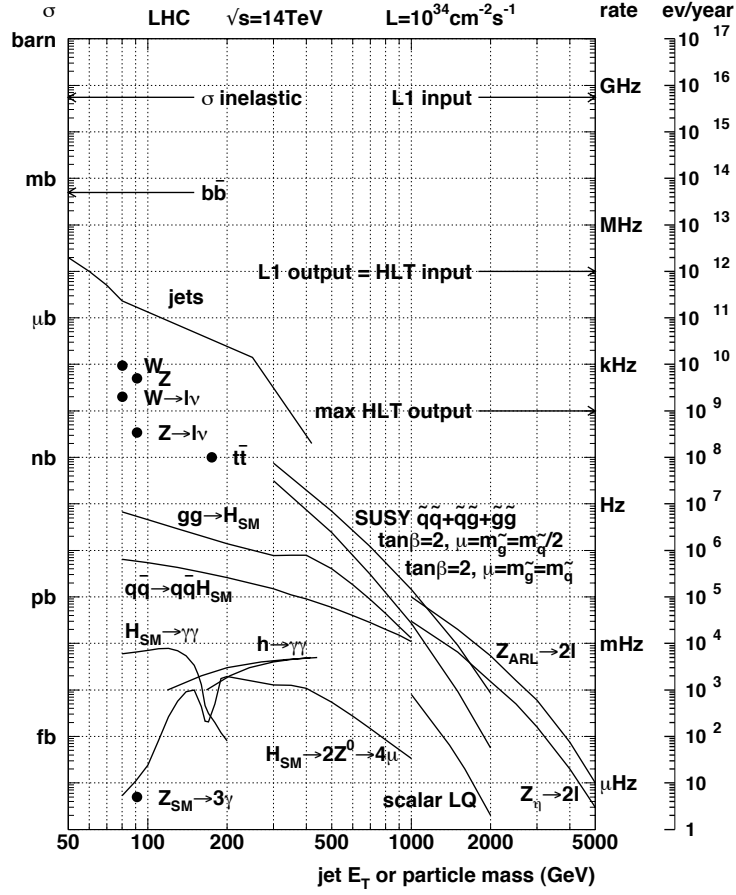


Figure 1.2: Sections efficaces inclusives proton-proton (échelle de gauche) des principaux processus physiques au LHC. L'échelle de droite montre les taux attendus pour une luminosité de $10^{34} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$ [4]

1.3 Brève introduction au déclenchement

Les objets permettant de déclencher l'acquisition d'un événement donné ne peuvent que refléter l'état final dudit événement. Ils correspondent donc principalement aux particules stables tels les photons, électrons et muons. Compte tenu du nombre de pions générés par une collision proton-proton, le déclenchement sur la présence d'un pion n'aurait que peu d'intérêt. On préfère utiliser la présence de jets de particules suffisamment énergétiques, ou bien tirer parti d'un bilan énergétique global. Enfin, la durée de vie de certaines particules, tels les taus est suffisamment longue et leur topologie de désintégration suffisamment spécifique pour être utilisées par le déclenchement. On distingue donc les principaux objets suivants (liste non exhaustive) source du déclenchement :

- 1 e^\pm isolé, 2 e^\pm isolés, 2 e^\pm non-isolés
- 1 γ isolé, 2 γ isolés
- 1 μ^\pm isolé, 2 μ^\pm isolés

- 1 τ -jet, 2 τ -jets
- 1 jet, 2 jets, 3 jets, 4 jets
- E_T : énergie transverse manquante
- H_T : énergie hadronique totale (corrigée de contributions de μ et de E_T)

Une définition plus précise de ces objets sera donnée au chapitre suivant. Nous nous contenterons dans cette section de ces définitions génériques suffisamment explicites pour être associées aux états finaux des canaux de physique considérés dans la section suivante. Mentionnons cependant que le déclenchement peut être basé sur une combinaison logique de ces objets. Par ailleurs, dans CMS, deux niveaux de déclenchement sont utilisés. Le premier niveau dit L1, donne une définition plus “rustique” des objets mentionnés ci-dessus, car sa décision doit être rapide. Ainsi, au niveau L1, il n’y a pas de distinction entre les électrons et les photons. Dans le second niveau dit HLT (*High Level Trigger*) la contrainte de temps de calcul est moins forte et la définition des objets est donc plus complexe, pouvant même devenir très proche de celle de la reconstruction *off-line*.

Les paramètres essentiels qui gouvernent les performances d’un système de déclenchement sont l’efficacité et le taux de déclenchement. Ces deux paramètres sont antagonistes puisque, par exemple, il est aisé d’avoir une efficacité proche de 100% mais au prix d’un taux de déclenchement élevé. La section suivante illustre cette recherche de compromis dans le cas d’événements comportant un boson de Higgs.

1.4 Problématique du déclenchement : une illustration avec le boson de Higgs

La recherche du boson de Higgs est un des thèmes majeurs de recherche au LHC. Il nous a semblé utile, d’utiliser ce thème pour souligner les stratégies mises en oeuvre au niveau du déclenchement et illustrer quelques performances du déclenchement au regard des principaux canaux de désintégration du Higgs. Il n’est pas question de faire une revue exhaustive dans ce document. Le lecteur trouvera de plus amples informations sur les stratégies d’analyse pour de nombreux thèmes de recherche (Modèle Standard, Supersymétrie, ions lourds etc) notamment dans la référence [7].

Dans le cadre du Modèle Standard, les limites expérimentales actuelles obtenues au LEP excluent une masse du boson de Higgs inférieure à 114.4 GeV/ c^2 à 95% de niveau de confiance [11]. Par ailleurs, en combinant toutes les mesures de précision électrofaibles, une limite supérieure indirecte à 158 GeV/ c^2 [12] (à 95% de niveau de confiance) peut être déduite. Les mesures au Tevatron permettent d’exclure la zone entre 158 et 185 GeV/ c^2 .

La production du boson de Higgs au LHC est largement dominée par la fusion gluon-gluon par l’intermédiaire d’une boucle de quark lourd. Pour une masse inférieure à 140 GeV/ c^2 , les rapports d’embranchement dominants sont essentiellement $H \rightarrow b\bar{b}$ (85%) et dans une moindre mesure $H \rightarrow \tau^+\tau^-$ (8%). Cependant, le bruit de fond QCD est tel que malgré un rapport d’embranchement d’environ 2×10^{-3} , le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$ constitue le choix le plus prometteur. La figure 1.3 le confirme, puisque elle présente pour une luminosité de 30 fb $^{-1}$ et une énergie dans le centre de masse de 14 TeV, la probabilité d’observation dans CMS du boson Higgs, pour différents canaux de désintégration, en

fonction de la masse du Higgs.

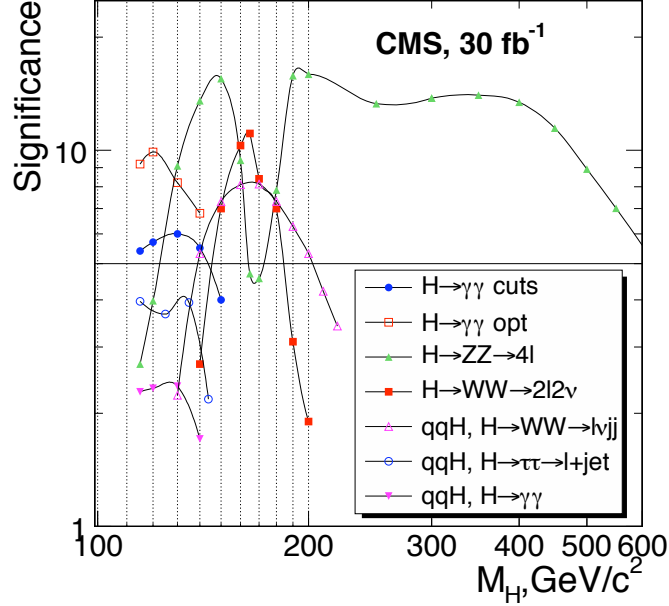


Figure 1.3: Significance d'un signal de boson de Higgs (Modèle Standard)[13]. Un seuil à 5 correspond à une fluctuation du bruit de fond d'environ 1 chance sur 3.5 millions.

1.4.1 $H \rightarrow \gamma\gamma$

Le déclenchement ne constitue pas de difficultés particulières pour le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$. La combinaison des 2 conditions de déclenchement 1 γ isolé ou 2 γ isolés assure une excellente efficacité sur le signal : on atteint ainsi une efficacité au niveau L1 de 99.7% contre 88.4% au niveau HLT [14]. La figure 1.4, présente les contributions individuelles de chaque condition de déclenchement en fonction des seuils employés. Les seuils par défaut, respectivement 23 et 12 GeV pour 1 γ isolé et 2 γ isolés, sont symbolisés par les lignes verticales. Quant aux bruits de fond constitués principalement de $pp \rightarrow jets$ et $pp \rightarrow jets + \gamma$ où la fragmentation des jets conduit à produire des $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$, les taux obtenus restent raisonnables, près de 4.4 kHz au niveau L1. La table 1.3 résume les principales caractéristiques du déclenchement pour un boson de Higgs de $120 \text{ GeV}/c^2$ se désintégrant en deux photons à basse luminosité ($2 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$).

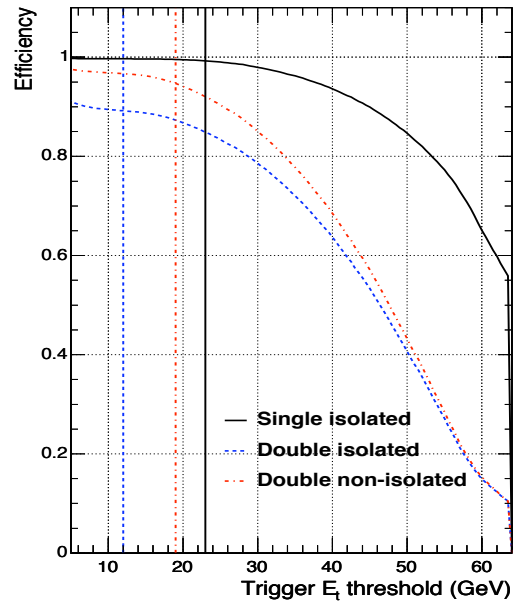


Figure 1.4: Efficacité du déclenchement L1 pour le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$ à $\mathcal{L} = 2 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ (simulation).

		1 γ isolé	2 γ isolés	total
L1	seuils (GeV)	23	12	-
	taux (kHz)	3.4	1.01	4.44
	efficacité	99.3%	89.2%	99.7%
HLT	seuils (GeV)	80	30,20	-
	taux (Hz)	3.5	2.3	
	efficacité	14%	85.8%	88.4%

Table 1.3: Principales caractéristiques du déclenchement dans le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$ (120 GeV) à $2 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$

Les chiffres précédents résultent d'études de simulations relativement anciennes. En fin, d'année 2010, CMS a revu la stratégie de déclenchement pour les différents canaux dans l'optique de la prise de données de 2011 [15]. Pour le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$, le déclenchement HLT à 2 photons de seuils assymétriques 26 et 18 GeV semble conserver une bonne efficacité sur le signal pour des luminosités comprises entre 2×10^{32} et $5 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$. Les taux de déclenchement peuvent être maintenus autour de la vingtaine de Hz en jouant avec les critères d'isolations. Ce déclenchement HLT s'appuie sur le déclenchement L1 double e/γ $E_T > 10$ GeV.

1.4.2 $H \rightarrow ZZ^*$

Si la masse du boson de Higgs est proche de 140 GeV/ c^2 , le canal de découverte le plus prometteur est $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow l^+l^-l^+l^-$, l^\pm désignant un électron ou un muon (voir la figure 1.3). Les bruits de fond principaux proviennent de la production du ZZ^* , $t\bar{t}$ et $Zb\bar{b}$.

Au niveau du déclenchement, un OU logique des flux 1 e^\pm isolé, 2 e^\pm isolés, et 2 e^\pm non-isolés est utilisé dans le cas du $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4e^\pm$. Le flux 2 e^\pm non-isolés ne requière pas de critère d'isolation et compense donc l'augmentation du taux en utilisant un seuil plus élevé : $E_T > 19$ GeV au niveau L1. Les performances spécifiques au canal $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4e^\pm$ [14] sont résumées dans la table 1.4. L'analyse présentée en [16] semblent montrer que l'utilisation du flux 2 e^\pm non-isolés pourrait remplacer avantageusement le 1 e^\pm isolé. En effet, l'utilisation d'un simple OU logique des flux 2 e^\pm isolés et 2 e^\pm non-isolés génère une légère perte d'efficacité après l'application des coupures d'analyse (de l'ordre de 4% pour une masse de Higgs de 120 GeV/ c^2), mais permet de réduire fortement les taux du bruit de fond. Les conditions de déclenchement du canal $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4l$ sont actuellement (fin 2010) en cours de révision. Les conclusions précédentes restent valables dans les grandes lignes, mais l'utilisation d'un déclenchement HLT à 3 leptons semble être une option intéressante car il permettrait de réduire suffisamment le seuil du lepton de plus haut P_T (dont la valeur peut être aussi basse que 15 GeV avec un Higgs de 125 GeV/ c^2) pour garder une efficacité proche de 100% sur le signal. Le menu HLT envisagé pour 2011 prévoit majoritairement l'utilisation d'une sélection assymétrique des 2 électrons avec $P_T > (17, 8)$ GeV/ c à laquelle on rajoute une contrainte sur la masse invariante ($M_{ee} > 40$ GeV/ c^2) [15].

Pour le canal $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\mu^\pm$, le déclenchement est basé sur les flux 1 μ^\pm isolé et

		1 e^\pm isolé	2 e^\pm isolés
L1	efficacité	90.8%	89.5%
HLT	seuils (GeV)	26	12
	taux (Hz)	21	1.9
	efficacité	76.9%	84.1%

Table 1.4: Principales caractéristiques du déclenchement dans le canal $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4e^\pm$ ($120 \text{ GeV}/c^2$) à $2 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2} \text{ s}^{-1}$

2 μ^\pm isolés. L'efficacité de déclenchement mesurée avec des muons inclusifs étant particulièrement élevée, près de 98% au niveau L1, des seuils au niveau HLT de 19 GeV/c (1 μ^\pm isolé) et 7 GeV/c (2 μ^\pm isolés) permettent de garder près de 100% des événements $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\mu^\pm$ après les coupures d'analyse [17]. Les perspectives pour 2011 privilégient le flux 2 μ^\pm avec $P_T > 7 \text{ GeV}/c$.

Enfin, dans le cas du canal $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 2e^\pm 2\mu^\pm$, la sélection la plus appropriée s'appuie sur un OU logique des flux 2 μ^\pm isolés et 2 e^\pm isolés [18]. Le bruit de fond $t\bar{t}$ est ainsi réduit de près d'un facteur 3. La contribution éventuelle des flux 1 μ^\pm isolé et 1 e^\pm isolé s'avère négligeable, la probabilité d'observation du boson de Higgs dans ce canal ne s'en trouvant pas améliorée.

1.4.3 $H \rightarrow W^+W^-$

Si la masse du boson de Higgs est de l'ordre de $160 \text{ GeV}/c^2$, soit deux fois la masse du W^\pm , le rapport d'embranchement $H \rightarrow W^+W^-$ est proche de 100%. Le canal le plus prometteur est alors $H \rightarrow W^+W^- \rightarrow l^+\nu l^-\bar{\nu}$ (cf figure 1.3). Cependant la masse ne peut être reconstruite en vertu de la présence des deux neutrinos et seul un comptage des événements en excès par rapport au bruit de fond permet de signaler la présence du Higgs. La signature de ce canal est donc 2 leptons chargés (e^\pm ou μ^\pm) accompagnés d'énergie manquante. L'essentiel du bruit de fond est constitué de la production de W^+W^- , $t\bar{t}$ auxquels s'ajoutent $W^\pm + jet$ dans le cas $H \rightarrow W^+W^- \rightarrow e^+\nu e^-\bar{\nu}$ et la production Drell-Yan de paire de μ^\pm dans le cas $H \rightarrow W^+W^- \rightarrow \mu^+\nu \mu^-\bar{\nu}$.

Au niveau du déclenchement, pour le canal en di-muons, le flux utilisé est le 2 μ^\pm isolés pour lequel le taux de déclenchement est sept fois plus faible que le 1 μ^\pm isolés tout en préservant une excellente efficacité de l'ordre de 80% [7]. Quant au canal en di-électrons, un OU logique des flux 1 e^\pm isolé et 2 e^\pm isolés est utilisé [19]. La figure 1.5 illustre l'efficacité de déclenchement HLT en fonction de différentes hypothèses de masse du boson de Higgs. L'efficacité est de 66% pour une masse de 150 GeV ². Dans la perspective de 2011, les déclenchements envisagés sont les di-muons avec un seuil de 7 GeV, les di-électrons avec un seuil de 8 GeV auquel on ajoute une contrainte minimal sur l'énergie manquante (supérieure à 20 GeV), et enfin le muon-électron avec un seuil de 7 GeV.

²Dans cette analyse, le seuil appliqué au niveau HLT 2 e^\pm isolés était de 14.5 GeV. On estime aujourd'hui que 12 GeV serait plus approprié (cf table 1.4).

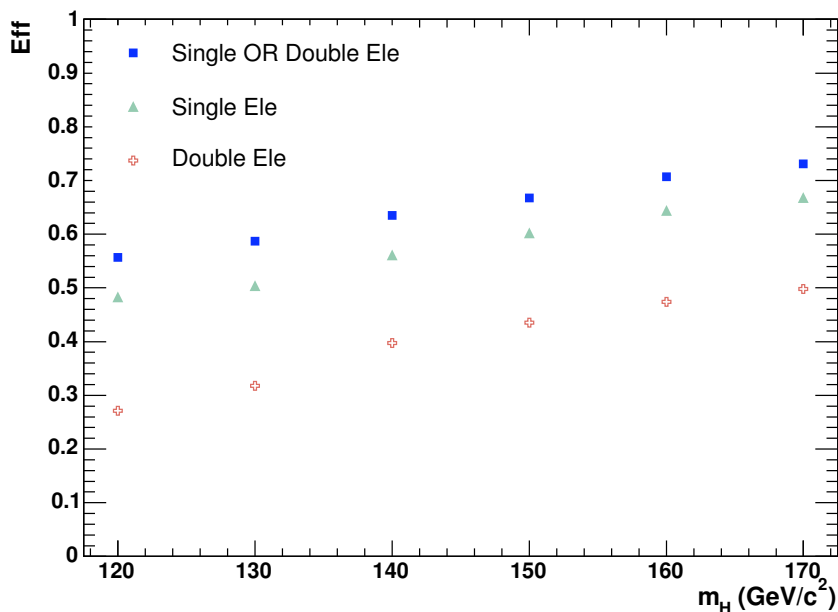


Figure 1.5: Efficacité du déclenchement HLT pour le boson de Higgs se désintégrant en $H \rightarrow W^+W^- \rightarrow e^+\nu e^-\bar{\nu}$ [20].

1.4.4 $H \rightarrow ZZ$

Au delà de deux fois la masse du Z , le canal de découverte privilégié est à nouveau $H \rightarrow ZZ \rightarrow l^+l^-l^+l^-$, les deux Z pouvant être sur leur couche de masse si $m_H > 2 \times m_Z \approx 192 \text{ GeV}/c^2$ (figure 1.3). Les caractéristiques du déclenchement sont identiques au cas ZZ^* précédemment évoqué.

1.4.5 Fusion de bosons vecteurs et $H \rightarrow \tau^+\tau^-$

Ce canal est intéressant à basse masse et recouvre plus ou moins la gamme couverte par le canal $H \rightarrow \gamma\gamma$. L'un des taus doit se désintégrer en lepton (électron ou muon), l'autre peut être recherché en jet. Ce canal est délicat pour le déclenchement car l'impulsion transverse du lepton peut descendre très bas, et une sélection *offline* entre 12 et 15 GeV est généralement requise. Le déclenchement sur un unique lepton est donc exclu. On rajoute à la présence du lepton (impulsion de l'ordre de 12 GeV exigée), une reconstruction du jet de tau en utilisant les techniques de *particle flow*. L'impulsion du τ -jet doit excéder 15 GeV/c. Avec une luminosité de $2 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, le taux de déclenchement devrait ainsi être de l'ordre de quelques Hz [21]. Cependant, pour des luminosités supérieures, les stratégies de déclenchement devront être revues. La possibilité d'utiliser l'un des jets très à l'avant lié au mécanisme de production via la fusion de bosons vecteurs, semble une piste intéressante à explorer.

Chapitre 2

Revue générale du système de déclenchement de CMS

Contenu du chapitre

2.1	Le détecteur CMS	20
2.1.1	Présentation générale	20
2.1.2	Le trajectographe	20
2.1.3	le calorimètre électromagnétique	22
2.1.4	les calorimètres hadroniques	25
2.1.5	les détecteurs à muons	27
2.2	Architecture du système de déclenchement	29
2.2.1	Principe	29
2.2.2	le déclenchement de premier niveau	29
2.2.3	le déclenchement de haut niveau	33
2.3	Algorithmes de déclenchement de premier niveau des calorimètres	34
2.3.1	Définition des primitives de déclenchement	34
2.3.2	La sélection des électrons et photons	35
2.3.3	La sélection des jets, τ -jets et autres bilans énergétiques globaux	36
2.4	Le déclenchement de haut niveau des électrons et des photons	37

2.1 Le détecteur CMS

L'objet de cette section est avant tout de donner au lecteur une brève introduction au détecteur CMS permettant de mieux comprendre sur quoi s'appuie le système de déclenchement. L'emphase portera donc essentiellement sur les détecteurs participant aux décisions de déclenchement de premier niveau. Le lecteur trouvera une description détaillée (et à jour !) dans cette référence [8].

2.1.1 Présentation générale

Grâce à une énergie dans le centre de masse de 14 TeV et une luminosité de $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, le LHC permettra d'explorer des interactions qui impliqueraient des constituants dont la masse peut approcher le TeV/c^2 . Il est donc fondamental de pouvoir mesurer les produits de désintégration de tels objets et notamment la charge de muons ayant potentiellement une impulsion de l'ordre du TeV. Il est donc nécessaire de disposer d'un bras de levier suffisamment grand pour évaluer leurs courbures. CMS a donc privilégié un fort champ magnétique afin de rester relativement compact. Par ailleurs, compte tenu de la section efficace totale d'interaction proton-proton de l'ordre de 100 mb, environ 20 collisions inélastiques seront superposées à l'événement étudié, les collisions ayant lieu toutes les 25 ns. Les conséquences de ces empilements peuvent être réduites grâce à l'emploi de détecteurs de forte granularité et ayant une résolution temporelle suffisante (bien meilleure que 25 ns). De plus, le grand nombre d'interactions par seconde implique un large flux de particules exigeant des détecteurs et des électroniques frontales résistant aux radiations.

Les considérations évoquées ci-dessus ont donc conduit au design actuel du détecteur CMS présenté par la figure 2.1. Le détecteur s'articule autour d'un solénoïde supraconducteur de 13 m de long et d'un diamètre de 6 m pouvant générer un champ de 4 T orienté longitudinalement, le point de fonctionnement étant en réalité de 3.8 T. Le solénoïde abrite en son sein le trajectographe (Tracker) et les calorimètres électromagnétique (ECAL) et hadronique (HCAL). Autour du solénoïde se situe la culasse de l'aimant instrumentée de 4 couches de chambres à muons sous la forme de tubes à dérive (DT) complétées de chambres à plaque parallèle résistive (RPC) dans la partie tonneau, et de chambres à piste cathodique (CSC) complétées également de RPC dans la partie bouchon.

2.1.2 Le trajectographe

Le trajectographe de CMS est entièrement constitué de silicium avec, en son centre, 3 couches de pixels de grande granularité situées autour du tube à vide (jusqu'à un rayon de 10.2 cm) et en partie plus externe 10 couches de micro-piste en silicium s'étendant jusqu'à un rayon de 1.1 m. Le tout est complété dans les bouchons de 2 disques de pixels et 12 disques de micro-pistes étendant la couverture angulaire jusqu'à une pseudorapidité $|\eta| < 2.5$ ¹. Grâce aux 66 millions de pixels et 9.3 millions de canaux de lecture des micro-pistes, la mesure de l'impulsion transverse de traces de 100 GeV atteint une résolution de 1 à 2%

¹ $\eta = -\ln(\tan \frac{\theta}{2})$, θ étant l'angle polaire référencé à partir de l'axe du faisceau.

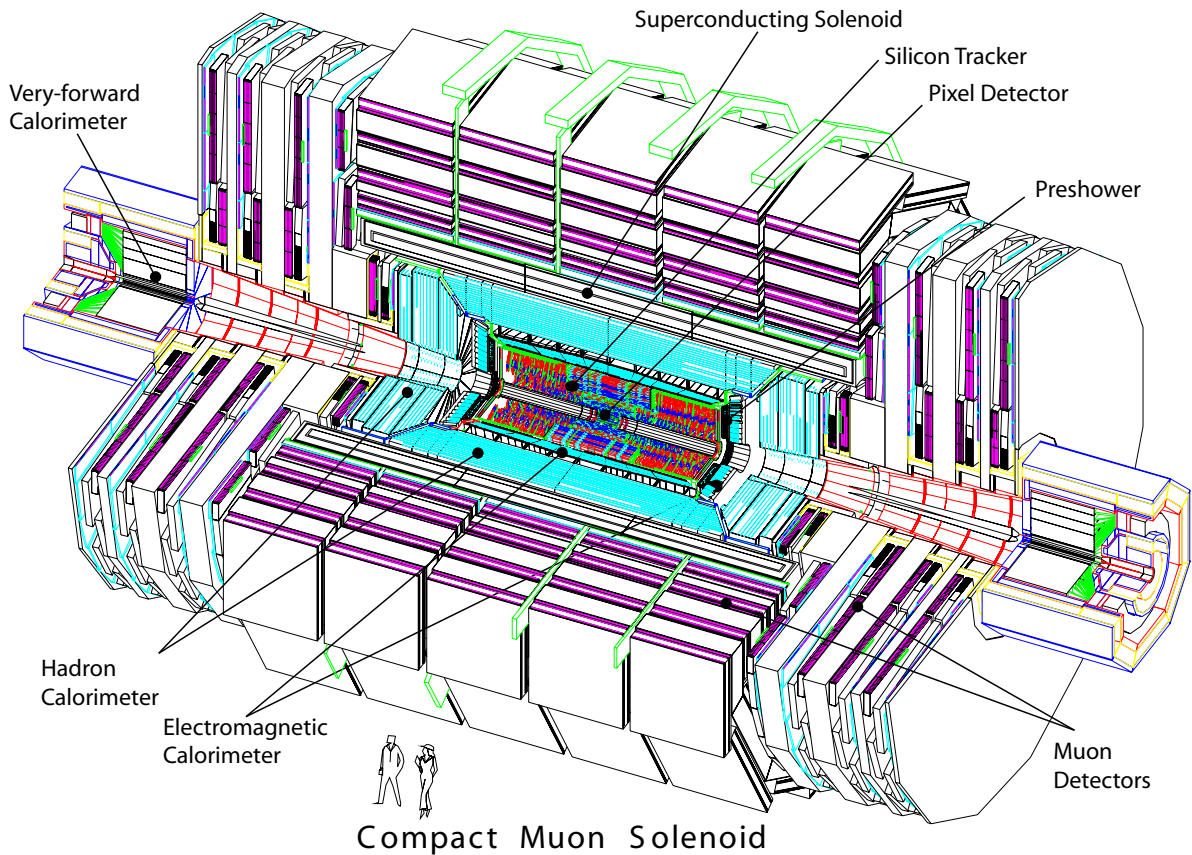


Figure 2.1: Vue éclatée du détecteur CMS. L'origine du référentiel utilisé par CMS est au centre du détecteur, l'axe Y est vertical, l'axe X pointe vers le centre du LHC, l'axe Z pointe donc le long de la ligne de faisceau vers le Jura. L'angle azymuthal ϕ est pris à partir de l'axe X dans le plan X - Y tandis que l'angle polaire θ est mesuré à partir de l'axe Z .

selon la pseudorapacité ($|\eta| < 1.6$). Compte tenu du grand nombre de canaux de lecture, le trajectrographe ne participe pas aux décisions de déclenchement de premier niveau. Par ailleurs la quantité de matière que représentent les constituants du trajectrographe (support, câble etc) représente des épaisseurs variant considérablement en fonction de $|\eta|$. Exprimée en longueur de radiation X_0 ², l'épaisseur est de $0.3 X_0$ dans la partie centrale proche de $|\eta| = 0$ avant d'augmenter rapidement en se dirigeant vers les bouchons pour culminer à $1.4 X_0$ dans la zone de transition entre le tonneau et les bouchons. L'épaisseur diminue ensuite dans les bouchons atteignant environ $0.8 X_0$ à $|\eta| = 2.5$

²La longueur de radiation exprimée g/cm^2 représente la distance moyenne pendant laquelle un électron de haute énergie ne conserve que $1/e$ de son énergie, le reste étant perdu par effet de Bremsstrahlung, ou encore pour un photon de haute énergie, les $7/9$ du libre parcours moyen pour la production de pair.

2.1.3 le calorimètre électromagnétique

Le calorimètre électromagnétique de CMS est un calorimètre homogène non compensé utilisant des cristaux de tungstate de plomb (PbWO_4) pour produire les gerbes électromagnétiques et en mesurer leur énergie grâce à la lumière de scintillation émise par ces cristaux. Les propriétés du PbWO_4 sont telles que les cristaux sont résistants aux radiations et la lumière de scintillation a un temps de réponse suffisamment court (80% de la lumière est émise en moins de 25 ns) pour convenir à l'environnement du LHC. Par ailleurs, leur densité est élevée (8.28 g/cm^3) autorisant ainsi un design compact puisqu'avec une longueur de 23 cm dans le tonneau et 22 cm dans les bouchons, ils représentent respectivement $25.8 X_0$ et $24.7 X_0$. De plus, le rayon de Molière³ est faible, seulement 2.2 cm, assurant une granularité fine du calorimètre.

La partie tonneau couvre la zone de pseudorapidité jusqu'à $|\eta| < 1.479$ tandis que les bouchons étendent la couverture à $1.479 < |\eta| < 3$. Contrairement au tonneau, les bouchons disposent d'un détecteur de pied de gerbe (*preshower*) situé sur la face avant des cristaux et couvrant la zone $1.653 < |\eta| < 2.6$. La figure 2.2 présente une vue éclatée du calorimètre électromagnétique illustrant ses différentes composantes.

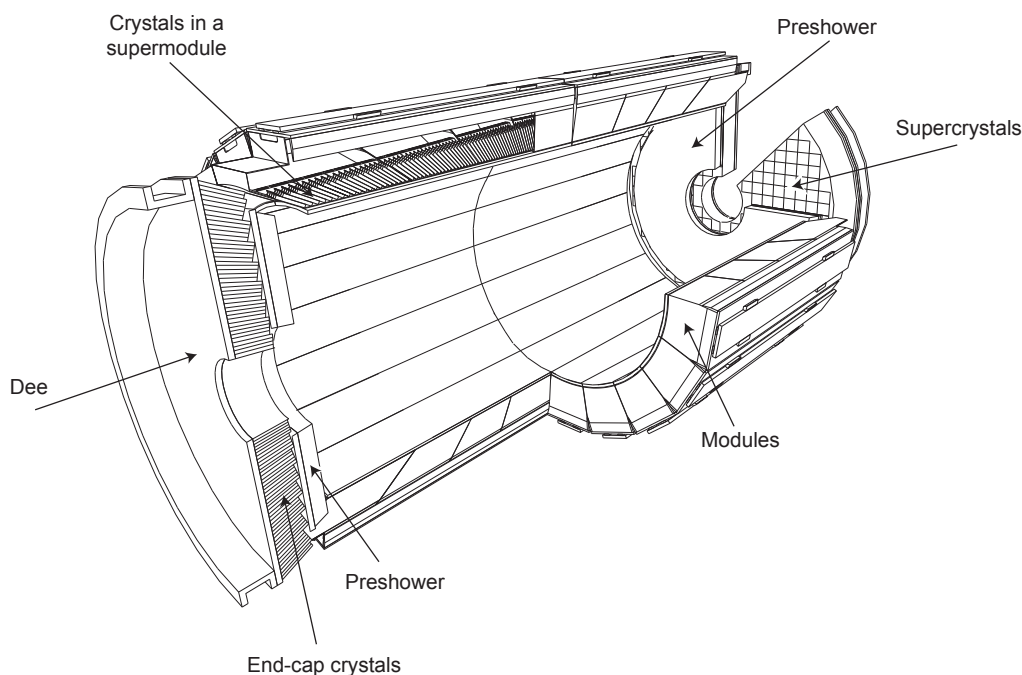


Figure 2.2: *Vue éclatée du calorimètre électromagnétique.*

Le détecteur de pied de gerbe, présent dans les bouchons, est constitué de 2 plans

³Le rayon de Molière (en cm) caractérise l'extension latérale d'une gerbe électromagnétique. Il est relié à X_0 puisqu'il est défini comme la déflexion moyenne d'un électron ayant une énergie égale à l'énergie critique (correspondant au seuil en énergie pour lequel la perte d'énergie par ionisation est égale à la perte d'énergie par Bremsstrahlung) après avoir traversé $1 X_0$ d'épaisseur.

de lecture utilisant des micro-pistes de silicium, l'orientation des pistes de chaque plan étant perpendiculaire. Devant chaque plan, est disposé une couche de plomb permettant de déclencher la gerbe électromagnétique. L'épaisseur totale du détecteur de pied de gerbe est de l'ordre de 20 cm, correspondant à environ $3 X_0$. Ainsi, 95% des photons incidents commencent leur gerbe avant le second plan de lecture, ce qui permet de les différencier des π^0 . Le détecteur de pied de gerbe ne participant pas aux décisions de déclenchement de niveau 1, nous nous contenterons donc de cette description sommaire (voir [8] et [9] pour de plus amples détails).

Le tonneau (EB) est un cylindre de rayon interne 1.29 m (mesure prise au niveau du milieu de la face avant des cristaux) composé de 61200 cristaux de PbWO_4 regroupés en 2×18 unités mécaniques indépendantes nommées *supermodules*. Les *supermodules*, subdivisés en 4 *modules*, sont répartis de chaque côté de l'axe Z, chaque *supermodule* couvrant un secteur de 20° en ϕ et s'étendant jusqu'à $|\eta| < 1.479$. Au sein d'un *supermodule*, il y a 20 cristaux le long de ϕ contre 85 le long de η . Les cristaux sont montés selon une géométrie quasi-projective⁴ vers le point d'interaction. La couverture angulaire des cristaux du tonneau est de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.0174 \times 0.0174$. Les tours de déclenchement sont formées à partir des signaux provenant de matrice de 5×5 cristaux. La granularité du déclenchement est donc de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.087 \times 0.087$. Nous donnerons plus de détails sur ces aspects dans la section 3.1.1.

Les bouchons (EE), situés à environ 3.1 m du point d'interaction, sont constitués de 2×7324 cristaux de PbWO_4 chaque bouchon étant divisé en deux moitiés indépendantes appelées *Dee*. Un *Dee* résulte de l'assemblage mécanique de *supercristaux*, un *supercristal* regroupant 5×5 cristaux. Les *supercristaux* sont assemblés selon une grille rectangulaire dans le plan X-Y, les cristaux pointant à 1.3 m au delà du centre de CMS le long de la ligne de faisceau évitant ainsi des trajectoires passant par des zones inactives. Enfin, les cristaux des bouchons présentent une surface d'environ 70% plus grande que ceux du tonneau. Les tours de déclenchement dans les bouchons suivent une géométrie complexe et résultent de la combinaison de signaux provenant de plusieurs *supercristaux* afin de suivre une géométrie projective. La granularité des tours est répertoriée dans la table 2.1. Le lecteur est invité à consulter la section 3.1.1 qui détaille la géométrie des tours de déclenchement à partir des signaux individuels de chaque cristal.

Les photodétecteurs qui équipent le bouchon et les tonneaux sont différents en raison du champ magnétique et des contraintes de tolérance aux radiations. Derrière chaque cristal du tonneau sont collées deux photodiodes à avalanche (APD) lues en parallèle (sans pour autant distinguer les deux signaux). Les APD sont utilisées, en nominal, avec une tension de polarisation engendrant un gain d'amplification de 50. On obtient ainsi environ 4.5 photoélectrons par MeV, le détecteur étant maintenu à température constante $18^\circ\text{C} \pm 0.05^\circ\text{C}$. Dans les bouchons, ce sont des phototriodes (VPT) qui sont utilisées, plus résistantes aux radiations et moins sensibles au champ magnétique. Le gain effectif des VPT est plus faible que celui des APD mais il est compensé par une surface de collection de la lumière plus importante. Au final, avec une VPT par cristal, on obtient également

⁴On s'écarte en fait de la géométrie projective idéale selon un angle de 3° en ϕ et η afin d'éviter la présence de zones inactives alignées le long de la trajectoire des particules.

Détecteur	index $ \eta $	$ \eta_{\max} $	$\Delta\eta \times \Delta\phi$
EB	1-17	$0.087 \times i\eta$	0.087×0.087
EE	18-20	$0.087 \times i\eta$	0.087×0.087
EE	21	1.830	0.090×0.087
EE	22	1.930	0.100×0.087
EE	23	2.043	0.113×0.087
EE	24	2.172	0.129×0.087
EE	25	2.322	0.150×0.087
EE	26	2.500	0.178×0.087
EE	27	2.650	0.150×0.087 effectif, 0.150×0.175 réel
EE	28	3.000	0.350×0.087 effectif, 0.350×0.175 réel

Table 2.1: Granularité des tours de déclenchement de ECAL formées à partir des signaux des cristaux. Voir 3.1.1 pour la distinction entre granularité effective et réelle.

environ 4.5 photoélectrons par MeV.

Complétons cette description du calorimètre électromagnétique par des mesures de performances. Le niveau de bruit mesuré par canal dans le tonneau est de 41.5 MeV [24] avec une quasi absence de corrélation entre canaux. Dans les bouchons, les VPT ont été regroupées en fonction de leur rendement : les plus hauts rendements ont été placés dans les parties les plus externes, permettant ainsi, d’avoir une contribution uniforme du bruit en énergie transverse : $\sigma_{E_T} \approx 50$ MeV [8]. En utilisant des faisceaux d’électrons d’énergie comprise entre 20 GeV et 250 GeV pénétrant au centre d’une matrice de 3×3 cristaux (à $\pm 4 \times 4$ mm²), la résolution du calorimètre du tonneau a pu être modélisée selon [24] :

$$\left(\frac{\sigma_E}{E}\right)^2 = \left(\frac{2.8\%}{\sqrt{E}}\right)^2 + \left(\frac{0.125}{E}\right)^2 + (0.3\%)^2 \quad (2.1)$$

E , l’énergie, étant exprimé en GeV. De plus, si la position du faisceau d’électron incident est uniformément répartie sur la surface du cristal, une résolution de 0.5% a été mesurée avec des électrons de 120 GeV. Atteindre une telle résolution sur l’ensemble du détecteur (et non sur un groupe de cristaux particuliers comme en [24]), exige une uniformité de réponse de l’ordre de quelques pour mille. Les coefficients d’intercalibration résultant de mesures en laboratoire, de tests en faisceaux ou bien de mesures effectuées grâce à un dispositif expérimental utilisant les muons cosmiques ont pu atteindre une précision de l’ordre de 2%. Seules des mesures in-situ permettent d’atteindre la précision requise. Ainsi, on utilise la mesure de la position de la masse des $\pi^0 \rightarrow \gamma\gamma$ dans les premières données ou bien l’uniformité selon ϕ de la physique *minimum bias* pour atteindre à l’été 2010 la précision de 1.4% [25]. On estime qu’avec une luminosité intégrée d’environ 10 pb⁻¹, une précision de 0.5% pourra être atteinte dans le tonneau. La précision ultime dans l’ensemble du détecteur n’aura lieu qu’avec quelques fb⁻¹ en utilisant les $Z^0 \rightarrow e^+e^-$, $Z^0 \rightarrow \mu^+\mu^-\gamma$.

2.1.4 les calorimètres hadroniques

Dernier détecteur situé au sein du solénoïde en partant du point d'interaction, le calorimètre hadronique du tonneau (HB) est un calorimètre à échantillonnage constitué de couches de laiton et de scintillateur plastique. L'*absorber* du HB est composé de 14 couches de laiton (70% cuivre et 30% zinc) d'environ 5 cm auxquelles il faut ajouter les 2 couches d'acier formant la face avant et arrière du calorimètre. Le matériau actif est constitué de 17 plaques de scintillateurs, le signal lumineux étant lu par des photodiodes hybrides (HPD) après passage dans des fibres optiques à décalage de longueur d'onde. Les scintillateurs sont divisés en 16 secteurs le long de η , assurant ainsi une segmentation des tours de lecture de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.087 \times 0.087$. Ces mêmes tours sont également utilisées par le système de déclenchement de niveau 1. Selon la région en η , une segmentation en profondeur est disponible. La figure 2.3 représente la segmentation des tours du HCAL dans le plan r, z . Pour chaque tour, le nombre de couleur permet de distinguer le nombre de points de mesure en profondeur.

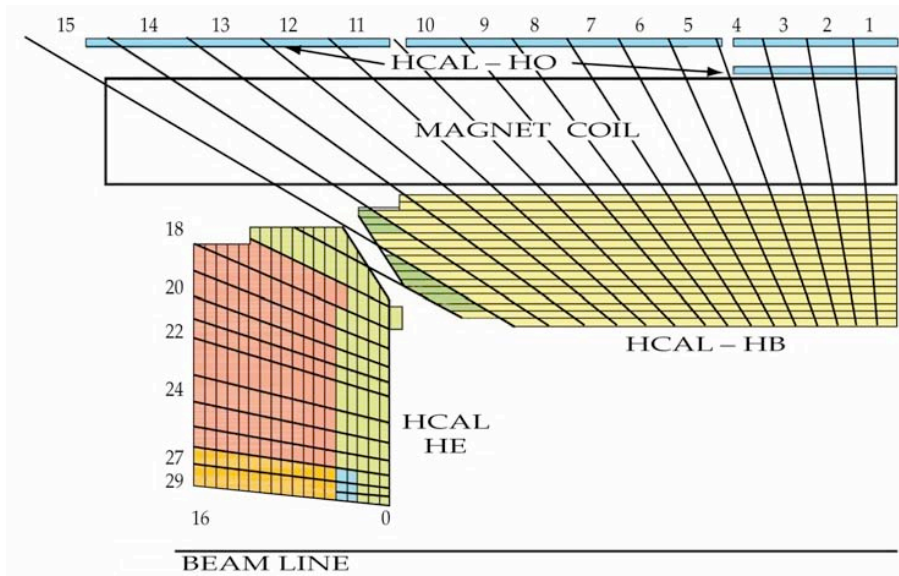


Figure 2.3: Segmentation des tours du HCAL (HB, HE et HO) dans le plan r, z . La segmentation selon η est symbolisée par les indexes variant de 1 à 29. Pour chaque tour, le nombre de couleurs permet de distinguer le nombre de point de mesure en profondeur.

Contraint dans sa partie externe par le solénoïde et dans sa partie interne par le calorimètre électromagnétique, le HB est donc d'une épaisseur relativement faible, près de 1 m, soit 5.82 longueurs d'interaction (λ_I) à 90° (et augmente à $10.6\lambda_I$ à $|\eta| = 1.3$). Il est donc nécessaire de le compléter par un second détecteur à l'extérieur de l'aimant (HO pour *Outer Hadronic Calorimeter*) afin de contenir l'ensemble de la gerbe hadronique. HO est constitué d'une ou 2 couches (dans sa partie la plus centrale) de scintillateurs lues par des HPD (voir la figure 2.3), l'épaisseur du solénoïde étant mise à profit en tant qu'*absorber*. Les gerbes hadroniques peuvent ainsi être échantillonnées avec un total de

près de $11\lambda_I$. HO n'est pas un détecteur contribuant aux décisions de déclenchement de niveau 1.

Au niveau des bouchons, le calorimètre hadronique (HE) est de conception identique au HB et couvre la portion angulaire $1.3 < |\eta| < 3$. Il dispose de 18 couches de scintillateurs dont les signaux sont convertis par des HPD et les *absorbers* en cuivre correspondent à une épaisseur équivalente d'environ $10\lambda_I$ (en incluant la contribution du calorimètre électromagnétique). La segmentation le long de η permet de former 13 types de tours (les indices 16 à 29 de la figure 2.3), la première tour (indice 16, à $\eta = 1.392$) étant à cheval avec le HB. La granularité des tours de lecture est de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.087 \times 0.087$ jusqu'à $\eta < 1.6$ puis augmente (voir la table 2.2). Ces mêmes tours sont utilisées par le système de déclenchement de niveau 1.

HE est complété par un calorimètre (HF) situé à 11.2 m du point d'interaction, cylindre en fer de 1.3 m de rayon dans lequel sont insérées des fibres de quartz parallèles à la ligne de faisceau permettant de couvrir les régions jusqu'à $|\eta| = 5$. La lumière Cherenkov récoltée par les fibres est convertie par des photomultiplicateurs, cette région étant baignée par un champ magnétique suffisamment faible pour leur utilisation. Les fibres sont regroupées de façon à former des tours réparties sur 13 anneaux concentriques le long de η assurant une granularité de dimension $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.175 \times 0.175$ sauf dans le premier et dernier anneau. HF est un détecteur qui contribue aux décisions de déclenchement de niveau 1. Les tours de déclenchement de granularité plus grossière (voir table 2.2) sont ainsi formées à partir des tours précédentes.

Détecteur	index η	$ \eta_{\max} $	$\Delta\eta \times \Delta\phi$
HB	1-15	$0.087 \times i\eta$	0.087×0.087
HB, HE	16	1.392	0.087×0.087
HE	17-20	$0.087 \times i\eta$	0.087×0.087
HE	21	1.830	0.090×0.087
HE	22	1.930	0.100×0.087
HE	23	2.043	0.113×0.087
HE	24	2.172	0.129×0.087
HE	25	2.322	0.150×0.087
HE	26	2.500	0.178×0.087
HE	27	2.650	0.150×0.087
HE	28	3.000	0.350×0.087
HF	29	3.314	0.461×0.349
HF	30	3.839	0.525×0.349
HF	31	4.363	0.524×0.349
HF	32	5.191	0.828×0.349

Table 2.2: Granularité des tours de déclenchement de HCAL

En terme de performances, des tests en faisceaux ont permis de mesurer la réponse des calorimètres à des faisceaux de pions d'énergie variant entre 5 et 300 GeV [26]. Le dispositif expérimental combinait des éléments du tonneau des calorimètres électromagnétique,

hadronique HB et HO. La réponse combinée des trois détecteurs était mesurée et la résolution en énergie a pu ainsi être modélisée selon [26] :

$$\left(\frac{\sigma_E}{E}\right)^2 = \left(\frac{111.5\%}{\sqrt{E}}\right)^2 + (8.6\%)^2 \quad (2.2)$$

Il a également été montré que cette résolution pouvait être améliorée en pondérant astucieusement les contributions du EB et du HB en tenant compte des différences de réponses pour des électrons et des hadrons (e/h) pour ces calorimètres non compensés. Ainsi la résolution optimale pour des pions de 5 à 300 GeV est finalement de [26] :

$$\left(\frac{\sigma_E}{E}\right)^2 = \left(\frac{84.7\%}{\sqrt{E}}\right)^2 + (7.4\%)^2 \quad (2.3)$$

Cette résolution est évidemment dominée par la contribution du calorimètre hadronique.

2.1.5 les détecteurs à muons

CMS emploie pas moins de 3 types de détecteurs gazeux pour identifier les muons et mesurer leur impulsion. La figure 2.4 en fournit une vue longitudinale.

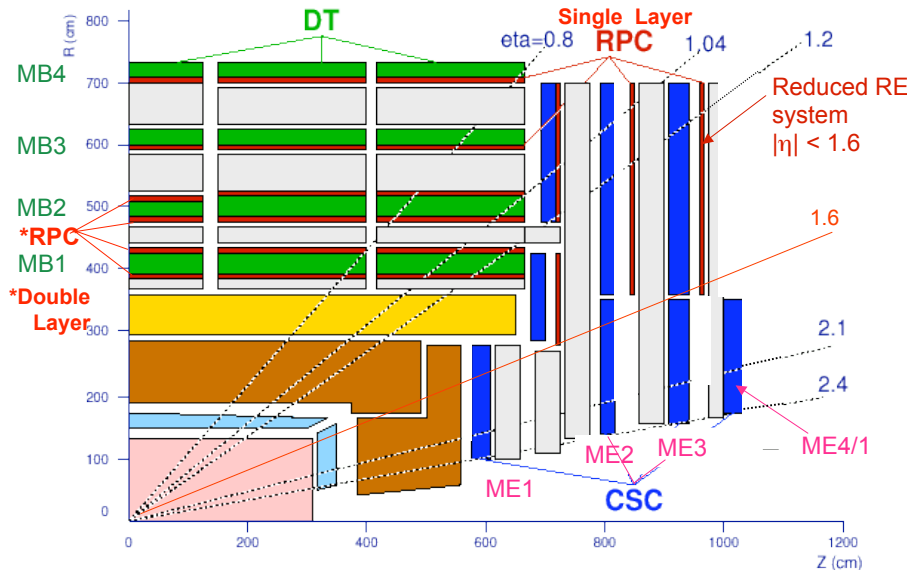


Figure 2.4: Coupe longitudinale des détecteurs à muons : DT, RPC et CSC

Dans le tonneau où le flux de muons est faible tout comme le bruit induit par les neutrons, l'utilisation de tubes à dérive (DT) est possible et couvre ainsi la zone de pseudorapidité $|\eta| < 1.2$. Le gaz utilisé dans les chambres à dérive est un mélange d'argon et de CO_2 assurant un temps de dérive suffisamment court. DT est formé de secteurs regroupant 4 stations insérées dans la culasse de l'aimant, l'ensemble de ces secteurs formant

des cylindres concentriques autour de la ligne de faisceau. Chaque station regroupe 2 ou 3 unités mécaniques indépendantes nommées *supercouches*, une *supercouche* correspondant physiquement à 4 couches de tubes à dérive. Certaines *supercouches* ont les fils des tubes à dérive orientés selon la ligne de faisceau et d'autres selon une direction perpendiculaire. Ainsi, les 3 premières stations (MB1, MB2 et MB3 dans la figure 2.4) de chaque secteur sont équipées de *supercouches* orientées selon les 2 directions ce qui permet de mesurer la trajectoire du muon dans le plan de courbure (r, ϕ) et selon l'axe z (le long de l'axe du faisceau), tandis que la quatrième station ne possède que des *supercouches* orientées selon z et ne mesure donc la trajectoire que dans le plan (r, ϕ) . Un muon de haute impulsion ayant une pseudorapacité inférieure à 0.8 traverse les 4 stations. L'efficacité de reconstruction de l'impulsion est alors supérieure à 95%. DT est un détecteur qui participe aux décisions de déclenchement de premier niveau. Ce détecteur est ainsi capable de déclencher indépendamment des autres détecteurs sur l'impulsion transverse d'un muon atteignant une résolution relative de 15% sur le p_T .

Les deux bouchons sont équipés de chambres à piste cathodique (CSC), le flux de muons, le bruit induit par les neutrons ainsi que le champ magnétique étant trop élevés pour utiliser des tubes à dérive. CSC couvre ainsi la région de pseudorapacité $0.9 < |\eta| < 2.4$. Les chambres de CSC (en bleu dans la figure 2.4), de forme trapézoïdale, couvrent un secteur en ϕ de 10° ou 20° pour les chambres les plus proches de la ligne de faisceau. Un muon dans les bouchons traverse ainsi 3 ou 4 chambres. Les chambres de CSC sont des chambres proportionnelles multifils équipées de 7 plans de pistes cathodiques orientées radialement. L'espace entre chaque plan baigne dans un mélange gazeux d'Argon de CO_2 et de CF_4 , et est instrumenté de plans de fils d'anodes perpendiculaires aux pistes cathodiques. Les 7 plans de pistes cathodiques fournissent donc une mesure de la trace du muon selon (r, ϕ) tandis que les 6 plans de fils d'anode permettent d'estimer η et le croisement des faisceaux dont est issu le muon (les électrons de ionisation induisant un signal bien plus rapide dans l'anode que les ions sur la cathode). Ces mesures combinées dans les 2 plans servent ainsi à évaluer l'impulsion transverse du muon (ainsi que sa position). La résolution relative sur la mesure du p_T effectuée par les CSC pour le déclenchement de premier niveau est de l'ordre de 25%.

En complément des tubes à dérive équipant le tonneau et des chambres à piste cathodique utilisées dans les bouchons, la détection des muons s'opère indépendamment par des chambres à plaques parallèles résistives, soit RPC. Cette redondance est motivée essentiellement par la nécessité de détecter rapidement le temps de croisement des faisceaux utile au système de déclenchement de premier niveau dans un contexte où le taux induit par les bruits de fond est important et éventuellement mal connu. Dans une chambre à plaques résistives, un gaz est enfermé entre 2 plaques de matériau hautement résistif (bakélite en l'occurrence) séparées de quelques millimètres et soumises à une forte différence de potentiel. Les RPC de CMS sont en fait constituées de 2 de ces chambres opérant en régime d'avalanche (ce qui permet de diminuer la différence de potentiel, environ 9.5 kV) entre lesquelles est placé un plan de lecture sous forme de pistes servant à collecter le signal induit sur les anodes des 2 chambres par l'ionisation du mélange gazeux ($C_2H_2F_4$, iC_4H_{10} , SF_6). Le faible écart entre les plaques résistives (2 mm) permet d'esti-

mer le temps d'arrivée des muons avec une excellente résolution, environ 1 ns à comparer aux 25 ns séparant deux croisements de faisceaux. Les pistes des RPC sont orientées selon la ligne de faisceau dans le tonneau et radialement dans les bouchons ce qui permet de mesurer la trajectoire selon ϕ et donc d'accéder au p_T du muon. Les pistes ont une largeur angulaire d'environ 0.3° . Six couches de RPC sont disposées dans le tonneau (symbolisées en rouge dans la figure 2.4), contre trois ⁵ dans les bouchons, couvrant ainsi la zone de pseudorapidité jusqu'à $|\eta| < 1.6$.

2.2 Architecture du système de déclenchement

Dans le premier chapitre, nous avons souligné l'importance du système de déclenchement chargé de sélectionner les événements intéressants pour les analyses de physique au LHC. Cette section ainsi que les suivantes donnent des détails sur l'architecture choisie par CMS et les algorithmes mis en place en s'attardant préférentiellement sur ceux impliquant le calorimètre électromagnétique.

2.2.1 Principe

A la luminosité nominale du LHC, une vingtaine de collisions p - p aura lieu toutes les 25 ns. Il est impossible de stocker le flux de données correspondant. Le taux engendré, équivalant à environ 10^9 interactions par seconde, doit être réduit de 7 ordres de grandeur afin d'atteindre 100 à 150 Hz, un taux que peut stocker la ferme d'ordinateurs en ligne de CMS. Cette réduction est effectuée en deux étapes (voir la figure 2.5) : la première, dite déclenchement de premier niveau (LV1 pour *Level 1 trigger* dans la figure 2.5) [4] utilise des systèmes électroniques dédiés capable de réduire le taux à un maximum de 100 kHz en se servant d'informations parcellaires du détecteur. La seconde, dénommée déclenchement de haut niveau (HLT pour *High Level Trigger* dans la figure 2.5) [5] est basée sur une ferme de processeurs commerciaux ayant accès à la totalité des données de l'événement. Cette étape réduisant le taux à environ 150 Hz emploie donc des algorithmes complexes, très proches voire identiques à ceux employés dans les analyses.

Le modèle choisi par CMS exige donc une bande passante importante à l'entrée de HLT mais autorise une grande liberté algorithmique. A contrario, le modèle choisi par ATLAS et symbolisé par le schéma de droite de la figure 2.5 requière moins de bande passante puisque au niveau 2 (LV2), les processeurs commerciaux n'accèdent qu'à une partie des informations de l'événement selon des régions d'intérêt sélectionnées par le niveau 1. Ce n'est qu'au niveau 3 (LV3), que la totalité de l'événement est disponible.

2.2.2 le déclenchement de premier niveau

Le déclenchement de premier niveau emploie donc des dispositifs électroniques dédiés (souvent à base de circuits FPGA programmables ou d'ASICs) qui se basent sur des

⁵Le design initial de CMS prévoyait 4 couches de RPC dans les bouchons et une couverture angulaire jusqu'à $|\eta| < 2.1$. Ceci pourrait être réalisé dans le cadre d'une *upgrade* de CMS.

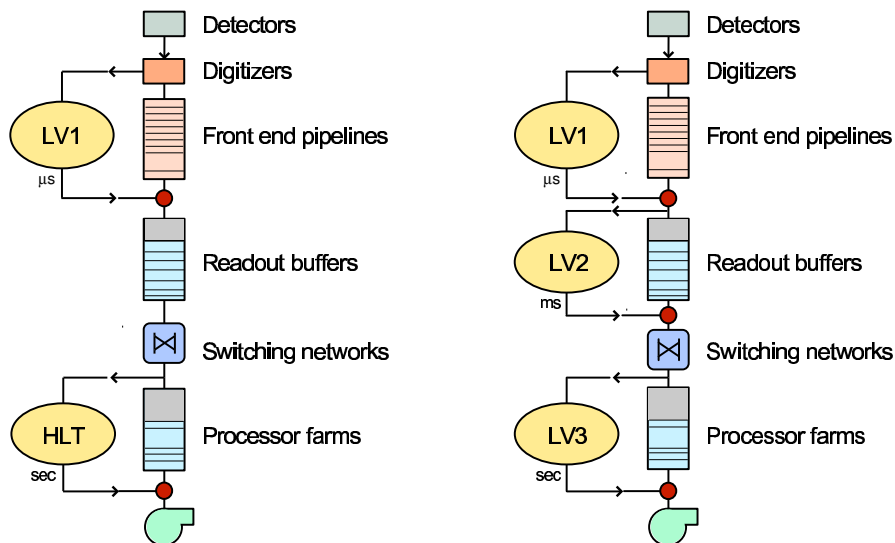


Figure 2.5: Architecture du système de déclenchement de CMS (à gauche) comparée à une architecture plus conventionnelle (à droite)

informations fragmentaires et donc relativement approximatives pour prendre la décision de garder l'événement avant son traitement par le déclenchement de haut niveau. Cela suppose donc que la totalité des informations des événements soit stockée en attendant la décision de niveau 1. Ce stockage est effectué dans les différents *pipelines* des électroniques de *front-end*. Le volume de données par événement étant important (surtout au niveau du trajectographe et du détecteur de pied de gerbe), le stockage ne peut avoir lieu que pendant un temps réduit, soit $3.2 \mu\text{s}$ en nominal. Cette latence intègre le temps de traitement des algorithmes de premier niveau et le temps de propagation des informations dans les divers sous systèmes. La dimension des mémoires de *pipelines* est donc fonction de ce paramètre. Nous reviendrons sur les mesures de latence de niveau 1 dans le chapitre 5.

Le déclenchement de niveau 1 étant organisé lui-même en *pipeline*, la décision de garder un événement pour son traitement ultérieur par le HLT a lieu toutes les 25 ns à chaque croisement de faisceaux. Il ne peut par construction y avoir de temps mort, la latence étant fixée. Ceci implique que quelque soit la topologie de l'événement, les algorithmes employés au niveau 1 dans tous les sous-systèmes doivent prendre le même temps. Cette contrainte exclut l'utilisation de processus itératif comme, par exemple, la recherche de trace dans le trajectographe et son association éventuel avec un dépôt dans les calorimètres. Ce type d'algorithme ne peut qu'être effectué par le HLT. Cette contrainte, associée au fait que la décision de déclenchement doit être rapide, écarte de facto certains détecteurs : le trajectographe ⁶ et le détecteur de pied de gerbe. Ainsi, seuls les détecteurs à muon et les calorimètres participent à cette décision de premier niveau comme le montre la figure 2.6 qui détaille l'organisation du système de déclenchement de premier niveau. La

⁶A noter que les *upgrades* du *trigger* de CMS dans le cadre du sLHC envisagent d'intégrer le *tracker* aux décisions de premier niveau.

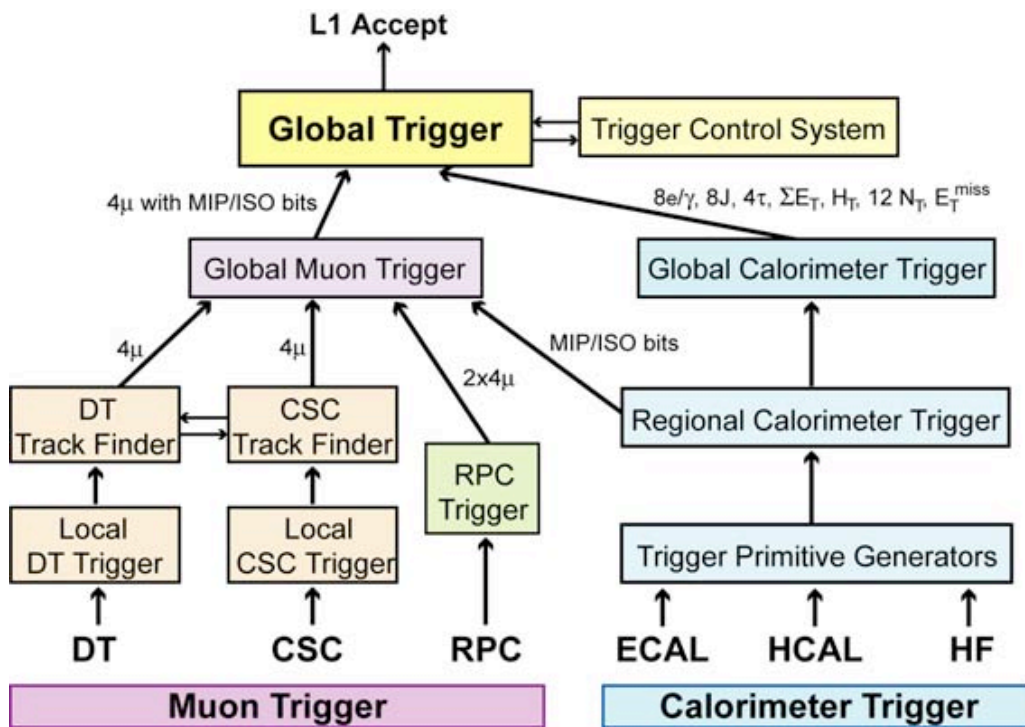


Figure 2.6: Le système de déclenchement de niveau 1

décision de premier niveau se base donc sur la présence d'objets simples, les *candidates L1*, représentatifs de la présence de photons, électrons, muons, taus ou jets d'un P_T ou E_T significatif dans une zone $\eta - \phi$ du détecteur. Les bilans globaux tels ΣE_T ou \cancel{E}_T sont également utilisés.

Le système de déclenchement de premier niveau se décompose en trois composantes (figure 2.6) : une composante locale, régionale et globale. Cette hiérarchie est dupliquée pour les muons et les calorimètres. La composante locale se base sur des dépôts d'énergie dans les tours de déclenchement des calorimètres ou bien, sur des fragments de traces dans les chambres à muon. Ces informations primitives (au sens non élaborées) se nomment les *primitives de déclenchement*. La composante locale est donc par essence un générateur de primitives de déclenchement. La composante régionale récolte l'ensemble des primitives de déclenchement d'une zone donnée du détecteur afin de créer les candidats L1 (pseudo électron, photons jets etc) de cette zone. Dans les calorimètres cette composante se nomme fort logiquement *Regional Calorimeter Trigger* (RCT) alors que pour les détecteurs à muon, ce sont les *Track Finders* (voir figure 2.6). Un classement de ces candidats est effectué en fonction de l'énergie, l'impulsion et/ou la qualité des candidats. Seuls les premiers candidats de chaque composante régionale sont transmis à la composante globale qui ne garde globalement que les 4 meilleurs candidats. Ainsi le système de déclenchement global des muons (GMT) ne garde que les 4 meilleurs candidats muons (ces derniers ayant pu être détectés par les détecteurs DT, CSC, ou RPC voire par une combinaison de deux

des trois détecteurs). Quant au système de déclenchement global calorimétrique (GCT), il ne garde que les 4 meilleurs candidats électrons/photons isolés, idem pour les non-isolés, les jets centraux, à l'avant etc. Ces finalistes sont finalement envoyés au déclenchement global de CMS (GT) qui prendra la décision de transmettre ou non l'événement au système déclenchement de haut niveau en générant un signal de déclenchement.

Quels sont les critères qui permettent au déclenchement global de rejeter l'événement ? GT base sa décision sur des algorithmes programmables (car implémentés dans des FPGA) combinant les caractéristiques des candidats L1 (position, P_T , E_T etc) afin d'en calculer des bits de décision. Ces bits peuvent alors être combinés sous la forme d'un OU logique afin de déterminer si l'événement est exclu ou bien lu par HLT. Un maximum de 128 algorithmes est possible. L'ensemble de ces 128 algorithmes forme ce qu'on appelle le menu de déclenchement. Nous n'allons pas décrire ici les 128 algorithmes, d'autant plus que le menu est actuellement (automne 2010) en constante évolution afin de s'adapter à la montée en luminosité du LHC. Nous nous contenterons d'un extrait présenté dans la table 2.3.

Algorithme	numéro du bit	facteur de pre-scale	masque
...
L1_SingleIsoEG5	40	1	0
L1_SingleIsoEG8	41	1	0
L1_SingleIsoEG10	42	1	0
L1_SingleIsoEG12	43	1	0
L1_SingleIsoEG15	44	1	0
...
L1_SingleEG2	46	160	0
L1_SingleEG5	47	16	0
L1_SingleEG8	48	1	0
L1_SingleEG10	49	1	0
L1_SingleEG12	50	1	0
L1_SingleEG15	51	1	0
...
L1_DoubleEG05_TopBottom	75	1	1
...
L1_DoubleEG2	103	1	0
L1_DoubleEG5	104	1	0
...
L1_IsoEG10_Jet6U_ForJet6U	125	1	0

Table 2.3: Extrait d'un menu de déclenchement de premier niveau

La première colonne de la table 2.3 désigne le nom de l'algorithme. Par exemple, L1_SingleIsoEG5 signifie un candidat isolé Electron ou Gamma (photon) dont l'énergie transverse est supérieure à 5 GeV. Les critères d'isolation seront décrits à la section 2.3. Cet algorithme porte le numéro 40 (deuxième colonne) et a un facteur de *pre-scale* de N=16 (troisième colonne). Ce facteur signifie que seul 1 événement tous les 16 générera

un signal de déclenchement. Dans le cas où $N=1$, le signal de déclenchement est généré dès que le bit est actif. Enfin la dernière colonne est un masque qui, s'il est positionné à 1, signifie que la valeur du bit n'est jamais considéré, autrement dit l'algorithme est inactif. Prenons un second exemple avec l'algorithme `L1_DoubleEG05_TopBottom`. Lorsque le bit 75 est actif, cela signifie qu'il y a 2 candidats Electron/Gamma de $E_T \geq 0.5$ GeV, l'un des candidats ayant son angle $\phi \in [0, \pi]$, le second $\phi \in [\pi, 2\pi]$. Le masque étant positionné à 1, cet algorithme n'est pas utilisé dans les collisions. Terminons par le dernier exemple : `L1_IsoEG10_Jet6U_ForJet6U`. Si le bit 125 est actif, alors l'événement contient un candidat Electron/Gamma de $E_T \geq 10$ GeV, un candidat jet de $E_T \geq 6$ GeV dans la région centrale du détecteur (HB ou HE) et enfin un candidat jet de $E_T \geq 6$ GeV dans la région à l'avant (HF). GT utilise des circuits programmables pour mettre en oeuvre les algorithmes. Il est donc possible de les faire évoluer relativement facilement.

2.2.3 le déclenchement de haut niveau

Le déclenchement de haut niveau (HLT) est en charge de réduire le taux à un niveau compatible avec les systèmes de stockage et de calcul *offline*, soit environ 100 à 150 événements par seconde, la taille d'un événement typique étant de l'ordre de 1.5 MB. Le taux maximal possible est proche de 500 Hz : 150 Hz présente donc une marge de sécurité. HLT résulte d'une série de filtres utilisant de plus en plus de données : il est en effet inutile et coûteux en temps d'accéder à la totalité des données d'un événement si par exemple les données des calorimètres suffisent à elles seules à le rejeter. Les premiers filtres utilisent donc les données de granularité fines des calorimètres et des détecteurs à muon ce qui évite d'engorger le système avec les données du trajectographe. Ces données sont donc transmises en premier à la ferme de processeurs. Dans le jargon de CMS, ces premiers filtres sont dits de niveau 2 par analogie avec les systèmes de déclenchement plus traditionnels. Le reste des données n'est transmis que si ces premiers filtres sont validés, des filtres impliquant des algorithmes plus complexes sur l'ensemble des données de l'événement étant alors mis en oeuvre. Ainsi, les filtres de niveau 2.5 dénomment des algorithmes combinant les objets déterminés par le niveau 2 et les pixels du trajectographe. Ce nombre décimal 2.5, souligne la nature intermédiaire de la sélection, à cheval entre une sélection basée uniquement sur les détecteurs impliqués dans les décisions de premier niveau et les sélections basées sur l'ensemble des données de CMS. Le dernier étage de filtre, le niveau 3, accèdent réellement à l'ensemble des données de l'événements (pixels et strips du trajectographe, *preshower* etc). De plus, dans un souci de gain de temps, la reconstruction des objets physiques par HLT débute toujours par les candidats identifiés par le premier niveau. Par exemple, dans le cas d'un déclenchement L1 de type simple muon inclusif, seules les chambres à muon désignées par le candidat L1 et la région du trajectographe correspondante ont besoin d'être considérées par les algorithmes de niveau 2.

Contrairement au déclenchement de premier niveau, la latence du HLT n'est pas fixe : elle dépend du type d'événements et des algorithmes sollicités. Cependant, cette latence doit rester de l'ordre de la centaines de ms, avec une queue de distribution la plus réduite possible vers les latences élevées. Les premières données à 7 TeV déclenchées par des

événements de biais minimum ont été utilisées pour mesurer le temps CPU utilisé par l'ensemble des algorithmes de HLT en y incluant des algorithmes accédant à l'ensemble des données du trajectographe, ces algorithmes étant adaptés aux luminosités faibles de 2010. Un temps moyen de 59 ms par événement a été trouvé [27], compatible avec les prédictions des simulations.

Les menus du déclenchement de haut niveau ont une structure semblable à celle du premier niveau. Un algorithme HLT précise quelle est la combinaison d'algorithmes de déclenchement L1 employée et si un facteur de *prescale* y est appliqué. En fonction de l'algorithme HLT, l'événement est étiqueté pour indiquer, le cas échéant, la raison de sa sélection. Nous donnerons quelques précisions sur les algorithmes HLT impliquant les électrons et photons dans la section 2.4.

2.3 Algorithmes de déclenchement de premier niveau des calorimètres

Comme nous l'avons vu sur la figure 2.6, les calorimètres permettent de sélectionner des événements comportant des électrons, photons, jets, taus etc. Nous allons décrire ici les algorithmes employés en nous attardant plus longuement sur les électrons et photons.

2.3.1 Définition des primitives de déclenchement

Quelque soit l'algorithme utilisé, ce dernier s'appuie sur les primitives de déclenchement. Nous détaillerons précisément dans le prochain chapitre comment les primitives de déclenchement du calorimètre électromagnétique sont calculées. Pour l'heure, nous nous contenterons des descriptions qui suivent. Que ce soit au niveau du calorimètre électromagnétique ou du calorimètre hadronique, les primitives de déclenchement sont des données numériques calculées à chaque croisement de faisceaux (puisque le L1 est un pipeline) et pour chaque tour de déclenchement. Les primitives de déclenchement fournissent 3 quantités : la première est l'énergie transverse déposée dans la tour encodée dans un mot de 8 bits. A l'automne de 2010, le choix des paramètres des primitives de déclenchement est tel que 1 bit correspond à 250 MeV. Si l'énergie calculée excède les 8 bits (64 GeV), alors cette énergie est affectée à la valeur maximale. La seconde quantité correspond à l'assignation du croisement de faisceaux. En fait, l'énergie est mise à zéro si elle ne présente pas un maximum local : pour un numéro de croisement de faisceaux donné BX, seules les énergies supérieures aux énergies calculées à BX+1 et BX-1 sont conservées dans le pipeline du L1. Ainsi, au delà d'un certain seuil de E_T , typiquement de l'ordre du GeV (voir section 5.1.2), la présence d'une primitive de déclenchement avec une énergie non nulle pour un croisement de faisceaux donné, signe donc la présence d'une collision. Enfin, la troisième quantité des primitives de déclenchement utilisée par les algorithmes de premier niveau des calorimètres est un bit, le *fine grain veto bit* (FGVB), caractérisant la compacité du dépôt d'énergie dans la tour. Ce bit présent uniquement dans les primitives de déclenchement du calorimètre électromagnétique est égale à 0 si le dépôt est compatible avec celui d'une gerbe électromagnétique. De plus amples détails seront fournis dans la section 3.1.

2.3.2 La sélection des électrons et photons

Au niveau L1, deux types d'électrons et photons sont définis : isolés ou non-isolés. L'algorithme de sélection des électrons ou des photons (il n'y a pas de distinction au niveau L1) se base sur une fenêtre glissante dans le plan $\eta - \phi$ de 3×3 tours de déclenchement des calorimètres électromagnétiques et hadroniques, (voir figure 2.7). La tour centrale et la tour adjacente, dont l'énergie transverse dans le calorimètre électromagnétique est la plus grande parmi les tours adjacentes, sont considérées pour former un candidat L1-e/ γ . L'énergie du candidat L1-e/ γ résulte donc de la somme des énergies tpg de ces 2 tours. De plus, la forme du dépôt d'énergie dans la tour centrale doit être compatible avec celle d'une gerbe électromagnétique : le profil latéral doit être compact : on requiert donc pour cette tour $FGVB = 0$, et le profil longitudinal est également contraint puisque la proportion d'énergie déposée dans la tour du HCAL (rapport H/E) doit être suffisamment faible, typiquement de l'ordre de 5%. Si ces conditions sont réunies alors un candidat L1-e/ γ non-isolé est trouvé.

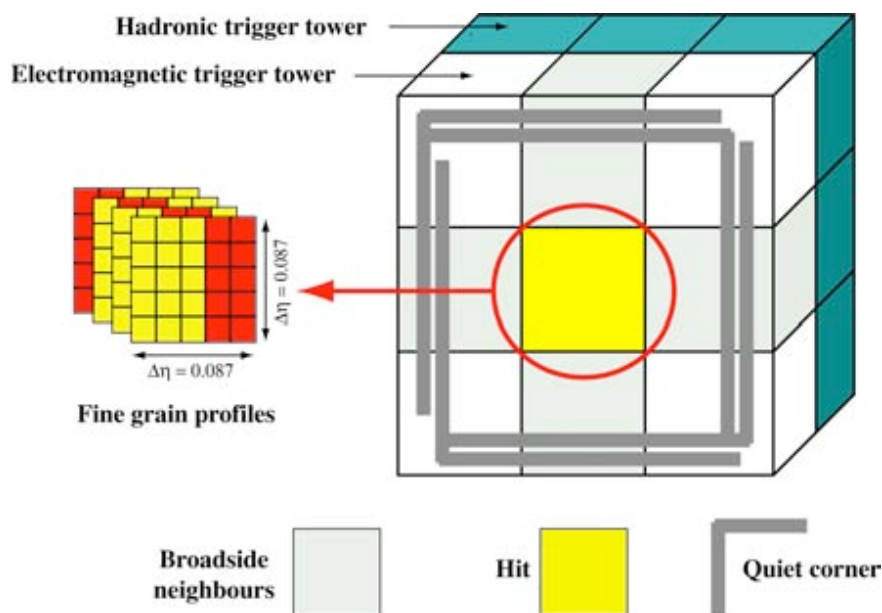


Figure 2.7: Algorithme du système de déclenchement calorimétrique de premier niveau

Des critères d'isolations supplémentaires sont requis pour classer le candidat L1-e/ γ dans la catégorie "isolé". Ainsi, il faut que l'activité des tours entourant la tour centrale soit suffisamment faible (isolation électromagnétique). Plus précisément, on s'intéresse aux 5 tours définissant un coin de la fenêtre 3×3 (voir les symboles en "L" grisés de la figure 2.7). Il doit exister au moins un coin pour lequel aucune des 5 tours ne contient de dépôt avec une énergie transverse au delà d'un seuil typiquement de l'ordre de 1.5 GeV. Par ailleurs, en plus de la tour centrale, les 8 autres tours de la fenêtre glissante doivent avoir un rapport H/E faible ainsi que $FGVB = 0$. Précisons tout de même, qu'en 2010, le

FGVB et le rapport H/E étaient ignorés. La seule différence entre les candidats isolés ou non-isolés résidait donc dans l'isolation électromagnétique pour laquelle un seuil de 1.75 GeV était utilisé. La table 2.4 donne un résumé synthétique des contraintes définissant les flux de candidats L1-e/ γ isolés et non-isolés. L'algorithme étant basé sur une fenêtre glissante, il va de soi que les doubles comptages sont évités. Autrement dit, deux candidats L1-e/ γ ne peuvent être formés des deux mêmes tours. Les cas où les deux tours ont la même énergie sont également traités et l'une des deux tours est choisie arbitrairement en tant que tour centrale (configuration programmable dans l'électronique). L'algorithme décrit dans cette section est implanté dans le *Regional Calorimeter Trigger*.

	L1-e/γ non-isolé	L1-e/γ isolé
tour centrale	FGVB=0 et $H/E < \text{seuil_H/E}$	FGVB=0 et $H/E < \text{seuil_H/E}$
tours périphériques	pas de contrainte	FGVB=0 et $H/E < \text{seuil_H/E}$ 1 coin avec 5 tours avec $E_T < \text{seuil_iso}$

Table 2.4: Définitions des candidats L1-e/ γ

La dernière étape de l'algorithme est un tri puisque seuls les 4 candidats L1-e/ γ de chaque espèce (isolé ou non-isolé) ayant l'énergie transverse la plus élevée sont conservés et contribuent à la décision de déclenchement finale. Les candidats L1-e/ γ sont donc caractérisés par leur énergie transverse et leur position dans le plan $\eta - \phi$. La précision de cette position est déterminée par la taille des régions de déclenchement définies au niveau du Regional Calorimeter Trigger. Ces régions correspondent à 4×4 tours, donc une granularité de $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.35 \times 0.35$.

2.3.3 La sélection des jets, τ -jets et autres bilans énergétiques globaux

L'algorithme de recherche des jets au niveau L1 est également basé sur une fenêtre glissante dans le plan $\eta - \phi$ mais contrairement au cas des électrons et photons, cette fenêtre est élargie à 3×3 régions de déclenchement soit 12×12 tours et balaie également le calorimètre très à l'avant. L'unité de base est ici la région, et un L1-jet est trouvé si l'énergie transverse contenue dans la région au centre de la fenêtre excède celles des 8 régions voisines. La somme des énergies issues du calorimètre électromagnétique et du calorimètre hadronique est considérée, sauf dans les parties très à l'avant où seul le détecteur HF est présent. La dernière étape de l'algorithme ne sélectionne que les 4 L1-jets centraux (basés sur ECAL et HB+HE) de plus haut E_T et les 4 L1-jets à l'avant (basé sur HF) de plus haut E_T .

Les τ -jets constituent une sous partie des jets où l'on cherche à exploiter la topologie des désintégrations semi-leptoniques des taus, générant des jets étroits [28]. Pour chaque région de déclenchement, on repère les tours (de ECAL ou HCAL) ayant une énergie transverse supérieure à un seuil de l'ordre de 5 GeV. Ces tours forment un pattern. Ce pattern doit être suffisamment compact et ne pas excéder la taille de 2×2 tours. Si pour

les 9 régions de la fenêtre glissante 3×3 , cette condition est réalisée, alors un τ -jet est affecté à la région centrale. Seuls les 4 candidats L1- τ -jets de plus haut E_T sont conservés.

Enfin, les bilans énergétiques globaux (\cancel{E}_T, H_T) se basent également sur la granularité des régions de déclenchement. Pour l'énergie manquante, la somme vectorielle de l'énergie déposée dans chaque région est effectuée. Pour l'énergie hadronique totale H_T , la somme algébrique du P_T de tous les types de jets (centraux, à l'avant et τ -jet) ayant un P_T excédant un seuil programmable de l'ordre de 10 GeV est effectuée.

2.4 Le déclenchement de haut niveau des électrons et des photons

La sélection de haut niveau des électrons et des photons procède par étapes successives de complexité croissante. On distingue les (sous-)niveaux 2, 2.5 et 3. Les explications ci-dessous sont issues des références [14] et [29].

Le niveau 2 est commun aux électrons et photons. Des super-agrégats sont d'abord formés à partir des informations des cristaux correspondant à la région du candidat L1- e/γ . Les super-agrégats sont des groupes d'agréments le long de la direction ϕ chargés de collecter les dépôts d'énergie dans le calorimètre électromagnétique produits par la radiation de bremsstrahlung des électrons ou par la conversion de photons. Le lecteur est invité à consulter la référence [30] pour les détails de l'algorithme d'agrégation. L'énergie transverse E_T des super-agrégats doit être supérieure à un seuil qui par défaut correspond au seuil de déclenchement e/γ de premier niveau.

Les informations provenant des pixels du trajectographe sont utilisées par le niveau 2.5 pour identifier les électrons. Les photons, ne sont pas concernés par cette étape. À partir du E_T et de la position des super-agrégats, l'impulsion transverse est déduite et la position de l'électron est alors propagée vers l'intérieur du détecteur en tenant compte du champ magnétique jusqu'aux couches de pixels. Un signal (*hit*) compatible avec l'extrapolation (en $\Delta\phi$ et Δz) doit être trouvé dans la première ou deuxième couche. Si tel est le cas, un second *hit* doit être trouvé dans la seconde ou troisième couche en tenant compte de la position du premier *hit* et de l'extrapolation de la trajectoire de l'électron. Les 2 hypothèses de charges sont testées. Les critères de compatibilité des *hits* peuvent être plus ou moins stricts selon la taille d'ouverture de la fenêtre en $z - \phi$ (dans le tonneau) ou $r - \phi$ (dans les bouchons). Ces critères dépendent par exemple de la précision de l'alignement du trajectographe.

La dernière étape, le déclenchement de niveau 3, diffère pour les électrons et les photons. La trace complète de l'électron est reconstruite en utilisant un algorithme basé sur un filtre de Kalman adapté aux électrons. Les *hits* trouvés dans les pixels à l'étape 2.5 servent à initialiser la procédure. Des critères d'isolation ou d'identification peuvent alors être appliqués. L'isolation peut être liée à l'activité dans le calorimètre hadronique, le calorimètre électromagnétique ou le trajectographe, voire une combinaison des trois. Ainsi, une isolation hadronique est généralement requise en utilisant le rapport H/E. De même, une isolation utilisant les informations du trajectographe est définie en faisant la somme

des p_T des traces contenues dans un cône autour de la trace de l'électron Σp_T tout en excluant le p_T^e de l'électron. Le critère d'isolation se base alors sur la petitesse du rapport $\Sigma p_T/p_T^e$. L'identification des électrons est fondée sur plusieurs variables. On extrapole à partir du point de mesure le plus interne, la trace de l'électron jusqu'à la distance d'approche minimale avec la position du super-agrégat associé à l'électron. On mesure alors les écarts angulaires $\Delta\phi^{in}$ et $\Delta\eta^{in}$ entre ces 2 positions. En principe, même en présence de rayonnement de bremsstrahlung, ces écarts angulaires doivent être minimaux⁷ [30]. Une autre variable d'identification cherche à qualifier la forme du super-agrégat selon la dimension η :

$$\sigma_{i\eta i\eta}^2 = \frac{\sum_i^{5 \times 5} w_i [(i\eta - i\eta_{seed}) \times 0.0175 + \eta_{seed} - \bar{\eta}]^2}{\sum_i^{5 \times 5} w_i} \quad (2.4)$$

où $w_i = \max(0, 4.2 + \ln \frac{E_i}{E_{5 \times 5}})$, E_i et $E_{5 \times 5}$ représentant respectivement l'énergie déposée dans le cristal d'indice i et l'énergie totale dans la fenêtre 5×5 . La somme pondérée porte sur les 25 cristaux d'indice $i\eta$ (0.0175 étant le $\Delta\eta$ moyen) autour du cristal initiateur du super-agrégat dont la position en η et l'indice sont notés η_{seed} et $i\eta_{seed}$, et $\bar{\eta}$ représente la pseudorapidité moyenne des 25 cristaux. Dans le cas d'une gerbe électromagnétique, la variable $\sigma_{i\eta i\eta}$ est censée être minimale et l'utilisation des indices $i\eta$ plutôt que des positions réelles permet de minimiser l'influence des zones mortes entre cristaux.

Le déclenchement de niveau 3 des photons requière également une isolation via la variable H/E. Une isolation dans le trajectographe peut être également appliquée selon le même principe que pour les électrons, à ceci près que le photon n'ayant pas de trace, on utilise comme axe du cône une ligne droite entre le centre du détecteur et la position du super-agrégat. Au démarrage, on retirait également la contribution autour de l'axe dans Σp_T afin de ne pas rejeter les électrons : le *trigger* photon pouvait donc être utilisé pour mesurer les efficacités HLT du *trigger* électron. La variable d'identification $\sigma_{i\eta i\eta}$ peut être également utilisée.

Plusieurs algorithmes HLT d'électrons et de photons tournent en parallèle avec des critères plus ou moins stricts. En 2010, les valeurs des différents seuils, largeur de cône etc présentées ci-dessus ont considérablement évolué afin de s'adapter à la montée en luminosité. La table 2.5 présente ces valeurs pour 2 algorithmes utilisés à la fin de la prise de données en proton-proton en 2010. Le menu dont sont extraits ces algorithmes est adapté à la luminosité instantanée $2 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$.

⁷on exploite le fait que le barycentre entre la trace de l'électron parvenant au calorimètre et les dépôts liés aux photons de bremsstrahlung se situe sur la trajectoire extrapolée à partir des caractéristiques de l'électron à la production.

	L2- E_T (GeV)	H/E	$\Delta\eta^{in}$	$\Delta\phi^{in}$ (mrad)	$\sigma_{in\eta}$	$\frac{ecalIso}{E_T}$	$\frac{hcalIso}{E_T}$	$\frac{trackIso}{E_T}$
Algo1								
Tonneau	> 8	< 0.05	< 0.008	< 0.1	< 0.011	< 0.125	< 0.05	< 0.15
Bouchons	> 8	< 0.05	< 0.007	< 0.1	< 0.031	< 0.075	< 0.05	< 0.1
Algo2								
Tonneau	> 8	< 0.05	< 0.008	< 0.1	< 0.011	-	-	-
Bouchons	> 8	< 0.05	< 0.007	< 0.1	< 0.031	-	-	-

Table 2.5: *Extrait d'un menu HLT $2 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. L'algo1 (nom complet HLT_Ele17_SW_TighterEleIdIsol_L1R) correspond à un électron avec $E_T > 17 \text{ GeV}$, taux $\approx 27 \text{ Hz}$. L'algo2 (HLT_Ele22_SW_TighterEleId_L1R) correspond à un électron avec $E_T > 22 \text{ GeV}$, taux $\approx 30 \text{ Hz}$.*

Chapitre 3

La sélection des électrons et photons par le système de déclenchement de premier niveau

Contenu du chapitre

3.1	Génération des primitives de déclenchement du calorimètre électromagnétique	42
3.1.1	Electronique de lecture et géométrie des tours	42
3.1.2	Algorithmes de calcul des primitives de déclenchement	45
3.1.3	Implantation matérielle et tests	50
3.2	Logiciels et simulation	51
3.2.1	Primitives de déclenchement : calcul des paramètres optimaux	51
3.2.1.1	Optimisation des paramètres gouvernant E_T	52
3.2.1.2	Optimisation des paramètres gouvernant le <i>Fine Grain Veto</i> bit	56
3.2.2	Primitives de déclenchement : organisation des paramètres et bases de données	57
3.2.3	Simulation du trigger électromagnétique	60
3.3	Des primitives de déclenchement au Global Calorimeter Trigger	61

3.1 Génération des primitives de déclenchement du calorimètre électromagnétique

Dans la section 2.3.1, nous avons défini les primitives de déclenchement. Cette section précise comment elles sont calculées.

3.1.1 Electronique de lecture et géométrie des tours

Les primitives de déclenchement s'appuient sur les données numérisées issues de chaque cristal. Le signal de scintillation récolté par les photodétecteurs est mis en forme et amplifié par un amplificateur multi-gains (MGPA pour *Multi Gain Pre Amplifier* [31]) possédant 3 voies d'amplification de gains nominaux 1, 6 et 12 fonctionnant en parallèle (voir figure 3.1). Les signaux des 3 voies sont échantillonnés et numérisés toutes les 25 ns (40 MHz) par des convertisseurs analogue-digital (ADC) ayant 12 bits de gamme dynamique. La voie non saturée présentant la valeur la plus élevée est alors lue. L'échelle d'énergie maximale est de l'ordre de 1.5 TeV dans le tonneau à 3 TeV dans les bouchons. On a donc chaque 25 ns, la lecture des 12 bits de l'ADC sélectionné ainsi que 2 bits encodant la voie d'amplification utilisée. Si, lorsque le signal croît, la voie d'amplification bascule vers un gain inférieur, le retour au gain supérieur ne peut s'effectuer qu'après un minimum de 5 échantillons. Les étapes précédemment décrites sont effectuées par les cartes d'électronique de *Very Front End* (VFE), chaque VFE gérant 5 cristaux. Ces 5 cristaux forment des *strips* et sont alignés en ϕ dans le tonneau. Dans les bouchons, l'alignement est approximatif et l'on parle alors de *pseudostrips*.

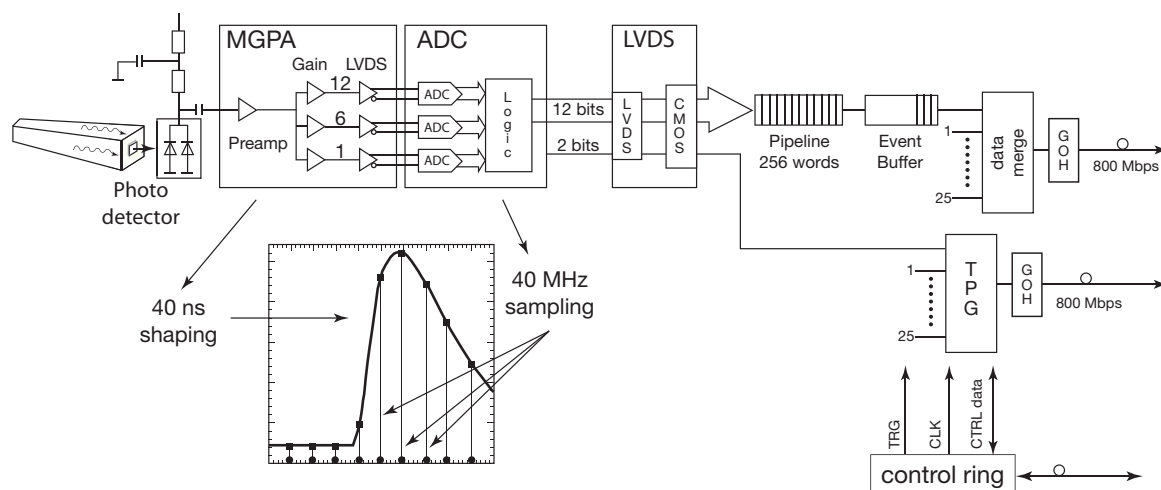


Figure 3.1: L'électronique de lecture du calorimètre électromagnétique.

Cette succession de mots de 12 bits + 2 bits est envoyée à la carte de *Front-End* (FE) [32]. Chaque carte FE est connectée à 5 cartes VFE. Un circuit ASIC nommé FENIX sur la carte FE est en charge de réceptionner les 5 signaux venant d'une VFE. Une carte

FE gère donc les signaux de 25 cristaux, soit 5 *strips* ou *pseudostrips*. La fonction de la carte FE est double : d’une part, elle stocke les données individuelles des 25 cristaux dans ses mémoires tampons circulaires, attendant le signal de déclenchement de niveau 1 afin de propager, le cas échéant, ces données vers l’électronique hors-détecteur sous la forme d’un train série unique de 800 Mb/s. Les données des 25 cristaux sont donc mises “bout à bout” avant d’être envoyées par une fibre optique vers la carte hors-détecteur DCC (*Data Concentrator Card*) faisant l’interface avec l’acquisition de CMS. D’autre part, la carte FE participe au calcul des primitives de déclenchement, ces dernières étant transmises à l’électronique hors-détecteur toutes les 25 ns afin d’en finaliser le calcul par la carte TCC (*Trigger Concentrator Card*). La répartition des tâches entre les cartes FE et TCC est précisée dans la section suivante. Cependant, quelques précisions sur la géométrie des tours de déclenchement illustrée sur la figure 3.2 sont préalablement nécessaires.

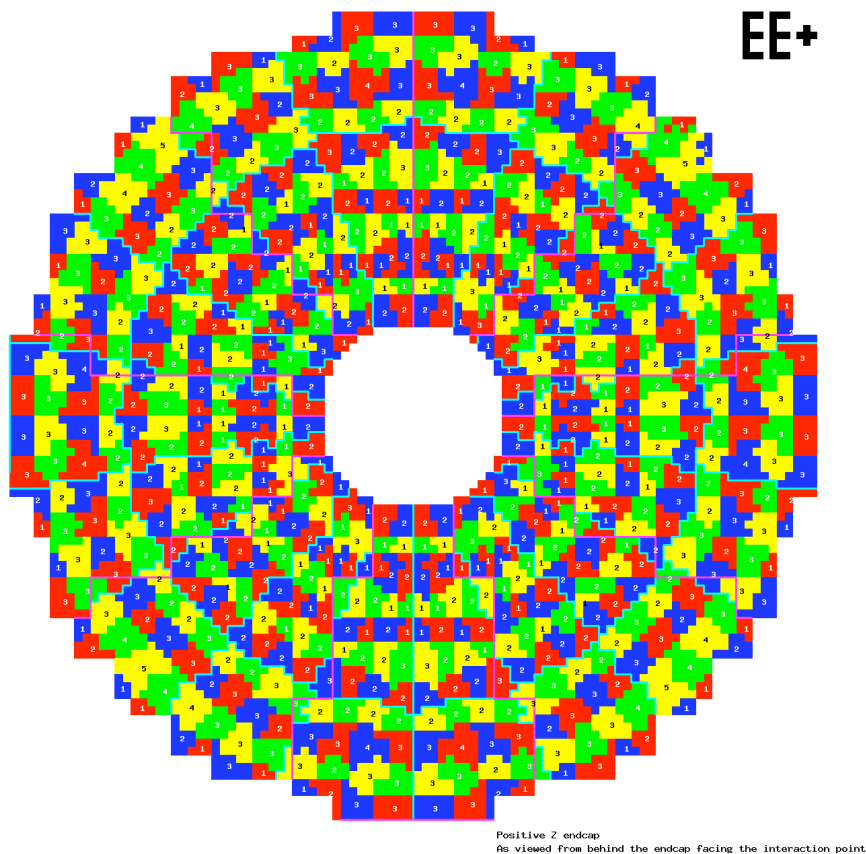


Figure 3.2: *Géométrie des tours de déclenchement dans les bouchons. Voir les explications dans le texte.*

La carte FE gère 25 cristaux sous la forme de 5 (*pseudo-*)*strips* \times 5 cristaux. Dans le tonneau, la granularité correspondante soit $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.087 \times 0.087$ est suffisante pour définir une tour de déclenchement. La gerbe électromagnétique est raisonnablement

contenue dans la tour et le flux de particules traversant la tour reste acceptable. Par conséquent, les 25 cristaux dont les données sont envoyées à l’acquisition sont les mêmes que ceux définissant la tour de déclenchement et sont donc également à l’origine de la primitive de déclenchement. Dans les bouchons, il en va autrement : compte tenu de la géométrie projective, le bloc de 5×5 cristaux gérés par la carte FE, nommé *supercrystal*, correspond à des dimensions en $\Delta\eta \times \Delta\phi$ de plus en plus grandes à mesure que l’on se rapproche de la ligne de faisceau. Respecter une granularité des tours proche de celle du tonneau exige donc d’utiliser de moins en moins de cristaux. On pourrait penser qu’il suffit de choisir de façon adéquate les N cristaux constituant la tour parmi les 25, une tour étant dans ce cas une subdivision d’un *supercrystal*. Cependant, ce n’est pas possible : la carte FE étant elle même connectée aux VFEs, seuls des cristaux correspondant à un nombre entier de VFEs (et donc de *pseudostrips*) peuvent être utilisés. On a donc dans les bouchons des tours formées de une à cinq *pseudostrips*. Par conséquent, l’égalité “FE (ie *supercrystal*) = tour de déclenchement”, n’est pas vraie dans les bouchons et les *pseudostrips* de plusieurs *supercristaux* peuvent être nécessaires pour former une tour de déclenchement.

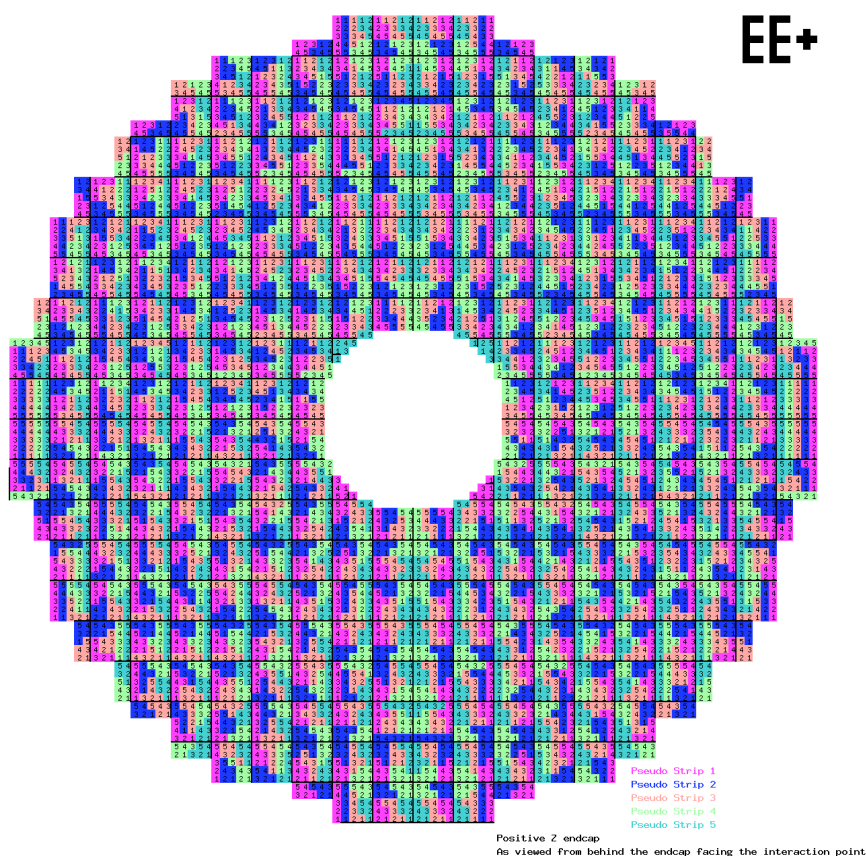


Figure 3.3: Géométrie des supercristaux dans les bouchons. Voir les explications dans le texte.

Le schéma de la figure 3.2 décrit la géométrie des tours des bouchons illustrées par des

couleurs différentes. On y visualise les 11 anneaux de tours le long de η . Le nombre indiqué dans chaque tour indique le nombre de *pseudostrips* constituant la tour. La figure 3.3 fait apparaître les *supercristaux* (quadrillage épais noir). Au sein de chaque *super cristal*, on distingue selon les couleurs les 5 *pseudostrips*. La numérotation des cristaux (de 1 à 5) dans chaque *pseudostrip* est également indiquée. On constate que les 5 cristaux d'une *pseudostrip* ne sont pas nécessairement alignés selon une direction. Seul le bouchon situé en $z > 0$ est montré dans les figures 3.2 et 3.3. Par symétrie, on en déduit les tours de l'autre bouchon. Cependant, il y a quelques exceptions ne respectant pas cette symétrie.

Observons la partie la plus interne de la figure 3.2 dont un zoom d'un secteur de 40° (entre les 2 lignes obliques) est présenté ci-dessous.

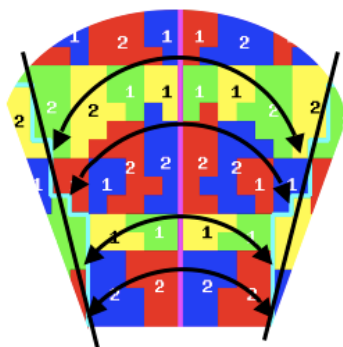


Figure 3.4: Zoom de la partie interne de la géométrie des tours de déclenchement (secteur de 40°). Les arcs de cercle symbolisent les anneaux de tours.

On constate que dans les 2 anneaux les plus internes, il y a 4 tours alors que les autres anneaux en possèdent le double. En effet, dans les anneaux internes, il est impossible de former le même nombre de tours compte tenu du faible nombre de cristaux. La granularité des tours en $\Delta\phi$ est ici de l'ordre de 0.175. Cependant le déclenchement électromagnétique basé sur une fenêtre glissante (voir 2.3) est conçu pour combiner des tours (ECAL et HCAL) de dimension fixe $\Delta\phi = 0.087$. On résout cette contradiction en créant des tours virtuelles dont la dimension effective sera bien $\Delta\phi = 0.087$. Il suffit dans cette zone interne de créer 2 primitives de déclenchement à partir d'une seule tour réelle. Evidemment, afin de ne pas générer d'énergie factice, il est affecté à chacune des 2 primitives de déclenchement la moitié de l'énergie déposée dans la tour réelle. Cette astuce est effectuée par la carte TCC.

3.1.2 Algorithmes de calcul des primitives de déclenchement

A la section 2.3.1, nous avons vu que les primitives de déclenchement sont des quantités de 8 bits encodant l'énergie transverse de la tour correspondant au croisement de faisceaux et 1 bit (FGVB) caractérisant la compacité du dépôt électromagnétique. Voyons à présent comment ces quantités sont calculées à partir des signaux individuels des cristaux. La figure 3.5 présente les étapes de calcul définissant le *pipeline* des primitives de déclenchement.

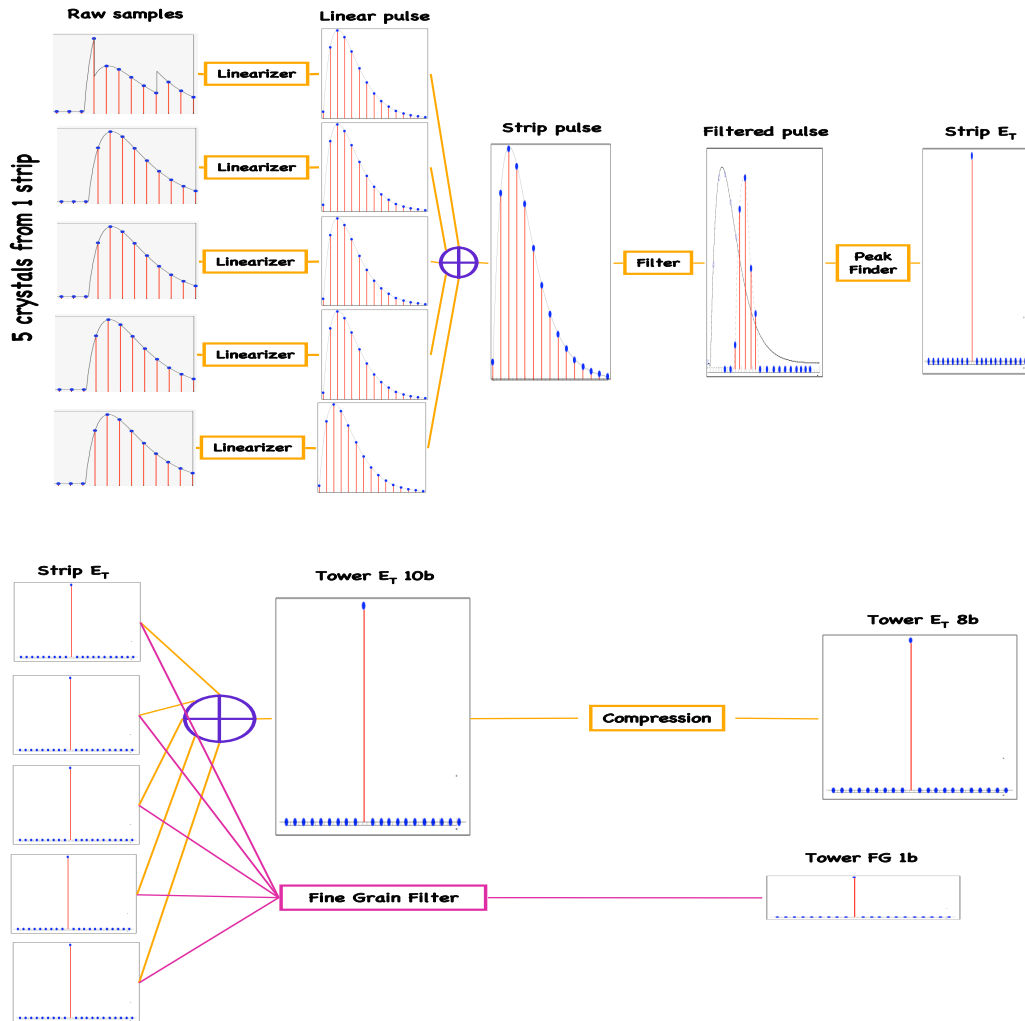


Figure 3.5: Algorithme de calcul des primitives de déclenchement : des cristaux aux (pseudo)strips (figure du haut) et des (pseudo-)strips aux tours (figure du bas).

Ce schéma résulte d'un héritage historique, dont un résumé est exposé en 4.1, et s'est appuyé sur des études conceptuelles. Il a par exemple été montré qu'il était plus efficace d'appliquer un filtre en amplitude au niveau des (pseudo-)strips plutôt qu'au niveau de la tour [57]. Le schéma du haut de la figure 3.5 correspond aux étapes traitant les cristaux d'une (pseudo-)strip : on y distingue successivement les *Linéariseurs*, l'*Additionneur*, le *Filter*, et le *Peak Finder*. Le schéma du bas correspond aux étapes traitant les (pseudo)strips : l'*Additionneur*, le *Fine Grain Filter* et la *Compression*. Les étapes du schéma du haut sont toutes réalisées dans les circuits FENIX de la carte FE. Dans le tonneau où les cristaux définissant la tour sont gérés par une seule carte FE, les étapes *Additionneur* et *Fine Grain Filter* sont également réalisées dans les FENIX et seule la

Compression, exigeant de nombreuses ressources, est effectuée par la carte TCC. Dans les bouchons, toutes les opérations traitant les *pseudostrips* d'une tour ne peuvent pas être effectuées dans une carte FE puisque nous avons vu que l'égalité " FE (ie *super cristal*) = tour de déclenchement" n'était pas réalisée. Par conséquent, toutes les étapes de la figure du bas sont nécessairement réalisées par la TCC. Voyons à présent en détail chacune des étapes :

Le Linéariseur : les 5 signaux numériques $5 \times (12 \text{ bits} + 2 \text{ bits})$ des cristaux formant une (*pseudo*)-*strip* et connectés à une carte FE sont d'abord *linéarisés*, ce qui signifie qu'en sortie de *linéariseur*, le signal de chaque cristal doit être proportionnel à l'énergie récoltée par le cristal. Cette opération nécessite donc de soustraire au signal d'entrée une ligne de base correspondant aux signaux d'énergie nulle et de multiplier par un facteur restaurant la proportionnalité avec le dépôt d'énergie. Le facteur doit tenir compte entre autre du gain utilisé dans la chaîne d'amplification mais aussi des variations de réponse d'un cristal à l'autre (*intercalibration*). Au niveau de l'électronique de FE, ce facteur multiplicatif décimal est réalisé par un multiplicateur sur 8 bits suivi d'un *shift* sur 4 bits (division par une puissance de 2). La multiplication de 12 bits par 8 bits génère un mot de 20 bits. Cependant seul les 18 bits de poids fort ($19 : 2$) sont conservés, ce qui revient à rajouter un *shift* supplémentaire de 2. Mathématiquement, la fonction de transfert du *Linéariseur* est donc :

$$\text{Lineariseur}(x) = \lfloor (x - \text{base}) \times \frac{\text{Mult}}{2^{\text{shift}+2}} \rfloor \geq 0 \quad (3.1)$$

le symbole $\lfloor \rfloor$ désignant la partie entière et $x, \text{base} \in [0, 2^{12} - 1]$, $\text{Mult} \in [0, 2^8 - 1]$, $\text{shift} \in [0, 2^4 - 1]$.

L'Additionneur : il effectue une somme sur 18 bits de la sortie des 5 *Linéariseurs*. La fonction de transfert est donc simplement :

$$\text{Additionneur}(x_1, \dots, x_5) = \min\left(\sum_1^5 x_i, 2^{18} - 1\right) \quad (3.2)$$

Le Filter : son rôle est d'estimer l'amplitude du signal déposé dans la (*pseudo*)-*strip*. On utilise donc un filtre linéaire (facilement implémentable dans l'électronique) dont l'entrée est la succession des échantillons venant de l'*Additionneur*. Compte tenu de la mise en forme des signaux de scintillation dans les VFE, le temps de montée du pulse est de l'ordre de 50 ns, le signal décroissant ensuite sur plusieurs centaines de ns. La profondeur du filtre doit être suffisante pour évaluer raisonnablement l'amplitude (≥ 2 échantillons). En théorie, la précision de reconstruction devrait croître avec le nombre d'échantillons. En pratique, il en va autrement : la connaissance de la forme du signal est en général approximative et mieux définie autour du maximum du pulse, et la probabilité de contaminer le signal avec des événements de *pile-up* est moindre si peu d'échantillons sont utilisés. J'avais montré en utilisant les données collectées en faisceaux d'électrons que 5

échantillons constituaient un optimum [23] (reproduit également en annexe de ce document). Le filtre consiste donc en une somme pondérée sur 5 échantillons successifs. La dynamique des poids doit être suffisante pour ne pas compromettre la résolution : 7 bits signés (6 bits de dynamique et le bit de poids fort portant le signe¹) permettent une résolution de l'ordre 1.5% ($1/2^6$) suffisante pour les propos du déclenchement. D'autre part, les poids ont une valeur typiquement entre -1 et 1 (voir section suivante). Il est donc nécessaire d'appliquer un *shift* de 6 bits. La fonction de transfert du *Filter* peut donc être modélisée par :

$$Filter(x_1, \dots, x_5) = \max\left(\sum_1^5 \left\lfloor x_i \times \frac{W_i}{2^6} \right\rfloor, 0\right) \quad (3.3)$$

où seules les sorties positives sont conservées et les x_i étant les sorties de l'*Additionneur* sur 18 bits. La sortie du filtre est également sur 18 bits.

Le Peak Finder : comme son nom le suggère, il détecte la présence d'un maximum local dans le flux d'amplitudes issu du *Filter*. Il faut donc comparer l'amplitude courante à la précédente et à la suivante, ce qui rajoute 1 coup de latence (le temps de calculer la suivante). L'amplitude présentant un maximum local est alors conservée, les autres annulées.

La sortie du schéma du haut de la figure 3.5 est donc une succession de 0 avec quelques amplitudes (> 0) représentant l'énergie déposée dans la (*pseudo-*)*strip*. Ces amplitudes sont codées sur 12 bits, le choix des 12 bits parmi les 18 résulte d'une fenêtre glissante dont on précise quel est le premier bit considéré, les 11 bits de poids supérieur étant alors sélectionnés. Si la dynamique du signal excède les 12 bits, il y a saturation. En d'autres termes :

$$strip(x) = \min\left(\left\lfloor \frac{x}{2^{sliding}} \right\rfloor, 2^{12} - 1\right) \quad (3.4)$$

x étant l'amplitude filtrée par le *Peak Finder* et *sliding* le paramètre de la fenêtre glissante.

Les étapes de calcul suivantes sont illustrées dans le schéma du bas de la figure 3.5 : l'*Additionneur* de *strips*, la *Compression* et le *Fine Grain Filter*.

L'Additionneur de strips : Les N signaux des (*pseudo-*)*strips* constituant une tour de déclenchement ($N=5$ dans le tonneau et \leq dans les bouchons) sont sommés dans un premier temps sur 12 bits. En cas de dépassement de dynamique, on sature à 12 bits. Puis dans un deuxième temps, on ne conserve du résultat que les 10 bits de poids fort. On perd donc à cette étape en précision, ce qui revient à modéliser simplement l'opération par :

$$Additionneur(x_1, \dots, x_N) = \min\left(\sum_1^N \left\lfloor \frac{x_i}{2^2} \right\rfloor, 2^{10} - 1\right) \quad (3.5)$$

On a donc à cette étape l'énergie totale de la tour sur 10 bits.

¹On utilise en fait le complément à 2. Ainsi, un poids W négatif est codé selon $2^7 - |W|$.

La compression : La primitive de déclenchement encode l'énergie de la tour sur 8 bits. Il faut donc passer de 10 bits à 8 bits. Il serait tentant de supprimer les 2 bits de poids faible comme dans l'étape précédente. Cependant, la dégradation de la résolution en énergie risque d'être trop importante. C'est pourquoi nous avons opté pour une formule plus flexible avec un étage de compression non nécessairement linéaire réalisé par une table d'encodage (*Look Up Table*, LUT) : aux 1024 (= 10 bits) entrées possibles sont associées 256 (= 8 bits) valeurs. La table est donc constituée de 1024 valeurs de 8 bits. Cette opération est réalisée dans la carte TCC dont les ressources mémoires sont importantes (contrairement aux circuits de la carte FE).

Le Fine Grain Filter : La procédure diffère dans le tonneau et les bouchons. Le bit de *Fine Grain* est supposé caractériser la gerbe électromagnétique via son profil transversal.

Cas du tonneau : L'approche suivie dans le tonneau consiste à considérer la fraction d'énergie déposée dans 2 *strips* consécutives d'une tour de déclenchement. Si cette fraction est supérieure à un certain seuil f_{min} alors le dépôt d'énergie est compact. Il est donc nécessaire de calculer la somme des énergies de 2 *strips* au moyen d'un *additionneur* 12 bits. Les sommes des 4 paires de *strips* sont effectuées en parallèle et seule la somme maximale notée $E_{2 \times 5}^{max}$ est considérée dans la fraction. Au niveau de l'électronique, on ne calcule pas directement la fraction (qui nécessite une division) mais plutôt le produit $f_{min} \times E_{5 \times 5}$ (sur 8 bits) où $E_{5 \times 5}$ est l'énergie totale (calculée également sur 8 bits dans ce contexte). Ce produit est alors comparé à $E_{2 \times 5}^{max}$ (lui même calculé sur 8 bits). Cette comparaison n'a de sens que si $E_{5 \times 5}$ est significatif c'est à dire au delà d'un seuil E_{min} . Les 2 paramètres configurables de l'algorithme sont donc E_{min} sur 8 bits et f_{min} sur 7 bits. En fait, des seuils bas et hauts sont définis pour autoriser un algorithme plus complexe. Les paramètres configurables sont donc finalement : E_{min}^{low} , E_{min}^{high} , f_{min}^{low} et f_{min}^{high} . Afin de garder une flexibilité maximale, les 4 bits résultant des comparaisons :

$$\begin{aligned} (bit3, bit2, bit1, bit0) &\equiv \\ (E_{2 \times 5}^{max} \geq f_{min}^{low} \times E_{5 \times 5}, E_{2 \times 5}^{max} \geq f_{min}^{high} \times E_{5 \times 5}, E_{5 \times 5} \geq E_{min}^{low}, E_{5 \times 5} \geq E_{min}^{high}) &\quad (3.6) \end{aligned}$$

sont utilisés pour former l'adresse d'une table d'encodage LUT_{EB}^{FG} (1 mot de $2^4 = 16$ bits) retournant la valeur du *Strip Fine Grain Veto* bit.

Cas des bouchons : compte tenu de la complexité de la géométrie des tours de déclenchement, le calcul du ratio de 2 *pseudostrips* sur l'énergie totale n'a pas forcément de sens (d'autant plus qu'en moyenne les tours ont 2 à 3 *pseudostrips*). L'opération effectuée cherche donc à être le plus général possible : au sein de chaque *pseudostrip* la sortie de chacun des 5 *Lineariseurs* est comparée à un seuil T^{FG} sur 16 bits. Le résultat des 5 comparaisons sert d'adresse à une table d'encodage LUT_{strip}^{FG} (un mot de $2^5 = 32$ bits) qui retourne 1 bit. On a donc 1 bit par *pseudostrip*. Les N bits des N *pseudostrips* constituant la tour de déclenchement sont à leur tour utilisés en tant qu'adresse dans une seconde table d'encodage LUT_{tower}^{FG} , mot de $2^N \leq 32$ bits, implémentée dans la carte TCC. Les 3 paramètres qui gouvernent le comportement du *Fine Grain Veto* bit sont donc : T^{FG} , LUT_{strip}^{FG} , LUT_{tower}^{FG} . La complexité de l'algorithme réside donc dans les valeurs des 2 tables.

3.1.3 Implantation matérielle et tests

Nous l'avons déjà évoqué précédemment, les primitives de déclenchement sont calculées par 2 systèmes électroniques : la carte de *Front-end* (FE) et la *Trigger Concentrator Card* (TCC). Initialement (les premières ébauches de l'électronique de lecture et de déclenchement du calorimètre électromagnétique datent de 1995), les cartes FE devaient héberger le strict minimum en terme de fonctionnalité et l'ensemble de la génération des primitives de déclenchement devait être réalisé en dehors du détecteur. Cependant, cette approche dictée par un souci de flexibilité, s'est heurtée à un problème de coût puisque cela supposait de propager la totalité des signaux provenant des cristaux en dehors du détecteur. En 2002, il a donc été décidé d'intégrer une partie de la génération des primitives de déclenchement dans les cartes FE elles-mêmes. Ainsi, la carte FE gère 25 cristaux représentant une tour de déclenchement dans le tonneau ou un *super cristal* dans les bouchons, et n'emploie qu'un nombre limité de liens connectés à l'électronique hors-détecteur (la TCC) pour le déclenchement : 1 pour le tonneau et 5 pour les bouchons. La TCC qui joue entre autres un rôle de concentrateur de voies, comme son nom l'indique, gère 68 tours dans le tonneau et 16 ou 28 tours dans les bouchons. La TCC fait l'objet d'un chapitre complet (le 4). Nous n'allons donc pas la présenter ici.

La carte FE [32] est une carte d'environ 11 cm par 10 cm dont les fonctions principales sont d'une part la génération (partielle) des primitives de déclenchement et d'autre part la lecture des données du calorimètre après réception d'un signal de déclenchement de niveau 1 et ce, sans temps mort jusqu'à un taux de 100 kHz. La carte étant située dans le détecteur, elle utilise des circuits électroniques résistant aux radiations dans lesquels les registres sont triplement redondants, une logique majoritaire permettant d'éliminer les risques d'erreurs. Cinq cartes VFE sont enfichées dans une FE. Chaque VFE gère les signaux numériques de 5 cristaux. La figure 3.6 montre une carte FE connectée à son environnement. Les FE disposent de circuits électroniques ASIC nommé FENIX [44]. Un

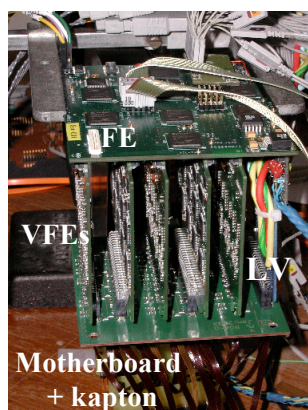


Figure 3.6: Carte de Front-End du calorimètre électromagnétique. Les 5 cartes VFE (verticales) ainsi que la carte en charge de la distribution des tensions y sont connectées.

FENIX configuré en mode *strip*, réceptionne sur la FE les signaux issus d'une VFE. Ce circuit réalise le traitement des entrées : les opérations de *linéarisation*, *Additionneur*, *Filter*

et *Peak Finder* sont effectuées par le FENIX-strip. Dans sa version tonneau, les sorties des 5 FENIX-strip (un par VFE) sont alors connectées à un circuit FENIX configuré en mode *TCP* effectuant les opérations d'*Additionneur de strips*, et du *Fine Grain Filter*. Dans la version bouchon de la carte FE, ce circuit est absent. Dans les 2 versions, un circuit FENIX en mode *DAQ* contrôle la lecture des sorties des 5 FENIX-strip si l'événement est sélectionné par le L1 en y effectuant un formatage des données des 25 cristaux (avec rajout d'un identifiant de la tour ou du *super cristal*, du numéro de l'événement et du croisement de faisceaux). Les cartes FE sont équipées d'une petite carte fille nommée GOH (Giga Opto Hybrid) dont la fonction est de produire un train série après une conversion électro-optique : la GOH contient donc un circuit GOL en charge de la *serialisation* et une diode laser pour la conversion optique. Une carte FE du tonneau possède ainsi 2 GOH, l'une pour le lien vers la TCC, l'autre pour le lien vers l'acquisition. La version bouchon en possède 6, car 5 sont nécessaires vers la TCC puisque contrairement au bouchon, ce sont les signaux des *pseudostrips* et non des tours qui y sont véhiculés.

Les premières versions de la carte FE utilisaient des circuits programmables FPGA facilitant le développement des algorithmes avant de figer ces derniers dans des ASICs (les FENIX). Nous n'avons pas participé au *design* de la carte elle-même (dont la responsabilité incombait au CERN), par contre, nous étions en charge du *firmware* propre aux primitives de déclenchement ainsi qu'à sa validation. A cet effet, nous avons développé les premières versions de l'émulateur des primitives de déclenchement qui est présenté à la section 3.2.3. La comparaison des données réelles issues d'un banc de test avec les données émulées nous ont permis de valider le code VHDL utilisé par les circuits électroniques programmables, avant de produire les circuits ASICs.

Les tests des cartes FE issues de la production industrielle se sont déroulés au laboratoire (responsable de la production des cartes) entre 2005 et 2006. La procédure de tests [41] mise en place s'appuyait sur les prototypes de cartes FE dont les FPGA avait été re-programmés [42] afin de générer des *patterns* de tests semblables aux signaux provenant des cartes VFE. Une carte mère, nommé XFEST [43] accueillant 4 cartes FE, dupliquait ces signaux et les injectait en parallèle dans les 4 cartes. Le banc test composé de 3 cartes XFEST permettait donc de tester 12 cartes FE. La sortie des FE était connectée à un prototype de carte TCC, à même de recevoir jusqu'à 24 signaux (voir la section 4.5.1) qui avait été re-programmé de façon à comparer à la volée ses signaux d'entrées. Si l'un des signaux d'entrée (donc les FE testées) différait des autres, une erreur était rapportée. Moins de 2% des cartes présentaient des défauts. J'invite le lecteur, désireux de connaître plus en détails les tests, à consulter les références [41, 42, 43].

3.2 Logiciels et simulation

3.2.1 Primitives de déclenchement : calcul des paramètres optimaux

Les sections précédentes ont décrit longuement le détail des opérations effectuées pour générer les primitives de déclenchement. Il s'agit maintenant de fixer la valeur

des nombreux paramètres intervenant dans ces opérations. J'ai développé un programme *EcalTPGTools* [33] dont c'est la fonction. Ce programme est un *package* intégré au logiciel général de la collaboration : CMSSW.

Une primitive de déclenchement a 2 composantes indépendantes : l'énergie transverse codée sur 8 bits et le bit de *Fine Grain*.

3.2.1.1 Optimisation des paramètres gouvernant E_T

L'échelle maximale des primitives de déclenchement correspond à 255 (= 8 bits) coups. Le choix de l'énergie transverse maximale E_T^{max} est dicté par des critères physiques liés aux menus de *triggers*. La sélection des électrons et des photons fait typiquement appel à des seuils maximums de l'ordre de 30 GeV. On pourrait donc en déduire que E_T^{max} devrait être du même ordre de grandeur. Cependant, les primitives de déclenchement sont également utilisées pour sélectionner les jets ou les bilans en énergie pour lesquels les seuils sont plutôt de l'ordre de la centaine de GeV. Même si pour ces derniers la contribution du calorimètre hadronique est conséquente (la fraction d'énergie d'un jet QCD déposée dans le ECAL est typiquement de l'ordre de 50%), garder E_T^{max} vers 30 GeV pour les primitives de déclenchement du calorimètre électromagnétique compromettrait la résolution de ces triggers. Un choix plus adapté aux luminosités de 2010 (et éventuellement 2011) se situe donc vers 60 GeV. En 2010, nous avons utilisé $E_T^{max} = 64$ GeV, et donc, tout dépôt d'énergie transverse supérieure ou égale à 64 GeV, est encodée avec une primitive de déclenchement de 255 coups.

Les signaux récoltés au niveau des cristaux en sortie de photo-détecteurs sont proportionnels à l'énergie et non à l'énergie transverse. Il est donc nécessaire dans la chaîne de calcul des primitives de déclenchement d'effectuer cette transformation. Plusieurs possibilités sont envisageables : à l'étape de *linéarisation*, celle du filtre en amplitude ou lors de la compression. Seule l'étape de *linéarisation* traite les signaux issus des cristaux, les 2 autres portant sur les *strips* et les tours. Il est donc plus précis (surtout dans les bouchons) d'effectuer la transformation $E \rightarrow E_T$ à la *linéarisation*.

Calcul des coefficients de linéarisation

Supposons le filtre en amplitude parfait. Dans ce cas, en reprenant l'ensemble des équations de la section précédente, on en déduit :

$$tpg = LUT^{10b \rightarrow 8b} \left(\left[\frac{1}{2^2} \sum_{strip=1}^N \left\lfloor \frac{1}{2^{sliding}} \sum_{cristal=1}^5 \left\lfloor (A_{cristal}^{strip} \times \frac{Mult}{2^{shift+2}}) \right\rfloor \right\rfloor \right] \right) \geq 0 \quad (3.7)$$

$LUT^{10b \rightarrow 8b}$ désignant la table de compression et $A_{cristal}^{strip}$ l'amplitude du signal pour le cristal considéré. La saturation sur 8 bits étant atteinte pour E_T^{max} , nous faisons le choix de saturer également la primitive de déclenchement avant compression (10 bits) à cette valeur. Autrement dit, la table de compression ne restreint pas la dynamique mais fait simplement perdre en précision. Dans ce cadre et en négligeant les parties entières (ne

jouant un rôle que pour les faibles valeurs d'énergie), on a :

$$tpg(A) \approx \sum_{cristal=1}^{N \leq 25} A_{crystal} \times \frac{Mult}{2^{sliding+shift+4}} \quad (3.8)$$

la somme portant sur les cristaux de la tour. Quelque soit le cristal de la tour, lorsque l'amplitude A^{max} (en coups ADC) est équivalente à E_T^{max} , alors $tpg(A^{max}) = 1024$ (10 bits). Or compte tenu de la chaîne d'amplification décrite en 3.1.1, on peut relier l'amplitude A en coup ADC et l'énergie E en GeV par :

$$E = LSB \times A \times \frac{g_{12}}{g_i} \times f_{calib} \quad (3.9)$$

LSB désignant l'énergie correspondant à 1 coup ADC dans le canal, g_i avec $i = \{1, 6, 12\}$ est le gain choisi par le MGPA et f_{calib} est le coefficient d'intercalibration. Ces quantités ont été mesurées pendant les campagnes de tests en faisceaux et sont réajustés périodiquement avec les collisions. LSB est commun à tous les cristaux et vaut typiquement dans le tonneau 39 MeV contre 63 MeV dans les bouchons (lorsque le champ magnétique est à 3.8 T). g_{12}/g_6 est proche de 2 et g_{12}/g_1 de 12. Les variations d'un canal à l'autre sont prises en compte d'une part dans les mesures de g_{12}/g_i et d'autre part dans les coefficients d'intercalibration. En combinant ces dernières équations, il vient :

$$tpg(A^{max}) = 1024 \Rightarrow \frac{Mult}{2^{sliding+shift}} = 1024 \times 2^4 \times \frac{LSB \times \sin(\theta) \times \frac{g_{12}}{g_i} \times f_{calib}}{E_T^{max}} \quad (3.10)$$

le $\sin(\theta)$ permettant la conversion $E \rightarrow E_T$. Dans l'équation ci-dessus, rappelons que les paramètres recherchés sont les 2 paramètres du *lineariseur* : $Mult$ et $shift$, l'entier supplémentaire $sliding$ apparaissant dans le format de sortie des *strips* (équation 3.4). Toutes les autres variables sont disponibles dans les bases de données de CMS. La procédure est donc la suivante : on démarre avec $sliding = 0$ afin de minimiser les pertes de précision liées au format de sortie, puis on cherche itérativement le couple d'entiers $(Mult, shift)$ satisfaisant l'équation 3.10 en partant de $shift = 0$. $Mult$ étant un nombre codé sur 8 bits, la précision du *lineariseur* (qui cherche à approcher un nombre décimal par $Mult/2^{shift}$) sera d'autant meilleure que $Mult$ est élevé. Le couple est donc satisfaisant si $2^7 < Mult \leq 2^8 - 1$. Si cette contrainte n'est pas satisfaite, on augmente $shift$ puis éventuellement $sliding$. Cette procédure est effectuée pour tous les canaux et pour les 3 gains possibles d'amplification. A titre d'illustration, la figure 3.7 présente la carte des facteurs multiplicatifs du *lineariseur* pour le gain maximal avec en haut, les 2 bouchons et en bas le tonneau. L'échelle colorée en Z est proportionnelle aux facteurs multiplicatifs calculés soit $Mult/2^{shift}$ divisé par le LSB afin de pouvoir comparer sur une même échelle le tonneau et les bouchons. On distingue clairement dans le tonneau la dépendance des facteurs en fonction de η . Les variations le long de ϕ dans le tonneau font apparaître une structure essentiellement liée aux coefficients d'intercalibration, des cristaux homogènes au sein d'un même *supermodule* (largeur de 20 indices en ϕ) ayant été regroupés à la construction. Dans les bouchons, la dépendance des facteurs en fonction de η est masquée

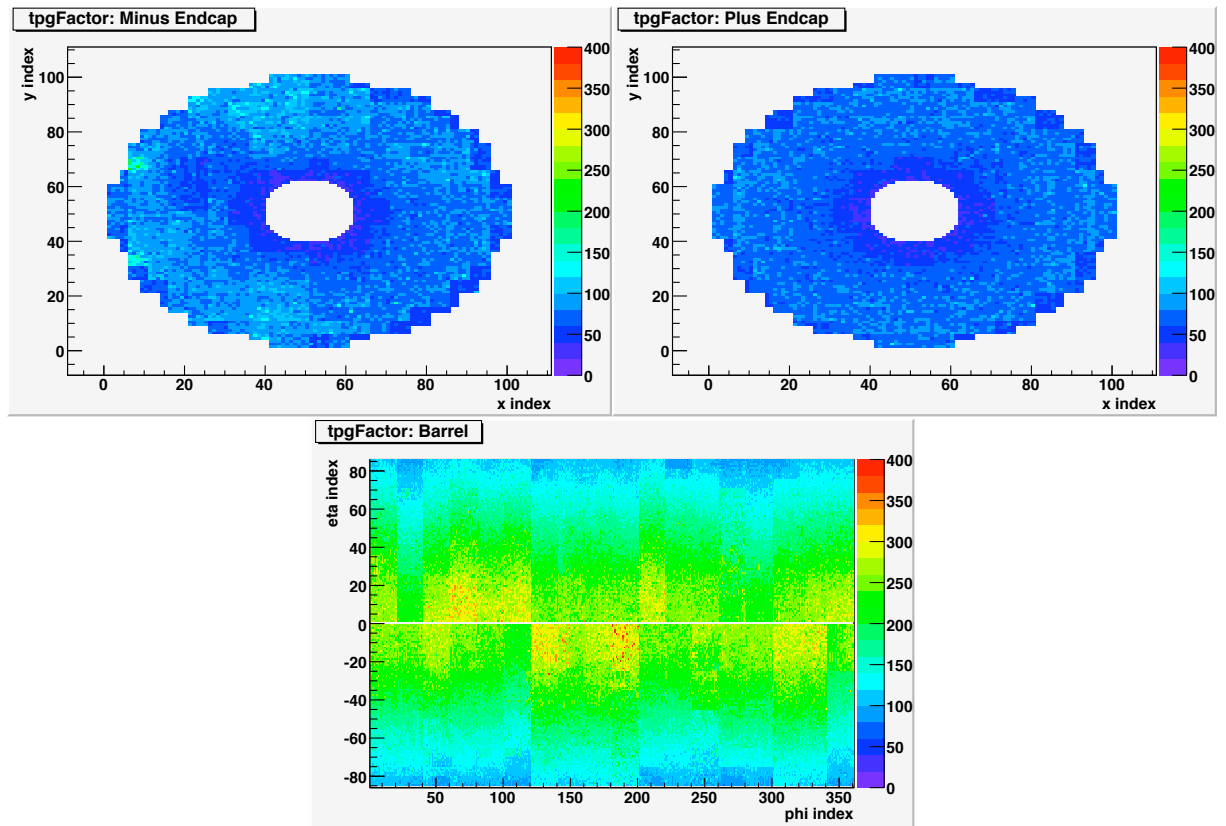


Figure 3.7: Carte des facteurs multiplicatifs du lineariseur avec en haut, les 2 bouchons et en bas le tonneau. L'échelle colorée en Z est proportionnelle au facteur multiplicatif (voir texte).

par le fait que les VPT ont été regroupées en fonction de leur rendement afin d'avoir une contribution uniforme du bruit en énergie transverse. En divisant ces facteurs par le coefficient d'*intercalibration*, la dépendance en η serait évidente.

La procédure qui vient d'être exposée permet donc de fixer la valeur des paramètres *Mult* et *shift* pour chaque cristal et chaque gain ainsi que celle de *sliding* pour chaque *strip*. Le dernier paramètre du *Lineariseur* à déterminer, la ligne de base (voir équation 3.10), est déduit des mesures régulièrement effectuées au cours de la calibration du détecteur. On profite en effet de la période de l'orbite du LHC pour lesquels il n'y a pas de collisions (*orbit gap*, voir figure 1.1) pour enregistrer des données en l'absence de dépôts d'énergie et donc mesurer les lignes de base dans les 3 voies d'amplification du MGPA. Ces mesures sont enregistrées dans les bases de données de CMS et donc accessibles par le programme *EcalTPGTools*.

Calcul des poids du filtre en amplitude

La procédure précédente suppose que le filtre en amplitude est idéal. La note [23] reproduite en annexe décrit comment obtenir les poids à partir de la connaissance de la forme du signal. Un bref résumé est donc exposé dans cette section. La forme du signal a été mesurée lors de tests avec des faisceaux d'électrons et ajustée de telle manière que

le maximum du signal est échantillonné. Un ajustement approximatif avait engendré une dispersion de l'ordre de 3 ns sur la position du maximum du signal entre les différents cristaux d'un *supermodule* [22]. Même avec une telle dispersion², il a été montré que les poids calculés à partir d'une forme moyenne génèrent une dégradation de la résolution en énergie sur l'ensemble des cristaux du *supermodule* inférieure à 0.5%, soit une valeur inférieure à la dégradation inévitable due à la quantification sur 7 bits signés des poids des primitives de déclenchement. Cet argument ainsi que le fait que les coefficients d'intercalibration absorbent les différences éventuelles de forme entre canaux nous ont conduit à n'utiliser qu'une forme moyenne dans le tonneau et une forme moyenne dans les bouchons. Les poids sont calculés de façon à soustraire une ligne de base éventuelle (voir équation 6 du premier article reproduit à l'annexe A). De plus, le filtre fournit une réponse optimale lorsqu'ils sont appliqués sur 2 échantillons dans le piédestal, un échantillon dans la montée du signal, l'échantillon correspondant au maximum et un échantillon dans la décroissance du signal. Numériquement, avec les mesures disponibles en 2010, on trouve les valeurs décimales suivantes : $W_{EB} = \{-0.560, -0.547, 0.246, 0.491, 0.370\}$ et $W_{EE} = \{-0.653, -0.509, 0.242, 0.522, 0.398\}$. Ces valeurs sont ensuite converties en entiers signés 7 bits. La conversion peut introduire un biais car bien que les poids soient non biaisés par la méthode de calcul (respect de la contrainte $\sum_{i=1}^5 W_i = 0$, $\sum_{i=1}^5 W_i f_i = 1$), cette contrainte n'est plus garantie après conversion. Aussi, ce sont les poids après conversion qui sont corrigés afin de respecter la contrainte. Le poids corrigé par cette procédure est celui qui, parmi les 5, minimise l'écart entre les valeurs décimales avant et après correction.

Calcul de la table de compression

La dernière étape ayant une incidence sur l'énergie transverse des primitives de déclenchement est la table de compression des 10 bits en 8 bits. L'approche la plus simple consiste à appliquer une compression linéaire qui dégrade la résolution d'un facteur 4 ($tpg^{8\ bits} = tpg^{10\ bits}/4$). On garde ainsi la même gamme dynamique. Dans ce cas, le LSB des primitives de déclenchement est donc constant et égale à 0.25 GeV ($E_T^{max}/2^8$). C'est le choix que nous avons fait en 2010. Cependant, ce choix dicté par sa simplicité en phase de mise au point n'est pas le plus optimal. Une approche intéressante développée dans [35] consiste à choisir un LSB des primitives de déclenchement qui soit dépendant de E_T en suivant la résolution de l'énergie transverse du calorimètre électromagnétique. On a donc une table de compression non-linéaire mais l'approche garantit que la dégradation due à la compression reste inférieure à la résolution du détecteur. Mathématiquement, on peut montrer qu'alors [35] :

$$LUT^{10b \rightarrow 8b}(E_T) = \frac{2^8 - 1}{\int_0^{E_T^{max}} \frac{1}{xR(x)} dx} \int_0^{E_T} \frac{1}{xR(x)} dx \quad (3.11)$$

$R(x)$ étant la fonction décrivant la résolution relative $\sigma(E_T)/E_T$. Si on suppose que la résolution en E_T est semblable à celle en E donnée à l'équation 2.1 (hypothèse très optimiste!), on obtient la fonction de compression présentée à la figure 3.8 en trait plein. La compression utilisée en 2010 est également indiquée en trait pointillé.

²On estime aujourd'hui être plus proche de 1 ns.

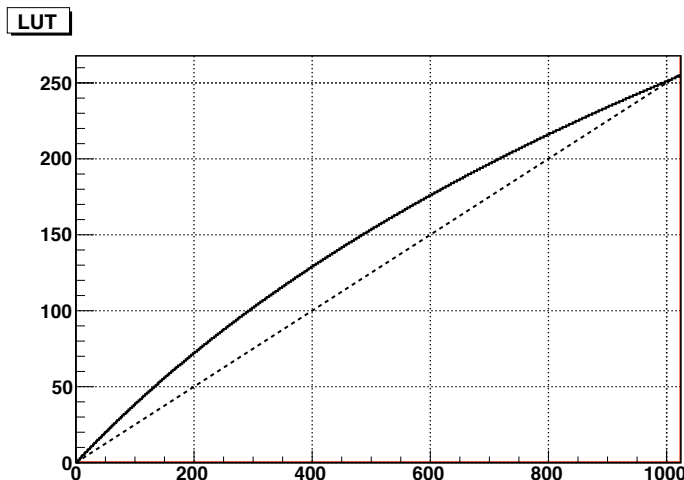


Figure 3.8: Table de compression non linéaire suivant la résolution du calorimètre (trait plein) et table linéaire utilisée en 2010 (pointillés). L'axe X représente le E_T en unité codée sur 10 bits, et l'axe Y en unité codée sur 8 bits.

La compression est d'autant plus marquée à haute énergie puisque la résolution (absolue) du calorimètre $\sigma(E_T)$ y est moins bonne. Une étude plus précise devrait être entreprise cherchant à mieux caractériser $\sigma(E_T)/E_T$ dans le cadre des calculs effectués pour les primitives de déclenchement, la formule 2.1 représentant un cas idéal accessible uniquement *offline*.

Les chapitres 5 et 6 donneront des mesures de performances du système de déclenchement.

3.2.1.2 Optimisation des paramètres gouvernant le *Fine Grain Veto bit*

Depuis le démarrage de la prise de donnée fin 2009, le bit de *Fine Grain* n'est pas utilisé pour classifier les événements, la luminosité ne nécessitant pas encore son utilisation. Le *commissioning* de ce bit est prévu au début 2011 en essayant plusieurs points de fonctionnement.

Dans le cas du tonneau, nous avons vu précédemment que les paramètres qui gouvernent le comportement du bit de *Fine Grain* sont : E_{min}^{low} , E_{min}^{high} , f_{min}^{low} , f_{min}^{high} et LUT_{EB}^{FG} . La distinction entre E_{min}^{low} et E_{min}^{high} ou f_{min}^{low} et f_{min}^{high} est pour l'instant une complication superflue. Nous allons donc les traiter de façon équivalente, ce qui fixe la valeur de LUT_{EB}^{FG} . En effet, dans ce cas, 2 des 4 bits de comparaison de l'équation 3.6 sont toujours égaux et donc seules les adresses du type $ijjj$ (écriture binaire, i et j ne valant que 0 ou 1) sont à retenir. $FGVB$ étant un veto, la valeur $FGVB = 1$ signifie un "non électron". Ce cas est réalisé lorsque $bit0 = 1$ et $bit2 = 0$ (voir eq. 3.6) ce qui restreint à l'unique adresse : 0011 soit la valeur décimale 3. Seul le troisième bit de LUT_{EB}^{FG} doit donc valoir 1 ce qui fixe la valeur $LUT_{EB}^{FG} = 8$. Que choisir pour les valeurs des autres paramètres ? Des études de simulation plus ou moins obsolètes [4] ont montré qu'avec $f_{min} = 0.9$, 99% des électrons

isolés de hautes énergies étaient sélectionnés. Ces études nécessitent une mise à jour avec les données collectées en 2010 pour lesquels nous avons $f_{min} = 0.9$ et $E_{min} = 3.9$ GeV bien que la valeur de $FGVB$ était ignorée.

La situation du *Fine Grain* dans les bouchons est à ce jour (fin 2010) encore à défricher. Il est cependant possible d'envisager un algorithme plus ou moins semblable à celui du tonneau. Par exemple, on requière qu'au sein d'une *pseudostrip* il existe au moins 1 cristal dont l'énergie excède un certain seuil (T^{FG} à définir). On en déduit donc que $LUT_{FG}^{strip} = 0$ (seul le cas 0 cristal au dessus du seuil génère la valeur 0). Puis on demande qu'au maximum 2 *pseudostrips* parmi les N de la tour aient le bit actif. La valeur de la table LUT_{FG}^{tower} est alors dépendante de la géométrie de la tour, car il faut connaître pour chaque tour le nombre de *pseudostrips*. Cela nécessite un développement logiciel adapté (un groupe de travail cherchant à mieux définir ces paramètres s'est récemment constitué).

3.2.2 Primitives de déclenchement : organisation des paramètres et bases de données

Faisons le décompte des paramètres à stocker pour configurer les primitives de déclenchement du calorimètre électromagnétique :

- Par cristal : $Mult$, $shift$, $base$ pour chacun des 3 gains d'amplification. Soit au total 682632 entiers pour tout le calorimètre.
- Par *strip* : $sliding$, les 5 poids du filtres, et uniquement dans les bouchons : T^{FG} et LUT_{FG}^{strip} . Soit un total de 96928 entiers.
- Par tour : les 1024 valeurs de $LUT^{10b \rightarrow 8b}$, puis uniquement dans le tonneau : E_{min}^{low} , E_{min}^{high} , f_{min}^{low} , f_{min}^{high} et LUT_{EB}^{FG} et uniquement dans les bouchons : LUT_{FG}^{tower} . Total : 4142592 entiers.

Près de 5 millions d'entiers doivent donc être stockés, largement dominés par la contribution due aux tables de compression. Le programme *EcalTPGTools* qui effectue tous les calculs des paramètres des primitives de déclenchement, est également en charge de les stocker dans la base de données de configuration générale de CMS nommée *Online Master Data Storage database* (OMDS). Nous avons développé la sous partie de cette base de données propre aux primitives de déclenchement du calorimètre électromagnétique selon un schéma permettant une certaine flexibilité et optimisation [34]. Tout d'abord, d'un canal³ à l'autre, la valeur des paramètres peut être semblable. C'est notamment le cas en 2010 avec les tables de compression et les poids du filtre en amplitude. Il est donc astucieux de créer des groupes de canaux, les canaux d'un même groupe partageant les mêmes valeurs de paramètres. D'autre part, certains paramètres sont amenés à être recalculés et donc mis à jour dans la base de données plus fréquemment que d'autres. C'est le cas par exemple des paramètres des *linéariseurs* qui à chaque nouvelle mesure des coefficients d'intercalibration doivent être recalculés. Les lignes de base sont également mesurées régulièrement. Ces considérations nous ont amenés à développer le schéma modulaire de la figure 3.9.

³L'appellation canal désigne ici un cristal, une *strip* ou une tour.

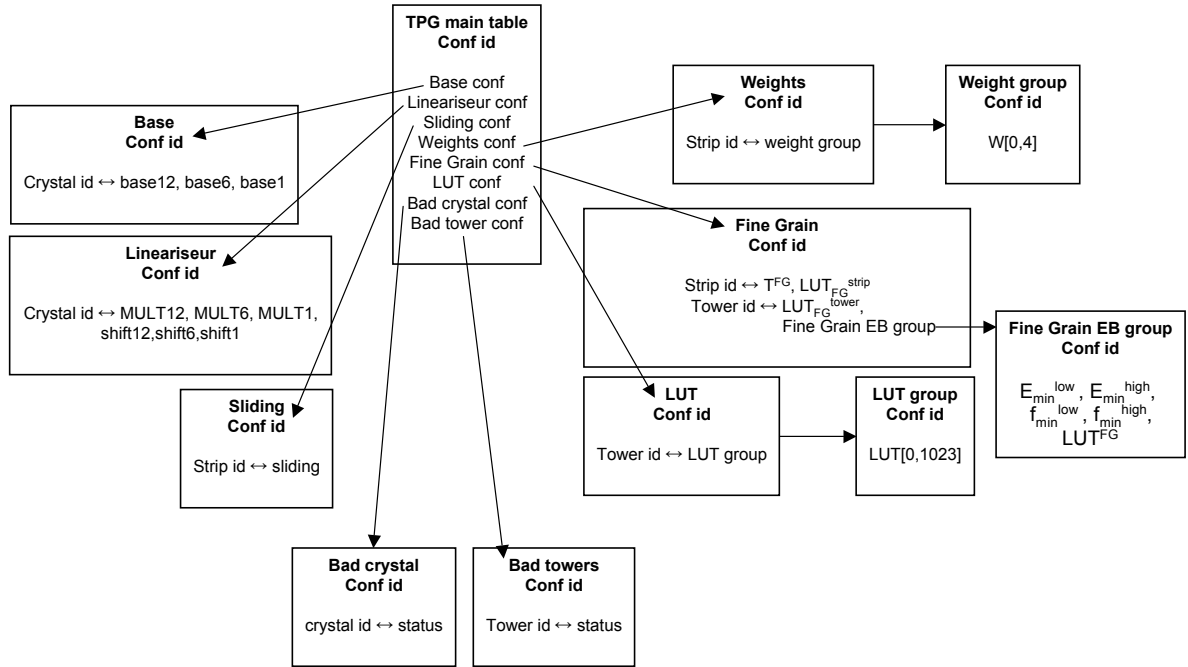


Figure 3.9: Schéma de la base de donnée des primitives de déclenchement.

Une configuration des primitives de déclenchement est donc définie par la table principale (noté *TPG main table*), cette table référençant les diverses sous-tables. Ainsi, il est possible de modifier l'une des sous-tables sans modifier les autres, l'identifiant de la sous-table en question étant alors incrémenté automatiquement, générant également un nouvel identifiant de la table principale. Cette architecture permet de ne copier dans la base de donnée que les nouveaux paramètres mis à jour. Le cas des tables de compression (notée *LUT* dans la figure 3.9) est intéressant à cet égard : les tours sont associées à un identifiant de groupe, chaque groupe comportant les 1024 valeurs de la table. En 2010, nous avons simplement 2 groupes différents : l'un pour le tonneau, l'autre pour les bouchons. Ainsi, on ne stocke que $2 \times 1024 + 4032 = 6080$ entiers (4032 étant le nombre de tours) plutôt que $1024 \times 4032 = 4128768$ entiers. Les 2 tables notées *Bad crystals* et *Bad towers* sont chargées de référencer les cristaux ou les tours problématiques. Ainsi, la valeur de l'énergie transverse d'une primitive de déclenchement issue d'une tour problématique est annulée afin de ne pas générer de déclenchements aberrants. Cette logique est implantée au niveau de la carte TCC. Dans le cas d'un cristal problématique, ce sont les coefficients de linéarisation *Mult* et *shift* qui sont annulés afin d'ignorer ce cristal dans le calcul de la primitive de déclenchement.

En résumé : une nouvelle configuration des primitives de déclenchement engendre un nouvel identifiant de la table principale sans dupliquer les sous-tables non modifiées. Le menu de déclenchement global de CMS référence les configurations de l'ensemble des détecteurs, les configurations étant stockées dans la base de donnée *OMDS*, cette dernière utilisant les logiciels de l'entreprise ORACLE. Le programme *EcalTPGTools* (inclus dans

le logiciel général de CMS et écrit en C++) se charge de calculer les paramètres des primitives de déclenchement à stocker et assure leur stockage dans *OMDS* (une interface C++/ORACLE étant utilisée).

Accéder à la configuration utilisée pour une acquisition d'événements donnée (un *run*) est crucial pour toute analyse. Cependant, l'utilisation d'*OMDS* n'est pas souhaitable pour ce propos. Tout d'abord, *OMDS* se doit d'être installée directement sur le site de l'expérience au Point 5. Il serait en effet inconcevable de ne pas pouvoir faire fonctionner CMS à cause d'une panne réseau entre le Point 5 et l'extérieur. D'autre part, la manipulation des tables relationnelles serait mal commode dans un environnement d'analyse. En conséquence, CMS a fait le choix de créer des bases de données *offline* plus adaptées. Il y a donc un processus, nommé *O2O* (pour *Online to Offline*) qui copie les données d'*OMDS* vers les bases de données *offline*. Le chemin suivi par les paramètres contrôlant les primitives de déclenchement est illustré sur la figure 3.10. Ainsi, les paramètres préalablement

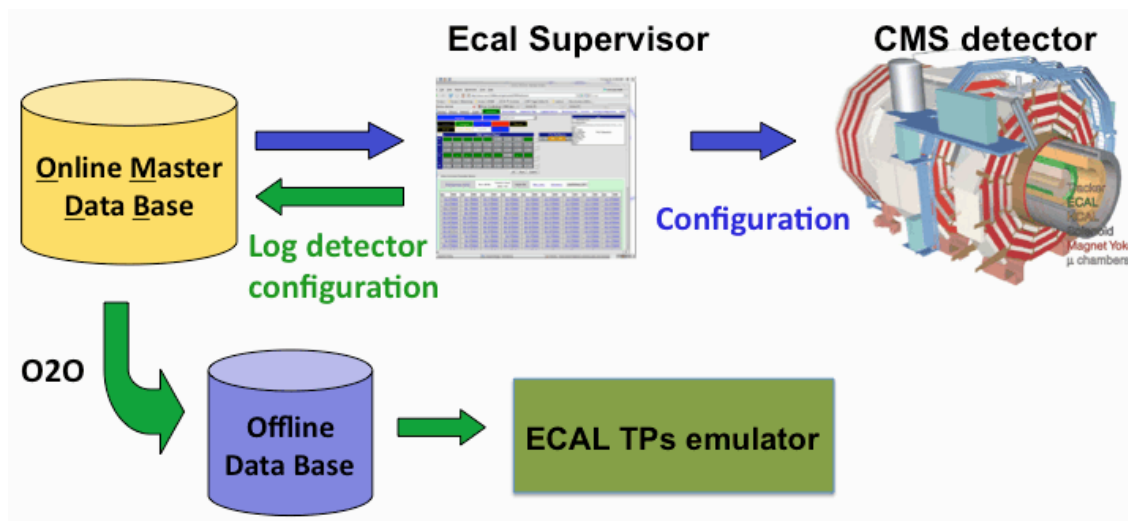


Figure 3.10: *Chemin suivi par les paramètres contrôlant les primitives de déclenchement.*

chargés dans *OMDS* par le programme *EcalTPGTools* sont transmis à l'électronique de l'expérience via une couche logiciel *ECAL Supervisor* que nous décrirons brièvement dans le chapitre 4. La configuration utilisée par le *hardware* est alors notifiée à *OMDS*. Si cette configuration est inédite, le processus de copie *O2O* est déclenché afin de peupler les bases de données *offline*. Ces dernières peuvent alors être utilisées par la simulation ou les programmes de reconstruction car l'accès aux paramètres se fait comme s'ils étaient des objets C++ dans l'environnement de *CMSSW* [34]. L'écriture des différents processus *O2O* relève de la responsabilité de chaque sous détecteur. En effet, il est en général inutile de copier la totalité d'*OMDS*. Le choix de ce qui est copié et la façon dont les paramètres sont représentés sous forme d'objets dans les bases de données *offline* sont donc spécifiques. Dans le cas des primitives de déclenchement, l'écriture des processus *O2O* s'est avérée complexe car nous avons une contrainte supplémentaire : le *monitoring*

online des primitives de déclenchement. Il est en partie fondé sur l'utilisation d'une simulation chargée de vérifier la cohérence des données enregistrées (voir la prochaine section). Il faut donc qu'avant le démarrage du *run*, les paramètres des primitives de déclenchement soient transmis aux bases de données *offline*, ce qui impose des contraintes temporelles sur le temps de transfert : on ne peut se permettre de retarder le démarrage de l'acquisition ! Plus de détails peuvent être trouvés dans la référence [34].

3.2.3 Simulation du trigger électromagnétique

Les besoins d'une simulation fiable du système de déclenchement sont évidents pour l'analyse. Cependant, le déclenchement de CMS étant un système numérique (la conversion analogue-digitale ayant lieu très tôt), la simulation peut être poussée jusqu'à l'émulation, c'est à dire une reproduction exacte (au bit près) des données. Historiquement, le développement d'un émulateur des primitives de déclenchement a commencé très tôt vers 2003 [36]. A l'époque, nous utilisons l'environnement logiciel *SystemC* [37] dans l'espoir de pouvoir générer directement le code *VHDL* utilisable par les circuits électroniques programmables. La difficulté d'intégration de cet environnement dans la suite logiciel de CMS nous a fait évoluer vers une seconde mouture de l'émulateur en C++ [38] avant d'évoluer vers la version actuelle sous la forme de *packages* intégrés à *CMSSW* [39].

La simulation des primitives de déclenchement reproduit donc l'ensemble des opérations décrites en 3.1.2 en respectant toutes les sources d'arrondis. Le chargement des paramètres provient des bases de données *offline* et permet donc de comparer les primitives de déclenchement émulées aux primitives de déclenchement réelles. L'émulateur est également utilisé pour les productions de simulations Monte-Carlo. Le principe de la comparaison entre les primitives de déclenchement émulées et les données réelles est schématisé sur la figure 3.11. Lors de l'acquisition de données, si l'événement est sélectionné par le déclenchement de premier niveau, les primitives de déclenchement dont le flux est symbolisé en gris tout comme les données individuelles issues des signaux des cristaux (flux en rose) sont propagées jusqu'à l'acquisition globale (voir la description de l'électronique hors-détecteur au chapitre 4). L'émulateur peut donc accéder aux données des cristaux et émuler les primitives de déclenchement qui sont comparées aux primitives de déclenchement stockées dans les données. Cet outil s'est avéré extrêmement utile lors du *commissioning* (voir chapitre 5).

La simulation, sous la forme d'émulateurs, s'étend bien entendu au delà des primitives de déclenchement (même si nous étions des pionniers dans le calorimètre électromagnétique !) et la chaîne de décision complète allant du calorimètre électromagnétique jusqu'à la décision L1 est simulé. L'ensemble des détecteurs et sous-systèmes impliqués dans les décisions de premier niveau fournissent des émulateurs où chaque module utilise les mêmes données d'entrée avec le même format que le *hardware* qu'il est chargé d'émuler [40]. Il en va de même des données de sortie. Ces contraintes permettent d'interchanger un module *hardware* quelconque avec son émulateur.

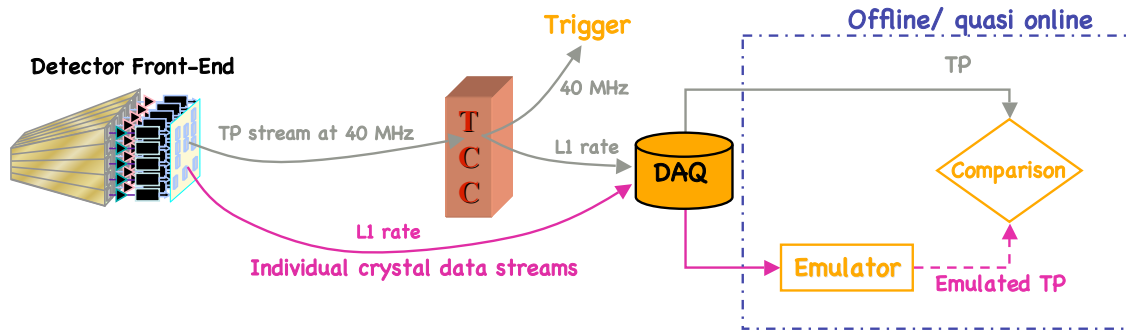


Figure 3.11: Principe de la comparaison entre les primitives de déclenchement émulées (flux rose) et les primitives de déclenchement réelles (en gris).

3.3 Des primitives de déclenchement au Global Calorimeter Trigger

Les étapes qui permettent de créer les candidats $L1e/\gamma$ finaux susceptibles de générer l'acquisition de l'événement passent par l'intermédiaire de 2 sous-systèmes : le *Regional Calorimetre Trigger* (RCT) et le *Global Calorimeter Trigger* (GCT) (voir la description générale du déclenchement de premier niveau à la section 2.2.2). Nous n'allons pas détailler précisément chacun de ces systèmes mais simplement préciser les sources de dégradation de la résolution en énergie.

Le rôle du RCT [45] a déjà été évoqué dans la section 2.3.2. Trois types de cartes sont nécessaires à la réalisation de l'algorithme : *Receiver Card*, *Electron Identification Card* et *Jet/Summary Card* regroupées dans un même châssis. Les châssis sont équipés de fond de panier dédié permettant d'interconnecter les cartes entre elles, autorisant ainsi la navigation de la fenêtre glissante (3×3 tours) support de l'algorithme e/γ . Les châssis sont également interconnectés entre eux. Voyons brièvement le rôle de chaque carte au regard de la sélection des électrons et photons.

Rappelons tout d'abord que les primitives de déclenchement sont envoyées au RCT afin que ce dernier crée les candidats $L1-e/\gamma$ isolés et non isolés d'une région de déclenchement donnée soit 4×4 tours. La réception des primitives de déclenchement par RCT se fait dans la carte *Receiver Card* à même de gérer 32 tours de déclenchement de ECAL et 32 de HCAL, soit 2 régions de déclenchement. Les données sont transmises entre les calorimètres et le RCT via des câbles en cuivre d'une dizaine de mètres, chaque câble véhiculant les signaux de 8 tours, les tours étant regroupées par paire formant un lien série [46]. Les données d'entrées de RCT sont décodées de la façon suivante : les 8 bits de l'énergie transverse de la primitive de déclenchement de ECAL, les 8 bits correspondant pour HCAL ainsi que le bit de *Fine Grain* sont utilisés en tant qu'adresse d'une table de correspondance chargée de délivrer : 7 bits pour E_T de la tour utilisée par le candidat $L1-e/\gamma$, 1 bit concaténant le *Fine Grain* et le rapport H/E, et enfin 9 bits pour E_T de la tour utilisée par le candidat jet (ce dernier résultant de la somme des contributions de ECAL

et HCAL) et 1 bit d'identification du pattern du τ (voir chapitre 2). En ce qui concerne le déclenchement e/γ , on passe donc d'une dynamique de 8 bits d'entrée à 7 bits de sortie. C'est cette table qui est chargée de *lineariser* E_T si une table de compression non-linéaire est utilisée dans les primitives de déclenchement. Cette même table permet également de compenser des pertes d'efficacité éventuelles spécifiques aux *triggers* e/γ ou jets (voir chapitre 6). Le choix adopté en 2010 est de saturer l'énergie à 7 bits, autrement dit à 32 GeV compte tenu de l'échelle maximale employée dans les primitives de déclenchement. Ce choix est raisonnable puisqu'aucun *trigger* électron ou photon n'a de seuil au delà de 32 GeV. Il eut été tentant d'appliquer $E_T^{max} = 32$ GeV directement au niveau des primitives de déclenchement mais dans ce cas, cela aurait également impacté la sélection des jets.

Les sorties des *Receiver Cards* sont connectées aux *Electron Identification Cards* dont la fonction essentielle est de former les candidats L1- e/γ et de qualifier leur isolation. Une carte *Electron Identification Card* couvre 2 régions de déclenchement et effectue les sommes de paire de tours adjacentes afin de créer les candidats L1- e/γ . Seule la combinaison dont la somme est maximale est gardée. L'énergie des candidats est alors comprimée sur 6 bits. On perd donc à cette étape 1 bit de précision. Les 6 bits sont choisis afin de respecter la gamme dynamique maximale. Autrement dit, le LSB est multiplié par 2, ce qui avec les paramètres employés en 2010 signifie 0.5 GeV. La carte *Electron Identification Card* vérifie également l'activité des tours voisines du candidat L1- e/γ afin de qualifier son isolation (l'un des coins de la fenêtre glissante inférieur à un seuil, voir 2.3.2). En sortie, on a donc les candidats isolés et non isolés de chacune des 2 régions couvertes par la carte.

Le tri final des candidats est effectué dans la carte *Jet/Summary Card* qui couvre 14 régions de déclenchement. Seuls les 4 candidats L1- e/γ isolés et 4 L1- e/γ non isolés sont gardés et leur E_T ainsi que leur position sont transmis au *Global Calorimeter Trigger*.

Le *Global Calorimeter Trigger* (GCT) reçoit de RCT au total 72 candidats L1- e/γ isolés et 72 L1- e/γ non isolés. Sa fonction (limitée pour ce qui concerne le flux e/γ) est de sélectionner les 4 candidats de chaque espèce de plus haute énergie et de les envoyer au système de déclenchement global (GT) qui les combinera en fonction du menu de *trigger* utilisé. L'implantation matérielle a subi de nombreuses évolutions depuis le projet initial [4] et nous invitons le lecteur à consulter les références [47, 48, 49] pour en connaître les détails. Elle comprend 4 types différents de cartes à base de circuits programmables FPGA. Les *Source Cards* reçoivent les données de RCT et les convertissent en optique avant de les envoyer aux *Leaf Cards* qui font l'essentiel du traitement (jets et e/γ). Les *Wheel Cards* ne sont utilisées que par les jets et effectuent les calculs des sommes en énergie. Le dernier élément, la *Concentrator Card* effectue le tri final des candidats envoyé au GT et est également interfacée avec l'acquisition de CMS, ce qui permet de d'enregistrer les différents candidats. A noter également, que RCT n'a pas d'interface avec l'acquisition de CMS, les candidats formés par région étant stockés par l'intermédiaire de GCT. En conclusion, GCT n'a pas d'incidence sur l'énergie des candidats L1- e/γ , aucune dégradation n'est apportée, et seul un tri est réalisé.

Chapitre 4

La carte “Trigger Concentrator Card” maillon essentiel du système de déclenchement calorimétrique

Contenu du chapitre

4.1	Genèse de la TCC	64
4.2	L’environnement de l’électronique hors-détecteur	64
4.3	Fonctions de la TCC	66
4.3.1	Fonctions de base	66
4.3.2	Fonctions auxiliaires	68
4.3.3	Fonctions des cartes filles SLB	69
4.4	Implantation matérielle et architecture	70
4.4.1	Architecture générale	70
4.4.2	Entrées et sorties	72
4.5	Production des cartes TCC	74
4.5.1	Réalisation et tests du prototype	74
4.5.2	Production des cartes de série	77
4.5.3	Tests de réception	77
4.5.4	Tests d’intégration	79
4.6	Environnement logiciel	79
4.6.1	Programmation des cartes dans l’environnement de CMS	79
4.6.2	Interaction avec CMS	79

4.1 Genèse de la TCC

Les premières ébauches d'électronique de déclenchement pour le calorimètre électromagnétique date de 1995. A l'époque, on explorait la possibilité de filtrer les données en utilisant des réseaux de neurone implantés dans des circuits électroniques LNeuro [50] issus d'une collaboration industrielle. Des prototypes de circuits sont produits présentant des résultats prometteurs et un schéma est envisagé dans lesquels des LNeuro, résistant aux radiations, sont implantés dans l'électronique de *Front-End* (FE) [51]. L'architecture du système de déclenchement repose donc sur des primitives de déclenchement calculées intégralement dans le FE [52]. Il est intéressant de noter que déjà l'algorithme de sélection des électrons et des photons était assez proche de celui utilisé aujourd'hui [53]. Une année plus tard, un système de tests est élaboré sous la forme de 4 cartes d'électronique, les *Trigger Primitives Boards* (TPB) [54] sur lesquelles des circuits LNeuro sont utilisés. Ce banc test valide le concept, et une matrice de 6×6 cristaux équipée de prototypes d'électronique est testée en faisceaux d'électrons au CERN [55]. Les résultats sont excellents et tout laisse à penser en 1998 que l'électronique définitive sera dérivée des prototypes. Cependant, avec l'émergence des circuits programmables FPGA, il devient trop coûteux de produire des circuits dédiés et plus flexibles d'utiliser des FPGA. Malheureusement, les FPGA ne sont pas résistants aux radiations, ils ne peuvent donc être intégrés au *Front-End*. On décide donc d'exporter toute la logique en dehors du détecteur et de ne garder dans le détecteur que des fonctions minimales correspondant à l'actuel *Very Front End*. L'ensemble de la logique des primitives de déclenchement est donc intégré dans des cartes *ROSE100* à base de FPGA [56]. Nous sommes alors en 1999. Ce système est extrêmement séduisant mais il suppose que toutes les voies du calorimètre électromagnétique soient propagées sous forme de lien série optique jusqu'aux *ROSE100*. Malheureusement, il s'avère que le coût des fibres optiques et des circuits *sérialiseurs* est trop élevé : la baisse escomptée avec l'explosion du marché des télécommunications n'est pas suffisante. Nouveau retour en arrière! En 2002, on décide donc de réintégrer une partie de la logique de sélection de donnée dans le *Front-End* [32]. La géométrie des tours étant précisée, on en déduit qu'une carte FE dans le tonneau n'a besoin que d'un lien pour exporter le flux de primitives de déclenchement tandis que dans le cas des bouchons 5 liens sont nécessaires, 1 par *pseudostrip*. La finalisation des calculs doit donc s'effectuer dans une carte en dehors du détecteur : la *Trigger Concentrator Card* (TCC).

4.2 L'environnement de l'électronique hors-détecteur

Nous allons décrire dans cette section les partenaires de la carte TCC, et donc l'environnement de l'électronique hors-détecteur. Nous ne détaillerons pas l'ensemble des cartes d'électronique. Nous nous bornerons simplement à mentionner leurs fonctions principales. Le lecteur cherchant à approfondir le sujet est invité à consulter les références indiquées ci-dessous. Quatre cartes constituent l'électronique hors-détecteur : la TCC, la *Clock and Control System* (CCS), la *Data Concentrator Card* (DCC) et le *Selective Readout Processor* (SRP). La figure 4.1 schématise les interactions entre ces cartes. La figure se réfère

au tonneau mais dans les bouchons la structure est semblable. Ainsi, dans le tonneau nous avons des triplets de cartes : TCC, CCS et DCC installées dans le même châssis VME, à raison de 3 triplets par châssis. Chaque triplet couvre un secteur de 20° en ϕ du détecteur. Dans les bouchons, ce sont des sextuplets, 4 TCC, 1 CCS et 1 DCC qui couvre un secteur de 40° . En effet, les cartes CCS et DCC étant identiques dans le tonneau et les bouchons, une même carte permet de couvrir un secteur plus large dans les bouchons puisque le nombre de canaux y est moindre. Par contre, les cartes TCC des bouchons sont différentes de celles du tonneau. Trois sextuplets sont installés par châssis des bouchons. Les cartes du SRP sont dans un châssis indépendant commun au bouchon et aux tonneaux.

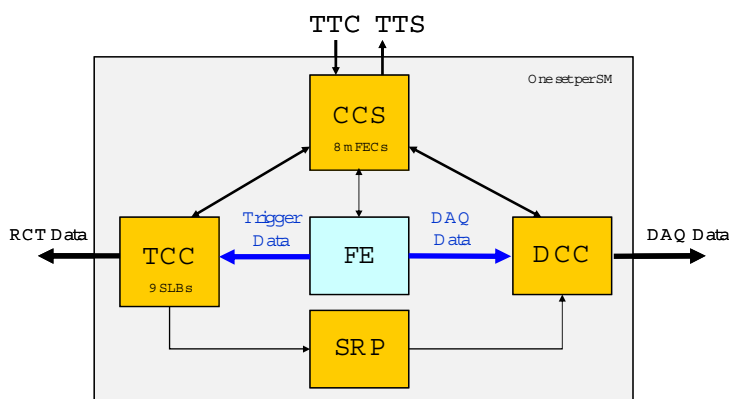


Figure 4.1: L'électronique hors-détecteur du calorimètre électromagnétique (version tonneau).

Le rôle de chaque carte est :

- CCS [59] : la carte distribue l'horloge et le signal d'acceptation de l'événement par le déclenchement de premier niveau, le L1A, à l'électronique hors-détecteur ainsi qu'au *Front-End*. Elle permet également la configuration du *Front-End*. Par ailleurs, elle récupère les signaux d'alerte (TTS pour *Trigger Throttling System* dans la figure 4.1) issus des partenaires TCC et DCC tel un risque de dépassement de leurs mémoires en cas de taux de déclenchement trop élevé.
- DCC [60] : la carte lit les données des cristaux émises par le *Front-End* en cas de L1A, les sélectionne selon les algorithmes de lecture sélective et les formate. Elle récupère également les données venant du SRP (codes de lecture sélective) et des TCC (primitives de déclenchement) et les rajoute au block de données des cristaux. C'est l'interface avec l'acquisition de CMS.
- SRP [61] : la carte calcule les codes permettant la réduction de donnée. Ces codes sont basés sur des indicateurs nommés TTF pour (*Trigger Tower Flag* provenant de la TCC et sont envoyés à la DCC.

Les 3 systèmes précédents fonctionnent au rythme du taux de déclenchement de niveau 1. Seule la carte TCC lit les données du *Front-End* à 40 MHz, les *Trigger Data* de la figure 4.1, avant de les envoyer après traitement à cette même fréquence au *Regional Calorimeter Trigger*. Dans la prochaine section, nous allons suivre le cheminement d'une primitive de

déclenchement ce qui nous permettra de préciser le rôle des partenaires de la TCC dans l'électronique hors-détecteur.

4.3 Fonctions de la TCC

4.3.1 Fonctions de base

La TCC est sur le chemin du déclenchement des électrons et des photons et comme nous l'avons déjà exposé en 3.1.2, c'est elle qui finalise les primitives de déclenchement à chaque croisement de faisceaux à partir du flux de données venant du *Front-End* avant de les envoyer au *Regional Calorimeter Trigger*. Lors de la sélection d'un événement par le déclenchement de premier niveau, les données du calorimètre électromagnétique dont les primitives de déclenchement, sont lues et envoyées vers l'acquisition. Fort logiquement la TCC a donc un lien (indirect) vers l'acquisition. Voyons cela plus en détails grâce à la figure 4.2. Suivons le devenir d'une primitive de déclenchement pour comprendre les fonctions principales accomplies par la TCC.

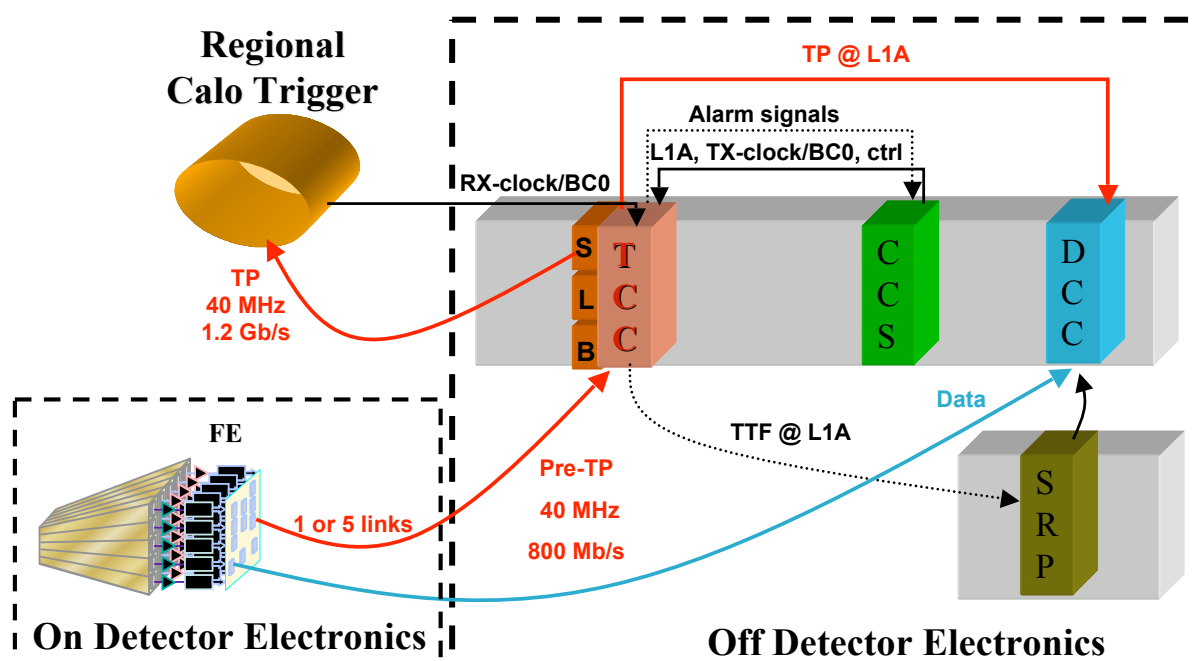


Figure 4.2: Entrées et sortie de la carte TCC dans l'environnement hors-détecteur.

La primitive de déclenchement est calculée partiellement dans le FE : 1 (tonneau) ou 5 (bouchons) liens sont connectés à la TCC. Les données transitent en optique après *sérialisation*. Chaque lien véhicule 20 bits à 40 MHz soit une transmission à 800 Mb/s. La TCC reçoit ainsi les données venant de plusieurs liens : 68 dans le cas du tonneau contre environ une quarantaine (maximum 48) dans les bouchons. Concrètement, la TCC calcule les primitives de déclenchement (après *désérialisation*) d'un secteur du calorimètre

de 20° en ϕ . Les calculs ont été longuement détaillés en 3.1.2. Elle est équipée de cartes filles, les SLB pour *Syncho and Link Board* chargées de faire l'interface avec le *Regional Calorimeter Trigger*. En sortie de SLB, toutes les primitives de déclenchement doivent être synchrones. L'alignement temporel des canaux est donc l'une des tâches accomplies par le couple TCC/SLB. Les primitives de déclenchement sont *sérialisées* dans les SLB avant d'être envoyées au *Regional Calorimeter Trigger* (RCT) à 1.2 Gb/s. RCT crée les candidats $L1e/\gamma$ qui suivent ensuite leur parcours jusqu'au déclenchement global. Si l'événement est sélectionné, il y a un signal d'acceptation émis, le L1A (*Level-1 Accept*) propagé à l'ensemble des détecteurs de CMS. Ce signal, ainsi que l'horloge générale est propagé jusqu'à l'électronique hors-détecteur du calorimètre électromagnétique. La carte CCS (*Clock and Control System*) est en charge du relais de ces signaux vers toutes les composantes du calorimètre : les cartes FE, la DCC (*Data Concentrator Card*), le SRP (*Selective Readout Processor*) et bien sur la TCC. Le trio TCC/CCS/DCC est hébergé dans le même châssis et la communication avec la CCS se fait via un fond de panier dédié. Ainsi, à la réception du signal L1A, la TCC envoie à la DCC les primitives de déclenchement de l'événement source du L1A. La TCC dispose donc de FIFO permettant le stockage des primitives de déclenchement le temps de recevoir le signal de L1A éventuel. La DCC rajoute alors ces primitives de déclenchement aux autres données du calorimètre électromagnétique dont les données des cristaux stockées dans les cartes FE, et envoie le tout à l'acquisition de CMS. A cette étape, il y a une difficulté : le volume des données venant des cristaux est gigantesque : approximativement 75848×10 échantillons $\times 14$ bits soit plus de 1 MO ce qui est de l'ordre de grandeur du volume de données de CMS ! Un facteur de réduction de l'ordre de 20 est nécessaire afin de garder la contribution du calorimètre électromagnétique en deçà des 100 kO. Une lecture "sélective", cherchant à ne pas nuire à la résolution en énergie du calorimètre est donc effectuée. Elle se base sur l'énergie transverse déposée dans les tours [58]. Deux seuils en énergie interviennent :

- si $E_T > T_{high}$ alors tous les cristaux de la tours sont lus ainsi que ceux des 8 tours voisines. On récupère ainsi les contributions issues de conversion de photons, ou dues à des radiations Bremsstrahlung.
- si $T_{high} > E_T > T_{low}$, les cristaux de la tour sont lus.
- si $E_T < T_{low}$, seuls les cristaux de la tour dont l'énergie excède un certain nombre d'écart standard du bruit électronique sont lus.

Où doit-on implémenter ces comparaisons en énergie ? Le candidat naturel est la TCC puisque l'énergie est une composante des primitives de déclenchement, ce qui évite de devoir recalculer l'énergie dans une autre carte. Cependant, une TCC ne couvre qu'un secteur de 20° . Il n'est donc pas possible de naviguer sur les tours voisines que requière le cas $E_T > T_{high}$. Conclusion, on utilise un système à 3 étages :

1. La TCC classe les tours en fonction de leur énergie selon les comparaisons précédentes. La tour est ainsi étiquetée de "haut intérêt", "intérêt moyen" ou "faible intérêt" selon des codes nommés *Trigger Tower Flag* (TTF). Lors de la réception du L1A, les TTF sont envoyés au SRP.
2. Le SRP est constitué d'un groupe de cartes dans un châssis indépendant ayant la connaissance de la géométrie des tours du calorimètre. Il est donc capable d'identifier pour une tour donnée, les tours voisines. Si la tour considérée est de haut

intérêt, SRP lui attribue un code signifiant sa “lecture complète” ainsi qu’à ses tours voisines. Si la tour est d’intérêt moyen, seule cette tour se voit attribuée du code “lecture complète”. Enfin, si la tour est de faible intérêt, alors SRP génère le code “Suppression de zéros”. Ces codes sont alors envoyés à la DCC.

3. La DCC lit toutes les données des cristaux du secteur du calorimètre qu’elle couvre. Cependant, elle interprète les codes reçus par le SRP, et ne transmet à l’acquisition que les cristaux associés à des codes “lecture complète” ou “Suppression de zéros” si l’énergie évaluée du cristal est supérieure à un certain nombre d’écart standard du bruit électronique (un filtre linéaire est employé dans la DCC pour évaluer l’énergie du cristal).

Au final, le trio TCC/SRP/DCC permet donc d’implémenter l’algorithme de lecture sélective. Résumons donc les fonctions de base que la TCC accomplit :

- Produire des primitives de déclenchement complètes, dûment synchronisées (via les cartes filles SLB) et les envoyer au *Regional Calorimeter Trigger*. Cette opération doit se faire dans un budget temporel limité : moins de 7 coups d’horloge à 40 MHz lui sont attribués afin de conserver la latence totale du déclenchement de premier niveau vers les 3.5 μ s.
- Stocker ses primitives de déclenchement le temps de recevoir un L1A et le cas échéant les envoyer à la DCC.
- Produire les TTF et les envoyer à la réception du L1A au SRP. Cet envoi est également contraint par le temps (mais bien moins que pour les primitives de déclenchement) : le SRP doit les recevoir suffisamment tôt pour transmettre les codes de lecture sélective à la DCC avant que cette dernière n’ait lu les données du *Front-End*.

4.3.2 Fonctions auxiliaires

Au cours du développement du projet TCC, nous avons été amenés à rajouter des fonctions aux cartes. Les premières d’entre elles concernent des facilités de tests.

La carte disposant de nombreux circuits programmables avec des ressources suffisantes (voir la prochaine section), nous avons rajouté la possibilité de simuler les entrées et les sorties de la carte. Ainsi, chaque voie d’entrée a une mémoire associée (de 2048 mots de 16 bits) que l’on peut remplir à sa guise (à partir de fichier par exemple). Ceci permet donc de se passer des connexions au *Front-End* si l’on veut tester le reste de la chaîne de traitement. Deux modes existent pour l’utilisation de ces mémoires : le premier boucle sur leur contenu à 40 MHz. C’est donc le mode qui émule le flux de données à 40 MHz. Le second boucle sur leur contenu à la fréquence du déclenchement de premier niveau. Il faut donc être en mesure de recevoir le signal L1A qu’il est possible de simuler au besoin. Ce mode est utile pour vérifier ce qui est envoyé aux DCC et SRP.

Les autres fonctions auxiliaires sont dictées par la nécessité de fournir des possibilités de *monitoring*. La TCC est à la source du flux de primitives de déclenchement propagées au *trigger*. Il est donc fondamental de contrôler en ligne la qualité des données envoyées. L’analyse *offline* ou *quasi-online* qui s’appuie sur les événements sélectionnés par le niveau 1 ne fournirait qu’une vision biaisée. Par ailleurs, il est évidemment impossible de stocker

la totalité des primitives de déclenchement même pour une courte durée. Aussi, nous avons implémenté dans la carte, des histogrammes qui stockent la distribution de l'énergie transverse (en unité ADC donc de 0 à 255) et la distribution du *Fine Grain* des primitives de déclenchement. Nous avons également étendu cette possibilité aux TTF. Sachant que les *bins* de ces histogrammes correspondent à des registres de 32 bits, on en déduit que ces derniers peuvent atteindre leur valeur maximale au bout de 107 s. Il faut donc que la procédure de *monitoring* soit rafraîchie en moins de 107 s. La qualité des liens optiques d'entrée est également surveillée. Ces aspects du *monitoring* sont traités dans la section 5.6.

En complément des informations précédentes, la fréquence du *bunch crossing* 0 (BC0) qui marque le début de l'orbite LHC est également mesurée. Cette mesure permet de vérifier la bonne réception du BC0 et de l'horloge par la carte. De même, à la réception d'un signal L1A, les 5 derniers blocks de données envoyés à la DCC et au SRP sont accessibles par des accès VME. Cette fonction est essentiellement utile pendant la phase de mise au point mais a peu d'intérêt pendant la prise de donnée.

4.3.3 Fonctions des cartes filles SLB

Les cartes *Syncho and Link board* (SLB) [62] jouent le rôle d'interface entre le calorimètre électromagnétique et le *Regional Calorimeter Trigger* (RCT). Ce sont des cartes filles installées sur les TCC. Rappelons que le calorimètre hadronique envoie également ses primitives de déclenchement au RCT afin que ce dernier forme les candidats L1-e/ γ . Il a donc été décidé de développer une interface commune aux 2 calorimètres sous la forme d'une carte fille : la SLB. Une SLB gère jusqu'à 8 primitives de déclenchement et assure leur *sérialisation* avant de les envoyer au RCT. Une autre fonction fondamentale réalisée partiellement par les SLB est la synchronisation des primitives de déclenchement. En effet, RCT suppose que toutes les primitives de déclenchement qui lui parviennent sont correctement alignées en temps (donc se réfèrent au même croisement de faisceaux) et toutes doivent être envoyées à la même période d'horloge en dépit des différences de phase relative lorsque elles sont générées par les divers systèmes (ECAL, HCAL, tonneau et bouchons). A cette fin, les SLBs utilisent un marqueur commun le RX-BC0, et une horloge commune, la RX-clock (voir figure 4.2) le tout envoyé par RCT. Les primitives de déclenchement sont alors envoyées par les SLBs à la réception du RX-BC0 selon l'horloge RX-clock. Les données d'entrées des SLBs (les primitives de déclenchement) sont écrites dans les mémoires des SLB à la réception d'un signal propre à chaque système, le TX-BC0 selon l'horloge TX-clock (c'est l'horloge distribuée par la CCS sur le schéma 4.2). La SLB peut donc être interprétée comme une FIFO dont l'écriture est gérée par les signaux TX, la lecture par les RX et dont la profondeur dépend du décalage RX-BC0 - TX-BC0.

Les SLB ont également une fonction de *monitoring* en stockant pour chaque tour de déclenchement, la distribution du numéro de croisement de faisceaux si la primitive de déclenchement excède un certain seuil. Ces histogrammes peuvent donc être comparés à la structure du faisceau LHC (figure 1.1).

4.4 Implantation matérielle et architecture

4.4.1 Architecture générale

Les TCC sont des cartes VME au format 9U ($37 \times 40 \text{ cm}^2$). Tous les détails techniques peuvent être trouvés dans la référence [63] (version tonneau). Les TCC des bouchons que nous noterons TCC-EE diffèrent de celles du tonneau notées TCC-EB. La raison principale vient du fait la TCC-EE doit construire la tour de déclenchement à partir de ses signaux d'entrées correspondant aux *pseudostrips* contrairement à la TCC-EB qui reçoit en entrée une donnée représentative de la tour. Or, compte tenu de la complexité de la géométrie des tours des bouchons (voir 3.1.1), il faudrait 24 *designs* différents de circuit imprimé. Nous avons préféré opter pour un unique *design* mais suffisamment complexe pour couvrir ces 24 possibilités. Un logiciel permet de générer automatiquement le bloc HDL¹ des circuits programmables FPGA en charge de la gestion de la géométrie des primitives de déclenchement à partir d'une base de données. Le lecteur pourra apprécier la complexité des différentes configurations que doit couvrir les 36 TCC-EE d'un bouchon à la figure 4.3. Les couleurs permettent de distinguer une carte de sa voisine.

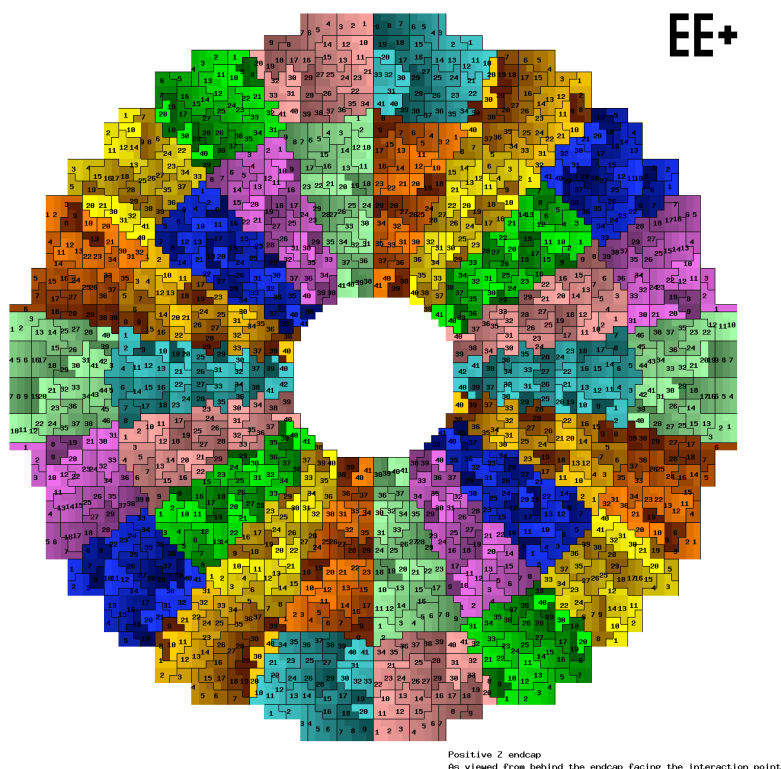


Figure 4.3: Les différentes configurations des TCC dans le bouchon situé en $Z > 0$. Les nombres indiquent le numéro de la tour au sein de chaque TCC.

¹le HDL est un langage de programmation des FPGA, tout comme le VHDL ou AHDL.

Il aurait été bien agréable de créer une carte suffisamment générale pour couvrir les besoins des bouchons et du tonneau. Malheureusement, les bouchons ont été produits et installés dans CMS bien plus tard que le tonneau. En conséquence, les 2 projets de cartes TCC ont suivi des contraintes bien différentes de planning. Ainsi, la production des TCC-EB a été réalisée entre la mi-2006 et le début 2007 alors que celle de la TCC-EE s'est étalée entre le second semestre 2008 et octobre 2009 ! Le lecteur perspicace aura noté que sans le retard induit par l'incident du LHC à la fin 2008, nous n'aurions pas pu être en mesure de déclencher sur les électrons des bouchons...

Les 2 types de cartes ont néanmoins de nombreux points communs, les développements de la version tonneau ayant été largement réutilisés pour la version bouchon. Elles utilisent principalement des circuits programmables FPGA du fabricant XILINX. La figure 4.4 montre une photographie des 2 cartes.

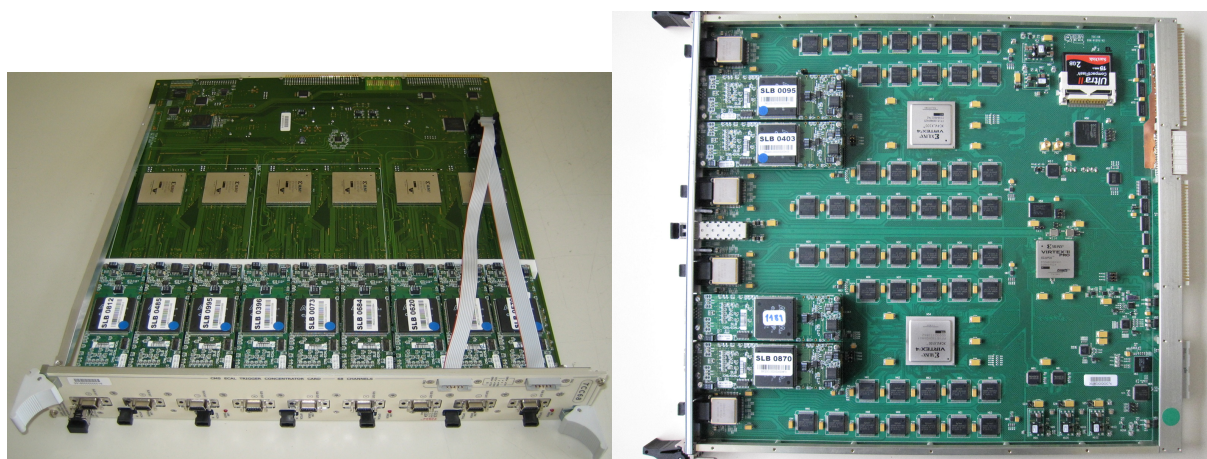


Figure 4.4: *Les cartes TCC du tonneau à gauche et des bouchons à droite.*

La carte TCC-EB dispose de 6 FPGAs en charge du traitement des voies d'entrées et de la production des primitives de déclenchement à 40 MHz. Chaque FPGA gère 12 voies. La version bouchon possède 2 FPGA (mais de génération bien plus récente) gérant chacun 24 voies d'entrée. A noter que pour être en mesure de construire les tours des bouchons, ces 2 FPGAs sont interconnectés et peuvent échanger les données correspondantes à 6 canaux. On distingue également sur la figure 4.4 les cartes filles SLB : 9 pour la version tonneau, contre 3 ou 4 pour les bouchons. Ce nombre reflète simplement le nombre de tours traitées : 68 dans le tonneau contre 16 dans les secteurs externes des bouchons ou 28 dans les secteurs internes. Les récepteurs optiques des voies d'entrée venant du *Front-End* sont également visibles. Fabriqué par la société NGK, ils intègrent 12 canaux et les convertissent en signaux électriques différentiels. On a donc 8 récepteurs NGK sur la TCC-EB contre 4 sur la TCC-EE (car il faut entre 38 à 48 *pseudostrips* pour former 16 ou 28 tours selon les secteurs).

Nous n'allons pas détailler l'implémentation choisie (voir [63]). Quelques faits méritent cependant d'être soulignés. Le temps de calcul des primitives de déclenchement au sein de la carte ne doit pas excéder 7 périodes d'horloge. Ce temps intègre la réception des signaux

d'entrée, leur *désérialisation*, leur traitement dans les FPGA et l'envoi des primitives de déclenchement aux cartes filles SLB. Certains modèles de FPGA sont capables de réaliser la *désérialisation* des signaux. Cependant, leur temps de traitement est excessif (supérieur à 9 périodes d'horloge). Aussi avons-nous opté pour des circuits dédiés fabriqués par AGILENT dont le protocole série est le CIMT² (*Conditional Inversion Master Transition*) et fonctionnant à 40 MHz. Ces circuits ont une latence n'excédant pas 3 périodes d'horloge. Le *serialiseur* sur la carte FE (le GOL) est également capable de supporter le protocole CIMT. Les liens de la voie *trigger* fonctionnent donc avec ce protocole.

L'utilisation des *desérialiseurs* AGILENT a de multiples conséquences. Tout d'abord, ils induisent une consommation élevée des cartes (35 A sur une TCC-EB, 19 A sur une TCC-EE), ce qui nous a obligés à prévoir des alimentations de châssis VME adaptées (on utilise notamment les broches de puissance auxiliaire du fond de panier). D'autre part, le placement-routage sur la carte s'en trouve fortement compliqué. En effet, prenons l'exemple de 12 voies d'entrée comme l'illustre la figure 4.5.

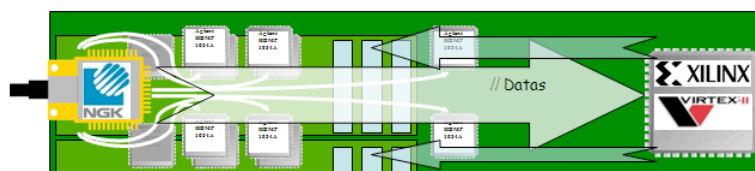


Figure 4.5: *Disposition des circuits vers la face avant (à gauche) des TCC (version tonneau)*

Les 12 voies gérées par chaque NGK doivent être *désérialisées* par 12 circuits AGILENT (6 sont montrés sur la figure, les 6 autres étant sur l'autre face). Après *désérialisation*, chaque voie engendre un bus de 24 bits (dont les bits des primitives de déclenchement partielles auxquelles s'ajoutent des bits de contrôle liés à la *désérialisation*) soit 24 fils le tout étant acheminé au FPGA (modèle virtex 2 sur la figure 4.5). Après traitement par le FPGA, les données destinées au déclenchement doivent être propagées aux cartes fille SLB dont on devine les 3 connecteurs (rectangles bleus). Le placement des SLB est contraint car les données de sortie doivent être propagées par des câbles en face avant, ce qui explique la présence de ces connecteurs au milieu de cette zone à forte densité de lignes. La conception du circuit imprimé des TCC s'en trouve donc fortement complexifiée (présence de micro-vias sur la version EB par exemple, grand nombre de couches (16) sur la TCC-EE).

4.4.2 Entrées et sorties

La figure 4.2 permet de visualiser les principales entrées/sortie de la carte TCC.

Les signaux d'horloge, le BC0, le L1A et tous les signaux de *broadcast* tels les commandes *Start*, *stop*, etc. venant de CMS sont relayés à la TCC par la carte CCS via le fond de panier dédié au travers d'un circuit du CERN, le TTCrx, chargé de *démultiplier* ces commandes sur la TCC.

²Il existe 2 protocoles de *sérialisation* principaux : le 8b/10b et le CIMT

Les données d'entrée en provenance du *Front-End*, après *désérialisation* par les circuits d'Agilent, correspondent à un mot de 16 bits dont le format apparaît dans la table ci-dessous.

	15	14	13	12	11	10	9	8	7	6	5	4	3	2	1	0
Tonneau	<i>Gap Flag</i>	code de <i>Hamming</i>				FGVB	E_T^{10bits}									
Bouchons			<i>Gap Flag</i>	FGVB	E_T^{strip}											

Table 4.1: *Format des données en provenance du Front-End.*

Le *Hamming code* est un code d'erreur destiné à détecter une erreur de transmission. En recalculant ce code à partir des données reçues, on peut valider la transmission en le comparant au code transmis. En cas d'erreur, nous avons décidé d'annuler la valeur de l'énergie transverse de la primitive de déclenchement afin de ne pas générer de déclenchement injustifié. La même procédure est appliquée en cas d'erreur de lien détecté par le circuit *désérialiseur* d'Agilent³.

Le format des données de sortie vers les SLBs et donc vers le reste du système de déclenchement est présenté dans le tableau 4.2. Les signaux RXclock et RXBC0 utilisés par les SLBs pour assurer l'alignement des primitives de déclenchement n'y apparaissent pas, étant propagés à partir du fond de panier dédié.

8	7	6	5	4	3	2	1	0
FGVB	E_T							

Table 4.2: *Format des données vers les SLBs.*

Lors de la réception du signal de déclenchement L1A, la TCC envoie des trames préalablement formées aux DCC et SRP. Ces trames sont des successions de mots de 16 bits, et comportent un identifiant de la carte émettrice, le numéro du croisement de faisceaux, celui de l'événement et bien sûr, les primitives de déclenchement et les codes des *Trigger Tower Flags* (vers la DCC) ou bien uniquement les TTF (vers le SRP). Des codes d'erreur sont également transmis. La description complète du format de données peut être trouvée dans [64]. La communication de la TCC vers la DCC se fait par un lien série à 720 Mbits/s via le fond de panier dédié (liaison cuivrée). Celle de la TCC vers SRP se fait par une fibre optique, le connecteur se situant en face avant, à 1.6 Gbits/s (SRP et TCC n'étant pas dans le même châssis).

La TCC indique également son état via 4 lignes dédiés du fond de panier qui sont connectées à la CCS. Ces 4 états sont *Ready*, *Busy* (la carte n'est pas configurée et ne peut fonctionner), *Out of Sync* (les mémoires stockant les événements sont pleines), et *Warning Overflow* (le nombre d'événements stockés dans les mémoires atteint un niveau critique).

³Le protocole série encode la donnée de telle façon que les mots transmis doivent appartenir à un dictionnaire. Tout mot, non reconnu signale une erreur.

4.5 Production des cartes TCC

4.5.1 Réalisation et tests du prototype

La réalisation d'un prototype permet de valider les concepts et les technologies employées. La partie la plus critique de la carte concerne la réception des liens optiques à haut débit (pour l'époque) et leur *désérialisation* avec le contrôle de la latence. Le prototype que nous avons réalisé fin 2003 cherchait donc principalement à valider ces points. Nous n'avons donc pas cherché à réaliser une TCC complète : une version avec un nombre réduit d'entrées, en l'occurrence 2×12 voies, répond à ce besoin. Nous avons tout de même appliqué les mêmes contraintes sur le circuit imprimé (nombre de couches, épaisseur, adaptation d'impédance pour les signaux rapides, micro-vias, finition des plages d'accueil pour la soudure des composants etc.) et employé les mêmes FPGA (composant XILINX à billes) que pour la version finale. Le lecteur peut consulter la référence [63] s'il désire approfondir ce sujet. Par ailleurs, la production d'un prototype permet également de sélectionner les industriels (fabricant de circuits imprimés et cableurs) en mesure de réaliser la production finale (fiabilité, niveau de tests etc). Le prototype, dont une photographie est présentée à la figure 4.6 est donc une version réduite au format 6U mais dont le placement/routage des éléments critiques est le même que celui de la version finale.

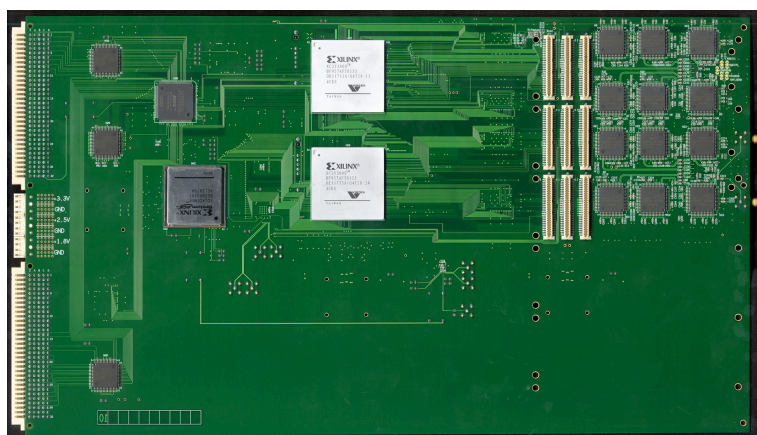


Figure 4.6: *Le prototype, modèle réduit des TCC (version tonneau).*

Au delà des tests de base (consommation électrique, accès VME etc), la réalisation du prototype nécessite la mise au point d'un banc de test que nous avons conçu suffisamment général pour être utilisé lors des tests de production de la version finale. Sans trop entrer dans les détails (voir [63] ou [41]), le banc s'appuie sur un émetteur de *patterns* connecté par fibre optique aux entrées de la TCC, les sorties de la TCC après traitement dans les FPGA étant connectées à un analyseur logique. En tant qu'émetteur, nous avons réutilisé une carte développée pour les tests des cartes DCC [60] équipée de GOL (donc les mêmes *sérialiseurs* que sur le *Front-End*), que nous avons adaptée afin que le protocole de *sérialisation* soit le CIMT : la carte TCC-Tester. La TCC-Tester dispose de mémoires permettant de stocker 2048 mots par voie. La carte émet alors des données en bouclant à

l'infini sur ses mémoires. En utilisant des *patterns* simples (les mêmes sur chaque voie et à chaque coup d'horloge), il est possible de repérer la réception de ce pattern à différents emplacements de la carte grâce à l'utilisation d'un oscilloscope numérique rapide équipé de sondes différentielles actives. Le schéma de la figure 5.6 illustre les différentes mesures réalisées. Le chronogramme du haut représente la donnée transmise (16 bits représentant la

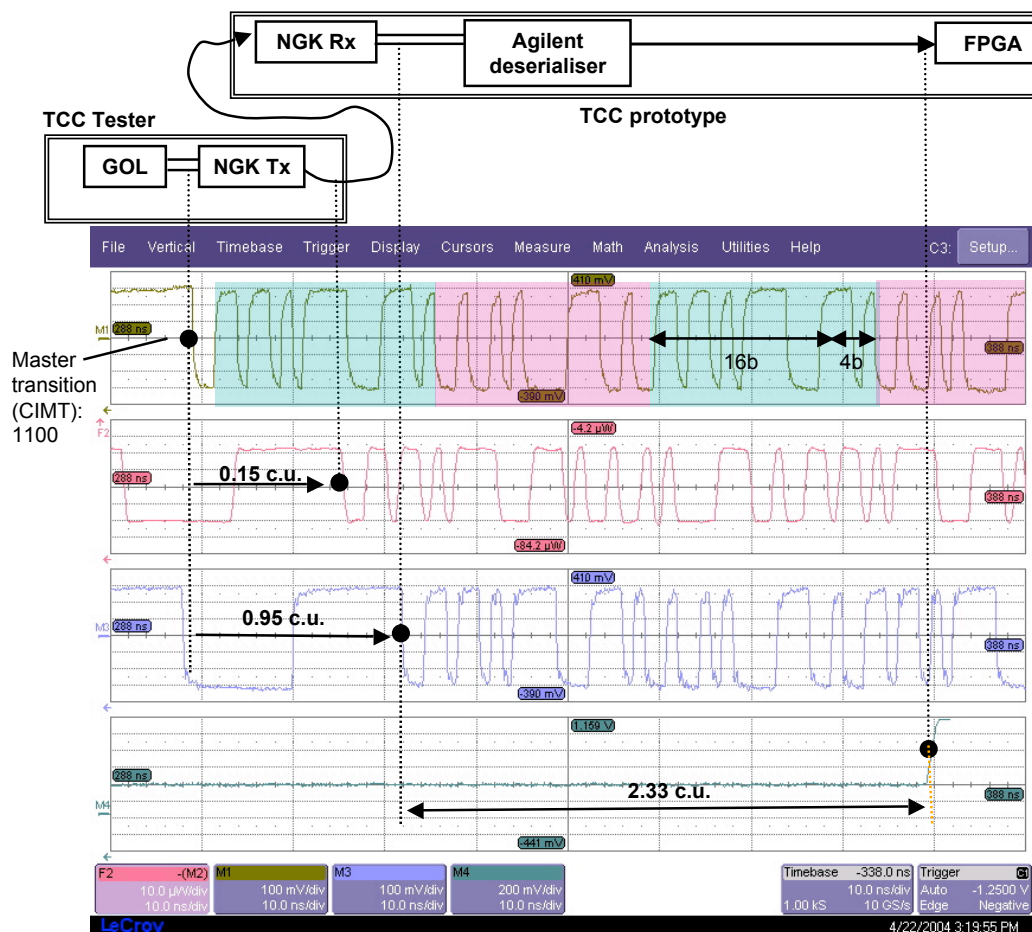


Figure 4.7: Mesure de la latence lié au désérialiseur sur le prototype de la TCC. Voir texte.

valeur hexadécimale 0x8FB5 dans cet exemple) sous la forme d'un train série. La transition entre le lien inactif (mot d'*idle*) et la donnée apparaît au niveau de la *master transition*, la donnée étant ensuite codée selon 0x8FB5 (partie du chronogramme surligné en bleu) et son complémentaire (en rose) en vertu du protocole CIMT qui cherche à équilibrer le nombre de 0 et de 1 transmis sur la ligne. Les 2 chronogrammes suivants (rouge et bleu) montrent alors la position de cette *master transition* à divers endroits sur la carte. Le dernier chronogramme marque l'entrée de la donnée dans le FPGA. Au total, on en déduit le temps passé dans la carte TCC et dans la fibre optique $2.33 + 0.95 - 0.15 = 3.13$ périodes d'horloge ce qui laisse donc une marge suffisante de plus de 4 périodes d'horloge pour réaliser le reste des traitements des primitives de déclenchement dans le FPGA.

Cette mesure de latence a été reproduite depuis sur une carte de la production ayant un *firmware* complet. Nous avons ainsi mesuré une latence de 6 périodes d’horloge entre l’entrée dans la carte et la présentation des données sur les connecteurs d’entrée des SLB [63]. Les contraintes de budget temporel (≤ 7 périodes d’horloge) sont donc respectées.

Un autre paramètre important à considérer avec les liaisons série concerne le taux d’erreur binaire (BER pour *Bit Error Rate*). Plusieurs techniques ont été adoptées pour le mesurer. La méthode directe consiste à injecter sur toutes les voies de la TCC les mêmes données pseudo-aléatoires (chargées dans la TCC-Tester) et d’effectuer la comparaison à la volée des mots reçus dans les FPGA grâce à un *firmware* adapté pour la circonstance. Si l’une des voies diffère de ses voisines, alors une erreur est rapportée et capturée par un analyseur logique. Nous avons ainsi laissé tourner le système de tests pendant plus de 145 heures (6 jours) sans constater la moindre erreur. Une limite supérieure du BER peut donc être établie à 3×10^{-15} (16 bits étant transmis à 40 MHz). D’autres techniques de mesure du BER font appel au diagramme de l’oeil : on superpose toutes les transitions 0 vers 1 ou 1 vers 0 sur un histogramme. Un exemple d’un diagramme de l’oeil mesuré sur un lien série du prototype de la TCC est exposé à la figure 4.8. Si les fronts d’horloge qui

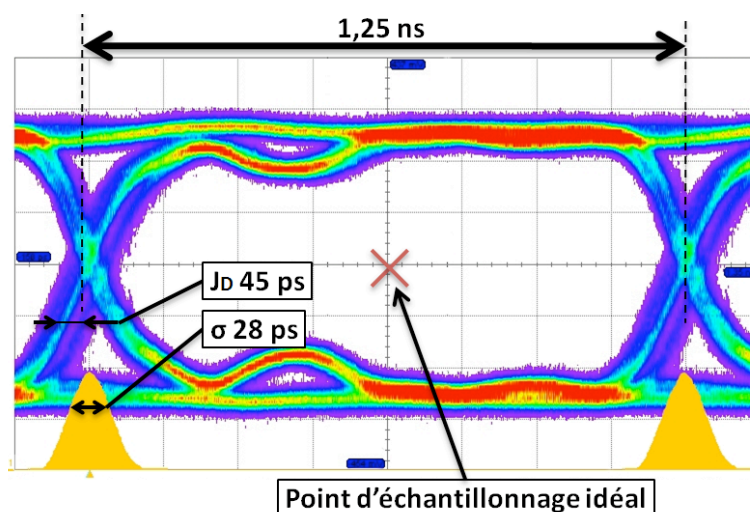


Figure 4.8: Diagramme de l’oeil d’un lien de la TCC [63].

échantillonnent chaque bit ne sont pas suffisamment abrupts ou bien si le signal qui décrit le bit souffre de *jitter* (bruit de phase), le diagramme apparaît fermé ce qui dénote d’une certaine probabilité d’interpréter le bit 1 pour un 0 ou vice versa. Des logiciels fournis par les fabricants d’oscilloscope rapide traduisent l’ouverture du diagramme de l’oeil en terme de BER. Le diagramme en 4.8 est d’excellente qualité et toutes nos mesures ont indiqué des BER bien inférieurs à 10^{-15} , ce qui signifie que le temps moyen entre 2 erreurs excède de loin la durée d’un *run*.

4.5.2 Production des cartes de série

Les bons résultats obtenus avec le prototype ont signé le feu vert pour la production des cartes définitives. Le *design* de la carte du tonneau s'inspire fortement de celui du prototype puisque "il suffit" de tripler les 24 voies d'entrée du prototype pour en faire une TCC-EB. Une première carte TCC-EB a été ainsi produite début 2005 afin de vérifier certains aspects techniques absents du prototype telles les connections vers la DCC et le SRP. S'en sont suivies les recherches d'industriels à même de mener à bien la production définitive comprenant 36 cartes TCC-EB auxquelles il faut ajouter les cartes de rechange. C'est ainsi qu'à la mi-2005, 4 premières cartes TCC-EB ont été produites afin de vérifier les compétences de l'industriel pressenti. Au début 2006, à l'issue des appels d'offres, l'industriel est choisi (société Altrel), marquant le début de la production qui s'étalera jusqu'à la fin 2007 (près de 2 ans suite à un problème technique évoqué plus loin).

Les cartes des bouchons TCC-EE ont été produites plus tardivement pour des raisons évoquées en 4.4.1. Bénéficiant de l'expérience du tonneau, 2 cartes prototypes complètes ont d'abord été réalisées à la fin 2007. Dans la foulée, compte tenu des contraintes de planning de CMS, l'appel d'offre est lancé et un fabricant est sélectionné : (Hitachi qui sous-traite la production des circuits imprimés). La production, soit 72 cartes et 8 cartes de rechange, a lieu alors entre la mi-2008 et octobre 2009.

Que ce soit pour la version tonneau ou la version bouchon, la production a pris du retard lié aux difficultés de réalisation des circuits imprimés. Ainsi, avec la TCC-EB, les tests de réception au laboratoire ont identifié un lot défectueux non détecté par le fabricant, où, après expertise, il s'est avéré que la *métalisation* de nombreux micro-vias présentait des discontinuités. Dans le cas des TCC-EE, le sous traitant en charge du circuit imprimé a eu des difficultés avec le *process* de finition de surface à l'étain chimique. La maîtrise de la production industrielle des circuits imprimés de ces cartes grand format avec de nombreuses couches s'est donc avérée fort complexe!

4.5.3 Tests de réception

Les tests de réception sont fondamentaux pour écarter les cartes déficientes en sortie de production. Bien que les industriels prévoient des tests (coûteux) sur leur site de production (tests optiques vérifiant la pose des composants, photographie aux rayons X, tests de continuité électrique par sondes mobiles et par JTAG), la *couverture* des tests n'atteint jamais 100%. Il incombe donc au laboratoire responsable de la production d'effectuer ses propres tests. Le banc de test mis en place au laboratoire s'inspire de celui utilisé pour qualifier le prototype de la TCC mais s'est complexifié au fur et à mesure de notre expérience. Un synopsis du banc est présenté à la figure 4.9. La carte TCC-Tester qui permet d'émuler le *Front-End* est utilisée en tant qu'injecteur de *patterns*. Toutes les voies transmettent les mêmes données pseudo-aléatoires. Les TCC disposent de FIFOs accessibles par VME permettant de vérifier les données à divers niveaux sur la carte. Le premier test accède aux FIFOs correspondant aux voies d'entrée et les compare entre elles. Le nombre d'erreurs est comptabilisé. Le test est automatique et peut durer plusieurs jours ce qui permet d'évaluer un BER. En général, 1 à 2 heures suffisent à détecter les cartes

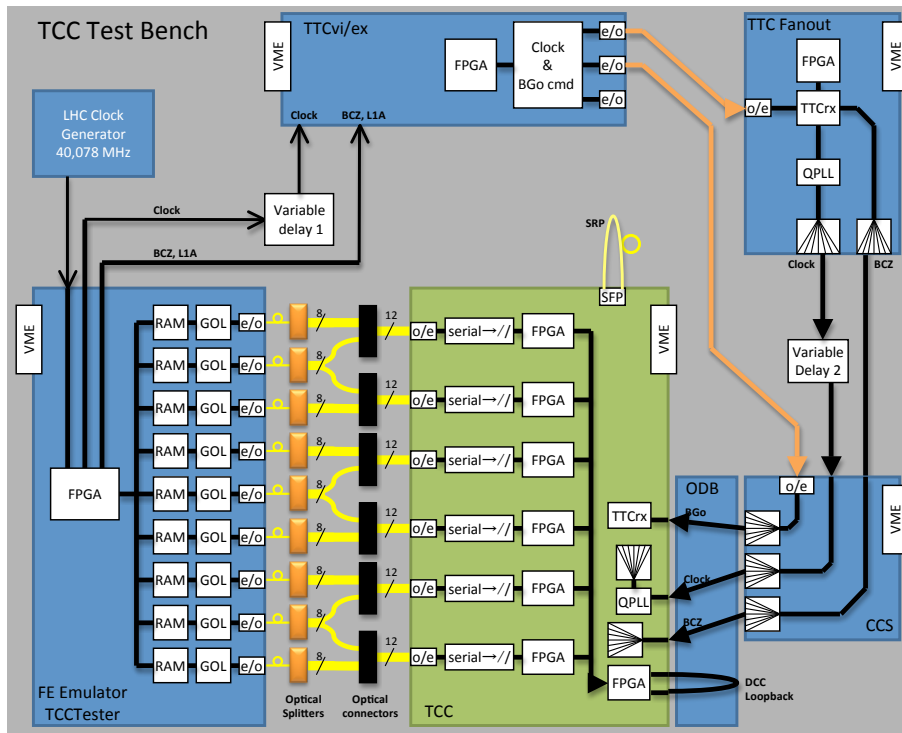


Figure 4.9: Synopsis du banc de test des TCC. Inspiré de [63].

dont les entrées sont défaillantes. Le second test, inspiré du premier, vérifie le contenu des FIFOs correspondant aux données de chaque voie, transmises en cas de L1A. Le troisième test compare le contenu des FIFOs existant dans les cartes filles SLB. On s'assure ainsi de la continuité de toute la chaîne de déclenchement entre l'entrée de la carte TCC à la sortie des SLBs. Un autre test, complémentaire du premier, vérifie l'absence d'erreurs de lien comptabilisé par les histogrammes de la TCC. Le test suivant fonctionne au rythme du L1A (généralisé également par la TCC-Tester et relayé entre autres par une CCS, voir figure 4.9) : les sorties des données vers la DCC et le SRP sont physiquement re-bouclées vers la TCC (voir 4.9) : à cet effet le fond de panier dédié du châssis a été modifié pour assurer ce re-bouclage de la voie DCC. Lors d'un signal L1A, le bloc de données émis est donc réceptionné dans la carte et les blocs-mémoire de la TCC avant et après re-bouclage sont comparés. Enfin, le dernier test fait des accès intensifs au VME, vérifiant ainsi le bon fonctionnement de l'ensemble de la plage d'adresses et de données. La totalité de ces tests est effectuée automatiquement et un rapport d'erreur est généré.

Ces tests ont permis de révéler un nombre significatif de cartes défaillantes : 15 à 20% de la production (dont la majorité due aux problèmes de circuits imprimés susmentionnés). En 2010, le banc de test est toujours opérationnel au laboratoire, servant à la maintenance de cartes défaillantes ou bien pour tester une nouvelle version de *firmware*.

4.5.4 Tests d'intégration

Bien que le banc de tests du laboratoire se veut le plus général possible, vérifier la compatibilité des TCC dans un environnement se rapprochant de celui de CMS reste important. La stratégie suivie par le calorimètre électromagnétique fut d'intégrer en surface l'ensemble des cartes d'électronique hors détecteur avant de descendre les châssis dans la caverne d'électronique de CMS. Compte tenu du planning particulièrement serré des bouchons, les cartes TCC-EE n'ont pu être intégrées en surface et ont donc dû l'être in-situ. Seules les cartes des châssis hors-détecteurs du tonneau ont ainsi été testées entre 2006 et 2007.

Le dispositif de tests en surface était constitué du châssis hors-détecteur connecté à une acquisition locale via les DCC (lecture VME) et à une carte de réception du *Regional Calorimeter Trigger*. Un autre châssis contenait une carte du SRP. Le test consistait à utiliser la TCC en tant que générateur de données. Les données stockées dans les mémoires de la TCC étaient issues du chargement d'un fichier. A chaque L1A (généralisé extérieurement), l'acquisition stockait donc "l'événement" reçu par la DCC et un programme analysait son contenu en le comparant au fichier initial utilisé par la TCC. On s'assurait ainsi du bon fonctionnement de la communication TCC vers DCC et SRP, ainsi que SRP vers DCC. Par ailleurs, RCT analysait également les données reçues à 40 MHz. Cependant, seules les premières données émises pouvaient être capturées par RCT. Ce dispositif s'est révélé utile essentiellement pour vérifier (et souvent corriger) le *firmware* des TCC en terme de *timing* des différents signaux.

4.6 Environnement logiciel

4.6.1 Programmation des cartes dans l'environnement de CMS

La mise à jour du *firmware* des cartes est une procédure assez fréquente dans une période d'intégration et de *commissioning*. Une procédure simple et rapide est donc souhaitable. Malheureusement, cet aspect nous a échappés lors de la définition du cahier des charges de la TCC-EB : les cartes ne peuvent être programmées que via une connexion JTAG en face avant. Cela implique que toute re-programmation nécessite de se déplacer physiquement dans la caverne d'électronique, ce qui est pénible (il faut une demi journée pour re-programmer l'ensemble des cartes TCC-EB). La version bouchon a comblé cette lacune : la programmation s'opère à distance via les ordinateurs connectés aux châssis VME. Ces derniers ont accès à la chaîne JTAG de la carte et peuvent donc programmer les *compact flash* et autres mémoires mortes.

4.6.2 Interaction avec CMS

La fourniture de cartes implique des développements logiciels non négligeables en vue d'une utilisation dans l'expérience : pilote des cartes, intégration au sein de l'acquisition globale de CMS et possibilité de visualiser l'état des cartes et de *monitorer* les primitives

de déclenchement. La figure 4.10 présente l'ensemble des briques de logiciel liées à ces activités.

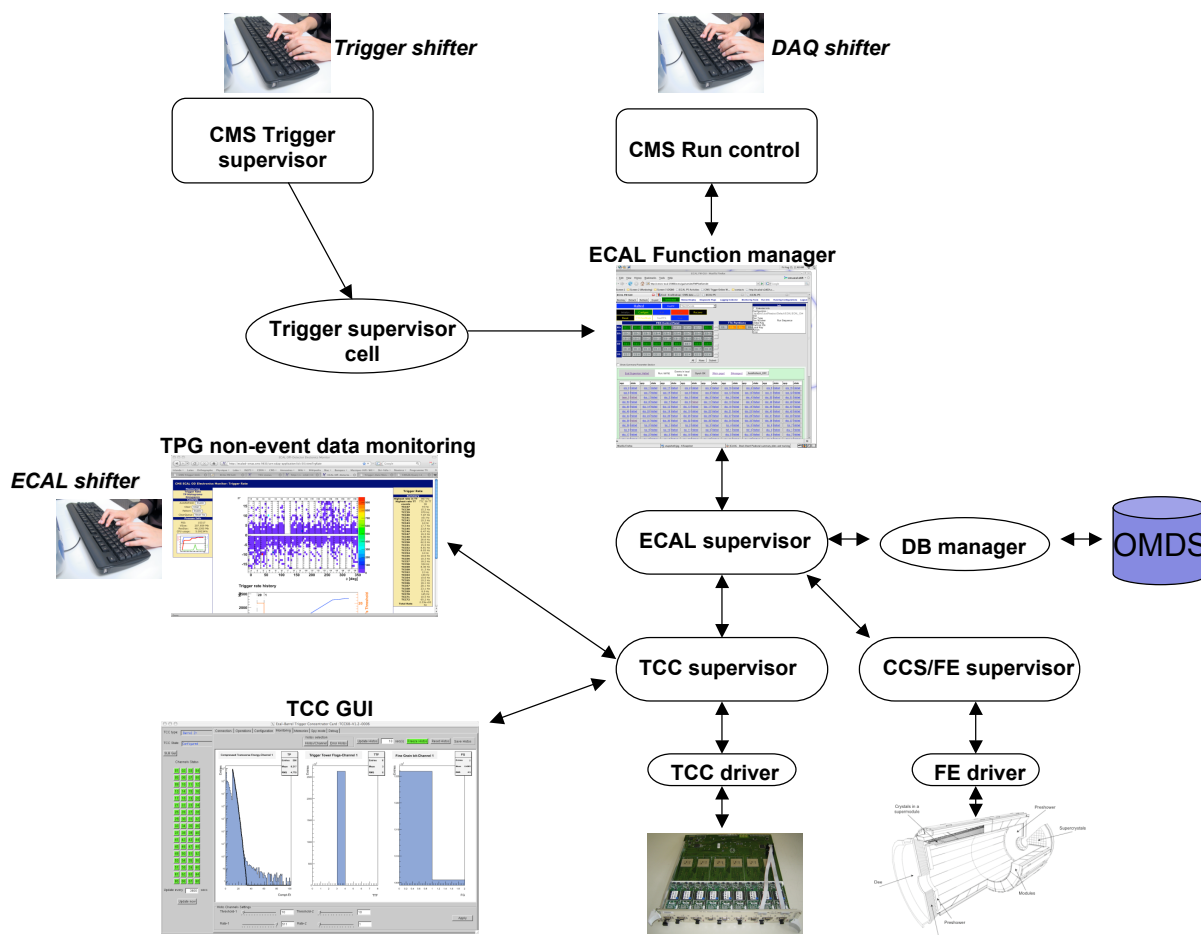


Figure 4.10: Schéma des couches logiciels liées aux primitives de déclenchement.

Le pilote des cartes (*driver* sur la figure 4.10) consiste en une interface entre les commandes VME de bas niveaux (accès au contenu des registres) et des commandes plus évoluées facilement exploitables par l'utilisateur. CMS a développé la librairie HAL [65] afin de faciliter l'interface avec les *contrôleurs* de châssis (Caen, SBS pour VME ou bien PCI etc). L'utilisateur n'a donc pas besoin d'utiliser explicitement les librairies propres au *contrôleur* du châssis. C'est d'autant plus intéressant, qu'entre le développement d'une carte d'électronique dans un laboratoire et son insertion dans une expérience, de nombreux paramètres changent : les *contrôleurs* ne sont pas nécessairement les mêmes ni le système d'exploitation des ordinateurs contrôlant le châssis etc. HAL permet donc de développer un code (C++) facilement transposable d'un site à l'autre. Les pilotes des TCC ont donc été développés dès le début dans le cadre de cette librairie.

Les cartes en charge du déclenchement pour le calorimètre électromagnétique (TCC ou FE) s'insèrent dans le contexte de l'acquisition globale de CMS qui utilise un envi-

ronnement commun : XDAQ [66]. Elles interagissent indirectement avec les opérateurs en charge des prises de données. Une difficulté supplémentaire vient du fait que les primitives de déclenchement sont des objets issus du détecteur mais dépendent aussi du *trigger*. Ainsi, l'opérateur en charge de l'acquisition (*DAQ shifter* sur la figure 4.10) sélectionne les détecteurs et leur configuration (les partitions, le type de *run* etc). Quant à l'opérateur en charge du déclenchement (*Trigger shifter*), il sélectionne les caractéristiques du déclenchement (configuration du *trigger* avec un certain seuil maximal par exemple). ECAL dispose d'une couche logicielle officiant en tant qu'interface avec le monde extérieur : le *ECAL Function Manager* [67]. C'est notamment cette couche qui gère la durée de vie des autres applications de ECAL dont par exemple les applications spécifiques à chaque carte (*TCC Supervisor* etc). Etant donné, que la plupart des éléments de ECAL ont des besoins communs (lire ou écrire des paramètres dans la base de données, répondre aux commandes de démarrage ou arrêt du *run* etc), on utilise une interface générique : le *ECAL supervisor*. C'est donc par cet intermédiaire que l'on récupère les paramètres de la base de données de configuration⁴, les *supervisors* (applications C++ dans l'environnement XDAQ) de chaque carte étant en charge de la configuration du *hardware* via les pilotes. L'opérateur en charge du calorimètre électromagnétique (*ECAL shifter*) a comme principale mission la surveillance du détecteur. Il doit donc veiller entre autres à la bonne qualité des primitives de déclenchement. Il accède ainsi à une interface WEB écrite principalement en Java (notée *TPG non-event data monitoring* dans la figure 4.10) présentant les primitives de déclenchement générées par le système (voir section 5.6 pour plus de détails). Cette interface fait des requêtes au *TCC supervisor*. Enfin, un utilisateur expert a la possibilité de se connecter aux cartes via une interface graphique (C++, ROOT). Cette opération est interdite à l'opérateur car elle peut interférer avec la prise de données en modifiant la configuration des cartes.

Résumons donc l'ensemble des logiciels que nous avons dû développer pour gérer les cartes en charge des primitives de déclenchement : les pilotes, les *supervisors*, les interfaces graphiques de l'opérateur et de l'expert, et les requêtes spécifiques à la base de données.

⁴Nous avons tout de même développé les interfaces spécifiques aux paramètres des primitives de déclenchement dans le *DB Manager*, voir 3.2.2.

Chapitre 5

Tests et commissioning du système de déclenchement du calorimètre électromagnétique

Contenu du chapitre

5.1	Tests en faisceaux d'électrons	84
5.1.1	Dispositif expérimental	84
5.1.2	Premières estimations des performances	84
5.2	Les tests d'interconnexion	86
5.3	L'alignement temporel	86
5.3.1	Les calorimètres et le Regional Calorimeter Trigger	86
5.3.2	Alignement des primitives de déclenchement dans la DAQ	87
5.3.3	Alignement des voies trigger du calorimètre électromagnétique	88
5.3.4	Ajustement de la latence globale	91
5.4	Exploitation des rayons cosmiques	91
5.5	Exploitation des collisions de protons avec les collimateurs	96
5.6	Analyses rapides et DQM	97

5.1 Tests en faisceaux d'électrons

5.1.1 Dispositif expérimental

Tester l'ensemble de la chaîne de déclenchement liée au calorimètre électromagnétique requière idéalement de disposer d'une partie du calorimètre et de l'électronique de déclenchement jusqu'au *Global Trigger*. C'est donc un dispositif expérimental conséquent difficile à mettre en oeuvre dans le cadre de tests en faisceaux. L'objectif de ces tests du point de vue du déclenchement était donc bien plus modeste : on cherchait essentiellement à valider les primitives de déclenchement issues d'une tour touchée par le faisceau d'électrons. À la fin 2003 et 2004, des prototypes du calorimètre électromagnétique comportant un nombre restreint de cristaux ont été placés sur la ligne de faisceaux H4 du CERN. L'énergie des électrons incidents variait de 15 à 250 GeV. Un *module* (400 cristaux) ou un *supermodule* (1700 cristaux), sous partie du tonneau, était installé sur une table mobile permettant d'orienter le calorimètre par rapport à la ligne de faisceau selon un angle d'incidence identique à celui d'électrons venant du centre de CMS. L'électronique sur le détecteur était composée de prototypes. Quant à l'électronique hors-détecteur, une carte Rose100 ancêtre de la TCC (voir 4.1) était utilisée. Le dispositif expérimental permettait donc d'analyser les primitives de déclenchement en sortie de carte *Front-End*. Comme nous l'avons déjà vu, dans le tonneau l'essentiel de la génération des primitives de déclenchement est réalisé par le *Front-End*. La différence réside principalement dans le format de sortie où l'énergie est codée sur 10 bits (et non 8 bits). Une autre différence importante du dispositif expérimental mérite d'être soulignée : le temps d'arrivée des électrons dans le calorimètre est distribué uniformément par rapport à l'horloge d'échantillonnage. Les performances sont donc dégradées par rapport à un fonctionnement au LHC¹. De plus, les paramètres chargés dans les cartes FE étaient les paramètres par défaut générant un LSB des primitives de déclenchement d'environ 300 MeV.

5.1.2 Premières estimations des performances

Une simulation (émulateur) des primitives de déclenchement a été utilisée pour comparer les données collectées avec la réponse de l'émulateur. Cette simulation a progressivement évolué, d'un environnement SystemC très proche de l'électronique, à une description en C++ plus appropriée à une utilisation dans CMS (voir section 3.2.3). Les données collectées avec des faisceaux de 15, 20, 30, 50 et 120 GeV ont été utilisées pour valider cette simulation : plus de 10 millions de comparaisons bit à bit ont été effectuées sans aucun désaccord [68]. Ces mêmes données ont permis de vérifier la linéarité de la réponse des primitives de déclenchement : la relation entre l'énergie de la primitive de déclenchement et l'énergie du faisceau s'est avérée parfaitement décrite par une droite, un terme du second degré étant compatible avec 0 compte tenu des erreurs statistiques.

Les conditions des tests en faisceaux étaient trop différentes (paramètres inadéquates dans l'électronique de *Front-End*, phase d'arrivée aléatoire des électrons etc) pour en

¹Ce jugement est tout de même à tempérer par le fait qu'en l'absence de trajectographe et de champ magnétique, il n'y a pas d'émission de Bremsstrahlung avant le calorimètre!

déduire les performances escomptées au LHC. Aussi avons nous développé une simulation monte-carlos s'appuyant sur l'émulateur [38]. GEANT4 [69] était utilisé pour décrire le développement des gerbes électromagnétiques dans le détecteur. Les caractéristiques du bruit électronique des VFE étaient introduites en superposant sur les signaux simulés les réponses de canaux enregistrées en l'absence de faisceau. La simulation MC correspondant à un faisceau d'électron de 15 à 120 GeV a d'abord été comparée aux données réelles. L'accord était de l'ordre de 1% tant pour la valeur moyenne des distributions que pour leur écart type [38]. Nous avons donc utilisé cette simulation MC pour simuler des faisceaux d'électrons de quelques centaines de MeV à quelques dizaines de GeV avec une phase d'échantillonnage fixe (et non plus uniformément répartie sur 25 ns comme dans les données des tests en faisceaux). Divers points d'impact des électrons ont été étudiés : dans un cristal au centre de la tour de déclenchement (cas le plus favorable) ou bien dans un cristal d'un des coins (cas le plus délicat puisque l'énergie de l'électron est alors répartie entre 4 tours). La résolution d'un candidat L1-e/ γ constitué de la somme de 2 primitives de déclenchement a pu être évaluée, comme le montre l'histogramme de gauche de la figure 5.1, pour le point d'impact central (courbe bleue) et dans un coin de la tour (en jaune). La résolution, très proche dans les 2 cas peut être modélisée se-

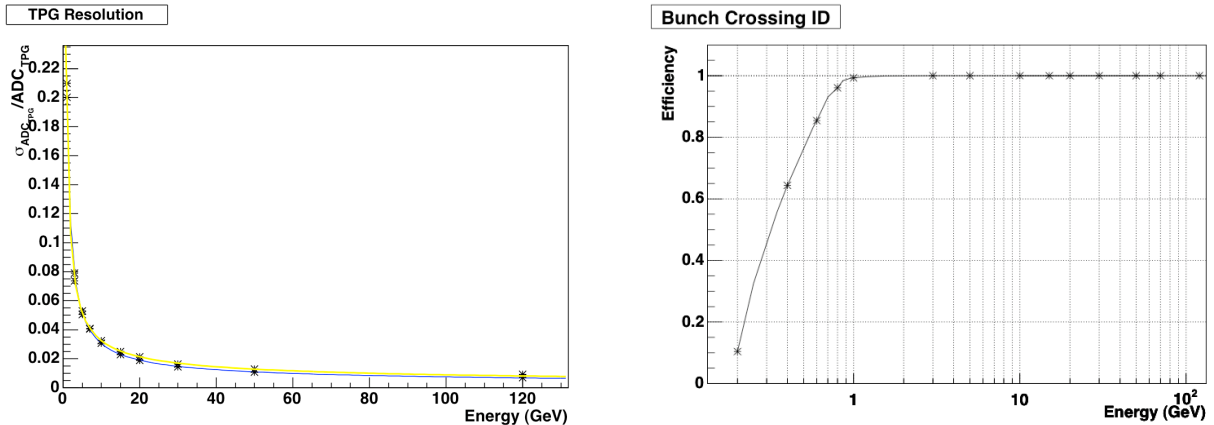


Figure 5.1: *A gauche : résolution en énergie des candidats L1-e/ γ simulés pour des électrons au centre de la tour (courbe bleue) et dans les coins (courbe jaune). A droite : efficacité d'identification du croisement de faisceaux. [38].*

lon $\sigma(E)/E = \sqrt{(8.8\%/\sqrt{E})^2 + (0.17/E)^2}$, E étant exprimé en GeV. Cependant cette résolution est optimiste car la quantification dans cette simulation du candidat L1-e/ γ était telle que le LSB est de l'ordre de 130 MeV. En 2010, nous avons utilisé un LSB de 0.5 GeV. L'effet additionnel de cette quantification ($LSB/\sqrt{12}$) devrait donc conduire à des résolutions de l'ordre de $\sigma(E)/E \approx \sqrt{(8.8\%/\sqrt{E})^2 + (0.22/E)^2}$. Cette même simulation permet d'en déduire l'efficacité d'identification du croisement de faisceaux (histogramme de droite de la figure 5.1). Compte tenu de l'algorithme des primitives de déclenchement (voir section 3.1.2), il suffit de vérifier la présence d'un candidat L1-e/ γ d'énergie non nulle correspondant au temps d'arrivée de l'électron dans le calorimètre. Au delà de 1

GeV, l'efficacité est proche de 100%. Ces mesures seront à nouveau ré-évaluées avec les données réelles prises en 2010 (chapitre 6).

5.2 Les tests d'interconnexion

L'objectif de ces tests, dans le courant de l'année 2007, était de vérifier le câblage entre les divers sous-systèmes impliqués dans les décisions de déclenchement de niveau 1 pour les électrons et les photons. La première étape était interne au calorimètre électromagnétique puisque nous avons vérifié les quelques 5384 liens optiques entre le calorimètre et les cartes TCC. La procédure consistait à configurer les cartes de *Front-End* afin qu'elles émettent un mot constant permettant d'identifier la carte émettrice. Au niveau des TCC, ce mot était capturé dans les FIFOs d'entrée et vérifié par l'opérateur. Nous avons ainsi corrigé quelques liens défectueux avant la fermeture définitive du détecteur et des erreurs de câblage ont été évitées. Les autres tests visaient à vérifier le reste de la chaîne de déclenchement. Nous avons utilisé les cartes TCC en tant que générateur de *patterns*. Les *patterns* étaient choisis de façon à ne stimuler qu'une tour de déclenchement par période d'horloge. A chaque période, la tour changeait. Les données étaient ainsi propagées au travers du *Regional Calorimeter Trigger* et capturées par le *Global Calorimeter Trigger*. L'analyse des données permettait alors d'identifier les erreurs de câblages, et les câbles défectueux dont certains ont été changés.

5.3 L'alignement temporel

5.3.1 Les calorimètres et le Regional Calorimeter Trigger

Le *Regional Calorimeter Trigger* (RCT) suppose que toutes les primitives de déclenchement qui lui parviennent sont correctement synchronisées, c'est à dire appartiennent au même événement. Nous avons expliqué à la section 4.3.3 qu'un signal commun à l'ensemble des calorimètres, le RX-BC0 représentatif du début de l'orbite LHC, et une horloge commune, la RX-clock, était utilisée pour émettre les primitives de déclenchement vers le RCT. Chaque calorimètre (en fait chaque partition des calorimètres : tonneau en $Z > 0$, en $Z < 0$, bouchon en $Z > 0$ et $Z < 0$) doit donc régler de façon adéquate le RX-BC0. A cet effet, les calorimètres disposent de modules d'électroniques TTCf (*Trigger Timing and Control fanout*) permettant de retarder le signal de RX-BC0 provenant de RCT. La figure 5.2 présente le schéma de distribution des horloges et des signaux de BC0. Lorsque les cartes filles des TCC, les SLBs, détectent une transition du RX-BC0, elles émettent avec la primitive de déclenchement un marqueur qui est décodé par le RCT. La procédure d'ajustement des RX-BC0 consiste donc à s'assurer que la position temporelle de ces marqueurs est commune aux deux calorimètres. Ce réglage permet donc de garantir que les primitives de déclenchement sont reçues de façon synchrone par le RCT à condition qu'elles soient correctement alignées dans les calorimètres.

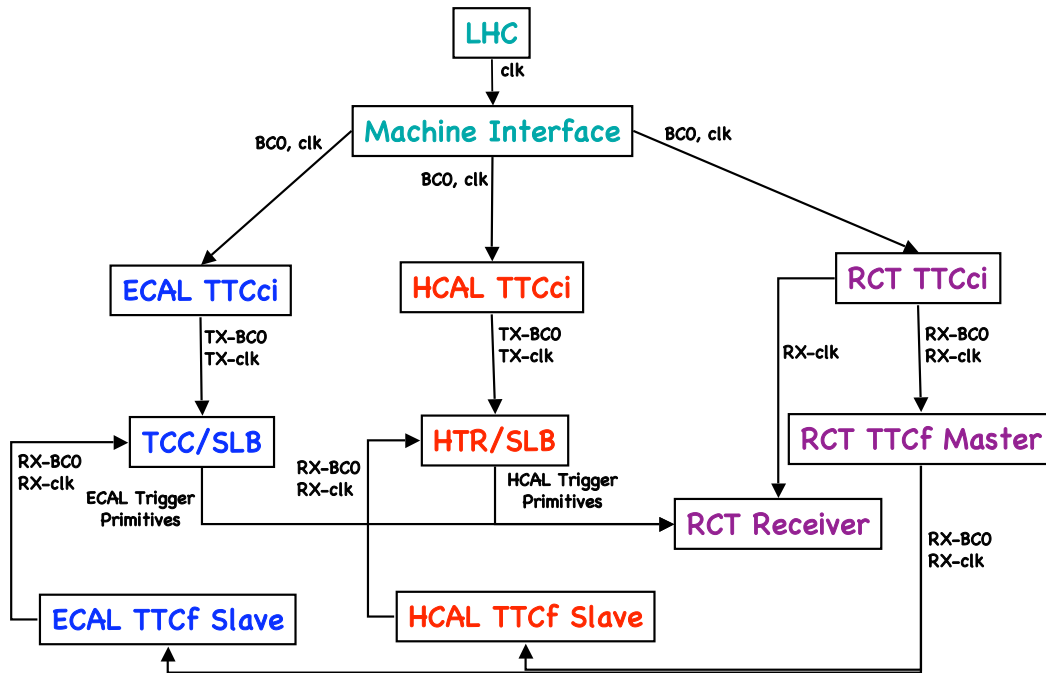


Figure 5.2: Distribution des signaux d'horloge et de BCO.

5.3.2 Alignement des primitives de déclenchement dans la DAQ

Lors de l'acquisition d'un événement, les primitives de déclenchement stockées dans les données doivent correspondre à l'événement en question. Contrairement aux données des cristaux pour lesquelles 10 échantillons consécutifs sont stockés par événement et par cristal, seule une primitive de déclenchement est stockée par tour. Il s'agit donc de choisir celles correspondant à l'événement. Les cartes TCC disposent de FIFOs permettant le stockage des primitives de déclenchement le temps de recevoir le signal de déclenchement. Le réglage du pointeur de lecture de ces FIFOs conditionne le temps de stockage des primitives de déclenchement au sein de la carte et donc les primitives de déclenchement envoyées à l'acquisition. Ce temps de stockage intègre la propagation des primitives de déclenchement des FPGA de la carte jusqu'au *Global trigger* (en passant par les SLB, RCT, GCT) puis le retour du signal de déclenchement, le L1A, dans les TCC. Les TCC peuvent être utilisées en générateur de *patterns*. Ce générateur a été conçu pour se substituer aux données venant du *Front-End*, le temps de traitement dans les FPGAs de la carte étant censé être le même. La procédure de réglage consiste donc à sélectionner arbitrairement une voie de déclenchement pour laquelle le *pattern* utilisé correspond à une énergie suffisante pour générer un signal de déclenchement par le GT. On repère ensuite à la réception du L1A dans la TCC, la position de ce *pattern* dans la FIFO de la voie utilisée (cette FIFO étant accessible par le VME). On ajuste alors le pointeur de lecture en conséquence. La longueur des câbles entre ECAL et RCT est identique pour toutes les voies. Si de plus, toutes les SLBs ont les mêmes paramètres, et donc génèrent la même la-

tence, alors l’ajustement effectué sur une voie quelconque est applicable aux autres. Pour plus de sécurité, cet ajustement a été néanmoins effectué indépendamment pour les voies du tonneau et des bouchons.

5.3.3 Alignement des voies trigger du calorimètre électromagnétique

A l’issue des réglages décrits dans la section 5.3.1 (réglage du RX-BC0 pour les SLBs) les primitives de déclenchement du calorimètre électromagnétique sont toutes émises en même temps vers le *Regional Calorimeter Trigger*. Nous avons vu à la section 4.3.3 que les SLBs pouvaient être assimilées à des FIFOs dont la profondeur est fonction de la différence de temps entre le RX-BC0 et le TX-BC0. Si les primitives de déclenchement écrites dans les SLBs au TX-BC0 sont synchrones, alors on a la certitude de l’alignement temporel de l’ensemble de la chaîne : toutes les primitives de déclenchement correspondent à une unique collision. On pourrait régler la position du TX-BC0 pour chaque voie, mais dans ce cas, la latence induite par les SLBs serait dépendante de la voie, et la procédure décrite à la section précédente pour envoyer la primitive de déclenchement à l’acquisition est alors inadaptée. Nous avons donc opté pour un réglage des retards à l’entrée de la TCC. Une fois ce réglage correctement effectué, les primitives de déclenchement sont traitées de façon synchrone au sein des TCC ce qui garantit l’alignement temporel de l’ensemble de la chaîne de déclenchement lié au calorimètre électromagnétique.

Comment donc régler le retard individuel de chaque voie de déclenchement ? Le *commissioning* du *trigger* du calorimètre électromagnétique a été effectué après le *commissioning* des voies de lecture des cristaux (le calorimètre a d’abord été lu avant de générer du *trigger*). Les voies de lecture étaient donc alignées sur une référence commune (un déclenchement externe lié aux détecteurs à muons). On peut donc bénéficier de la puissance prédictive de l’émulateur des primitives de déclenchement. À partir des 10 échantillons des voies de lecture des cristaux, 4 primitives de déclenchement successives peuvent être reconstruites par tour. En effet, le filtre en amplitude utilise 5 échantillons, et la détection d’un maximum effectué par le *peak finder* élimine l’utilisation du premier et dernier échantillon. Ces 4 primitives de déclenchement émulées, notées TP_i^{sim} ($i = \{1, 4\}$) peuvent donc être comparées à celle stockée dans l’événement notée TP^{data} lors d’une acquisition. Si toutes les voies de déclenchement sont alignées, alors

$$TP_{i_0}^{sim} = TP^{data} \quad (5.1)$$

i_0 étant commun à toutes les voies. Nous avons donc adopté cette procédure en utilisant des prises de données dédiées pour lesquelles les primitives de déclenchement étaient sensibles au bruit (même en l’absence de signal, l’égalité 5.1 doit être satisfaite) : les coefficients multiplicateurs des *Linéariseurs* (voir section 3.1.2) étaient suffisamment élevés pour générer des primitives de déclenchement non nulles en présence de bruit. La figure 5.3 présente une carte du tonneau (axes horizontal et vertical étant respectivement l’indice ϕ et η des tours de déclenchement) où l’échelle colorée Z représente la valeur de i_0 . La valeur $i_0 = 0$ (en blanc) correspond à l’absence de donnée et la valeur $i_0 = -1$ (en

noir) signifie qu'aucune des 4 primitives de déclenchement émulées ne coïncide avec les données. Cette figure résulte de l'analyse d'un de ces *runs* spéciaux. La dispersion des

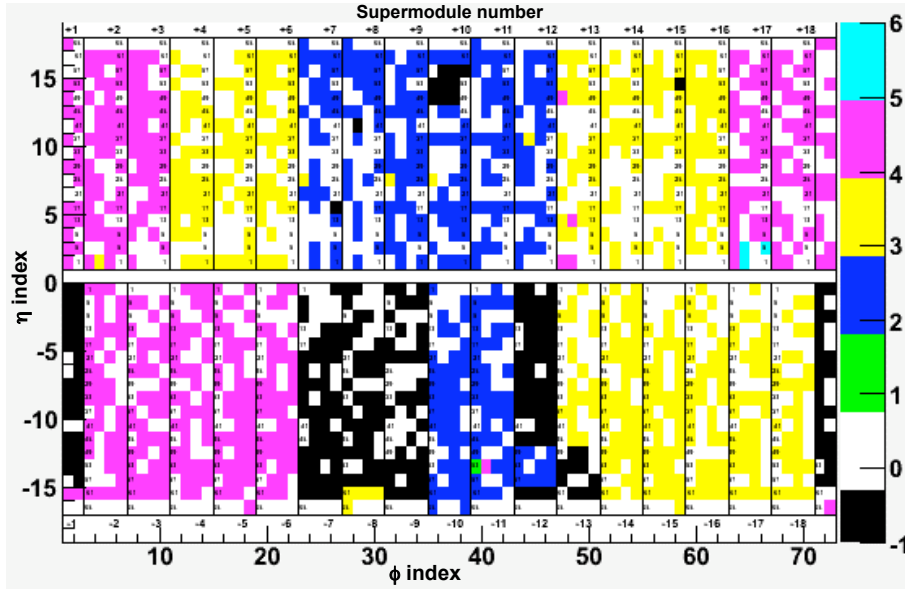


Figure 5.3: Carte du tonneau des comparaisons avec l'émulateur. L'échelle Z indique l'indice de la primitive de déclenchement qui reproduit la valeur dans les données. Voir texte.

couleurs (i.e. indices de comparaison) entre *supermodules* (dont les limites apparaissent selon les lignes verticales) s'est avérée être due à des différences de plus de 10 mètres entre les longueurs des fibres optiques connectant le détecteur à l'électronique hors-détecteur. Cette procédure a l'avantage de détecter également les zones problématiques (en noir) où il y a absence de coïncidence entre les données émulées et les données réelles. Un problème de *firmware* générerait de tels désaccords.

Nous avons également utilisé cette procédure dans les bouchons. Cependant, l'alignement temporel requis doit alors être effectué au niveau d'une *pseudostrip*. Or les données des *pseudostrips* ne sont pas stockées avec l'événement, seules les primitives de déclenchement le sont. La comparaison des primitives de déclenchement ne permet donc pas de remonter aux décalages à appliquer à chaque *pseudostrip*. De plus, Il s'est avéré que la dispersion des longueurs de fibre d'une *pseudostrip* à l'autre, y compris au sein d'une tour, est extrêmement importante contrairement au tonneau. Cette méthode est donc inapplicable. Dans les bouchons, on préfère donc exploiter le fait que la donnée transmise pour chaque *pseudostrip* inclut un marqueur (le *Gap flag*) censé signaler le début de la zone de l'orbite du LHC dans laquelle il y a absence de croisement de faisceaux (voir table 4.1). Ce marqueur résulte en fait de la propagation du signal de TX-BC0 aux cartes de *Front-End* par les cartes CCS (schéma de la figure 4.1). Si les temps de propagation entre les CCS et les FE sont équilibrés pour toutes les voies, alors le signal de *Gap flag* doit basculer en même temps pour toutes les *pseudostrips*. Moyennant cette hypothèse, un décalage de basculement peut être imputé à des différences de temps de propagation entre

le *Front-End* et la TCC. On applique donc le retard adéquat au niveau de chaque voie des TCC pour s'assurer d'un basculement synchrone du *Gap flag* sur toutes les *pseudostrips*. La comparaison avec l'émulateur est alors utilisée pour valider la procédure au cours d'un *run* dédié. En cas de désaccord, l'hypothèse selon laquelle les temps de propagation entre les CCS et les FE sont équilibrés doit être remise en cause et éventuellement ces temps de propagation doivent être corrigés dans les CCS. C'est donc un processus itératif. La figure 5.4 présente le résultat de la comparaison entre l'émulateur et les données pour une acquisition en 2010. Tous les canaux sont correctement alignés. Les zones hachurées sont des zones pour lesquelles la comparaison est impossible : elles résultent de zones mortes soit au niveau des voies du *trigger* soit au niveau des voies de lecture.

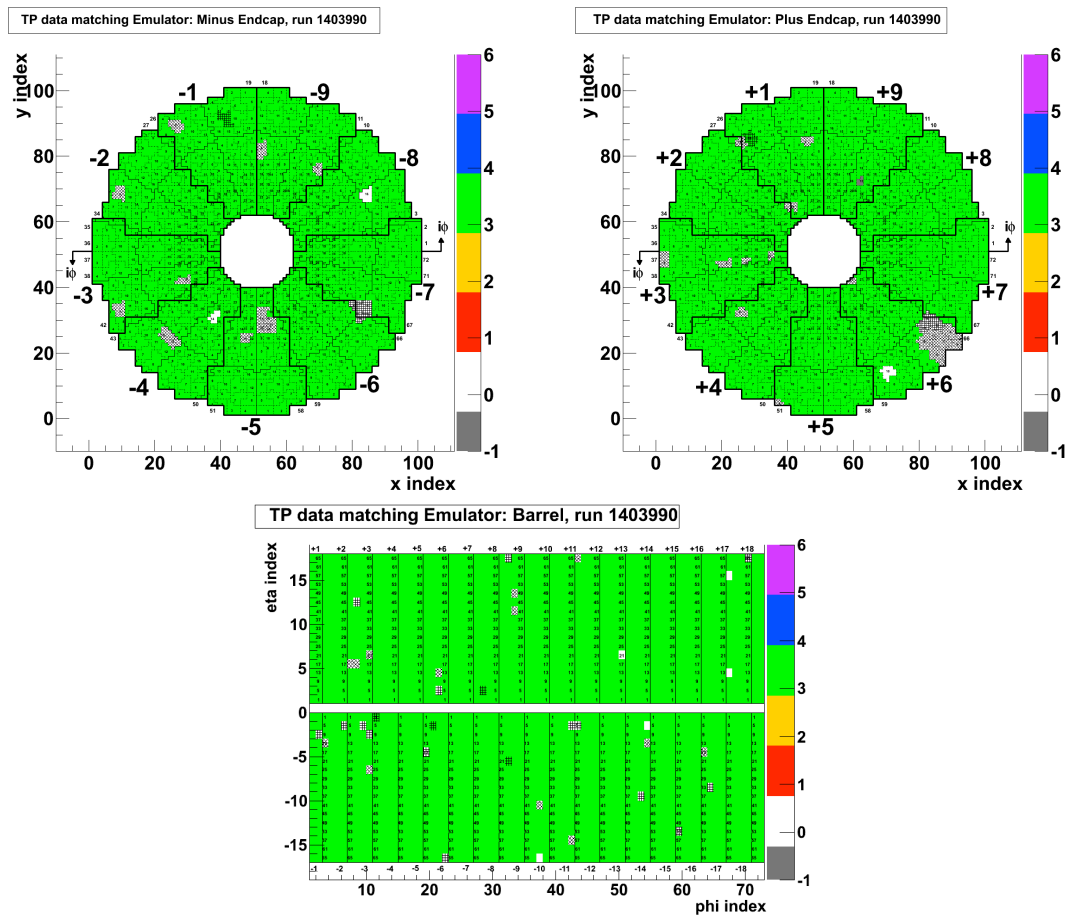


Figure 5.4: Comparisons entre les primitives de déclenchement émulées et celles de l'événement avec en haut les 2 bouchons et en bas le tonneau. L'échelle Z indique l'indice de la primitive de déclenchement qui reproduit la valeur dans les données. Les zones hachurées sont des zones masquées pour lesquelles la comparaison est impossible.

5.3.4 Ajustement de la latence globale

Les 3 dernières sections expliquent comment obtenir des primitives de déclenchement cohérentes dans la DAQ et dans le système de déclenchement. A cette étape, le calorimètre électromagnétique est donc capable de générer un signal de déclenchement à partir d'une collision et les données stockées dans l'événement reflètent la collision. Cependant, le calorimètre électromagnétique n'est pas le seul détecteur à participer au *trigger* de premier niveau. Il faut donc s'assurer que toutes les sources de *trigger* de premier niveau sont synchrones : la latence du *trigger* ne doit pas dépendre de la nature de la particule à l'origine du déclenchement. La procédure d'ajustement est relativement simple : on compare le temps reconstruit² des dépôts d'énergie dans le calorimètre électromagnétique pour les différentes sources de *triggers*. La latence du déclenchement de ECAL est ajustée globalement en jouant avec la latence des SLBs via le paramètre TX-BC0. La figure 5.5 présente la distribution du temps reconstruit des dépôts d'énergie dans le calorimètre électromagnétique après cette procédure, pour des événements déclenchés soit par ECAL soit par les CSC. Ces distributions, mesurées pour un *run* de 2010 à 7 TeV, sont dans les 2 cas compatibles avec un temps moyen optimal (centré en relatif sur 0 ns). Ces réglages ont d'abord été effectués avec des rayons cosmiques (voir prochaine section) avant d'être affinés avec les premières collisions du LHC.

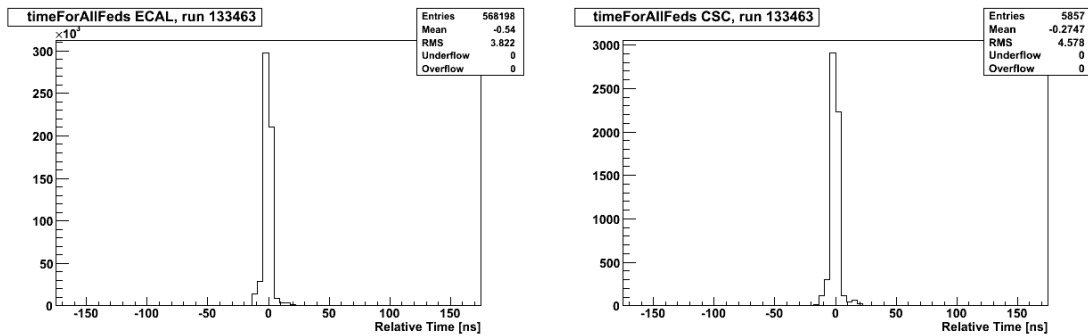


Figure 5.5: *Distribution du temps reconstruit des dépôts d'énergie dans le calorimètre électromagnétique pour des événements déclenchés par ECAL (à gauche) ou CSC (à droite).*

À l'issue de ces réglages, le temps global entre la collision et la sortie du *Global Trigger* (latence) est équivalent à 116 croisements de faisceaux. Les contributions de chaque sous-système sont illustrées dans le schéma de la figure 5.6.

5.4 Exploitation des rayons cosmiques

En l'absence de collisions au LHC, les rayons cosmiques fournissent une source de particules (principalement muons) avec lesquelles il est possible d'exercer le système de

²Le temps est évalué à partir des 10 échantillons collectés pour chaque voie. Une somme pondérée est généralement utilisée.

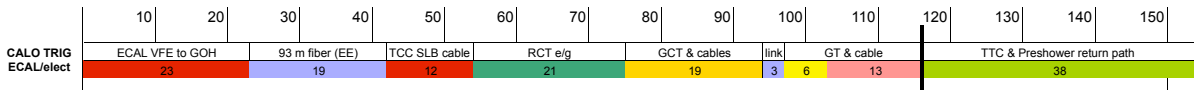


Figure 5.6: Contributions de chaque sous-système à la latence du déclenchement de premier niveau du calorimètre électromagnétique.

déclenchement du calorimètre électromagnétique. En 2008, le tonneau du calorimètre a pu participer pour la première fois à ces prises de données en contribuant aux décisions de déclenchement. Cependant, un muon qui traverse longitudinalement un cristal du tonneau dépose environ 250 MeV au minimum de ionisation. Le niveau de bruit moyen par cristal étant de l'ordre de 40 MeV, le rapport signal sur bruit est trop défavorable pour espérer fournir un *trigger* efficace sur des particules au minimum de ionisation (MIPs). Aussi, avons nous augmenté le gain d'amplification des photodiodes à avalanche d'un facteur 4 pour ces tests, réduisant le bruit à un niveau équivalent à un signal de 10 MeV. Afin de réduire le déclenchement sur le bruit, toutes primitives de déclenchement dont l'énergie était inférieure à 200 MeV se voyaient affecter une énergie nulle. On cherche ainsi à tirer parti du fait que le signal de MIPs est principalement contenu dans une seule tour de déclenchement, alors que le candidat L1- e/γ en utilise 2. Enfin, seuls les 8 *supermodules* situés autour de la verticale participaient au déclenchement : le *trigger* double électron était utilisé en exigeant la coïncidence entre 2 candidats L1- e/γ d'énergie supérieure à 200 MeV dans la partie supérieure et inférieure du détecteur. Ce dispositif a comme principal intérêt, en l'absence de faisceau, de vérifier (et d'ajuster) l'alignement entre le *trigger* de ECAL et celui des détecteurs à muons selon la méthode décrite dans la section précédente. Un des tous premiers événements déclenchés par les 2 systèmes est illustré sur la figure 5.7, les dépôts électromagnétiques étant symbolisés en rose.

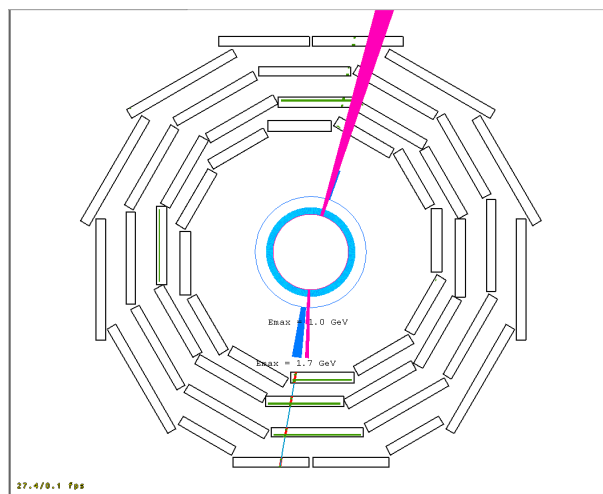


Figure 5.7: L'un des tous premiers événements (mai 2008) déclenché par les chambres à muon et le calorimètre électromagnétique. Le dépôt dans ECAL est de 15 GeV et 1.15 GeV.

En octobre et novembre 2008, près de 2 mois de prise de données ont été réalisées incluant l'ensemble des détecteurs. Environ 270 millions d'événements ont été ainsi enregistrés dont 158 millions avec le champ magnétique nominal à 3.8 T et une configuration du calorimètre électromagnétique standard, avec lesquels nous avons mesuré quelques performances du *trigger*. Le second papier ([70]) reproduit à l'annexe B donne quelques détails des analyses. Un résumé est reporté ci-dessous.

La totalité du tonneau du calorimètre électromagnétique participait aux décisions de déclenchement. Pour des raisons de sécurité, le réglage du gain d'amplification des photodiodes à avalanche décrit précédemment, ne peut être appliqué pour une longue période. Aussi, le gain nominal était utilisé. Dans ces conditions, il est impossible de déclencher sur des MIPs. Seuls des muons perdant une énergie suffisante par rayonnement de Bremsstrahlung peuvent donc générer un signal de déclenchement dans le calorimètre. L'énergie transverse maximale était 64 GeV, ce qui engendre un LSB des primitives de déclenchement de 250 MeV et un LSB des candidats L1-e/ γ de 500 MeV. Afin de garder une sensibilité suffisante aux muons, un seuil de déclenchement de seulement 1 GeV a été utilisé. Dans ces conditions, en vue de minimiser la contribution du bruit, les primitives de déclenchement dont l'énergie était inférieure à 750 MeV se voyaient affecter une énergie nulle. De plus, les zones du détecteur présentant des problèmes (réglés aujourd'hui) et les tours trop bruyantes (pour un seuil de 1 GeV) ont été masquées, soient environ 8.5% des tours du tonneau.

Sur les 158 millions d'événements, près de 10 millions sont utilisables pour effectuer une comparaison entre l'émulateur et les données collectées : il faut en effet que les dépôts soient suffisamment énergétiques (i.e. supérieurs à 750 MeV) pour générer des primitives de déclenchement non nulles et la totalité des cristaux de la tour doit avoir été lue. Plus de 99.9% des comparaisons sont parfaites tant pour l'énergie transverse que pour le bit de *fine grain*. Les 0.1% de désaccord sont répartis sur quelques tours comme le montre la figure 5.8. La majorité des problèmes est due à des erreurs de liens entre le *Front-End* et l'électronique hors-détecteur.

Le taux de déclenchement moyen dû au calorimètre électromagnétique était de 22.6 Hz avec un seuil de déclenchement de 1 GeV et est resté stable sur toute la période de prise de données. Sur ces 22.6 Hz, 0.5 Hz était en coïncidence avec un *trigger* muon, ce qui représente environ 167000 événements potentiellement utilisables pour des études d'efficacité ou de résolution. Nous avons cherché à utiliser des muons perdant suffisamment d'énergie dans le calorimètre électromagnétique en vue d'étudier la probabilité de générer des primitives de déclenchement ou des candidats L1-e/ γ . Afin d'évaluer la quantité d'énergie déposée par un muon cosmique dans le calorimètre, l'algorithme de reconstruction standard a été modifié pour garder une bonne efficacité d'association avec la trace du muon en tenant compte du fait que les muons ne pointent pas vers le centre du détecteur [71]. Seuls les dépôts d'énergie (reconstruits sous la forme d'un super-agrégat, voir section 2.4) contenant un cristal d'énergie supérieure à 400 MeV sont considérés. Cette énergie est suffisante pour obtenir une estimation du temps d'arrivée du muon avec une résolution meilleure que 4 ns [72]. En sélectionnant des temps relatifs inférieurs à 3.75 ns, on rejette donc les muons cosmiques asynchrones pour lesquels le système de déclenchement du calorimètre électromagnétique est clairement inadapté. Cette sélection

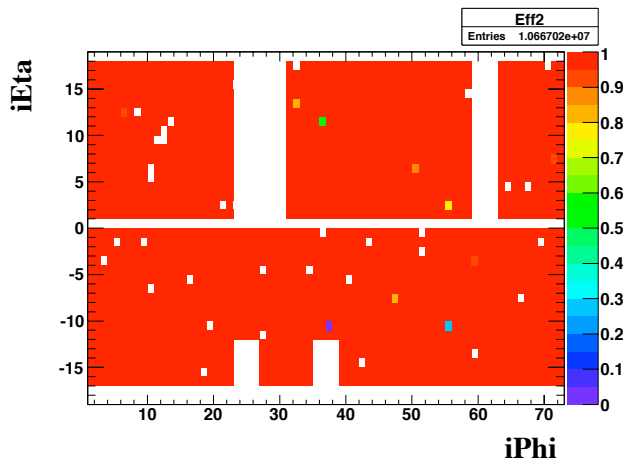


Figure 5.8: Carte du tonneau représentant la fraction d'accord (axe Z) entre les primitives de déclenchement émuloées et celles stockées dans les données des runs en cosmiques.

s'approche donc d'un fonctionnement en collision au LHC. La trace du muon est extrapolée jusqu'à la surface du calorimètre électromagnétique en tenant compte de la courbure induite par le champ magnétique. Elle est associée au dépôt d'énergie dans le calorimètre si la distance entre le point d'impact de cette trace et le barycentre du super-agrégat est inférieure à $\Delta R = \sqrt{\Delta\phi^2 + \Delta\eta^2} < 0.1$. La figure 5.9 montre la distribution de ΔR .

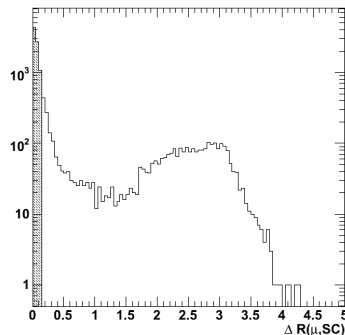


Figure 5.9: Distance entre la trace du muon extrapolée à la surface du calorimètre électromagnétique et la position du dépôt d'énergie. La zone hachurée correspond à la sélection.

La bosse vers $\Delta R \approx 3$ est due à la deuxième branche des muons traversant tout le calorimètre. Cette analyse permet donc de sélectionner des dépôts d'énergie dans le calorimètre électromagnétique provenant de particules réelles avec lesquels nous avons mesuré l'efficacité et la résolution du déclenchement lié au calorimètre électromagnétique (Annexe B, [70]).

Deux efficacités ont été évaluées : celle des primitives de déclenchement, premier maillon du déclenchement e/γ et celle, globale, des candidats L1- e/γ . Les événements

devaient avoir été déclenchés par les détecteurs à muon (aucune sélection n'est imposée sur le *trigger* e/γ pour éviter les biais).

La primitive de déclenchement est considérée efficace si la tour contenant le cristal d'énergie maximale du super-agrégat est associée à une primitive de déclenchement dont l'énergie est non nulle. L'efficacité, mesurée en fonction de l'énergie transverse totale de la tour, est présentée sur l'histogramme de gauche de la figure 5.10. Puisqu'un seuil à 750 MeV est appliqué aux primitives de déclenchement, on s'attend à trouver une efficacité de 50% pour $E_T = 750$ MeV. La valeur ajustée par une fonction d'erreur est 0.70 ± 0.03 (stat.) ± 0.02 (syst.) GeV et est donc très proche de ce seuil. L'origine des erreurs systématiques provient de la variation de la coupure sur ΔR (étendue jusqu'à $\Delta R < 0.5$) et de la variation de la contrainte du temps d'arrivée du muon (inférieur à une valeur comprise allant de 1.25 ns à 5 ns).

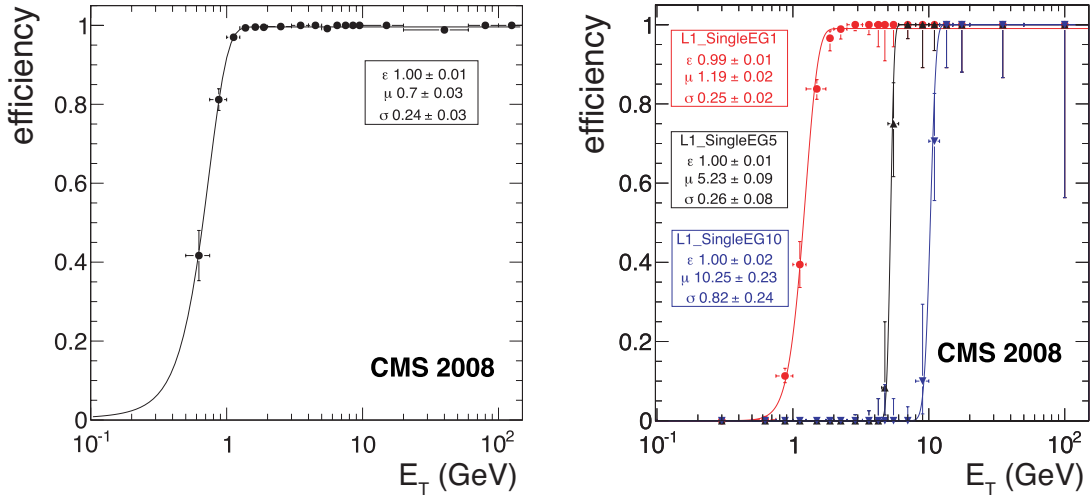


Figure 5.10: Efficacité des primitives de déclenchement du calorimètre électromagnétique (à gauche) et du déclenchement e/γ (à droite) pour divers seuils (1, 5 et 10 GeV) en fonction de l'énergie transverse déposée par un muon cosmique.

Le déclenchement e/γ est considéré efficace si un candidat L1- e/γ d'énergie transverse supérieure au seuil considéré est associé au super-agrégat. Le critère d'association est la distance ΔR entre le barycentre du super-agrégat et les coordonnées du candidat L1- e/γ . $\Delta R < 0.5$ est requis. Rappelons que la granularité géométrique d'un candidat L1- e/γ est celle d'une région de déclenchement soit $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.35 \times 0.35$. $\Delta R < 0.5$ revient donc à sélectionner la région de déclenchement correspondant au super-agrégat (le cas extrême étant situé à $\Delta R = \sqrt{0.35^2 + 0.35^2} = 0.49$). L'histogramme de droite de la figure 5.10 présente les efficacités de déclenchement pour 3 seuils distinctes (1, 5 et 10 GeV) en fonction de l'énergie transverse du super-agrégat. Les énergies transverses correspondant à 50% d'efficacité (*turn-on*) sont indiquées dans l'histogramme (variable μ) avec leur erreurs statistiques auxquelles s'ajoutent respectivement 0.02, 0.14 et 0.2 GeV d'erreurs systématiques pour les seuils à 1, 5 et 10 GeV. L'évaluation des erreurs systématiques

se base sur la même approche que pour l'efficacité des primitives de déclenchement. On notera un désaccord du *turn-on* avec le seuil de 1 GeV où l'on trouve $1.19 \pm 0.02 \pm 0.02$ GeV. Ceci est aisément explicable par l'effet d'arrondi dû au LSB des candidats L1-e/ γ , soit 0.5 GeV. D'une manière générale, une efficacité de 100% est atteinte rapidement après le *turn-on*. Dans cette analyse, la mesure de l'efficacité est restreinte aux zones actives pour le déclenchement du calorimètre électromagnétique. C'est donc une approche optimiste.

Ces mesures sont réévaluées et généralisées dans le prochain chapitre avec les données issues des collisions au LHC. Les aspects liés à la résolution en énergie et en position des candidats L1-e/ γ seront abordés à cette occasion.

5.5 Exploitation des collisions de protons avec les collimateurs

En 2008 et 2009, avant les premières collisions du LHC, des prises de données ont permis d'enregistrer environ un millier d'événements (surnommés *splash*) résultant de la collision des faisceaux de protons avec les collimateurs. Ces événements fournissent une source d'environ 10^5 muons parallèles à l'axe du faisceau (résultant de la désintégration des pions issus de la collision) qui interagissent avec quasiment tous les canaux du détecteur. Le faisceau produisant ces collisions est toujours injecté avec la même phase par rapport à l'orbite du LHC. En d'autres termes, le numéro du croisement de faisceaux³ de ces collisions est une constante. On peut donc vérifier la cohérence de ces numéros entre les divers sources de *triggers*. Cependant, ces collisions ne produisent pas des particules provenant du centre du détecteur. Au niveau du déclenchement du calorimètre électromagnétique, nous en avons tenu compte en restreignant la zone active du déclenchement à des tours situées en $|\eta| < 0.348$ (c'est à dire ± 4 rangées de tours autour de $\eta = 0$). Ainsi l'effet lié à la direction de vol des muons est négligeable et les réglages temporels adaptés aux collisions du LHC restent applicables. La figure 5.11 montre le numéro de croisement de faisceaux de la collision (en relatif, 0 étant l'optimal) en fonction de l'indice ϕ (axe vertical) des candidats L1-e/ γ d'énergie transverse supérieure à 5 GeV, seuil de déclenchement utilisé dans ces collisions (le taux de fortuit étant de l'ordre de la fraction de Hz). Rappelons que seuls les 4 candidats de plus hautes énergies sont enregistrés. Lorsque de nombreux candidats sont produits avec la même énergie (ce qui arrive facilement avec les *splashes*, car l'énergie est souvent saturée), l'algorithme e/ γ choisit arbitrairement certains indices ce qui explique cette structure particulière avec un indice sur 2 qui semble plus actif. On observe néanmoins que la majorité des déclenchements se produit au bon moment, seul une zone (située en $i\phi^{EG} = 9$) étant en retard. Cet effet a été expliqué par un mauvais ajustement des retards sur une tour de déclenchement.

Enfin, remarquons qu'une autre utilité des *splashes* est liée à la quantité d'énergie générée. L'algorithme de déclenchement e/ γ est excité dans des gammes d'énergie que, ni les tests en faisceaux d'électrons, ni les muons cosmiques, ne peuvent atteindre.

³Il y a évidemment un abus de langage ici puisque seul un faisceau circulait dans le tube à vide. Le croisement de faisceaux se réfère dans ce contexte à une période d'horloge du LHC.

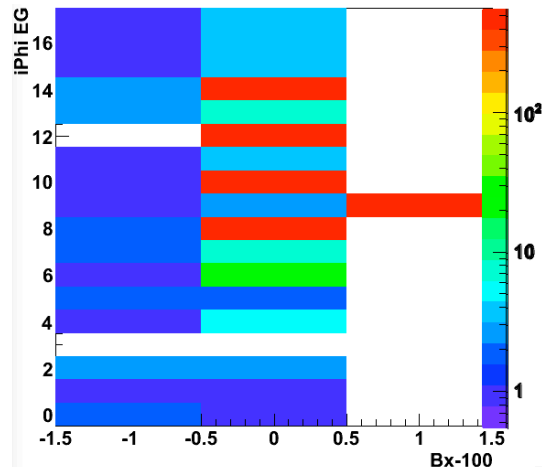


Figure 5.11: *Corrélation entre le l'indice ϕ du candidat e/γ source du trigger et le numéro du croisement de faisceaux dans les événements splashes.*

5.6 Analyses rapides et DQM

Terminons ce chapitre consacré au *commissioning* par une brève description des outils mis en place afin de suivre le bon fonctionnement du déclenchement lié au calorimètre électromagnétique. L'expérience acquise au cours du *commissioning* nous a permis de préciser les besoins de *monitoring*. Le cas typique est l'identification de la source d'un taux de déclenchement trop élevé imputé au calorimètre électromagnétique. Les histogrammes des primitives de déclenchement, stockés dans les TCC (voir section 4.3.2), permettent de répondre à ce besoin. En intégrant les distributions des primitives de déclenchement pour une tour donnée, on calcule le taux de déclenchement induit par cette tour au delà d'un seuil en énergie. Ces taux sont représentatifs du flux de données généré par chaque tour indépendamment des événements déclenchés. Lors d'une prise de données, les outils que nous avons développés, présentent à l'opérateur en charge de la surveillance du calorimètre électromagnétique, une page *WEB*, rafraîchie environ toutes les 10 secondes, référençant les taux de déclenchement dus à chaque tour du calorimètre. Un exemple de cette page pour la partie tonneau est illustré à la figure 5.12. Les 2 bouchons disposent également des mêmes outils. Les tours pour lesquelles des erreurs de liens sont détectées sont également affichées.

Au niveau du *Data Quality Monitoring* (DQM), le fonctionnement des primitives de déclenchement est suivi grâce à la comparaison avec les primitives émulées. L'opérateur en charge du DQM a accès en ligne à des histogrammes semblables à ceux de la figure 5.4. Des histogrammes plus simples présentant par exemple le taux d'occupation de chaque tour au delà d'un certain seuil en énergie sont également affichés. Les comparaisons des candidats L1- e/γ avec l'émulateur sont de même répertoriées par le DQM. Comme nous l'avons vu à la section 5.3.3, les comparaisons au niveau des primitives de déclenchement permettent de contrôler leur alignement temporel. L'alignement est également vérifié grâce aux histogrammes des SLBs (voir section 4.3.3). L'opérateur visualise un histogramme

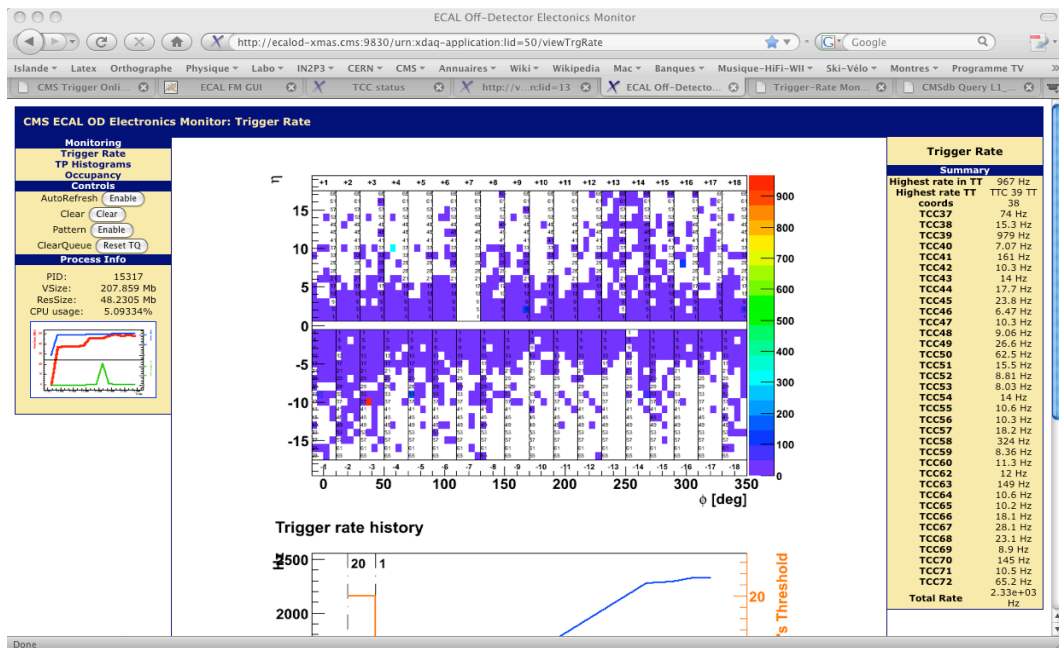


Figure 5.12: Page de monitoring présentant les taux de déclenchement (en Hz) dus à chaque tour du calorimètre électromagnétique. L'échelle colorée sur l'axe Z représente le taux de déclenchement induit par la tour.

de synthèse résultant de la comparaison des histogrammes des différentes tours avec la distribution des numéros de croisements de faisceaux publiée par le LHC.

Enfin, un programme d'analyse rapide *offline* plus complet que l'analyse effectuée dans le cadre du DQM, est régulièrement utilisé pour vérifier et valider les principaux *runs*. Ce programme effectue à nouveau les comparaisons avec l'émulateur, mais en distinguant les différentes sources de *triggers*. Il permet le suivi des primitives de déclenchement en fonction de divers paramètres tels le numéro de croisement de faisceaux, la position dans le calorimètre etc. Les candidats L1-e/ γ isolés ou non-isolés sont également analysés. Les résultats sont alors publiés dans une page *WEB* [73] et contribuent à la validation du *run*.

Chapitre 6

Premières collisions au LHC et mesure des performances du système de déclenchement

Contenu du chapitre

6.1	Toutes premières collisions et performances temporelles . . .	100
6.1.1	Optimisation de la phase d'échantillonnage	100
6.1.2	Fractions de pre-post firing	102
6.2	Performances avec les collisions à 7 TeV	102
6.2.1	Mesures d'efficacités de déclenchement avec les électrons	104
6.2.1.1	Electrons de conversion	104
6.2.1.2	Utilisation des $Z^0 \rightarrow e^+e^-$	106
6.2.2	Résolutions en énergie	108
6.3	Une limitation presque inattendue : les signaux anormaux .	110
6.4	Perspectives en 2011	115

6.1 Toutes premières collisions et performances temporelles

Les premières collisions proton-proton au LHC (à 900 GeV, puis 2.36 et 7 TeV) ont eu lieu en fin d'année 2009 et début d'année 2010 avec une luminosité faible, impliquant peu de paquets de protons dans le tube à vide (en commençant par un unique paquet par orbite LHC). Le taux de collisions était donc suffisamment faible, pour que le système de déclenchement puisse utiliser uniquement des *triggers* de biais minimum. Ces *triggers* sont basés sur la détection du passage d'un paquet de protons dans le tube à vide, grâce au *Beam Pick-up Timing for the eXperiment* (BPTX [74]), en coïncidence avec une activité dans les tuiles de scintillateurs (*Beam Scintillator Counters*, BSC [74]) collées sur le calorimètre très à l'avant. La résolution temporelle de BPTX et de BSC est suffisante (respectivement environ 200 ps et 1 ns [8]) pour clairement identifier le numéro du croisement de faisceaux. On disposait donc d'une source de *trigger* indépendante des *triggers* de physique habituels (dont e/γ) permettant d'optimiser et de vérifier les performances temporelles des détecteurs.

6.1.1 Optimisation de la phase d'échantillonnage

Le réglage de la phase d'échantillonnage des signaux des cristaux s'effectue via des retards propagés par les cartes de *Front-End* (FE). Le réglage est commun aux 25 cristaux d'une tour de lecture gérés par une FE et s'ajuste par pas de $25/24 = 1.04$ ns. Il doit, compenser le temps de vol des particules et donc dépend de la pseudorapidité, tenir compte des dispersions entre longueurs de fibres, etc. Les événements issus des collisions de protons avec les collimateurs (*splash*) ont permis d'obtenir ces réglages avec une bonne précision. La procédure, explicitée dans [72], permet d'obtenir une précision de 300 à 600 ps sur les coefficients ajustant les différents retards des cartes FE. On peut

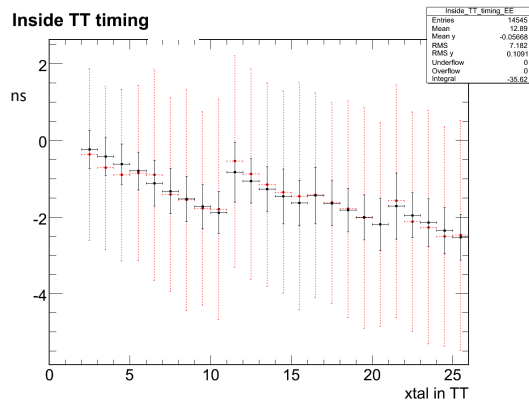


Figure 6.1: Différence de temps entre le temps reconstruit d'un cristal de la tour et celui du premier cristal de la tour en fonction du cristal considéré, avec en noir, le tonneau, et en rouge pointillé les bouchons.

apprécier, sur la figure 6.1, la différence ΔT , pour des événements *splashes*, entre le temps reconstruit d'un cristal de la tour et celui du premier cristal de la tour. On observe que ΔT dépend du cristal considéré, ce qui s'explique par la dépendance, au sein d'une tour de lecture, de la mesure temporelle en fonction de la pseudorapidité. Il va de soi qu'au niveau de la reconstruction *offline*, ces biais peuvent être éliminés. Cependant, ils sont intrinsèques à la façon dont l'horloge est distribuée entre les cristaux gérés par une même carte FE et affectent donc les primitives de déclenchement, puisque l'algorithme de calcul (voir 3.2.1) est optimal lorsque le signal est échantillonné à son maximum. De plus, la phase d'échantillonnage du signal des cristaux, influe directement, sur la différence de phase entre l'horloge déduite des données série provenant du *Front-End*, et l'horloge utilisée par la TCC pour traiter ces données. Il a donc été nécessaire d'optimiser la phase d'échantillonnage pour les besoins du déclenchement. Il s'agit de trouver un point de fonctionnement qui soit stable en présence de faibles changements de la phase relative entre les paquets de protons et l'horloge globale utilisée par CMS (dérivée de celle du LHC). La procédure consiste à mesurer l'efficacité de déclenchement L1-e/ γ en fonction de la phase d'échantillonnage. Cette efficacité est non biaisée puisque le déclenchement utilisé est celui de biais minimum indépendant de L1-e/ γ . Seule l'efficacité de déclenchement correspondant au croisement de faisceaux de la collision doit être considérée. Rappelons que pour chaque événement, les candidats L1 correspondant au croisement de faisceaux sont enregistrés, mais aussi, ceux du croisement précédant et suivant. Par conséquent, l'efficacité est définie par $N_{L1-e/\gamma}^{BX=0} / (N_{L1-e/\gamma}^{BX=-1} + N_{L1-e/\gamma}^{BX=0} + N_{L1-e/\gamma}^{BX=+1})$, $N_{L1-e/\gamma}^{BX=0}$ représentant le nombre d'événements pour lesquels le *trigger* L1-e/ γ aurait déclenché au bon croisement de faisceaux. Cette efficacité est présentée dans la figure 6.2. Trois seuils de déclenchement sont

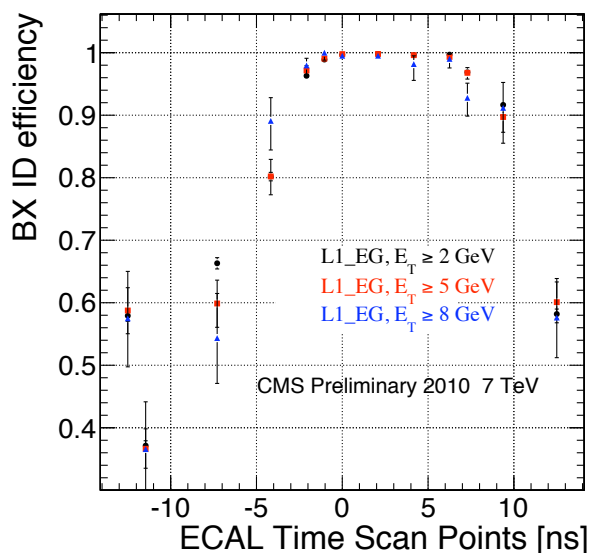


Figure 6.2: Efficacité de déclenchement L1-e/ γ pour le croisement de faisceaux de la collision en fonction de la phase d'échantillonnage des signaux du calorimètre électromagnétique.

considérés : 2, 5 et 8 GeV. On constate que la phase utilisée au démarrage de l'expérience (0 ns sur la figure) engendre bien une efficacité très proche de 100%. Cependant, une simple variation de -1 ns détériore l'efficacité. Le point de fonctionnement à +2 ns semble plus robuste à de petites variations. La phase d'échantillonnage du calorimètre électromagnétique a donc été changée en conséquence, après les toutes premières collisions à 7 TeV.

6.1.2 Fractions de pre-post firing

La luminosité augmentant, le déclenchement de biais minimum ne suffit plus. CMS a alors intégré progressivement les *trigger* de physique, sous réserve que l'inefficacité de déclenchement soit inférieure à 1%. Plus précisément, c'est surtout la probabilité de déclencher au croisement de faisceaux qui précède la collision (*pre-firing*) qu'il faut minimiser. En effet, CMS a établi des règles de déclenchement, mises en oeuvre par le *Global Trigger*, visant à minimiser les probabilités de débordement des électroniques. Ces règles imposent au maximum :

- 1 signal de déclenchement (L1A) en 2 croisements de faisceaux.
- 2 L1A en 25 croisements de faisceaux.
- 3 L1A en 100 croisements de faisceaux.
- 4 L1A en 240 croisements de faisceaux.

D'après la première règle, si le déclenchement a lieu au croisement de faisceaux qui précède la collision, alors, il sera impossible de déclencher sur le croisement de faisceaux de la collision. Il faut donc surtout veiller à minimiser la fraction de *pre-firing*. Dans le cas du *post-firing* (déclenchement au croisement de faisceaux qui suit la collision), l'effet est moins dramatique dans le sens où on peut espérer qu'un des *triggers* aura correctement déclenché, ce qui annule l'effet du *trigger*, source du *post-firing*. En reprenant la procédure développée à la section précédente, on obtient les fractions présentées à la figure 6.3. Compte tenu du réglage de phase adopté (+2 ns), les fractions de *pre-firing* sont bien inférieures à 1% et souvent assez proches de 1‰. Des fractions semblables sont obtenues pour le *post-firing* si l'on prend la précaution d'éliminer les signaux anormaux (voir section 6.3).

6.2 Performances avec les collisions à 7 TeV

Tout d'abord, rappelons les principales caractéristiques du déclenchement L1-e/ γ en 2010 avec les collisions proton-proton à 7 TeV :

Primitive de déclenchement		L1-e/ γ	
		LSB(E_T) E_T^{max}	0.5 GeV < 32 GeV
seuil minimal	0 GeV	<i>Fine Grain</i> rapport H/E	ignoré ignoré
		seuil isolation électromagnétique	1.75 GeV

Le déclenchement de premier niveau L1_SINGLE_EGx (x désignant le seuil considéré), résulte en fait d'un OU logique entre le flux des candidats L1-e/ γ isolés et non-isolés. La

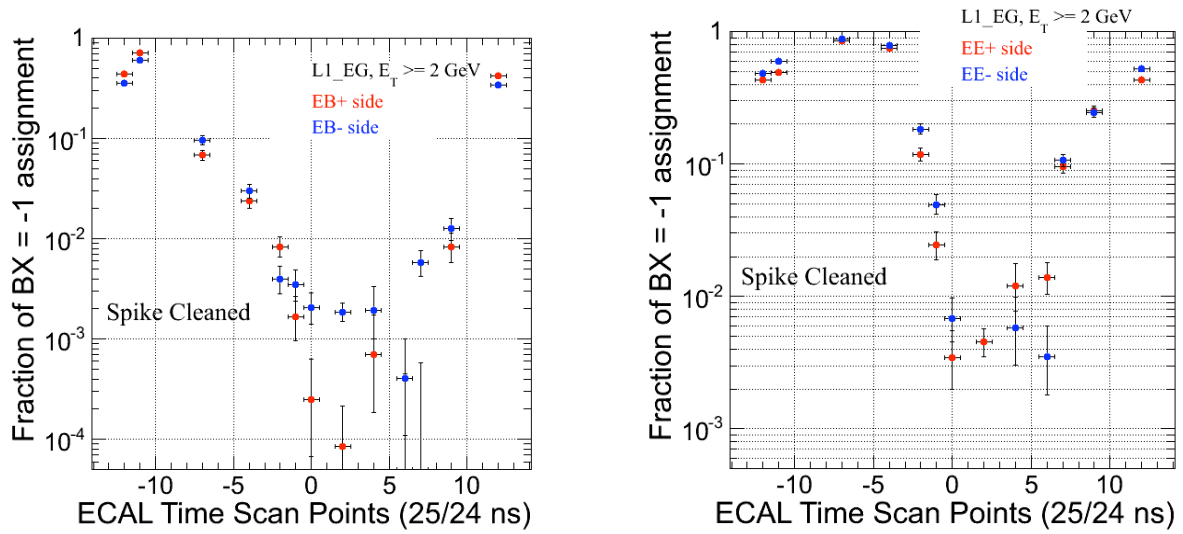


Figure 6.3: Proportion d'événements déclenchant au numéro de croisement de faisceaux précédant la collision, avec à gauche le tonneau, et à droite, les bouchons. Les points rouges et bleus correspondent respectivement à la partie positive et négative du calorimètre.

première étape du déclenchement de haut niveau (HLT) des électrons ou des photons est basée sur L1_SINGLE_EGx. Le seuil minimum de déclenchement sans *pre-scale* a évolué en fonction de la luminosité : initialement 2 GeV, puis 5 GeV et enfin, lorsque la luminosité a atteint environ $5 \times 10^{31} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, 8 GeV. A titre indicatif, la figure 6.4 présente les taux de déclenchement enregistrés dans l'un des derniers *runs* de 2010 (en proton), alors que la luminosité avoisinait les $10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ au début du *run*.

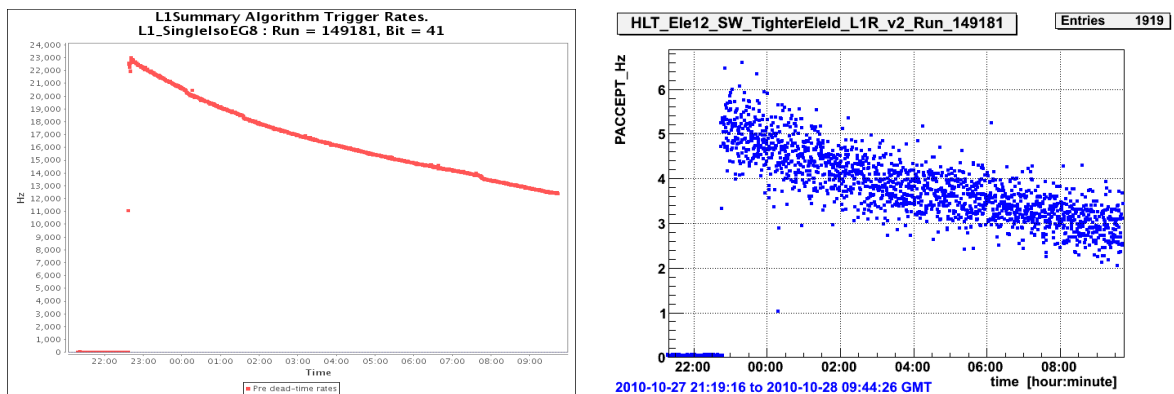


Figure 6.4: Evolution du taux de déclenchement de premier niveau e/γ $E_T > 8 \text{ GeV}$ à gauche, et du taux de déclenchement de haut niveau des électrons à droite.

6.2.1 Mesures d'efficacités de déclenchement avec les électrons

L'une des difficultés est de disposer d'un lot suffisamment pur en électrons, l'efficacité de déclenchement sur du bruit ou sur des *fakes* ayant peu d'intérêt. Deux stratégies ont été mises en oeuvre en fonction de la luminosité intégrée disponible : l'utilisation des électrons issus de conversions de photons, ou bien, issus de la désintégration d'un Z^0 .

6.2.1.1 Electrons de conversion

Au cours des premiers mois d'exploitation de 2010, le *trigger* de biais minimum était disponible avec des facteurs de *pre-scale* suffisamment faibles pour disposer d'événements non biaisés par le déclenchement L1-e/ γ . Un *trigger* HLT dédié (basé sur le L1 min-bias) sélectionnait les événements comportant un *super-agrégat* d'énergie supérieure à 7 GeV. Plusieurs sélections *offline* d'électrons ont été testées et, la pureté, basée sur une simulation Monte Carlo d'événements de biais minimums, pour des candidats électrons de $P_T > 8$ GeV, est présentée sur la figure 6.5. On constate que quelque soit la sélection, la

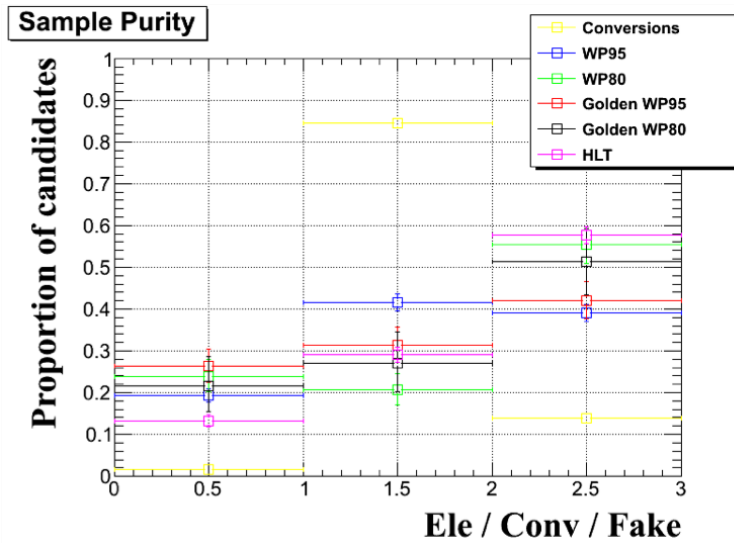


Figure 6.5: Pureté en électrons en fonction des sélections appliquées.

proportion d'électrons prompts n'excède pas 30% (voir le premier *bin* de la figure 6.5). Par contre, la proportion d'électrons issus de conversions de photons (deuxième *bin*) peut être considérablement enrichie, à hauteur de 84% (en jaune). Vis à vis d'une sélection typique telle que celle présentée à la table 2.5, on requière que la trace de l'électron soit "ambiguë", c'est à dire ayant un segment partagé avec une autre trace, et de plus, la partie la plus interne de la trace ne doit pas avoir laissé de signal dans le trajectographe. Le déclenchement est considéré efficace si, pour un électron dont le *super-agrégat* a une énergie transverse E_T , un candidat L1-e/ γ peut être associé à l'électron. Le critère d'association est le suivant : les régions de déclenchement couvertes par le *super-agrégat* doivent contenir au moins un candidat L1-e/ γ d'énergie transverse supérieure au seuil de

déclenchement considéré. Cette analyse, publiée dans [75], est réactualisée sur la figure 6.6 pour un seuil de déclenchement de 8 GeV. Les courbes d'efficacité, résultat d'un ajustement sur les données, sont affichées en noir. Les données (points noirs) représentent

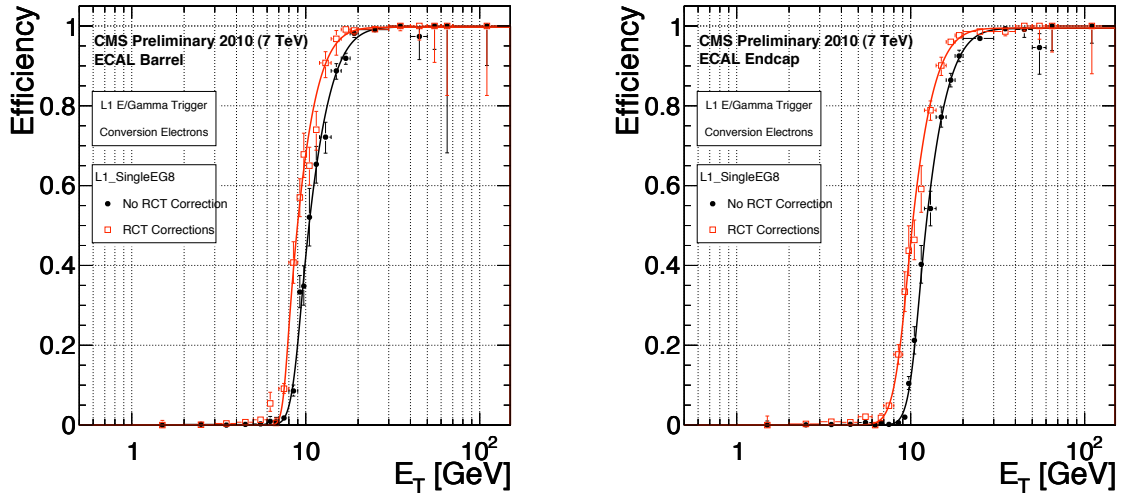


Figure 6.6: Courbe d'efficacité de déclenchement pour un seuil de 8 GeV pour des électrons de conversion avec à gauche, le tonneau, et à droite, les bouchons. Les courbes noir et rouge correspondent à l'efficacité avant et après l'application des corrections RCT.

environ 1.2 pb^{-1} . L'efficacité à 50% est atteinte respectivement dans le tonneau et les bouchons à 10.4 GeV et 12.5 GeV. Les courbes ne sont pas très pentues puisqu'il faut respectivement un accroissement de 5.1 GeV et 5.2 GeV pour passer de 20% à 80%. Les disparités entre le tonneau et les bouchons s'expliquent par le fait que la quantité de matière devant le calorimètre tend à étendre le *super-agrégat* sur plusieurs tours. L'algorithme de déclenchement utilisant uniquement 2 tours adjacentes, il devient moins efficace. Cet effet est plus prononcé dans les bouchons (surtout dans la zone de transition tonneau-bouchon). Une deuxième limitation intrinsèque des bouchons provient des tours virtuelles des anneaux les plus internes (voir section 3.1.1), pour lesquelles la résolution en énergie est bien moindre.

CMS a cherché à améliorer ces courbes, notamment la sensibilité de l'efficacité avec la pseudorapidité, en appliquant des facteurs correctifs aux candidats L1- e/γ . Plus précisément, ces facteurs sont appliqués par le *Regional Calorimeter Trigger* (RCT) aux primitives de déclenchement utilisées par le flux L1- e/γ . La simulation monte-carlo d'événements $Z \rightarrow e^+e^-$ a été utilisée pour déduire ces facteurs en fonction de η pour des électrons de $P_T > 8 \text{ GeV}$. La procédure cherche à recentrer la courbe de résolution $(E_T^{L1-e/\gamma} - E_T^e)/E_T^e$ en fonction de η . Les coefficients ainsi calculés sont présentés dans la figure 6.7. Ils suivent avec une bonne approximation la quantité de matière devant le calorimètre électromagnétique.

Compte tenu des facteurs de *pre-scale* appliqués au déclenchement de biais minimums, les données analysées, après application des facteurs correctifs de RCT, ne représentent

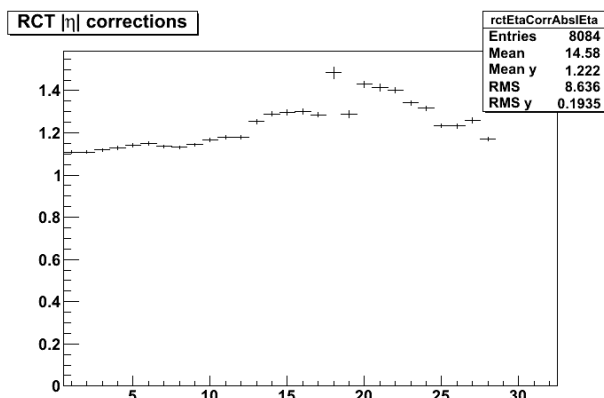


Figure 6.7: Facteurs correctifs appliqués par RCT aux candidats $L1-e/\gamma$ en fonction de l'indice de pseudorapidité de la tour.

que 1.4 pb^{-1} sur un total de 36 pb^{-1} collectés et exploitables en 2010 par CMS. Les nouvelles courbes d'efficacité sont illustrées en rouge sur la figure 6.6. Les mesures obtenues à partir de l'ajustement non *binné* d'une fonction décrivant l'efficacité (convolution entre une fonction de Heaviside et la résolution en énergie décrite par une fonction *crystalball*) sont résumées dans la table 6.1. L'incertitude d'origine statistique, correspond à l'intervalle à 68.2%. La méthode de calcul induit une erreur systématique de 0.02 GeV.

	$E_T^{50\%}$	$E_T^{80\%} - E_T^{20\%}$	$E_T^{95\%}$
Tonneau	$8.89 \pm_{0.15}^{0.21}$	$3.26 \pm_{0.34}^{0.43}$	$14, 54 \pm_{0.65}^{1.17}$
Bouchons	$10.32 \pm_{0.09}^{0.11}$	$4.07 \pm_{0.17}^{0.21}$	$17.22 \pm_{0.41}^{0.54}$

Table 6.1: Caractéristique de l'efficacité de déclenchement $L1-e/\gamma$ avec un seuil à 8 GeV. Les chiffres sont exprimés en GeV.

On constate d'après ces mesures que le déclenchement $L1-e/\gamma$ à 8 GeV peut être utilisé par le déclenchement de haut niveau à partir d'un seuil de 17 GeV sans perte significative d'efficacité. C'est d'ailleurs le premier *trigger* HLT single e/γ sans facteur de *pre-scale*. L'amélioration sur l'efficacité à 50%, avant et après correction, est de l'ordre de 1.5 GeV dans le tonneau et 2 GeV dans les bouchons. Le gain sur la pente est d'environ 1 GeV à 1.5 GeV. L'écart entre le tonneau et les bouchons reste néanmoins conséquent.

6.2.1.2 Utilisation des $Z^0 \rightarrow e^+e^-$

L'approche précédente n'est pas tout à fait satisfaisante. Les électrons issus de conversion sont en général mal isolés, et présentent donc des caractéristiques qui rendent les mesures d'efficacités pessimistes. L'utilisation de simulation monte-carlo avec des électrons prompts isolés le confirme. A partir du second semestre de l'année 2010, la luminosité a

crû considérablement, permettant des sélections plus élaborées d'objets. La désintégration de Z^0 en e^+e^- fournit une source d'électrons de grande pureté qui permet d'utiliser les techniques de *tag and probe*. La source de déclenchement de premier niveau est le *single* L1- e/γ à 8 GeV. On sélectionne l'électron dit de *tag* avec des coupures strictes (WP60, voir table 6.2) afin de réduire le bruit de fond. Le *tag*, de $P_T > 20$ GeV, doit être associé au candidat L1- e/γ , source du déclenchement. Les critères d'association sont les mêmes que dans la section précédente. L'électron de *probe*, de charge opposée au *tag* et avec $E_T > 17$ GeV, est sélectionné selon les coupures utilisées par HLT pour définir un électron. On cherche en effet à mesurer ici l'efficacité du L1 sur des électrons utilisés par le HLT.

	H/E	$\Delta\eta^{in}$	$\Delta\phi^{in}$ (mrad)	$\sigma_{i\eta i\eta}$	$\frac{ecalIso}{E_T}$	$\frac{hcalIso}{E_T}$	$\frac{trackIso}{E_T}$
HLT							
Tonneau	< 0.05	< 0.008	< 0.1	< 0.011	< 0.125	< 0.05	< 0.15
Bouchons	< 0.05	< 0.007	< 0.1	< 0.031	< 0.075	< 0.05	< 0.1
WP60							
Tonneau	< 0.025	< 0.004	< 0.025	< 0.01	< 0.04	< 0.03	< 0.04
Bouchons	< 0.025	< 0.005	< 0.02	< 0.03	< 0.02	< 0.02	< 0.025
Pas de trace ambiguë, pas de hit manquant dans les parties internes							

Table 6.2: Sélections appliquées sur les électrons de *Tag* (WP60) et *Probe* (HLT).

La figure 6.8 montre la masse invariante des 2 électrons pour les événements dont le *probe* est associé à un candidat L1- e/γ au delà du seuil considéré (8 GeV) à gauche, et à droite, ceux pour lesquels aucun candidat n'est trouvé. La statistique utilisée représente 35 pb^{-1} .

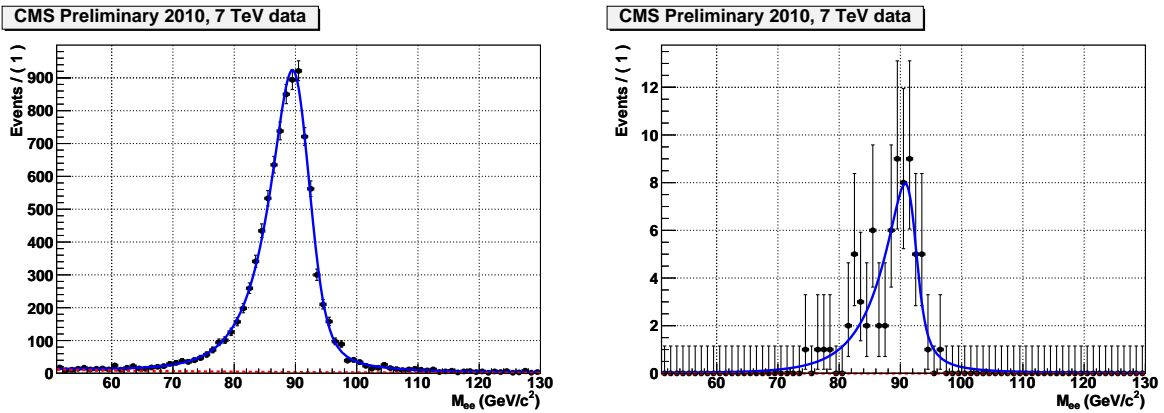


Figure 6.8: Masse invariante des 2 électrons *tag and probe*. A gauche : les 2 électrons sont associés à un candidat L1 – e/γ ; à droite : l'association a échoué pour le *probe*.

En ne gardant que les masses comprises entre 70 et 110 GeV, on trouve $N_{signal}^{pass} = 8963.9 \pm 97.2$ et $N_{signal}^{fail} = 70.1 \pm 41.5$, soit une efficacité globale de 99.2%. En séparant les contributions dans le tonneau et les bouchons, on trouve :

$$\epsilon_{EB} = 99.46 \pm_{0.10}^{0.09}, \quad \epsilon_{EE} = 98.67 \pm_{0.23}^{0.21} \quad (6.1)$$

L'efficacité de ce *trigger* est donc tout à fait adaptée à son utilisation par le *trigger* de haut niveau. L'origine de l'inefficacité provient des zones masquées pour le déclenchement, qui représentent respectivement dans le tonneau et les bouchons 0.4% et 2% des canaux.

Les Z^0 fournissent une excellente source d'électrons de grande énergie transverse, permettant de mesurer précisément l'efficacité au niveau du plateau de la courbe de *turn-on*. En relâchant la contrainte $E_T > 17$ GeV, on peut tenter de mesurer l'efficacité à basse énergie. Cependant, la statistique reste encore trop faible comme le montrent les mesures d'efficacité de la figure 6.9. Les premières données de 2011 seront mises à profit pour compléter ces mesures.

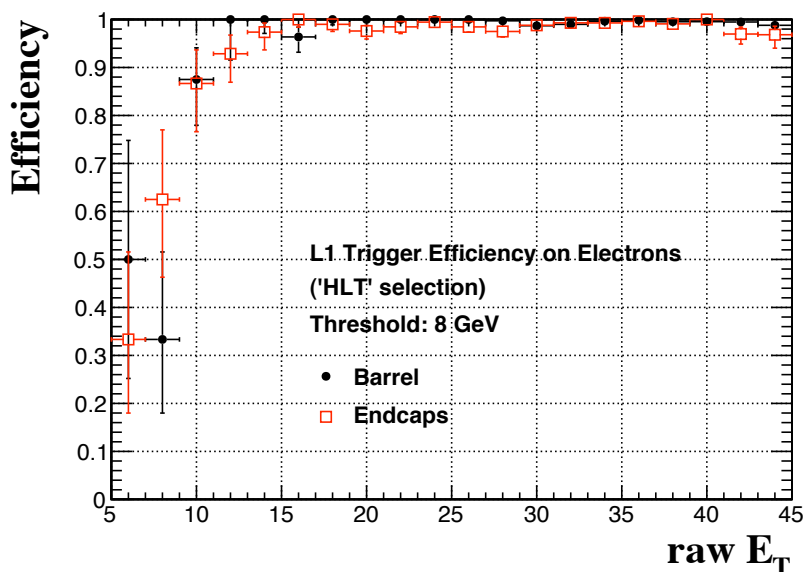


Figure 6.9: Efficacité de déclenchement pour un seuil de 8 GeV en fonction de l'énergie transverse (en GeV) de l'électron de probe, avec en noir le tonneau (points), et en rouge les bouchons (carrés).

6.2.2 Résolutions en énergie

Les mesures d'efficacité présentées à la section précédente sont directement liées à la résolution en énergie des candidats L1-e/ γ . En effet, en 2010 les critères d'isolation étaient tellement assouplis, que la résolution en énergie constitue le facteur dominant de l'efficacité. Aussi avons-nous utilisé les événements contenant un Z^0 se désintégrant en

pair d'électrons pour évaluer cette résolution. Les électrons sont sélectionnés selon les coupures HLT de la table 6.2 et doivent former une masse invariante comprise entre 70 et 110 GeV. Seuls les électrons associés à des candidats L1-e/ γ sont considérés. Les candidats L1-e/ γ saturant à 32 GeV, nous n'avons retenu que les électrons dont l'énergie transverse n'excède pas 80% de cette valeur, soit 25 GeV. Ceci permet d'éviter les biais dus à la saturation, mais restreint considérablement la statistique disponible puisque le E_T moyen est proche de 38 GeV. Les distributions de $(E_T^{L1-e/\gamma} - E_T^e)/E_T^e$ sont présentées sur les figures 6.10.

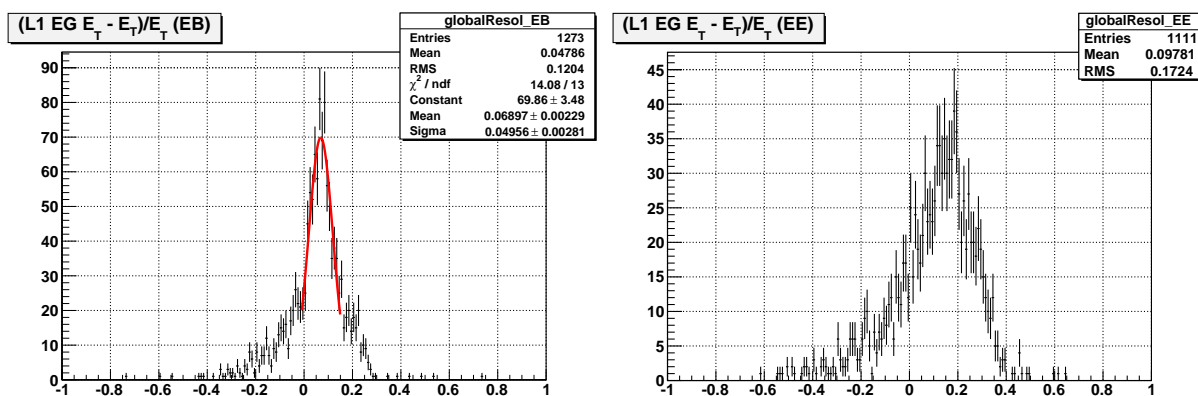


Figure 6.10: Distribution de $(E_T^{L1-e/\gamma} - E_T^e)/E_T^e$ pour le tonneau (à gauche) et les bouchons (à droite).

On constate que les valeurs moyennes diffèrent significativement de 0 (près de 5% dans le tonneau et 10% dans les bouchons). Bien qu'on ne peut exclure une sur-estimation des coefficients appliqués par RCT, l'explication la plus plausible est liée à l'échelle d'énergie. En effet, on constate à la figure 6.8 que la masse du Z^0 est sous-estimée de près de 2 GeV, l'effet étant d'autant plus marqué dans les bouchons. A la date d'écriture de ces lignes (fin 2010), les corrections déduites du suivi de la transparence des cristaux du calorimètre électromagnétique ne sont pas appliquées, ce qui contribue à sous-estimer l'échelle en énergie.

Quant aux largeurs des distributions des figures 6.10, représentatives de la résolution, elles sont de 12% et 17%. Le coeur de la distribution du tonneau est bien plus étroit et approche les 5% (ajustement gaussien). Compte tenu du spectre en énergie des électrons issus de la désintégration du Z^0 , l'énergie transverse moyenne est de l'ordre de 20 GeV (due à la coupure à 25 GeV). Le LSB des candidats L1-e/ γ contribue à hauteur d'environ 5% à la résolution, mais la principale source de dégradation provient de l'algorithme utilisé par les candidats L1-e/ γ , fondé sur 2 tours, alors que l'algorithme d'agrégation employé par les électrons est bien plus évolué. On peut vérifier cette hypothèse en restreignant la résolution aux électrons dont le *super-agrégat* ne s'étend, au plus, que sur 2 tours (en ne considérant que les tours dont l'énergie excède 0.5 GeV, soit environ 2.5σ du bruit). Le résultat est montré sur l'histogramme de gauche des figures 6.11, où la *queue* à gauche est complètement éliminée. Les distributions du nombre de tours associées aux

cristaux constituant le *super-agrégat* de l'électron, sont montrées sur les deux figures de droite de 6.11. Seules les tours dont l'énergie excède 0.5 GeV sont comptabilisées. On observe que les *super-agrégats* sont naturellement plus étendus dans les bouchons, ce qui dégrade d'autant la résolution des candidats L1-e/ γ . Mais que ce soit pour le bouchon ou les tonneaux, la moyenne du nombre de tour est plus proche de 3. J'estime donc qu'un facteur d'amélioration notable de la résolution en énergie des candidats L1-e/ γ (et donc indirectement de la courbe d'efficacité) réside dans la mise en place d'un véritable algorithme d'agrégation des candidats L1-e/ γ .

Enfin, la *queue* à droite de l'histogramme de gauche des figures 6.11 s'avère due à des tours proches de la zone de transition entre le tonneau et les bouchons pour lesquelles la quantité de matière est importante.

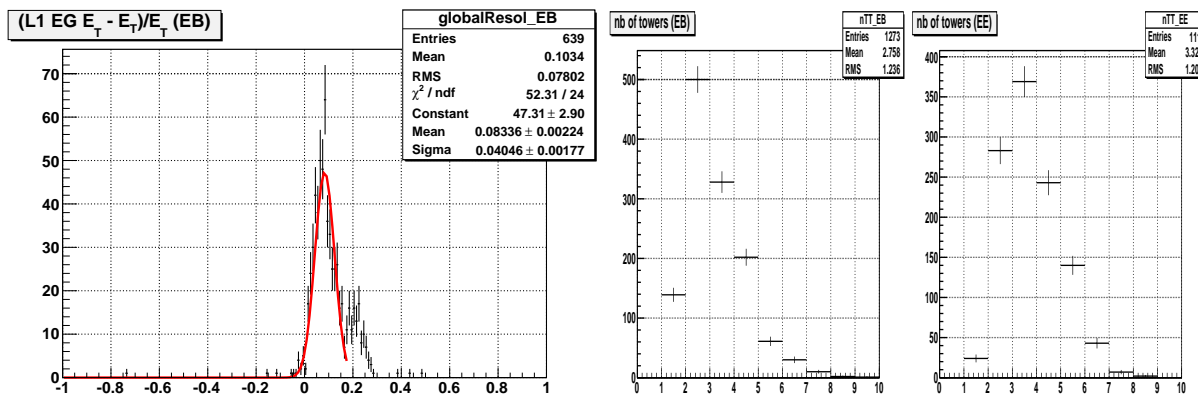


Figure 6.11: *A gauche : résolution en énergie transverse en restreignant l'étendue du super-agrégat à 2 tours (tonneau). Deux figures de droite : nombre de tours composant le super-agrégat (centre : tonneau, droite : bouchons).*

6.3 Une limitation presque inattendue : les signaux anormaux

Lors des analyses des toutes premières collisions à 900 GeV au LHC, certains événements déclenchés par le calorimètre électromagnétique au croisement de faisceaux précédant la collision, ne pouvaient s'expliquer par des réglages inappropriés. De plus, ils étaient caractérisés par un dépôt d'énergie dans un unique cristal, peu compatible avec une gerbe électromagnétique. La statistique s'accumulant, il devenait évident que nous avions affaire à des signaux anormaux, n'étant pas reproduits par la simulation standard de CMS. A cet égard, la figure 6.12 présente le spectre des dépôts d'énergie dans le tonneau superposé aux prédictions de la simulation. Ces signaux anormaux contribuent majoritairement au spectre en énergie au delà d'une dizaine de GeV, et ne se manifestent que dans le tonneau. Ces indices ont conduit à soupçonner les photodiodes à avalanche, et l'on sait aujourd'hui, que les signaux anormaux sont dus à des interactions de particules secondaires fortement

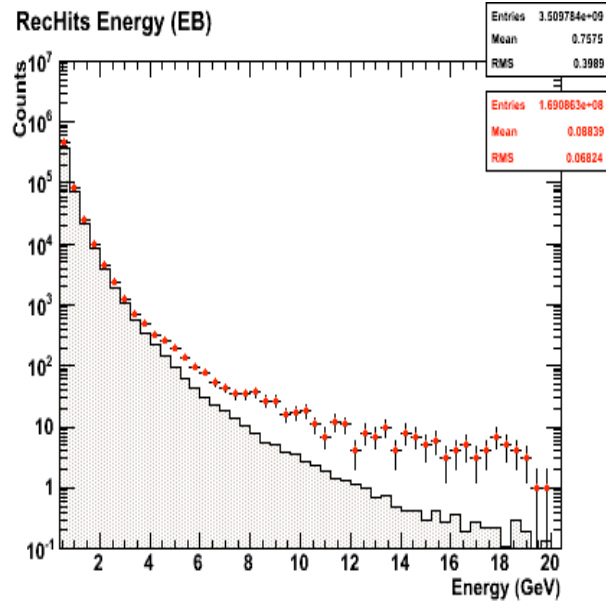


Figure 6.12: Dépôts d'énergie dans le tonneau avec les données (croix rouge), superposées à la simulation (histogramme).

ionisantes avec les APDs (ions et protons, produits d'interactions de neutrons, pions ou photons) [76]. Cet effet n'est pas vraiment une nouveauté, puisque plusieurs calorimètres ont souffert du même type de signaux avec diverses appellations : *hot spots*, *spikes*, *Texas towers* etc. Néanmoins, il faut bien l'avouer, CMS l'a oublié.

Les signaux anormaux se caractérisent par une forte contribution venant d'un unique canal, et le temps de montée du signal est plus rapide que dans le cas du signal classique généré par la scintillation. Le filtrage de ces signaux, basé sur la topologie du dépôt ou son temps d'arrivée, est donc relativement aisé *offline*. Ainsi la figure 6.13 présente la distribution de la variable $1 - E4/E1$, où $E4$ désigne la somme des énergies des 4 cristaux adjacents au cristal central ("la croix Suisse") et $E1$ représente l'énergie du cristal central. Une sélection efficace des signaux anormaux est réalisée en exigeant $1 - E4/E1 > 0.95$. On observe sur la figure de droite de 6.13, que la simulation incluant les APDs dans le volume actif reproduit parfaitement les données. Par ailleurs, le temps d'arrivée des signaux anormaux, présente une dispersion bien plus large que pour les signaux classiques. Ceci est illustré par l'histogramme rouge de la figure de gauche de 6.14. Dans les cas extrêmes, les signaux anormaux peuvent contribuer à du *pre-firing*. L'utilisation de la variable $1 - E4/E1$ n'est efficace que dans le cas où le signal anormal ne se superpose pas à un dépôt d'origine physique. On estime néanmoins que les signaux anormaux non isolés représentent moins de 0.6% de la totalité de ces signaux au delà de 10 GeV [77]. Ils peuvent être filtrés en exploitant leur caractéristique temporelle ou en employant des critères plus élaborés (forme du signal par exemple).

S'il est relativement facile d'éliminer les signaux anormaux *offline*, le danger qu'ils représentent pour le déclenchement n'est pas à négliger. Les mesures réalisées avec les

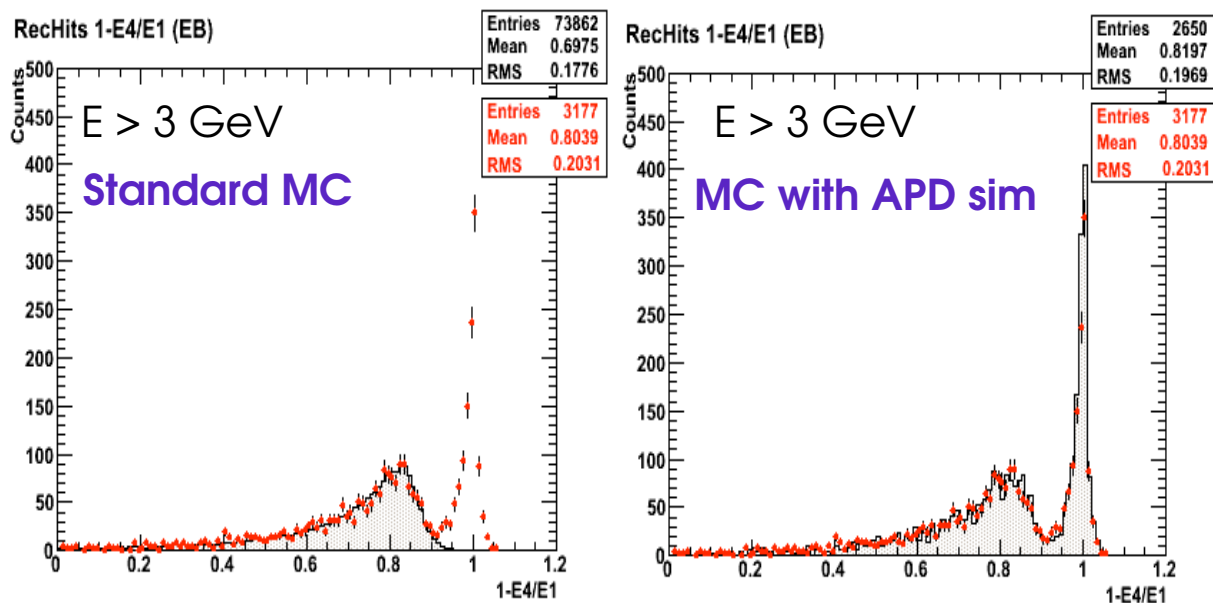


Figure 6.13: Distribution de la variable $1 - E4/E1$ pour les données réelles (points rouges) superposées à la simulation (histogramme) simple à gauche, ou bien la simulation incluant les interactions dans les APDs à droite.

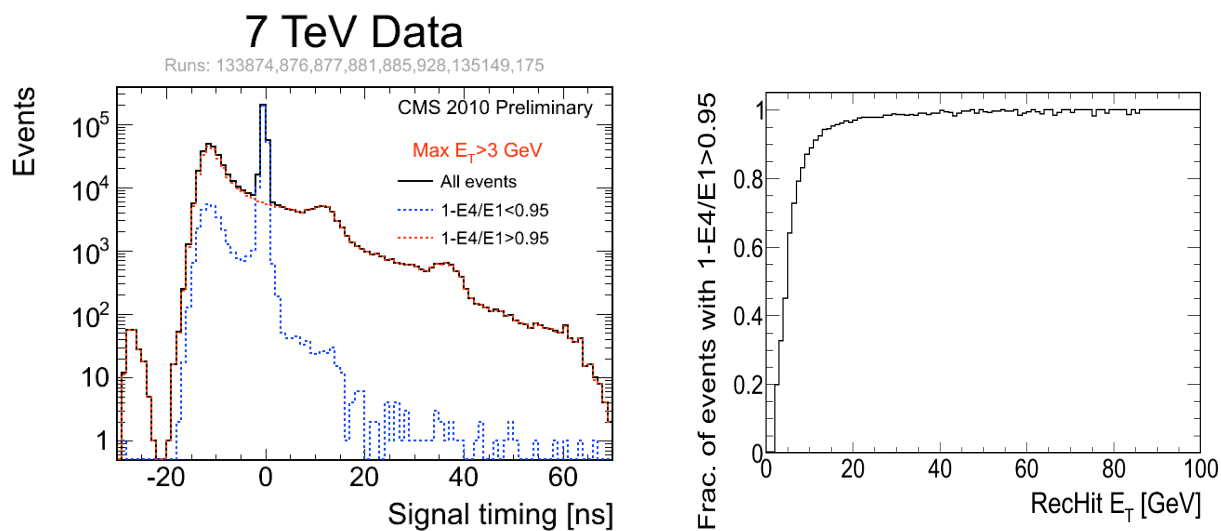


Figure 6.14: À gauche : temps d'arrivée des dépôts d'énergie (normalisé au temps de la collision) avec en rouge la contribution des signaux anormaux. À droite : fraction d'événement de biais minimums contenant un signal anormal en fonction de l'énergie transverse du cristal de plus haut E_T (données).

prises de données à 7 TeV ont ainsi montré que le taux de signaux anormaux croît linéairement avec le taux de biais minimums, en suivant environ 3×10^{-3} signaux anor-

maux ($E_T > 3$ GeV) par événement de biais minimums [76]. Par ailleurs, la proportion de signaux anormaux ne fait que croître avec l'énergie considérée, ce qui est illustré sur la figure de droite de 6.14. En conséquence, on estime que les taux dus à ces signaux dominant largement la bande passante du déclenchement de premier niveau au delà de 20 GeV, où le taux dû aux signaux anormaux pour une luminosité de 10^{34} cm⁻²s⁻¹ devrait approcher 65 kHz (estimation basée sur une extrapolation linéaire du taux de signaux anormaux avec la luminosité). Avec les luminosités de la fin 2010 (environ 10^{32} cm⁻²s⁻¹), le taux du L1-e/ γ $E_T > 15$ GeV dû aux signaux anormaux était de l'ordre du kHz. Par conséquent, un filtrage des signaux anormaux dès le déclenchement de premier niveau doit être mis en place, et ce dès 2011. L'utilisation de $E4/E1$, ou du temps des signaux est exclue car non supportée par le matériel existant (FE, TCC). La solution consiste à employer une caractéristique détournée des circuits FENIX de la carte FE : rien n'empêche en effet, de bénéficier de la flexibilité de calcul du bit de *Fine Grain* des bouchons pour une utilisation dans le tonneau. Le lecteur peut se référer à la section 3.1.2. Au sein d'une *strip*, le FENIX compare chaque entrée à un seuil. Le résultat des 5 comparaisons sert d'entrée à la table d'encodage LUT_{strip}^{FG} qui retourne 1 bit. Les 5 bits des 5 *strips* sont alors combinés selon un OU logique, produisant un bit unique que nous nommerons sFGVB (pour *strip Fine Grain Veto Bit*). Il suffit de programmer LUT_{strip}^{FG} pour pouvoir identifier un signal anormal. Ainsi, s'il existe au moins une *strip* possédant au moins 2 cristaux dont l'énergie excède un certain seuil T_{comp} , alors la topologie est incompatible avec un signal anormal. Ceci fixe la valeur $LUT_{strip}^{FG} = 0xffffee8$. On a donc sFGVB = 1 dans le cas d'agrégats, et 0 pour les signaux anormaux. La dernière étape consiste à annuler la primitive de déclenchement en présence d'un signal anormal. Il faut donc propager le bit sFGVB à la TCC qui se charge de cette annulation. Evidemment, nous avons dû modifier le format de données provenant du *Front-End* (table 4.1) et renoncer au bit de *Gap Flag* au profit du sFGVB. L'annulation de la primitive de déclenchement n'a lieu qu'au delà d'un certain seuil programmable T_{cancel} . Les paramètres du *Lineariseur* ont dû être également légèrement modifiés : au lieu de soustraire la ligne de base mesurée dans l'équation 3.10, on soustrait une valeur supplémentaire dépendant de la position du canal telle que la réponse du *Linéariseur* devient :

$$\begin{aligned} Lineariseur(x) &= \left[\left(x - \left(base - \frac{\delta}{2^{shift+2}/\sin\theta} \right) \times \frac{Mult}{2^{shift+2}} \right) \right] \\ &= \left[(x - base) \times \frac{Mult}{2^{shift+2}} + \delta \times \sin\theta \right] \end{aligned} \quad (6.2)$$

En conséquence, le seuil de comparaison devient dépendant du cristal, gagnant ainsi en précision, puisque $T_{comp} = \delta \times \sin\theta + \Delta$. Les paramètres à optimiser sont donc les valeurs δ , Δ et T_{cancel} . Le *hardware* ne permet pas de soustraire des valeurs négatives. En conséquence, la contrainte

$$base - \frac{\delta}{2^{shift+2}/\sin\theta} \geq 0 \quad (6.3)$$

permet de déduire la valeur maximale la plus appropriée de δ pour tous les canaux (environ 300, en unité ADC).

Divers tests ont été effectués fin 2010 avec les données réelles pour déterminer les valeurs de Δ et T_{cancel} , et vérifier que le déclenchement sur les électrons ou les photons

n'était pas trop affecté. Le bit sFGVB était enregistré mais la suppression de la primitive de déclenchement n'était pas effective afin de ne pas compromettre les prises de données. Un émulateur intégrant le sFGVB permettait d'estimer les performances de l'algorithme. Les résultats préliminaires suggèrent qu'au delà de 20 GeV, 95% des signaux anormaux (isolés) sont supprimés tout en gardant 99% d'efficacité sur le signal [77]. Ainsi, le taux de déclenchement des candidats L1- e/γ $E_T > 20$ dû aux signaux anormaux devrait rester en dessous de 5 kHz à $10^{34} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. La figure 6.15, obtenue à partir du traitement de l'émulateur sur les données réelles, montre la figure de mérite de l'algorithme de suppression des signaux anormaux par le L1. Un test avec une prise de donnée dédiée (un *run*

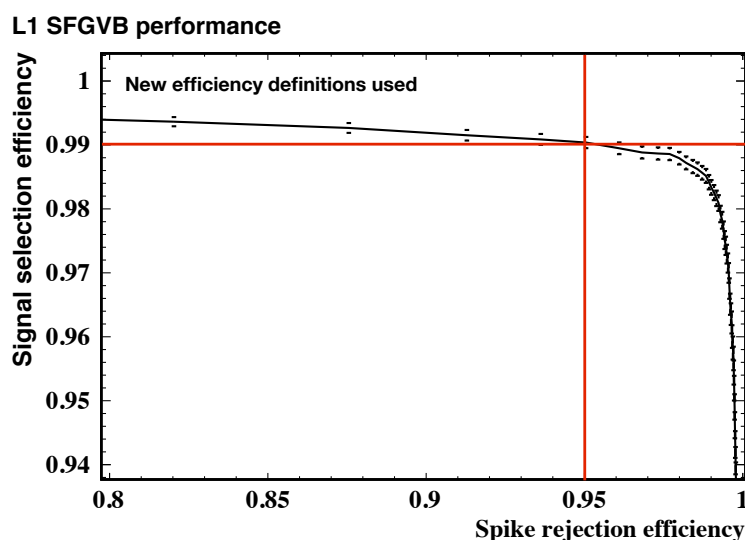


Figure 6.15: Figure de mérite de l'algorithme de suppression des signaux anormaux par le L1 obtenue grâce à un émulateur traitant les données réelles.

à basse luminosité) à permis de mesurer le taux de réduction apporté par l'activation de l'algorithme de suppression des signaux anormaux. Les résultats sont résumés dans la table 6.3. Ils s'avèrent cohérents avec le taux de signaux anormaux mesurés dans les

L1- e/γ 8 GeV	L1- e/γ 10 GeV	L1- e/γ 12 GeV	L1- e/γ 15 GeV	L1- e/γ 20 GeV
0.60	0.41	0.36	0.19	0.22

Table 6.3: Mesure du facteur de réduction apporté par l'algorithme (L1) de suppression des signaux anormaux.

données, en identifiant les candidats L1- e/γ associés à des signaux anormaux sélectionnés selon le critère $1 - E_4/E_1 > 0.95$. Ces tests devront être poursuivis au tout début 2011 avant l'activation définitive de la suppression des signaux anormaux dans les données.

Une dernière remarque avant de clore cette section : les mesures des performances des sections précédentes, ont été obtenues en éliminant *offline* les électrons contenant un

signal anormal. Le critère $1 - E4/E1 > 0.95$ a été utilisé. On cherche en effet à connaître les performances du déclenchement sur les signaux utiles à la physique.

6.4 Perspectives en 2011

L'année 2011 devrait connaître une augmentation significative de la luminosité. Plusieurs scénarios, dépendant de la structure des faisceaux, sont envisagés par CMS et résumés dans la table 6.4.

Luminosité ($\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)/ 10^{32}	2	5	10	20	50
Nb de paquets	400	800	1400	800	1400
Luminosité/paquet/ 10^{30} ($\text{cm}^{-2}\text{s}^{-1}$)	0.5	0.63	0.71	2.5	3.57

Table 6.4: Scénarios de luminosité en 2011.

Il est possible d'extrapoler les taux de déclenchement actuels du L1- e/γ aux luminosités de la table 6.4. Il suffit d'ajuster (polynôme) les taux mesurés avec les données de 2010, en fonction de la luminosité normalisée au nombre de paquets entrant en collision. Cette normalisation permet de tenir compte des effets d'empilement. On en déduit alors les taux (très approximatifs) indiqués sur la figure 6.16 avec ou sans application des facteurs de réduction de la table 6.3.

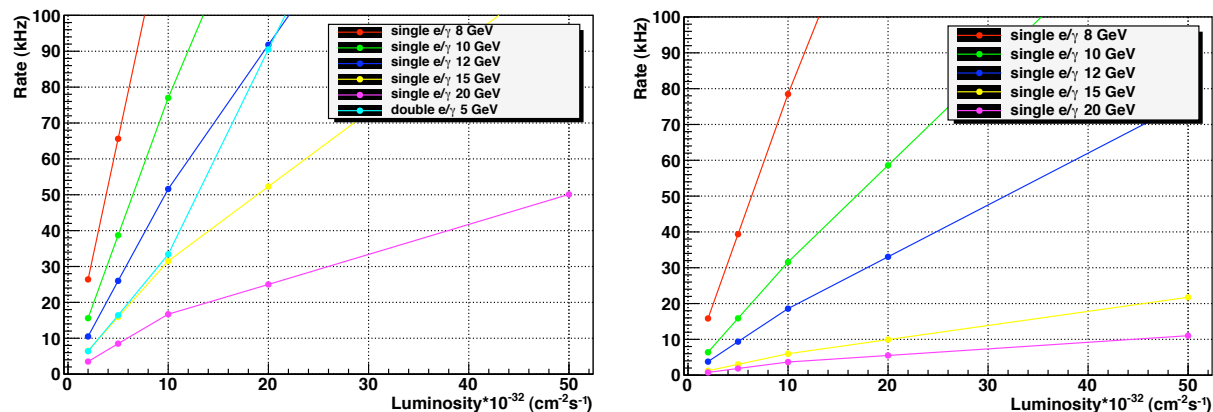


Figure 6.16: Estimation des taux de déclenchement des principaux algorithmes L1- e/γ en fonction de la luminosité. A gauche : sans élimination des signaux anormaux. A droite : avec élimination des signaux anormaux

Sachant que la bande passante totale du déclenchement de premier niveau (100 kHz) doit être partagée entre 6 familles de déclenchement (jets, e/γ , bilans énergétiques, muons, déclenchements croisés et bruit de fond), le taux alloué au déclenchement e/γ ne doit pas excéder environ 17 kHz (valeur indicative qui peut, le cas échéant, être augmentée au

détriment d'autres *triggers*). On observe donc que dès $2 \times 10^{32} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$, le seuil à 10 GeV est limite si les signaux anormaux ne sont pas éliminés. Le seuil à 8 GeV doit être abandonné (sans *prescale*) dans tous les cas. Seul le seuil à 20 GeV devrait être encore utilisable à $5 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$. Ces estimations (très grossières) s'appuient sur les taux mesurés en 2010. Il est possible (et quasi obligatoire) de réduire les taux en utilisant des décisions de déclenchement basées sur des candidats L1-e/ γ isolés. Les critères d'isolation actuels étant peu efficaces, il est prévu dès le démarrage de la prise de données de 2011, de tenir compte du bit de *Fine Grain* et du rapport H/E. Des études anciennes [4] estiment que les taux devraient ainsi diminuer de moitié, mais elles devront être confirmées par des mesures au tout début 2011.

La montée en luminosité en 2011 conduit également à augmenter les seuils de déclenchement des jets. L'énergie maximale des jets, avant saturation, devrait être de 256 GeV. En gardant le seuil actuel de saturation des primitives de déclenchement du calorimètre électromagnétique (64 GeV), le *trigger* sur les jets sera biaisé et seuls les jets contenant une faible fraction électromagnétique seront préservés. Par conséquent, il a été décidé d'augmenter l'énergie de saturation des primitives de déclenchement à 128 GeV ce qui implique que le LSB passera de 0.25 à 0.5 GeV. Il en résulte également un doublement du LSB des candidats L1-e/ γ qui passera à 1 GeV.

Ce chapitre nous a permis de passer en revue les principales performances du déclenchement de premier niveau consacré aux électrons et aux photons : fraction des événements déclenchés au mauvais croisement de faisceaux, efficacité de déclenchement avec des électrons et résolution en énergie des candidats L1-e/ γ . Ces performances sont tout à fait satisfaisantes pour les besoins du *trigger*, comme l'a montré l'excellent comportement de ce *trigger* tout du long des prises de données de 2010. Une difficulté liée aux signaux anormaux dans le calorimètre électromagnétique a bien été décrite, mais nous avons montré comment contourner ce problème. Les prochaines prises de données peuvent donc s'envisager avec une certaine sérénité.

Conclusion

Depuis la fin de l'année 2009, le LHC est en fonctionnement régulier et l'expérience CMS acquiert les données issues des collisions de protons ou d'ions. La possibilité de sélectionner des électrons ou des photons de grande énergie transverse est de la plus haute importance pour réduire le taux d'interactions produit au LHC. Cette sélection s'opère en deux étapes distinctes : le déclenchement de premier niveau et le déclenchement de haut niveau.

Le travail résumé dans ce document a couvert l'ensemble des activités que nous avons mises en oeuvre pour produire et exploiter un système de déclenchement de premier niveau performant, permettant de sélectionner des objets électromagnétiques. Une description précise de l'électronique de déclenchement du calorimètre électromagnétique a été donnée. Nous avons également montré comment nous l'avons conçue, produite et testée. L'optimisation des paramètres gouvernant le comportement du système de déclenchement du calorimètre électromagnétique a également été abordée. Les aspects liés aux logiciels n'ont pas été oubliés : les systèmes de contrôle de l'électronique et leur intégration dans le cadre de l'acquisition globale de CMS a ainsi été décrite, tout comme la problématique liée au stockage et à l'organisation des millions de paramètres.

Les premiers tests *in situ* de ce déclenchement sur les électrons ou les photons ont été également présentés : tests en faisceaux d'électrons, et tests avec les rayons cosmiques. Nous en avons déduit une première évaluation des performances escomptées dans le cadre des collisions au LHC.

Enfin, nous avons mis à profit la première année de prise de données en collisions, pour optimiser et évaluer les principales performances du déclenchement de premier niveau consacré aux électrons et aux photons. La fraction des événements déclenchés au mauvais croisement de faisceaux a été mesurée, attestant de la grande fiabilité de ce système de déclenchement. L'efficacité de déclenchement avec des électrons et la résolution en énergie des candidats $L1-e/\gamma$ ont été quantifiées par diverses méthodes. Ces performances s'avèrent excellentes et répondent parfaitement aux besoins du *trigger*.

Les prochaines années de prises de données peuvent s'envisager sous les meilleurs auspices. Malgré tout, avec la montée en luminosité, l'année 2011 risque d'être délicate pour ce déclenchement. La présence des signaux anormaux du calorimètre électromagnétique implique le déploiement d'une solution pour les éliminer en tant que source de déclenchement. Cette solution existe et nous l'avons décrite. Les critères d'isolation devront être également

mieux exploités. Les prises de données à venir devraient permettre de préciser les mesures de performances en présence d'objets de plus en plus complexes (électrons et photons isolés ou non-isolés etc) et en fonction de critères de plus en plus fins (dépendance en η , ϕ etc).

Bibliographie

- [1] ECFA Large Hadron Collider Workshop *Volumes I, II, III*, ECFA-90-133; CERN 90-10, Aachen 4-9 Oct. 1990
- [2] LHC Design Report, vol 1-2-3, CERN 2004-003, 2004 (<http://ab-div.web.cern.ch/ab-div/Publications/LHC-DesignReport.html>)
- [3] Steve Myers, 35th International Conference on High Energy Physics (ICHEP2010), Paris, 2010
- [4] The CMS collaboration, “The TriDAS Project Technical Design Report Vol. 1”, CERN/LHCC 2000-038, 2000
- [5] The CMS collaboration, “The TriDAS Project Technical Design Report Vol. 2”, CERN/LHCC 2002-026, 2002
- [6] The CMS collaboration, “CMS Physics Technical Design Report, Vol. 1”, CERN/LHCC 2006-001, 2006
- [7] The CMS collaboration, “CMS Physics Technical Design Report, Vol. 2”, *J. Phys. G : Nucl. Part. Phys.* 34, P995–1579, 2007
- [8] The CMS collaboration, “The CMS experiment at the CERN LHC”, *JINST* 3 S08004, 2008
- [9] The CMS collaboration, “The Electromagnetic Calorimeter Project”, CERN/LHCC 97-33, 1997
- [10] , G. Wrochna, thèse d’habilitation, “Muon Trigger of the CMS detector for LHC”, CMS-NOTE 1997/096, 1997
- [11] ALEPH, DELPHI, L3 and OPAL Collaborations, *Phys.Lett. B* 565 61, 2003
- [12] The LEP Electroweak Working Page, <http://lepewwg.web.cern.ch/LEPEWWG/>
- [13] C. Rovelli, “Standard Model Higgs searches with the CMS detector”, CMS-CR 2007/049, 2007
- [14] L. Agostino and M. Pieri, “High Level Trigger Selection of Electrons and Photons”, CMS-NOTE 2006/078, 2006
- [15] Voir la *CMS Trigger Review de 2010* :
<http://indico.cern.ch/conferenceDisplay.py?confId=114007>
- [16] S. Baffioni et al., “Discovery potential for the SM Higgs boson in the $H \rightarrow ZZ^{(*)} \rightarrow e^+e^-e^+e^-$ decay channel”, CMS-NOTE 2006/115, 2006

- [17] A. Drozdetskiy “The Standard Model Higgs Boson Discovery Potential in the Decay Channel $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 4\mu$ with the CMS Detector”, *CMS-TS 2007/019*, 2007
- [18] D. Futyan et al., “Search for the Standard Model Higgs Boson in the Two-Electron and Two-Muon Final State with CMS”, *CMS-NOTE 2006/136*, 2006
- [19] F. Beaudette, “Search for a light standard model Higgs boson in the $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow e^+ \nu e^- \bar{\nu}$ channel”, *CMS-Note 2006/114*, 2006
- [20] C. Rovelli, “The CMS electromagnetic calorimeter and the search for the Higgs boson in the decay channel $H \rightarrow WW^{(*)} \rightarrow 2e2\nu$ ”, *CMS-TS 2006/011*, 2006
- [21] Voir la *CMS Higgs Review de 2010* :
<http://indico.cern.ch/conferenceDisplay.py?confId=114679>
- [22] The CMS Electromagnetic Calorimeter Group, P. Adzic et al., “Reconstruction of the signal amplitude of the CMS electromagnetic calorimeter”, *The European Physical Journal C*, vol46, suppl. 1, 2006.
- [23] P. Paganini and I. Van Vulpen, “Pulse Amplitude Reconstruction in the CMS ECAL Using the Weights Method”, *CMS-NOTE 2004/025*, 2004
- [24] The CMS Electromagnetic Calorimeter Group, P. Adzic et al., “Energy resolution of the barrel of the CMS electromagnetic calorimeter”, *Journal of Instrumentation JINST 2 P04004*, 2007.
- [25] Yong Yang, “Commissioning, Performance and Calibration of the Electromagnetic Calorimeter of CMS” *en attente de publication dans les proceedings 35th International Conference on High Energy Physics (ICHEP2010)*, Paris, 2010
- [26] The CMS HCAL and ECAL collaborations, “The CMS Barrel Calorimeter Response to Particle Beams from 2 to 350 GeV/c”, *J. Phys. : Conf. Ser. 160 012056*, 2009.
- [27] Voir par exemple ma présentation à la conférence LHC Days 2010, “Performances of the CMS Trigger with the first collisions data at 7 TeV”,
<http://indico.cern.ch/getFile.py/access?contribId=9&sessionId=1&resId=0&materialId=slides&confId=89312>
 Split Croatie, octobre 2010.
- [28] P. Chumney et al., “Updated Regional Calorimeter Trigger Baseline Thresholds and Rates for a LHC Luminosity of $2 \times 10^{33} \text{ cm}^{-2}\text{s}^{-1}$ ”, *CMS-IN 2002/019*, 2002
- [29] M. B. Anderson et al., “Electron and Photon High Level Trigger in CMS”, *CMS-AN 2010/066*, 2010
- [30] C. Charlot, “La reconstruction des électrons dans CMS”, *Thèse d’habilitation, Université Paris 6*, 2007
- [31] M. Raymond et al., “The MGPA Electromagnetic Calorimeter Readout Chip for CMS”, *CERN/LHCC 2003/55*, 2003
- [32] M. Hansen, “The New Readout Architecture for the CMS ECAL”, *CERN/LHCC 2003/55*, 2003.
- [33] <http://cmssw.cvs.cern.ch/cgi-bin/cmssw.cgi/CMSSW/CalibCalorimetry/EcalTPGTools/>

- [34] E. Becheva et al., “Emulating the Level-1 Electromagnetic Trigger Response Using an Offline Database. Procedure for Populating This Database from the Online Information”, *RT2010 : 17th IEEE NPSS Real Time Conference*, 2010.
- [35] P. Busson et al., “A compression scheme for ECAL trigger primitive”, *CMS-IN 1996/016*, 1996
- [36] S. Bimbot, J. Bourotte, P. Busson, P. Paganini, N. Regnault, J. Fay, M. Hansen, “Tests of the CMS-ECAL Trigger Primitive Generation”, *CMS CR-2004/027, proceedings of 11th International Conference On Calorimetry In High Energy Physics*, 2004
- [37] <http://www.systemc.org/>
- [38] S. Bimbot, “Optimisation par réseaux de neurones du potentiel de découverte du boson de Higgs dans le canal $H \rightarrow ZZ^* \rightarrow 2e^+2e^-$ sur le détecteur CMS et étude des primitives de déclenchement du calorimètre électromagnétique”, thèse de doctorat de l’école polytechnique, 2006
- [39] <http://cmssw.cvs.cern.ch/cgi-bin/cmssw.cgi/CMSSW/SimCalorimetry/EcalTrigPrimAlgos/>
<http://cmssw.cvs.cern.ch/cgi-bin/cmssw.cgi/CMSSW/SimCalorimetry/EcalTrigPrimProducers/>
- [40] V.M. Ghete., “The CMS L1 Trigger emulation software”, in *Proceedings of 17th International Conference on Computing in High Energy and Nuclear Physics (CHEP09) J. Phys. : Conf. Ser. 219 032009*, 2010
- [41] P. Paganini et al., “Tests of the boards generating the CMS ECAL Trigger Primitives : from the On-Detector electronics to the Off-Detector electronics system”, *CMS CR-2004/066, in Proceedings of 10th Workshop on Electronics for LHC and future Experiments (LECC 2004), Boston (USA)*, 2004
- [42] T. Romanteau et al., “A real time electronics emulator with realistic data generation for reception tests of the CMS ECAL front-end boards”, *CMS CR-2005/029, in Proceedings of 11th Workshop on Electronics for LHC and Future Experiments (LECC 2005), Heidelberg (Germany)*, 2005
- [43] C. Collard et al., “CMS ECAL Front-End boards : the XFEST project”, *CMS CR-2005/030, in Proceedings of 11th Workshop on Electronics for LHC and Future Experiments (LECC 2005), Heidelberg (Germany)*, 2005
- [44] M. Hansen, “CMS ECAL FENIX ASIC design methodology”, *10th Workshop on Electronics for LHC and Future Experiments (LECC 2004), Boston (USA)*, 2004
- [45] J. Lackey et al., “CMS Calorimeter Level 1 Regional Trigger Conceptual Design”, *CMS NOTE-1998/074*, 1998
- [46] E. Machado et al., “2006 CMS Calorimeter Trigger Primitive Generator to Level 1 Regional Trigger Interface”, *CMS IN-2006/032*, 2006
- [47] J. J. Brooke et al., “The design of a flexible Global Calorimeter Trigger system for the Compact Muon Solenoid experiment”, *CMS NOTE-2007/018*, 2007
- [48] M. Stettler et al., *Proceedings of the 12th Workshop on Electronics for LHC and Future Experiments*, P274, 2006

- [49] G. Iles et al., *Proceedings of the 12th Workshop on Electronics for LHC and Future Experiments*, P465, 2006
- [50] P. Busson, “LNeuro 2.3 a digital Vectorial Processor for calorimeter trigger at LHC”, *Proceedings of the First Workshop on Electronics for LHC Experiments*, Lisbonne (Portugal), 1995
- [51] J. Varela, “Requirements for a fine grain calorimeter trigger”, *CMS-TN-95/143 Proceedings of the First Workshop on Electronics for LHC Experiments*, Lisbonne (Portugal), 1995
- [52] , J. Lackey et al., “CMS Calorimeter Level 1 Trigger Conceptual Design”, *CMS-TN-95/284*, 1995
- [53] G.P. Health et al., “Preliminary specifications of the baseline trigger algorithms”, *CMS TN-1996/010*, 1996
- [54] J. Varela et al, “TriggerPrimitivesBoards”, *CMS NOTE-1996/008*, 1996
- [55] R. Benetta et al., “Beam tests of the trigger and digital processing electronics for the electromagnetic calorimeter of the CMS experiment”, *CMS NOTE-1998/008*, 1998
- [56] B. Löfstedt, “The digital readout system for the CMS electromagnetic calorimeter”, *5th Conference on Electronics for LHC Experiments, Snowmass (USA) Nucl. Instrum. Methods Phys. Res., A 453 (2000) 433-9*
- [57] P. Busson, “Digital Filtering for ECAL Trigger Primitives Generator”, *CMS NOTE-1999/020*, 1999
- [58] S. Rutherford, “Implentation And Use Of The ECAL Selective Readout Algorithm”, *CMS IN-2002/027*, 2002
- [59] K. Kloukinas et al., “FEC-CCS : A common Front-End Controller card for the CMS detector electronics”, *Proceedings of the 12th Workshop on Electronics for LHC and Future Experiments, Valencia, Spain, CERN-2007-001 179*, 2006
- [60] N. Almeida et al., “Data Concentrator Card and Test System for the CMS ECAL Readout”, *Proceedings of the 9th Workshop on Electronics for the LHC Experiments, Amsterdam (2003). CERN-LHCC-2003-055*, 2003
- [61] N. Almeida et al., “The selective readout processor for the CMS electromagnetic calorimeter”, *Nuclear Science Symposium Conference record, 2004 IEEE 3 1721*
- [62] N. Almeida et al., “Description of the Synchronization and Link Board. ECAL and HCAL Interface to the Regional Calorimeter Trigger”, *CMS IN-2005/007*, 2005
- [63] Y. Geerebaert, “Étude et réalisation d’une carte électronique numérique pour la sélection des événements du détecteur CMS au CERN, La carte TCC68”, mémoire d’ingénieur CNAM, 2010
- [64] N. Almeida et al., “Electromagnetic Calorimeter Raw Data Format”, *CMS NOTE-2005/021*, 2005
- [65] <http://cmsdoc.cern.ch/~cschwick/software/documentation/HAL/index.html>
- [66] J. Gutleber, S. Murray, and L. Orsini, *Comput. Phys. Commun. 153,155*, 2003.

- [67] P. Musella, “The ECAL online software in the commissioning of the CMSdetector”, *Proceedings of Frontier Detectors for Frontier Physics, CMS CR-2009/160*, 2009
- [68] S. Bimbot, J. Bourotte, P. Busson, P. Paganini, N. Regnault, J. Fay, M. Hansen, “Tests of the CMS-ECAL Trigger Primitive Generation”, *CMS CR-2004/027, published in proceedings of XI International conference on calorimetry in high energy physics, Perugia, Italy, (CALOR04)*, 2004
- [69] Geant4 Collaboration, *NIM A 506*, 2003.
- [70] CMS Collaboration, “Performance of the CMS Level-1 Trigger during Commissioning with Cosmic Ray Muons and LHC beams”, *J. Instrum. 5 (2010) T03002*, 2010
- [71] CMS Collaboration, “Measurement of the Muon Stopping Power in Lead Tungstate”, *J. Instrum. 5 (2010) P03007*, 2010
- [72] CMS collaboration, “Time reconstruction and performance of the CMS electromagnetic calorimeter”, *J. Instrum. 5 (2010) T03011*, 2010
- [73] <http://test-ecal-cosmics.web.cern.ch/test-ecal-cosmics/TPGAnalysis/>
- [74] A.J. Bell, “Beam & Radiation Monitoring for CMS”, *NSS08 : 2008 IEEE Nuclear Science Symposium*, 18-25 Oct 2008, Dresden (Germany)
- [75] C. Broutin, P. Paganini, A. Zabi, “Level-1 Electron and Photon Trigger Commissioning and Performance on 7 TeV data” *35th International Conference on High Energy Physics (ICHEP2010)*, Paris, 2010
- [76] J. Virdee, “Anomalous signals in CMS calorimeters”, LHCC, July 6th, 2010
- [77] D. Petyt, “ECAL spike cleaning”, CMS Week in Bodrum, Sept 14th, 2010

Annexe A : liste des acronymes

Le lecteur trouvera ci-dessous une tentative (illusoire) de lister l'ensemble des acronymes utilisés dans ce document...

APD	: Avalanch PhotoDiode
ASIC	: Application-Specific Integrated Circuit
BER	: Bit Error Rate
CCS	: Clock and Control System
CIMT	: Conditional Inversion Master Transition
CSC	: Cathod Strip Chamber
CSCTF	: Cathod Strip Chamber Track Finder
CMS	: Compact Muon Solenoid
DCC	: Data Concentrator Card
DT	: Drift Tube
DTTF	: Drift Tube Track Finder
EB	: ECAL Barrel (calorimeter)
ECAL	: Electromagnetic CALorimeter
EE	: ECAL Endcap (calorimeter)
FGVB	: Fine Grain Veto Bit
FPGA	: Field-Programmable Gate Array
GCT	: Global Calorimeter Trigger
GT	: Global Trigger
HB	: HCAL Barrel (calorimeter)
HCAL	: Hadronic CALorimeter
HE	: HCAL Endcap (calorimeter)
HF	: HCAL very Forward (calorimeter)
HLT	: High Level Trigger
HO	: HCAL Outer (calorimeter)
HPD	: Hybrid PhotoDiode
L1	: Level 1 (Trigger)
LEP	: Large Electron and Positron collider
LHC	: Large Hadron Collider

LSB : Least significant Bit
QCD : Quantum Chromo Dynamic
PS : Proton Synchrotron, l'un des accélérateurs du CERN
RCT : Regional Calorimeter Trigger
RPC : Resistive Plate Chamber
sFGVB : strip Fine Grain Veto Bit
SPS : Super Proton Synchrotron, l'un des accélérateurs du CERN
TCC : Trigger Concentrator Card
TP : Trigger Primitives
TPG : Trigger Primitives Generator

Annexe B : Extraits de publications

**Pulse amplitude reconstruction in the CMS ECAL
using the weights method**



The Compact Muon Solenoid Experiment

CMS Note

Mailing address: CMS CERN, CH-1211 GENEVA 23, Switzerland



23 October 2004

Pulse amplitude reconstruction in the CMS ECAL using the weights method

P. Paganini
Ecole Polytechnique, Palaiseau, France

I. van Vulpen
CERN, Geneva, Switzerland

Abstract

This note presents details of the study and development of a flexible framework of (software) tools and methods which enables the use of a weights method to compute the signal amplitude from the raw ECAL time samples in the 2003 testbeam data. This new framework results in a simplified, robust and precise energy determination. The specific issues related to both testbeam and CMS operation are addressed and its characteristics and performance are discussed using data collected during the 2003 testbeam campaign.

1 Introduction

The scintillation light produced in the PbWO₄ crystals of the Electromagnetic calorimeter of the CMS detector is collected by the photo detectors (APDs in the barrel and VPTs in the endcaps) on the rear surface of the crystal, pre-amplified and digitized at 40 MHz. In the rest of this note, a duration of 25 ns is referred to as one 'clock'. Since the amplitude of the signal pulse or waveform from the preamplifier is a measure of the energy deposited in the crystal several algorithms have been developed to obtain an unbiased and precise estimate of this amplitude over the full energy range that is expected at the LHC for electrons and photons.

In this note the digital filtering technique applied to the reconstruction of the pulse amplitudes of electrons in the ECAL is discussed in detail. A flexible framework has been developed to investigate key aspects of the technique with real data collected during testbeam operation. The various techniques can however also be used directly in the CMS reconstruction package ORCA. The key parameters in the reconstruction are described and their influence on the energy resolution is investigated using, as a realistic example, the data collected during the 2003 testbeam campaign. The data taking period can be divided into two periods: one using the FPPA electronics and one with the MGPA electronics, the final electronics design that is foreseen to be used in the CMS experiment. Only in the first period was the amount of data sufficient to allow detailed studies as presented in this note. The testbeam campaign allowed to study for the first time the characteristics of a 50(100) crystal system. The framework allows to translate any existing universalities between sets of crystals into corresponding simplifications in the general reconstruction procedure. In this note a first step is taken towards the design of a robust strategy for CMS operation, but it is clear that the limited number of channels equipped with the final electronics makes it difficult to draw a final conclusion for CMS operation. The 2004 testbeam campaign will be crucial to clearly establish the best strategy to apply in CMS.

The note is organized as follows. In Section 2 an overview of the general algorithm is given, followed by a detailed discussion of the various parameters of the reconstruction procedure in Section 3. First, basic information on the electronic pulse shape is described in Section 3.1. In Section 3.2, the method to estimate the time of the maximum response time (pulse-maximum) is described, with a short discussion on the treatment of the complication during testbeam operation because of the random relationship between the clock phase and the signals. Section 3.3 discusses the final ingredient of the reconstruction procedure: the ratios between the different gains in the front-end electronics. For each of these three inputs, the universalities between sets of crystals that were observed are described together with the ideas for possible improvements. In Section 4 the reconstruction procedure is optimized by varying the size of the sample region, followed by a short discussion on the treatment of (correlated) noise in Section 5. Although this note is not meant to describe how to obtain the optimal energy reconstruction of the full shower with all its complications, some results on the performance in terms of noise are given in Section 6. Conclusions are finally given in Section 7.

2 The weights method

In this section the algorithm that is used to estimate the amplitude from the frame of individual time samples is quickly reviewed.

General principle

The algorithm used to reconstruct an amplitude from the individual samples is based on the widely used technique of digital filtering [1]. All samples contain information on the amplitude of the pulse and the magnitude of the baseline (pedestal) and an estimate of the amplitude is given by a linear weighting of the individual time samples:

$$\tilde{A} = \sum_i w_i S_i \quad , \quad (1)$$

where \tilde{A} is the estimate for the amplitude, the S_i are the individual digitized samples composed by the signal, the noise and the pedestal and the w_i are the corresponding weights. A set of optimal weights is obtained by minimizing the expected variance of the reconstructed amplitude.

If the pedestal is assumed to be known a priori to good precision it is clear that the most important samples in the estimation of the amplitude of the pulse are those located around the maximum since these samples contain most of the signal. Anticipating on the results given in Section 4, it is clear that using the other samples would add only a small amount of signal. In addition, when using these other samples a good knowledge of the expected signal shapes in these regions is required since the resolution on the amplitude could otherwise even deteriorate. A

compromise is found in Section 4. However, if the estimation of the pedestal is not precise enough (as is the case if the pedestal would vary during a run of data taking), also samples containing a significant contribution from this pedestal have to be used to allow a precise estimate of the pedestal on an event-by-event basis.

If the time of the maximum response is stable for a given channel (this is foreseen in CMS, but was not the case in testbeam, see Section 3.2), one unique set of weight is enough for each crystal. If in addition it is assumed that a set of channels are similar, the same set of weight can even be applied to all these channels (see Section 3.1).

Mathematical details

In the following discussion it is assumed that the time of the maximum is known to good precision (see Section 3.2).

In general, the single sample i (at time t_i , a multiple of 25 ns), can be modeled by:

$$S_i = A f_i + b_i + p \quad ,$$

where A is the true amplitude, f_i the expected pulse height for sample i (see Section 3.1), b_i the background coming from the electronic noise of the i^{th} samples and p a constant baseline or pedestal.

The set of weights used in equation (1) should provide an unbiased and the most precise estimate of the true pulse amplitude. The first requirement, an unbiased estimate ($\langle \hat{A} \rangle = A$), leads to the following constraints:

$$\sum_i w_i f_i = 1 \quad \text{and} \quad \sum_i w_i = 0. \quad (2)$$

The second requirement, that of obtaining the most precise estimate of the amplitude, is obtained by minimizing the variance of \hat{A} , given by:

$$\sigma_{\hat{A}}^2 = \sigma_s^2 \sum_{i,j} w_i w_j \rho(t_i - t_j) \quad , \quad (3)$$

where the relation $\langle b_i b_j \rangle = \langle b_j \rangle \langle b_i \rangle = \sigma_s^2 \rho(t_i - t_j)$ has been used. Minimization of this variance, while satisfying the constraints from equation (2) is performed using a Lagrange multiplier technique:

$$C = \sigma_{\hat{A}}^2 - 2\lambda \left(\sum_i w_i f_i - 1 \right) - 2\gamma \left(\sum_i w_i \right)$$

is minimized with respect to w_i , which leads to the following matrix equation:

$$M \vec{W} - \lambda \vec{F} - \gamma \vec{I} = 0. \quad (4)$$

In this expression M is the covariance matrix that describes the correlation between the individual samples (electronic noise). The other quantities are defined by:

$$\vec{W} = \begin{pmatrix} w_1 \\ \vdots \\ w_n \end{pmatrix} \quad \vec{F} = \begin{pmatrix} f_1 \\ \vdots \\ f_n \end{pmatrix} \quad \vec{I} = \begin{pmatrix} 1 \\ \vdots \\ 1 \end{pmatrix}$$

and λ and γ can be found using the constraints ($\vec{W} \cdot \vec{F} = 1$ and $\vec{W} \cdot \vec{I} = 0$):

$$\begin{pmatrix} (M^{-1} \vec{F}) \cdot \vec{F} & (M^{-1} \vec{I}) \cdot \vec{F} \\ (M^{-1} \vec{F}) \cdot \vec{I} & (M^{-1} \vec{I}) \cdot \vec{I} \end{pmatrix} \begin{pmatrix} \lambda \\ \gamma \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} 1 \\ 0 \end{pmatrix}$$

Finally, replacing λ and γ in equation (4) gives the optimal set of weights: \vec{W} .

Explicit expression for the weights for two specific examples

As an example an explicit expression for the weights is given for two specific situations. In the most simple case, with the baseline or pedestal already subtracted (so we can omit the second condition in equation 2, and taking the covariance matrix as diagonal, the weights are given by:

$$w_i = \frac{f_i}{\sum_i f_i^2} \quad , \quad (5)$$

where f_i is the expected pulse height for sample i (see Section 3.1).

If the baseline is also left free, to allow for a remaining pedestal, the weights for the n samples are given by:

$$w_i = (\lambda f_i + \gamma) \quad , \quad \text{with} \quad \lambda^{-1} = \sum_i f_i^2 - (\sum_i f_i)^2 / n \quad \text{and} \quad \gamma = \frac{-\lambda \sum_i f_i}{n} \quad (6)$$

3 Pulse amplitude reconstruction issues & application to a system with many channels

From the discussion of the procedure to determine the optimum weights it is clear that two ingredients are vital in defining this set of optimum weights: a correct description of the expected shape of the pulse and an accurate estimate of the time of the maximum response. This section describes the various issues related to the pulse amplitude reconstruction using examples from the data collected during the testbeam campaign in 2003.

The energy contained in the crystal depends on the impact position of the electron. In all studies shown in the rest of this note, a set of events is selected that is expected to have a small energy dispersion. This was achieved by selecting events within a small trigger window of 2x2 mm around the maximum containment point: the impact point on the surface of the crystal where the energy deposited in the crystal is maximal. The distribution of the energy deposition in a crystal as a function of the impact position is shown in Figure 1 for 120 GeV electrons. In the plot the 4 mm region that is selected to perform the energy resolution measurement is also shown.

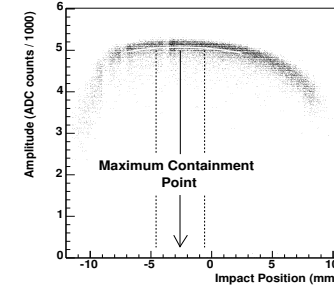


Figure 1: The distribution of the reconstructed energy as a function of the impact position on the crystal in X. The fit to the maximum, the maximum containment point and the region selected for the energy resolution measurement are also indicated.

When discussing the performance obtained using the determined weights, this section not only investigates the existence of similarities between sets of crystals in the 2003 set-up, but also studies the deterioration of the energy resolution when the situation moves away from being ideal. The most obvious similarities that are expected in a system with many channels are:

- Similar (identical) pulse shapes for sets of crystals.
- Independent estimation of the time of the pulse-maximum with respect to the trigger for all channels simultaneously.

The final algorithm that is implemented has the full functionality to describe the situation where each channel is unique, but has a set of control flags to introduce any level of simplification depending on which requirements for simplification are met.

3.1 Pulse shape information

When computing the optimal set of weights, detailed information on the expected individual sample heights (f_i , see for example equation (5)) is required. In this section the relevant issues related to the description of the expected pulse shape are described.

The measured shape for each crystal can be described using a digital representation (a profile histogram obtained using a high statistics run), or, as was done for the 2003 testbeam, by an analytic function. The advantage of using an analytic function instead of a profile histograms to represent the 'true' pulse shape is that it is not necessary to handle a large set of histograms. In Figure 2 the normalized pulse from an electron signal is shown together with the three parameters that are used to describe it using the following analytic form:

$$f(t) = \begin{cases} \left(\frac{t - (T_{\max} - T_{\text{rise}})}{T_{\text{rise}}} \right)^\alpha e^{-\alpha \left(\frac{t - T_{\max}}{T_{\text{rise}}} \right)} & \text{if } t > (T_{\max} - T_{\text{rise}}) \\ 0 & \text{otherwise} \end{cases} \quad (7)$$

In this analytic description, T_{rise} and α define the shape of the pulse, while T_{\max} simply defines the absolute position of the peak with respect to the trigger. To determine for each channel the parameters that best describe the average pulse shape, the shape is fitted in a region around the maximum using the analytic expression given in (7). The average pulse shape is obtained by using for each time offset in the pulse the average number of ADC counts obtained from all events with this particular time offset during a high statistics electron run. The region around the maximum response contains most information on the amplitude and the study that was done to determine the best region when trying to reconstruct the amplitude is described in Section 4.

Another parameter in describing the pulse for separate channels is the absolute position of the time of maximum response (T_{\max}). In CMS the ADC is clocked by the LHC, keeping the phase between the signals and the clock constant, but in the H4 testbeam the phase between the ADC clock and the signal pulse is completely random. In the testbeam the pulse is therefore 'sampled' at different times with respect to the average T_{\max} and a different set of weights is required for each possible offset within the 25 ns window. This phase, the 'TDC offset', can be determined in the testbeam for each event separately using the DAQ information with a precision of 0.5 ns. Any remaining effect from a possible jitter is discussed in Section 3.2.

Application to the testbeam data and observed similarities

The shape of the pulses for different sets of channels are expected to be rather comparable. If the pulse shape characteristics would be similar for a set of channels, the weights could be computed once for a 'standard' channel and then be used for all channels in this set simultaneously. In Figure 3 the average pulse shapes from 25 channels in a single module during the FPPA run of the 2003 testbeam campaign have been superimposed, showing a considerable similarity. This allowed a universal shape to be used to describe the pulses for this set of channels during the 2003 testbeam campaign.

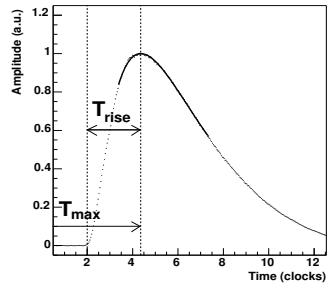


Figure 2: The definition of the parameters used in the analytic parametrization for the pulse shape.

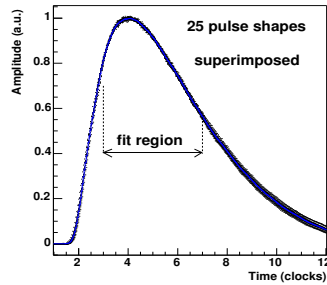


Figure 3: Distribution of the pulse shapes from 25 channels superimposed.

In Figure 4 the fitted values for T_{rise} and α for all 50 channels during the FPPA run is shown. The strong correlation between the two parameters is caused by fitting the pulse shape in only a small region around the maximum. In Figure 5 the effect on the energy resolution is investigated by varying the rise time T_{rise} and α of the pulse description. In this procedure the correlations between the two variables have been taken into account and as an indication of the size of the effect also the spread between the channels as observed in the 2003 testbeam is indicated. For the average electron signal $T_{\text{rise}} = 2.1287$ and $\alpha = 1.0814$, both in units of 'clocks'.

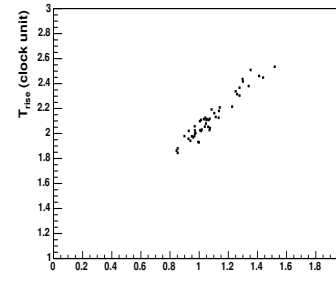


Figure 4: The distribution of the fitted parameters T_{rise} and α to describe the corresponding average pulse shape for all 50 channels during the FPPA run.

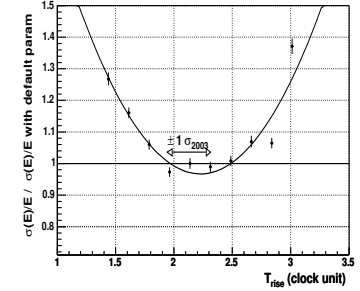


Figure 5: The effect on the energy resolution from using a wrong pulse shape (changing T_{rise}). The observed spread between the channels during the 2003 testbeam is also indicated.

Although the shapes of these channels are almost identical, the values of the average time of maximum response of the pulse (T_{\max}) are not. In Figure 6 the distribution of the T_{\max} for 50 channels reveals a dispersion of around 2 ns. This maximum response time is defined by the electronics and is stable during the period of data taking. The T_{\max} of each channel in CMS unfortunately can not be tuned individually, but can be altered for 25 crystals simultaneously which could be used to always have one sample exactly at the maximum of the pulse. As was done during testbeam operation however, the value for each channel is simply determined very accurately using an electron run at the beginning of data-taking and, together with the average shape, completely defines the pulse shape for every channel. Section 3.2 describes how this additional spread between the channels is incorporated in the reconstruction procedure and evaluates the effect on the energy resolution when not using a correct value of T_{\max} .

Shortcomings when using an analytic description of the pulse shape

When using an analytic expression to describe the pulse shape it is important to check over which range and to what precision the functional form is able to describe the characteristics of the distribution.

In Figure 7 the relative difference between the average pulse shape and the analytic fit is shown. From this figure it is clear that although the parametrization describes very accurately the region around the maximum of the pulse, it has some difficulty to describe the rising edge and the distribution at later times. Using information from these regions introduces a phase-dependent bias in the estimation of the amplitude and will therefore deteriorate the energy resolution. A possible improvement to allow a broader range of the pulse to be used would be to use a digital representation of the pulse shape. This would require a large statistics run. Related to this subject it should also be noted that it should be checked that the shapes of the pulses are identical for the different gains in the front-end electronics.

Pulse shapes from monitoring laser and conclusions

To monitor the crystal response over time, laser light from different wavelengths was injected in the crystal. The parameters that describe the pulse shapes from these signals (T_{rise} and α) are specific for each of the different wavelengths, but fortunately the shape could be characterized using the same parametrization as for the electron signal.

In this section it has been shown that the pulse of sets of channels can be described by a common analytic description, leaving for each channel (for a given signal) the time of maximum response as the only free parameter. In addition, the analytic form is shown to describe the pulse shape accurately in a region around the time of maximum response.

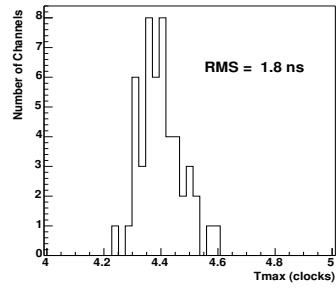


Figure 6: Distribution of the average time of maximum response (T_{\max}) for all 50 channels during the FPPA run.

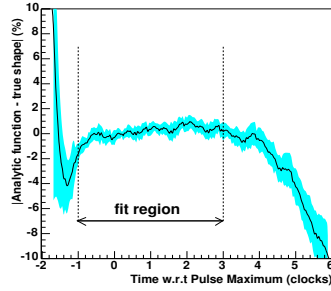


Figure 7: Relative difference between the (fitted) analytic form and the true pulse shape.

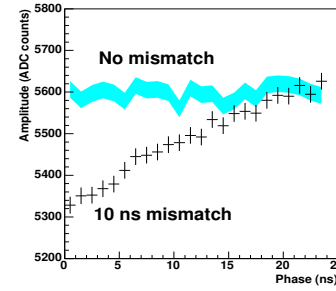


Figure 8: The reconstructed amplitude versus the TDC offset in runs where the TDC offset is estimated correctly and for those with a 10 ns mismatch.

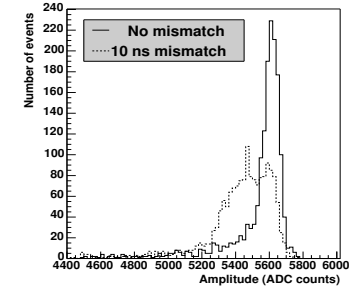


Figure 9: The reconstructed amplitude in runs where the TDC offset is estimated correctly and for those with a 10 ns mismatch.

3.2 Timing information

This section addresses the various aspects related to the timing information required to perform the amplitude estimation. In the reconstruction procedure as presented in this note, the time of maximum response (T_{\max}) is assumed to be known to high precision. In this section the effects from a wrong estimation of the absolute time of the pulse with respect to the trigger is investigated.

The procedure to treat the channel dependent offset in T_{\max} (as discussed at the end of Section 3.1) was done as follows: at the beginning of the run 25 sets of weights (a set of weights for every possible 1 ns^1 TDC offset of the pulse) were computed using the expected average pulse shape. In a given event the correct set of weights was chosen by first 'centering' the T_{\max} of the average pulse shape that was used to compute the weights on this channel using the pre-determined average T_{\max} for this channel. The measured TDC offset in the event was then used to select the correct set of weights.

Effect from a timing mismatch

In the rest of this section the degradation of the energy resolution as a function of a possible timing mismatch is investigated. Such a mismatch can originate from an inaccurate estimated TDC offset or a wrong determination of the T_{\max} for this particular channel.

Any shift between the expected and true pulse shape results in a significantly distorted reconstructed amplitude distribution as a function of the TDC offset as is shown in Figure 8 for a 10 ns mismatch²⁾. During testbeam operation there are events spread over 25 TDC bins and the resolution of the distribution of the reconstructed amplitude is seriously deteriorated as is shown in Figure 9 (this is a projection of Figure 8 on the y -axis).

This (cumulative) effect of the energy resolution as a function of this TDC mismatch is shown in Figure 10. The energy resolution was computed using a single 120 GeV electron beam where the TDC offset was artificially shifted by up to 5 ns with respect to its correct value.

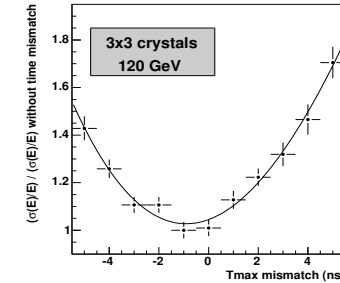


Figure 10: The distribution of the reconstructed energy resolution (normalized to the resolution when there is no time mismatch) as a function of a timing mismatch.

Differences between operation and testbeam and CMS

As mentioned before, during CMS operation the phase is fixed and the time-jitter of the clock is expected to be negligible (of the order of 10 ps, see [2]). The effect from a wrong value in the T_{\max} during CMS operation is also strongly reduced since a single timing offset will introduce a bias in the reconstructed amplitude (see Figure 8), but only a slightly worse resolution. The effect on the energy resolution from a possible jitter or instability of this offset for a particular channel will be strongly reduced with respect to the effect observed during testbeam operation. The amplitudes for different offsets will only have to be 'integrated' over a few 1 ns bins and not over the full 25 ns as is the case during testbeam operation which resulted in the strong dependence as was shown in Figure 10.

3.3 Gain ratios

The digitization of the reconstructed amplitude is done over the full dynamic range using a 12 bits ADC and to obtain a precise estimate over the large energy range expected at the LHC, pre-amplifiers with multiple gains are used. The front-end electronics uses two bits to describe one of the 4 (FPPA) or 3 (MGPA) gains. Using the FPPA electronics for example, the gain switch between gain 33 and gain 9 occurs around 65 GeV, clearly visible in Figure 11 where the average pulse shape from a 120 GeV incident electron is shown before a gain correction is applied. To avoid biases in the estimation of the amplitude the gain ratios should provide a smooth transitions across these energy boundaries for each crystal separately.

¹⁾ It is shown that using a set of weights for every ns, already results in the optimal energy resolution since using bins of $1/3$ or $1/25$ ns resulted in only a negligible increase in performance.

²⁾ A 10 ns mismatch is extremely unlikely, but was chosen to exaggerate the effect and show qualitatively (and clearly) what effect a timing mismatch induces.

Using a laser run where the power of the laser was increased throughout the run to simulate a large range of amplitudes, the gain transitions for all crystals were studied. Although a provision for a channel-dependent gain ratio is present, a single value could be used since the dispersion between the crystals was found to be very small. In Figure 12 the effect on the energy resolution from using a wrong gain ratio is shown. Whether, and for which samples, the range changes depends on both the energy and TDC offset. In Figure 12 the effect on the energy resolution is shown by varying the gain ratio between gain 33 and gain 9 using an 80 GeV electron run (on average 2 samples in gain 33 and 3 samples in gain 9). The observed spread between the channels during the 2003 testbeam is also indicated, showing that the precision on the gain ratios makes effect from this uncertainty negligible. The stability of these ratios should however be traced automatically during longer data taking periods to avoid possible drifts.

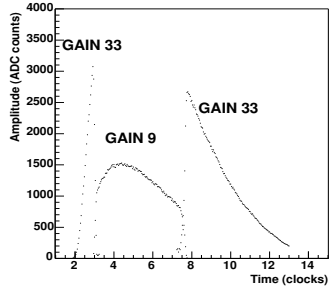


Figure 11: Distribution of the raw pulse from a 120 GeV electron signal before a gain-correction is applied.

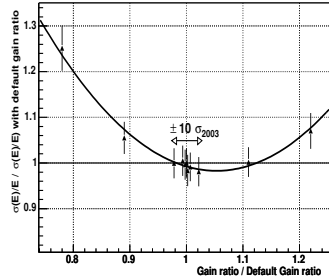


Figure 12: Effect of a wrong gain ratio on the energy resolution. The observed spread between the channels during the 2003 testbeam is also indicated.

4 Optimizing the time sample range

In this section two possible optimizations in the pulse amplitude reconstruction algorithm related to the choice of time sample range are described. In Section 4.1 the optimal choice of the first sample in the pulse is determined followed by a study of the resolution as a function of the number of samples in Section 4.2.

4.1 The first sample in the sample range

In this study, as in the rest of the note, it is assumed that the pedestal has been subtracted correctly and no pre-pulse samples are required to obtain an independent estimate of the remaining baseline.

As is clear from the description of the algorithm, (see equation (3)), the largest samples contain most information on the amplitude and for a fixed number of samples this corresponds to a specific choice in samples around the expected maximum. This optimal set of samples is computed using the expected variance on the estimated amplitude and the expected time of the maximum of the pulse itself can be computed for each event using the average T_{\max} for this channel and the measured TDC offset in the event. During testbeam operation the additional random phase results simply in a changing sample range that contains the largest sample as is shown in Figure 13 where two pulse shapes each displaced with 0.3 clocks (7.5 ns) with respect to the average T_{\max} of this channel are shown. The weights corresponding to the two possible ranges are computed at the start of a run, and for each event the TDC offset then fixes the optimal sample range and the corresponding weights to be used in the computation of the amplitude: the set of weights used is of course the one minimizing the variance of the estimator.

In Figure 14 the effect on the energy resolution when using different ranges of samples is shown: all have a total of 5 samples, but start at different samples before/after the expected maximum of the pulse. It is clear that the optimal choice is to use the range starting at one sample before the expected maximum up to three samples after that.

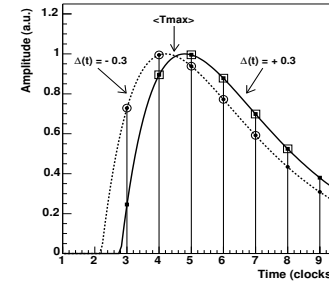


Figure 13: The pulse shape for two different values of the TDC offset for a single crystal. For both TDC offsets, the five samples resulting in the most precise estimate on the amplitude are also shown.

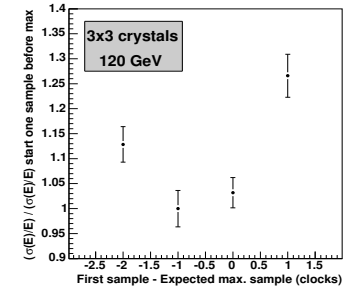


Figure 14: The distribution of the energy resolution (normalized to the resolution when starting at one sample before the maximum) as a function of the first sample that is used before the expected maximum of the pulse when using a total of 5 samples.

4.2 The number of samples

When a perfect description of the pulse shape could be used, the precision on the reconstructed amplitude increases as more samples (more information) are used in the computation with a low noise level. There are however a number of reasons to prefer a small number of samples: a reduced possibility of contamination from pile-up events, a reduced data-volume and an increase in reconstruction speed. Although during testbeam operation the most important objective is the most precise determination of the energy, it should be noted again that within the CMS experiment these may be important factors.

The effects from pile-up can not be studied in the testbeam, but the important question on the deterioration of the resolution when the number of samples is reduced can be answered. The effect on the energy resolution when varying the number of samples, is shown in Figure 15. The deterioration of the resolution when more than five samples are used can be understood from the fact that the analytic description of the pulse does not describe very well the tail of the pulse as can be understood from Figure 7. Using those samples in combination with weights computed using the analytic shape introduces a bias in the estimate of the amplitude and results in a worse energy resolution. From Figure 15 it is clear that the most precise energy measurement is obtained when using five (or four) samples. It was decided to work with five samples.

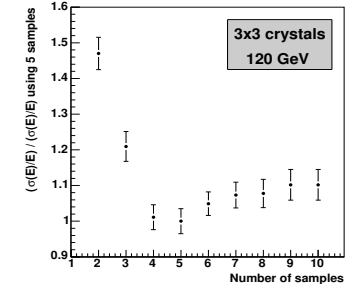


Figure 15: The distribution of the energy resolution (normalized to the resolution when using five samples) as a function of the number of samples used in the computation.

5 Treatment of pedestals and (correlated) noise

As discussed in Section 2, the weights method allows the remaining pedestal to be extracted simultaneously with the amplitude by using 'empty' pre-pulse samples and a special set of weights (see equation (6)). In this note however the pedestals are assumed to have been subtracted using 'empty' runs for each of the gains separately between electron runs. Remaining effects from coherent noise (the so-called 'breathing' effect) have been corrected for using a dedicated algorithm.

Another important effect is the treatment of correlations between the samples. In the results as presented in the

next section, this source of correlated noise has not been taken into account, although this correlation matrix can easily be obtained from the same run that is used to obtain the pedestal and could then be inserted in the weights computation. The improvement in resolution that can be obtained in the 2003 testbeam campaign by taking into account a varying baseline that is assumed to be constant for all samples, is explained in detail in [3]. For this a method as explained in Section 2 of this note was used. A further improvement can be achieved by taking correctly into account the measured correlation matrix.

6 Results

In this section the performance of the weights method is investigated using the data collected during the MGPA runs by studying the width (due to noise) and bias when empty time frames are reconstructed.

When reconstructing a full shower energy using a (large) cluster of crystals also crystals with small energy depositions are included. To provide an unbiased estimate, the reconstruction method is required to also describe very well small (zero) signals: i.e. the average energy for a crystal that has only contribution from noise should be zero. In Figure 16 the distribution of the reconstructed energy in a crystal far away from the crystal that was hit shows for the MGPA front-end electronics that there is no bias (the same is true for the FPPA electronics). Adding noisy channels will not bias the central value of the reconstructed energy and the noise from a single channel can be estimated to be roughly 50 MeV.

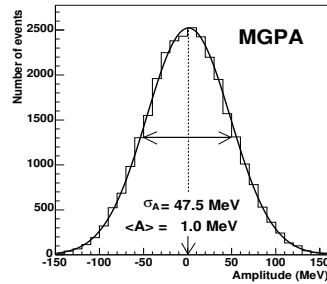


Figure 16: Distribution of the reconstructed energy on an 'empty' crystal during an electron run using the MGPA.

7 Conclusions

In this note an implementation of a weights method for pulse amplitude reconstruction has been presented and its characteristics and performance has been evaluated using the 2003 testbeam data. The implementation allows different levels of complexity, depending of the specific characteristics of the data and the method is shown to provide an unbiased energy estimate down to very small energies. These characteristics, combined with the simple set-up, make that this reconstruction method has all the properties to be considered as a working solution for the energy construction in the CMS ECAL.

Acknowledgments

We would like to give our thanks and acknowledge our indebtedness to the very many collaborators on the ECAL project whose work on the preparation of the super-module and its operation and data-taking in the test beam made the obtaining of these results possible. Also to the many collaborators who worked on the software and analysis, and whose tools and ideas we have freely used. We would especially like to thank R. Bruneliere, M. Dejardin, G. Dewhirst, P. Jarry, P. Gras and C. Seez for many useful discussions on the testbeam data and the construction of the algorithm.

References

- [1] N. Wiener, "Extrapolation, Interpolation and Smoothing of Stationary Time Series.", Press of the MIT and J. Wiley, New York, 1949.
- [2] B. G. Taylor, "Timing distribution at the LHC.", Prepared for 8th Workshop on Electronics for LHC Experiments, Colmar, France, 9-13 Sep 2002
- [3] CMS RN 2004/004, G. Dewhirst and R. Bruneliere "Energy resolution of the CMS ECAL barrel super-module using MGPA electronics".

Performance of the CMS Level-1 trigger during commissioning with cosmic ray muons and LHC beams

COMMISSIONING OF THE CMS EXPERIMENT WITH COSMIC RAYS

Performance of the CMS Level-1 trigger during commissioning with cosmic ray muons and LHC beams

CMS Collaboration

ABSTRACT: The CMS Level-1 trigger was used to select cosmic ray muons and LHC beam events during data-taking runs in 2008, and to estimate the level of detector noise. This paper describes the trigger components used, the algorithms that were executed, and the trigger synchronisation. Using data from extended cosmic ray runs, the muon, electron/photon, and jet triggers have been validated, and their performance evaluated. Efficiencies were found to be high, resolutions were found to be good, and rates as expected.

KEYWORDS: Trigger concepts and systems (hardware and software); Trigger algorithms

ARXIV EPRINT: [0911.5422](https://arxiv.org/abs/0911.5422)

2010 JINST 5 T03002

2010 JINST 5 T03002

Contents

1	Introduction	1
2	CMS Level-1 trigger	2
2.1	Muon triggers	2
2.1.1	DT trigger	3
2.1.2	CSC trigger	3
2.1.3	RPC trigger	4
2.1.4	Global Muon Trigger	5
2.2	Calorimeter triggers	5
2.2.1	ECAL trigger primitives	5
2.2.2	HCAL trigger primitives	6
2.2.3	Regional calorimeter trigger	6
2.2.4	Global calorimeter trigger	7
2.3	Global trigger	7
2.4	Trigger software and operation	8
3	L1 trigger during CRAFT and LHC single beam operations	8
3.1	Muon triggers	8
3.2	Calorimeter triggers	9
3.3	Global triggers	10
4	Synchronisation	11
4.1	DT synchronisation	11
4.2	CSC synchronisation	12
4.3	RPC synchronisation	14
4.4	Calorimeter synchronisation	14
4.5	Global synchronisation	14
4.6	Synchronisation with LHC beam	15
5	Hardware validation using emulators	16
5.1	Muon triggers	17
5.2	Calorimeter triggers	18
6	Drift-tube trigger performance	19
7	Cathode strip chamber trigger performance	21
8	Resistive plate chamber trigger performance	24
9	Electron/photon trigger performance	26
9.1	Data selection	27
9.2	Resolution and efficiency	28

1 Introduction

The primary goal of the Compact Muon Solenoid (CMS)¹ experiment [1] is to explore particle physics at the TeV energy scale exploiting the proton-proton collisions delivered by the Large Hadron Collider (LHC) [2]. During October-November 2008 the CMS collaboration conducted a month-long data taking exercise, known as the Cosmic Run At Four Tesla (CRAFT), with the goal of commissioning the experiment for extended operation [3]. With all installed detector systems participating, CMS recorded 270 Million cosmic ray triggered events with the solenoid at its nominal axial field strength of 3.8 T. Prior to CRAFT, in September 2008, CMS observed the muon halo from single circulating beams and received several single shot “beam splash” events. In a beam splash event, the beam is steered onto closed collimators upstream of CMS, releasing $\mathcal{O}(10^5)$ muons that produce signals in most channels of the detector.

A detailed description of the CMS detector can be found in ref. [1]. Figure 1 shows a cross-section through the detector. The central feature of the apparatus is a superconducting solenoid, of 6 m internal diameter. Within the field volume are the silicon pixel and strip trackers, the crystal electromagnetic calorimeter (ECAL) and the brass-scintillator hadron calorimeter (HCAL). Muons are measured in drift tube chambers (DT), resistive plate chambers (RPC), and cathode strip chambers (CSC), embedded in the steel return yoke. Beyond the magnet yoke endcaps are iron-quartz forward hadron calorimeters (HF). The first level (L1) of the CMS trigger system, composed of custom hardware processors, is designed to select one potentially interesting event from every thousand, in less than 1 μ s processing time, using information from the calorimeters and muon detectors. The High Level Trigger (HLT) processor farm further decreases the event rate to the order of 100 Hz, before data storage. CMS uses a right-handed coordinate system, with the origin at the nominal interaction point, the x -axis pointing to the centre of the LHC, the y -axis pointing up (perpendicular to the LHC plane), and the z -axis along the anticlockwise-beam direction. The polar angle, θ , is measured from the positive z -axis and the azimuthal angle, ϕ , is measured in the x - y plane.

The CMS L1 trigger was commissioned before and during CRAFT and the single beam operation. Overall, the L1 trigger performed well during these periods; efficiencies were high and resolutions were good. Subsequent analysis of the data has allowed the performance to be quantified, and presented in this paper. The task of commissioning such a large and complex system was challenging. The trigger hardware is described in section 2, and its use in CRAFT and LHC single beam operation are described in section 3. The results of trigger synchronisation are described in section 4. Section 5 describes the comparison of the trigger data with a software emulation of

¹A glossary of acronyms used in this paper may be found in ref. [1] p309

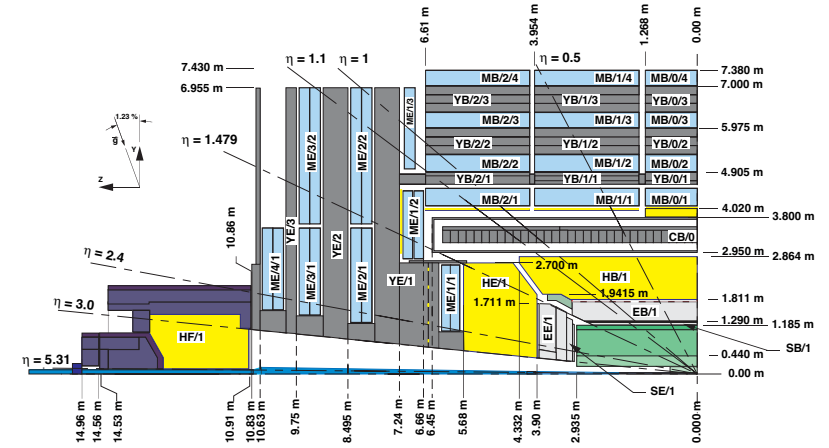


Figure 1. Cross-section through the CMS detector in the y - z plane.

the system. The performance measurements are described in sections 6–10, covering muon triggers from three subdetectors, e/γ and jet triggers. In general, these analyses use only fractions of the CRAFT dataset, because the performance is evaluated using events similar to those of LHC collisions for which the L1 trigger design was optimised.

2 CMS Level-1 trigger

The CMS L1 trigger is described in detail in ref. [4]. In brief, the calorimeters and the muon subdetectors provide trigger primitives in the form of local energy deposits in calorimeter trigger towers and track segments or hits in muon chambers. Regional and global processors identify trigger objects: electron, jet, and muon candidates, and energy sums. A full set of trigger primitives are produced every 25 ns, a period known as a “bunch-crossing” (BX). For LHC collisions, this identifies the trigger primitives and resulting trigger objects with a particular proton-proton collision. Objects are ranked and sorted. They form the basis for trigger decisions taken by the final L1 stage, the Global Trigger (GT), according to programmable algorithms. The Trigger Control System (TCS) determines if the subdetectors are ready to read out the event, and if the data acquisition (DAQ) system is ready to receive it. Data from trigger primitives, regional energy sums, muon candidates from each sub-detector, and final trigger objects are sent in parallel to the DAQ for each accepted event. Control and monitoring of the L1 trigger operation are performed centrally by dedicated software.

2.1 Muon triggers

Drift tube chambers in the barrel of the detector and cathode strip chambers in the endcap regions provide tracking up to pseudorapidity $|\eta| = 2.4$ and trigger information up to $|\eta| = 2.1$. Resistive

plate chambers cover up to $|\eta| = 1.6$ and are used mainly for triggering purposes. The chambers are mounted in the return yoke of the solenoid that is composed of five wheels in the barrel region and three disks in each of the endcaps. Wheels and disks are subdivided into azimuthal sectors covering approximately 30° or 60° (with some overlap). The DT and CSC share trigger information in the overlap region, enabling each of the three muon subdetectors to deliver its own list of up to four muon candidates, ranked and sorted according to decreasing reconstruction quality and transverse momentum, to the Global Muon Trigger (GMT) [5]. This then combines them and forwards up to four candidates to the GT.

2.1.1 DT trigger

The DT system consists of 250 “chambers” arranged in four muon stations (MB1, MB2, MB3, and MB4) embedded in the steel yoke of CMS. Each DT chamber consists of staggered planes of drift cells. Four planes form a superlayer. The three innermost stations are made of chambers with three superlayers; the inner and outer superlayers measure ϕ while the central superlayer measures η . The fourth muon station has only ϕ -superlayers.

The on-chamber electronics produce trigger primitives, consisting of information about identified track segments. They are generated separately for the “ ϕ -view” (in the $x - y$ plane) and the “ θ -view” (in the $r - z$ plane). Up to two primitives per chamber and per bunch-crossing (BX) are generated in the ϕ -view, each primitive comprising the track segment position, direction and a quality code. The latter encodes the number of drift cell hits that were found aligned by the trigger logic, labelling a primitive built with four or three hits from the four staggered layers of a superlayer, “High” (H) or “Low” (L) quality, respectively. If a proper matching, or correlation, between the segments from the two superlayers in the ϕ -view is found, the primitive is labelled HH, HL, or LL. If a proper correlation is not found, single H or L segments are output. In the θ -view, segments are accepted only if their direction is compatible with a track that originated from the interaction point. Thus, no information about direction is output, and the positions of valid segments are encoded into a bit pattern.

Trigger primitives from a given muon sector are sent to the Sector Collector electronics, located outside of the detector. The signals from each station are synchronised, coded, and forwarded through high-speed optical links [6] to the Drift Tube Track Finder (DTTF) located in the underground counting room adjacent to the detector. The DTTF also receives trigger primitives from the CSCs for the barrel-endcap overlap region. The DTTF system performs matching between trigger primitives received from the DT stations and assigns a quality code as well as ϕ , η , charge and transverse momentum (p_T) values to the reconstructed muon track. The track matching is based on extrapolation. The standard algorithms used to identify muons from LHC collisions are described in detail in ref. [7]. Different algorithms are used for cosmic ray triggers, and are described in section 3. The Sector Collector and the DTTF also read out their input and output data for several time samples around the triggered event for diagnostics and monitoring.

2.1.2 CSC trigger

The CMS endcap muon system includes 468 trapezoidal cathode strip chambers with different ϕ coverage, arranged to form four disks at each endcap (stations ME1, ME2, ME3, and ME4). Each station is in turn subdivided into rings of chambers as follows: ME1 has three rings of chambers

(ME1/n, n=1,2,3), ME2 and ME3 stations have two rings of chambers, and ME4 has one ring of chambers. Each chamber consists of six layers equipped with anode wires and cathode strips.

In each chamber, the track segment position, angle and bunch crossing, are first determined separately in the nearly orthogonal anode and cathode views. The cathode readout is optimised to measure the ϕ -coordinate, while the anode readout is optimised to identify the bunch crossing. The front-end electronics boards reconstruct track segments using pattern-recognition firmware based on pattern templates. These templates require track segments in cathode as well as anode views to point towards the interaction point, with an angular acceptance, of order one Radian, depending on the station. The track segments from the cathode and anode readout from each chamber are finally combined into 3-dimensional local tracks, which are the CSC trigger primitives. The trigger primitives are collected by the Muon Port Cards, which sort them and send up to three candidates to the CSC Track Finder (CSCTF) via optical fibres.

The CSCTF matches trigger primitives to form complete tracks and determine their p_T , η , ϕ and charge. The CSCTF functionality is described in more detail in ref. [8]. For the purpose of track finding, the CSC detector is logically partitioned into six 60° azimuthal sectors per endcap. The trigger primitives from each sector are received and processed by single Sector Processor boards. The CSCTF also receives trigger primitives from the DT system for the barrel-endcap overlap region. The CSCTF is optimized to cope with the non-axial magnetic field present in the endcap region. Thus, the algorithms of the CSCTF are inherently 3-dimensional to achieve maximum background rejection, in particular for low momentum tracks. In addition to the p_T , η , ϕ , and charge, each track identified by the CSCTF carries a quality code. This quality code is used along with the p_T to sort the candidates; the highest ranking four are sent to the Global Muon Trigger. The quality code is a two-bit word that is used to indicate the expected coarse p_T resolution. Quality 3 (high p_T resolution) refers to a three- or four-segment track with one of the segments in ME1. Quality 2 (medium p_T resolution) refers to a 2-segment coincidence with one of the segments in ME1. Quality 1 (low p_T resolution) refers to any other 2-segment coincidence. Quality 3 candidates, with $5 < p_T < 35$ GeV/c, are expected to have about 20% resolution in p_T , while quality 2 are expected to have about 30%. In addition to identifying muons originating from the interaction point, the CSCTF identifies tracks from “halo muons”, coming from the interaction of the LHC beam with the gas particles in the beam pipe or with the beam pipe itself. This set of muons, parallel to the beam line, has proven to be very useful at the LHC start-up to align the several endcap disks [9].

2.1.3 RPC trigger

In the barrel and endcap regions, the DT and CSC chambers are complemented by double-gap resistive plate chambers. The RPCs are arranged in six layers in the barrel region and three layers in the forward regions. They have excellent timing resolution, of the order of 1 ns. Their main purpose is to identify the bunch-crossing in which the detected muon was emitted. They also assign track parameters. The RPC trigger is based on the spatial and temporal coincidence of hits in several layers. The Pattern Comparator trigger logic [10] compares signals from all four muon stations to predefined hit patterns in order to find muon candidates. Muon p_T , charge, η , and ϕ are assigned according to the matched pattern. The algorithm requires a minimum number of hit planes, which varies with the p_T and location of the muon. Either 4/6 (four out of six), 4/5, 3/4 or

3/3 hit layers are minimally required. A quality value, encoded in two bits, reflects the number of hit layers. Analog signals from the chambers are digitized by Front End Boards, then zero-suppressed and assigned to the proper bunch crossing by a system of Link Boards located in the vicinity of the detector. They are then sent via optical links to Trigger Boards located in the underground counting room. Each of the 84 Trigger Boards can produce up to four muon candidates for every bunch crossing. A system of two Half-Sorter Boards followed by a Final Sorter Board sorts the candidates by quality and p_T , and sends up to eight muon candidates, four from the barrel and four from the endcaps, to the GMT.

2.1.4 Global Muon Trigger

The Global Muon Trigger receives up to 4 candidates from each of the DTF and CSCTF and up to 8 candidates (4 in the barrel, and 4 in the endcap) from the RPC trigger. Look-up tables (LUTs) are used to combine candidates identified by more than one sub-detector, and to assign a quality code based on the number of subdetectors involved, as well as on the quality of the track candidates, as assigned by the track-finders. The four highest quality muon candidates are forwarded to the GT. The GMT also reads out its input and output data for 3 time samples around each triggered event, for diagnostics, monitoring, and to indicate regions of interest to HLT.

2.2 Calorimeter triggers

For triggering purposes the barrel and endcap calorimeters are subdivided in trigger towers. The pattern of energy deposited in those towers is analyzed to identify electron/photon and jet candidates, and the tower energies are summed to obtain the candidate transverse energy (E_T). A trigger primitive is generated for each trigger tower in the ECAL and HCAL, up to $|\eta| = 3.0$. The towers have the same segmentation in both the ECAL and HCAL. Their size is $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.087 \times 0.087$ in the barrel and in the endcaps up to $|\eta| = 1.8$. For $|\eta| > 1.8$, the tower segmentation in η increases to $\Delta\eta = 0.1 - 0.35$. Trigger primitives from the forward region, which covers the range $3.0 < |\eta| < 5.0$, are used for jet and energy sum triggers only. A single trigger primitive is generated for each HF trigger region, which are equal to $3\eta \times 2\phi$ readout towers, and are of constant size; $\Delta\eta \times \Delta\phi = 0.5 \times 0.349$. The initial energy scale for calorimeter triggers was derived from test beam results, and in the case of HCAL was further fine-tuned using Monte-Carlo simulations.

2.2.1 ECAL trigger primitives

The ECAL trigger primitive generation (TPG) starts in the on-detector front-end electronics after digitisation of the signal, by summing the energy from each PbWO_4 crystal in a strip of five in the ϕ direction and converting the result to E_T , taking into account the electronics gains and calibration coefficients. An amplitude filter is applied to the strip sum consisting of the weighted sum of five 25 ns time samples, taking into account the expected signal shape and residual pedestal to be dynamically subtracted. Finally, a peak finder applied to three consecutive time samples in a sliding window requires the amplitude of the central sample to be maximum, keeping this value as a measure of the transverse energy contained in the strip. The E_T values from five adjacent strips in η are then summed and the E_T estimate for the trigger tower is transferred to the Regional Calorimeter Trigger (RCT). The E_T value is encoded in 8 bits. In addition, a fine-grain veto bit is

set for each trigger tower if the highest two adjacent strips in the tower contain less than 90% of the total E_T . This gives some indication of the lateral shower shape, and can be used to reject L1 electron/photon (e/γ) candidates that result from physical jets.

2.2.2 HCAL trigger primitives

HCAL signals are digitised on-detector and the data transmitted to the HCAL trigger and readout boards via optical fibres. The TPG processing for barrel and endcap is different from the forward calorimeter, and is described first. The barrel and endcap trigger primitives are formed by first linearising the received signal, using LUTs that are programmed to account for individual channel gains and pedestals. The trigger towers are the same size in $\eta \times \phi$ as the readout towers, but energies from separate longitudinal readout channels are summed. The pulse energy is obtained by summing two adjacent 25 ns time samples and the peak time is found by a peak finder applied to three consecutive samples, as described for ECAL trigger data. The resulting energy value for the trigger tower is compressed before being sent to the RCT, using an analytical compression function that has no loss of precision at low energies and matches the calorimeter resolution at high energies. The forward calorimeter trigger primitives are generated by linearising signals from the front-end and converting to E_T , again accounting for channel gains and pedestals. These are then summed over $3\eta \times 2\phi$ towers to give a trigger region of 0.5×0.349 , which is not too large since the forward calorimeter is only used in jet and energy sum triggers. The pulses are short, so no temporal sums or peak detection are required. E_T values are sent to the RCT. A fine-grain bit, used by dedicated minimum bias triggers, is set for each HF trigger region if one or more of the 6 readout towers entering the sum has E_T above a programmable threshold.

The CMS barrel HCAL includes a “tail catcher” outside the magnet solenoid (HO). Signals from this detector are not included in the HCAL trigger primitives, but a technical trigger is generated that requires a single readout segment to be above a threshold.

2.2.3 Regional calorimeter trigger

The RCT receives the ECAL and HCAL trigger primitives in 18 electronics crates, each covering one half of the detector in z and 40° in ϕ . The RCT Receiver Cards use LUTs to decompress the HCAL values to E_T . The Electron Identification Cards then identify e/γ candidates up to $|\eta| \sim 2.5$, using a sliding window algorithm based on 3×3 trigger towers, with the central tower of the 3×3 window required to have greater E_T than its neighbours. The resulting candidates are classified as isolated or non-isolated, according to the ECAL trigger primitive fine-grain veto information, and the ratio of HCAL to ECAL E_T , calculated in the RCT [1]. The E_T of the e/γ candidate is taken as the sum of that in the central tower and its highest E_T neighbour, and a coarse position is assigned as the centre of the 4×4 tower region in which the candidate is contained. Each RCT crate transmits up to four isolated and four non-isolated e/γ candidates to the Global Calorimeter Trigger (GCT).

In addition, the Receiver Cards sum the ECAL and HCAL tower E_T values over non-overlapping 4×4 towers (for barrel and endcaps) and forward these region sums via the Jet Summary card to the GCT. For each region, the RCT sends a τ -veto bit to the GCT, which indicates that the tower energy is spread out over multiple towers, rather than contained in a small number of contiguous

towers, and hence is not consistent with a τ -lepton decay. The HF trigger regions are forwarded directly to the GCT without processing.

2.2.4 Global calorimeter trigger

The GCT hardware [11] has been completely redesigned since the L1 Trigger Technical Design Report [4], to take advantage of new technologies and improve the robustness of this complex system. The e/γ candidates and region sums are received from the RCT crates by 63 Source Cards, which serialize the data and transmit them to the main GCT crate via optical fibres. The e/γ candidates are received by two Electron Leaf cards, which sort them based on E_T , and forward the highest four isolated and highest four non-isolated candidates to the GT. Six Jet Leaf cards process the region sums, finding jets and summing E_T . Two Wheel cards, each covering a half-detector in z , then sort and select the jets, and calculate energy sums. Finally, a single Concentrator card performs final jet sorting and calculates full detector energy sums. Jet candidates are identified using a 3×3 sliding window of trigger regions (equivalent to 12×12 trigger towers, or 1.05×1.05 in $\eta \times \phi$). The jet-finder algorithm is described in detail in ref. [12]. After jets are found, LUTs are used to apply a programmable η -dependent jet energy scale correction. Jets found with $|\eta| > 3.0$ are classified as forward jets. Those found with $|\eta| < 3.0$ are classified as central or τ , depending on the OR of the nine τ -veto bits associated with the 9 regions in the 3×3 window. The GCT also calculates total and missing E_T from the trigger regions, and total and missing H_T . The total H_T is the scalar sum of E_T identified in jets, and missing H_T is the corresponding vector sum in the $x-y$ plane. Finally, minimum-bias trigger quantities are formed by summing E_T in rings around the beampipe in the HF calorimeter (for $4 < |\eta| < 4.5$ and $4.5 < |\eta| < 5$), and by counting fine-grain bits set by the HF TPG. The four highest E_T jets in each of the central, τ and forward categories are sent to the GT, along with E_T^{total} , E_T^{miss} , H_T^{total} , H_T^{miss} and the minimum-bias quantities. The GCT transmits all input and output data to the DAQ for each triggered event, to be used for diagnostics, monitoring and HLT regions of interest.

2.3 Global trigger

The main task of the Global Trigger is to reject or to accept events for readout and further processing by the high-level trigger. Before performing trigger algorithm calculations, it has to first receive and synchronise the muon and calorimeter input data. This task is achieved by several Pipelined Synchronizing Buffer (PSB) cards. The data are then transmitted to the Global Trigger Logic (GTL) board. This unit is programmed to provide a menu of up to 128 algorithms, which can transform logical combinations of L1 trigger objects (muons, jets, e/γ , calorimeter transverse energy sum, etc.) with selection criteria (energy/momentum thresholds, etc.) into decision bits. These bits can be enabled to contribute to a final OR of decisions which determines whether the data are read out. In addition, a special PSB receives up to 64 simple on/off signals, called technical triggers, that can be added to contribute to the final OR [13]. Random triggers can also be generated using a linear congruential random number generator. Input data for 3 time samples around the triggered event are read out by the GT Front-End Module (GTFE). The GT boards are housed in a single crate, which also contains the GMT and the TCS.

Besides combining and propagating triggers from subdetectors, the GT provides a throttling mechanism to assure that all triggered events can be completely recorded by the DAQ system. Part

of this mechanism is the application of programmable trigger rules, which prevent accumulation of triggers in short time intervals. The rules used are: no more than 1 trigger in 3 BX's, 2 in 25, 3 in 100, 4 in 240. Moreover, front-end buffers of subdetectors can signal to the GT that they are filling up, which results in the GT interrupting trigger activity until the buffers are emptied and the flag removed. Counters in the GT record the overall trigger rate and the individual rate of each trigger algorithm and technical trigger, as well as dead time counters that record the amount of time during which triggers were inhibited.

2.4 Trigger software and operation

The trigger system is controlled and monitored centrally, using the Trigger Supervisor [14] and XDAQ [15] software frameworks. The configuration of the trigger electronics is managed by the Trigger Supervisor, using predefined configuration conditions stored in a database. At run start, the shift personnel are able to choose the configuration of each subsystem from a list of keys provided by subsystem experts, allowing flexibility in the trigger configuration whilst also ensuring reproducibility and reducing possibility for human error. The shift personnel are also able to enable, mask, or prescale individual trigger algorithms, providing robustness against unexpected detector conditions. The configuration data and trigger masks used for each run are recorded in online databases and stored offline for use in offline analysis, such as validation of the trigger operation using emulators. During the run, shift personnel monitor the trigger system through direct monitoring of system status, via hardware registers and the GT counters described above, and through data quality monitoring histograms of the actual data recorded.

3 L1 trigger during CRAFT and LHC single beam operations

In this section, the trigger operation during CRAFT and LHC single beam periods is described, including the hardware that was operational and how the trigger was configured for cosmic rays, beam splash events, and single circulating beams.

3.1 Muon triggers

The muon trigger systems are designed to identify muons originating from the interaction point (IP) with high acceptance and efficiency. However, cosmic ray muons arrive from many directions and the vast majority that traverse the detector do not come close to the IP. As a result, the detector acceptance and/or the track segment matching efficiency is not optimal for cosmic rays. During CRAFT, the muon trigger configuration was adjusted to give the highest possible rate of cosmic ray muons.

Unlike muons from bunched beam interactions, cosmic ray muons arrive uniformly distributed in time. The DT electronics devoted to the bunch crossing identification requires a fine synchronisation to the phase of LHC collisions. Cosmic ray muons arriving at a marginal time with respect to the optimal phase can be detected as lower quality, or out of time trigger primitives. Segments reconstructed using a single superlayer, called uncorrelated triggers, were allowed only if of H type (section 2.1.1) and confirmed by a coincidence with the trigger primitives from the θ -view. Details of the DT trigger primitives configuration and performance can be found in [16].

To improve the cosmic ray muon acceptance, the DTF extrapolation mechanism was relaxed. A track was generated if a muon in one sector, or crossing two neighbouring sectors, produced at least two trigger primitives at the same bunch-crossing (BX) in two different stations - with no requirements on their position or direction. This configuration is referred to as “open LUTs”, while the configuration used for muons originating from LHC collisions is known as “closed LUTs”. A consequence of this was that no p_T assignment to DTF track candidates was possible.

Five DTF modules were not operational and thus masked (7% of the system) and the internal connections to allow track finding across sector boundaries were installed but not commissioned. Finally, the link system connecting the θ -view output of the DT trigger primitive generators was not yet commissioned; as a consequence the DTF system could only assign low-resolution η values to track candidates.

Similarly, to improve the cosmic muon acceptance, the CSCTF was operated in a mode where a muon candidate is generated from a single trigger primitive, and assigned quality 0. The CSC trigger primitives were formed using standard LHC collision pattern templates. This was performed in addition to the regular mode of operation, where muon candidates are generated from several matching trigger primitives, and assigned higher quality codes. The halo muon algorithm was operational during CRAFT and first beam. DT trigger primitives were not yet included in the CSCTF track finding in the region of the DT-CSC overlap.

For the RPC system, triggers were supplied only by the barrel. The RPC Pattern Comparator trigger electronics were fully installed and functional. The hit patterns that can be identified by the RPC trigger are constrained by the connectivity between RPC strips and the Pattern Comparator. The strips that can be compared to a given pattern template are arranged in cones radiating from the IP. To achieve good acceptance for cosmic muons, the Pattern Comparator was programmed with patterns that produce a muon candidate from the logical OR of all strips in each cone. Measurement of muon sign and p_T is not possible with these pattern template. In addition to this, the coincidence requirements were loosened by allowing the coincidence of 3 out of 6 detector layers in the barrel. Muon candidates were assigned a quality value based solely on the number of planes that fired (0 to 3, corresponding to 3 to 6 firing planes). The standard “ghost busting” algorithm [17] was applied to prevent single muons producing more than one candidate in logical cones that overlap in space. A single candidate was selected on the basis of higher quality followed by higher ϕ value.

The main function of the Global Muon Trigger during CRAFT was to synchronise triggers from the three muon systems. Another important function was to record L1 muon track candidates in a unified format in the event data such that the performance of individual muon trigger systems could be conveniently analyzed. Other functions, like smart quality assignment and cancellation or merging of duplicate candidates (described in ref. [5]) were applied but not actively used.

3.2 Calorimeter triggers

During CRAFT, the calorimeter triggers were configured to trigger on instrumental noise and energy deposited by cosmic rays. Only the ECAL barrel was used to provide e/γ triggers, since the ECAL endcap trigger electronics were not installed yet. The ECAL trigger primitive transverse energy was sent to the RCT on a linear scale, with a least significant bit (LSB) corresponding to 250 MeV, the maximum possible value being 63.75 GeV. In order to minimize the contribution from noise, trigger primitives below 750 MeV were suppressed. This value corresponds to between

three and four times the noise. HCAL was operated in the standard way for cosmic and LHC runs. For most of CRAFT, all three calorimeter parts (barrel, endcap and forward) were active. The barrel and endcap HCAL trigger primitives were sent to the RCT using an 8-bit non-linear scale in energy. The HF trigger primitives were sent on a linear transverse energy scale, with the LSB of 250 MeV.

The full Regional Calorimeter Trigger was used during CRAFT. The default RCT configuration used during cosmic ray runs produced e/γ candidates from ECAL barrel trigger primitives, and region sums from the sum of ECAL (barrel) and HCAL (barrel, endcap and forward) trigger primitives. Noisy or absent ECAL and HCAL channels were masked in the RCT LUTs. A total of 8.5% of ECAL trigger towers were masked; the number has since been reduced through finer-granularity (crystal) masks. Less than 1% of HCAL channels were masked. The RCT input LUTs were generated from the scales provided by ECAL and HCAL, to give linear E_T with a 250 MeV LSB. The isolation, “fine-grain”, and H/E criteria were ignored in the production of e/γ candidates. The e/γ candidate E_T , which is the sum of E_T in a pair of contiguous ECAL trigger towers, was transmitted to GCT (and thence to GT) on a linear scale with a LSB of 500 MeV. This algorithm is referred to as an e/γ trigger, although the requirement is simply an ECAL energy deposit above a configurable cut.

The GCT jet and e/γ trigger algorithms were enabled during CRAFT. The global energy sum and minimum-bias algorithms had not been commissioned at that time. No jet energy corrections were applied to the jet E_T . The output jet E_T scale was chosen to be linear with 2 GeV steps from zero to 126 GeV.

3.3 Global triggers

During cosmics data taking, only the simplest single object algorithms were enabled in the GT, with no threshold for muons and the lowest energy threshold allowed by the noise rate for calorimeter objects. The trigger algorithms enabled in the Global Trigger during CRAFT were:

- L1_SingleMuOpen: any muon candidate from any sub-detector with any p_T
- L1_SingleEG1: single e/γ candidate with $E_T > 1$ GeV
- L1_SingleJet10: single jet candidate with $E_T > 10$ GeV

Since the outer section of the hadron calorimeter (placed behind the magnet coil in the central part of CMS), called the HO, does not contribute to the jet trigger, a self-triggering HO technical trigger was introduced to provide insight into the noise behavior of this device, and to investigate timing.

The average rate of each of these triggers during CRAFT is given in table 1, along with the total overall rate. The DT in coincidence with the RPC trigger gave 120 Hz rate, and the CSC with the RPC trigger yielded 20 Hz. The rate of coincidence between calorimeter triggers and the single open muon trigger was: 0.5 Hz for the single e/γ trigger, 0.9 Hz for the single jet trigger, and 0.15 Hz for the HO technical trigger.

Complementary to these “physics” triggers, the GT system routinely provided calibration triggers with a rate of 100 Hz preceded by control signals used to fire calibration systems in various

Table 1. Nominal L1 trigger rates during CRAFT.

Trigger	Rate (Hz)
L1_SingleMuOpen	300
L1_SingleMuOpen (DT only)	240
L1_SingleMuOpen (RPC only)	140
L1_SingleMuOpen (CSC only)	60
L1_SingleEG1	23
L1_SingleJet10	140
HO technical trigger	14
Total	475

subdetectors. During such a calibration sequence all “physics” triggers were disabled for about 5 μ s, introducing a dead-time of 3%. Note that such calibration triggers occur during the LHC abort gap when running with beam, so this does not imply a real deadtime for LHC physics triggers. Finally, low rate Poissonian distributed random triggers were added to the trigger mix.

During LHC single beam operations in 2008, the GT was programmed to trigger on CSC beam halo muon candidates, as well as technical triggers from LHC beam pickup monitors (BPTX) and the HF detector. The BPTX system uses signals from electrostatic devices, located on the beam pipe 175 m from CMS in each direction, that produce signals synchronous with a passing proton bunch. For single circulating beams, a technical trigger is generated from the BPTX upstream of CMS. The HF technical trigger required a single tower with energy above a threshold of 15 GeV.

4 Synchronisation

For efficient triggering, all parts of the CMS detector must produce trigger signals synchronously for the same event. For LHC collisions, synchronisation to the same BX is relatively easily achieved. Synchronisation for cosmic ray muon detection, however, was more challenging. Cosmic ray muons arrive asynchronously, from all directions, and the time of flight for a relativistic particle to traverse the detector is much greater than the clock period. Despite this, the detector was well synchronised, as described in this section.

4.1 DT synchronisation

In order to provide a cosmic ray muon trigger, the behavior of the DT trigger primitives with respect to the arrival time of the muons was investigated. Cosmic rays arrive with a flat timing distribution, while the DT trigger was designed to identify the bunch crossing of muons from beam collisions. The time at which the muon crosses the chamber is computed as an additional parameter of the track segment object delivered by the offline local reconstruction [18], with a resolution of ~ 3 ns. In the left plot of figure 2, the time distribution of muons in a given chamber is shown, as well as the tracks triggered with HH quality code, at the “good” and neighbour BX respectively. HH triggers can provide a precise BX assignment, and their efficiency as a function of time was

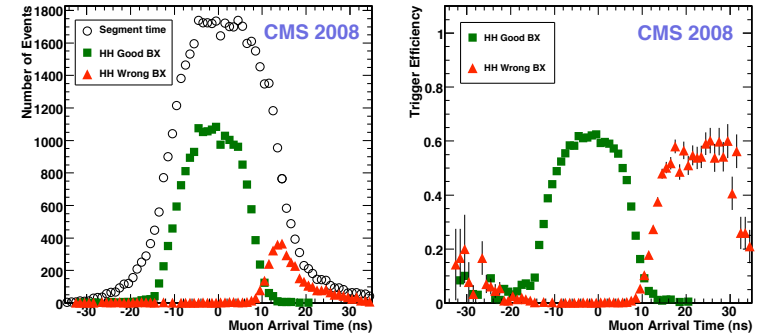


Figure 2. Distribution of the arrival time of muon track segments (*left, open circles*), and for segments which also have an associated HH local trigger in the station at the correct (*squares*) and neighbour BX (*triangles*). Ratio between the HH-triggered and all muon track segments corresponding to the HH trigger efficiency (*right*), shown for the correct (*squares*) and neighbour BX (*triangles*).

shown to be a precise indicator of the trigger synchronisation in dedicated test-beams with bunched muons [19]. The ratio of the inner and outer curves from this plot corresponds to the efficiency for HH triggering, and is shown in figure 2 (right). The HH efficiency plateau in both BX curves is about 60%, as expected for a well timed-in trigger system, while the HH efficiency decreases in the region between the two consecutive BXs. In this region, the overall efficiency is recovered by lower quality triggers, whose BX identification power is lower. This analysis of the trigger performance with respect to the muon track time has been developed as a tool in the initial process of fine synchronisation of the DT trigger to the LHC bunch crossing time [20].

The local trigger synchronisation was specifically adjusted for cosmic ray triggers. Cosmic ray muons generally cross the detector from top to bottom, so the system was synchronised to take this into account. The trigger latency of the chambers of the top sectors was increased using configurable pipelines in the Sector Collector modules, accounting for a maximum time of flight to the bottom chambers of about 50 ns, or 2 BX. Thus, when a single muon crosses two sides of the detector, two segments from different detector regions are sent to the DTTF in the majority of cases for the same BX, so that the DTTF system sends two muon track candidates to the GMT at the same BX.

The synchronisation parameters were obtained with dedicated runs, by means of checking the bunch crossing distribution of trigger segments from different detector regions with respect to a reference DT sector. Figure 3 shows the resulting mean BX for each of the chambers in wheel 0, which are compatible to about one third of a BX.

4.2 CSC synchronisation

For CRAFT, a coarse delay of 1 BX was introduced for the upper chambers with respect to the bottom. Precise inter-chamber synchronisation of the CSC detector is achieved by measuring the

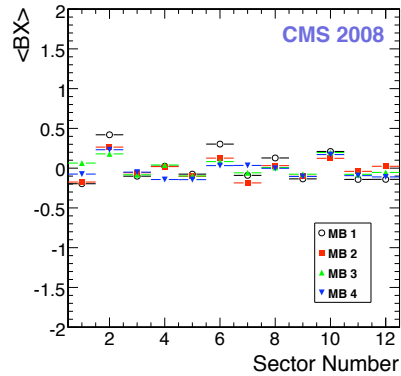


Figure 3. Mean BX from DT chambers of wheel 0.

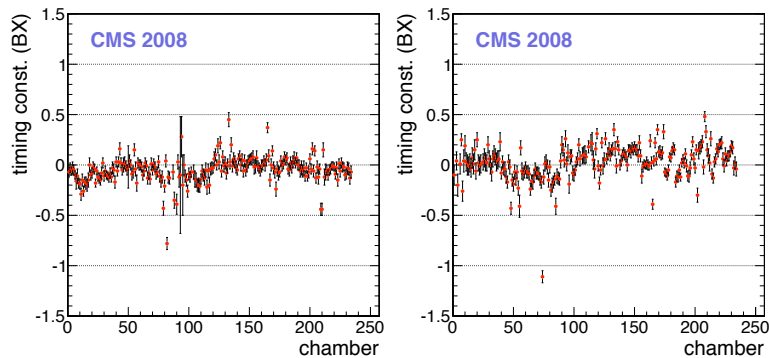


Figure 4. CSC inter-chamber timing constants from CRAFT for the plus (*left*) and minus (*right*) endcaps after adjustment of delays based on CRAFT analysis.

arrival time at the CSCTF of trigger primitives from the same event, on a chamber by chamber basis. For each endcap, the mean relative time of signal arrival in each chamber is measured relative to a single reference chamber. These measurements are used to construct a global χ^2 , minimization of which can yield optimal timing constants for each chamber simultaneously. The mean arrival time of signals from all CSC chambers, after adjustment using this method are shown in figure 4. They indicate the precision of CSC inter-chamber synchronisation achieved during CRAFT to be around 0.15 BX.

4.3 RPC synchronisation

The RPC Link Boards were synchronised such that the cosmic ray muons crossing top and bottom parts of the detector produce triggers in the same BX. The initial settings were calculated from fibre and cable lengths and assuming the time of flight to the chambers as the time to cover the distance from the outermost layer of the top barrel sector for a straight, vertical track. The distance between the chambers was computed from the detector geometry. Adjustments to these settings were obtained from dedicated data-taking runs, in which only the RPC trigger was enabled.

Distributions of the muon hit BX with respect to the BX of the trigger were produced for each Link Board and corrected timing constants were calculated. The different parts of the detector were synchronised in consecutive steps. First, the corrections for the Link Board of the bottom sector of wheel 0 were found, based on data in which triggers coming only from that sector were enabled. In the next run, again only triggers from the bottom sector of wheel 0 were enabled, and used as a reference for the top sectors of wheels -1, 0, 1. In a similar way, the other parts of the detector were synchronised; the corrections for the bottom sectors of wheels -1, 0, 1 were calculated with respect to the muons triggered in the top sector of wheel 0, the top sectors of wheels -2 and 2 were synchronised with respect to the bottom sector of wheels -1 and 1, and so on up to the endcap. More details can be found in ref. [21].

4.4 Calorimeter synchronisation

The ECAL trigger primitives were synchronised by measuring the signal arrival time in DT-triggered events. Ten time samples were read out, and the signal peak was required to be in the 6th 25 ns time sample. Initial delays for each channel were set according to fibre length from the detector. No additional channel by channel synchronisation was required.

The sampling phase of each HCAL channel was individually adjusted to compensate for differences in particle time of flight from the interaction point, and signal propagation delays in the scintillator tile fibres. These delays were determined in the test beam, and validated using the beam splash events. Laser test pulses distributed to most portions of the detector were also used to check the synchronisation. These methods demonstrate that the HCAL sampling had an RMS variation of 2 ns during CRAFT. In addition to the uniformity of sampling phase, it is possible that the digitized samples shift latency by 1 BX during their transfer from the front ends to the HCAL trigger/readout cards. During CRAFT, the system of optical latency control was still imperfect, and about 0.2% of the data was shifted by 1 BX. Measures have been taken since CRAFT to correct this.

4.5 Global synchronisation

After each of the three muon systems was internally synchronised, it was necessary to make sure that the signal created by the same muon in different detectors enters the GMT in the same clock cycle. With cosmic rays, this is only possible to a limited extent, depending on the level of internal subdetector synchronisation. Using latency calculations of upstream trigger pipelines, it was possible to determine rough delay settings at the GMT inputs. Fine tuning of these delays was then performed using the cosmic ray data. One method is to measure the signal arrival time from a particular subdetector with respect to triggers from another. A direct comparison is possible using the readout of the GMT, which records all input muon candidates and reads 3 consecutive clock

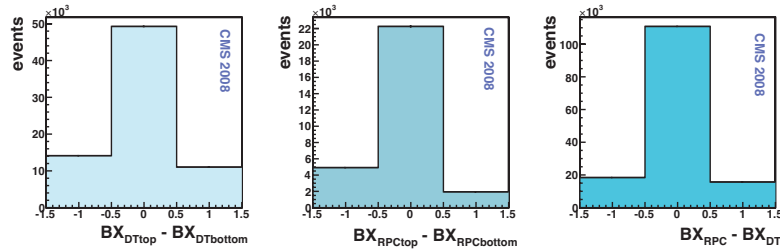


Figure 5. Time differences at the GMT in terms of BX between L1 muon candidates - created in most cases by the same cosmic ray muon - from the top half and the bottom half of the DT system (*left*) and the RPC (*middle*) and between the RPC and DT system (*right*). The majority of the signals are synchronised and the skew at the clock edges is balanced.

cycles centered at the trigger. Figures 5 and 6 show that in most cases L1 muon candidates from different muon systems, induced by the same cosmic ray muon, arrive at the same BX. Occasional difference by 1 BX is unavoidable due to the fact that cosmic rays are asynchronous to the clock of the experiment and because the relative synchronisation between different detector parts obtained with cosmic rays has a finite precision of several ns. The CSC timing was adjusted during CRAFT, to improve the synchronisation. The top half of CSC was delayed by 2 BX and the bottom half was delayed by 1 BX. The dashed line in figure 6 shows the situation before this adjustment, and the solid line shows the situation afterwards.

Similarly, delays of calorimeter trigger inputs to the Global Trigger have been adjusted to provide the highest coincidence rate above the noise continuum. In this way, the e/γ trigger and technical triggers from HCAL were adjusted. The timing of the jet trigger, which was in the early stage of commissioning during CRAFT, was adjusted shortly after the CRAFT exercise. Relative timing of calorimeter triggers with respect to DT muon triggers is shown in figure 7.

4.6 Synchronisation with LHC beam

During LHC operations, the BPTX technical triggers were enabled. Their timing with respect to muon and calorimeter triggers could be tested only in the presence of the beam. Initial synchronisation was achieved using the “beam splash” events. The beam producing these events was always injected at the same phase with respect to the orbit signal. Using the muon beam halo trigger provided by the CSC system and the HF technical trigger, which both have very low background from cosmic rays and noise (total rate less than 3 Hz), it was possible to see a clear signal in the BX distribution just after a few beam shots (figure 8). The BX distribution is produced by counting LHC clocks (40 MHz) and resetting the counter by a signal derived from the LHC orbit signal. The upstream CSC endcap was delayed by 2 BX to provide a trigger in coincidence with the downstream endcap. This information was then used to delay the BPTX trigger signal and align them with muon and calorimeter triggers. Satellite peaks in the HF are due to afterpulses in HF phototubes filtered through trigger rules. The procedure was repeated also with the circulating beams. Figure 9 shows

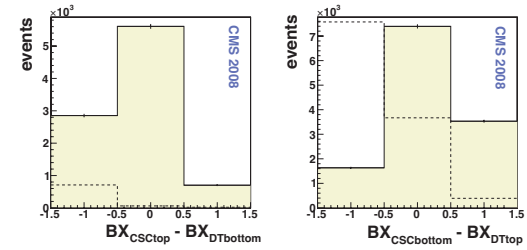


Figure 6. Time differences at the GMT in terms of BX between L1 muon candidates - created in most cases by the same cosmic ray muon - from top half of the CSC and bottom part of the DT system (*left*), and from bottom part of the CSC and top part of the DT system (*right*). The dashed line shows the situation before the modification to CSC timing (top delayed by 2 BX and bottom delayed by 1 BX) mentioned in the text.

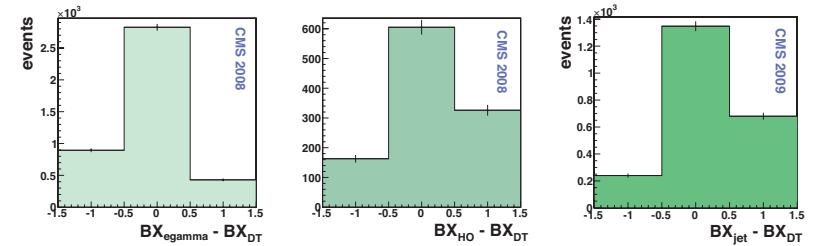


Figure 7. Time differences at the GT input between e/γ triggers (*left*), HO technical triggers (*middle*), and jet triggers (*right*, 2009 data), with respect to L1 muon candidates from the DT system.

the distribution of the CSC muon halo and BPTX triggers within the LHC orbit, as a function of time. The rate of both triggers increases during periods when LHC beam is circulating. As can be seen, the delay associated with the BPTX trigger was adjusted over the course of several LHC fills, and brought into synchronisation with the halo trigger.

5 Hardware validation using emulators

A full bit-level software emulation of the L1 trigger was developed alongside the hardware [22]. This serves two purposes: to simulate the trigger response in CMS simulation and to monitor the operation of the hardware. In the latter role, the input to a particular trigger subsystem is read out and used as input to a bit-level software emulation of that subsystem. The output of the emulator can be compared with the output of the subsystem for each event, to validate the trigger operation. In this section, the results of such comparisons performed with the CRAFT data are discussed.

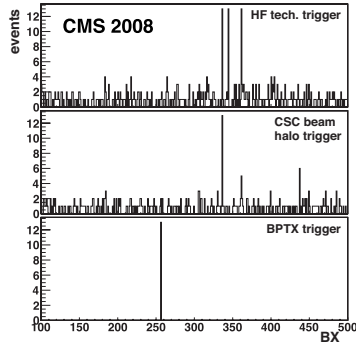


Figure 8. Measurement of the time delay in BX between the BPTX trigger and previously synchronised CSC beam halo and HF triggers, using beam splash events.

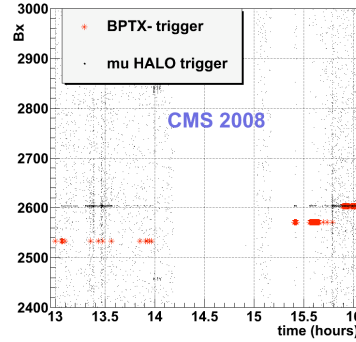


Figure 9. Synchronisation of the BPTX trigger with CSC beam halo trigger during circulating LHC beam.

These comparisons were run in offline analysis, and in automated online and offline data quality monitoring processes.

One general problem encountered when comparing emulator and hardware processing, is the need to ensure that the emulator is configured in the same way as the hardware. In future data-taking operations, automated database transfers synchronised with online run control will allow automatic configuration of the emulators running offline, and hence allow fully automated validation of every event stored. Unfortunately, during CRAFT, the database transfer system had not been fully commissioned, and subsystem configurations changed from run to run. Therefore, a subset of events has been used to validate each subsystem, rather than the entire CRAFT dataset. The results, presented below for each subsystem, show that the L1 trigger processing is in good agreement with the software emulation. Disagreements arise in some subsystems, at the few % level at most. Such disagreements generally indicate subtle differences between hardware and emulator algorithms, or hardware problems and have been followed up on since CRAFT.

5.1 Muon triggers

Validation of the DT trigger is complicated by the fact that the DT trigger primitives are digitised using a different technique and clock phase from that used for the full granularity readout. Precision time measurements are made using TDC data, whereas the trigger track segment time is calculated using a digital mean timer technique. Different clock phases are used to eliminate clock skew between trigger boards and achieve the best synchronisation for muons coming from LHC collisions. The difference in clock phase must be taken into account when emulating the trigger response from the full detector readout. For muons with LHC timing, the trigger primitives can be correctly emulated. For cosmic ray muons, which have a flat distribution in time, the emulator cannot be expected to reproduce muon times that are close to the trigger clock edge. Nevertheless, a data-emulator comparison was performed for 3×10^6 events, and 99% agreement was found in

the trigger efficiency as a function of track position and impact angle. This result is consistent with what can be expected from the emulator given the timing issue outlined above.

The remaining muon trigger subsystems, apart from CSCTF, were validated by emulating outputs from read out input data. The DTF validation was performed for 1 Million events in a run that used “closed LUTs” (the “open LUTs” used for cosmic ray data taking are not emulated) where the muon remains in a single DT sector. 100% agreement was observed between emulator and data. For a typical run, the emulated CSC trigger primitives agreed with those in the data in 99.5% of events. The remaining 0.5% were due to a minor firmware error that has since been corrected. The RPC trigger validation showed disagreement between data and emulator in $\sim 2\%$ of cases, again for a typical run, coming almost exclusively from muon candidates in particular detector regions. The GMT validation was performed regularly, with a typical run showing 100% agreement between data and emulator.

5.2 Calorimeter triggers

The calorimeter readout includes full granularity ECAL crystal and HCAL tower data, as well as the trigger primitives sent to RCT. The trigger readout includes e/γ candidates and region sums at the output of the RCT, and the e/γ and jet candidates at the output of GCT. Validation of the calorimeter trigger processing therefore involves emulation of:

- ECAL trigger primitives from full granularity crystal data;
- HCAL trigger primitives from full granularity HCAL towers;
- RCT e/γ candidates and region sums from ECAL trigger primitives in data;
- GCT e/γ and jet candidates from RCT e/γ candidates and region sums in data.

The ECAL validation was performed on 10 Million events, constituting the bulk of runs where ECAL crystal data was not zero-suppressed. After accounting for masked channels, agreement was observed between the emulated E_T and fine-grain bit and the data in more than 99.9% of trigger primitives.

The HCAL validation was performed on over 50 Million events. Both E_T sums and the HF fine-grain bit were compared between emulator and data. The level of disagreement observed between emulator and data was less than 1×10^{-6} .

The RCT validation takes ECAL and HCAL towers from ECAL/HCAL readout data and produces emulated e/γ candidates, which are then compared with those read out by the GCT. Disagreements at the level of a few percent were observed in 2008 due to masked channels that were not emulated and latency instability in the HCAL data. During cosmic ray data-taking in 2009, the comparison is performed on a regular basis and shows perfect agreement between data and emulator.

The GCT emulator validation was performed on 20 Million CRAFT events. Agreement was observed between hardware and emulator for 100% of e/γ candidates. A small error in the implementation of the jet-finding algorithm was discovered in the comparison of the jet candidates. In approximately 0.05% of cases a jet was incorrectly labeled as passing the τ -lepton veto. This has no impact on the efficiency and resolution studies presented later in this paper, and the firmware has since been corrected.

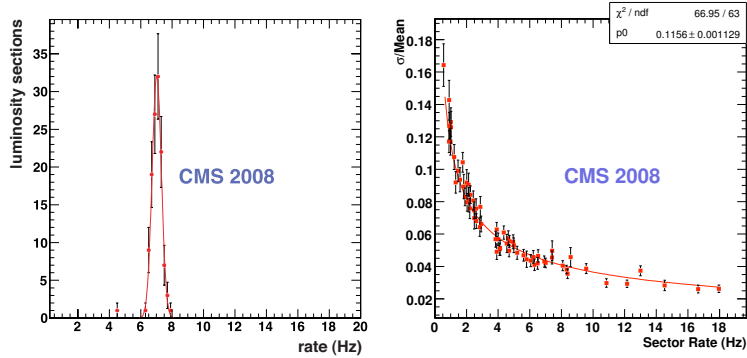


Figure 10. The rate distribution of a particular sector of wheel 0 (left). Fit to the σ/mean of all measured sector rates (right).

6 Drift-tube trigger performance

Operating in “open LUTs” mode, the DTF delivered about 240 Hz of muon candidates from the whole DT detector. The rate stability was tested by counting the number of DTF tracks collected from each sector per “luminosity section”; a period of time lasting ~ 93 seconds. For each run, a sample of rate measurements was collected in a histogram, to which a single Gaussian function was fit. An example is shown in the left plot of figure 10 for sector 8 in wheel 0. The L1 trigger system could start to deliver L1 accepts several seconds after the data acquisition was started; thus the first luminosity section, which appears as an isolated point at the left of the Gaussian peak in the rate plot, has incomplete statistics and is not considered in the fit. The mean and sigma of the Gaussian were used to compute the σ/mean for each active sector. In the absence of biases the σ/mean is expected to scale with the square root of the number of events collected, consistent with a Poissonian distribution. To test this assumption another fit was performed on the distribution of the σ/mean for each active sector with the function:

$$f(x) = \frac{p0}{\sqrt{(x)}}$$

The results of the fit are shown in the right plot of figure 10. The measured $p0$ is 10% higher than the naive expectation $1/\sqrt{L} \sim 0.103$, where L is the luminosity section length, due to trigger dead-time not taken into account in the rate calculation (see section 3.3) and other possible effects under investigation.

The coordinates assigned by the DTF were compared to the coordinates obtained from the offline reconstruction of muon tracks using the muon detectors only (“standalone muons”). The comparison was performed for ϕ and η coordinates, but no p_T assignment study is possible with the CRAFT data (section 3). The L1 muon candidate position is reported at the extrapolated intersection of the track with a cylinder at the radius of the MB2 station. The offline track was therefore

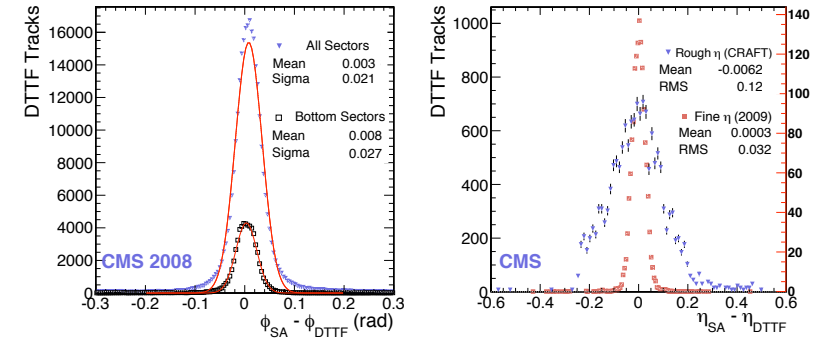


Figure 11. DTF ϕ resolution (left). The ϕ difference between DTF and offline standalone muons (SA) is shown. Both the distribution obtained from all sectors (triangles) and the one obtained from bottom sectors only (sectors 9,10 and 11, squares) are shown. DTF η resolution (right). The η difference between DTF and offline standalone muons (SA) is shown. The low-resolution η assignment, the only possibility during CRAFT 2008, is shown with blue triangles. For comparison, high-resolution η assignment is shown with red squares (from 2009 data).

propagated to the MB2 cylinder, and the position of the intersection point compared to the trigger data. Events with tracks in masked sectors or with known hardware problems were rejected in the analysis.

The difference between the coordinate from the reconstructed track and the DTF ϕ value is shown in the left plot of figure 11. Only positive wheels were used, as the negative wheel coordinate assignments were not implemented properly. This was a consequence of misconfiguration of the hardware modules delivering trigger primitives, which was corrected and validated after CRAFT. Two histograms are shown, one including all sectors and one for bottom sectors only (sectors 9, 10 and 11). In the bottom sectors the muon direction, and hence multiple scattering and energy loss effects, are LHC-like, so the resolution improves to $\sigma \sim 0.021$ rad and the tails in the distribution are removed.

As mentioned in section 3, the DTF η assignment was not yet commissioned in CRAFT, as trigger primitive θ -view information was not yet delivered to the track finder. Nevertheless, a subset of the system could assign low-resolution η values using the ϕ -view primitives. The right plot of figure 11 shows the difference of trigger and offline η values assigned during CRAFT. For comparison, the same quantity is shown for cosmic ray data taken in 2009, at a time when fine-resolution η assignment based on trigger primitive θ hits was possible. The η assignment between the DTF and the reconstructed muons is in good agreement.

The DT trigger efficiency was evaluated using offline standalone reconstructed muon tracks, that were required to intersect the CMS tracker volume. Only tracks traveling from the top to the bottom of the detector were kept, as low p_T muons can bend back and exit the detector from the top side. A minimum track momentum of 5 GeV/c was required, and only tracks with at least 20 hits

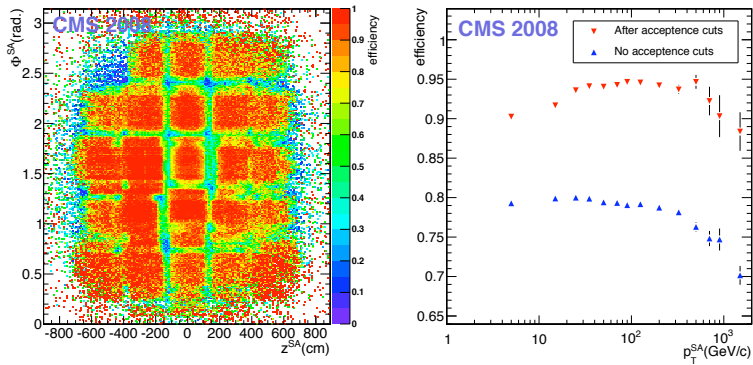


Figure 12. Left: DT trigger efficiency for the upper half of the detector as a function of (ϕ, z) of the standalone track (SA), computed at the position of the MB2 station. Right: DT trigger efficiency as a function of the p_T of the standalone track; the two data series correspond to efficiencies computed with and without acceptance cuts (see text).

in total from DT and RPC detectors were kept, as this ensures the presence of local track segments in at least two stations resulting in acceptable p_T resolution.

Tracks reconstructed in the bottom half of the detector, with a matching trigger candidate, were used to probe the efficiency of the top half of the detector in an unbiased way. This was done by propagating the track to the second muon station in the top and looking for a matching trigger candidate. If a DTF track was found, the trigger was considered efficient in this event.

In figure 12, left, a (ϕ, z) map of the efficiency computed in this way is shown. Besides the very low occupancy around $\phi \sim 0$ and $\phi \sim \pi$, due to the low rate of horizontal cosmic rays, the main features visible are a lower efficiency in cracks between detector sectors, and a whole sector missing (wheel -2, sector 6, closest to $\phi = \pi$). This was due to a malfunctioning hardware module that had been masked.

To check the intrinsic performance of the DT trigger system, tracks passing through the central portion of the top 3 sectors only were considered. Tracks passing within 5° in ϕ , or 50 cm in z , of a sector boundary were ignored. The results are summarized in figure 12 (right), where the efficiency versus the p_T of the muon track is shown, before and after the removal of the crack regions. The efficiency after the removal of the cracks reaches about 95%, while it drops to about 80% without the acceptance cut. The acceptance losses between wheels are due to the loose pointing requirements used to select the muons which allow a significant fraction of vertical muons.

7 Cathode strip chamber trigger performance

The total output trigger rate from the CSCTF was ~ 60 Hz. The distributions of trigger rates in each 60° CSC trigger sector are shown in figure 13. The trigger rate ranges from 4.5 Hz to

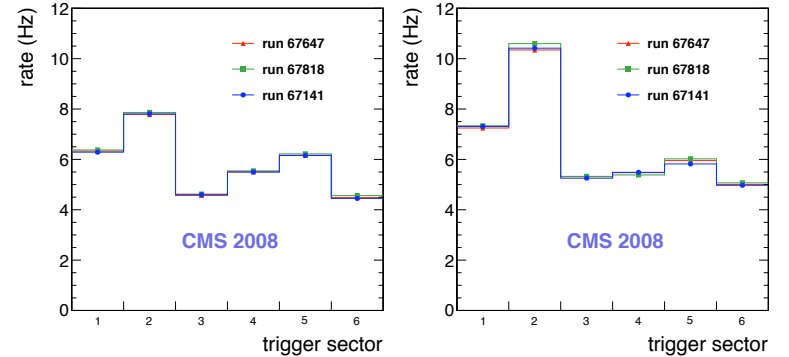


Figure 13. CSC trigger rates by sector during CRAFT. Several typical long runs were selected to calculate the trigger rates. Rates from these runs show good agreement. The left plot shows the trigger rate from the $z > 0$ endcap; the right plot is for the $z < 0$ endcap.

10.5 Hz for different trigger sectors according to their different positions. Several features of the trigger rate distributions are visible: the differences of top (1-3) and bottom (4-6) sectors and the other ϕ dependencies reflect the spatial distribution of cosmic rays penetrating CSC chambers, as well as the angular acceptance of strip and wire trigger primitive pattern templates. There are also asymmetries between endcaps, which are caused by the higher muon rate at the negative side of the detector, which is below the CMS main access shaft.

The assignment of ϕ , η , and p_T by the CSCTF has been compared with that of offline reconstructed muons. While the aim of the CSCTF is to identify collision muons, cosmic ray muons may arrive from all possible directions. For this reason, these studies use only muons whose direction points to the interaction point, to resemble the expected behavior of collision muons. In addition, all candidates tagged by the CSCTF as halo muons were removed, along with those where only one segment was found in the CSCTF, since the ϕ assignment of such candidates was not properly implemented at the time of CRAFT.

The ϕ angle assignment is shown in figure 14. These plots show the comparison between the ϕ measured by the CSCTF, with respect to that measured by the offline muon reconstruction, and the ϕ resolution with an overlaid Gaussian fit, respectively. The ϕ assignment between the CSCTF and the reconstructed muons is in good agreement. In fact most of the candidates lie on the diagonal line, as shown in the left plot in figure 14.

The p_T analysis requires a tighter muon selection. The CSCTF assumes that muon tracks originate from the interaction point, and the p_T assignment takes into account loss of momentum as they traverse the detector. Therefore, only muons following a similar trajectory, traversing the interaction region before crossing the bottom half of the detector, are included in the analysis. The muon, reconstructed offline, is required to have at least one hit in the CSC detector, and at least 10 hits in the central tracker, to benefit from the best p_T resolution for the reconstructed candidates. Figure 15 shows the mean p_T assigned by CSCTF (p_T^{CSCTF}) as a function of the p_T

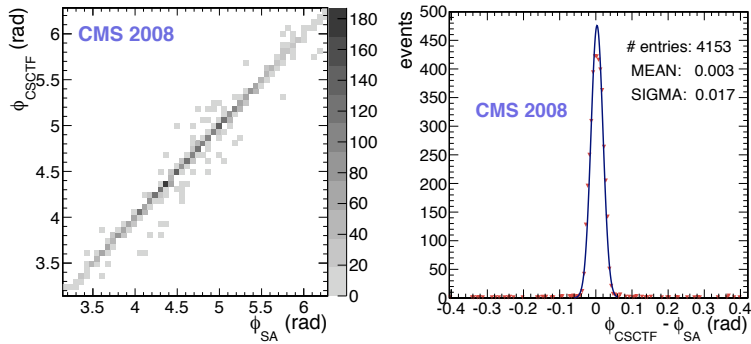


Figure 14. CSCTF ϕ resolution. Left: comparison between the ϕ measured by the CSCTF (“ ϕ_{CSCTF} ”) and the ϕ estimated from the offline standalone reconstruction (“ ϕ_{SA} ”). Right: distribution of the ϕ resolution with an overlaid Gaussian fit.

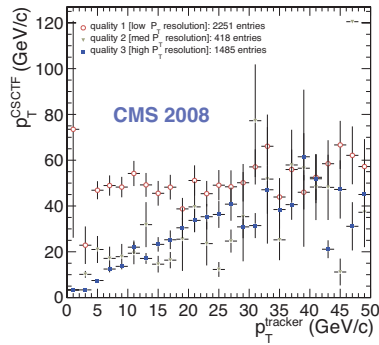


Figure 15. Mean p_T assigned by the CSCTF as a function of the p_T measured by the offline reconstruction, separated in bins of CSCTF p_T resolution corresponding to a quality tag assigned by the CSCTF algorithms.

measured by the tracker system ($p_T^{tracker}$). For a precise understanding of the performance, the comparison is broken in bins of quality of CSCTF p_T resolution. Several conclusions can be drawn. Since quality 3 corresponds to high p_T resolution CSCTF tracks, the distribution flattens at higher p_T reconstructed value, compared with the quality 2 p_T distribution (medium p_T resolution). As expected, the CSCTF p_T assignment for quality 1 tracks is not well correlated with the tracker p_T measurement. It should be noted that quality 1 tracks are only used in LHC collision trigger menus as the second leg of a di-muon trigger, with essentially no p_T requirement.

The efficiency of CSC muon identification was studied, for both the single track segment mode

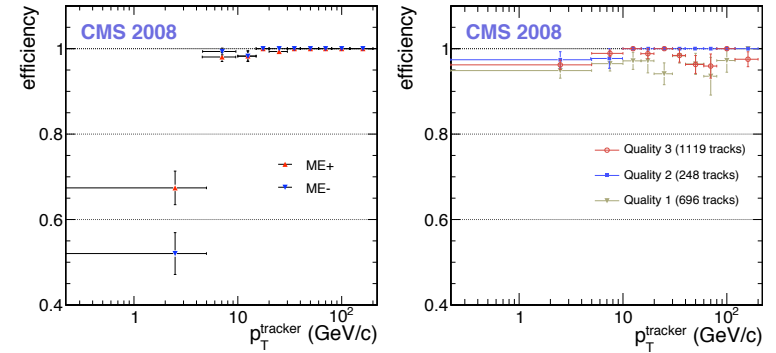


Figure 16. Left: efficiency of CSCTF in “singles” mode as a function of offline reconstructed p_T in the tracker, $p_T^{tracker}$, for each endcap separately. Right: efficiency of CSCTF to build a muon candidate from several track segments separated in bins of a quality tag assigned by the CSCTF algorithms.

and the track-coincidence mode. For the “singles” mode, the efficiency of one endcap is measured using events taken with a trigger in the opposite endcap earlier in time. An offline reconstructed muon is required, pointing towards the IP, with p_T above 10 GeV/c. The central tracker track is extrapolated into the CSC endcap under study, and a CSCTF candidate is searched for within $\delta\phi < 0.3$ radians. Figure 16 shows that the efficiency is greater than 99% for both endcaps on $\sim 2k$ events with IP pointing tracks of p_T above 20 GeV/c.

In the track-segment matching mode of operation, the CSCTF builds tracks as a coincidence of 2, 3, or 4 track segments from different stations. The CSCTF logic suppresses candidates from the “singles” mode if it can form a coincidence from the received segments. The efficiency of the track coincidence mode, relative to the singles mode, was measured by considering all CSCTF candidates (singles and coincidence), and checking for other available segments in the other stations in the same time bin. If segments which could form a coincidence were found, a corresponding multi-segment CSCTF candidate was searched for. The resulting efficiency, broken in bins of quality, is shown in the right plot of figure 16. The relatively large fraction of quality 1 candidates is due to the loose geometric requirements used for cosmic ray muons.

8 Resistive plate chamber trigger performance

The average rate of the muon candidates produced by the RPC trigger was about 140 Hz. However, periodic disturbances visible as spikes in the trigger rate were observed and were the subject of detailed studies on both the RPC chamber and the trigger electronics. Dedicated data were taken for the RPC noise studies. Although never observed before CRAFT, periodic noise effects were found to be correlated with electric disturbances coming from external sources and related to underground daytime activities in UXC, rather than connected with the CMS magnetic field itself. They were found to be sensitive to the discriminator thresholds and completely absent in the trigger path if no

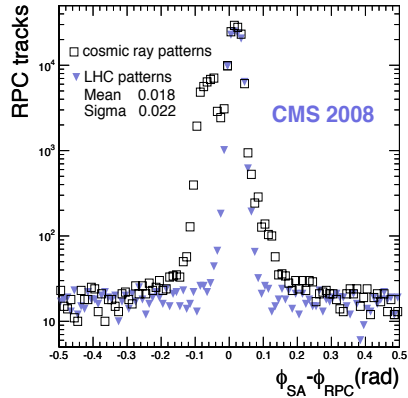


Figure 17. Resolution of the RPC trigger: RPC trigger ϕ minus reconstructed muon ϕ for cosmic ray patterns used in CRAFT data taking (dashed line), and for beam collision patterns, produced by running the RPC trigger emulator over the same data sample (solid line).

signal from the chambers was delivered. The noise was found to be mostly coherent and it can only be partially eliminated by changing the trigger logic to require more planes in coincidence. The standard configuration for cosmic rays, implemented with the requirement of a coincidence in 3 out of 6 chamber planes, was compared to a modified coincidence requirement of 4 out of 6 chamber planes obtained in offline emulation of the trigger. The modified trigger logic is found to reduce the noise peak values from up to 1100 Hz to up to 220 Hz, but it also decreases the overall average trigger rate, which drops from about 140 Hz to 45 Hz. It should be stressed that when the RPC readout data were processed by the RPC trigger emulator using LHC patterns, the rate spikes were completely eliminated. This is due to a combination of using a coincidence of 4 out of 6 planes with the fact that LHC patterns are much narrower. During and since CRAFT, steps were taken to identify the sources of noise. Since the summer of 2009, the noise has been reduced to a marginal problem.

The ϕ resolution of the RPC trigger was studied by comparing the ϕ values from the RPC track finder with those from standalone muons reconstructed using DT segments. A typical result is shown in the open histogram of figure 17. A two-peak structure can be seen, which is an artefact of the ghost removal algorithm in the case of cosmic ray patterns. Since a p_T measurement was not made by the RPC trigger in CRAFT, the ghost removal algorithm saves only the muon candidate with higher ϕ value whenever two muon candidates in a given sector are found from overlapping logical cones. Such events produce a systematic bias in the ϕ measurement, visible as an additional peak shifted by 6 degrees on average. To confirm this, the resolution was obtained using patterns for LHC collisions, as shown in the solid histogram of figure 17. The additional peak is not present in this case.

The RPC trigger efficiency is evaluated using standalone reconstructed muon tracks, with method and selections as detailed for the DT trigger in section 6. These data were taken at a

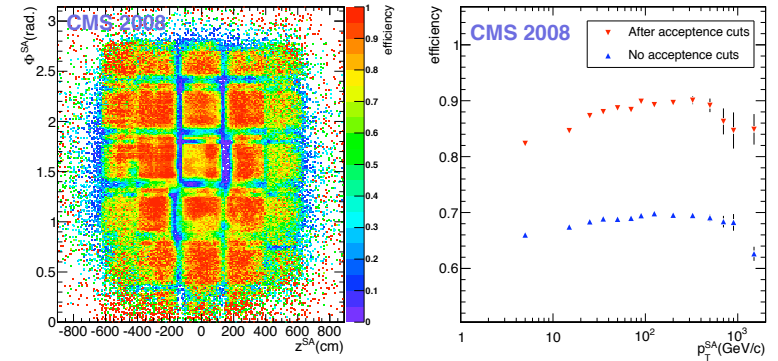


Figure 18. RPC trigger efficiency as a function of (ϕ, z) of the standalone reconstructed muon, computed at the position of the MB2 station (left). RPC trigger efficiency as a function of the p_T of the standalone muon. The two data series correspond to efficiency computed with and without acceptance cuts (see text).

chamber voltage of 9.2 kV. Figure 18 (left) shows a (ϕ, z) map of the efficiency computed in this way. The main visible features are a lower efficiency in cracks between detector sectors and very few events near $\phi = 0$ and $\phi = \pi$ due to lack of horizontal cosmic rays. In figure 18 (right), the efficiency versus the p_T of the muon track is shown, before and after the removal of the crack regions. The efficiency after the removal of the cracks is between 85 and 90% in the central p_T region, with a clear tendency to increase with p_T , while it drops to about 70% without the acceptance cut. Work to understand the efficiency result is ongoing. The systematic biases due to the method are expected to play some role and are presently under evaluation.

9 Electron/photon trigger performance

The performance of the barrel e/γ trigger has been evaluated in terms of rate, resolution and efficiency. The distribution of the rate of the L1.SingleEG1 e/γ trigger, which nominally fires whenever a single electromagnetic energy deposit above 1 GeV is detected, is shown in figure 19 for a typical CRAFT run. The L1 decision is based on the sum of 2 towers of 25 ECAL crystals each. The average single crystal noise as measured during the entire running period was 40 MeV [23], so the L1 candidate noise is expected to be around 280 MeV. On the other hand, a rate of 22.65 Hz implies that the threshold of the L1.SingleEG1 trigger is roughly 5σ away from the detector noise. As will be seen later in this section, the L1.SingleEG1 trigger turn-on point corresponding to 50% efficiency is measured to be 1.19 GeV, implying the noise of the particular run in figure 19 is around 240 MeV. Given that the expectation is derived from a much larger period of time, the agreement is found to be good.

To study the trigger resolution and efficiency, ECAL superclusters (SC) originated by muon radiation in the lead tungstate crystals and reconstructed offline as described in [23] are used as tags to probe for the production of L1 e/γ trigger candidates.

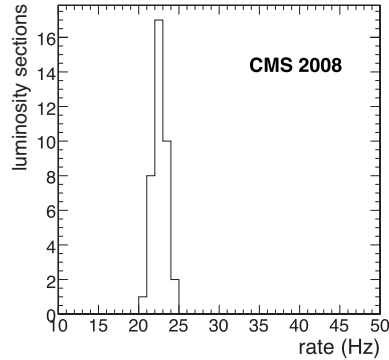


Figure 19. Rate distribution of the L1.SingleEG1 trigger for a typical run. The average rate is compatible with that expected from the noise level measured in the ECAL.

9.1 Data selection

The e/γ trigger resolution and efficiency were measured using events taken with a muon trigger. Online data reduction for the ECAL was obtained through the selective readout algorithm [24], which classifies the detector into regions of low or high interest. Low interest regions were read out using zero-suppression on a crystal-by-crystal basis, whereas in high interest regions full readout is done, preserving the information of all crystals involved in the trigger decision. For the full trigger chain efficiency measurement a complete configuration of the full L1 e/γ trigger is required: namely the ECAL, the RCT and the GCT. For the trigger primitive generator efficiency measurement, only the ECAL trigger primitive generator need be configured. Finally, the study used only the regions of the detector that had no known hardware problems.

In selecting ECAL superclusters, at least one crystal with a reconstructed energy above 400 MeV is required, ten times the noise RMS. This ensures accurate timing reconstruction [25] and by retaining events within 3.75 ns of the trigger, rejects asynchronous cosmic ray deposits. In contrast to the cosmic ray signal reconstruction that fits an asynchronous pulse shape to the 25 ns signal samples, here the signal amplitude, and consequently E_T , are reconstructed using a weighted sum of the signal samples. Not only is this the standard procedure for beam collision data, it is also better suited for comparison with trigger quantities, since the trigger amplitudes determined in the detector front-ends are obtained using a similar weighted sum method.

Finally, the ECAL superclusters are required to be validated by an offline-reconstructed global muon. Validation is based on the distance, ΔR , between the ECAL supercluster position and the linear extrapolation of the muon track to the ECAL inner surface [26] (μ), starting from the tracker. Events are retained with $\Delta R(SC, \mu) < 0.1$.

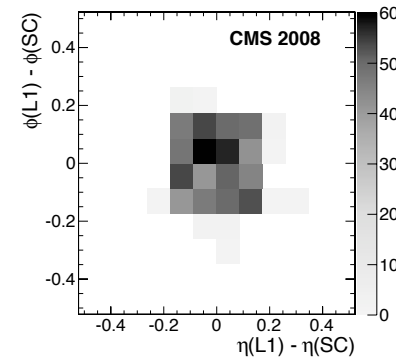


Figure 20. $\Delta\eta$ and $\Delta\phi$ of Level-1 e/γ trigger objects with respect to reconstructed ECAL superclusters.

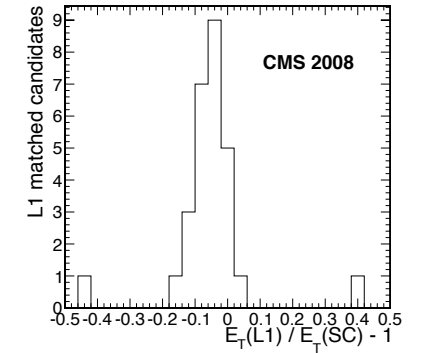


Figure 21. Level-1 e/γ E_T resolution for $E_T(L1) > 10$ GeV. The non-zero mean results from a combination of factors and is compatible with the LSB of $E_T(L1)$.

9.2 Resolution and efficiency

After obtaining a pool of ECAL superclusters validated by reconstructed muons, the L1 e/γ trigger resolution and efficiency were probed. The distributions for $\Delta\eta = \eta(L1) - \eta(SC)$ and $\Delta\phi = \phi(L1) - \phi(SC)$ are shown in figure 20 for L1 candidates satisfying the L1.SingleEG1 requirement of $E_T(L1) > 1$ GeV. The binning used corresponds to the dimensions of one ECAL trigger tower, 0.087 in both η and ϕ . The highly populated region of 4×4 ECAL trigger towers corresponds to the resolution with which the L1 e/γ candidate position is reported.

Figure 21 shows the relative difference between $E_T(L1)$ and $E_T(SC)$ for $E_T(L1) > 10$ GeV. The resolution from fitting a Gaussian to the distribution is 5.2% and the mean -4.7% . The non-zero mean is caused by differences in the way E_T is calculated in L1 and off-line reconstructions. These are: the clustering algorithm, the signal amplitude determination, and the effect of integer truncation in the L1 E_T determination, which has a LSB of 500 MeV. Each of these effects contributes to the L1 E_T being lower than the E_T which is recovered offline, the effect above 5 GeV being of the order of the LSB. The resolution is also of the order of the LSB; due to the steeply falling energy spectrum of these events, the sample is dominated by those just above the 10 GeV threshold.

To further characterize the e/γ trigger, two efficiencies were measured: the trigger primitive (TP) generator efficiency and the Level-1 e/γ candidate efficiency, which correspond to the first and the last steps in the calorimeter trigger chain. Due to the requirement of an energy deposit in the ECAL, this measurement evaluates the trigger efficiency only in the active part of the detector and is relative to the detector efficiency to detect muons and electromagnetic energy.

The trigger primitive generator is considered efficient if a muon-tagged ECAL supercluster has an associated TP in the same ECAL trigger tower. The TPG efficiency is shown in figure 22 (left) as a function of $E_T(SC)$. It rises with increasing $E_T(SC)$ before reaching a plateau of 100%,

the 50% efficiency turn-on point being at 0.70 ± 0.03 (stat.) ± 0.02 (syst.) GeV, compatible with the threshold set at 750 MeV (section 3). The systematic error is determined by varying the cuts applied to the selection.

The full e/γ trigger chain is considered efficient if a muon-tagged ECAL supercluster has an associated L1 e/γ candidate with energy above the L1 e/γ threshold under study. The measure of association used is the distance between the L1 candidates and muon-tagged ECAL superclusters, $\Delta R(L1, SC^\mu)$. Despite the coarse (η, ϕ) resolution of L1 e/γ candidates (figure 20) two classes of events can be clearly distinguished: events where the L1 e/γ candidate matches the muon-tagged ECAL supercluster around $\Delta R = 0$ and events where the objects are in opposite sides of the experiment with $\Delta R > 3$. The latter case is expected since some muons cross the ECAL leaving 2 energy deposits, one on the top and one on the bottom.

If $\Delta R(L1, SC^\mu) < 0.5$ and the L1 e/γ candidate rank is above the threshold under study, the event is considered efficient. With this selection the efficiency for the L1 e/γ trigger chain is shown in figure 22 (right) for three different trigger algorithms: L1.SingleEG1, L1.SingleEG5 and L1.SingleEG10 with nominal thresholds at 1, 5 and 10 GeV, respectively. An unbinned maximum likelihood fit of an error-function was performed for each of the datasets.

The turn-on point of the 1 GeV threshold algorithm, L1.SingleEG1, is found to be 1.19 ± 0.02 (stat.) ± 0.02 (syst.) GeV. For the corresponding 5 and 10 GeV algorithms the turn-on points are measured to be 5.23 ± 0.09 (stat.) ± 0.14 (syst.) GeV and 10.2 ± 0.2 (stat.) ± 0.3 (syst.) GeV, respectively. Systematic errors were estimated by varying the timing selection window from ± 1.25 ns to ± 5 ns and the tagging distance $\Delta R(SC, \mu)$ from 0.1 to 0.5. The discrepancies between the measured and expected turn-on points are a reflection of the effects already mentioned above, and mainly affect the L1.SingleEG1, since the L1 e/γ E_T LSB is 500 MeV. Above 10 GeV the effect is of no appreciable consequence.

10 Jet trigger performance

Towards the end of the CRAFT data taking, a jet trigger was enabled and was active in around 20% of the total runs. Due to the commissioning nature of the jet data taken, results based on only a few well-understood runs are presented. Figure 23 shows the measured rate per luminosity section in a single run for the single jet trigger with an E_T threshold of 10 GeV. The rate is dominated by detector noise, but is stable over the course of the run.

The Level-1 jet E_T assignment was compared with that of offline reconstructed jets, which were found using an iterative cone algorithm with a cone size of $\Delta R = 0.5$ [27]. The Level-1 jets were matched to the closest offline jet within a cone of $\Delta R = 0.5$. The resulting E_T resolution, defined as $E_T(L1)/E_T(jet) - 1$ (where $E_T(L1)$ and $E_T(jet)$ are the E_T of the matched L1 and offline jet, respectively), is shown in figure 24. The RMS is 0.16 and shows that the L1 jet E_T is around 70% of the offline jet E_T .

The efficiency of the jet trigger, relative to offline reconstructed jets, was measured with a data sample triggered using the electron trigger path. The electron trigger hardware is independent of the jet trigger. An iterative cone jet-finder algorithm with a cone size of $\Delta R = 0.5$ was run on the offline calorimeter data, and jets satisfying $|\eta| < 3.0$ and $E_T > 5$ GeV were selected. The jet trigger efficiency was measured relative to the selected jets by demanding a L1 jet, firing the trigger, within

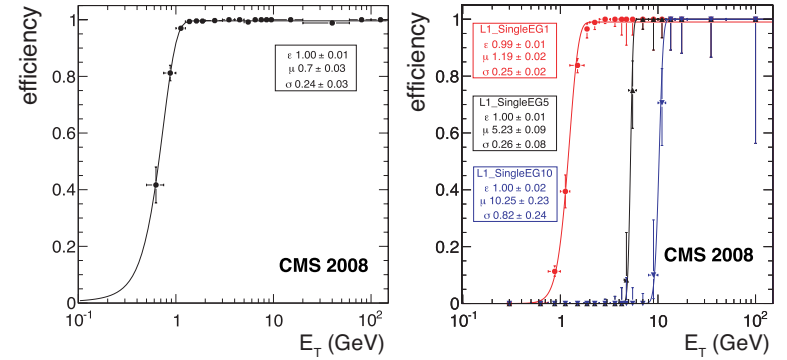


Figure 22. The ECAL trigger primitive production efficiency (left) and the full Level-1 e/γ trigger efficiency (right) as a function of the E_T reconstructed offline in ECAL. Parameters are obtained from fits of error functions to the data. In the case of the right figure, an unbinned fit was used.

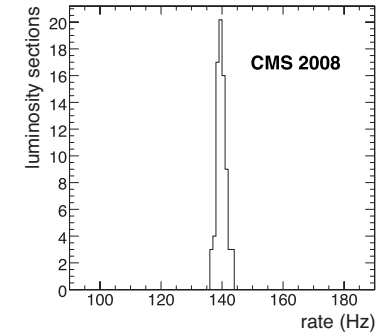


Figure 23. The distribution of the rate of the single jet trigger with an E_T threshold of 10 GeV.

a $\Delta R = 0.5$ cone of the offline jet. A data sample containing around 5000 offline jets was used to determine the efficiency of the single jet $E_T > 10$ GeV trigger as a function of the E_T , η , and ϕ of the offline jets, shown in figure 25. The results show that the jet trigger efficiency reaches the level of 90% at 20 GeV, and 100% at 40 GeV. The efficiencies in η and ϕ measured for jets with $E_T > 25$ GeV are uniform as expected.

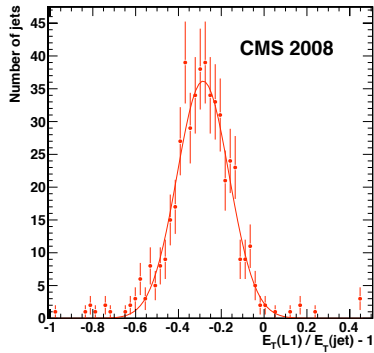


Figure 24. The E_T resolution of L1 jets.

11 Summary and outlook

The Level-1 trigger was operated stably during the period of LHC single beam operation, and later during the CRAFT cosmic ray data-taking period. All muon sub-detector triggers have been synchronised and shown to provide good trigger efficiency. The CSC muon candidate η , ϕ , and p_T assignments have been shown to work well, along with DT and RPC assignments. The e/γ trigger has been shown to be fully efficient. The jet trigger was commissioned during CRAFT and shown to be efficient across the detector. Together, these triggers have provided high quality cosmic ray event samples, as well as instrumental noise events necessary for understanding the detectors. The LHC beam monitoring technical triggers and the CSC beam halo trigger were operated and synchronised during LHC single-beam operations.

Since the CRAFT data-taking in 2008, CMS has taken weekly cosmic ray runs, which have allowed a development and testing of additional functionality. Optical links to the DT Track Finder for the θ view trigger primitives have been installed, improving the η assignment. Long runs have been taken with “LHC-like” look up tables in the DT track finder, allowing the p_T assignment to be validated. The links that share trigger primitives between DT and CSC systems in the barrel-endcap overlap region have been commissioned, and the DT trigger primitives have been synchronised at the CSC track finder. The RPC and ECAL endcap triggers have been commissioned. The remaining calorimeter energy sum triggers have been commissioned. A six week long cosmic ray run in the summer of 2009 allowed a large cosmic ray and detector noise dataset to be acquired using the new functionality. At the time of writing, analysis of this data is ongoing. The Level-1 trigger system is expected to stably and efficiently trigger on LHC collisions for CMS in the forthcoming run.

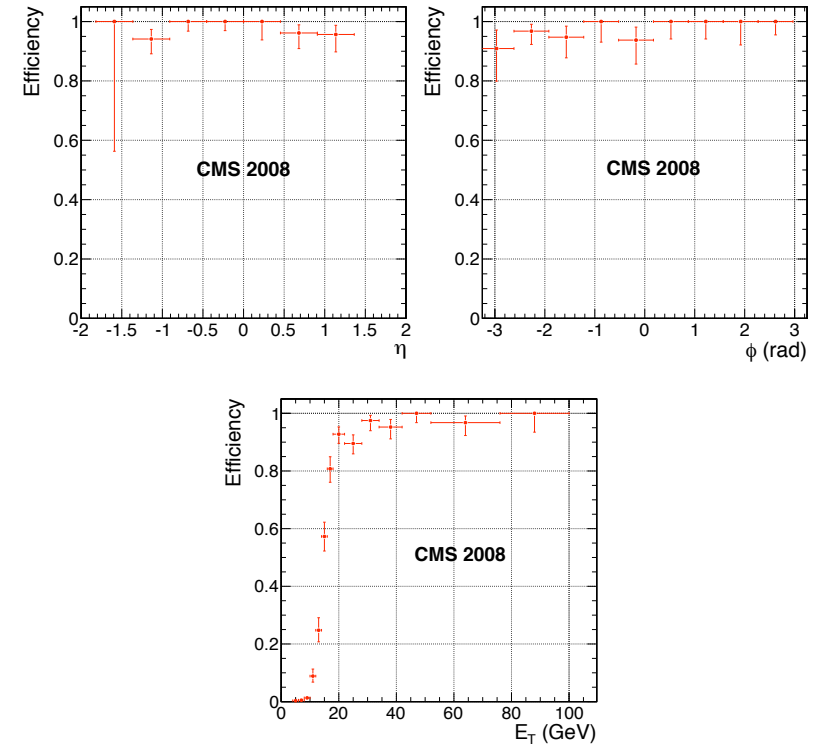


Figure 25. The efficiency of the single jet trigger with a L1 E_T threshold of 10 GeV, as a function of offline jet η , ϕ , and E_T (with $E_T > 25$ GeV for the η and ϕ plots).

Acknowledgments

We thank the technical and administrative staff at CERN and other CMS Institutes, and acknowledge support from: FMSR (Austria); FNRS and FWO (Belgium); CNPq, CAPES, FAPERJ, and FAPESP (Brazil); MES (Bulgaria); CERN; CAS, MoST, and NSFC (China); COLCIENCIAS (Colombia); MSES (Croatia); RPF (Cyprus); Academy of Sciences and NICPB (Estonia); Academy of Finland, ME, and HIP (Finland); CEA and CNRS/IN2P3 (France); BMBF, DFG, and HGF (Germany); GSRT (Greece); OTKA and NKTH (Hungary); DAE and DST (India); IPM (Iran); SFI (Ireland); INFN (Italy); NRF (Korea); LAS (Lithuania); CINVESTAV, CONACYT, SEP, and UASLP-FAI (Mexico); PAEC (Pakistan); SCSR (Poland); FCT (Portugal); JINR (Armenia, Belarus, Georgia, Ukraine, Uzbekistan); MST and MAE (Russia); MSTDS (Serbia); MICINN

and CPAN (Spain); Swiss Funding Agencies (Switzerland); NSC (Taipei); TUBITAK and TAEK (Turkey); STFC (United Kingdom); DOE and NSF (USA). Individuals have received support from the Marie-Curie IEF program (European Union); the Leventis Foundation; the A. P. Sloan Foundation; and the Alexander von Humboldt Foundation.

References

- [1] CMS collaboration, *The CMS experiment at the CERN LHC*, 2008 *JINST* **3** S08004.
- [2] L. Evans and P. Bryant eds., *LHC Machine*, 2008 *JINST* **3** S08001.
- [3] CMS collaboration, *Commissioning of the CMS experiment and the cosmic run at four tesla*, 2010 *JINST* **5** T03001.
- [4] CMS collaboration, *The TriDAS Project Technical Design Report: The Level-1 Trigger*, CERN-LHCC-2000-038 (2000).
- [5] H. Sakulin and A. Taurok, *Implementation and test of the first-level Global Muon Trigger of the CMS experiment*, in *Proceedings of the 11th Workshop on Electronics for LHC and Future Experiments* (2005).
- [6] L. Guiducci et al., *DT Sector Collector electronics design and construction*, in *Proceedings of the Topical Workshop on Electronics for Particle Physics* (2007).
- [7] J. Ero et al., *The CMS drift tube trigger track finder*, 2008 *JINST* **3** P08006.
- [8] D. Acosta et al., *A 3-D track-finding processor for the CMS level-1 muon trigger*, in *Proceedings of the Conference for Computing in High-Energy and Nuclear Physics* (2003).
- [9] CMS collaboration, *Alignment of the CMS muon system with cosmic-ray and beam-halo muons*, 2010 *JINST* **5** T03020.
- [10] RD5 collaboration, *Pattern Comparator Trigger (PACT) for the muon system of the CMS experiment*, *Nucl. Instrum. Meth. A* **370** (1996) 389.
- [11] M. Stettler et al., *The CMS Global Calorimeter Trigger hardware design*, in *Proceedings of the 12th Workshop on Electronics for LHC and Future Experiments* (2006).
- [12] G. Iles et al., *Revised CMS global calorimeter trigger functionality and algorithms*, in *Proceedings of the 12th Workshop on Electronics for LHC and Future Experiments* (2006).
- [13] M. Jeitler et al., *The level-1 global trigger for the CMS experiment at LHC*, in *Proceedings of the 12th Workshop on Electronics for LHC and Future Experiments* (2006).
- [14] I. Magrans de Abril, C.E. Wulz and J. Varela, *Concept of the CMS trigger supervisor*, *IEEE Trans. Nucl. Sci.* **53** (2006) 474.
- [15] J. Gutleber, S. Murray and L. Orsini, *Towards a homogeneous architecture for high-energy physics data acquisition systems*, *Comput. Phys. Commun.* **153** (2003) 155.
- [16] CMS collaboration, *Performance of the CMS drift-tube chamber local trigger with cosmic rays*, 2010 *JINST* **5** T03003.
- [17] CMS collaboration, *Link System and Crate Layout of the RPC Pattern Comparator Trigger for the CMS Detector*, CMS-NOTE-2002-022 (2002).
- [18] CMS collaboration, *Performance of the CMS drift tube chambers with cosmic rays*, 2010 *JINST* **5** T03015.
- [19] M. Aldaya et al., *Fine synchronization of the muon drift tubes local trigger*, *Nucl. Instrum. Meth. A* **564** (2006) 169.
- [20] CMS collaboration, *Fine synchronization of the CMS muon drift-tube local trigger using cosmic rays*, 2010 *JINST* **5** T03004.
- [21] CMS collaboration, *Performance study of the CMS barrel resistive plate chambers with cosmic rays*, 2010 *JINST* **5** T03017.
- [22] CMS collaboration, *CMS Level-1 Trigger Emulator*, in *Proceedings of the International Conference on Computing in High Energy and Nuclear Physics* (2009).
- [23] CMS collaboration, *Performance and operation of the CMS electromagnetic calorimeter*, 2010 *JINST* **5** T03010.
- [24] N. Almeida et al., *Data filtering in the readout of the CMS electromagnetic calorimeter*, 2008 *JINST* **3** P02011.
- [25] CMS collaboration, *Time reconstruction and performance of the CMS electromagnetic calorimeter*, 2010 *JINST* **5** T03011.
- [26] CMS collaboration, *Measurement of the muon stopping power in lead tungstate*, 2010 *JINST* **5** P03007.
- [27] CMS collaboration, *CMS Physics: Technical Design Report*, CERN-LHCC-2006-001 (2006).

RÉSUMÉ

Le calorimètre électromagnétique de CMS est un calorimètre de haute résolution conçu avec des cristaux de tungstate de plomb et optimisé pour la découverte du boson de Higgs dans le canal de désintégration en 2 photons. La sélection d'électrons ou de photons de grande énergie transverse joue un rôle majeur dans la réduction du taux d'événements produit au *Large Hadron Collider* (LHC). Le premier niveau du système de déclenchement de CMS impliquant le calorimètre électromagnétique (déclenchement L1-e/ γ) constitue une composante clé de cette sélection.

Ce document passe en revue la stratégie et les tests réalisés afin de s'assurer que le déclenchement L1-e/ γ atteint bien les spécifications requises. Les détails du déclenchement L1-e/ γ sont exposés en couvrant tant les aspects du matériel que ceux des logiciels. L'optimisation des paramètres gouvernant le déclenchement L1-e/ γ est présentée. Les résultats issus du processus de mise au point et les premières expériences utilisant des tests en faisceaux ou des données de rayons cosmiques sont montrés. Finalement, le comportement du déclenchement L1-e/ γ pendant la prise de données avec les collisions de protons au LHC, est décrit et les performances de ce déclenchement sont soulignées en utilisant des événements réels contenant des électrons.

ABSTRACT

The CMS electromagnetic calorimeter is a high-resolution calorimeter made of lead tungstate crystals and optimized for the discovery of the Higgs boson in its two photon decay mode. The selection of high E_T electrons or photons plays a major role in the reduction of the high raw event rate at the Large Hadron Collider (LHC). The first level of CMS trigger involving the electromagnetic calorimeter (L1-e/ γ trigger) is a key component of this selection.

This document reviews the strategy and the tests completed to ensure that the L1-e/ γ trigger reaches the required specifications. Details of the L1-e/ γ trigger system are given covering the hardware aspects as well as the software ones. Optimization of its parameters is presented. The results from the commissioning and the first experiences with testbeams and cosmic ray data are shown. Finally, the behaviour of the L1-e/ γ trigger during the data taking with protons collisions at LHC is described and the performances of this trigger with real events containing electrons are emphasized.